brockhaus

abc

physik

ASTROPHYSIK · ATOME · COMPTON-EFFEKT · DOSIMETRIE · ELASTIZITÄT · ELEKTRIZITÄT · ELEKTRONEN · ELEMENTARTEILCHEN · FELDER · FESTKÖRPER · GASENTLADUNGEN · HOCHENERGIEPHYSIK · HOHLRAUMSTRAHLUNG · HOLOGRAPHIE · INTERFERENZ · KERN-MODELLE · KINETISCHE GASTHEORIE · KOSMOLOGIE · KRISTALLSTRUKTURANALYSE · LASER · MAGNETISMUS · METROLOGIE · MIKROELEKTRONIK · MOLEKÜLE · OPTIK · PHONONEN · PHOTOEFFEKT · PLASMA · PLASTIZITÄT · QUANTEN · REAKTOREN · RELATIVITÄT · RHEOLOGIE · RÖNTGENSTRAHLEN · SPINRESONANZ · STATISTISCHE MECHANIK · STRAHLENSCHUTZ · STRÖMUNGSLEHRE · SUPRALEITUNG · SYMMETRIE · THERMODYNAMIK · ULTRASCHALL · VAKUUM · VERSETZUNGEN · WÄRMELEITUNG · WELLEN · XEROGRAPHIE · ZEITUMKEHR · ZUSTANDSGLEICHUNG · ZWEIKÖRPERPROBLEM



VEB F. A. Brockhaus Verlag
Leipzig 1972

BROCKHAUS ABC PHYSIK

Das umfassende Lexikon der Physik enthält auf etwa 1600 Seiten rund 12000 Stichwörter, 2000 Abbildungen im Text und auf 64 teilweise farbigen Tafeln sowie eine Vielzahl von Tabellen, graphischen Darstellungen und Literaturangaben.

BROCKHAUS ABC PHYSIK

gibt in alphabetisch geordneten Einzelartikeln einen Überblick über das Gesamtgebiet der gegenwärtigen Physik und ihrer Spezialdisziplinen in der vielfältigen Verflechtung und gegenseitigen Abgrenzung zu den Nachbargebieten. Zusammenhängende Großartikel und kürzere Einzeldarstellungen geben Einblick in moderne physikalische Forschungs- und Arbeitsrichtungen sowie in den weiten technischen Anwendungsbereich der Physik. Die physikalischen Zusammenhänge der den Menschen umgebenden Erscheinungen werden wissenschaftlich einwandfrei und weitgehend allgemeinverständlich erläutert, um einen möglichst großen Benutzerkreis die rasche Orientierung zu erleichtern. Da viele Ergebnisse und Gesetzmäßigkeiten der modernen Physik nur in der Ausdrucksweise der Mathematik präzise zu erklären sind, werden die verwendeten mathematischen Ausdrücke selbst in besonderen Artikeln erläutert.

Brockhaus abc

a-l

Physik

Herausgeber:
Richard Lenk, Karl-Marx-Stadt
Walter Gellert, Leipzig

Redaktionsschluß: 30. 12. 1971
Alle Rechte vorbehalten
Printed in the German Democratic Republic
1. Auflage · 1. bis 35. Tausend
Genehmigt unter Nr. 150/57/72 ES 18 B
Redaktionelle Bearbeitung: Lektorat Enzyklopädie, verantwortlicher Redakteur Dipl.-Phys. Thomas Pfeifer
Bildredaktion: Helga Röser
Schutzumschlag und Einbandgestaltung: Günter Junge
Typografie und Herstellung: Rolf Kunze, Paul Kretzschmar
Gesamtherherstellung: Leipziger Druckhaus
Grafischer Großbetrieb · III/18/203

Vorwort

Hervorragende Naturforscher wie Kepler, Galilei und Newton begründeten im Kampf gegen die Enge mittelalterlichen Denkens die Physik als grundlegende Naturforschung. Von der Herausbildung der Mechanik, der Optik, der Elektrodynamik und Thermodynamik als den Disziplinen der klassischen Physik führt ein gerader Weg zu der beeindruckenden Vertiefung und Erweiterung physikalischer Erkenntnisse und Fragestellungen in der modernen Physik, die das naturwissenschaftlich exakte materialistische Bild von der Welt immer fester gründen.

Von den Elementarteilchen über die Atomkerne, Atome, Moleküle, den Substanzen in ihren verschiedenen Aggregatzuständen bis zum Plasma im Innern der Sterne und in den galaktischen Systemen spannt sich ein weiter Bogen von Strukturen der unbelebten Natur. Vor allem bei den kleinsten und größten Strukturen, in der Elementarteilchenphysik, in der Kosmologie und Kosmogonie sind wesentlich neue Erkenntnisse noch zu erwarten.

Beruhen die Ergebnisse physikalischer Forschung bereits seit den ersten Anfängen der klassischen Physik auf der Synthese von Erfahrung aus systematischem Experimentieren und der gedanklichen Analyse und Verallgemeinerung, so bietet der heutige Erkenntnisstand ein außerordentlich beeindruckendes Bild einer weit über das empirische Sammeln und Ordnen von Fakten hinausgehenden Wissenschaft, die zu einem qualitativen und in vielen Bereichen quantitativen Verständnis der Naturerscheinungen, mit der Aufdeckung physikalischer Gesetze und der oft kühnen Einführung völlig neuer Konzeptionen zur immer besseren Beherrschung der Natur geführt hat. Wie die industrielle Revolution zu Beginn des 19. Jahrhunderts undenkbar wäre ohne die auf physikalischen Erkenntnissen beruhende Entwicklung der Wärmekraftmaschinen, so gründet sich in der Gegenwart, da die Wissenschaft allgemein zu einer der bestimmenden Produktivkräfte geworden ist, die moderne Technik wesentlich auf die Ergebnisse der aus physikalischer Forschung entstandenen Elektronik, die grundlegenden Beiträge der Physik zur modernen Materialforschung und das breite Spektrum physikalischer Meßprinzipien. Physikalische Forschung heute ist nur in gut organisierter Gemeinschaftsarbeit möglich, benötigt aufwendige, großräumige Forschungsanlagen und kann nur dort erfolgreich sein, wo sie im Verein mit allen anderen Wissenschaftsdisziplinen dem gesellschaftlichen Fortschritt dient.

Bei der Bestimmung des Umfangs der einzelnen Gebiete in diesem „Brockhaus ABC Physik" wurden bewußt die für die moderne Physik typischen Gebiete betont, insbesondere die atomphysikalisch-quantenmechanische Analyse der Struktur der Materie. Dabei erwies sich die alphabetische Reihenfolge des Lexikons als vorteilhaft, weil sie gekünstelte Fragen der Zuordnung zu bestimmten Sachgebieten gar nicht auftreten läßt, z. B. die Frage, ob Spektralanalyse oder Spektroskopie besser in der Optik oder beim Aufbau der Atome und Moleküle zu behandeln sind. Dieser Vorteil erlaubt es auch, bei Abgrenzungen gegen Nachbargebiete eine passende Grenze einzuhalten, z. B. bei Abgrenzung gegen die Chemie vom physikalischen Standpunkt aus auf Photochemie, chemische Bindung, das Periodensystem, die Phasenumwandlungen, das Massenwirkungsgesetz und andere Fragen der Thermodynamik einzugehen. Wert wurde auf benachbarte Gebiete der Technik gelegt, z. B. auf elektrische Maschinen, Wärmekraftmaschinen, Dosimetrie und Strahlenschutz, Reaktortechnik und Kernenergetik sowie Halbleiterbauelemente und Vakuumtechnik. Gegenstand des Lexikons sind weiterhin Anwendungen der Physik in der Astro-, Geo- und Biophysik. Mit knappen Darstellungen kybernetischer Grundbegriffe soll einerseits der Anschluß an die Grundlagen einer allgemeinen Systemtheorie hergestellt und andererseits den wesentlichen Anwendungen der modernen Datenverarbeitung, Informations- und Rechentechnik bei der Bearbeitung physikalischer Fragen Rechnung getragen werden.

Das abstrakteste Hilfsmittel der Physik ist die Mathematik. Ihre Sprache ist in weiten Gebieten auch die des Physikers. Zur Erleichterung für den Leser sind die für den Physiker wichtigen Grundbegriffe der Mathematik bereitgestellt, wobei jedoch für viele Einzelheiten auf mathematische Spezialwerke verwiesen werden muß.

Ein einheitliches Niveau im Abstraktionsgrad und in den mathematischen Voraussetzungen konnte naturgemäß nicht angestrebt werden. Der Leser spezieller Artikel über Elementarteilchentheorie beispielsweise muß über größere Voraussetzungen verfügen als der Leser, der sich für die Grundlagen der Kernspaltung interessiert.

Das aktuelle physikalische Wortgut von den Grundbegriffen zu den modernsten Problemen und Erkenntnissen zu ordnen und einem möglichst breiten Leserkreis verständlich zu machen, ist Anliegen des „Brockhaus ABC Physik". Es erläutert physikalische Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhänge, berücksichtigt die Anwendung der Physik auf den verschiedenen Gebieten, ermöglicht es, Kenntnisse zu festigen und Wissenslücken zu schließen, und weist auf weiterführende Fachliteratur hin. Damit wird das „Brockhaus ABC Physik" zu einem verläßlichen Ratgeber für Studierende, Lehrende und die in Wissenschaft, Technik und Industrie Tätigen, die ihre physikalischen Kenntnisse erweitern und sich Einblick auch in die Gebiete außerhalb ihres speziellen Aufgabenbereiches verschaffen wollen.

Herausgeber und Verlag möchten all denen danken, die an der konzeptionellen Entwicklung, der Erarbeitung größerer Gebiete oder einzelner Stichwörter des „Brockhaus ABC Physik" beteiligt waren und zu seiner Vollendung beigetragen haben. Außer den im Mitarbeiterverzeichnis Genannten gilt unser Dank jenen Wissenschaftlern aus Akademie- und Hochschulinstituten sowie Einrichtungen der Industrie, die durch Gewinnung ihrer Arbeitskollektive für unsere Belange oder durch ihren Rat als Gutachter an der Entstehung des Werkes Anteil haben.

Herausgeber und Verlag

Verzeichnis der Mitarbeiter

Herausgeber
Gellert, Walter
Leipzig

Lenk, Richard
Prof. Dr.-Ing. habil.
Karl-Marx-Stadt

unter Mitwirkung von
Pfeifer, Thomas
Dipl.-Phys.
Leipzig

Bearbeiter
Arndt, Hans-Jochen
Dipl.-Phys.
Leipzig

Asche, Marion
Dr. rer. nat.
Berlin

Baumann, Johannes
Oberingenieur
Wolfen

Beck, Armin
Dipl.-Phys.
Berlin

Beier, Walter
Prof. Dr. phil. habil.
Leipzig

Beyreuther, Johannes
Dr. rer. nat.
Karl-Marx-Stadt

Bernhardt, K.
Prof. Dr. habil.
Berlin

Birninger, Hans-Joachim
Dipl.-Ing.
Dresden

Boll-Dornberger, Katharina
Prof. Dr.
Berlin

v. Borzeszkowski, Horst
Dr. rer. nat.
Potsdam-Babelsberg

Brosin, Hans-Jürgen
Dr. rer. nat.
Rostock

Brunner, Winfried
Dr. rer. nat.
Leipzig

Burkersrode, Werner
Dr. rer. nat.
Leipzig

Brzóska, Karl-Detlef
Dr. rer. nat.
Leipzig

Der, Ralf
Dr. rer. nat.
Leipzig

Drey, Klaus-Dieter
Dipl.-Ing.
Karl-Marx-Stadt

Elefant, Dieter
Dr. rer. nat.
Dresden

Foitzik, Leonhard
Prof. Dr. habil.
Berlin

Gasser, Wilmut
Dr. rer. nat.
Dresden

Geyer, Bodo
Dr. rer. nat. habil.
Leipzig

Gläser, Hans
Dr.-Ing. habil.
Karl-Marx-Stadt

Goede, Otfried
Dr. rer. nat.
Berlin

Goetz, K.
Dr. rer. nat.
Jena

Grote, Claus
Prof. Dr. rer. nat. habil.
Berlin

Hamann, Clemens
Dr. sc.
Karl-Marx-Stadt

Handrich, Klaus
Dr. rer. nat.
Dresden

Hantzsche, Erhard
Dr. rer. nat.
Berlin

Hauck, Günter
Prof. Dr. rer. nat. habil.
Dresden

Heinrich, Armin
Dr. sc.
Dresden

Helbig, Alfred
Dr. rer. nat.
Berlin

Helfer, Helmut
Dr.-Ing.
Pirna-Copitz

Hemschik, Helmut
Dr. rer. nat.
Dresden

Herneck, Friedrich
Prof. Dr. phil. habil.
Berlin

Herrmann, Dieter
Dr. rer. nat.
Berlin

Heydenreich, Johannes
Dr. rer. nat.
Halle

Hodam, Fritz
Oberingenieur
Berlin

Hoffmann, Kuno
Dr. rer. nat.
Berlin

Hofmann, Ulrich
Prof. Dr.-Ing.
Dresden

Jahne, Ernst
Dr. rer. nat.
Berlin

Junge, Hans-Dieter
Dr.-Ing.
Liebertwolkwitz, Krs. Leipzig

Kalfa, Winfried
Dr. rer. nat.
Leipzig

Kaspar, Uwe
Dr. rer. nat.
Potsdam-Babelsberg

Kautsleben, Heinz
Prof. Dr. rer. nat. habil.
Potsdam

Keller, Kurt Wolfgang
Dr. rer. nat.
Halle

Kiefer, Clemens
Dipl.-Phys.
Leipzig

Kießling, Manfred
Dr. rer. nat.
Leipzig

Kirsten, Thomas
Dr. rer. nat.
Leipzig

Knorr, Bernd
Ingenieur für Elektronik
Leipzig

Kohl,
Dr. rer. nat.
Berlin

König, Roland
Dr. rer. nat.
Berlin

Kortüm, Friedrich
Prof. Dr. sc.
Berlin

Kraus, W.
Dr. rer. nat.
Berlin

Kreisel, Eckhard
Dr. rer. nat.
Potsdam-Babelsberg

Kreißig, Reiner
Dipl.-Ing.
Karl-Marx-Stadt

Krell, Manfred
Dipl.-Phys.
Dessau

Krohn, Manfred
Dipl.-Phys.
Halle

Krug, Wolfgang
Dr. phil.
Berlin

Kunze, Werner
Dr.-Ing.
Dresden

Lammert, Manfred
Dipl.-Ing.
Berlin

Lange, Felix
Prof. Dr. rer. nat. habil.
Dresden

Langhammer, Günther
Prof. Dr.
Leipzig

Lau, Albrecht
Dr. rer. nat.
Berlin

Lehmann,
Dr. rer. nat.
Potsdam

Lenk, Hans
Dr. rer. nat.
Berlin

Lenz, Kurt
Dr. rer. nat.
Berlin

Lepenies, Siegfried
Dipl.-Ing.
Dresden

Leupold, Dieter
Dr. rer. nat.
Berlin

Liebscher, Dierk-Ekkehard
Dr. rer. nat.
Potsdam-Babelsberg

Link, Reinhard
Dipl.-Phys.
Berlin

Maaz, R.
Dr. rer. nat.
Jena

Mansfeld, Werner
Prof. Dr.-Ing. habil.
Radeberg

Mehnert, Reiner
Dr. rer. nat.
Leipzig

Meinhardt, J.
Dr. sc. techn.
Dresden

Mertsching, Jürgen
Dr. rer. nat.
Berlin

Messerschmidt, Ulrich
Dr. rer. nat.
Halle

Möhlmann, Diedrich
Dr. rer. nat.
Potsdam

Monecke, Jochen
Dr. rer. nat.
Dresden

Mühle, Ernst
Dr. sc.
Leipzig

Müller, Eberhard
Dr.-Ing.
Karl-Marx-Stadt

Musiol, Gerhard
Prof. Dr. rer. nat.
Dresden

Mütze, Karl
Dipl.-Ing.
Berlin

Nagel, Michael
Dipl.-Phys.
Leipzig

Nowak, Waldemar
Dr. rer. nat.
Dresden

Olberg, Manfred
Dr. rer. nat.
Berlin

Padelt, Erna
Dr. phil.
Berlin

Pätz, Wolfgang
Dr. rer. nat.
Karl-Marx-Stadt

Pawlowitsch, Alexander
Prof. Dr.-Ing.
Dresden

Peschel, Manfred
Prof. Dr. rer. nat. habil.
Karl-Marx-Stadt

Peter, Gerhard
Dr.-Ing.
Berlin

Pfeifer, Thomas
Dipl.-Phys.
Leipzig

Plümer, Friedrich
Dr. rer. nat.
Leipzig

Pose, Rudolf
Dr. rer. nat.
Berlin

Przyborowski, S.
Dr. rer. nat.
Berlin

Quaas, Peter
Dr. rer. nat.
Dresden

Rannacher, Jochen
Dr. rer. nat.
Dresden

Richter, Gerhard
Dr. rer. nat.
Berlin

Riekher, Rolf
Ingenieur
Berlin

Ritschl, Rudolf
Prof. Dr. phil. habil.
Berlin

Rohde, Georg
Dr. rer. nat.
Berlin

Röseler, Arnulf
Dr. rer. nat.
Berlin

Schneider, Detlef
Dr. rer. nat.
Leipzig

Schulze, Heinz
Dr. rer. nat.
Leipzig

Schwahn, Wolfgang
Dipl.-Geophys.
Potsdam

Seeliger, Dieter
Dr. rer. nat.
Pirna-Copitz

Seidel, Klaus
Dipl.-Phys.
Pirna-Copitz

Solbrig, Heinrich
Dr. rer. nat.
Karl-Marx-Stadt

Spänkuch, Dietrich
Dr. rer. nat.
Berlin

Streitwolf, Hans-Waldemar
Dr. rer. nat.
Berlin

Taubenheim, Jens
Dr. rer. nat. habil.
Berlin

Thiemt, Karl
Dr. rer. nat.
Dresden

Treumann,
Dr. rer. nat.
Potsdam

Ullrich, Siegfried
Dr. rer. nat.
Berlin

Unholzer, Siegfried
Dipl.-Phys.
Pirna-Copitz

Vocke, Wolfgang
Prof. Dr.-Ing. habil.
Karl-Marx-Stadt

Völkel, Georg
Dr. rer. nat.
Leipzig

Völlmar, Siegfried
Dipl.-Phys.
Dresden

Walther, Werner
Dr. rer. nat.
Wolfen

Winter, Georg
Dr. rer. nat.
Dresden

Wich, Harry
Dr. rer. nat.
Dresden

Will,
Dr. rer. nat.
Berlin

Wittig, Roland
Dr. rer. nat.
Dresden

Wolf, M.
Dr. rer. nat.
Dresden

Wuttke, Werner
Dr. rer. nat.
Zwickau

Zimmermann, Helmut
Dr. rer. nat. habil.
Jena

Verlagsredaktion:
Ehrlich, Roselore
Eulitz, Christa-Maria
Georgi, Erika
Pfeifer, Thomas
Scheuermann, Sigrid
Thier, Hans-Joachim

Graphiker und Zeichner:
Borleis, Jens · Leipzig
Böttcher, Bruno · Leipzig
Melzig, Rita · Leipzig
Schön, Gerhard · Leipzig
Wallossek, Brigitte · Leipzig
Weis, Matthias · Leipzig

Hinweise für die Benutzung und Abkürzungen

Reihenfolge der Stichwörter. Die Stichwörter sind nach dem Alphabet geordnet. Die Umlaute ä, ö, ü gelten in der alphabetischen Reihenfolge wie die einfachen Buchstaben a, o, u; die Doppelbuchstaben ai, au, äu, ei, eu, ae, oe, ue (auch die wie Umlaute gesprochenen) werden wie getrennte Buchstaben behandelt, ebenso sch, st, sp usw. ß gilt wie ss. So folgen z. B. aufeinander die Stichwörter Cockcroft-Walton-Generator, Coehnsches Aufladungsgesetz, Cole-Cole-Diagramm.

Griechische Buchstaben in Zusammensetzung sind, soweit möglich, ausgeschrieben, z. B. Gammastrahlen. Falls einzelne griechische Buchstaben als Stichworte erscheinen, sind sie im Alphabet mit unter dem entsprechenden deutschen Buchstaben eingeordnet, z. B. Γ unter G. Wörter, die man unter C vermißt, suche man je nach Aussprache unter K oder Z und umgekehrt. Wörter, die man unter F vermißt, suche man unter Ph. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß bei Wörtern griechischen Ursprungs die Ph-Schreibweise beibehalten wurde (z. B. Photographie); ausgenommen davon sind die postamtlichen Bezeichnungen Telefon und Telegraf sowie Zusammensetzungen bzw. Ableitungen. Der Schreibung russischer Eigennamen wurde die Transkription nach Prof. Steinitz zugrunde gelegt; so heißt es z. B. Tscherenkow-Strahlung (nicht Čerenkov-Strahlung) und Wlassow-Gleichung (nicht Vlasov-Gleichung).
Stichwörter wie $T^{3/2}$-Gesetz, $1/v$-Gesetz u. ä. werden im Alphabet entsprechend der Aussprache angeordnet und abgehandelt, also unter T-hoch-drei-Halbe-Gesetz und Eins-durch-v-Gesetz.

Schriftarten. Die Stichwörter sind in **halbfetter Grundschrift** gedruckt. Synonyme zum Stichwort (also Wörter, die die gleiche Bedeutung haben) und Begriffe, die hervorgehoben werden sollen, sind *kursiv* (in *Schrägschrift*) gedruckt. Zur sachlichen Gliederung der Artikel, z. T. auch zur Hervorhebung wird Sperrdruck verwendet.

Abkürzungen. Das Stichwort wird im Artikeltext stets mit dem Anfangsbuchstaben abgekürzt. Sonstige verwendete Abkürzungen sind aus dem Abkürzungsverzeichnis zu ersehen.

Verweise. Wird ein Begriff unter einem anderen Stichwort abgehandelt, so ist auf diesen mit einem Verweispfeil (→) verwiesen, z. B. **Punktgruppe,** → Symmetrie. Handelt es sich bei den beiden Begriffen um Synonyme, so fehlt der Verweispfeil, und es ist der Zusatz svw. (soviel wie) verwendet, z. B. **elektrischer Fluß,** svw. Verschiebungsfluß. Bei weniger wichtigen Begriffen ist, um Raum zu sparen, auf Verweisstichworte verzichtet worden, insbesondere dann, wenn es sich um Zusammensetzungen mit dem Hauptbegriff handelt. So ist z. B. das Stichwort Mikrowellenantenne nicht vorhanden, dieser Begriff wird unter dem Stichwort Antenne abgehandelt; Teilkapazität erscheint nicht als Stichwort, sondern ist unter dem Stichwort Kapazität nachzuschlagen.

Am Schluß wichtiger Artikel werden Literaturangaben gebracht, geordnet nach Autoren. Es wurde nur deutschsprachige Literatur berücksichtigt, einschließlich Übersetzungen.

Abkürzungen

Abb.	= Abbildung
abg.	= abgekürzt
Abk.	= Abkürzung
Abschn.	= Abschnitt
Aufl.	= Auflage
Bd	= Band
Bde	= Bände
d. h.	= das heißt
d. i.	= das ist
d. s.	= das sind
engl.	= englisch
f	= Femininum
franz.	= französisch
GBl.	= Gesetzblatt
Handb.	= Handbuch
hrsg.	= herausgegeben
Jahrb.	= Jahrbuch
Jh.	= Jahrhundert
Jt.	= Jahrtausend
Kurzz.	= Kurzzeichen
Lit.	= Literatur
m	= Maskulinum
n	= Neutrum
Plur.	= Plural
russ.	= russisch
S.	= Seite
Sing.	= Singular
s. u.	= siehe unten
svw.	= soviel wie
Tab.	= Tabelle
Taschenb.	= Taschenbuch
Tl(e)	= Teil(e)
u. a.	= und andere(s)
Übers.	= Übersicht
vgl.	= vergleiche
v. u. Z.	= vor unserer Zeitrechnung
z. T.	= zum Teil
Ztschr.	= Zeitschrift

Formelschreibweise. Bei Verwendung eines schrägen Bruchstriches ist die Formel wie folgt zu lesen: a/bc bedeutet $\frac{a}{bc}$, nicht: $\frac{a}{b}c$.

Quellennachweis

Tafelabbildungen (Tafel/Abb.)

Albring, Angewandte Strömungslehre, 4. Auflage, Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1970: 17/1a und 1b, 18/2a bis 2d, 3a und 3b, 19/1a und 1b; V. Alex, Halle: 56/5; S. Amelinckx, Studiecentrum voor Kernenergie S. C. K., Mol-Donk: 59/3 und 4; Hans-Jochen Arndt, Leipzig: 6/1 bis 6, 7/1 bis 6, 8/1 bis 7, 9/1 bis 6, 13/2 bis 6, 14/1 bis 12, 16/1 und 2, 22/6, 23/1, 24/1 und 2, 54/1 bis 6; W. Bierdümpfel u. H. Gobsch, Halle: 51/3; W. Bostanov, Sofia: 56/2; S. S. Brenner u. Ph. D. Thesis, Rensllaer Polytechnical Institute: 56/4; Cambridge Instrument Company, Cambridge: 50/3; VEB Carl Zeiss Jena: 25/1 bis 3, 26/1 bis 6, 50/2, 56/6; CERN Public Information Office, Genf: 35/3, 38/1 und 2, 43/1 bis 3, 44/1 bis 4, 46/1 und 2; Foto-Clauss, Leipzig: 47/1; Deutsches Amt für Meßwesen und Warenprüfung, Berlin: 64/1 bis 3; D. Eckert, Dresden: 60/3 bis 5; Fachbereich Angewandte Physik II der Friedrich-Schiller-Universität Jena: 52/1 bis 6; VEB Filmfabrik Wolfen: 3/1 und 2, 4/1 bis 6; VEB Funkwerk Erfurt: 53/3 und 4; Grünberger, Dresden: 60/6; K. A. Haines u. B. P. Hildebrand, Surface-deformation measurement using the wavefront reconstruction technique, Academic Press, New York u. London 1966: 29/6b; L. O. Heflinger, R. Wuerker, R. S. Brooks, Holographic Interferometry, Prince and Lemon Street, Lancaster/Pa. 1966: 29/6a; Helmut Hemschick, Dresden: 60/1, 2a und 2b; Kurt Herschel, Holzhausen: 57/1 bis 9, 58/1 bis 9; Johannes Heydenreich, Halle: 49/1 und 2, 50/4, 51/1 und 4; J. Heymann, Karl-Marx-Stadt: 30/1 bis 6, 31/3 und 4; M. Hofmann, Halle: 59/5; J. Houtgast, Utrecht: 32/3; K. A. Jackson, Bell Telephone Laboratories: 56/3; Karl-Schwarzschild-Observatorium Tautenburg der DAdW zu Berlin: 63/1; K. W. Keller, Halle: 56/1; M. Klaua, Halle: 49/3; Gerhard Krause, Wittenberg: 53/1 und 2; M. Krohn, Halle: 51/5; Wolfgang Krug, Berlin: 28/1a bis 1c, 2a bis 2c, 3a und 3b, 4a und 4b, 5a und 5b; Günther Langhammer, Leipzig: 12; E. N. Leith u. J. Upatnieks, Microscopy by wavefront reconstruction, Lancaster Press Inc., Lancaster/Pa. 1965: 29/5; Hans Lenk, Berlin: 29/1, 2, 3a bis 3c, 4a bis 4c; VEB RFT Meßelektronik Berlin: 23/2 und 3, 24/3; VEB RFT Meßelektronik „Otto Schön" Dresden: 23/5; Kombinat VEB Meßgerätewerk Zwönitz: 23/4; U. Messerschmidt, Halle: 51/6; R. Meyer, Karl-Marx-Stadt: 30/7 und 8, 31/5 und 6; Meyers Kleines Lexikon, Bd 1, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1967: 1; A. A. Michailow, Leningrad-Pulkowo: 61/1, 62/2; E. W. Müller, Pennsylvania State University: 49/4; Hildegard Müller, Leipzig: 51/2; Nowosti, Moskau: 34/2, 35/1; Erna Padelt, Berlin: 64/4 bis 8; M. Peschel, Karl-Marx-Stadt: 11; Friedrich Plümer, Leipzig: 20/1 bis 6, 55/5 und 6; Jochen Rannacher, Dresden: 19/2a und 2b, 3a bis 3c; J. Richter, Dresden: 59/2a und 2b; R. Ritschl, Berlin: 32/4 und 5; Edmund Rommel, Leipzig: 13/1 und 7, 15/1 bis 6, 16/3 bis 5, 21/1 bis 9, 22/1 bis 5, 27/1 bis 6, 54/7; Werner Schmidt, Leipzig: 55/1 bis 4; R. Scholz, Halle: 59/1; Wolfgang G. Schröter, Markkleeberg: 5; Sektion Energieumwandlung der Technischen Universität Dresden, Bereich Strömungstechnik: 10/1, 2a und 2b, 3a und 3b, 17/2a und 2b, 3 und 4, 18/1a bis 1d, 19/1c, 4a und 4b; Sektion Physik der Technischen Universität Dresden, Bereich Experimentalphysik IV: 40/4, 41/5; Sektion Technologie der metallverarbeitenden Industrie der Technischen Hochschule Otto von Guericke Magdeburg: 48/1 bis 8; Sky Publishing Corporation, Cambridge/Mass.: 61/2; Vom Sonnenobservatorium Einsteinturm Potsdam des Zentralinstituts für solarterrestrische Physik der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin zur Verfügung gestellt: 32/1 und 2; Sternwarte Sonneberg der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin: 62/1; Tafeln zur Prüfung des Farbensinnes, 24. Auflage, Hg. K. Velhagen, VEB Georg Thieme Verlag, Leipzig 1967: 2/1 bis 3; Tumanow, VIK Dubna: 33/1 bis 6, 34/1, 3 und 4, 35/2, 36/1 bis 4, 37/1 und 2, 38/3 und 4, 39/1 bis 3, 40/1 bis 3, 41/1 bis 4, 42/1, 43/4 und 5, 45/1 bis 4, 46/3 bis 5; Klaus Ullmann, Karl-Marx-Stadt: 31/1 und 2, 7 und 8; VEB Werk für Fernsehelektronik Berlin: 50/1; Zentralbild/TASS, Berlin: 47/5 und 6; Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin: 42/2 bis 4; Zentralinstitut für Strahlen- und Isotopentechnik Leipzig der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Bereich Angewandte Radioaktivität: 47/4a und 4b; Georg Zimmer, Leipzig: 24/4, 47/2 und 3; Helmut Zimmermann, Universitäts-Sternwarte Jena: 63/2 und 3.

Textabbildungen

Albring, Angewandte Strömungslehre, 4. Auflage, Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1970; Bachmann, Manometrie, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1964; Beier, Biophysik, 3. Auflage, VEB Georg Thieme Verlag, Leipzig 1968; Birkenfeld, Haase, Zahn, Massenspektrometrische Isotopenanalyse, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962; Bitterlich, Elektronik, Springer-Verlag, Wien u. New York 1967; Bloembergen u. Benjamin, Nonlinear Optics, W. A. Benjamin Inc., New York u. Amsterdam 1965; Brügel, Einführung in die Ultrarotspektroskopie, Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt 1969; Chemie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1963; Cotton u. Wilkinson, Anorganische Chemie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1968; d'Ans u. Lax, Taschenb. für Chemiker und Physiker, Bd I, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Ebert u. Seifert, Kernresonanz im Festkörper, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1966; Egyed, Physik der Erde, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1969; electronicum, Deutscher Militärverlag, Berlin 1967; Ergebnisse europäischer Ultrahochvakuumforschung, Leybold, Köln 1968; Fastowski, Petrowski, Rowinski, Kryotechnik, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1970; Finkelnburg, Atomphysik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Flügge, Handb. der Physik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955; Fowler, Physics of Color Centers, Academic Press Inc., New York 1968; Friedel, Dislocations, Pergamon Press Ltd, Oxford 1964; VEB Funkwerk Erfurt; Grimsehl, Lehrb. der Physik, Bd I bis IV, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1965; Haase, Physi-

kalische Grundlagen, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main 1968; Hall, Coherent light emission from p-n junctions, Solid-State Electronics, Pergamon Press Ltd, Oxford 1963; Handb. für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Bd V, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin 1967; Hanle, Isotopentechnik, Verlag Karl Thiemig KG, München 1964; Harrison, Pseudopotentials in the Theory of Metals, W. A. Benjamin Inc., New York 1966; Harrison, Solid State Theory, McGraw-Hill Book Company, New York 1970; Hertz, Lehrb. der Kernphysik, Bd I u. II, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1966; Hirth u. Lothe, Theory of Dislocations, McGraw-Hill Book Company, New York 1968; JEOL, Tokio; Keck, Teilchenbeschleuniger, Urania-Verlag, Leipzig, Jena, Berlin 1967; Khambata, Einführung in die Mikroelektronik, VEB Verlag Technik, Berlin 1966; Kiefer u. Manshart, Strahlenschutzmeßtechnik, G. Braun GmbH Verlag, Karlsruhe 1964; Kleine Enzyklopädie Atom, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1970; Kleine Enzyklopädie Mathematik, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1965; Kneller, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Kohlrausch, Praktische Physik, B. G. Teubner, Stuttgart 1968; Kortüm, Einführung in die chemische Thermodynamik, 5. Auflage, Vandenhoeck & Ruprecht Verlagsbuchhandlung, Göttingen 1966; Landau u. Lifschitz, Lehrgang der Theoretischen Physik, Bd V, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1966; Lappe, Thyristor-Stromrichter für Antriebsregelungen, VEB Verlag Technik, Berlin 1968; Lippmann u. Mahrenholtz, Plastomechanik der Umformung metallischer Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Macke, Felder, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1960; Macke, Quanten, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1965; Martin, Die Ferroelektrika, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1964; Meinke u. Gundlach, Taschenb. der Hochfrequenztechnik, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Meyerhof, Elements of Nuclear Physics, McGraw-Hill Book Company, New York 1967; Mittelstraß, Magnetbänder und Magnetfilme, VEB Verlag Technik, Berlin 1965; Mutter, Wissenschaftliche und angewandte Photographie, Bd V, Springer-Verlag, Wien u. New York 1967; Paul u. Brooks in: Progress of Semiconductors, Hg. Gibson u. Burgess, Bd VII, Heywood & Company, London 1963; Pfeifer, Elektronik für den Physiker, Bd I, II u. V, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1966/1967; Philippow, Taschenb. Elektrotechnik, Bd I bis III, VEB Verlag Technik, Berlin 1963–1969; Picht u. Heydenreich, Einführung in die Elektronenmikroskopie, VEB Verlag Technik, Berlin 1966; Prandtl, Führer durch die Strömungslehre, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1965; Putnam, Geologie: Einführung in ihre Grundlagen, Walter de Gruyter & Co., Berlin 1969; Rank Xerox Corporation; Roman, Theory of Elementary Particles, North-Holland Publishing Company, Amsterdam; Schield, A source for field-digned currents at auroral latitudes, Preprint Dept. Space Sic., Rice-University, Houston/Tex. 1968; Schilling u. Tischer, Energetik, VEB Verlag Technik, Berlin 1967; Schlichting, Grenzschichttheorie, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1965; Schlichting u. Truckenbrodt, Aerodynamik des Flugzeuges, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Schoffa, Elektronenspinresonanz in der Biologie, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1964; G. E. R. Schulze, Metallphysik, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1967; Sektion Energieumwandlung der Technischen Universität Dresden, Bereich Strömungstechnik; Sommerfeld, Thermodynamik und Statistik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1962; Stranski, Wachstum und Auflösen der Kristalle vom NaCl-Typ, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig; Streitwolf, Gruppentheorie in der Festkörperphysik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1967; Suhr, Anwendungen der kernmagnetischen Resonanz in der organischen Chemie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1965; Szabo, Höhere Technische Mechanik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960; Taschenb. Maschinenbau, VEB Verlag Technik, Berlin 1964; F. Tomamichel, Photographisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich; Trendelenburg, Ultrahochvakuum, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1963; Vortrag von Professor Dr. Gothe, Herbstschule für Hochfrequenzspektroskopie, Leipzig 1969; Vorträge über Supraleitung, Hg. Physikalische Gesellschaft Zürich, Birkhäuser Verlag, Basel u. Stuttgart 1968; Wertheim, Mößbauer-Effekt: Principes and Applications, Academic Press Inc., New York 1964; Ziman, Principles of the Theory of Solids, Cambridge University Press, London 1964; Zwischen absolutem Nullpunkt und Sonnentemperatur, Urania-Verlag, Leipzig, Jena, Berlin 1967.

a, 1) → Ar. **2)** → Jahr. **3)** acre, Tab. 2, Fläche. **4)** → Atto. **5)** *a*, → Beschleunigung. **6)** *a*, → Temperaturleitfähigkeit.

A, 1) → Ampere, **2)** *A*, → Massezahl. **3)** *A*, → Baryonenzahl. **4)** *A*, → Arbeit. **5)** *A*, → Aktivität. **6)** *A*, Fläche.

Å, → Ångström.

A-Band, → Frequenz.

Abatscher Keil, → Ablenkprisma.

Abbe-Prisma, Bezeichnung für verschiedene Formen von → Dispersionsprismen und Umkehrprismen.

Abbesche Invariante, *Invariante der Brechung, Nullinvariante*, lineare Beziehung zwischen den Brechzahlen n bzw. n' im Objekt- bzw. Bildraum, dem Krümmungsradius r der brechenden Fläche und den objekt- bzw. bildseitigen Schnittweiten s und s' bei der geometrisch-optischen → Abbildung. Die A. I. lautet

$$n\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{s}\right)=n'\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{s'}\right);$$

sie besagt, daß die lineare Beziehung konstant bleibt und ihre Gültigkeit für beliebig viele aufeinanderfolgende Abbildungen behält. Die A. I. ist eine Grundlage der → Abbildungsgleichungen.

Abbesches Fokometer, → Brennweitenmessung.

Abbesche Sinusbedingung, von E. Abbe formulierte Bedingung, nach der zur optimal scharfen Wiedergabe eines axialen Objektpunktes nicht nur der Öffnungsfehler (→ Abbildungsfehler) behoben, sondern auch der Abbildungsmaßstab β über alle das optische System in verschiedenen Höhen passierenden Strahlen konstant sein muß. Die A. S. lautet allgemein $\frac{n\sin\sigma}{n'\sin\sigma'}=\text{konst.}=\beta$. Dabei bedeuten n, n' die Brechzahl des Mediums auf Objekt- und Bildseite und σ, σ' den Winkel des zur Einfallshöhe h gehörenden Objekt- bzw. Bildstrahls gegen die Achse. Für die Objektweite ∞ geht die A. S. über in $\frac{h}{\sin\sigma'}=\text{konst.}=f'$. Hierbei ist f' die bildseitige Brennweite. Die A. S. läßt sich praktisch nur für kleine Strahlneigungen gut näherungsweise erfüllen. In diesen Fällen bleibt das Bild frei von störender Koma und zeichnet sich durch hohe Brillanz aus.

Abbesche Theorie, → Mikroskop.

Abbesche Zahl, die von E. Abbe für die Kennzeichnung eines optischen Mediums eingeführte Zahlengröße $\nu=\frac{n_d-1}{n_F-n_C}$, wobei n_d der Brechungsindex des Mediums bei der He-d-Linie, n_F bzw. n_C der Brechungsindex des Mediums bei der Fraunhoferschen Linie F bzw. C ist. Die A. Z. kennzeichnet ein optisches Medium bezüglich seiner Dispersion und hat große Bedeutung bei der Berechnung achromatischer Linsensysteme. So hat z. B. ein aus zwei Linsen bestehendes System für die Fraunhoferschen Linien F und C die gleiche Brennweite, wenn $\nu_1\cdot f_1+\nu_2\cdot f_2=0$ ist, wobei ν_i die A. Z. der betreffenden Glassorte und f_i die Brennweite der Einzellinse i ist. Der reziproke Wert der A.n Z. wird auch oft als *relative Dispersion* bezeichnet. Die A. Z. bestimmt mit dem Wert n_d die optische Lage eines Mediums im n_d-ν-Diagramm (→ optisches Glas).

Abbild, die bei der flächenhaften geometrisch-optischen → Abbildung als Bild entstehende Projektionsfigur.

abbildbare Linie, von A. Gullstrand eingeführte Bezeichnung für Linien, die auch bei vorhandenem Astigmatismus (→ Abbildungsfehler) als deutliches Bild wiedergegeben werden. Diese Linien müssen einem der beiden Hauptschnitte (→ Sagittal-, → Meridional-) angehören. In jedem anderen Fall ist eine deutliche → Abbildung der Linie nicht möglich.

Abbildung, 1) *geometrisch-optische A.*, der Vorgang, nach dem ein von einem Objektpunkt ausgehendes → Strahlenbündel nach Durchgang durch ein optisches System wieder in einem Bildpunkt vereinigt wird. Beide Punkte sind konjugierte Punkte. Ist der Vereinigungspunkt wirklich vorhanden, so ist das Bild *reell* (auffangbar); liegt der Vereinigungspunkt in der rückwärtigen Verlängerung der Bildstrahlen, so ist das Bild *virtuell*. Im mathematischen Sinne ist die A. kollinear, d. h., eine Ebene im Objektraum wird als konjugierte Ebene im Bildraum abgebildet. Das Bild kann kleiner oder größer als das Objekt sein (→ Abbildungsmaßstab), und es kann eine andere Lage besitzen (seitenverkehrt, höhenverkehrt oder vollständig umgekehrt).

Der gesamte von Objekt- und Bildstrahlenbündeln erfüllte Raum ist der → Strahlenraum.

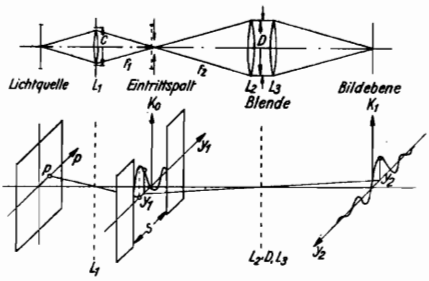
Ideal punktförmige A. ist im allgemeinen nur im *paraxialen* oder *achsennahen Gebiet* (*Gaußsches Gebiet*) erreichbar. Dies ist ein der optischen Achse unendlich benachbarter fadenförmiger Raum, dessen Ausdehnung dadurch gekennzeichnet ist, daß die geometrischen Strahllängen gleich den auf der optischen Achse gemessenen Strecken werden, d. h. daß die Einfallshöhe gegen Null geht, dasselbe gilt für alle Strahl-, Brechungs- und Reflexionswinkel. Für das paraxiale Gebiet sind explizite → Abbildungsgleichungen angebbar, die die Zusammenhänge zwischen konjugierten Orten und Größen von Bild und Objekt wiedergeben. Diese Gleichungen sind Gegenstand der → Gaußschen Dioptrik und leiten sich aus den Invarianten der A. (→ Abbesche Invariante, → Helmholtz-Lagrangesche Invariante) her.

Im praktischen Fall der A. nehmen Einfallshöhen und Winkel endliche Größen an. Hier liegt kein linearer Zusammenhang zwischen konjugierten Objekt- und Bildpunkten vor. Die Bildstrahlen schneiden sich nicht mehr streng in einem Punkte, es treten → Abbildungsfehler auf. Das Bildstrahlenbündel ist nicht mehr homozentrisch, und seine Wellenfront ist deformiert. Ausnahmen bilden lediglich einzelne ausgezeichnete Punkte (→ aplanatische Punkte).

Der Vorgang der A. ist umkehrbar, d. h., ein Lichtstrahl kann seinen Weg auch vom Bild zum Objekt hin durchlaufen, da er dabei die gleichen Brechungen und Reflexionen erfährt. Hieraus folgt die zumindest im paraxialen Gebiet vorhandene *Reziprozität* (Vertauschbarkeit von Bild und Objekt), die lediglich bei endlicher Größe des Strahlenraums durch unterschiedlich auftretende Abbildungsfehler gestört sein kann.

2) *beugungsoptische A.*, Zuordnung von Objekt und Bild unter Beachtung der Beugung des

Lichtes an den Begrenzungen des abbildenden Systems (Wellenoptik). Jede optische A. erfolgt über Bauelemente (Linsen, Linsensysteme, Spiegel), deren Ausdehnung begrenzt ist. Durch die → Beugung des Lichtes an den Rändern der verwendeten Linsen und Spiegel wird ein Punkt des Objektes auch bei gut korrigierten Systemen nicht mehr in einen Punkt, sondern in ein Beugungsscheibchen übergeführt. Bei ausgedehnten Objekten überlagern sich die Beugungsscheibchen der einzelnen Objektpunkte, so daß die Intensitätsverteilung im Bild von der im Objekt abweicht. In der geometrischen Optik wird der Einfluß der Beugung auf die Abbildung vernachlässigt. Bei der beugungsoptischen A. ist der Kohärenzgrad des vom abzubildenden Objekt kommenden Lichtes von Bedeutung. Abb. 1



1 Abbildung eines durchleuchteten Objektes. L_1, L_2, L_3 abbildende Linsen, C Durchmesser der Linse L_1, D Durchmesser der Linsen L_2 und L_3, f_1, f_2 Brennweiten der Linsen L_1, L_2 und L_3, p Koordinate in der Lichtquellenebene, s Breite des Spaltobjekts, y_1 Koordinate in der Objektebene, y_2 Koordinate in der Bildebene, K_0 Amplitude in der Objektebene, K_1 Amplitude in der Bildebene

zeigt das Beispiel eines durchleuchteten Objektes. Das Objekt (in der Abb. ein Spalt) wird über einen Kondensor von einer inkohärenten Lichtquelle beleuchtet. Durch die Beugung an der Linsenbegrenzung entsteht aus einem Punkt der Lichtquelle eine Beugungsfigur bestimmter räumlicher Ausdehnung. Dadurch ergeben sich in der Objektebene zwischen den Lichtamplituden benachbarter Punkte feste Phasenbeziehungen, so daß die Objektebene räumlich teilkohärent beleuchtet wird. Die Amplitudenverteilung $K_0(y_1, p)$ ergibt sich aus der Fouriertransformation der (komplexen) Amplitudeneigenschaften des Kondensors. Wegen besserer Übersicht betrachten wir bei der mathematischen Darstellung nur eine Dimension. Von jedem Punkt des Objekts entsteht durch die Beugung an der Aperturblende im abbildenden optischen System (z. B. Mikroskop, Spektrograph) wieder eine Beugungsfigur mit der Verteilung $K_1(y_2, y_1)$. Die Gesamtamplitudenverteilung $A(y_2)$ im Bild ergibt sich aus der Integration aller Amplitudenbeiträge des Objektes $S(y_1)$:

$$A(y_2, p) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_0(y_1, p)\, S(y_1)\, K_1(y_1, y_2)\, \mathrm{d}y_1. \quad (1)$$

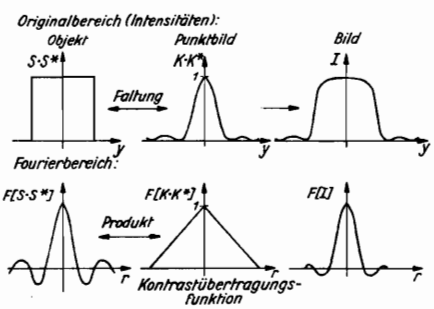
Die Intensitätsverteilung $J(y_2)$ im Bild des Objektes errechnet sich aus der Summe der Amplitudenquadrate über die Lichtquelle

$$J(y_2) = \iint_{-\infty}^{+\infty} J_0(y_1, y_1')\; S(y_1)\; S^*(y_1')\; K_1(y_2, y_1) \times$$
$$\times\; K_1^*(y_2, y_1')\, \mathrm{d}y_1\, \mathrm{d}y_1'. \quad (2)$$

Dabei bedeutet $J_0(y_1, y_1') = \int_{-\infty}^{+\infty} K_0(y_1, p) \times$ $\times\, K_0^*(y_1', p)\, \mathrm{d}p$ die Kohärenzfunktion der Objektbeleuchtung; $J_0(y_1, y_1')\, S(y_1)\, S^*(y_1')$ ist die Kohärenzfunktion des durchleuchteten Objektes.

Wenn der Verlauf der Amplitudenverteilungen K_0 und K_1 nicht von der räumlichen Lage der Lichtquellen- bzw. Objektpunkte abhängt, gilt $K_0(y_1, p) = K_0(y_1, -p)$ bzw. $K_1(y_2, y_1) = K_1(y_2, -y_1)$. Diese Bedingung wird *Isoplanbedingung* genannt. Bei der Abbildung großer Objektfelder kann diese Bedingung verletzt sein.

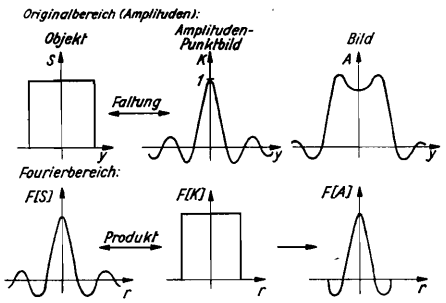
Häufig werden zur vereinfachten Behandlung der beugungsoptischen A. die Grenzfälle der inkohärenten Beleuchtung und der kohärenten Beleuchtung des Objektes betrachtet. Die *inkohärente Beleuchtung* des Objektes in Abb. 1 ergibt sich, wenn die numerische Apertur $n_1 \sin \alpha_1$ der Beleuchtungsvorrichtung viel größer ist als die numerische Apertur $n_2 \sin \alpha_2$ des abbildenden Systems; n ist der Brechungsindex. In diesem Falle besitzt die Beugungsfigur der Beleuchtung in der Objektebene eine viel geringere räumliche Ausdehnung als die entsprechende Beugungsfigur des abbildenden Systems (z. B. Mikroskop). Bei der mathematischen Beschreibung wird dieser Sachverhalt erfaßt, indem die Kohärenzfunktion $J_0(y_1, y_1')$ in (2) durch eine Deltafunktion ersetzt wird: $J_0(y_1, y_1') = \delta(y_1 - y_1')$. Das Integral (2) geht dann in eine Faltung der Intensitätsverteilung im Objekt mit der Intensitätsverteilung in der Beugungsfigur über. Auf Grund des Faltungssatzes errechnet sich die Fouriertransformierte der Intensitätsverteilung im Bild des Objektes nun durch Produktbildung der Fouriertransformierten der Beugungsfigur (Abb. 2). Die Fouriertransformierte der Intensitätsverteilung der Beugungsfigur heißt *Kontrastübertragungsfunktion.* Sie läßt sich aus den Amplituden- und Phaseneigenschaften der Apertur des abbildenden Systems berechnen und beschreibt die Übertragung des Kontrastes in einem Objekt, das aus einem Sinusgitter besteht.



2 Darstellung eines inkohärent beleuchteten Objektes und seines Bildes im Original- und Fourierbereich. S Amplitude in der Objektebene, S^* konjugiert komplexer Anteil von S, K Amplitude im Punktbild, K^* konjugiert komplexer Anteil von K, I Intensität im Bild, y laufende Koordinate im Originalbereich, r laufende Koordinate im Fourierbereich, F Fouriertransformierte

Der Grenzfall der *kohärenten Beleuchtung* läßt sich annähern, indem man die numerische

Apertur der Beleuchtungsvorrichtung gegen Null gehen läßt. Dann wird die vom Beleuchtungssystem herrührende Beugungsfigur in der Objektebene wesentlich breiter als die des abbildenden Systems. Der kohärenten Beleuchtung entspricht die Beleuchtung mit parallelem Licht (z. B. Laser-Licht). In Gleichung (2) ist dann die Kohärenzfunktion konstant, und die Intensitätsverteilung $J(y_2)$ ergibt sich nach (2) aus dem Produkt zweier Faltungsintegrale. Gefaltet werden jetzt die Amplitudenverteilungen von Objekt und Beugungsfigur. Die Fouriertransformierte der Amplitudenverteilung im Bild des Objektes läßt sich bei kohärenter Beleuchtung des Objektes ebenfalls auf Grund des Faltungssatzes durch das Produkt der Fouriertransformierten der Amplitudendurchlässigkeit des Objektes und der Aperturblende im abbildenden System darstellen (Abb. 3). Die Intensitätsverteilung im Bild kann in diesem Fall aber nicht durch einfache Fouriertransformation der Fouriertransformierten der Amplitudenverteilung im Bild gewonnen werden. Die Form der Beugungsverteilung im Bild des Objektes kann durch *Apodisation* verändert werden. Zu diesem Zweck werden im abbildenden System Aperturen mit veränderlicher Durchlässigkeit und Phase verwendet.



3 Darstellung eines kohärent beleuchteten Objektes und seines Bildes im Original- und Fourierbereich. *S* Amplitude des Objektes, *K* Amplitude des Punktbildes, *A* Amplitude des Bildes, *y* laufende Koordinate im Originalbereich, *r* laufende Koordinate im Fourierbereich, *F* Fouriertransformierte

Die Beugung im abbildenden System führt zu einer gegenüber dem Objekt veränderten Intensitätsverteilung im Bild, so daß bestimmte Merkmale des Objektes nicht mehr beobachtet werden können. Die Grenze für noch unterscheidbare eng benachbarte Strukturen im Objekt hängt ab vom Durchmesser des Beugungsscheibchens, das durch die Beugung an der Aperturblende entsteht und umgekehrt proportional zum Durchmesser der Apertur ist. Das *beugungsoptische Auflösungsvermögen* beträgt $\Delta y = \lambda_0/n \sin\alpha$; dabei ist λ_0 die Arbeitswellenlänge und $n \sin\alpha$ die numerische Apertur des optischen Systems. Es können daher nur Strukturen bis zur Größenordnung der verwendeten Lichtwellenlänge aufgelöst werden.

3) *akustische A.*, → Ultraschall-Sichtverfahren.

Abbildungsfehler, 1) *optische A.*, *Bildfehler*, bei der geometrisch-optischen → Abbildung entstehende Abweichungen von der ideal punktförmigen (stigmatischen) Wiedergabe eines Objektpunktes. A. entstehen

a) durch nichtlineare Zusammenhänge zwischen den Schnittweiten (→ Kardinalelemente) und den durch Brechung oder Reflexion erzeugten Strahlrichtungen bei endlicher Größe von Öffnung und Sichtfeld eines optischen Systems. Diese monochromatischen A. verschwinden lediglich im paraxialen Gebiet, d. h. im Geltungsbereich der → Invarianten der optischen Abbildung. Explizite mathematische Zusammenhänge der verschiedenen optischen A. sind nur bei vereinfachenden Beschränkungen von Sichtfeld und Öffnung (→ Fehlertheorie dritter Ordnung) vorhanden. b) durch Dispersion, d. h. die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl des jeweiligen Mediums (z. B. Glas). Hierdurch entstehen die chromatischen A. oder *Farbfehler*, die auch im paraxialen Gebiet vorhanden sind.

Das Bestimmen der numerischen Größe der optischen A. erfolgt durch trigonometrische Durchrechnung des Verlaufs ausgewählter Strahlen (→ Optikrechnen). Die weitgehende Verminderung der optischen A. ist durch Wahl geeigneter Linsenformen und Blendenlagen sowie durch Kombinieren mehrerer Linsen mit entgegengesetzten Wirkungen zu einem System möglich. Die verbleibenden Fehlerreste charakterisieren den Korrektionszustand. Liegen die fehlerbehafteten Bildpunkte vor (in Lichtrichtung) dem idealen Bildpunkt, so handelt es sich um *Unterkorrektion*, im entgegengesetzten Fall um *Überkorrektion*. Bei nichtrotationssymmetrischen optischen A.n ist es üblich, die Fehlergrößen für zwei senkrecht aufeinanderstehende Hauptschnitte, den Meridionalschnitt (Zeichenebene, → Meridional-) und den Sagittalschnitt (→ Sagittal-) anzugeben. Die Hüllkurve durch die Schnittpunkte der fehlerbehafteten Strahlen heißt → Kaustik.

1) *Monochromatische A.*

a) Der *Öffnungsfehler* (*sphärische Aberration*) tritt ein, wenn Strahlen achsenparallel oder von einem axialen Objektpunkt in unterschiedlichen Einfallshöhen in das optische System eintreten. Ihre jeweiligen Schnittweiten (Bildpunkte) fallen dann nicht mehr zusammen, die Abbildung ist nicht mehr homozentrisch, und die Wellenfront ist deformiert. Der Öffnungsfehler ist rotationssymmetrisch. Seine Größe wird nur durch Öffnung und Form des Systems beeinflußt und ist unabhängig von der Blendenlage. Sein völliges Beheben ist jedoch nicht gleichbedeutend mit ideal scharfer Abbildung. Hierzu muß auch der Abbildungsmaßstab in den unterschiedlichen Höhen der einfallenden Strahlen konstant sein (→ Abbesche Sinusbedingung).

b) Der *Asymmetriefehler* (*Koma*) tritt bei der Abbildung eines seitlich der optischen Achse liegenden Objektpunktes ein. Bezogen auf den durch die Blendenmitte gehenden Hauptstrahl (→ Bezugsstrahl) ist die Symmetrie zwischen den oberhalb und unterhalb eintretenden Strahlen gestört. Der Fehler bleibt nicht mehr rotationssymmetrisch zum Hauptstrahl. Die Zerstreuungsfigur in der Bildebene nimmt die Form eines einseitig unscharfen ovalen Flecks an. Diese dem Meridionalschnitt zugeordnete Erscheinung wird als *meridionale Koma* bezeichnet. Die Größe wird von Form und Öffnung des

Systems sowie von der Lage der Blende beeinflußt. Für kleine Öffnungen ist immer eine Blendenlage zu finden, bei der der Asymmetriefehler rotationssymmetrisch (analog dem Öffnungsfehler) wird. Diese ausgezeichnete Lage der Blende oder der ihr konjugierten Eintrittspupille des optischen Systems (→ Strahlenraum der optischen Abbildung) wird nach Gleichen als *natürliche Blende* bezeichnet. Für sie ist zumindest im Seidelschen Raum (→ Fehlertheorie dritter Ordnung) der Asymmetriefehler beseitigt. Im Sagittalschnitt bildet sich als Folge des räumlich zu betrachtenden Strahlenverlaufs eine typische Zerstreuungsfigur aus, die nach ihrer Form als *Rinnenfehler* bezeichnet wird. Seine numerische Berechnung ist sehr aufwendig. Er bleibt jedoch stets klein gegen den meridionalen Asymmetriefehler und verschwindet bei behobenem Zweischalenfehler (s. u.).

c) *Zweischalenfehler* (*Astigmatismus*). Bei der Abbildung von seitlich der optischen Achse liegenden Objektpunkten treten bereits in der unmittelbaren Nachbarschaft des Hauptstrahls (→ Bezugsstrahl) unterschiedliche Brechungsbedingungen (Flächenkrümmungen) zwischen Meridional- und Sagittalschnitt auf. Die Bildpunkte entarten zu zwei Linien, die dem jeweiligen Hauptschnitt zugeordnet sind. Zwischen den Orten dieser Linien entsteht eine engste kreisförmige Einschnürung des Strahlenbündels. Die Verbindungslinien der Orte der Bildlinien in beiden Hauptschnitten heißen *Bildschalen*. Der Abstand zugehöriger meridionaler und sagittaler Bildorte heißt *astigmatische Differenz*. Als Folge des Zweischalenfehlers werden Objekte, die in den beiden Hauptschnitten bevorzugte Ausdehnungen zeigen, nicht gleichzeitig scharf abgebildet; z. B. erscheinen bei einem Kreuz der senkrechte und der waagerechte Arm getrennt nacheinander scharf. Die Größe des Zweischalenfehlers hängt von der Form des Systems und von der Lage der Blende ab, ist aber unabhängig von der Öffnung. Die optimale Blendenlage fällt nicht mit der des Asymmetriefehlers zusammen.

d) *Bildfeldwölbung*. Auch bei völlig beseitigtem Zweischalenfehler braucht die scharfe Wiedergabe eines flächenhaften Objektes nicht auf einer ebenen Fläche zu liegen. Beim Scharfstellen z. B. auf einer Mattscheibe verlagert sich also die Bildschärfe zwischen Bildmitte und Bildrand. Zweischalenfehler und Bildfeldwölbung sind artverwandt. Fallen beide Bildschalen mit der idealen Bildebene zusammen, ist *Bildfeldebnung* vorhanden. Liegen die Bildschalen symmetrisch zur idealen Bildebene, spricht man von Bildfeldebnung im übertragenen Sinne. Für die Ebnung eines nicht astigmatischen Bildes für kleine Feldwinkel stellte Petzval eine spezielle Bedingung (→ Petzval-Bedingung) auf.

e) *Verzeichnung* (*Distorsion*). Die vorstehend beschriebenen optischen A. beeinflussen die Abbildung punktförmiger Details. Geometrische Ähnlichkeit zwischen Objekt und Bild ist aber nur dann gegeben, wenn der Abbildungsmaßstab für alle Bildwinkel konstant bleibt. Ist dies nicht der Fall, so tritt Verzeichnung ein. Nimmt der Abbildungsmaßstab mit größerem Feldwinkel ab, so wird z. B. ein Quadrat mit nach außen gewölbten Seiten abgebildet (tonnenförmige oder negative Verzeichnung); im umgekehrten Fall sind die Seiten nach innen gewölbt (kissenförmige oder positive Verzeichnung).

2) *Chromatische A.* (*Farbfehler*).

a) Als *Farbortsfehler* (*Farblängsfehler*, *Farbschnittweitenfehler*) bezeichnet man die Erscheinung, daß durch die Abhängigkeit der Brechzahl von der Lichtwellenlänge ein axialer Objektpunkt bei der Brechung eine Reihe von Bildpunkten besitzt, wobei die Ablenkung bei kürzeren Wellenlängen zunimmt. Der Farbortsfehler ist unabhängig von der Linsenform (Durchbiegung), er hängt lediglich von der Brennweite, der Stellung der Linse im Strahlengang und der Dispersion des Glases ab. Durch Kombinieren geeigneter Linsen zu einem System kann er behoben werden (→ Achromasiebedingung).

b) *Der Farbvergrößerungsfehler* (*Farbmaßstabfehler*) tritt ein, wenn der Abbildungsmaßstab sich mit der Wellenlänge ändert. In diesem Fall entstehen auch bei behobenem Farbortsfehler im Bild Farbsäume.

c) *Der Farbquerfehler* ist der Farbfehler bei der Abbildung außeraxialer Objektpunkte (d. h. der auf dem Hauptstrahl auftretende Fehler). Er kann bei hohen Ansprüchen und größeren Bildfeldwinkeln störend wirken.

Lit. Berek: Grundlagen der praktischen Optik (Berlin, Leipzig 1930); Flügge: Das photographische Objektiv (Wien 1955); Geiger-Scheel: Handbuch der Physik, Bd. 18 (Berlin 1928); Gramatzki: Probleme der konstruktiven Optik (Berlin 1954).

2) *elektronenoptische A.* In Analogie zu den Glaslinsen treten bei den Elektronenlinsen geometrische A. (Fehler dritter Ordnung) auf: Öffnungsfehler, Koma, Astigmatismus, Bildfeldwölbung, Verzeichnung. Bei magnetischen Elektronenlinsen sind infolge der verursachten Bilddrehung noch zusätzlich Zerdrehungsfehler (Anisotropiefehler) zu beobachten, und zwar die anisotrope Koma, der anisotrope Astigmatismus und die anisotrope Verzeichnung. Einen der Lichtoptik analogen Farbfehler oder chromatischen Fehler gibt es wegen des Vorhandenseins einer uneinheitlichen Energie bzw. Geschwindigkeit der zur Abbildung benutzten Elektronenstrahlen.

Neben dem üblichen außeraxialen Astigmatismus ergibt sich bei Abweichung des abbildenden Feldes von der Rotationssymmetrie ein auch auf Achsenpunkte wirkender axialer Astigmatismus, der infolge der notwendigen Fertigungstoleranzen bei der Herstellung der mechanischen Bauteile für die Elektronenlinsen stets vorhanden ist. Bei magnetischen Elektronenlinsen treten außerdem noch Unsymmetrien durch Inhomogenitäten des verwendeten Polschuhmaterials auf. Dieser axiale Astigmatismus läßt sich durch *Stigmatoren* korrigieren. Mit Hilfe dieser elektronenoptischen Elemente kann ein bequem regulierbares elliptisches Korrekturfeld erzeugt werden, das zur Kompensation des vorhandenen nichtrotationssymmetrischen Störfeldes ausreichend ist. Die geometrischen A. lassen sich in der Elektronenoptik nicht ähnlich gut wie in der Lichtoptik korrigieren. Man muß sich deshalb auf geringe Aperturen (Größenordnung: 10^{-3}) und auf kleine Achsenabstände der Strah-

len beschränken. Zur Unterdrückung des Farbfehlers ist eine hinreichend monochromatische Elektronenstrahlung notwendig.

Abbildungsgesetze, → Abbildungsgleichungen.

Abbildungsgleichungen, bei der geometrisch-optischen → Abbildung für das paraxiale Gebiet geltende Beziehungen zwischen konjugierten Größen (Objektweite, Bildweite, Maßstäbe der Abbildung usw.). Das abbildende System wird hierbei durch seine Hauptpunkte bzw. Hauptebenen (→ optische Kardinalelemente) als Bezugspunkte der Bestimmung der Brennweiten sowie der Objekt- und Bildweiten ersetzt. Zur eindeutigen Bestimmung der Lage und Größe von Objekt und Bild wird konventionell die Lichtrichtung von links nach rechts angenommen und die Lage der Strecken zur Lichtrichtung bzw. optischen Achse durch entsprechende Vorzeichen gekennzeichnet (→ Optikrechnen). Die grundlegenden A. für ein achsensymmetrisches Strahlenbündel lauten

$$\frac{f}{a}+\frac{f'}{a'}=1;\quad zz'=ff'$$

für axiale Strecken und

$$\frac{y}{y'}=\beta=-\frac{f}{z}=-\frac{z'}{f'}=\frac{na'}{n'a}$$

für den Abbildungsmaßstab. Für beiderseits gleiches Medium ($n=n'$) wird:

$$-\frac{1}{a}+\frac{1}{a'}=\frac{1}{f'};\quad zz'=-f'^2;$$

$$\frac{y}{y'}=\beta=\frac{a'}{a}=\frac{f'}{z}=-\frac{z'}{f'}.$$

Dabei bedeuten n, n' die Brechzahlen der umgebenden Medien in Objekt- und Bildraum, f, f' die objekt- und bildseitige Brennweite, a, a' die Objekt- und Bildweite gemessen von den Hauptpunkten, z, z' die Objekt- und Bildweite gemessen von den Brennpunkten, y, y' die achsensenkrechte Objekt- und Bildgröße. Diese A. gelten auch für die einzelne brechende Fläche sowie bei Berücksichtigung der Lichtrichtungsänderung für spiegelnde Flächen. Herzuleiten sind die A. aus den → Invarianten der optischen Abbildung.

Lit. Hodam: Technische Optik (Berlin 1967).

Abbildungsmaßstab, *Seitenverhältnis, Seitenmaßstab, Lateralvergrößerung,* β, das Verhältnis der Bildgröße y' zur Objektgröße y bei der geometrisch-optischen → Abbildung. Der Begriff A. soll nur bei der unmittelbaren Abbildung durch optische Systeme benutzt werden. Für das Verhältnis der subjektiv empfundenen Bildgröße zur Objektgröße bei optischen Instrumenten sollte der Begriff → Vergrößerung angewendet werden.

Abbrand, *Ausbrand,* in der Reaktortechnik die Bezeichnung für die zeitlich fortschreitende Verkleinerung des Faktors der Neutronenvermehrung bei der Kernkettenreaktion auf Grund der sinkenden Konzentration der Spaltelemente infolge Kernspaltungen und Einfänge während des Reaktorbetriebes (→ Vierfaktorenformel). Mit A. bezeichnet man gelegentlich auch die dem Kernbrennstoff entnommene Energie. Wegen des räumlich nicht konstanten Neutronenflusses an verschiedenen Orten der Brennstoffüllung wird der aus ökonomischen bzw. sicherheitstechnischen u. ä. Gründen maximal zulässige A. zu verschiedenen Zeitpunkten vorliegen; in der Praxis wird diese Grenze des A.es wegen Bestrahlungsschäden an den Brennstoffelementen oft jedoch bereits vorher erreicht sein. Für den Reaktorbetrieb ist daher der mittlere A. von Bedeutung. Bei längeren Betriebszeiten müssen deshalb Reaktivitätsreserven für den A. in Rechnung gesetzt werden (→Reaktivität), die zu Beginn des Reaktorbetriebes durch Regelstäbe kompensiert werden.

Abbrucheffekt, → Kristallstrukturanalyse.

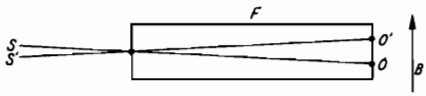
Abbruchreaktion, chemische → Kettenreaktion.

Abdrängung, → Grenzschichtablösung.

Abdruckverfahren, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Abendrot, → Dämmerung.

Aberration, eine infolge der Erdbewegung und der endlichen Geschwindigkeit des Lichtes verursachte scheinbare Ortsveränderung der Gestirne. Ein durch die Objektivmitte M eines Fernrohrs fallender Lichtstrahl des Sternes S



Aberration des Lichtes

braucht eine kurze Zeit, bis er zum Okular O läuft. Während dieser Zeit hat sich die Erde mit dem Fernrohr um die Strecke MM_1 weiterbewegt, und dadurch trifft der Strahl nicht die Objektivmitte, die zu dieser Zeit in O_1 ist. Wenn das Fernrohr so eingestellt wird, daß sich ein Lichtquant längs der optischen Achse bewegt, muß das Fernrohr um den kleinen Winkel α, den *Aberrationswinkel,* in Richtung auf die Erdbewegung geneigt werden. Der Aberrationswinkel ist am größten, wenn die Erdbewegung senkrecht zum Lichtstrahl erfolgt. Der Aberrationswinkel wird weiterhin durch das Verhältnis der Erd- zur Lichtgeschwindigkeit bestimmt.

Man unterscheidet 1) die *tägliche A.,* die durch die Erdrotation hervorgerufen wird und einen maximalen Betrag am Äquator von $\alpha = 0{,}32''$ erreicht; 2) die *jährliche A.,* verursacht durch den Umlauf der Erde um die Sonne mit einem maximalen Wert von $\alpha = 20{,}47''$; 3) die *säkulare A.,* die infolge der Bewegung des Sonnensystems relativ zu den umgebenden Sternen entsteht.

Abfall, → radioaktiver Abfall.

abgeschlossenes System, → physikalische Systeme.

abhängige Streuung, → Tyndall-Effekt.

Abklingzeit, diejenige Zeitspanne, innerhalb derer der Wert einer physikalischen Größe auf einen bestimmten Bruchteil des Anfangswertes dieser Größe abgesunken ist. Meist wird 1/e ($e \approx 2{,}72$) als Verhältnis des Wertes der Größe nach Verstreichen der A. zum Anfangswert genommen.

Abkühlungsgröße, Wärmeverlust eines Körpers von 36,5 °C (Bluttemperatur) unter Einwirkung der Lufttemperatur, der Luftfeuchtigkeit, der Luftbewegung sowie der Ein- und Ausstrahlung der Atmosphäre. Die A. wird mit dem → Katathermometer bestimmt und in $\mathrm{mcal \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}}$ angegeben.

Abkühlungsvorgänge, Erscheinungen beim Wärmeübergang von einer festen Wand der Temperatur T in eine flüssige oder gasförmige Umgebung niedrigerer Temperatur T_u. Außerdem treten dabei Wärmeleitung und Wärmekonvektion durch Bewegung des umgebenden Mediums und mitunter Wärmestrahlung auf, die zusammen durch einen einfachen zweckmäßigen Ansatz, das *Newtonsche Abkühlungsgesetz*, beschrieben werden: Bei ausgedehnter Umgebung und kleiner Temperaturdifferenz $T - T_u$ gilt für die je Zeiteinheit dt abgegebene Wärme dW näherungsweise $dW = -\alpha A(T - T_u)\,dt$, wobei α die Wärmeübergangszahl und A die Fläche der Wand sind. Mit ebenfalls genügender Näherung ist die Änderung der Wärmemenge $dW = C\,dT$ (C ist eine Konstante) der Temperaturänderung proportional, so daß sich $dT/dt = -a(T - T_u)$ ergibt. Dabei ist $a = \alpha A/C$ die *Abkühlungskonstante*. Als Lösung findet man ein exponentielles Abnehmen der Temperaturdifferenz, wobei die Stärke des Abnehmens durch die Abkühlungskonstante beschrieben wird. Praktisch wichtige A. treten z. B. beim Tempern von Werkstücken, bei der Kühlung von Glas, bei der Züchtung von Kristallen, bei der Luftverflüssigung und bei kalorimetrischen Messungen auf.

Ableiter, eine Einrichtung zum Ableiten einer die Isolation gefährdenden Überspannung. Beim *Blitzableiter* führen nichtisolierte Leitungen den Blitzstrom von der Auffangeinrichtung zur Erde. Um Energieversorgungseinrichtungen, Maschinen oder Isolatoren vor Überspannungen zu schützen, werden A. parallel geschaltet. Im einfachsten Fall bestehen diese *Überspannungsableiter* aus einer Spitzenfunkenstrecke (Schutzfunkenstrecke). Sie schlagen bei einer einstellbaren Überspannung durch und lassen die Spannung auf die nur geringe Lichtbogenspannung zusammenbrechen, wodurch aber ein Erdschluß des Netzes auftritt. Beim *Löschrohrableiter* wird deshalb der Lichtbogen durch ein Gas gelöscht, das ein umhüllendes Löschrohr abgibt. Beim *Ventilableiter* liegt ein spannungsabhängiger Widerstand in Reihe, der den nachfolgenden Erdschlußstrom begrenzt und den Lichtbogen schneller zum Erlöschen bringt.

Ableitung, → Differentialrechnung.

Ableitungsspektroskopie, svw. Modulationsspektroskopie.

Ablenkempfindlichkeit, → Katodenstrahlröhre.

Ablenkfaktor, → Katodenstrahlröhre.

Ablenkmagnet, meist ein Elektromagnet, der zur Richtungsänderung eines hochenergetischen Strahls geladener Teilchen dient. Ablenkende Kraft ist dabei die Lorentz-Kraft. In der Teilchenoptik spielt der A. die gleiche Rolle wie ein Prisma in der gewöhnlichen Optik. Wegen der magnetischen Streufelder an den Rändern hat ein A. jedoch auch fokussierende Eigenschaften.

Ablenkplatten, → Katodenstrahlröhre.

Ablenkprisma, *Keil,* ein → Prisma, bei dem die Ablenkung eines Strahlenbündels ausschließlich durch Brechung erzeugt wird. Es besteht im Prinzip aus einem Glaskörper, der von zwei sich unter dem Prismenwinkel χ schneidenden ebenen Flächen begrenzt wird (Abb. 1). Der Ablenkwinkel δ des Lichtstrahls hängt ab vom Prismenwinkel, vom Einfallswinkel ε_1, vom Austrittswinkel ε_2' sowie von der Brechzahl n und beträgt $\delta = \varepsilon_1 + \varepsilon_2' - \chi$. Bei symmetrischem Durchgang (Minimum der Ablenkung) gilt $\sin\frac{\chi + \delta}{2} = n \sin\frac{\chi}{2}$. Sind Einfalls- und Prismenwinkel klein, so gilt mit guter Näherung $\delta = \chi(n - 1)$. Durch die Dispersion im Glase entsteht eine wellenlängenabhängige Ablenkung, die in der Spektroskopie ausgenutzt wird. Für die optische Abbildung ist sie störend. Durch Kombinieren des A.s aus mehreren Einzelprismen mit unterschiedlichen Glaseigenschaften kann dieser Farbfehler für zwei oder mehr Wellenlängen behoben werden (*achromatisches Prisma*).

Während die Bildgröße bei der Abbildung über ein A. senkrecht zum Hauptschnitt nicht verändert wird, tritt im Hauptschnitt eine Vergrößerung am Prisma ein. Diese ist nur im Minimum der Ablenkung gleich 1, sie durchläuft zwischen streifendem Austritt und Eintritt des Lichtes die Werte Null bis Unendlich. Für senkrechten Eintritt gilt für den Zusammenhang zwischen Vergrößerung γ und Prismenwinkel χ die Beziehung $\sin\chi = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{n^2\gamma^2 - 1}}$.

Bei optischen Geräten dienen Ablenkprismen mit kleiner Ablenkung meist als Justierhilfsmittel oder als Meßeinrichtung, wobei häufig veränderliche Keile mit variablem Ablenkwinkel benutzt werden. Dazu gehören folgende Formen: Der *Abatsche Keil* oder *Schwenkkeil* aus zwei entgegengesetzten Linsen, deren optische Wirkung sich gegenseitig aufhebt; das *Schwingkeilpaar* aus zwei gleichen, um eine Parallele zur brechenden Kante drehbaren Keilen; das *Drehkeilpaar*, auch *Herrschelsches Doppelprisma*, *Keilkompensator* oder *Diasporameter* genannt, bestehend aus zwei Keilen, die um eine im Hauptschnitt liegende Achse in entgegengesetzter Richtung um gleiche Werte gedreht sind. Der Zusammenhang zwischen Drehwinkel φ und Ablenkwinkel δ bei einem Ablenkwinkel δ_K des Einzelkeils lautet $\delta = 2\delta_K \cos\varphi$. In einem mittleren Drehbereich ($90° \pm 45°$) ist δ nahezu proportional φ, wobei δ ein Vielfaches (das 15- bis 20fache) von φ beträgt.

Ablesbarkeit, 1) bei einer Strichskale die Möglichkeit des sicheren Schätzens von Bruchteilen eines Skalenteiles aus dem Ableseabstand von 25 cm oder mit Ablesehilfsmitteln, z. B. Nonius, Vergrößerung u. ä.; 2) bei einer Ziffernskale die Möglichkeit, aus dem Ziffernschritt der letzten Ziffernstelle den Anzeigewert der letzten Stelle sicher zu schätzen. Sie wird durch eine zusätzliche Strichteilung erleichtert.

Ablese- und Anzeigeeinrichtungen, die Gesamtheit der Organe an Meßgeräten und Meßeinrichtungen zur Bestimmung der Anzeige eines Meßergebnisses.

1) *Ableseeinrichtungen* sind Hilfsmittel zur besseren Ablesbarkeit oder zur Vergrößerung

der Anzeige, wenn diese nicht gut erkennbar ist. Zu den Ableseeinrichtungen gehören *Lupen*, *Okularplatten* mit Teilung und Fadenkreuzen, *Nonien* und *Ablesemikroskope*. Bei den Ablesemikroskopen unterscheidet man verschiedene Ausführungen. Strichmikroskope weisen einen Ablesestrich in der Bildebene auf, Skalenmikroskope in der Bildebene eine Strichteilung, deren scheinbare Größe sich im Sehfeld mit einem Hauptteilungsintervall decken muß. Noniusmikroskope sind mit einem Nonius als Hilfsteilung in der Bildebene versehen. Bei Planglasmikroskopen ist eine planparallele Platte so in den Strahlengang eingebaut, daß bei ihrer Drehung das Strichbild der Hauptteilung gegenüber einer in der Bildebene befindlichen Marke bis zur Deckung der beiden Strichbilder seitlich verschoben und an einer Mikrometerschraube abgelesen werden kann. Schraubenmikroskope weisen einen Doppelfaden in der Bildebene auf, der mit einer Mikrometerschraube bewegt wird. Ablesemikroskope sind mit einer verschiebbaren Meßlinse ausgestattet, bei denen der Abstand einer Meßmarke (Strich) von dem vorangegangenen Teilstrich durch Verschieben der Objektivlinse des Mikroskops parallel zur Teilungsrichtung mit einer Mikrometerschraube ausgemessen wird. Zur Ablesung an Teilkreisen dienen *optische Mikrometer*, bei denen Teilstriche, die sich gegenüberliegen bzw. um 180° gegeneinander versetzt sind, in einem Mikroskop abgebildet und mittels eines Keil- oder Planplattenmikrometers bis zur Deckung verschoben werden können. Die *Doppelkreisablesung* ist ein Teilkreis mit einer groben und einer dazu konzentrischen feinen Teilung. Gegenüberliegende Teilstriche, die um 180° gegeneinander verlagert sind, werden dabei in einem Ablesemikroskop abgebildet, so daß ein Grobteilungsstrich als Marke für die Ablesung des Restintervalls der Feinteilung dient. *Ablesefernrohre* sind für das Ablesen von Skalen an Meßgeräten, z. B. an Feinwaagen, Maßstäben u. a., bestimmt. Das Okular ist meist mit einer Dioptrienteilung versehen, damit Fehlsichtigkeit des Beobachters kompensiert werden kann. *Vorsatzlinsen* ermöglichen die Einstellung auf kleinste Ableseentfernung, z. B. bei der Ablesung von Meßschiebern.

Die kleinste an einer Teilung noch ablesbare bzw. schätzbare Meßgröße wird *Ablesegenauigkeit* genannt. Sie hängt vom Teilungsmarkenabstand ab, der im allgemeinen nicht kleiner als 0,6 mm sein soll, sofern nicht Ablesehilfen, wie Lupe oder Ablesefernrohr, benutzt werden, die die Ablesbarkeit bestimmen.

2) *Anzeigeeinrichtungen* sind mechanische, optische oder elektronische Funktionselemente von Meßgeräten und Meßeinrichtungen. Bei Maßverkörperungen besteht die Anzeigeeinrichtung aus dem auf dem Maß angegebenen Nennwert (Sollwert) der verkörperten Meßgröße, z. B. 5 kg auf einem Wägestück, 2 *l* auf einem Flüssigkeitsmaß.

a) Mechanische Anzeigeeinrichtungen zur Analoganzeige bestehen im allgemeinen aus Skale und Anzeigemarke (Index, Zeiger), wobei entweder die Skale feststeht und die Anzeigemarke (z. B. Skale und Zeiger bei einer Jollyschen Federwaage) beweglich angeordnet ist oder der Zeiger feststeht und die Skale sich bewegt (z. B. bei Trommelwaagen). Es können auch mehrere Skalen vorhanden sein, z. B. bei Mehrbereichsmeßgeräten (Waagen mit Zuschaltbereichen o. ä.). Es gibt auch Skalen mit wechselnder Bezifferung oder mit umschaltbarem Multiplikator.

Die *Skale* besteht meist aus einer bezifferten Strichteilung, die auch projiziert sein kann. Der Form nach werden lineare Skalen, Kreis-, Winkel- und Zylinderskalen unterschieden. Die Teilstriche einer Skale müssen alle gleich breit sein, jedoch nicht breiter als 0,1 des Teilstrichabstandes. Einzelne Teilstriche (jeder 1., 2. und/oder 5.) dürfen durch größere Länge hervorgehoben sein. Am Anfang und/oder am Ende der Skale muß die Einheit der zu messenden Größe angegeben sein. Entsprechend der der Teilung zugrunde liegenden Skalengleichung werden lineare, quadratische und logarithmische Teilungen unterschieden.

Skalenlänge ist die Gesamtheit der Skalenteile vom kleinsten bis zum größten anzuzeigenden Wert. *Teilstrichabstand* oder *Skalenteil* (Symbol Skt) ist bei Strichskalen der Abstand zweier aufeinanderfolgender Striche oder Marken, bei Ziffernskalen (Digitalanzeige) der Abstand zweier aufeinanderfolgender Ziffern. Der *Skalenwert* (Symbol Skw), früher auch *Skalenäquivalent* oder *Gradwert* genannt, ist derjenige Wert der Meßgröße, der 1 Skt entspricht, z. B. 1 Skt ≙ 1 g. Lineare Teilungen mit gleichen Teilstrichabständen haben gleiche Skalenwerte, quadratische und logarithmische Skalengleichungen liefern nichtlineare Teilungen mit unterschiedlichen Skalenteillängen.

Skalenträger wird der Teil der Anzeigeeinrichtung genannt, auf dem die Skale mit der Bezifferung und der Einheitenbezeichnung angebracht ist. Bei manchen Glasmeßgeräten, z. B. Büretten, Meßpipetten, Thermometern, wird die Skale mit einem Streifen aus farbigem Emailglas (Schellbach-Streifen) hinterlegt, um die Ablesung zu erleichtern.

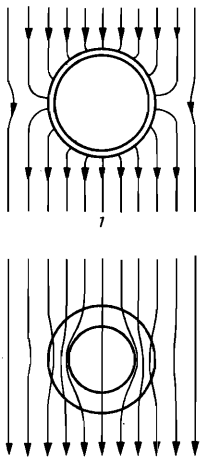
Mechanische Zeiger müssen so angebracht sein, daß ihr Abstand zur Skale möglichst gering ist, damit keine Parallaxe auftritt. Skalen mit hinterlegtem Spiegel dürfen nur abgelesen werden, wenn sich Zeiger und Zeigerbild decken. Zeiger dürfen an der Ablesespitze nicht breiter sein als ein Teilstrich. Bei Glasmeßgeräten mit Skale wird der Zeiger durch den Flüssigkeitsmeniskus vertreten, z. B. bei Standrohren und Flüssigkeitsthermometern.

Bei digitalen Anzeigeeinrichtungen besteht die Anzeige in einer Reihe von aufeinanderfolgenden Ziffern als Teilungsmarken, die diskontinuierlich oder sprunghaft erscheinen. Die Ziffern 0...9 sind auf dem Umfang von Rollen, Rädern, Scheiben o. dgl. untergebracht. Die Stelle des Zeigers vertritt eine Öffnung (Kulisse), in der die Ziffern sichtbar werden. Um trotzdem analoge Anzeigen zu erhalten, ist die letzte Ziffernrolle häufig durch eine Strichskale ersetzt; man erhält so eine Mischskale oder kombinierte Skale.

b) Optische Anzeigeeinrichtungen sind projizierte Skalen und Lichtzeiger, deren Bild auf einem Schirm, der zugleich Skalenträger sein kann, sichtbar gemacht wird. Der *Lichtzeiger*

ist ein von einem Meßwerk ausgehendes Strahlenbündel, das meist über einen Spiegel direkt auf die Skale gelenkt wird. Lichtzeiger vermeiden die Parallaxe bei der Ablesung, sie sind außerdem masselos und demzufolge trägheitsarm. Sie werden deshalb für hochempfindliche Meßgeräte, z. B. Spiegelgalvanometer, bevorzugt. Dabei kann auch dieser Zeiger feststehen, während sich die Skale an ihm vorüber bewegt, bis der Meßwert erreicht ist. Es werden ferner *Lichtmarken* verwendet, bei denen die Anzeigeeinrichtung und die Lichtquelle so in das Gehäuse des Gerätes eingebaut sind, daß bei Benutzung keine optischen Einstellungen erforderlich sind. Statt eines Lichtpunktes kann auch das Schattenbild eines feststehenden Zeigers auf die Skale im Rahmen eines hell beleuchteten Kreises geworfen werden, wie beim Lichtmarkengalvanometer.

c) Elektronische Anzeigeeinrichtungen sind *magische Augen* oder *Bänder* sowie *Abstimmanzeigeröhren*, die auf dem Prinzip der Braunschen Röhren beruhen; sie liefern keine unmittelbaren Meßwertanzeigen. Zur digitalen Meßwertanzeige dienen Anzeigeröhren. Sie bestehen meist aus einem gasgefüllten Kolben, in dem Glimmelektroden in Form von Ziffern hintereinander angeordnet sind. Sie stehen einer gemeinsamen großflächigen Anode gegenüber und sind einzeln so an Gleichspannung gelegt, daß jeweils nur eine Ziffer aufleuchtet. Das Bild der Ziffer kann zur Fernablesung auf eine Mattscheibe projiziert werden.



Abschirmung:
1 elektrostatisch,
2 magnetostatisch

Ablösearbeit, → Abtrennarbeit 1) und 2).

Ablösung, svw. Grenzschichtablösung.

Abmagnetisierung, → Entmagnetisierung 2).

Abmaß, → Paarungsmaß.

Abprodukt, svw. radioaktiver Abfall.

Abreißbogen, *Kontaktbogen*, kurzzeitige Bogenentladung bei der Trennung stromführender Kontakte oder allgemeiner bei der Auftrennung eines stromführenden Leiterkreises. Die für die Bogenentladung notwendigen freien Elektronen werden thermisch emittiert, weil die letzten Kontaktbrücken kurz vor der endgültigen Trennung durch die dort auf große Werte ansteigende Stromdichte stark erhitzt werden. Der A. erlischt, sobald die an der Trennstelle anliegende Spannung den mit wachsender Länge des A.s ansteigenden Spannungsbedarf nicht mehr befriedigen kann.

Abreißzündung, svw. Kontaktzündung.

Absättigung, 1) → Sättigung. 2) → Kernmaterie.

Absaugung, → Grenzschichtbeeinflussung.

Abschaltstäbe, → Reaktor.

Abschattung, *Vignettierung*, bei der geometrisch-optischen → Abbildung Beschneidung der Strahlenbündel, die durch in den Strahlenraum der optischen Abbildung hineinragende Blenden oder sonstige mechanische Teile erzeugt wird. Sie bewirkt einen unscharfen Helligkeitsabfall.

Abscheidungspolarisation, → Elektrodenvorgänge.

Abschirmdicke, die in Richtung der einfallenden Strahlung gemessene Ausdehnung der → Abschirmung, die zur Reduzierung der Strahlung bestimmter Energie und Intensität auf die maximal zulässige Dosis bei einer vorgegebenen Anordnung führt.

Abschirmpotential, → Abschirmung 4).

Abschirmstoffe, zur → Abschirmung gegen ionisierende Strahlung besonders geeignete Materialien.

Abschirmung, 1) das Fernhalten oder Einschließen elektrostatischer, magnetostatischer oder elektromagnetischer Felder von oder in einem begrenzten Gebiet.

1) *A. elektrostatischer Felder.* Der abzuschirmende Raum wird allseitig mit einer leitenden Wandung umgeben. Ihre Wirkung beruht auf der Erscheinung, daß in einem Leiter, der sich in einem elektrostatischen Feld befindet, selbst kein Feld existiert, also auch nicht in einem vom Leiter umschlossenen Hohlraum. Die Feldlinien enden in den Oberflächenladungen, die sich auf der Außenseite der Wandung infolge der → Influenz ausbilden (Abb. 1). Praktische Ausführungen von A.en, die *Faradayschen Käfige* (nach M. Faraday, 1837), bestehen aus massiven, gut leitenden Metallwänden. Bei geringeren Anforderungen an die Abschirmwirkung genügen auch eng durchbrochene Metallflächen, z. B. Drahtgitter, die jedoch nahe der Begrenzung noch einen gewissen Durchgriff des elektrischen Feldes zeigen. Diese A.en sind auch bei niederfrequenten Wechselfeldern wirksam.

2) *A. magnetostatischer Felder.* Man umgibt den abzuschirmenden Raum mit einer Wandung aus einem weichmagnetischen Stoff hoher Permeabilität, z. B. Eisen. Infolge der Brechung der Feldlinien (→ Brechungsgesetz 3) verlaufen diese fast ausschließlich in der Wandung (Abb. 2). Die Schirmwirkung ist um so größer, je dicker die Wandung und je höher deren Permeabilität ist. Diese A. ist auch bei niederfrequenten Wechselfeldern wirksam (→ magnetische Schirmwirkung).

3) *A. elektromagnetischer Felder.* Hier wählt man die Wandung ähnlich wie bei der A. elektrostatischer Felder. In der Wandung erzeugt das elektromagnetische Feld Wirbelströme, die Wirbelstromverluste (Joulesche Wärme) und eine Stromverdrängung zur Oberfläche hin (→ Skineffekt) bewirken. Die Schirmwirkung ist für eine ebene Wand der Dicke d proportional $e^{-d/\delta}$. Dabei bedeutet $\delta = \sqrt{\varrho/\pi f \mu_0 \mu_r}$ die Eindringtiefe. ϱ ist der spezifische elektrische Widerstand, μ_0 die absolute und μ_r die relative Permeabilität, f die Frequenz des Wechselfeldes. Beispielsweise gilt für das Verhältnis der Feldstärken an der Innenseite H_i und an der Außenseite H_a einer Hohlkugel vom Radius r mit

$$r \gg d \gg \delta: \quad \frac{H_i}{H_a} = 3\sqrt{2}\,\mu_r \frac{\delta}{r} e^{-d/\delta}.$$

Bei einer A. mit durchbrochener Wandung hängt die Schirmwirkung noch vom Verhältnis der Abmessungen der Öffnungen zur Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung ab, das möglichst klein sein sollte. Besondere Probleme entstehen an Trennfugen, z. B. an Türen, und an Leitungsdurchführungen durch die A., die besondere Maßnahmen erfordern.

Abschirmvorrichtungen werden bei empfindlichen elektronischen Verstärkern und Meßanordnungen, NF- und HF-Kabeln u. a. verwendet, ferner als Schutzvorrichtung für Arbeitsräume gegen starke Felder, wie sie in der

Nähe leistungsstarker Rundfunksender, bei labormäßigen Hochspannungsentladungen und Blitzschlägen bestehen.

Lit. Kaden: Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik (2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959); Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (7. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

2) Vorrichtung zum technischen Strahlenschutz, die die in einen Bereich gelangende ionisierende Strahlung durch Absorption und Streuung in geeigneten Stoffen reduziert. Eine wirksame A. ist wichtig für die Verringerung der äußeren Strahlungsbelastung. Die Wahl der A. hängt von Strahlungsart und -energie ab.

Für *Röntgen-* und *γ-Strahlung* verwendet man Materialien hoher Ordnungszahl Z und Dichte, z. B. Blei, Wolfram, Eisen, Kupfer, Nickel, Chrom, da die Wirkungsquerschnitte für Photo-, Compton- und Paarbildungs-Effekt proportional Z bzw. proportional positiven Potenzen von Z verlaufen (→ ionisierende Strahlung). Für die A. ganzer Räume benutzt man Barytbeton für die Wände und Bleiglas für die Fenster. Als variable A. dienen fahrbare Abschirmwände aus Stahl bzw. Blei oder spezielle Aufbauten aus Bleiziegeln. Zur A. von Strahlungsquellen, z. B. von Röntgenröhren oder Teletherapiequellen, sowie zur Begrenzung des Nutzstrahlungsbündels werden spezielle Strahlerköpfe mit Abschirmblenden oder -tuben verwendet. Zur A. von Strahlungsquellen während des Transports oder der Lagerung dienen Kontainer.

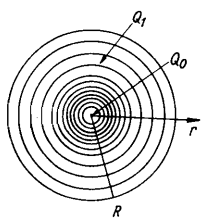
Bei *Neutronenstrahlung* werden Materialien mit möglichst niedriger Massezahl verwendet, insbesondere wasserstoffhaltige Substanzen, z. B. Paraffin, Wasser oder günstige Verbindungen leichter Elemente, wie Lithium, Beryllium und Bor, da diese schnelle Neutronen besser abbremsen (→ Neutronenabschirmung). Nach dem Abbremsen werden die langsamen bzw. thermischen Neutronen in Stoffen mit hohem Einfangsquerschnitt, z. B. Bor, Borstahl, Boral oder Kadmium, absorbiert; dabei entsteht aber infolge des sehr wahrscheinlichen → Neutroneneinfanges sekundäre γ-Strahlung, die ihrerseits abgeschirmt werden muß. Für die A. der gemischten *Neutronen-γ-Strahlung* von Reaktoren (→ biologischer Schild, → thermischer Schild) ist ein Gemisch aus schweren und leichten wasserstoffhaltigen Substanzen erforderlich; häufig stellt Schwerbeton einen geeigneten Kompromiß dar. Da die gesamte von der A. absorbierte Strahlungsenergie in Wärme umgewandelt wird, muß diese durch ein Kühlsystem abgeführt werden.

Für *α-Strahlung* ist im allgemeinen keine A. erforderlich, da deren Reichweite in Luft unter 10 cm liegt.

Für *β-Strahlung* reichen meist 10 mm Piacryl oder 5 mm Aluminium zur A. aus. Bei β-Strahlungsquellen sehr hoher Aktivität entsteht im Material der A. so starke Bremsstrahlung, daß diese ihrerseits mit Material hoher Ordnungszahl abgeschirmt werden muß. Die A. der β-Strahlung selbst sollte zur Reduzierung der Bremsstrahlungserzeugung stets aus leichtatomigem Material bestehen.

Die Berechnung und Konstruktion der A. für Kernreaktoren (→ Reaktorabschirmung), Beschleuniger und andere starke Strahlungsquellen erfordert häufig die Berücksichtigung der Änderung des Strahlungsspektrums mit der Absorberdicke, der Energieabhängigkeit der verschiedenen Wirkungsquerschnitte, des → Aufbaufaktors u. a., so daß meist nur Näherungslösungen möglich sind. Außerdem sind solche A.en so zu konstruieren, daß sie neben γ-Strahlen auch Teilchen, vorwiegend Neutronen, abschirmen. Wichtige Nebenbedingungen ergeben sich durch die Forderung nach Optimierung der A. hinsichtlich Volumen, Gewicht und Kosten.

3) in der Atomhülle allgemein die Erscheinung, daß die Wirkung der Kernladung Ze auf ein äußeres Elektron teilweise durch die anderen Elektronen kompensiert wird. Dieser Effekt wird dadurch beschrieben, daß man die Kernladungszahl Z durch eine *effektive Kernladungszahl* $Z_{\text{eff}} = Z - \sigma < Z$ ersetzt. Dabei ist σ die *Abschirmungskonstante* oder *Abschirmungszahl*. Am stärksten wirkt sich die A. bei den Alkaliatomen und Erdalkaliatomen aus. So beträgt z. B. σ für das Leuchtelektron der Alkaliatome $(Z - 1)$. Genauer unterscheidet man zwischen der inneren und der äußeren A. Die *innere A.* wird durch die in abgeschlossenen Schalen gebundenen Elektronen verursacht. Die *äußere A.* dagegen wird durch die Elektronen hervorgerufen, die, wie das betrachtete äußere Elektron, nicht in abgeschlossenen Schalen gebunden sind. Diese Elektronen tragen gleichfalls zur Abschirmungskonstante bei, da sie sich mit gewisser Wahrscheinlichkeit auch in Kernnähe aufhalten. Folgendes Modell soll den Effekt der inneren A. verdeutlichen: Um eine Punktladung $Q_0 > 0$ (Abb.) am Ort $\vec{r}_0 = 0$ (entspricht dem Atomkern) sei die Ladungsmenge $-Q_1 < 0$ innerhalb einer Kugel vom Radius R kugelsymmetrisch verteilt (entspricht den Elektronen in abgeschlossenen Schalen). Für das elektrostatische Feld am Ort $\vec{r}$ mit $|\vec{r}| > R$ findet man $\vec{E}(\vec{r}) = (Q_0 - Q_1)\,\vec{r}/4\pi\varepsilon_0 r^3$. Dabei ist ε_0 die Dielektrizitätskonstante. $\vec{E}(\vec{r})$ stimmt überein mit dem Feld einer Punktladung $Q_{\text{eff}} = Q_0 - Q_1$ am Ort $\vec{r}_0 = 0$. Insbesondere wird für $Q_1 = Q_0$ das Coulomb-Feld der Punktladung Q_0 völlig abgeschirmt.



3 Abschirmung einer Punktladung

4) *A. durch Leitungselektronen*, die Wechselwirkung zwischen freien Leitungselektronen in einem Festkörper und einer in diesen hineingebrachten Ladung. Diese Ladung baut zusammen mit den sie abschirmenden Leitungselektronen ein (effektives) abgeschirmtes Potential v um sich auf. Kann man den Einfluß des Potentials v_b der nackten unabgeschirmten Ladung störungstheoretisch berücksichtigen, so hängt v mit v_b durch eine einfache Abschirmfunktion ε zusammen. Diese ist im allgemeinen von der Wellenlänge λ bzw. von der Wellenzahl $q = 2\pi/\lambda$ eines räumlich periodischen Potentials abhängig. Für die Fourierkomponenten gilt dann $v(q) = \dfrac{v_b(q)}{\varepsilon(q)}$. Die Differenz $v - v_b$ nennt man *Abschirmpotential*. $\varepsilon(q)$ muß selbstkonsistent berechnet werden. Diese lineare Abschirmung mit einer Abschirmfunktion $\varepsilon(q)$ spielt bei der Berechnung des Kristallpotentials in Metallen eine entscheidende Rolle. Im einfachsten Fall erhält man bei Vernachlässigung von Korrela-

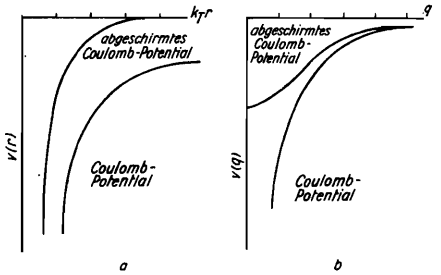
Abschirmungsdublett

tions- und Austauscheffekten die *Thomas-Fermische Abschirmung*

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{k_T^2}{q^2} \quad \text{mit} \quad k_T^2 = \frac{6\pi e^2 n}{E_F}. \qquad (1)$$

Dabei ist n die Elektronendichte und E_F die Fermi-Energie. Im praktischen Maßsystem ist e^2 durch $e^2/4\pi\varepsilon_0$ zu ersetzen, wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist.

Ein Coulomb-Potential $v(r) = \pm\frac{e^2}{r}$ wird mittels (1) durch einen Exponentialfaktor abgeschirmt (Abb.). Es gilt $v(r) = \pm\frac{e^2}{r}e^{-k_T r}$. Eine



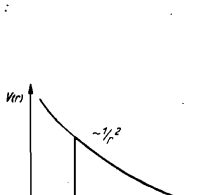
4 Abschirmung eines Coulomb-Potentials: *a* im Ortsraum, *b* im Impulsraum

positive Punktladung baut also um sich eine Ladungswolke aus Elektronen auf, so daß außerhalb des Radius k_T^{-1} die elektrostatische Anziehung (bzw. Abstoßung) der so abgeschirmten Punktladung keine wesentliche Rolle mehr spielt. Tatsächlich ist $\varepsilon(q)$ für große q kleiner als bei der Thomas-Fermischen Näherung. Die abschirmende Wirkung des Elektronengases ist also für kurzwellige Potentiale schwächer. Eine bessere Näherung für $\varepsilon(q)$ ist die *Hartreesche* (oder *Lindhardsche*) *Abschirmfunktion*

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{k_T^2}{q^2}\left[\frac{1}{2} + \frac{1-\left(\frac{q}{2k_F}\right)^2}{2q/k_F}\ln\left|\frac{q+2k_F}{q-2k_F}\right|\right].$$

Dabei ist $\hbar k_F$ der Fermische Grenzimpuls, wobei $\hbar$ die Plancksche Konstante ist. Die logarithmische Singularität bei $q = 2k_F$ gibt Anlaß zum Kohn-Effekt im Gitterspektrum und zu *Friedel-Oszillationen*.

In kovalenten Halbleitern (→ Kristallbindung) sind die Valenzelektronen vorwiegend in den kovalenten Bindungen zwischen je zwei nächsten Nachbarn lokalisiert. Die zur A. fähigen freien Elektronen bilden ein Gas von nur geringer Dichte, das daher der Boltzmann-Statistik genügt. Ersetzt man in (1) E_F durch $\frac{3}{2}kT$, so geht k_T^2 in $k_D^2 = \frac{4\pi n e^2}{kT}$ für die A. durch die freien Leitungselektronen im Halbleiter über. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur, k_D^{-1} ist die → Debye-Länge, welche auch für die A. in Plasmen geringer Dichte charakteristisch ist. Der Einfluß der übrigen Valenzelektronen ist jedoch nicht vernachlässigbar. Er macht sich für kleine q durch eine endliche statische Dielektrizitätskonstante ε_0 bemerkbar, so daß für kleine q in Halbleitern $\varepsilon(q) = \varepsilon_0 + \frac{k_D^2}{q^2} = \varepsilon_0\left(1 + \frac{\delta^2}{q^2}\right)$ gilt, mit $\delta^2 = \frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 kT}$. Der Abschirmradius δ^{-1} ist für die A. geladener Störstellen in Halbleitern von großer Bedeutung.



Abschneidevorschrift

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971).

Abschirmungsdublett, zwei eng benachbarte Energieniveaus im Energieniveauschema der Atomhülle eines Atoms mit mehreren Elektronen. Das A. entsteht im Gegensatz zum → Spindublett durch die Abweichung der mittleren Potentialverteilung in der Atomhülle vom Coulomb-Potential (→ Abschirmung 3)). Die Werte der Quantenzahlen n und j der beiden Komponenten des A.s sind gleich, die Quantenzahlen l betragen $j \pm 1/2$. Besonders ausgeprägt sind die A.s in den Röntgentermen (→ Röntgenspektrum).

Abschirmungskonstante, → Abschirmung 3).

Abschirmungszahl, → Abschirmung 3).

Abschlußwiderstand, Widerstand, mit dem die beiden Leiter einer Doppelleitung verbunden sind oder mit dem ein Hohlleiter abgeschlossen ist. Ist der A. gleich dem → Wellenwiderstand der Leitung, so erfährt eine elektromagnetische Welle keine Reflexion. Im Fall einer verlustlosen Leitung ist der Wellenwiderstand rein reell. Derartige Widerstände lassen sich bei hohen Frequenzen nur schwer verwirklichen. Zum reflexionsfreien Abschluß von Koaxialkabeln werden deshalb spezielle, möglichst frequenzunabhängige Schichtwiderstände verwendet. Bei Hohlleitern werden häufig bekohlte Pertinaxscheiben als Dämpfungsfolien eingesetzt, deren Flächenwiderstand dem Feldwellenwiderstand entspricht. Zur Erreichung eines reflexionsfreien Abschlusses werden sie keilförmig zugespitzt in den Hohlleiter eingebaut.

Abschneideradius, → Abschneidevorschrift.

Abschneidevorschrift, *cut-off* [engl.], in der Quantenfeldtheorie benutzte Methode, divergierende Integrale durch Einführung einer willkürlichen, für sehr große Werte der Integrationsvariablen, den *Abschneideradius*, verschwindenden Funktion endlich zu machen. Dies erfolgt z. B. in der Art, daß man die im Impulsraum divergenten Feynman-Integrale der Photonselbstenergie zunächst nur bis zu einem endlichen Impulswert integriert, den Rest unberücksichtigt läßt, d. h. abschneidet, und dann den Abschneideradius gegen unendlich gehen läßt; das Verfahren kann relativistisch invariant formuliert werden (→ Renormierung). Die Einführung von A.en hat sich auch bei der mathematisch exakten Definition von bestimmten feldtheoretischen Modellen bewährt (→ Lee-Modell, Modelle der → axiomatischen Quantentheorie), wobei im allgemeinen eine A. sowohl für den Impuls als auch für das Volumen eingeführt wird, in dem die Modelle erklärt sind. A.en spielen ferner in der Mesonentheorie der Kernkräfte bei der Definition eines Kernpotentials eine Rolle, wenn sich dieses für $r \to 0$ wie $1/r^n$ ($n \geqq 2$) verhält; in diesem Fall wird für kleine r von einem gewissen r_0 ab, das aus der Erfahrung bestimmt wird, das Potential durch endliche Ausdrücke ersetzt (Abb.).

Abschreckspannungen, Spannungen, die beim raschen Abkühlen (Abschrecken) von Kristallen entstehen. Bei einkomponentigen Stoffen beruhen die A. auf den stets vorhandenen Kristallbaufehlern, die sich beim Abschrecken nicht durch Diffusion entsprechend der neuen Temperatur verändern können und in ihrer Art und Lage erhalten bleiben. Bei Mehrstoffsystemen, die im festen Zustand eine begrenzte Löslichkeit haben (→ Mischungslücke), entstehen zusätzliche A., wenn bis zu Temperaturen, bei denen im Gleichgewicht Entmischung und damit ein mehrphasiger Zustand vorhanden ist, so schnell abgekühlt wird, daß wegen der sehr kleinen Diffusionsgeschwindigkeiten und der großen Diffusionswege keine Entmischung eintreten kann, also ein einphasiger Zustand erhalten bleibt. In diesem Fall führen A. zu besonders guten Festigkeitseigenschaften, wie Härte und Zugfestigkeit. Dies wird bei vielen Leichtmetallegierungen, z. B. Duralumin, technisch ausgenutzt. Mitunter ist eine Nachbehandlung des abgeschreckten Werkstoffes erforderlich.

absolute Altersbestimmung, svw. physikalische Altersbestimmung.

absolute Geschwindigkeitsmessung von Korpuskularstrahlen, direkte Bestimmung des Weg/Zeit-Verhältnisses durch Messung der Zeit, die die Korpuskularstrahlen zum Durchfliegen einer bestimmten Wegstrecke benötigen. Die absolute Geschwindigkeitsmessung erfolgt für Neutronen und alle anderen Korpuskularstrahlen nach etwa den gleichen Verfahren, → Flugzeitmethode.

absolute Konfiguration, → enantiomorphe Körper.

absoluter Betrag, einer Größe g zugeordnete nichtnegative Zahl $|g|$. Für reelle Zahlen a gilt $|a| = a$, falls $a > 0$, $|a| = -a$, falls $a < 0$, und $|a| = 0$, falls $a = 0$. Von einer komplexen Zahl $z = a + b\,\mathrm{i}$ gilt $z = \sqrt{a^2 + b^2}$. Für einen Vektor $\vec{a}$ gilt $|\vec{a}|^2 = \vec{a}\vec{a}$; geometrisch ist $|\vec{a}|$ die Länge der gerichteten Strecke, durch die der Vektor veranschaulicht wird. → komplexe Zahl.

absoluter Fehler, → Fehlerrechnung.

absoluter Nullpunkt, → Nullpunkt.

absolute Ruhe. Die Physik kennt keine a. R. Die Gesetze der Physik lauten in allen Inertialsystemen gleich und zeichnen keines aus (→ Relativitätsprinzip). Es gibt nur relative Ruhe, Ruhe in bezug auf ein spezielles Inertialsystem, das momentane → Ruhsystem. Die Newtonsche Mechanik der Massepunkte erfüllt das Relativitätsprinzip.

Da aber in der Newtonschen Mechanik jede Wellenbewegung ein Kollektivphänomen von vielen Teilchen ist, die das Medium der Wellenausbreitung bilden, stellt das Ruhsystem des Mediums für die Wellen ein ausgezeichnetes Bezugssystem dar. In vielen Fällen ist das Ruhsystem das Bezugssystem isotroper Wellenausbreitung. Wegen der Begrenztheit der einzelnen Medien ist damit allerdings noch kein System a.r R. für die Physik gegeben. Nur die Ausbreitung des Lichts könnte wegen der Gültigkeit der Galilei-Invarianz in der Newtonschen Mechanik ein Inertialsystem als absolut ruhend auszeichnen, das universelle Isotropiesystem der Lichtausbreitung. Deshalb kann die Newtonsche Mechanik das Relativitätsprinzip nicht konsequent realisieren. Die → spezielle Relativitätstheorie, hervorgegangen aus der beobachteten Isotropie der Lichtausbreitung in allen Inertialsystemen, zeigt, daß auch die Wellenerscheinungen keine a. R. definieren können.

absolute Störungstheorie, → Störungstheorie 1).

absolute Temperatur, die Temperatur, die vom *absoluten Nullpunkt* (−273,16 °C) aus gerechnet wird, → Temperatur.

absolut glatt, → Reibung.

Absolutmessung, im Gegensatz zur → Relativmessung die Bestimmung des Wertes einer Meßgröße, die dabei direkt in den Grundeinheiten des verwendeten Maßsystems ausgedrückt wird. Wegen des hohen experimentellen Aufwandes werden A.en bei geophysikalischen Messungen (z. B. der Schwere, der magnetischen Elemente des Erdmagnetfeldes) nur an wenigen Orten der Erde vorgenommen. Durch moderne Verfahren der Lasertechnik, der Kurzzeitmeßtechnik u. a. sind in nächster Zukunft wesentlich einfachere und ökonomischere A.en, z. B. der Schwere, zu erwarten.

absolut rauh, → Reibung.

Absorberstäbe, → Reaktor.

Absorption, 1) das Eindringen von Gasen oder Gasgemischen durch Diffusion in eine kondensierte Phase, d. h. in eine Flüssigkeit oder einen festen Stoff (*Absorptionsmittel, Absorbens*). Das aufgenommene Gas (*Absorbat*) wird im Gleichgewicht bei gegebener Temperatur in einer bestimmten Konzentration in den kondensierten Phasen gelöst. Die dabei entstehende Wärme ist die *Absorptionswärme* (→ Lösungswärme). Im Gegensatz zur → Adsorption spielen bei der A. Oberflächeneffekte eine untergeordnete Rolle. Treten bei der A. keine chemischen Reaktionen, keine Dissoziation, Hydratation oder Assoziation auf, so gilt als ideales Grenzgesetz für niedrige Drücke für die Lösung eines Gases in einer Flüssigkeit das *Henrysche Gesetz*, wonach bei gegebener Temperatur die Konzentration c des gelösten Gases proportional seinem Druck p über der Flüssigkeit ist: $c = kp$. Hierbei ist k der *Absorptionskoeffizient*, sein Wert hängt von der Temperatur und der Natur des Gases und der Flüssigkeit ab. Befinden sich mehrere Gase über der Flüssigkeit, so werden diese unabhängig voneinander entsprechend ihrem Partialdruck p_i in der Gasphase gelöst (*Henry-Daltonscher Verteilungssatz*): $c_i = k_i p_i$. Ein Gas, das sich gleichzeitig in zwei nichtmischbaren Flüssigkeiten löst, verteilt sich auf diese, das Henrysche Gesetz vorausgesetzt, unabhängig von der Menge des gelösten Stoffes und der Flüssigkeiten so, daß das Verhältnis der Konzentrationen nur von der Temperatur und der Natur der beteiligten Stoffe abhängt (*Nernstscher Verteilungssatz*).

Finden bei der Lösung von Gasen entgegen der Voraussetzung chemische Reaktionen, Dissoziation u. ä. statt, so wird das Gleichgewicht und damit der Zusammenhang der Konzentrationen und der Partialdrücke durch das → Massenwirkungsgesetz bestimmt.

2) die Dämpfung elektromagnetischer Wellen auf Leitungen und beim Durchgang durch räumlich ausgedehnte Medien. Die absorbierte Energie wird auf Grund ohmscher, dielektri-

Absorptionsfaktor

scher und magnetischer Verluste des Mediums und des Wellenleitermaterials in Joulesche Wärme umgesetzt. Die Amplitude einer in x-Richtung sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle nimmt gemäß $A = A_0 \cdot \exp(-\alpha x)$ ab. Dabei ist A_0 die Anfangsamplitude. Die Dämpfungskonstante α ist eine Funktion von Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstanten, der Permeabilitätskonstanten und der Leitfähigkeit des durchdrungenen Materials, bei Leitungswellen außerdem des Wellenleitermaterials. Bei Licht spricht man im allgemeinen von → Extinktion.

Nach einer Festlegung des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen wird als *Reinabsorption* folgende Größe definiert:

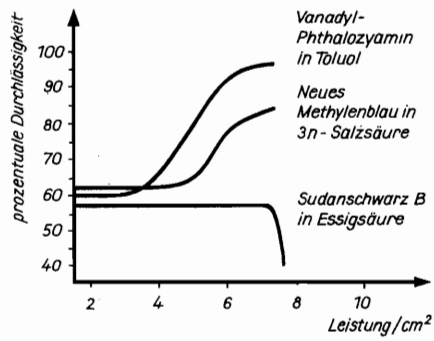
$$\alpha = \frac{I_a - I_e}{I_a}.$$

Dabei bedeuten I_a die im Medium am Orte a und I_e die nach einer Laufstrecke der Länge d am Orte e im Medium vorhandene Strahlungsintensität. Für die *Durchlässigkeit* D gilt $D = I_e/I_a = \exp[-kd]$. Dabei ist d die Schichtdicke und k die Absorptionskonstante; k hängt stark von der Wellenlänge der Strahlung ab. Dieser Ausdruck stellt das *Bouguer-Lambertsche Gesetz* dar. Zur Vereinfachung wird statt dieser Absorptionskonstante k im allgemeinen die dekadische Konstante m benutzt. Es gilt $D = 10^{-md}$ und $m = k \lg e \approx 0{,}4343\, k$.

In Lösungen ist k häufig der Konzentration c proportional (*Beersches Gesetz*): $k = k_c c$. Dabei ist k_c die molekulare Extinktionskonstante. Dieses Gesetz gilt nur dann, wenn zwischen den einzelnen gelösten Molekülen keine Wechselwirkung stattfindet, d. h. im allgemeinen nur in verdünnten Lösungen.

Man unterscheidet *starke A.* und *schwache A.*, je nachdem, ob die Strecke, nach der die Intensität der einfallenden Strahlung auf den e-ten Teil gesunken ist, kleiner oder größer ist als die Wellenlänge des Lichtes.

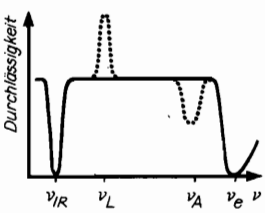
Nichtlineare A. Im Gegensatz zur linearen A. hängt bei der nichtlinearen A. die Größe der Absorptionskoeffizienten von der Intensität der eingestrahlten Welle ab. Diese Abhängigkeit wurde durch die hohen Strahlungsdichten, die durch geeignete Laser erzeugt werden können, experimentell nachgewiesen. Viele verschiedene Typen von organischen Farbstoffmolekülen zeigen eine Verminderung der A. bei hohen Strahlungsdichten. Für diese nichtlineare Sättigung der A. können verschiedene Mechanismen verantwortlich gemacht werden. Im einfachsten Fall wird ein Zwei-Niveau-System betrachtet, bei dem durch die starke A. das obere Niveau nahezu die gleiche Besetzung erreicht wie das untere Niveau. Die A. ist dann etwa gleich der induzierten Emission, was zu einer hohen Durchlässigkeit der Substanz führt. Dieses Modell ist vermutlich in der Natur nur in wenigen Fällen realisiert. Im allgemeinen werden mehr als zwei Niveaus mit mehreren Relaxationszeiten an dem Prozeß beteiligt sein. Insbesondere müssen strahlungslose Singulett-Triplett-Übergänge (→ Molekülspektroskopie) berücksichtigt werden. Von den Triplettzuständen finden Übergänge zum Grundzustand oder durch erneute Strahlungsabsorption zu höheren angeregten Triplettzuständen statt. Entsprechend ergibt sich mit steigender Bestrahlungsleistung eine zunehmende Durchlässigkeit oder erhöhte A. (Abb. 1).



1 Prozentuale Durchlässigkeit einiger nichtlinearer Absorber in Abhängigkeit von der Laserleistungsdichte

Substanzen mit derartigen Eigenschaften können als *nichtlineare Filter* eingesetzt werden. Eine große technische Bedeutung haben diese Filter als intensitätsabhängige Güteschalter für Hochleistungslaser.

Neben diesen Mechanismen für eine nichtlineare A. kann bei hohen Strahlungsdichten durch *Mehrphotonenabsorption* eine zusätzliche A. in bisher durchlässigen Frequenzbereichen induziert werden. Bei der Zwei-Photonen-Absorption z. B. muß die Summe zweier Photonen gleich der Energiedifferenz zweier Niveaus der Substanz sein. Wird, wie aus Abb. 2 ersichtlich,



2 Schematische Darstellung der Zwei-Photonen-Absorption

gleichzeitig eine sehr intensive Laserstrahlung und ein Kontinuum eingestrahlt, so erhält man eine neue Absorptionsfrequenz ν_A, die sich aus der Beziehung $h\nu_L + h\nu_A = h\nu_e$ ergibt. Hierbei bedeutet ν_L die Laserfrequenz, ν_A die neue Absorptionsfrequenz und ν_e die der Ein-Photonen-Absorption entsprechende Absorptionsfrequenz (Termabstand des betrachteten Systems). Die Größe der Zwei-Photonen-Absorption ist dem Quadrat der elektrischen Feldstärke der Laserwelle proportional. Klassisch wird dieser Effekt bei den Effekten 3. Ordnung in der Entwicklung der Polarisation der Materie nach Potenzen der elektrischen Feldstärke beschrieben. Die Frequenzabhängigkeit und Größe des Effekts erhält man auf Grund quantenmechanischer Rechnungen.

3) → Neutronenabsorption.

4) → Schallabsorption.

Absorptionsfaktor, *kristallographischer A.*, Faktor, der die Schwächung der Intensität bei Röntgenbeugung durch Absorption berücksichtigt (→ Kristallstrukturanalyse). Die integrale Inten-

sität I des gebeugten Röntgenstrahls hängt mit der Intensität I', die bei fehlender Absorption zu erwarten wäre, wie folgt zusammen: $I/I' = T = 1/V \int \exp(-\mu(w_1 + w_2))\, dv$. Hierbei bedeuten V das vom Primärstrahl durchstrahlte Kristallvolumen, über das zu integrieren ist, w_1 und w_2 die vom Primär- und Sekundärstrahl zurückgelegten Wegstrecken und μ den linearen Absorptionskoeffizienten, der von der Wellenlänge und der absorbierenden Substanz abhängig ist. Die Größe T wird als *Transmissionsfaktor* bezeichnet. Der *Absorptionsfaktor* A ist $A = 1/T$. Für spezielle Kristallgestalten (Kugel und Zylinder) ist das Integral gelöst, und der Transmissionsfaktor liegt tabelliert vor. Hat der Kristall die Form eines konvexen Polyeders, so kann das Integral mit Hilfe von EDV ausgewertet werden.

Für jedes Element ist der *Massenabsorptionskoeffizient* μ/ϱ von der Dichte ϱ unabhängig und liegt für verschiedene Wellenlängen tabelliert vor. Der Massenabsorptionskoeffizient einer Verbindung ergibt sich durch Summation aus den $(\mu/\varrho)_j$ der Elemente, aus denen die Verbindung besteht, unter Berücksichtigung der Massenanteile p_j: $\mu/\varrho = \sum_j p_j(\mu/\varrho)_j$. → ionisierende Strahlung.

Die → Extinktion 1. und 2. Art kann dadurch berücksichtigt werden, daß man den sich aus den Massenabsorptionskoeffizienten μ_j ergebenden Wert μ durch einen Wert $\mu' = \mu + \mu_1 + \mu_2$ ersetzt, wobei μ_1 und μ_2 die Schwächung des Röntgenstrahls durch Extinktion 1. bzw. 2. Art berücksichtigen.

Absorptionsfläche, → Pleochroismus.

Absorptionsgrad, → Kirchhoffsches Strahlungsgesetz.

Absorptionskante, im weiteren Sinne jeder abrupte Übergang von einem Gebiet schwacher Absorption zu einem Gebiet starker Absorption. Vorzugsweise wird der Begriff A. zur Charakterisierung des Verlaufs der optischen Absorption bei Halbleitern und Isolatoren verwendet, bei denen im optischen Spektralbereich ein steiles Anwachsen des Absorptionskoeffizienten zu beobachten ist (Abb.). Das Auftreten einer A. bei Halbleitern und Isolatoren ist die Folge der Existenz einer verbotenen Zone im Energiespektrum der Elektronen bei diesen Stoffen. Erst für Energien der Lichtquanten größer als die Breite der verbotenen Zone sind Übergänge der Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband möglich. Aus der Lage der A. im Absorptionsspektrum läßt sich somit die Größe der Breite der verbotenen Zone, im allgemeinen mit E_g bezeichnet, entnehmen.

Die Feinstruktur der A. gibt Aufschluß über die Art der am Absorptionsmechanismus beteiligten Übergänge und erlaubt dadurch Rückschlüsse auf die Energiebandstruktur am oberen Rand des Valenzbandes und am unteren Rand des Leitungsbandes. Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α von der Energie der Lichtquanten $\hbar\omega$ im Bereich der A. läßt sich im Falle parabolischer Energiebänder leicht angeben. Für diese werden folgende Abhängigkeiten erwartet: direkte erlaubte Übergänge $\alpha \sim (\hbar\omega - E_g)^{1/2}$; direkte verbotene Übergänge $\alpha \sim (\hbar\omega - E_g)^{3/2}$; bei indirekten Übergängen, die durch Beteiligung von Phononen der Energie E_p zustande kommen,

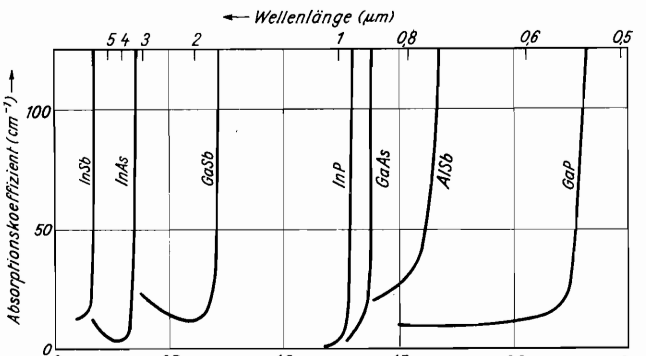
$$\alpha \sim [(N_p + 1)(\hbar\omega - E_g - E_p)^2 + N_p(\hbar\omega - E_g + E_p)^2].$$

Der erste Term gibt den Beitrag infolge Emission von Phononen und der zweite den Beitrag infolge Absorption von Phononen wieder. $N_p = (e^{E_p/kT} - 1)^{-1}$ ist die Wahrscheinlichkeit für die Anregung von Phononen mit der Energie E_p, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Bei → Röntgenstrahlen treten A.n dann auf, wenn die Energie $h\nu$ eines Röntgenquants die zur Abtrennung eines Elektrons aus einer der inneren Elektronenschalen der Atome notwendige Energie überschreitet.

Absorptionskoeffizient, → Absorption, → ionisierende Strahlung.

Absorptionslänge, svw. Absorptionsweglänge.

Absorptionsleistungsmesser, ein auf der Absorption von elektromagnetischer Strahlung beruhendes Gerät zur Leistungsmessung. Beim Durchlaufen von elektromagnetischen Wellen durch Materie wird die Strahlung ganz oder teilweise absorbiert und in Wärme umgewandelt. Je nach der zu messenden Strahlungsleistung und der Frequenz unterscheiden sich die A. sehr stark. Im Bereich kleiner Leistungen bis zu sehr hohen Frequenzen werden Thermistoren und Bolometer verwendet, bei denen die temperaturabhängige Widerstandsmessung eines Halbleiters oder eines dünnen Platin-Drahtes zur Leistungsanzeige benutzt wird. Für kleinere Sendeleistungen bis etwa 1 kW eignen sich auch Glühlampen, deren Helligkeit mit der einer mit Gleichstrom gespeisten Normallampe verglichen wird. Höhere Leistungen werden mit Hilfe von wassergekühlten künstlichen Antennen gemessen, wobei die an das Wasser abgegebene Wärme bestimmt wird. Künstliche Antennen sind möglichst strahlungsfreie Anordnungen von ohmschen Widerständen, die zur Belastung von Sendern im Probebetrieb dienen.



Absorptionskante verschiedener Halbleiter vom A^{III}-B^{V}-Typ

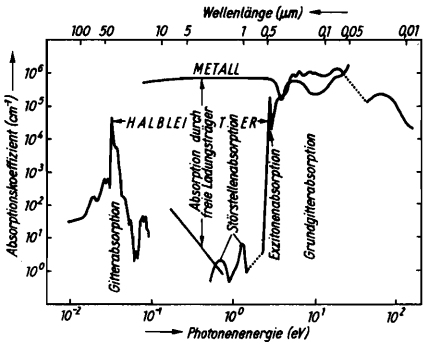
Absorptionsquerschnitt, Wirkungsquerschnitt für die Absorption z. B. von Neutronen. Der A. wird meist für thermische Neutronen angegeben. Er ist für die meisten Atomkerne etwa gleich dem Einfangquerschnitt, mit diesem jedoch, z. B. im Falle inelastischer Streuung, nicht identisch. Für die Absorption schneller Neutronen ist deshalb

der Begriff nichtelastischer Wirkungsquerschnitt treffender.

Gelegentlich wird der Begriff A. auch für den theoretischen Wirkungsquerschnitt der Bildung eines Zwischenkerns benutzt.

Absorptionssignal, → Blochsche Gleichungen.

Absorptionsspektrum von Festkörpern, der Verlauf des Absorptionskoeffizienten von Festkörpern in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichtes bzw. von der Photonenenergie. Bei allen Festkörpern gibt es einen von Material zu Material unterschiedlich breiten Spektralbereich, in dem diese auf Grund der elektronischen → Grundgitterabsorption lichtundurchlässig sind. Für Halbleiter, Ionen- und Molekülkristalle sowie feste Edelgase ist das Auftreten einer → Absorptionskante im Absorptionsspektrum typisch. Auf der langwelligen Seite vor der Absorptionskante werden — insbesondere bei tiefen Temperaturen — vielfach Absorptionslinien bzw. -banden beobachtet, die der Anregung von Exzitonen und optischen Absorptionsübergängen an Störstellen zuzuschreiben sind. Bei Metallen wird eine etwaige Absorptionskante durch die Absorption der Leitungselektronen verdeckt. In Halbleitern kann unter geeigneten Bedingungen ebenfalls eine Absorption durch freie Ladungsträger beobachtet werden (→ Metalloptik). Im Infraroten dominiert bei Halbleitern und Isolatoren die → Gitterabsorption, die bei polaren Stoffen im Gebiet der Restrahlbande besonders intensiv ist. Metalle sind im gesamten infraroten Spektralbereich stark absorbierend.



Typisches Absorptionsspektrum eines Halbleiters bzw. Isolators (CdS) und eines Metalls (Ag) mit Angabe der verschiedenen Absorptionsprozesse

Absorptionsvermögen, → Kirchhoffsches Strahlungsgesetz.

Absorptionswärme, → Lösungswärme.

Absorptionsweglänge, die gesamte Wegstrecke, die ein Teilchen durchschnittlich durchläuft, ehe es absorbiert wird unter Berücksichtigung, d. h. Einbeziehung, evtl. möglicher Richtungsablenkungen infolge Streuungen, die das betrachtete Teilchen auf diesem Wege erfährt. Da die mittlere freie Weglänge λ i. a. mit dem entsprechenden makroskopischen Querschnitt Σ durch die Beziehung $\lambda = \frac{1}{\Sigma}$ verknüpft ist, gilt speziell für die A.: $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$. Beispielsweise ist die A. für thermische Neutronen in Kohlenstoff gleich $\lambda_a = 1/(0{,}27 \cdot 10^{-3})\,\text{cm} = 3700\,\text{cm}$ (↦ Neutron).

Absorptionszahl, → Kirchhoffsches Strahlungsgesetz.

absorptiver Teil der Streuamplitude, → analytische S-Matrix-Theorie.

Abstimmanzeigeröhre, *magisches Band, magisches Auge, magische Waage,* eine besondere Form der Katodenstrahlröhre, bei der der Elektronenstrahl auf der Leuchtschicht durch Fluoreszenz ein Leuchtbild verursacht. Das Leuchtbild wird in seiner Form und/oder Lage durch die Spannung an den Steuerstegen oder -platten bestimmt und ist damit ein Maß derselben. A.n verwendet man in der Rundfunk- und Meßtechnik zur Maximum- oder Nullpunktanzeige.

Abstreifreaktion, svw. Strippingreaktion.

Absucheffektivität, Verhältnis der Anzahlen der beim Durchmustern der Aufnahmen von Spurkammern subjektiv gefundenen und der tatsächlich vorhandenen Ereignisse. Die A. kann durch zwei- oder mehrmaliges unabhängiges Absuchen ermittelt werden. Sie ist von der Topologie der zu suchenden Ereignisse sowie von deren Lage in der Kammer abhängig, da z. B. Ereignisse mit geringer Spurzahl ($\leqq 2$) leicht übersehen werden.

Abtastoszillograph, → Oszillograph.

Abtrennarbeit, 1) die kleinste Energie, die für den Austritt eines Teilchens a (Nukleon oder größerer Kernbaustein) der Masse M_a aus einem Kern der Masse $M(Z, N)$ erforderlich ist. Die A. ist mit $S_a = [M_a + M_r - M(Z, N)] \cdot c^2$ gegeben, dabei ist M_r die Masse des Restkerns, c die Lichtgeschwindigkeit. Die A. charakterisiert die relative Stabilität eines Kerns im Hinblick auf Umwandlungen, die zur Aussendung eines Teilchens a führen. Für instabile, Teilchen emittierende Kerne ist die A. negativ. Die A. der Nukleonen ist von der Größenordnung der mittleren Bindungsenergie der Kerne je Nukleon.

2) die Energie, die notwendig ist, um ein Elektron aus der Elektronenhülle eines Atoms oder Moleküls ins Unendliche zu bringen. Die kleinste A. ist die Ionisationsenergie; es wird das am wenigsten fest gebundene Elektron abgetrennt.

Die unter 1) und 2) genannte A. wird auch als *Ablösearbeit* bezeichnet.

3) Kristallographie: die Energie, die nötig ist, um ein Atom, Ion oder Molekül von einer bestimmten Stelle einer Kristalloberfläche gegen die Bindungskräfte ins Unendliche zu überführen. Beim idealen Ionenkristall, z. B. dem Natriumchlorid-Gitter, setzt sich die A. eines Ions im wesentlichen aus der Summe der Coulombschen Bindungsenergien zwischen dem betrachteten Ion und allen übrigen Ionen des Gitters sowie dem Bornschen Abstoßungsterm zusammen. Bei Kristallen mit nichtpolarer Bindung kann man die A. durch Abzählen der nächsten Nachbaratome abschätzen. Man gibt dann entweder die Zahlen n_1, n_2, n_3 der erst-, zweit- und drittnächsten Nachbarn in Form des *Kossel-Schemas* $n_1/n_2/n_3$ an oder bildet für die A. den Ausdruck $\varphi = n_1\varphi_1 + n_2\varphi_2 + n_3\varphi_3$. Hierbei sind φ_1, φ_2, φ_3 die Bindungsenergien zwischen erst-, zweit- und drittnächsten Nachbarn. Über die A. der Halbkristall-Lage $\varphi_{1/2}$ kann man die A.en in Beziehung zur Verdampfungs-

wärme setzen. Es ist $N \cdot \varphi_{1/2} = R_0 + E_0$, wobei N die Loschmidtsche Zahl, R_0 die Verdampfungswärme bei der Temperatur $T = 0$ K, E_0 die Nullpunktsenergie ist. Rechnungen mit den A.en sind eigentlich nur gültig für $T = 0$ K, bei höheren Temperaturen ist mit den chemischen Potentialen zu rechnen. Bei der Bildung von Differenzen kann der Unterschied zwischen den A.en und den chemischen Potentialen jedoch vernachlässigt werden.

Die von Stranski und Kaischew eingeführte *mittlere A.* bezieht sich auf eine ganze Oberflächennetzebene oder eine Randreihe eines zweidimensionalen Kristalls. Sie wird bestimmt, indem man sukzessive alle Bausteine der Netzebene oder der Randreihe abtrennt, die notwendigen Abtrennarbeiten addiert und durch die Zahl der Bausteine dividiert. Die A.en spielen eine besondere Rolle in der Kossel-Stranskischen Wachstumstheorie (→ Kristallwachstum) sowie bei der Untersuchung von Gleichgewichts- und Wachstumsformen.

Abwägen, das Abteilen einer vorgegebenen Masse von Wägegut aus einem Vorrat mittels einer → Waage, im Gegensatz zum → Wägen.

abzählbar, → Menge.

Abzählmethode, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Abzweigung, *Verzweigung,* Aufteilung eines Flüssigkeitsstromes in mehrere Teilströme. Mit Hilfe der → Bernoullischen Gleichung der reibungsbehafteten Strömung und der → Kontinuitätsgleichung können die Volumendurchsätze durch die Abzweigrohrleitungen und die darin auftretenden Druckverluste berechnet werden. Die Verlustbeiwerte (→ Strömungswiderstand) für die A. sind Meßergebnissen zu entnehmen.

Der Gegensatz zur A. ist die Vereinigung von Teilströmen.

Ac, → Aktinium.

Achromasie, die Beseitigung der chromatischen Fehler (→ Abbildungsfehler) durch Kombinieren mehrerer Linsen o. ä. zu einem System zumindest für zwei Wellenlängen, → Achromasiebedingung.

Achromasiebedingung, Bedingung für das Verschwinden der chromatischen Fehler (→ Abbildungsfehler). Für zwei unmittelbar benachbarte Linsen lautet die A. $\frac{\nu_1}{\nu_2} = -\frac{f_2}{f_1}$. Dabei bedeuten ν_1, ν_2 die Abbesche Zahl des Linsenwerkstoffs und f_1, f_2 die Brennweiten der Einzellinsen.

Achromat, Linsensystem, bei dem die chromatischen Bildfehler, insbesondere der Farbortsfehler (→ Abbildungsfehler), für zwei Wellenlängen behoben sind. Die Bezeichnung A. findet sich besonders bei Fernrohr- und Mikroskopobjektiven.

achromatisches Prisma, → Ablenkprisma.

Achsenbilder, → Interferenz 3).

Achsenfarbe, → Pleochroismus.

achsennahes Gebiet, → Abbildung.

Achsenverhältnis, → Rationalitätsgesetz.

achsfernes Gebiet, → Abbildung, → Abbildungsfehler.

Achtergruppe, → Antenne.

Achterschale, → Periodensystem der Elemente.

Achtzehnerschale, → Periodensystem der Elemente.

acre, Tabelle 2, Fläche.

actio et reactio, → Newtonsche Axiome.

Adaptation, die Anpassung des Lichtsinnes an Änderungen der Leuchtdichteverhältnisse der wahrgenommenen Umgebung, z. B. beim Übergang vom Hellen zum Dunkeln oder umgekehrt. Durch diese Anpassung ist einmal das Sehorgan (→ Auge) in die Lage versetzt, bei allen im allgemeinen vorherrschenden Leuchtdichteintensitäten trotz des sehr großen Leuchtdichteumfanges noch sehen zu können, zum anderen behalten die Objekte der Außenwelt auch bei unterschiedlichen Beleuchtungen immer ihr gleiches Aussehen hinsichtlich ihrer Helligkeit. Man spricht hier von einer Konstanz der Helligkeit (Konstanzphänomene, → optische Wahrnehmung).

Der Anpassungsvorgang läßt sich im wesentlichen in vier Einzelprozesse mit mehr oder minder starker Einzelwirkung aufgliedern: in die Pupillenverengung und -erweiterung, den Übergang vom Stäbchen- zum Zapfensehen und umgekehrt, die Empfindlichkeitsveränderung der Zapfen und Stäbchen und den Zusammenschluß mehrerer Sinneszellen zu einem Sinneselement bzw. die Entkoppelung zusammengeschlossener Sinneszellen.

1) Die Pupillenveränderung hat nur einen geringen Wirkungsgrad, etwa 1 : 64.

2) Der Übergang vom Zapfen- zum Stäbchensehen (→ Auge) tritt bei Leuchtdichten zwischen $0{,}6 \cdot 10^{-2}$ und $1{,}6 \cdot 10^{-1}$ cd/m² ein. Innerhalb dieses Bereiches sind noch beide Sinneszellengruppen am Sehen beteiligt (*Zwielichtsehen*). Der Übergang vollzieht sich nicht plötzlich, was für Messungen bei solchen Helligkeiten von großer Bedeutung ist. Da zwischen dem Sehen mit Zapfen und dem Sehen mit Stäbchen wegen der abweichenden spektralen Empfindlichkeit (→ spektraler Hellempfindlichkeitsgrad) Unterschiede bestehen, ist dieser Helligkeitsbereich für Messungen ungeeignet und, wenn er dennoch benutzt werden muß, mit entsprechender Vorsicht zu verwenden.

3) Die stärkste Wirkung geht von der Empfindlichkeitsveränderung der Zapfen und Stäbchen aus. Sie wird durch eine Änderung der photochemischen Voraussetzungen in der Netzhaut erzielt. Es tritt eine Änderung in dem Verhältnis der Ausbleichung und des Zerfalls der in den Sinneszellenaußengliedern enthaltenen Sehstoffe (Reduktion) zu ihrer Regeneration (Oxydation) ein. Dabei wird eine Empfindung gleicher Helligkeit erreicht, wenn einerseits ein starker Lichtreiz bei Vorhandensein einer geringen Menge des Sehstoffes auf die Netzhaut auftrifft, und andererseits wird ein schwacher Lichtreiz bei Vorhandensein einer entsprechend stärkeren Menge des Sehstoffes erreicht.

4) Schließlich können wahlweise mehrere Sinneszellen zusammengeschlossen und ihre Erregung an eine nervöse Ableitung weitergeleitet werden, oder es werden größere Gruppen entkoppelt, und die kleineren Gruppen oder einzelne Sinneszellen erhalten eine eigene Ableitung. Ist der photochemische Vorgang in einer Sinneszelle oder in einer Gruppe von Sinneszellen wegen eines zu schwachen Reizes zu ge-

ring, um eine Weiterleitung der Erregung in einer Nervenfaser herbeizuführen, so erfolgt durch den Zusammenschluß eine Summation, die schließlich überschwellig wird und den gewünschten Erfolg einer Erregung erzielt.

Diese verschiedenen Möglichkeiten einer Anpassung ziehen andere Eigenschaften beim Sehorgan nach sich, die den Sehvorgang beeinflussen. Die Verengung der Pupille führt zu einer größeren Schärfentiefe und zur Minderung von Abbildungsfehlern, und umgekehrt. Der Zusammenschluß von Sinneszellen zu Empfindungselementen bringt eine Herabsetzung der Sehschärfe mit sich. Die Pupille andererseits verengt sich auch ohne Steigerung des Lichteinfalls bei Akkommodation des Auges auf die Nähe; dabei wird der Lichteinfall gedrosselt, und es muß ein anderer Anpassungsprozeß einsetzen, um die Hellempfindung konstant zu halten. Die A. steht also nicht als solche isoliert da, sondern hängt mit anderen Vorgängen beim → Sehen eng zusammen. Ein komplizierter Regelmechanismus steuert den Helligkeitseinfall, die Hellempfindung und die Sehschärfe so, daß ein Optimum an Informationsaufnahme gewährleistet ist.

Die A. wird mit *Adaptometern* gemessen. Dabei kann es eintreten, daß mit Geräten verschiedenen Typs unterschiedliche Meßergebnisse erzielt werden. Das hat seine Ursache darin, daß die A. ein komplexer Vorgang ist. Man müßte eigentlich unterscheiden zwischen der A. des Lichtsinnes, d. h. der Fähigkeit des Auges, Lichterscheinungen überhaupt wahrzunehmen, und der A. der Unterschiedsempfindlichkeit, d. h. der Fähigkeit des Auges, Leuchtdichteunterschiede wahrzunehmen, ferner zwischen der A. der Sehschärfe und schließlich der A. des Farbsinnes, d. h. der Fähigkeit, Farben zu sehen und zu unterscheiden.

Der Adaptationsvorgang benötigt zu seinem Ablauf eine gewisse Zeit, die Adaptationszeit. Hierbei unterscheidet man zwischen einer *Sofortadaptation*, die in den ersten drei bis fünf Minuten abläuft und von manchen Autoren der Anpassung der Zapfen zugeschrieben wird, und einer *Daueradaptation*, die acht bis zehn Minuten nach Beginn der Messung einsetzt und der Anpassung der Stäbchen entsprechen soll. Die Sofortadaptation wird mit dem *Nyktometer*, die Daueradaptation mit dem üblichen Adaptometer gemessen. Eine für Untersuchungen und Messungen hinreichende Anpassung an die vorhandene Untersuchungsleuchtdichte ist im allgemeinen nach 30 bis 40 Minuten Adaptationszeit erreicht. Ein Ende einer nachweisbaren Anpassung ist bei dafür angestellten Versuchen auch nach einem Dunkelaufenthalt von 24 Stunden nicht ermittelt worden.

Eine kurzzeitige, wenige Sekunden dauernde Unterbrechung des Anpassungszustandes, z. B. durch Blendung, wird durch die *Momentadaptation* ausgeglichen, d. i. ein schneller als die allgemeine A. ablaufender Anpassungsprozeß, der wahrscheinlich durch eine nervöse Steuerung erfolgt. Allgemein bezeichnet man die Herstellung eines alten Adaptationszustandes nach Blendung als *Readaptation*.

Der Begriff A. wird sowohl für den Anpassungsvorgang als auch für den Anpassungszustand gebraucht. Die Anpassung beim Übergang vom Hellen zum Dunkeln und beim Aufenthalt im Dunkeln, also allgemein die Anpassung an ein niedrigeres Leuchtdichteniveau, bezeichnet man als *Dunkeladaptation*, die Anpassung beim Übergang vom Dunkeln zum Hellen, also allgemein die an ein höheres Leuchtdichteniveau, als *Helladaptation*. Für ein dunkelangepaßtes Sehorgan ist die Bezeichnung *Dunkelauge*, für ein hellangepaßtes Sehorgan die Bezeichnung *Hellauge* üblich.

Erstreckt sich die Anpassung auf die gesamte Netzhaut, handelt es sich um eine *Totaladaptation*; sie führt allgemein zu einer Empfindlichkeitssteigerung und ist daher für exakte Messungen und Untersuchungen immer anzustreben. Werden nur einzelne Teile der Netzhaut von einer Beleuchtungsstärke getroffen, die erheblich von der im allgemeinen im Umfeld herrschenden Beleuchtungsstärke abweicht, so kommt es hier zu einer *Lokaladaptation*. Sie führt in der Regel zu schlechterem Sehen; Objekte mit geringen Leuchtdichteunterschieden gegenüber ihrem Umfeld können verschwinden.

Kann das Auge sich einer Änderung des Leuchtdichteniveaus nicht anpassen, weil entweder der Unterschied zu groß oder die für die Anpassung zur Verfügung stehende Zeit zu kurz ist, so kommt es zu einer → Blendung.

adaptive und lernende Systeme, → Systeme.

Adaptometer, → Adaptation.

Adatom, auf der Oberfläche eines Festkörpers befindliches, nicht fest in den Kristallverband eingebautes Atom. A.e können adsorbierte Fremdatome oder arteigene Atome sein. Während normale Oberflächenatome von mehreren seitlichen Nachbarn umgeben sind, werden A.e nur von einer Seite her gebunden. Auf Grund ihrer relativ schwachen Bindung besteht für sie eine relativ große Wahrscheinlichkeit, mit Hilfe thermischer Energie ihren Platz zu wechseln, d. h. auf der Oberfläche zu wandern oder die Oberfläche zu verlassen und in den Dampfraum zu treten. Bei endlichen Temperaturen existiert auf einer Kristalloberfläche infolge der thermodynamisch begründeten → Oberflächenrauhigkeit stets eine bestimmte Anzahl arteigener A.e.

Additionstheorem der Geschwindigkeiten, *Einsteinsches A. d. G.*, durch die spezielle Relativitätstheorie begründetes nichtlineares Gesetz für die Zusammensetzung der Geschwindigkeiten.

An Stelle der nichtrelativistischen Formel für die Addition zweier paralleler Geschwindigkeiten $v = v_1 + v_2$ erhält man in der → speziellen Relativitätstheorie:

$$v = (v_1 + v_2) \Big/ \left(1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}\right).$$

Das A. d. G. ergibt sich aus den Formeln für die spezielle Lorentz-Transformation (→ Lorentz-Gruppe). Bewegt sich ein Körper mit der Geschwindigkeit v_1 in einem Bezugssystem Σ_1, und dieses parallel zu dieser Bewegung mit der Geschwindigkeit v_2 gegenüber einem zweiten Bezugssystem Σ_2, dann wird die Geschwindigkeit des Körpers in Σ_2 mit v gemessen.

Die lineare Vektoraddition gilt deshalb nicht, weil die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 sich auf verschiedene Bezugssysteme beziehen, die zur Definition der Geschwindigkeiten benutzten

Längen- und Zeitdifferenzen daher von einem Bezugssystem auf das andere umgerechnet werden müssen. Daher wird das Transformationsgesetz der Geschwindigkeiten sowohl von der relativistischen → Längenkontraktion wie von der → Zeitdilatation beeinflußt. Für die Addition von Geschwindigkeiten, die bezüglich eines Bezugssystems definiert sind, gilt selbstverständlich die gewöhnliche Regel der Vektoraddition.

Die Relativgeschwindigkeit von Bezugssystemen entspricht dem hyperbolischen Tangens eines Drehwinkels in der Raum-Zeit, → Einstein-Lobatschewski-Geometrie des Geschwindigkeitsraumes.

Das A. d. G. erklärt den Fresnelschen → Mitführungskoeffizienten des Lichts in bewegten Medien, ohne in irgend einer Weise auf die konkreten Vorstellungen von der Wechselwirkung des Lichts mit dem Medium Bezug nehmen zu müssen.

Für den Fall nichtparalleler Geschwindigkeiten gilt

$$|\vec{v}|^2 = \frac{(\vec{v}_1 + \vec{v}_2)^2 - \frac{1}{c^2}(\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2}{\left(1 + \frac{\vec{v}_1\vec{v}_2}{c^2}\right)^2}.$$

additive Größe, svw. extensive Größe.

additive Quantenzahl, → Quantenzahl.

additives Quarkmodell, → Quarkmodell.

additive Verfärbung, → Farbzentrum.

Adhäsion, Haften eines flüssigen oder festen Körpers auf einem anderen flüssigen oder festen Körper. Unterschied: → Kohäsion. Die A. beruht auf intermolekularen Kraftwirkungen, die zwischen zwei in engem Kontakt befindlichen Körpern auftreten. Zwischen zwei Flüssigkeiten und zwischen einer Flüssigkeit und einem Festkörper ist die Stärke der A. durch die Oberflächen- und Grenzflächenspannungen gegeben. Die *Haft-* oder *Adhäsionsarbeit* ζ, d. i. die Arbeit, die nötig ist, um zwei chemisch verschiedene Stoffe, die sich in einer gemeinsamen Grenzfläche von 1 cm^2 berühren, voneinander zu trennen, ist $\zeta_{1,2} = \sigma_1 + \sigma_2 - \gamma_{1,2}$. Hierbei sind σ_1 und σ_2 die Oberflächenspannungen der Körper 1 und 2 und $\gamma_{1,2}$ die Grenzflächenspannung zwischen den Körpern 1 und 2. → Benetzung.

Die A. zwischen zwei Festkörpern ist schwieriger zu erfassen, denn sie hängt von der Größe der wahren Kontaktfläche ab. Infolge der Oberflächenrauhigkeit berühren sich zwei Festkörper meist nur in wenigen Punkten. An diesen Punkten können starke Spannungen und Verformungen zu einer Kaltverschweißung führen. Durch geeignete Oberflächenfilme (Schmiermittel) kann die A. vermindert werden.

Die A. wird z. B. beim Kleben ausgenutzt. Die Klebstoffe werden in flüssiger Form aufgebracht, um eine möglichst große Kontaktfläche zu erreichen. Die Klebfestigkeit hängt neben der A. zwischen dem Klebstoff und der Oberfläche des Werkstoffs auch von der Kohäsion der Moleküle innerhalb des Klebstoffs ab.

Adiabate, → adiabatischer Prozeß.

Adiabatengleichungen, → adiabatischer Prozeß.

Adiabatenhypothese, besagt in der Quantentheorie, daß ein System, das sich anfangs in einem bestimmten stationären Quantenzustand befindet, in diesem verbleibt, falls die Änderung der Parameter des Systems, z. B. äußere Feldstärken und Lage von Wänden, hinreichend langsam geschieht.

Speziell in der Quantenfeldtheorie versteht man unter der A. das unendlich langsame Ein- bzw. Ausschalten der Wechselwirkung zum Zeitpunkt $t = -\infty$ bzw. $t = +\infty$, verbunden mit der Annahme, daß die asymptotischen Zustände der zur Zeit $t = -\infty$ einlaufenden (wechselwirkungsfreien) Teilchen eines Streuprozesses auch Eigenzustände des vollständigen, die Wechselwirkung des Systems beschreibenden Hamilton-Operators sind, d. h., der Hilbert-Raum der einlaufenden Teilchen ist mit dem der wechselwirkenden identisch (→ axiomatische Quantentheorie).

Adiabatenpapier, *Adiabatenblatt,* in der Meteorologie verwendetes spezielles thermodynamisches Diagramm zur Berechnung thermodynamischer Zustände und Zustandsänderungen in der Atmosphäre. → Feuchtadiabate, → Trockenadiabate.

Adiabatensatz, → mechanisches System.

Adiabatentheorie, Theorie der adiabatischen Bewegung geladener Teilchen im elektromagnetischen Feld (→ Orbittheorie). Die A. macht von den → adiabatischen Invarianten zur vereinfachten Beschreibung der Bewegung der geladenen Teilchen Gebrauch.

adiabatisch, in der Thermodynamik svw. wärmeisoliert, d. h. ohne Wärmezufuhr und -abfuhr (→ adiabatischer Prozeß). Adiabatische Isolation wird in Dewar-Gefäßen oder durch so hohe Prozeßgeschwindigkeiten, daß kaum Wärmeaustausch stattfindet, erreicht.

adiabatische Entmagnetisierung, → Entmagnetisierung.

adiabatische Invariante, Größen, die bei adiabatischen Änderungen von Parametern eines Systems (z. B. Abmessungen, Massen) oder von äußeren Bedingungen (z. B. äußeren elektromagnetischen Feldern) konstant bleiben. Adiabatisch wird hier im Sinne von sehr langsam gebraucht; genauer definiert heißt eine Änderung adiabatisch, wenn sie so langsam vor sich geht, daß das System dabei eine Folge von Gleichgewichtslagen durchläuft. Eine a. I. ist z. B. das Verhältnis von Energie zur Frequenz eines Pendels, dessen Länge sehr langsam im Vergleich zur Schwingungszeit geändert wird. In der Statistik ist die Eigenschaft des Phasenvolumens (→ Phasenraum) als a. I. von Bedeutung.

Eine a. I. bleibt im Zeitmittel über die Periode T einer quasizyklischen Bewegung eines Teilchens, die durch einen sich nur langsam ändernden Parameter I_1 charakterisiert wird, konstant. Sie ist daher für Zeiten $> T$ eine näherungsweise Konstante der Bewegung, d. h., ihre Poisson-Klammer mit der Hamilton-Funktion verschwindet im Mittel über T. Definitionsgemäß ist I_1 genau dann langsam variabel, wenn gilt

$$\frac{I_1}{T} \gg \frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t} \neq 0.$$

Da die Hamilton-Funktion $H(p, q, I_1)$ von I_1 abhängt, wird die Gesamtenergie E ebenfalls

adiabatischer Prozeß

langsam variabel sein. Ihre mittlere Änderung ist

$$\overline{\left(\frac{dE}{dt}\right)} = \overline{\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)} = \frac{dI_1}{\partial t} \cdot \overline{\left(\frac{\partial H}{dI_1}\right)}$$

$$= \frac{dI_1}{dt} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\partial H}{\partial I_1} dt .$$

Unter Ausnutzung der kanonischen Gleichungen $\dot{q} = \partial H/\partial p$, $\dot{p} = -\partial H/\partial q$ ergibt sich daraus, daß das Integral

$$\oint \left(\frac{\partial p}{\partial E} \frac{dE}{dt} + \frac{\partial p}{\partial I_1} \frac{dI_1}{dt} \right) dq = \frac{dI_2}{dt} = 0$$

über eine volle Periode T verschwindet. Damit ist die Größe $I_2 = \oint p\, dq = \text{konst.}$ eine näherungsweise Invariante der Bewegung, die a. I. genannt wird.

A. I.n spielen vor allen Dingen in der Theorie der adiabatischen Bewegung (→ Orbittheorie) geladener Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern eine Rolle. Diese Bewegung besitzt günstigstenfalls drei Quasiperiodizitäten mit den Zeitskalen τ_g, τ_b, τ_d, zwischen denen die Ungleichung $\tau_d \gg \tau_b \gg \tau_g$ besteht. Die zugehörigen Bewegungsformen bezeichnet man als → Gyration, → Bounce-Bewegung und Driftbewegung. Nach der Hamilton-Jacobischen Theorie gibt es zu jeder Periodizität eine Bewegungskonstante. Entsprechend gibt es zu jeder Quasiperiodizität der Teilchenbewegung eine a. I. Die zu τ_g gehörige a. I. ist das magnetische Moment $M = \varepsilon_\perp/B$ des Teilchens, wobei $\varepsilon_\perp$ die senkrechte kinetische Energie des Teilchens und B die magnetische Feldstärke ist. Zur Bounce-Bewegung gehört die *longitudinale* a. I. $J = \oint p_{||}\, ds$ mit $p_{||} = mv_{||}$, wobei über die längs B gemessene Bogenlänge s integriert wird. $J = J(\alpha, \beta, K, M)$ läßt sich vorteilhaft als Funktion der Eulerschen Koordinaten α, β des magnetischen Moments und der konstanten Energie der parallelen Bewegung

$$K = p_{||}^2/2m + MB + e(\Phi + \alpha\, \partial\beta/\partial t)$$

darstellen, wo Φ das elektrostatische Potential bedeutet. Unter Ausnutzung von J kann die mittlere senkrechte Driftbewegung durch die kanonischen Gleichungen

$$\langle \dot{\alpha} \rangle = -\frac{1}{e}\, \partial K(\alpha, \beta, J, M, t)/\partial\beta,$$

$$\langle \dot{\beta} \rangle = \frac{1}{e}\, \partial K(\alpha, \beta, J, M, t)/\partial\alpha,$$

$$\langle \dot{K} \rangle = \partial K/\partial t, \qquad \partial K/\partial J = 1/\tau_b$$

dargestellt werden. In Eulerschen Koordinaten beschreiben sie die Driftbewegungen eines Teilchens der Ladung e des magnetischen Moments M, der Energie K und der longitudinalen Invarianten J vollständig. Für eine Gesamtheit $Q(\alpha, \beta, J, M, t)\, d\alpha\, d\beta$ von Teilchen mit gleichen J, M im Phasenraumelement $d\alpha\, d\beta$ gilt dann die Liouville-Gleichung

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \langle \dot{\alpha} \rangle \frac{\partial Q}{\partial \alpha} + \langle \dot{\beta} \rangle \frac{\partial Q}{\partial \beta} = 0.$$

Beschreibt das Teilchen eine quasiperiodische Driftbahn im magnetischen Feld, so ist der von dieser Bahn eingeschlossene magnetische Fluß $\Phi(J, M, K, t)$ eine a. I., falls die entsprechenden Feldänderungen in Zeiten $\tau \gg \tau_d$ erfolgen. Die dritte a. I. oder Flußinvariante wird dargestellt durch

$$\Phi(J, M, K, t) = \oint \mathfrak{A} \cdot d\vec{l} = \oint \alpha(\beta, J, M, K, t)\, d\beta$$

mit $\mathfrak{A}$ als magnetischem Vektorpotential und $d\vec{l}$ als dem Bahnelement des Driftweges.

Die a.n I.n finden hervorragende Anwendungen in der Theorie der → Driftbewegung von geladenen Teilchen in der → Magnetosphäre (→ eingefangene Teilchen, → Theorie der adiabatischen Invarianten).

Lit. Cap: Einführung in die Plasmaphysik I, WTB Bd 72 (Berlin, Oxford, Braunschweig 1970); Landau u. Lifschitz: Mechanik, Lehrb. der theoretischen Physik Bd I (dtsch Berlin 1963).

adiabatischer Prozeß, thermodynamischer Prozeß, der durch die Bedingung $\delta W = 0$ definiert ist (W = Wärme), d. h., es findet kein Wärmeaustausch mit der Umgebung statt. Nach dem 1. Hauptsatz gilt daher für den adiabatischen P.

$$\delta W = dU - \delta A = 0 \text{ oder } dU = \delta A. \qquad (1)$$

Das System leistet demnach nur auf Kosten der inneren Energie U die Arbeit A und kühlt sich bei Expansion ab oder erwärmt sich bei Kompression. Ein a. P. kann sowohl reversibel (s. u.), als auch irreversibel (z. B. Gay-Lussacscher Versuch) verlaufen. Ein reversibler a. P. wird im Zustandsdiagramm durch eine *Adiabate* dargestellt, d. i. eine Kurve, die die Punkte miteinander verbindet, die bei einer adiabatischen Zustandsänderung durchlaufen werden.

Für einen reversiblen Prozeß ergibt sich die Änderung der inneren Energie zu

$$dU = C_v\, dT + (\partial U/\partial V)_T\, dV$$

und die Arbeit zu $\delta A = -p\, dV$, so daß aus (1) $C_v\, dT + \{(\partial U/\partial V)_T + p\}\, dV = 0$ folgt. Hierbei ist T die Temperatur, p der Druck, V das Volumen und C_v die Wärmekapazität bei konstantem Volumen. Mit der Beziehung

$$C_p - C_v = \{(\partial U/\partial V)_T + p\}\, (\partial V/\partial T)_p$$

zwischen den Wärmekapazitäten bei konstantem Druck C_p und konstantem Volumen C_v folgt unmittelbar die Differentialgleichung für die adiabatische Zustandsänderung

$$(dT/dV)_{ad} = (1 - \varkappa)\, (\partial T/\partial V)_p. \qquad (2)$$

Hierbei ist $\varkappa = C_p/C_v = c_p/c_v$. Speziell für ein ideales Gas erhält man aus der Zustandsgleichung $(\partial T/\partial V)_p = T/V$ und durch Separation der Variablen in (2) die Adiabatengleichung

$$TV^{\varkappa - 1} = \text{konst.} \qquad (3)$$

Durch Eliminierung von V oder p bei erneuter Verwendung der Zustandsgleichung kann man (3) in

$$Tp^{\frac{1-\varkappa}{\varkappa}} = \text{konst. bzw. } pV^{\varkappa} = \text{konst.} \qquad (4)$$

umformen. Die Gleichungen (3), (4) bzw. (5) sind die 1822 von S. D. Poisson gefundenen *Adiabatengleichungen* (*Poissonsche Gleichungen*). Mit ihrer Hilfe läßt sich in einfacher Weise die Arbeit berechnen, die ein ideales Gas bei adiabatischer Expansion abgibt. Man erhält mit

$p = p_1 V_1^{\varkappa}/V^{\varkappa}$ die Gleichung

$$A_{12} = \int_1^2 p\,\mathrm{d}V = p_1 V_1^{\varkappa} \int_1^2 \frac{\mathrm{d}V}{V^{\varkappa}}$$

$$= \frac{p_1 V_1}{1-\varkappa} \cdot (V_2^{1-\varkappa} - V_1^{1-\varkappa}),$$

woraus bei Verwendung der Zustandsgleichung für ein ideales Gas

$$A_{12} = \nu \frac{R}{\varkappa - 1} (T_1 - T_2) \text{ folgt.}$$

Hierbei sind ν die Zahl der Mole und R die Gaskonstante.

Der reversible adiabatische P. wird oft bei allgemeinen Überlegungen verwendet, z. B. beim Carnot-Prozeß. Die bei der Schallausbreitung auftretenden kurzzeitigen Druckschwankungen führen zu Temperaturschwankungen, die durch die Adiabatengleichung (4) gegeben sind. Die entstehenden Temperaturdifferenzen können sich infolge der schnellen Zustandsänderung nicht ausgleichen, und der Prozeß erfolgt in guter Näherung adiabatisch und reversibel. Kurzzeitige Vertikalbewegungen der Atmosphäre z. B. an Gebirgsrändern kann man ebenfalls oft genähert als adiabatisch ansehen.

adiabatische Umformung, Umformung eines Werkstoffs ohne Wärmeabgabe nach außen, die bei sehr hohen Umformgeschwindigkeiten auftritt, da dann nur ein sehr geringer Wärmeübergang vom Werkstoff auf das Werkzeug stattfindet.

adiatherman, *atherman* [aus dem Griech. ‚wärmeundurchlässig'], die Eigenschaft der Körper, Wärmestrahlen nicht hindurchzulassen, sondern sie zu absorbieren. Gegensatz: → diatherman.

adjungiert, → konjugiert.

adjungierter Spinor, → Dirac-Gleichung.

Adler-Weisberger-Summenregel, → schwache Wechselwirkung.

admiralty knot, Tabelle 2, Geschwindigkeit.

Admittanz, → Wechselstromwiderstände.

Admittanzsonde, → Plasmasonde.

Adsorption, die Anreicherung von Stoffen an den Grenzflächen fester oder flüssiger Körper. Die A. ist ein Spezialfall der Sorption, zu der auch die → Absorption von Stoffen im Volumen eines Körpers gehört. Sie ist stets als eine Gesamtheit vieler molekularer Einzelprozesse zu verstehen, während die → Adhäsion das Haften eines zusammenhängenden Körpers als Ganzes an der Oberfläche eines anderen bezeichnet. Durch die A. wird die Oberflächenspannung einer Lösung erniedrigt. Die an der Oberfläche einer Flüssigkeit adsorbierte Menge eines Stoffes kann mit Hilfe der Gibbsschen Adsorptionsgleichung (→ Oberflächenaktivität) durch Messung der Oberflächenspannung bestimmt werden. Die Gibbssche Adsorptionsgleichung gilt auch für feste Körper, kann hier aber zur praktischen Untersuchung der A. nicht benutzt werden, weil die Oberflächenspannung der Festkörper nicht leicht meßbar ist.

Im folgenden wird die A. an den Oberflächen fester Körper behandelt: Der Stoff, an dessen Oberfläche adsorbiert wird, heißt *Adsorbens* oder *Adsorptionsmittel*, der adsorbierte Stoff wird als *Adsorbat*, *Sorbend* oder *Adsorptiv* bezeichnet. Bei der A. werden die an der Oberfläche freiliegenden Bindungskräfte betätigt. Die dabei freiwerdende Adsorptionsenergie ist die *Adsorptionswärme* oder *Adsorptionsenthalpie*.

Bedingt durch die besondere Struktur einer Oberfläche (→ Oberflächenstruktur) kann es auf dieser Stellen geben (→ aktives Zentrum), an denen auf Grund einer lokal erhöhten Adsorptionsenergie eine bevorzugte A. erfolgt. Im Gegensatz zu solchen heterogenen Oberflächen enthalten homogene Oberflächen keine aktiven Zentren, sondern die A. erfolgt hierbei in den energetisch günstigen Mulden im atomaren Potentialgebirge. Die Anzahl solcher Adsorptionsstellen ist im Normalfall gleich der Zahl der Oberflächenatome. In einer Monoschicht sind alle Adsorptionsstellen mit einem adsorbierten Molekül besetzt. Je nach der Natur der Bindungskräfte zwischen dem Adsorbens und dem Adsorbat spricht man von physikalischer oder chemischer A.

Bei der *physikalischen A.* wirken nur physikalische, van-der-Waalssche Bindungskräfte. Sie sind von der gleichen Natur wie die Kräfte, die die Moleküle einer Schmelze oder eines Festkörpers zusammenhalten. Dementsprechend ist die Adsorptionswärme bei physikalischer A. auch vergleichbar mit der Verdampfungswärme und liegt in der Größenordnung von 1 bis 10 kcal/mol. Bei einer Erhöhung der Temperatur können die adsorbierten Moleküle mit zunehmender Wahrscheinlichkeit die Oberfläche durch thermische Aktivierung wieder verlassen (→ Desorption). Die Aktivierungsenergie der Desorption ist bei der physikalischen A. gleich der Adsorptionswärme. Die physikalische A. ist ein reversibler Prozeß; für ein gegebenes System Adsorbens/Adsorbat stellt sich ein durch die äußeren Bedingungen, z. B. Druck und Temperatur, eindeutig festgelegtes Adsorptionsgleichgewicht ein. Im Adsorptionsgleichgewicht herrscht einerseits ein durch die Verweilzeit charakterisiertes Gleichgewicht zwischen A. und Desorption und andererseits bei gleichzeitiger A. mehrerer Gase an ein und derselben Oberfläche Gleichgewicht zwischen den adsorbierten Anteilen verschiedener Gase.

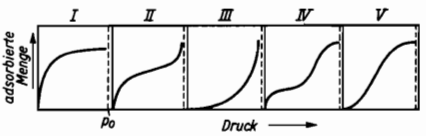
Bei der *chemischen A.* (*Chemosorption, Chemisorption*) werden echte chemische Bindungskräfte, z. B. homöopolare Austauschkräfte, betätigt. Demgemäß ist die Adsorptionswärme bei der chemischen A. vergleichbar mit der Reaktionswärme chemischer Reaktionen und liegt bei 10 bis 100 kcal/mol. Die chemische A. ist im allgemeinen nicht reversibel. Bei der Desorption treten die chemisorbierten Atome oft nicht in unveränderter Form in den Gasraum, sondern es können durch chemische Reaktionen Produkte mit anderen physikalischen Eigenschaften entstehen. Zum Ablauf der chemischen A. ist meist eine Aktivierungsenergie aufzubringen. In diesen Fällen spricht man auch von *aktivierter A.* Die Adsorptionsgeschwindigkeit wächst hierbei mit steigender Temperatur.

Bei der chemischen A. besteht die maximal zu adsorbierende Menge aus einer Monoschicht, da bei dieser sämtliche freien Valenzen der Oberflächenatome abgesättigt sind. Langmuir hat gezeigt, daß auch bei physikalischer A. die

maximale Menge aus einer Monoschicht oder – bei der „Mehrschichtadsorption" – aus einigen wenigen Atomlagen besteht. Die großen Mengen, die an den technisch wichtigen Adsorbenzien, z. B. Aktivkohle, Kieselgel und Aluminiumoxidpulver, adsorbiert werden, rühren nicht von übergroßen Schichtdicken, sondern von den bei diesen Stoffen durch Porosität oder feine Zerteilung ausgebildeten großen inneren Oberflächen her, die um mehrere Größenordnungen größer als die geometrischen, äußeren Oberflächen sein können.

Bei reversibler A. bestehen eindeutige Funktionen zwischen der adsorbierten Menge und den thermischen Zustandsgrößen, z. B. Druck p und Temperatur T. Am bedeutendsten ist die *Adsorptionsisotherme*. Sie charakterisiert die Abhängigkeit der adsorbierten Menge V vom Druck p des Gases über dem Adsorbat bei konstanter Temperatur $V_T = f(p)$. Die *Adsorptionsisobare* stellt die Abhängigkeit der adsorbierten Menge von der Temperatur bei konstantem Druck dar: $V_p = f(T)$. Die *Adsorptionsisostere* gibt den Druck an, der zur Aufrechterhaltung einer konstanten adsorbierten Menge bei unterschiedlichen Temperaturen nötig ist: $p_V = f(T)$. Sie kann als Dampfdruckkurve der Adsorptionsschicht angesehen werden. Aus der Adsorptionsisostere kann nach der → Clausius-Clapeyronschen Gleichung die Adsorptionswärme berechnet werden, die ebenfalls durch die Aufnahme der Adsorptionsisothermen bei zwei benachbarten Temperaturen erhalten werden kann.

Experimentelles. Meist wird die Adsorptionsisotherme aufgenommen, daraus die Adsorptionswärme berechnet, und aus dem Verlauf der Adsorptionsisotherme werden Schlüsse über die Struktur der Adsorptionsschicht gezogen. Die gemessenen Adsorptionsisothermen können in fünf Typen eingeteilt (Abb.) werden. Für den



Die fünf Typen der Adsorptionsisothermen. p_0 Sättigungsdruck

Verlauf der Adsorptionsisothermen sind mehrere theoretische Ableitungen und Erklärungen versucht worden. Der Anfang jeder Isotherme kann als Gerade angenähert und folglich durch das Henrysche Gesetz beschrieben werden, wonach die adsorbierte Menge dem Druck proportional ist. Isothermen vom Typ I zeigen eine Sättigung. Es ist vorstellbar, daß die Sättigung von der Bildung einer Monoschicht herrührt. Für diesen Fall hat Langmuir theoretisch eine Adsorptionsisotherme abgeleitet, die viele experimentell erhaltene Adsorptionsisothermen vom Typ I gut beschreibt. Danach ist die adsorbierte Konzentration $C = \frac{c_m \cdot bp}{1 + bp}$. Hierbei ist c_m die Konzentration einer Monoschicht, p der Druck und b eine von der Temperatur abhängige Konstante. Dabei wird vorausgesetzt, daß keine lateralen Wechselwirkungen zwischen den adsorbierten Molekülen auftreten. Für den Fall, daß mehrere Adsorptionsschichten übereinanderliegen können, haben Brunauer, Emmett und Teller die nach ihnen benannte BET-Gleichung abgeleitet, in der die Langmuir-Isotherme als Spezialfall enthalten ist:

$$C = \frac{c_m a p}{(p_0 - p)\left[1 + \frac{p}{p_0}(a - 1)\right]}.$$

Hierbei ist p_0 der Sättigungsdruck und a eine Konstante. Mit Hilfe dieser Gleichung kann aus der Adsorptionsisotherme die einer Monoschicht entsprechende adsorbierte Menge berechnet werden. Diesen Vorteil benutzt man, um die Oberflächengröße von Adsorbenzien auf dem Wege über die A. eines Gases bekannter Molekülgröße zu bestimmen. In Adsorbenzien, die feine Poren enthalten, kann eine Kapillarkondensation eintreten, bevor der Sättigungsdruck erreicht ist, die sich durch einen steilen Anstieg der Adsorptionsisotherme bemerkbar macht. Sie beruht auf der Verminderung des Dampfdruckes infolge der konkaven Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche in einer Kapillare.

Während frühere Untersuchungen wegen der geringen Empfindlichkeit der Meßmethoden auf Stoffe mit großen Oberflächen beschränkt waren, sind heute Adsorptionsuntersuchungen an einzelnen Einkristalloberflächen möglich, da moderne experimentelle Hilfsmittel, z. B. Feldelektronenmikroskop, Feldionenmikroskop, Massenspektrometer und Ultrahochvakuum, und Methoden, z. B. Beugung langsamer Elektronen, Flashdesorption, Ellipsometrie, zur Verfügung stehen.

Adsorptionspumpe, svw. Sorptionspumpe.

Advektion, horizontale Verlagerung von Luftmassen und ihren Eigenschaften in der Atmosphäre.

AE, → astronomische Einheit.

Aerodynamik, → Aeromechanik.

Aerogel, ein → Xerogel, dessen Dispersionsmittel aus Luft besteht.

Aerologie, → Meteorologie.

Aeromechanik, ein Teilgebiet der → Mechanik, die Lehre vom Gleichgewicht und der Bewegung der Luft, im erweiterten Sinne aller Gase. Die A. untergliedert sich in die Aerostatik, die Lehre vom Gleichgewicht und der Stabilität schwerer Gase, und in die Aerodynamik, die Lehre von der Bewegung kontinuierlich verteilter Gasmassen. Bei vernachlässigbarer Dichteänderung gelten die Gesetze der → Hydromechanik. Neuerdings faßt man Gase und Flüssigkeiten unter dem gemeinsamen Namen *Fluide* zusammen und spricht von *Strömungsmechanik* als der Lehre vom Gleichgewicht und der Bewegung der Fluide.

1) *Aerostatik.* Bei Höhenausdehnungen in der Größenordnung von einigen hundert bzw. tausend Metern ist die Dichteänderung des Gases zu berücksichtigen: $dp/dh = -\varrho \cdot g$; dabei ist p der statische Druck, h die Höhenkoordinate, entgegen der Richtung der Schwerebeschleunigung g weisend. ϱ ist die Dichte des Gases. Um die Gleichung integrieren zu können, muß die Abhängigkeit der Dichte von dem mit der Höhe veränderlichen Druck und von der Temperatur

bekannt sein (→ barometrische Höhenformeln, → Atmosphäre). Durch den statischen → Auftrieb wird der Ballonflug ermöglicht. Bei kleinen geodätischen Höhenunterschieden ist die Dichteänderung so gering, daß sie vernachlässigt werden kann und somit die Gleichungen der Hydrostatik (→ Hydromechanik) anwendbar sind. Das trifft z. B. für das Ausströmen aus Behältern und die Ermittlung des Schornsteinzuges zu.

2) *Aerodynamik.* Wenn die Strömungsgeschwindigkeit klein gegen die Schallgeschwindigkeit ist, darf das Gas näherungsweise als inkompressibel betrachtet werden (→ Kompressibilität). In diesem Fall wird die Bewegung durch die Gesetze der Hydrodynamik (→ Hydromechanik) beschrieben. Die Untersuchung der Strömungen starker Dichteänderung ist Gegenstand der → Gasdynamik.

Die *Flugzeugaerodynamik* beschäftigt sich mit den Luftkräften, die bei der Bewegung des Flugzeuges an ihm selbst entstehen. Ihre Hauptaufgabe besteht in der Ermittlung der Luftkräfte bei vorgegebener Form des Flugzeuges bzw. in der Bestimmung der Form der Flugzeugteile für angestrebte Strömungszustände (→ Tragflügel). Für Strömungen in der hohen Atmosphäre, wo die mittlere freie Weglänge der Moleküle nicht mehr sehr klein gegenüber den Abmessungen sich bewegender Körper ist, verwendet man die Bezeichnung *Superaerodynamik.*

Aeronomie, Bezeichnung für die Physik der oberen Erdatmosphäre in Abgrenzung gegenüber der *Meteorologie*, die die Wettererscheinungen in der unteren Atmosphäre untersucht. Forschungsgegenstand der A. im engeren Sinne sind die für den Energieumsatz der Ultraviolett- und Teilchenstrahlung der Sonne in der oberen Atmosphäre (→ solar-terrestrische Physik) charakteristischen *photochemischen Prozesse* (Dissoziation der Sauerstoffmoleküle, Bildung und Zerstörung des atmosphärischen Ozons, Wärmebilanz, Nordlicht und andere Leuchterscheinungen) und die *elektrischen Eigenschaften* der oberen Atmosphäre (Photoionisation, physikalisch-chemische Wechselwirkungen zwischen ionisierten und neutralen Bestandteilen der Luft, → Ionosphäre). Im Gegensatz dazu werden die Bewegungsvorgänge (Zirkulationssysteme, Schwere-, Schall- und Gezeitenwellen, Turbulenz) heute als *Meteorologie der oberen Atmosphäre* bezeichnet.

Aerosol, disperses System aus einer festen oder flüssigen dispersen Phase in einem gasförmigen Medium. Die Größenordnung der Teilchen der dispersen Phase liegt zwischen 10^{-7} und 10^{-2} cm, in einigen Fällen bis 10^{-1} cm. Bei *hochdispersen A.en* ist der Teilchenradius $r < 0{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm; im Übergangsgebiet gilt $0{,}5 \cdot 10^{-5} \leqq r \leqq 10^{-4}$ cm und bei *grobdispersen A.en* $r > 10^{-4}$ cm. Das für die Aerosolforschung wichtige Übergangsgebiet ist dadurch charakterisiert, daß die Teilchengrößen mit der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle unter Normalbedingungen und mit der mittleren Wellenlänge des sichtbaren Lichtes vergleichbar sind. Die Teilchengrößenverteilung, das Aerosolspektrum eines *polydispersen A.s*, dessen disperse Phase aus Teilchen mit unterschiedlichen Durchmessern besteht, hängt von seinen Entstehungs- bzw. Herstellungsbedingungen ab. Sie verändert sich zeitlich infolge von Koagulations-, Sedimentations- und Diffusionsprozessen. In einem „gealterten" A. stellt sich eine relativ stabile Gleichgewichtsverteilung ein, z. B. im *atmosphärischen A.* Seine Bestandteile sind Kondensationskerne, Dunst- und Wolkentröpfchen, Rauch- und Staubteilchen, Eiskristalle u. a. Das atmosphärische A. spielt als Bestandteil der Luftverunreinigung, für die Phasenumwandlungen des Wasserdampfes und damit für die Wolken- und Niederschlagsbildung sowie für die atmosphärischen Strahlungsprozesse eine bedeutsame Rolle.

Von besonderer Bedeutung sind *monodisperse A.e*, die nur Teilchen gleichen Durchmessers enthalten. Neben der Teilchengröße existieren weitere wichtige Aerosolkenngrößen: für das Aerosolsystem z. B. die Konzentration, die Teilchenzahl bzw. die Masse der Aerosolteilchen je Gasvolumen, die Verteilung der elektrischen Ladung und der Radioaktivität, für das einzelne Aerosolteilchen z. B. Form, Dichte, Ladung, optische Eigenschaften. Teilchenkonzentration und Teilchengrößenverteilung werden entweder direkt im Schwebezustand der Teilchen oder durch die Auswertung des Niederschlags nach erfolgter Teilchenabscheidung gemessen. Die direkten Meßmethoden beruhen auf Lichtstreuung an Einzelteilchen und am A., Lichtemission bei Anregung, ultramikroskopischer Teilchenzählung, photographischer Aufzeichnung der Teilchenbewegung im elektrischen Feld und der Brownschen Bewegung u. a. Bei den indirekten Meßmethoden erfolgt die Abscheidung je nach A. durch Faserfilter, Membranfilter, Thermalpräzipitator, Elektropräzipitator, Konimeter, Zentrifugalabscheider u. a. Die Massenkonzentration wird aus dem Niederschlag durch Wägen, chemische Analyse, Vergleich der Farbintensitäten u. a. bestimmt; die Teilchenzahlkonzentration und Größenverteilung erhält man z. B. durch lichtmikroskopische oder elektronenmikroskopische Untersuchungen des Niederschlags.

Der Entstehung nach lassen sich die A.e einteilen in natürliche, irdischen oder kosmischen Ursprungs, und in technische, die entweder erzeugt werden oder als Nebenprodukte entstehen. Vorhandene A.e können sich störend auf Arbeitsprozesse, z. B. in der Halbleiterindustrie, und infolge ihrer Toxizität schädigend auf den Menschen und die Natur auswirken. Als Schutz dagegen dienen Maßnahmen zur Emissionsbeschränkung und zum Atemschutz.

A.e werden angewandt in der Medizin für Diagnostik, Therapie und Anästhesie, in der Technik als Testaerosole für Filter, als Farbspritznebel, als Schutzaerosole, in der Landwirtschaft zur Schädlings- und Unkrautbekämpfung und in anderen Gebieten, z. B. in der Kosmetik.

Radioaktive A.e bestehen in ihrer dispersen Phase aus radioaktivenTeilchen. In den meisten Fällen entsteht ein radioaktives A. nicht direkt aus homogenem radioaktivem Material, sondern durch die Anlagerung radioaktiver Atome oder Ionen an inaktive Aerosolteilchen. Radioaktive A.e kommen als Emanations-Folgeprodukte, Grubenstäube, Brennstoffaerosole, Spaltprodukte usw. vor. Sie sind eine der wichtigsten

Inkorporationsquellen für radioaktive Stoffe, da sie durch Inhalation leicht in den Organismus aufgenommen werden. Sie bilden deshalb ein wichtiges Strahlenschutzproblem. Durch spezielle Schutztechniken, z. B. Radioaktivfilter, Atemschutzfilter und Luftüberwachungseinrichtungen wird gesichert, daß die gesetzlich festgelegten → MZK-Werte nicht überschritten werden.

Aerosolfilter, Vorrichtungen zum Abscheiden der dispersen Phase von Aerosolen, d. h. von Schwebstoffen aus Luft und anderen Gasen. Hauptsächlich werden Faserfilter aus Textil-, Glas-, Kunststoffasern sowie Membranfilter und Elektrofilter eingesetzt. Bei Raum-, Box- und Atemschutzfiltern erfolgt die Abscheidung zum Zwecke der Beseitigung störender oder toxischer Schwebstoffe, bei Meßfiltern zur Sammlung für die nachfolgende meßtechnische Erfassung der Teilchen. Die Filter sind gekennzeichnet durch ihr Speichervermögen, ihren Strömungswiderstand bzw. Druckabfall und durch ihren Abscheidegrad. Dieser hängt ab von der Teilchengröße und anderen Eigenschaften des Aerosols, von dem je Zeit- und Flächeneinheit zu filtrierenden Gasvolumen und von den Filtereigenschaften, besonders von der Faserstärke, dem Porenvolumen und der Filterdicke. Der Abscheidegrad

$$\eta = \frac{\Delta n}{n_0} = \frac{n_0 - n_1}{n_0} = 1 - \frac{n_1}{n_0}$$

läßt sich berechnen aus der Teilchenzahl n_0 vor dem Filter; aus der im Filter abgeschiedenen Teilchenzahl Δn und aus der Teilchenzahl n_1 nach dem Filter. Der Gesamtabscheidegrad eines Filters gilt jeweils nur für eine bestimmte Teilchengrößenverteilung (→ Aerosol), der Fraktionsabscheidegrad dagegen ist auf ein Teilchengrößenintervall bezogen. Der Abscheidegrad ist von der Anströmgeschwindigkeit des Aerosols an den A. abhängig. Bei Membran- und Faserfiltern erfolgt die Abscheidung vorwiegend durch den Diffusions-, Trägheits-, Sedimentations- und Sperreffekt. Der Abscheidegrad weist sowohl als Funktion der Teilchengröße als auch als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit ein Minimum auf. Erwünscht ist eine möglichst niedrige Anströmgeschwindigkeit, um 1) den Strömungswiderstand gering zu halten, 2) den Abscheidegrad für die kleinen Teilchen zu erhöhen, 3) die Belastung je Flächeneinheit des filternden Mittels gering zu halten, um längere Funktionstüchtigkeit zu erreichen. Diese niedrige Anströmgeschwindigkeit erreicht man durch besondere Filterkonstruktionen, die ein großes Oberflächen-Volumen-Verhältnis aufweisen (z. B. Faltenkonstruktion). Bei A.n zur Abscheidung der dispersen Phase radioaktiver Aerosole werden auf Grund der in den meisten Fällen hohen Toxizität radioaktiver Stoffe extrem hohe Abscheidegrade gefordert.

Aerostatik, → Aeromechanik.

Affinität, 1) allgemein svw. thermodynamische Kräfte; im engeren Sinne das Maß für das Bestreben zweier Stoffe, miteinander chemisch zu reagieren. Je größer die A. bei einer Reaktion ist, um so vollständiger ist die Umsetzung der Ausgangsstoffe in die Reaktionsprodukte. Nach Berthelot findet dann ohne äußere Energiezufuhr eine Reaktion selbständig statt, wenn sie unter Wärmeentwicklung abläuft (*Berthelotsches Prinzip*). Danach wäre die Reaktionswärme ein Maß für die A. Dies ist aber nur näherungsweise richtig, da viele endotherme Reaktionen ebenfalls spontan verlaufen und exotherme Reaktionen nicht bis zum völligen Verschwinden der Ausgangsstoffe, sondern nur bis zu einem Gleichgewichtszustand zwischen Ausgangsstoffen und Reaktionsprodukten. Das chemische Gleichgewicht als Spezialfall des thermodynamischen Gleichgewichts ist wie dieses durch einen Extremwert des jeweiligen thermodynamischen Potentials im Gleichgewicht gekennzeichnet. Dies führt zur Schlußfolgerung, daß das Maß für die A. gleich der Differenz des thermodynamischen Potentials im Gleichgewichtszustand und im jeweiligen Zustand der chemischen Reaktion ist. Danach ist bei isotherm-isochorer Reaktionsführung die A. gleich der Änderung der freien Energie F, bei isotherm-isobarer Reaktionsführung gleich der Änderung der freien Enthalpie G, bei adiabatisch-isochorer Reaktion gleich der der inneren Energie U und bei adiabatisch-isobarer Reaktion gleich der der Enthalpie H. Die Änderungen gelten jeweils für einen Formelumsatz.

Bei einer isotherm-isobaren Reaktion z. B., deren Reaktionswärme gleich der Enthalpieänderung ΔH ist, besteht diese Reaktionswärme aus zwei Anteilen: $\Delta H = \Delta A_{rev} + T(\Delta S)_p$. Bei reversibler Reaktionsführung läßt sich der erste Anteil ΔA_{rev} als nutzbare Arbeit gewinnen, und der zweite, das Produkt von Temperatur T und Entropieänderung ΔS bei konstantem Druck, stellt die mit der Umgebung ausgetauschte Wärme dar. Je negativer ΔA_{rev} ist, desto mehr nutzbare Arbeit läßt sich gewinnen. Der günstigste Fall liegt also vor, wenn ΔH negativ ist (exotherme Reaktion) und die Entropie während der Reaktion zunimmt. Schreibt man statt der vorstehenden Gleichung

$$\Delta H - T(\Delta S)_p = \Delta A_{rev} = \Delta G_{T,p},$$

so sieht man, daß die bei reversibler Reaktionsführung maximal nutzbare Arbeit ΔA_{rev} gleich der Änderung des zugehörigen thermodynamischen Potentials und damit auch gleich der A. ist (van 't Hoff). Analoge Überlegungen lassen sich für die anderen Reaktionsarten durchführen.

In systematischer Weise hat de Donder mit Hilfe der Reaktionslaufzahl ξ (→ chemisches Gleichgewicht) die A. in die thermodynamischen Beziehungen eingebaut. Es verhalten sich die A. und die Reaktionslaufzahl wie konjugierte extensive und intensive Parameter. Für eine differentielle Änderung der thermodynamischen Potentiale erhält man $dU = T\,dS - p\,dV - A\,d\xi$, $dH = T\,dS + V\,dp - A\,d\xi$, $dF = -S\,dT - p\,dV - A\,d\xi$, $dG = -S\,dT + V\,dp - A\,d\xi$ und daraus für die A.:

$$A = -\left(\frac{\partial U}{\partial \xi}\right)_{S,V} = -\left(\frac{\partial H}{\partial \xi}\right)_{S,p} = -\left(\frac{\partial F}{\partial \xi}\right)_{T,V} = -\left(\frac{\partial G}{\partial \xi}\right)_{T,p}.$$

Diese Ausdrücke für die A. sind identisch mit den Änderungen der jeweiligen thermodynamischen Potentiale.

2) → Elektronenaffinität.

Lit. Defay u. Prigogine: Chemische Thermodynamik (dtsch Leipzig 1965); Kortüm: Einführung in die chemische Thermodynamik (4. Aufl. Weinheim/Bergstraße 1963).

afokales System, ein brennpunktloses optisches System, bei dem Parallelstrahlenbündel, die aus dem Unendlichen kommen, auch nach dem Durchgang parallel bleiben. Im einfachsten Fall ist das afokale S. durch eine Planparallelplatte verwirklicht. Ferner gehören hierzu spezielle Linsenformen, bei denen sich die brechende Wirkung von Vorder- und Hinterfläche aufhebt, sowie Linsenkombinationen mit gemeinsamem Brennpunkt (→ teleskopisches System).

Afterglow, → Rekombination.

Age-Gleichung, → Age-Theorie.

AG-Elektronensynchrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Age-Theorie, *Alterstheorie*, eine Theorie, die unter ganz bestimmten, die Realität vereinfachenden und daher i. a. nur näherungsweise erfüllten Bedingungen das räumliche, energetische und zeitliche Verhalten von Neutronen bei der → Neutronenbremsung in einem Medium, in dem sich Quellen schneller Neutronen befinden, behandelt. Diese Bedingungen lauten: a) der Bremsprozeß muß langsam vor sich gehen, d. h., es müssen sehr viele elastische Stöße zur Übertragung der Energie der Neutronen auf die Atomkerne des Mediums stattfinden; b) die Quellen schneller Neutronen müssen isotrop emittieren; c) die mittlere Entfernung zwischen zwei Stößen darf sich während des Bremsprozesses nicht sehr stark ändern. Selbst unter diesen einengenden Voraussetzungen ist die A.-T. nur für geringe Abstände von der betrachteten Quelle gültig. Wegen der Bedingung a) ist sie z. B. in Graphit anwendbar, stellt aber für leichtes und auch für schweres Wasser als Streumedium nur eine schlechte Näherung dar. In der A.-T. wird die *Age-Gleichung*, eine partielle Differentialgleichung 2. Ordnung, hergeleitet, die man auch mit *Bremsgleichung* bezeichnen kann, da ihre Lösung eine Beziehung zwischen der Energie der Bremsneutronen und ihrer räumlichen Verteilung um eine Neutronenquelle herum für das gewählte spezielle Streumedium angibt. Die Age-Gleichung geht auf E. Fermi zurück und hat deshalb auch noch die Bezeichnung *Fermische Differentialgleichung*; sie ist formal identisch mit der Wärmeleitungsgleichung.

Die Bezeichnung A.-T. oder auch Alterstheorie [engl. age 'Alter'] stammt vom physikalischen Zusammenhang zwischen der Energie E, auf die ein Neutron der ursprünglichen Energie $E_0 > E$ abgebremst wurde, der Bremszeit, d. h. der Zeitdauer τ der Abbremsung von E_0 bis E, und der Entfernung des Ortes, bis zu dem das Neutron vom betrachteten Quellpunkt aus gekommen ist; die von den Neutronen zurückgelegte mittlere Strecke einerseits und „Alter" der Neutronen andererseits sind hierbei äquivalente Ausdrücke. Speziell bezeichnet man mit *Fermi-Alter* (E_0, E) ein Sechstel des mittleren Abstandsquadrates von einer Punktquelle mit der Anfangsenergie E_0 in einem unendlich ausgedehnten Medium, wo das Neutron die Energie $E < E_0$ erreicht hat. $\sqrt{\tau}$ ist daher ein Maß für diejenige geradlinige Strecke, längs der die Abbremsung auf die Energie E erfolgt ist. Setzt man E gleich der thermischen Energie E_{th}, so erhält man mit $\sqrt{\tau_{th}}$ die Bremslänge (→ Neutronenbremsung).

Aggregation, Bezeichnung für eine Anhäufung von Atomen, Ionen, Molekülen oder Kolloidteilchen bei beliebigen, den Verband zusammenhaltenden Kräften.

Aggregatzentrum, → Störstelle.

Aggregatzustand, Erscheinungsform der Materie. Man unterscheidet nach dem Ordnungsgrad der Atome bzw. Moleküle, ihrer Wechselwirkung und ihrer Beweglichkeit gegeneinander drei A.e, fest, flüssig und gasförmig. *Feste Körper* haben den größten Ordnungsgrad, ihre Atome sind in Kristallgittern regelmäßig angeordnet. Um die Gitterplätze führen die Atome Schwingungen aus, die um so größer sind, je größer die innere Energie bzw. die Temperatur des Kristalls ist. Die Eigenschaften eines Kristalls werden durch Skalare und Tensoren widergespiegelt; Kristalle sind anisotrop. Einer Gestalts- oder Volumenänderung setzen sie großen Widerstand entgegen. *Gase* haben den niedrigsten Ordnungsgrad, sie sind isotrop und haben nur skalare Eigenschaften. Sie füllen jedes verfügbare Volumen aus und nehmen beliebige Formen an. Die Atome bzw. Moleküle eines verdünnten Gases bewegen sich nahezu frei statistisch durcheinander (→ kinetische Theorie).

Flüssige Stoffe (*Flüssigkeiten*) nehmen eine Mittelstellung zwischen den festen Körpern und den Gasen ein, sie zeigen eine ausgeprägte Nahordnung ihrer Atome bzw. Moleküle, aber im Gegensatz zu den festen Körpern keine Fernordnung. Sie nehmen jede Form an, setzen aber einer Volumenänderung starken Widerstand entgegen. Sie sind isotrop, ihre Atome bzw. Moleküle sind frei gegeneinander verschiebbar und bewegen sich nahezu unregelmäßig (→ Brownsche Molekularbewegung). Ihre mittlere freie Weglänge ist um Größenordnungen geringer als bei Gasen.

Jedes Element außer He-4 (→ Supraflüssigkeit) kann diese drei Aggregatzustände einnehmen. Die Umwandlung zwischen ihnen findet bei charakteristischen vom Druck abhängigen Temperaturen unter Wärmeaufnahme vom größeren Ordnungszustand in den geringeren statt (→ Schmelzen, → Sieden). Diese Phasenumwandlungen werden durch die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung beschrieben. Man kann die drei Aggregatzustände eines Stoffes in einem Zustandsdiagramm, z. B. dem p,T-Diagramm, einzeichnen. Die Zustandsflächen jedes A.es sind durch Grenzkurven voneinander getrennt, auf denen die Umwandlung stattfindet (→ Dampfdruck, · Abb. 1). Die Grenzkurve flüssig/gasförmig endet beim kritischen Punkt, d. h., oberhalb der kritischen Temperatur gibt es keinen Phasenübergang gasförmig/flüssig mehr. Man kann ohne Phasenübergang vom flüssigen zum gasförmigen A. gelangen.

Die einfache Einteilung in drei A.e erfaßt nicht alle vorkommenden Stoffe, es gibt Übergangsformen, die *kristallinen Flüssigkeiten* und

die *amorphen Stoffe*. Die kristallinen Flüssigkeiten nehmen zwar beliebige Form an, zeigen aber anisotrope Eigenschaften, z. B. optische Doppelbrechung. Amorphe bzw. glasartige Stoffe dagegen sind fest, aber isotrop. Die räumliche Struktur ihrer Atome ist die einer eingefrorenen Flüssigkeit. Man kann daher amorphe Stoffe als *unterkühlte Flüssigkeiten* mit sehr großer innerer Reibung auffassen.

Als vierter A. wird oft das → Plasma bezeichnet.

Vom Begriff des A.es ist der der thermodynamischen → Phase streng zu unterscheiden. So bilden z. B. zwei sich nicht mischende Flüssigkeiten einen A., nämlich den flüssigen, aber zwei Phasen.

Agonen, auf Karten des Erdmagnetfeldes Linien, die alle Punkte verbinden, in denen die magnetische Deklination Null beträgt. → Erdmagnetismus.

AG-Prinzip, svw. starke → Fokussierung.

AG-Synchrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

AG-Zyklotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

A · h, → Amperestunde.

AHM, → Axford-Hines-Modell.

Ähnlichkeit, → mechanische Ähnlichkeit.

Ähnlichkeitskennzahl, → Ähnlichkeitstheorie.

Ähnlichkeitsparameter, → Ähnlichkeitssätze der Elektronenbewegung.

Ähnlichkeitsregeln, in der Plasmaphysik Beziehungen, die einen Vergleich der Verhältnisse in *geometrisch ähnlichen Gasentladungen* von gleicher Form, aber unterschiedlichen Abmessungen zulassen. Unterscheiden sich die Gasentladungen in ihren *linearen Dimensionen* nur um ein k-faches, so gelten bei gleichem Füllgas und gleicher Gastemperatur die folgenden Aussagen: Stromstärke und Spannung sind gleich. Das skalare Potential und das Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes sowie die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der einzelnen Ladungsträgerarten sind die gleichen. Alle Zeiten und sämtliche Längen einschließlich der mittleren freien Weglänge transformieren sich mit k, die elektrische Feldstärke und die magnetische Feldstärke, der Gasdruck sowie die Flächenladungsdichte aber mit k^{-1}. Die Raumladungsdichten, die Trägerkonzentrationen sowie die betreffenden Stromdichten transformieren sich mit k^{-2}. Das Auftreten *quadratischer Prozesse*, wie Stufenionisation, Volumenrekombination u. dgl., schränkt die Gültigkeit der Ä. ein. Bei Beachtung dieser Einschränkungen können die Ä. der Gasentladungsphysik in gewissem Umfange auch für den Vergleich von kosmischen Plasmen mit Laborplasmen herangezogen werden.

Ähnlichkeitssätze der Elektronenbewegung, Beschreibung der Möglichkeiten zur Erzeugung *ähnlicher* Elektronenbahnen in *unterschiedlichen* elektrischen und magnetischen Feldanordnungen. Bewegt sich ein Elektron in einem elektrischen Kondensatorfeld, so hängt der Ablenkwinkel γ $\left(\tan\gamma = 0{,}5\,\frac{ul}{Ud}\right)$ allein von den Verhältnissen $\frac{\text{Ablenkspannung } u}{\text{Beschleunigungsspannung } U}$ und $\frac{\text{Plattenlänge } l}{\text{Plattenabstand } d}$ ab. γ bleibt unverändert, wenn man den Kondensator ähnlich vergrößert oder verkleinert oder die Spannungen u und U so abändert, daß ihr Verhältnis gleichbleibt. γ bleibt auch unverändert, wenn man Teilchen anderer spezifischer Ladung ablenkt. Betrachtet seien allgemein Teilchen der spezifischen Ladung e/m, die zunächst von der Spannung U beschleunigt werden und danach ein elektrisches und/oder magnetisches Feld durchfliegen. Dabei ist e die Ladung des Teilchens und m seine Masse. Die elektrische Feldstärke sei $\vec{E}$ ($\vec{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, wobei φ das elektrische Potential ist), die magnetische Feldstärke sei $\vec{H}$, und die maximale magnetische Feldstärke sei $\vec{H}_0$. Die Teilcheneintrittsgeschwindigkeit in das elektrisch-magnetische Feld sei $\vec{v}_0$, ferner sei a eine die Ausdehnung des Magnetfelds kennzeichnende Größe von der Dimension einer Länge. Eine Änderung der Elektrodenspannung, bei der u/U konstant bleibt, beeinflußt die Teilchenbahn nicht. Diese bleibt unverändert, wenn $\varkappa = \frac{l}{m}\cdot\frac{H_0\cdot a}{v_0}$, der *kennzeichnende Ähnlichkeitsparameter*, konstant bleibt. Eine ähnliche Vergrößerung oder Verkleinerung der Elektroden- und Polschuhanordnung im Maßstab $a' : a$ führt zu Teilchenbahnen, die aus den alten durch Vergrößerung oder Verkleinerung im Maßstab $a' : a$ hervorgehen, wenn u/U und $\varkappa$ gleichbleiben. Die Ä. d. E. spielen in der → Elektronenoptik eine große Rolle.

Lit. Glaser: Grundlagen der Elektronenoptik (Wien 1952).

Ähnlichkeitstheorie, Theorie, die gestützt auf die Dimensionsanalyse in der Lage ist, die Behandlung eines physikalischen Problems durch Bildung dimensionsloser → Kennzahlen wesentlich zu vereinfachen. Zwei Vorgänge sind einander physikalisch ähnlich, wenn alle entsprechenden physikalischen Größen beider Vorgänge, die zu deren vollständiger Beschreibung erforderlich sind, in je einem konstanten Verhältnis für jede Größenart zueinander stehen. Dabei ist die Ähnlichkeit der Anfangs- und Randbedingungen sowie die des Feldes eingeschlossen. Unter *physikalischer Ähnlichkeit* versteht man das gleichzeitige Vorhandensein der Ähnlichkeiten bezüglich aller Grundgrößenarten eines Maßsystems. Für das technische Maßsystem z. B. sind es die geometrische, die zeitliche, die elektrische, die thermische und die photometrische Ähnlichkeit sowie die Kräfteähnlichkeit. Voraussetzung zur Anwendung der Ä. ist die Kenntnis aller zur vollständigen Beschreibung der betrachteten Vorgänge notwendigen physikalischen Größen und die Benutzung eines einheitlichen Maßsystems. Die konstanten Verhältnisse für jede Größenart, die in ähnlichen Systemen gleich sind, nennt man *Invarianten der Ähnlichkeit. Simplexe* sind Invarianten der Ähnlichkeit, die das Verhältnis gleichartiger Größen, z. B. Längen, darstellen. *Komplexe* oder *Ähnlichkeitskennzahlen* sind Invarianten der Ähnlichkeit, die durch das Verhältnis verschiedenartiger Größen ausgedrückt werden, z. B. die → Reynoldszahl.

Der wichtigste Satz der Ä. ist das *Π-Theorem von Buckingham*. Wird ein Vorgang durch n physikalische Größen vollständig beschrieben, dann genügen zu dessen vollständiger Beschrei-

bung s charakteristische dimensionslose Kennzahlen. Sie sind dimensionslose Potenzprodukte der n physikalischen Größen, wobei s beträchtlich kleiner als n ist. Damit erhält man eine verringerte Anzahl der wesentlichen voneinander unabhängigen Einflußgrößen, wodurch der Versuchsaufwand stark herabgesetzt werden kann.

Das Bestimmen der Kennzahlen ist Aufgabe der *Dimensionsanalyse*. Sie kann im allgemeinen keinen funktionellen Zusammenhang zwischen den Kennzahlen liefern. Nur wenn der Vorgang von einer Kennzahl abhängig ist, kann aus der Dimensionsanalyse das qualitative physikalische Gesetz gefunden werden. In allen übrigen Fällen ist der funktionelle Zusammenhang durch Experimente festzustellen. Es kann somit auch gesagt werden: Zwei Vorgänge sind physikalisch ähnlich, wenn die dimensionslosen Kennzahlen für beide Vorgänge jeweils den gleichen Wert haben.

Die Ä. fand zuerst Anwendung bei der Untersuchung physikalischer Vorgänge an verkleinerten Modellen (→ Modellregeln). Oft verhält es sich so, daß man aus technischen und ökonomischen Gründen auf die Einhaltung der *physikalischen Ähnlichkeit* (auch als vollkommene Ähnlichkeit bezeichnet) verzichtet oder daß sie physikalisch nicht durchführbar ist. Man begnügt sich dann mit der *partiellen Ähnlichkeit*, bei der mindestens ein Verhältnis charakteristischer Größen vom konstanten Verhältnis der zugehörigen Größenart verschieden ist. Auf diesem Wege sind durchaus sinnvolle Ergebnisse zu erzielen, wenn weniger wichtige Ähnlichkeiten unberücksichtigt bleiben und die auftretenden Fehler abgeschätzt werden. Die Ä. wird bei der Durchführung vieler physikalischer und technischer Versuche angewandt, besonders auf dem Gebiet der Strömungslehre und des Wärme- und Stoffübergangs.

Lit. Kattanek, Gröger, Bode: Ähnlichkeitstheorie (Leipzig 1967).

Ähnlichkeitstransformation, → Gruppentheorie.

Ahrens-Prisma, → Polarisationsprisma.

Airy-Formel, → Fabry-Perot-Interferometer.

Airysche Spannungsfunktion, → Spannungsfunktion.

Airysche Spiralen, → Interferenz 3).

Airysche Tangentenbedingung, Bedingung für die Verzeichnungsfreiheit eines optischen Systems (→ Abbildungsfehler). Sie besagt, daß das Verhältnis der Winkel σ und σ' des Hauptstrahls (→ Bezugsstrahl) mit der optischen Achse im Objekt- und Bildraum für das ganze Bildfeld konstant sind. Die A. T. setzt jedoch voraus, daß der Hauptstrahl selbst ohne Aberration die Mitten von Ein- und Austrittspupille durchsetzt. Sie wurde deshalb später von Bow, Sutton und v. Rohr ergänzt.

Akausalität, → Kausalität.

Akkommodation, der Vorgang der Einstellung des Auges auf ein Objekt, das sich innerhalb eines bestimmten Bereiches vor dem Auge in einer beliebigen Entfernung vom Auge befindet, so daß dieses Objekt scharf gesehen werden kann. Innerhalb eines bestimmten Bereiches bedeutet dies, daß die Entfernung, auf die sich das Auge einzustellen vermag, sowohl in der Ferne als auch in der Nähe durch den Fernpunkt (→ Augenoptik) und durch den Nahpunkt begrenzt ist. Dieser Bereich wird als *Akkommodationsbereich* oder als *Akkommodationsgebiet* bezeichnet.

Die A. wird erzielt durch eine Änderung in der Krümmung der Augenlinsenvorderfläche (*extrakapsuläre A.*) und durch eine Veränderung des Brechungsindex der Linsensubstanz infolge Verschiebung der Linsenfasern innerhalb der Linse (*intrakapsuläre A.*). Die Augenlinse ist durch feine lamellenartige Fasern (Zonula Zinni) innerhalb eines ringförmigen Muskels (Ziliarmuskel) aufgehängt. Durch Tonusveränderung im Ziliarmuskel wird der von ihm auf die Zonula ausgeübte Zug verstärkt oder verringert. Durch verstärkten Zug auf die Zonula werden in der Hauptsache die vordere Linsenfläche, im geringeren Maße auch die hintere Linsenfläche abgeflacht. Durch verringerten Zug auf die Zonula wird der Linse die Möglichkeit gegeben, sich durch die besondere Elastizität der Linsenkapsel auf die von ihr angestrebte fast kugelförmige Gestalt einzustellen und dabei die Linsenflächen stärker zu wölben.

Die Lage des Fernpunktes und des Nahpunktes hängt vom Refraktionszustand des Auges (→ Augenoptik) ab. Bei einem Normalsichtigen liegt der Fernpunkt im Unendlichen, sein Nahpunkt entsprechend seinem Alter mehr oder weniger dicht am Auge. Dies rührt daher, daß die Wölbungsfähigkeit der Augenlinse durch eine mit dem Alter zunehmende Verhärtung im Linseninnern infolge Ansammlung von Abbaustoffen beeinträchtigt wird, so daß die Elastizität der Kapsel sich nicht mehr hinreichend auswirken kann. Damit läßt die Fähigkeit des Auges, sich auf nahe Objekte einzustellen, nach; der Nahpunkt rückt allmählich zum Fernpunkt. Diese Erscheinung, die *Alterssichtigkeit*, *Weitsichtigkeit* oder *Presbyopie*, macht sich bei jedem Auge bemerkbar; sie tritt im allgemeinen vom 40. bis 45. Lebensjahr ab ein und ist keine Krankheit des Auges, sondern ein rein physiologischer Vorgang (→ Auge, → Augenoptik). Bei einem unkorrigierten Kurzsichtigen (→ Augenoptik) liegt der Fernpunkt in endlicher Entfernung vor dem Auge. Bei gleicher Akkommodationsleistung wie der eines Normalsichtigen ist sein Akkommodationsgebiet, über das er scharf sehen kann, dichter am Auge und entsprechend seiner Kurzsichtigkeit eingeschränkt. Der unkorrigierte Übersichtige benötigt bereits beim Sehen in großer Ferne seine A. und büßt diesen hierbei in Anspruch genommenen Akkommodationsanteil in der Nähe ein; bei ihm macht sich die Alterssichtigkeit bereits früher bemerkbar als bei einem Normalsichtigen.

Von großer Bedeutung für eine gute und beschwerdefreie Sehleistung ist nicht nur eine hinreichende Akkommodationsfähigkeit, sondern auch eine gute Korrelation zwischen der A. des Einzelauges und der Konvergenz der Blicklinien beider Augen auf das betrachtete Objekt. Diese Korrelation ist bei den meisten Menschen nicht in der Form einer exakt geometrisch-optischen Übereinstimmung vorhanden, so daß beim Binokularsehen fusionale Ausgleichsvorgänge (Verschmelzung) ein gleichzeitiges Einfach- und Scharfsehen ermöglichen müssen. Diese fusionalen Ausgleichsvorgänge können bei der heu-

Akkommodationskoeffizient

tigen sehr hohen Allgemeinbeanspruchung des Menschen zu Beschwerden führen, die sich nicht ohne weiteres als mit dem Sehvorgang in Zusammenhang stehend äußern. Bei einer Augenprüfung sollte daher immer eine gleichzeitige Prüfung des beidäugigen Sehens verlangt werden.

Lit. Mütze: Die A. des menschlichen Auges (Berlin 1956).

Akkommodationskoeffizient, Kennzeichnung des Energieaustausches beim Stoß von Gas- oder Dampfmolekülen gegen feste und flüssige Oberflächen. Der A. ist das Verhältnis der an der Oberfläche wirklich übertragenen Energie zur maximal möglichen Energieübertragung. Der A. ist definiert als $\gamma = T_G - T_G'/(T_G - T_0)$, wobei T_0 die Temperatur der Oberfläche, T_G bzw. T_G' die mittlere Temperatur der Gasmoleküle vor bzw. nach der Reflexion ist. Der A. ist von Bedeutung für die Diskussion des Kondensations- und des Verdampfungsvorganges, ist aber nicht zu verwechseln mit dem Kondensations- oder Verdampfungskoeffizienten, der den Stoffaustausch kennzeichnet.

Akkord, das Zusammenklingen zweier oder mehrerer Töne, physikalisch eigentlich → Klänge, deren Frequenzbeziehungen durch Brüche aus kleinen ganzen rationalen Zahlen bestimmt sind. Die wichtigsten A.e sind die *Dreiklänge*. Kommen im Frequenzverhältnis der am A. beteiligten Töne nur Zahlen kleiner als 7 vor, spricht man von Konsonanz. Derartige A.e sind Grundbausteine der tonalen Musik, während atonale Musik durch Dissonanzen bestimmt wird, deren Frequenzverhältnisse größer als 6 sind.

In der folgenden Tabelle sind einige A.e zusammengestellt:

Akkord	Frequenzverhältnis	Tonbeispiel	Art des Zusammenklingens
Quinte	2 : 3	c – g	Konsonanz
Oktave	1 : 2	c – c^1	Konsonanz
große Terz	4 : 5	c – e	Konsonanz
kleine Sexte	5 : 8	c – as	Dissonanz
kleine Septime	5 : 9	c – b	Dissonanz
Sekunde	8 : 9	c – d	Dissonanz
Dur-Dreiklang	4 : 5 : 6	c – e – g	Konsonanz

Akkumulator, → Elemente 2).

Aklinen, auf Karten des Erdmagnetfeldes Linien, die alle Punkte verbinden, in denen die magnetische Inklination Null beträgt. Die A. bestimmen den Verlauf des geomagnetischen Äquators. → Erdmagnetismus.

Aktinide, Übergangselemente mit Ordnungszahlen zwischen 90 und 103. Die A. haben sämtlich ähnliche chemische und physikalische Eigenschaften, da sie in den beiden äußersten Elektronenschalen die gleiche Anzahl von Elektronen aufweisen. Ihre Verbindungen sind ferro- und antiferromagnetisch. Im Unterschied zu den → Lanthaniden ist die 5*f*-Schale, die bei den A.n aufgefüllt wird, weniger lokalisiert. Daher hängen die magnetischen Momente stärker von ihrer Umgebung im Kristall ab.

Aktinium, Ac, natürliches radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 89. Bekannt sind elf Isotope der Massezahlen 221 bis 231. Die Isotope mit den Massezahlen 227 und 228 entstehen beim natürlichen Zerfall von Protaktinium und Radium, die anderen Isotope wurden künstlich erzeugt.

Aktinograph, → Aktinometer.

Aktinometer, Gerät zur Messung der Intensität der direkten Sonnenstrahlung. Die Bezeichnung A. wird auf Relativinstrumente angewandt im Gegensatz zu den → Pyrheliometern für Absolutinstrumente. A. zur Messung des integralen Strahlungsstromes beruhen vorwiegend auf dem Prinzip der Umwandlung von Strahlungs- in Wärmeenergie. Als Strahlungsempfänger dient hier eine geschwärzte dünne Metallplatte mit einem Absorptionsvermögen, das dem eines absolut schwarzen Körpers nahe kommt. Die Messung der absorbierten Strahlungswärme erfolgt an Hand der Temperaturerhöhung des Empfängers (*Silver-Disk-A.*), thermoelektrisch (*Mollsche Thermosäule*) und nach der Größe der Deformation eines geschwärzten Bimetallplättchens (*Michelson-Marten-A.*), dessen Krümmung nach der Sonnenbestrahlung mit Hilfe eines Mikroskopes gemessen wird.

Bei Verbindung mit einem Registrierinstrument (Galvanograph) bezeichnet man die A. als *Aktinographen*. Ein Heliostat übernimmt die Nachführung der Empfängerfläche nach der Sonne.

Aktinometrie, *Pyrheliometrie*, Lehre von der Messung der direkten Sonnenstrahlungsintensität zur Bestimmung der → Lufttrübung. Die absoluten Meßgeräte hierfür heißen → *Pyrheliometer*, die relativen → *Aktinometer*.

In der A. wird die Sonnenstrahlung auch grob gefiltert, um den kurzwelligen und den längerwelligen Strahlungsanteil getrennt erfassen zu können und gewisse Aussagen über die verschiedenen extingierenden Anteile der Atmosphäre zu machen. Man benutzt hierbei geeichte Farbglasfilter mit steilen Abfallkanten zu kurzen Wellenlängen hin und arbeitet nach dem Filterdifferenzverfahren.

Lit. Foitzik u. Hinzpeter: Sonnenstrahlung und Lufttrübung (Leipzig 1958).

Aktinon, → Radon.

Aktionsprinzip, → Prinzipe der Mechanik.

Aktivator, eine Störstelle in Ionen- und Halbleiterkristallen, die diese zur Lumineszenz befähigt. Die Bezeichnung A. entstammt der alten phänomenologischen Lumineszenztheorie und macht keine Aussagen über die physikalische Natur der betreffenden Störstelle. Bei A.en kann es sich sowohl um Fremdstörstellen handeln, d. h. um kristallfremde Atome, die in den Kristall eingebaut sind, als auch um Eigenfehlstellen, d. h. um Leerstellen oder Atome des Kristalls auf Zwischengitterplatz. A.en sind nicht in allen Fällen am strahlenden Elektronenübergang, der zur Lumineszenz führt, beteiligt. Ihre Wirkung kann sich auf die Absorption der Anregungsenergie und ihre Übertragung auf das eigentliche Lumineszenz-Zentrum beschränken (*Sensibilisierung*).

Als *Koaktivator* bezeichnet man eine Störstelle, die in bestimmten Fällen zusätzlich zum A. zum Ladungsausgleich in den Kristall eingebaut wird.

aktiver Transport, der Transport von Teilchen, z. B. durch Diffusion, entgegen dem Gradienten ihres chemischen Potentials („*Bergauf*"-*Trans-*

port); auch jeder Teilchentransport, der mit einer chemischen Reaktion gekoppelt ist (vor allem im biologischen Bereich), → Membranen.

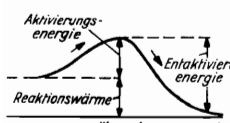
aktives Zentrum, energetisch ausgezeichnete Stelle eines Körpers, an der bevorzugt physikalische oder chemische Vorgänge ablaufen. An einer Oberfläche sind aktive Zentren Stellen erhöhter Adsorptionsenergie (→ Adsorption). Als aktive Zentren können alle Störungen im regelmäßigen Bau einer Oberfläche wirken, z. B. Oberflächenlücken, Adatome, Durchstoßpunkte von Versetzungen, Verunreinigungen, Besonderheiten im Stufenprofil und Ladungsanhäufungen.

aktive Zone, svw. Spaltzone.

Aktivierungsanalyse, empfindliche Methode des Nachweises geringster Mengen eines Isotops auf der Grundlage der Erzeugung künstlicher Radioaktivität. Die zu analysierende Substanz wird mit einem bekannten Fluß geladener Teilchen oder Neutronen aktiviert, anschließend die Intensität der für das gesuchte Isotop charakteristischen Strahlung gemessen. Die Empfindlichkeit der Methode wird durch die Flußstärke der Kernteilchen, die Größe des → Aktivierungsquerschnitts des gesuchten Elements, die Halbwertszeit und die Art der emittierten Kernstrahlung bestimmt. In günstigen Fällen können bis zu 10^{-12} g eines gesuchten Isotops analysiert werden. Dank der wesentlichen Unterschiede der Eigenschaften radioaktiver Strahlung verschiedener Isotope ist diese Methode weitgehend frei vom störenden Einfluß anderer Isotope und Elemente.

Aktivierungsenergie, der Mehrbetrag an Energie, der über den durchschnittlichen Energiegehalt der Atome oder Moleküle hinaus notwendig ist, um eine chemische Reaktion auszulösen. Die beteiligten Moleküle müssen in einen angeregten Zustand gebracht werden, sie müssen „aktiviert" werden. Dies kann geschehen durch Stöße von außen, thermische Anregung zwischen den Molekülen oder Strahlungsabsorption. Die A. hängt von der Art der reagierenden Moleküle, deren Anregungsenergien, von der gegenseitigen Lage der Moleküle beim Zustandekommen der Reaktion und von gegebenenfalls vorhandenen, jedoch nicht an der Reaktion beteiligten Fremdatomen ab.

Im Verlaufe der Reaktion wird im allgemeinen ein Teil der aufgewandten A. als Entaktivierungsenergie wieder frei. Die Reaktionswärme ergibt sich dann als Differenz der A. und Entaktivierungsenergie (Abb.).



Schematische Darstellung der Aktivierungsenergie

Die A. hat einen wesentlichen Einfluß auf die → Reaktionsgeschwindigkeit. Man kann die A. experimentell aus der Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit ermitteln. Dazu mißt man die Reaktionsgeschwindigkeitskonstante k bei zwei Temperaturen T_1 und T_2 und erhält wegen $\frac{\mathrm{d}\ln k}{\mathrm{d}T} = \frac{E_A}{RT}$ für die A.

$$E_A = R\,\frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1}\ln\frac{k_2}{k_1}.$$

Dabei ist R die Gaskonstante. — Der Begriff A. wurde von S. Arrhenius geprägt.

Über die A. von Störstellen im Halbleiter → Akzeptor, → Donator.

Aktivierungsquerschnitt, Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Radioaktivität in Atomkernen, die mit Neutronen oder geladenen Teilchen bestrahlt werden. Der A. für thermische Neutronen ist meist gleich dem Einfangquerschnitt. Aktivierung kann jedoch, vor allem bei schnellen Neutronen, auch im Resultat von (n, p)-, (n, 2n)-, (n, α)- oder anderen Reaktionen erfolgen.

Aktivierung von Elementen, die Entstehung von Radioaktivität in einem z. B. mit Neutronen bestrahlten Material. Ein Maß für die A. ist der → Aktivierungsquerschnitt.

Aktivität, 1) physikalische Chemie: die wirksame Konzentration, die an Stelle des Molenbruchs oder auch anderer Konzentrationsmaße benutzt wird, um die für ideale Gase und ideale Mischungen abgeleiteten thermodynamischen Beziehungen für chemisches Gleichgewicht, Dampfdruck, Dampfdruckerniedrigung, Reaktionswärmen u. a. der Form nach auch für nichtideales Verhalten beizubehalten. In all den Beziehungen werden die Molenbrüche x_i der Komponenten i in den einzelnen Phasen durch ihre A.en a_i ersetzt: $a_i = f_i \cdot x_i$. Hierbei ist f_i der *Aktivitätskoeffizient*, er hängt von der Konzentration aller Komponenten und von Druck und Temperatur ab. Bei nahezu idealem Verhalten ist f_i nur wenig von 1 verschieden; → Massenwirkungsgesetz, → Fugazität.

Die absolute A. λ_i einer Teilchensorte wird nach Fowler und Guggenheim durch die Gleichung $\ln\lambda_i \equiv \mu_i/RT$ definiert. Hierbei bedeuten μ_i das chemische Potential der Teilchensorte i in der Mischphase, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur.

2) Kernphysik: Größe zur Kennzeichnung der Umwandlungsrate eines radioaktiven Nuklids. Ist N die Anzahl der radioaktiven Atome eines Nuklids in einem Stoff, so ist seine A. $A = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\lambda N$; dabei gibt die *Zerfallskonstante* λ in s^{-1} den je Sekunde zerfallenden Bruchteil der vorhandenen Atomanzahl N an. Die Einheit der A. ist das *Curie* Ci, 1 Ci = 3,7 · 10^{10} s^{-1} (exakt). 1 Curie ist annähernd gleich der A. von 1 g Radium $^{226}_{88}$Ra. $\tau = 1/\lambda$ ist die *mittlere Lebensdauer*, während der die Anzahl der radioaktiven Atome auf 1/e abgenommen hat. Sind N_0 radioaktive Atome zum Zeitpunkt $t = 0$ vorhanden, so sind es nach dem *Zerfallsgesetz* zu einem späteren Zeitpunkt $t > 0$ nur noch $N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$ radioaktive Atome. Die *Halbwertszeit* $t_{1/2}$ ergibt sich aus $(1/2)\,N_0 = N_0 \exp(-\lambda t_{1/2})$ zu $t_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0{,}693\,15/\lambda$; in ihr zerfällt die Hälfte der N_0 vorhandenen radioaktiven Atome.

λ und damit auch τ und $t_{1/2}$ sind für jedes Nuklid charakteristische Konstanten, auf die Temperatur, Druck, chemische Reaktionen

u. a. keinen Einfluß haben. Außer auf radioaktive Umwandlungen wird der Aktivitätsbegriff häufig auch auf den Übergang von Isomeren in den Grundzustand des betreffenden Nuklids angewandt.

Als *spezifische* A. bezeichnet man den Quotienten aus der A. und der Masse eines Stoffes. Dieser Begriff wird aber teilweise auf bestimmte Stoffe beschränkt, z. B. auf chemisch reine Verbindungen, auf elementreine oder auf isotopreine Stoffe. Die spezifische A. des metallischen Radiums Ra-226 beträgt demnach annähernd 1 Ci/g; die des $^{238}_{92}U$, des Anfangsgliedes der Uran-Radium-Reihe, nur $3{,}3 \cdot 10^{-7}$ Ci/g.

Im Unterschied zur spezifischen A. stellt die *Aktivitätskonzentration* die auf die Volumeneinheit eines Stoffgemisches bezogene A. dar. Die Aktivitätskonzentration gasförmiger, flüssiger oder fester Stoffe wird in Ci/m³, μCi/cm³ usw. angegeben, damit kann sowohl die A. eines Einzelnuklids als auch die eines Nuklidgemisches gemeint sein, z. B. die A. eines Gemisches von → Spaltprodukten. Als *Flächenaktivität* wird der Quotient aus A. und Fläche bezeichnet, wenn sich die A. nur an der Oberfläche eines Körpers befindet; ihre Einheiten sind Ci/m² bzw. nCi/ km². Die Flächenaktivität wird insbesondere zur Kennzeichnung der Kontamination von Oberflächen durch radioaktive Stoffe benutzt.

Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik, 3 Bde (Leipzig 1960).

3) *erdmagnetische A.*, → Erdmagnetismus.

Aktivitätsbestimmung, die Methoden zur Bestimmung der → Aktivität radioaktiver Präparate. Die *relative A.* vergleicht die Aktivitäten von Präparaten, von denen eine absolut bestimmt sein muß. Dafür wird hauptsächlich die γ-Strahlung des Radiumisotops $^{226}_{88}Ra$ verwendet. Die *absolute A.* kann entsprechend den Eigenschaften der Substanzen nach verschiedenen Methoden erfolgen. 1) *Ionisationsmethoden.* Bei γ-Strahlern wird der Vergleich mit einem Radiumpräparat oder eine Dosisleistungsmessung ausgenutzt, bei β-Strahlern die Ionisation primärer β-Teilchen aus der Innenwand einer Ionisationskammer oder die Dosisleistung von gelösten Präparaten, bei α-Strahlern die Messung der Gesamtionisation. 2) *Zählmethoden.* Entweder wird die Zählrate bei definiertem Raumwinkel ermittelt oder die Koinzidenzmethode angewandt. Auch die Messung der emittierten Gesamtladung ergibt die Aktivität. 3) *Kalorimetrische Methoden.* Die von der Strahlung erzeugte Wärme wird in Mikrokalorimetern besonderer Konstruktion ermittelt. Die mikrokalorimetrischen Methoden sind die genauesten Methoden der A.

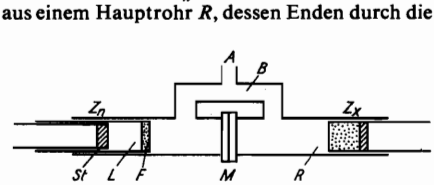
Lit. Weiss: Radioaktive Standardpräparate (Berlin 1956).

Aktivitätskoeffizient, f_i, bei Gasmischungen das Verhältnis $f_i = \varphi_i/\varphi_{oi}$ der Fugazitätskoeffizienten φ_i. Hierbei ist φ_{oi} der Fugazitätskoeffizient der reinen Gaskomponente i. In kondensierten Mischphasen ist der A. f_i einer Teilchenart definiert durch die ebenfalls auch für Gasmischungen gültige Gleichung $\mu_i(T, P, x) = \mu_{oi}(T, P) + RT \ln x_i + RT \ln f_i$. Dabei ist μ_i das partielle thermodynamische (chemische) Potential der Teilchenart i in der Mischphase. Der Fall $f_i = 1$ entspricht der idealen Mischung. Aussagen über die Funktion $\ln f_i$ sind mathematisch im allgemeinen einfacher formulierbar als über die μ_i. Die Änderungen des chemischen Potentials einer Teilchenart i beim Übergang von der reinen Phase in die Mischphase sind mit Änderungen meßbarer Größen, z. B. Dampfdruck, osmotischer Druck, Löslichkeit, Verteilungsgleichgewichte, EMK, verknüpft. Entsteht die Teilchenart durch Dissoziation oder Assoziation aus einer stöchiometrischen Komponente i, so werden jeder Teilchenart individuelle A.en f_α durch die Beziehung $\mu_\alpha = \mu^0_\alpha(T, p) + RT \ln x_\alpha + RT \ln f_\alpha$ zugeordnet. Dabei ist μ^0_α das chemische Potential der Teilchenart in einem Standardzustand, der nur von T und p abhängt und dessen Festlegung die Normierung für die f_α ergibt. Die μ_α, x_α und f_α können als Funktionen des Druckes, der Temperatur und der unabhängigen Konzentrationen (Molenbrüche) angesehen werden.Die zweckmäßige Wahl des Standardzustands hängt davon ab, in welcher Beziehung die Teilchensorte α zur Komponente i steht. Bei Elektrolytlösungen ist es üblich, die ideal verdünnte Lösung als Bezugszustand zu wählen. Dissoziiert eine Komponente i in mehrere Teilchenarten $a, b, c \ldots z$ nach der Gleichung $[i] = \nu_a [a] + \nu_b [b] + \cdots + \nu_z [z]$ (z. B. $NaCl \rightarrow Na^+ + Cl^-$), so ist es zweckmäßig, einen mittleren A.en f_i einzuführen mittels $(f_i)^\nu \equiv \prod_\alpha f_\alpha^{\nu_\alpha} = f_a^{\nu_a} \cdot f_b^{\nu_b} \cdots f_z^{\nu_z}$. (Hierbei ist $\nu = \nu_a + \nu_b + \nu_c \cdots + \nu_z$.) Dies ist unabhängig von der jeweiligen Normierung und von einer eventuellen Vollständigkeit der Dissoziation.

Akustik, Lehre vom Schall, umfaßt alle Erscheinungen, die einem Beobachter über das Ohr zugänglich sind. Die A. befaßt sich mit physikalischen, physiologischen und psychologischen Problemen des → Hörens. Die physikalische A. ist ein Teilgebiet der Mechanik, das die Ausbreitung von Druck-Dichte-Wellen in verschiedenen Medien im Bereich der → Tonfrequenz, in neuerer Zeit auch Probleme des nach höheren und niederen Frequenzen erweiterten Schallbereichs, den → Ultra- und → Infraschall umfaßt. Anwendungsbereiche der Erzeugung und Ausbreitung von Schallwellen, die musikalische A. sowie die → Raumakustik und → Bauakustik sind Spezialgebiete der A.

Lit. L. Bergmann: Der Ultraschall (6. Aufl. Stuttgart 1954); G. Hartmann: Praktische A., 2 Bde (München u. Wien 1964); Skudrzyk: Grundlagen der A. (Wien 1954); Trendelenburg: Akustik (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961).

akustische Brücke, eine von Schuster entwickelte Einrichtung zur Messung akustischer Widerstände analog der → Wheatstoneschen Brücke. Es erfolgt ein Vergleich eines unbekannten, meist komplexen Schallwiderstandes Z_x mit einem bekannten Z_n. Die a. B. (Abb.) besteht aus einem Hauptrohr R, dessen Enden durch die



akustische Brücke

zu vergleichenden Schallwiderstände abgeschlossen werden. In der Mitte dieses Rohres ist senkrecht zur Rohrachse ein elektromagnetischer Schallgeber *M* angebracht, der in beide Rohrseiten gleiche Schalleistungen abgibt. Ein Nebenrohr *B*, das den Brückenzweig darstellt, verbindet die beiden Rohrseiten und gestattet über eine Abhörstelle *A* wegen der entgegengesetzten Phasenlage der ankommenden Schallanteile die Kompensation der beiden Widerstände durch Abgleich auf ein Minimum.

Der variable Normalschallwiderstand Z_n wird durch einen verschiebbaren und mit Filz *F* beklebten Rohrabschluß dargestellt. Die Absorption der Schallenergie am Filz ist von der Geschwindigkeit der in der Luftsäule *L* schwingenden Schallträgerteilchen abhängig. Da diese Geschwindigkeit von der Phasenlage bestimmt wird, läßt sich der Schallwiderstand Z_n durch Verschiebung des Stempels *St* in weiten Grenzen einstellen.

akustische Dynamik, die Variationen der → Schallintensität bei akustischen Darbietungen, sowohl die Sprache als auch die Musik betreffend; zugleich auch der mögliche Intensitätsbereich einzelner Musikinstrumente, ganzer Orchester oder auch von Schallübertragungs- und -aufzeichnungsverfahren, wie Rundfunk, Schallplatte oder Tonband.

akustische Elektronenresonanz, → akustische paramagnetische Resonanz.

akustische Kernresonanz, → akustische paramagnetische Resonanz.

akustische paramagnetische Resonanz, eine spezielle Methode der Hochfrequenzspektroskopie in Festkörpern, bei der der → paramagnetische Resonanzeffekt über die Resonanzabsorption von Ultraschallenergie nachgewiesen wird. Da diese Ultraschallenergieabsorption sowohl durch Atomkerne als auch durch unpaarige Elektronen erfolgen kann, ist ein akustischer Nachweis sowohl der → paramagnetischen Kernresonanz als auch der → paramagnetischen Elektronenresonanz möglich. Diese Methoden werden als *akustische Kernresonanz* und *akustische Elektronenresonanz* bezeichnet.

Bei der paramagnetischen Kernresonanz und bei der paramagnetischen Elektronenresonanz werden im Normalfall durch ein hochfrequentes magnetisches Feld, dessen Frequenz der Resonanzbedingung genügt, Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus der Kern- bzw. Elektronendipolmomente im Magnetfeld induziert. Bei Resonanz wird durch das Spinsystem elektromagnetische Energie aus dem Hochfrequenzfeld absorbiert. Legt man an Stelle dieses Hochfrequenzfelds ein Ultraschallfeld der gleichen Frequenz an die Probe, so regen die Ultraschallwellen die Schwingungen des Kristallgitters bei dieser Frequenz stark an. Infolge der Wechselwirkung der Gitterschwingungen mit dem Spinsystem (*Spin-Phonon-Wechselwirkung*) werden Spinübergänge zwischen den Zeeman-Niveaus des Spinsystems angeregt. Die dazu benötigte Energie wird aus dem Ultraschallfeld entnommen. Der Resonanzeffekt zeigt sich daher in der Absorption von Ultraschallenergie, die experimentell nachgewiesen werden kann.

Die a. p. R. ist besonders zum Studium der Spin-Phonon-Wechselwirkungsprozesse geeignet.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963).

akustischer Widerstand, → Schallwellenwiderstand.

akustisches Filter, ein Filter zur Abtrennung von Teiltönen aus einem Tongemisch bzw. Klang und zur Analyse derselben hinsichtlich Frequenz und Amplitude (→ Schallanalyse).

Teilt man das Tonfrequenzgebiet in aufeinander folgende Intervalle und stellt für jedes Intervall ein a. F. auf, erhält man Frequenzsiebanordnungen, die je nach Größe der Intervalle, z. B. als Oktavsieb, bezeichnet werden.

In der praktischen Ausführung verwendet man meist aus elektrischen Filtern, Bandfiltern und Bandpässen aufgebaute Siebanordnungen, die den vom Mikrophon aufgenommenen und in elektrische tonfrequente Schwingungen umgewandelten Schall unterteilen.

akustisches Gitter, → Beugungsgitter 2).

akustisches Ohm, → Ohm 2), → Schallwellenwiderstand.

Akustochemie, in direkter Beziehung sowohl zur Akustik als auch zur Chemie stehender experimenteller Verfahrenskomplex. Dazu zählen beispielsweise solche Vorgänge wie die Peptisation durch Ultraschall und der Abbau hochpolymerer Stoffe oder die Erzeugung von Schallsignalen durch chemische Reaktionen (→ Explosionsschallsender).

Die *Peptisation durch Ultraschall* ist ein Verfahren zur Herstellung feindisperser kolloidaler Lösungen oder Suspensionen, die ohne die Einwirkung von Ultraschallwellen bestimmter Frequenzen in der gewünschten Feinheit nicht ohne weiteres herstellbar wären. Desgleichen können nichtmischbare Flüssigkeiten leicht in Emulsionen verwandelt werden, wenn sie in ein intensives Ultraschallfeld gebracht werden. Sind in den Flüssigkeiten geringe Gasmengen gelöst, wird der Verteilungsprozeß bedeutend beschleunigt, da durch Kavitationseffekte eine gegenseitige Zerteilung der Flüssigkeiten erfolgt. Unter *Abbau hochpolymerer Stoffe* versteht man das Aufbrechen von Hauptvalenzbindungen in niedermolekulare Verbindungen oder die Zerlegung in ihre Grundbausteine (Monomere). Der Abbau erfolgt, wenn diesen Stoffen genügend hohe Energiebeträge, z. B. in Form von Energie beschleunigter Elementarteilchen bzw. kurzwelliger elektromagnetischer Strahlung, Wärmeenergie oder mechanischer Energie wie Ultraschallenergie oder Verformungsenergie bei der Mastikation, zugeführt werden.

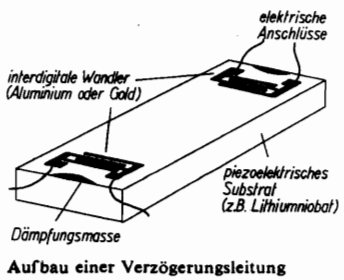
akustoelektrischer Effekt, die Wechselwirkung eines Schallfeldes mit den quasifreien Elektronen eines Halbleiters. Bei dieser Wechselwirkung erfolgt allgemein Absorption der Schallschwingungen durch die Ladungsträger, das bedeutet im einfachsten Fall Dämpfung des Schalls und Übertragung von Energie und Impuls auf die Ladungsträger entsprechend der Weinreichschen Relation. Diese Kopplung ist für piezoelektrische Halbleiter in bestimmten aktiven kristallographischen Richtungen sehr stark. Modellmäßig kann man sich den akustoelektrischen E. so vorstellen, daß die Schallwelle Verschiebungen der Gitterbausteine bewirkt,

wodurch wandernde Energieminima entstehen, in denen sich die Ladungsträger sammeln. Diese räumliche Umverteilung der Ladungsträger wird durch statische und dynamische Abschirmung abgeschwächt. Außerdem wirkt die Verschiebung der Gitterbausteine auf die Ausbreitung der Schallwelle zurück.

Die mögliche Geschwindigkeitsänderung der Schallwelle ist durch das Verhältnis der piezoelektrischen zu den kurzreichweitigen elastischen Kräften bestimmt. – Bei Anwesenheit eines „äußeren" elektrischen Feldes beeinflußt die dadurch hervorgerufene Drift der Elektronen den akustoelektrischen E. Überschreitet die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_d$ der Elektronen die Schallgeschwindigkeit $\vec{v}_s$, tritt sogar Verstärkung der Schallwelle statt Dämpfung auf. Das Strom-Spannungsverhalten des Materials zeigt dann durch diesen Verlust Sättigungscharakter, häufig ist dieser Zustand instabil, und es treten Domänen auf.

Liegt die Schwingungsrichtung der Schallwelle längs einer hochsymmetrischen Kristallachse (c-Achse in hexagonalen Kristallen), so kann der akustoelektrische Effekt als eindimensionales Problem betrachtet werden. Aus der linearen Theorie des Kleinsignalverhaltens folgt der Zusammenhang der Dämpfungskonstante α mit den Frequenzen sowohl des Schallfeldes als auch der Prozesse, die der Debyeschen und der dielektrischen Abschirmung Rechnung tragen, sowie des Driftparameters $\gamma = 1 - \frac{v_d}{v_s}$. Dieser akustoelektrische Effekt wird auch durch Elektroneneinfang in Haftstellen und durch eine Dämpfung der Schallwelle durch Anregung von Gitterschwingungen beeinflußt. Für hohe Schallamplituden, wie sie z. B. bei Sättigung des Elektronenstromes oder bei Domänenbildung auftreten, liegt eine abgeschlossene Theorie für das dann vorliegende Großsignalverhalten noch nicht vor. Der akustoelektrische E. wird technisch z. B. im akustoelektrischen Verstärker und bei Verzögerungsleitungen angewendet.

Akustoelektronik, die Verknüpfung von akustischen und elektronischen Funktionen insbesondere bei Festkörperbauelementen. Die Wirkungsweise beruht auf der Anregung und Ausbreitung akustischer Oberflächenwellen, vor allem auf piezoelektrischen Materialien. Derartige Wellen, die Rayleigh-Wellen, lassen sich in einfacher Weise durch interdigitale Strukturen an der Oberfläche des Substrates direkt anregen. Der Aufbau eines dafür geeigneten elektromechanischen Wandlers geht aus der Abb. hervor. Zwei kammartige Strukturen sind ineinander verzahnt angeordnet, der mittlere Abstand benachbarter Finger ist gleich der halben Wellenlänge der anzuregenden Oberflächenwelle. Die Struktur besteht aus einer dünnen Metallschicht aus Aluminium oder Gold mit einer Schichtdicke von 0,1 bis 0,3 μm. Als piezoelektrisches Material findet neben Quarz vor allem Lithiumniobat Verwendung. Ein an die Anschlüsse des Wandlers gelegtes elektrisches Signal erzeugt im piezoelektrischen Material ein elektrisches Feld; dieses regt an der Oberfläche eine Welle an, die sich senkrecht zu den Fingern nach beiden Seiten des Wandlers im Medium ausbreitet. Die rückwärtige Zone muß mit einer Dämpfungsmasse abgedeckt werden, um störende Reflexionen zu vermeiden.



Aufbau einer Verzögerungsleitung

Durch Verwendung von Oberflächenwellen im Zusammenhang mit interdigitalen Wandlerstrukturen wurde eine Reihe von neuen Bauelementen konzipiert. Als erstes erfolgte die Ausnutzung der niedrigen Ausbreitungsgeschwindigkeit, die bei den üblichen Materialien zwischen 2000 m/s und 3500 m/s liegt, zum Aufbau von → *Verzögerungsleitungen* mit sehr geringen Abmessungen. Bei hohen Frequenzen wird jedoch der Abstand der Finger so klein, daß eine Herstellung der Wandler nur mit Hilfe von Elektronen- oder Laserstrahlen möglich ist. Eine Verzögerungsleitung kann aber auch als Filterelement Verwendung finden, weil die ein- und ausgangsseitigen Wandler Bandpaßcharakter besitzen. Es wurden bereits Filter mit Bandmittenfrequenzen von 10 MHz hergestellt.

Ein weiteres Bauelement mit Oberflächenwellen, das z. B. in der Radartechnik Anwendung gefunden hat, stellt das *Optimalfilter* dar. Es ist für Nachrichtensysteme bestimmt, die mit trägerfrequenten Impulsen arbeiten, deren Phase nach einem bestimmten Code umgetastet wird. Für die empfängerseitige Decodierung eignet sich eine Verzögerungsleitung mit Oberflächenwellen, die auf ihrer Laufstrecke angezapft ist.

Ein anderes Anwendungsgebiet der A. sind *akustisch-elektronische Verstärker.* Eine akustische Welle an der Oberfläche eines piezoelektrischen Substrates wird von einer elektromagnetischen Welle begleitet, die, falls das Material gleichzeitig halbleitend ist, mit den Leitungselektronen in Wechselwirkung tritt. Werden die Elektronen durch ein elektrisches Feld so beschleunigt, daß sie sich schneller als die akustische Welle bewegen, so geben die Ladungsträger Energie an die akustische Welle ab, die dadurch verstärkt wird.

Analog zur Streifenleitungstechnik im Mikrowellenbereich lassen sich auch für akustische Oberflächenwellen Wellenleiter und andere Leitungsbauelemente realisieren, z. B. Richtungskoppler und Hybridkoppler.

Akzeptor, eine flache → Störstelle, deren Potential in der Lage ist, ein Loch so schwach zu binden, daß es bereits durch thermische Anregung ins Valenzband gelangen kann (→ Bändermodell). Energetisch erzeugt das Potential des A.s in der verbotenen Zone im Abstand von größenordnungsmäßig 10^{-2} eV oberhalb der Valenzbandkante Akzeptorniveaus. Bei $T = 0$ K ist der Grundzustand dieser Niveaus frei, d. h. „von einem Loch besetzt". Mit wachsender Temperatur werden die A.en in zunehmendem Maße ionisiert und Elektronen aus dem Valenz-

band aufgenommen, d. h. Löcher ins Valenzband angeregt. Die dazu nötige Energie heißt *Ionisierungs-* oder *Bindungsenergie* des A.s. Typische A.en in Halbleitern der 4. Spalte des Periodischen Systems sind die Elemente der 3. Spalte, z. B. Gallium in Germanium. Das fehlende Valenzelektron des A.s wird bei der Anregung aus dem Valenzband aufgenommen.

Albedo *f*, **1)** Optik: das diffuse Rückstrahlvermögen eines Körpers, im Gegensatz zur gerichteten → Reflexion. Man unterscheidet zwischen geometrischer A. und sphärischer A., wobei die sphärische A. bei gleichen Materialien meist etwas größer ist als die geometrische A. Die *geometrische A.* ist das Verhältnis der in alle Richtungen diffus reflektierten Strahlung eines Oberflächenelements zur senkrecht einfallenden Strahlung. Die *sphärische A.* ist das Verhältnis der von einer nicht spiegelnden Kugeloberfläche diffus reflektierten Lichtmenge zur parallel eingestrahlten Lichtmenge. Sie ermöglicht bei Planeten und ihren Satelliten Rückschlüsse auf deren Oberflächenbeschaffenheit.

Werte der Albedo

von Himmelskörpern		von irdischen Substanzen	
Venus	0,76	Kreide	0,85
Erde	0,39	Granit	0,31
Merkur	0,06	Vesuvasche	0,16
Mond	0,07	Ätnalava	0,04

2) Neutronenphysik: Bezeichnung des Reflexions- bzw. Rückstreukoeffizienten für diffundierende Neutronen an der Grenzfläche zweier Streumedien. Allgemein gilt, daß der Wert der A., meist mit β bezeichnet, klein (groß) ist, wenn die reflektierende Substanz einen großen (kleinen) Absorptionsquerschnitt besitzt. Messungen und Berechnungen der A. zeigen, daß Be, C und D_2O gute Reflektoren für thermische Neutronen sind, nicht aber H_2O wegen seiner starken Absorption bezüglich dieser Neutronen (→ Reflektor **2)**.

Wenn die Verteilung der Neutronenquellen in einem Medium bekannt ist, kann mit Hilfe der A. für die Grenzfläche zum quellenfrei vorausgesetzten unmittelbar benachbarten Medium die gesamte Neutronenverteilung im ersten Medium angegeben werden. Die Kenntnis der A. ermöglicht auch zu ermitteln, wie oft ein diffundierendes Neutron eine beliebige Fläche innerhalb eines – dicken – Mediums durchquert: die mittlere Zahl der Durchgänge ergibt sich zu $1/(1-\beta)$.

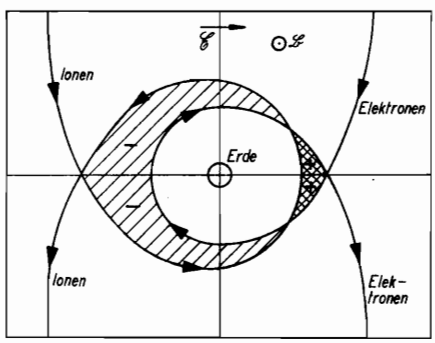
Albedometer, → Pyranometer.

Alembert..., → d'Alembert...

Alfvén-Geschwindigkeit, Ausbreitungsgeschwindigkeit der → Alfvén-Wellen. Die A. ist durch die Formel $\vec{v}_A = \vec{B}/(\mu_0\varrho)^{1/2}$ definiert, wo $\vec{B}$ die magnetische Induktion und ϱ die Plasmadichte ist. Die A. spielt nicht nur in der Magnetohydrodynamik eine Rolle, sondern erscheint auch als fundamentale, das Plasma charakterisierende Größe in der Theorie der Plasmawellen (→ Plasmaschwingungen).

Alfvén-Mach-Zahl, eine die Strömungsverhältnisse in der Magnetogasdynamik (ähnlich wie die Mach-Zahl in der gewöhnlichen Gasdynamik) charakterisierende dimensionslose Konstante M_A. In Analogie zur Mach-Zahl wird die A.-M.-Z. als Verhältnis der beiden charakteristischen Strömungsgeschwindigkeiten gebildet. In der Magnetohydrodynamik ist die eine von ihnen die → Alfvén-Geschwindigkeit. Daher wird $M_A = (\mu_0\varrho v^2/B^2)^{1/2}$, wobei ϱ die Dichte, $\vec{v}$ die Strömungsgeschwindigkeit und $\vec{B}$ die magnetische Induktion bedeuten. Für $M_A \gg 1$ kann in der Navier-Stokesschen Gleichung der $\vec{j} \times \vec{B}$-Term vernachlässigt werden. Strömungen mit $M_A > 1$ werden im Unterschied zu subalfvénschen Strömungen mit $M_A < 1$ superalfvénsche Strömungen genannt.

Alfvén-Schicht, Ladungstrennungsschicht in einem inhomogenen Magnetfeld $\vec{B}$ mit überlagertem elektrischem Feld $\vec{E}$. Nach den Vorstellungen der Orbittheorie setzt sich die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_D$ des Führungszentrums eines Teilchens der Ladung q im langsam variablen elektromagnetischen Feld aus der elektrischen Drift $\vec{v}_E = \vec{E} \times \vec{B}/\vec{B}^2$ und der Krümmungsgradientendrift $\vec{v}_{CG} = ((\varepsilon_\perp + 2\varepsilon_{||})/qB^3)\,\vec{B} \times \partial B/\partial \vec{r}$ zusammen. Im schwach inhomogenen Feld und für Teilchen geringer Energie (ε_T, $\varepsilon_{||}$) senkrecht und parallel zum Magnetfeld überwiegt $\vec{v}_E$. Die Bewegung hochenergetischer Teilchen im stark inhomogenen Magnetfeld wird durch $\vec{v}_{CG}$ bestimmt. Im Dipolfeld mit überlagertem homogenem elektrischem Feld bilden sich durch Zusammenwirken beider Effekte für die Teilchen verbotene Zonen aus. Da $\vec{v}_{CG}$ energie- und ladungsabhängig ist, fallen für Ionen und Elektronen diese Zonen nicht zusammen; es kommt daher zur Ausbildung einer räumlich begrenzten Ladungstrennungsschicht, der A.-S. In interplanetaren verdünnten Plasmen, die sich im inhomogenen Magnetfeld befinden, ist das Auftreten von A.-S.en sehr wahrscheinlich, z. B. gibt es eine Reihe von Hinweisen darauf, daß der innere Rand der Plasmaschicht im Schweif der Magnetosphäre eine A.-S. darstellt. Allgemein sind A.-S.en Quellgebiete des elektrischen Feldes und stellen in verdünnten Plasmen stets Zonen dar, in denen bevorzugt Plasmainstabilitäten entstehen können.



Lage der verbotenen Zonen für Ionen und Elektronen im Dipolfeld B und im elektrischen Feld E. Es kommt zur Ausbildung von Gebieten mit negativer (−) und positiver (+) Überschußladung

Alfvén-Welle, eine transversale elektromagnetische Welle in einem Gasplasma (→ Plasmaschwingungen) oder in Halbmetallen, die sich parallel zu einem homogenen Magnetfeld ausbreitet. Die Frequenz ω und die Wellenzahl q der A.-W. genügen der linearen Dispersionsrelation $\omega = v_A q$. Die Ausbreitungsgeschwin-

digkeit der A.-W. $\vec{v}_A = \vec{B}/\sqrt{\mu_0 \varrho}$ hängt nur von der Magnetfeldstärke B und der Massendichte ϱ des Gasplasmas oder der beweglichen Elektronen und Löcher des Halbmetalls ab. Dabei ist μ_0 die Permeabilität des Vakuums. A.-W.n sind im kosmischen Plasma sowie in Halbmetallen in Magnetfeldern um 10^3 G beobachtet worden. → Magnetohydrodynamik.

Zur Erzeugung von A.-W.n in Halbmetallen müssen saubere Kristalle bei tiefen Temperaturen mit Mikrowellen im GHz-Frequenzbereich bestrahlt werden, damit die Ladungsträger während einer Wellenperiode kaum gestreut werden und infolgedessen die A.-W. nur schwach gedämpft ist.

Algebra, eine Menge A von Elementen $x, y, z, \ldots$, die folgenden Bedingungen genügt: 1) A ist ein *linearer Raum*; und 2) in A ist eine *Multiplikation* erklärt, die das Assoziativ- und das Distributivgesetz erfüllt: $\lambda(xy) = (\lambda x)y = x(\lambda y)$ für beliebige Zahlen λ; $(xy)z = x(yz)$; $(x + y)z = xz + yz$ und schließlich $x(y + z) = xy + xz$. Ersichtlich muß das *Kommutativgesetz* bei Algebren nicht notwendig erfüllt sein. Es ist auch nicht notwendig, daß eine A. ein *Einselement* e enthält, d. h. ein Element e mit der Eigenschaft $xe = x$ bzw. $ex = x$ für alle $x \in A$. Man kann jedoch stets eine A. ohne Einselement zu einer mit Einselement erweitern. Eine *Teilalgebra* A' ist eine Untermenge von A, wenn die algebraischen Operationen nicht aus dieser Menge herausführen.

Der Begriff des *Ideals* ist für Abbildungen bzw. Darstellungen wichtig. Ein echter Teilraum $I_l \in A$ heißt *Linksideal* der A. A, wenn aus $x \in I_l$ und $a \in A$ stets $ax \in I_l$ folgt. Analog wird ein *Rechtsideal* definiert. I heißt *zweiseitiges Ideal*, wenn es sowohl Rechts- als auch Linksideal der A. A ist.

Mit Hilfe der zweiseitigen Ideale kann man die A. A in elementfremde Klassen einteilen (→ Gruppentheorie), wenn folgende *Äquivalenzrelation* zugrunde gelegt wird: die Elemente x_1, $x_2 \in A$ heißen äquivalent, wenn $x_1 - x_2 \in I$ ist. Die so gewonnenen Klassen von äquivalenten Elementen bilden ihrerseits eine A., die als *Quotientenalgebra* der A. A nach dem Ideal I bezeichnet wird, symbolisch A/I. Die homomorphe Abbildung der A. A auf die Quotientenalgebra A/I, die man erhält, wenn man jedem Element von A die Klasse zuordnet, die es enthält, heißt *natürlicher Homomorphismus*. Allgemein ist ein Homomorphismus einer A. A auf eine A. A' als eine Abbildung definiert, bei der die algebraischen Operationen im folgenden Sinne erhalten bleiben. Aus den Zuordnungen $x \to x'$ und $y \to y'$ folgt $\lambda x \to \lambda x'$, $x + y \to x' + y'$ und $xy \to x'y'$. Ist die Abbildung umkehrbar eindeutig, so sprechen wir von einem *Isomorphismus*. Bei einer homomorphen Abbildung einer A. A in eine A. A' ist das volle Urbild des Nullelementes in A' ein zweiseitiges Ideal in A, und das homomorphe Bild ist isomorph zur Quotientenalgebra A/I (→ Gruppentheorie).

Wenn der Homomorphismus in einer Abbildung von A in eine A. von linearen Operatoren über einem Vektorraum besteht, spricht man von einer *Darstellung* der A. A. Der betreffende Vektorraum wird dann als *Darstellungsraum* bezeichnet. Die in der Physik wichtigsten Darstellungen sind gegenwärtig die homomorphen Abbildungen in die A. aller beschränkten linearen Operatoren über einem Hilbert-Raum.

Die in der Physik gebräuchlichen Algebren enthalten meist noch eine weitere Operation, die *Involution* oder *Sternoperation*, bei Algebren beschränkter Operatoren über dem Hilbert-Raum ist das der Übergang von einem gegebenen Operator zum adjungierten. Eine A., in der eine Involution erklärt ist, heißt *symmetrische A.* oder *-A., wenn folgende Bedingungen erfüllt sind: a) A ist eine A. und in A ist eine Involution erklärt, so daß jedem $x \in A$ ein $x^* \in A$ zugeordnet wird. — b) es ist $x^{**} = x$. — c) $(\lambda x + \mu y)^* = \bar{\lambda} x^* + \bar{\mu} y^*$ und d) $(xy)^* = y^* x^*$.

Das Auftreten der Involution erfordert natürlich auch eine Erweiterung der übrigen, mit den Algebren zusammenhängenden Begriffssysteme. Insbesondere spricht man von einem *symmetrischen Homomorphismus* der A. A in die A. A', wenn die Zuordnung $x \to x'$ eine homomorphe Abbildung ist, und aus $y \to y'$ folgt $y^* \to y'^*$. Analog wie oben werden symmetrische Homomorphismen mit Hilfe symmetrischer zweiseitiger Ideale beschrieben, unter denen man Ideale versteht, die mit x auch x^* enthalten.

Eine weitere Bereicherung des Kalküls erhält man, wenn man die oben aufgeführten rein algebraischen Begriffe mit denen des *topologischen Raumes* verbindet. Man gelangt damit zu den *topologischen Algebren*. Hier sollen nur zwei spezielle topologische Algebren charakterisiert werden, die in der relativistischen Quantenfeldtheorie in den letzten Jahren starke Beachtung gefunden haben.

Eine *C*-A.* ist eine *symmetrische Algebra*, die *normiert* ist, in der die Norm von x mit der von x^* übereinstimmt für alle $x \in A$ und die abgeschlossen im Sinne der Norm ist.

Eine *von-Neumann-A.*, *W*-A.* oder *schwach abgeschlossene A.*, ist eine A. beschränkter linearer Operatoren, die auf einem Hilbert-Raum erklärt sind. Diese A. ist symmetrisch und abgeschlossen im Sinne des Skalarprodukts, d. h., mit $x_n \in A$ und $(f, x_n g) \to (f, xg)$ für beliebige Elemente f und g des Hilbert-Raumes ist auch $x \in A$. Die von-Neumann-A. kann man rein algebraisch auch so erklären: Ist eine Menge A beschränkter linearer Operatoren über einem Hilbert-Raum symmetrisch und gilt $A = A''$, so ist A eine von-Neumann-A., wenn man unter A'' den *Bikommutanten* von A versteht; das sind alle die Operatoren, die vertauschbar sind mit denjenigen Operatoren, die ihrerseits mit A kommutieren. → Boolesche A., → Cliffordsche A.

algebraische Funktion, eine endlich vieldeutige analytische Funktion, die keine wesentlichen Singularitäten, sondern nur Pole und Verzweigungspunkte als Singularitäten hat. Die zugehörige Riemannsche Fläche besteht aus n Blättern. Die Funktion $w(z) = \sqrt{(z-a)(z-b)}$ z. B. hat die zwei Verzweigungspunkte a und b, die durch den *Verzweigungsschnitt* auf einem

beliebigen Weg verbunden sind. Die zugehörige Riemannsche Fläche (→ Funktionentheorie) besteht aus zwei Blättern, und die Funktion hat in jedem Punkt z mit Ausnahme der Punkte $z = a$ und $z = b$ zwei verschiedene Werte. Der Punkt $z = \infty$ ist auf jedem Blatt ein Pol erster Ordnung.

A. F.en $w(z)$ können als Wurzeln einer algebraischen Gleichung der Form

$$w^n + r_1(z)\, w^{n-1} + \cdots + r_n(z) = 0$$

aufgefaßt werden, wobei die Koeffizienten $r_i(z)$ Polynome sind. *Nichtalgebraische Funktionen* sind z. B. e^z, $\sin z$, $\cos z$, $\log z$.

algebraische Quantenfeldtheorie, → axiomatische Quantentheorie.

Algorithmus, endliche Folge von Handlungen, von denen jede sich bei *deterministischem A.* eindeutig aus den vorhergehenden ergibt bzw. bei *stochastischem A.* durch ein statistisches Experiment bestimmt wird. Die Handlungen sind elementare Operationen zur Signalumwandlung. Für diskrete, diskontinuierliche Signale stellt jede Information ein Wort in einem endlichen Alphabet dar, dem durch die Operation ein eindeutig bestimmtes neues Wort über dem gleichen Alphabet zugeordnet wird. Der A. ist dann eine endliche Menge von Alphabetoperatoren. Unter einem *universellen algorithmischen System* versteht man eine Sprache, in der ein beliebiger A. in Standardform formuliert werden kann. Universelle algorithmische Systeme sind z. B. die Markoff-Algorithmen, die Graphenschemata nach Kaloujnine, die Flußdiagrammsprache, die Turing-Maschine und das Algorithmenschema nach Kolmogorow-Uspenski. Ein in einer festen Sprache fixierter A. ist ein *Programm.* Ein A. dient der Problemlösung, indem er eine gegebene Anfangsinformation in eine Zielinformation überführt, die noch entschlüsselt werden muß.

Es gibt algorithmisch unlösbare Probleme, für die gezeigt werden kann, daß bei gegebener Anfangs- und Zielinformation kein Überführungsalgorithmus existiert, → heuristischer Algorithmus.

Alhidade, → Theodolit.

alkaliähnliche Ionen, Ionen, die wie die Alkaliatome über einer oder mehreren abgeschlossenen Elektronenschalen je ein Elektron besitzen. A. I. sind z. B. Be^+, B^{++}, C^{+++}. Ihre Spektren gleichen denen der Alkalien.

Alkalidampflampe, → Gasentladungslichtquelle.

Alkalimetalle, die in der I. Hauptgruppe des → Periodensystems stehenden chemischen Elemente Lithium (Kernladungszahl $Z = 3$), Natrium ($Z = 11$), Kalium ($Z = 19$), Rubidium ($Z = 37$), Zäsium ($Z = 55$) und Frankium ($Z = 87$). Da die A. im Periodensystem jeweils auf Edelgase folgen, haben sie ein Leuchtelektron zusätzlich zur Konfiguration des vorhergehenden Edelgases. Das Leuchtelektron ist relativ schwach gebunden, so daß die A. besonders kleine Ionisierungsenergien und große Atomvolumina haben. Die optischen Spektren der A. ähneln dem → Wasserstoffspektrum (→ Atomspektren) und können daher nach Rydberg und Ritz durch eine verallgemeinerte Balmer-Formel $\lambda^{-1} = T_{nl} - T_{n'l'}$ mit den Termwerten $T_{nl} = R \dfrac{1}{\left(n + a_1 + \dfrac{a_2}{n^2}\right)^2}$ dargestellt werden. Hierbei bedeuten λ die Wellenlänge, R die Rydberg-Konstante, n und n' empirische Hauptquantenzahl des Leuchtelektrons, l und l' die Drehimpulsquantenzahl, a_1 die *Rydberg-* und a_2 *Ritz-Korrektur,* die von l abhängig sind. Die beim Coulomb-Potential auftretende Entartung der Zustände mit gleichen Werten von n und unterschiedlichen Werten von l ist hier aufgehoben. Denn auf der Bahn mit dem kleineren Bahndrehimpuls (kleineres l) taucht das Leuchtelektron weiter in den Atomrumpf ein (Tauchbahn) und kommt so in den Bereich größerer Abschirmung als auf der Bahn mit dem größeren Bahndrehimpuls. Das entsprechende Energieniveau liegt daher über dem mit dem größeren l (*Abschirmungsdublett*).

allgemeine lineare Gruppe, $GL(n, C)$, die Gruppe der regulären komplexen Matrizen der Ordnung n.

allgemeine physikalische Konstanten, → universelle Naturkonstanten.

allgemeine Quantenfeldtheorie, → axiomatische Quantentheorie.

allgemeine Relativitätstheorie, die von A. Einstein 1915 aufgestellte geometrische Theorie des Gravitationsfeldes. In dieser Theorie werden anstelle des Minkowski-Raumes der speziellen Relativitätstheorie vierdimensionale indefinite → Riemannsche Räume betrachtet, und der symmetrische metrische Tensor $g_{\mu\nu}$ dieser Räume wird mit dem Gravitationspotential identifiziert. Die das Gravitationsfeld beschreibenden Funktionen $g_{\mu\nu}$ sind die Lösungen der Einsteinschen Gravitationsgleichungen. Die physikalische Notwendigkeit für eine über die Newtonsche Theorie (Newtonsches → Gravitationsgesetz) hinausgehende Gravitationstheorie ergibt sich aus den Forderungen der speziellen Relativitätstheorie. Für die Gravitationstheorie bedeutet das, die nur gegenüber Galilei-Transformationen (→ Galilei-Gruppe) forminvariante Poisson-Gleichung $\Delta\varphi = -4\pi G\varrho$ (φ Gravitationspotential, G Newtonsche Gravitationskonstante, ϱ Materiedichte) durch Lorentz-invariante Gleichungen zu ersetzen. A. Einstein löste dieses Problem, indem er eine physikalische Besonderheit der Gravitation, die → Äquivalenz von träger und schwerer Masse, zum Ausgangspunkt seiner Überlegungen machte. Die für makroskopische Körper mit großer Genauigkeit bestätigte Gleichheit von träger und schwerer Masse bedeutet, daß in einem lokalen Inertialsystem Σ, das durch einen frei fallenden Kasten realisiert wird, die Wirkung eines äußeren Gravitationsfeldes auf die Bewegung makroskopischer Teilchen verschwindet (schwaches → Äquivalenzprinzip). Für die Kinematik solcher Teilchen gelten in diesem Bezugssystem also die Verhältnisse der speziellen Relativitätstheorie, in der das Linienelement (→ Riemannscher Raum) die Form

$$\mathrm{d}s^2 = \eta_{\mu\nu}\, \mathrm{d}x^\mu\, \mathrm{d}x^\nu \qquad (1)$$

hat. Dabei ist es in der a.n R. — im Gegensatz zur speziellen R. — üblich, die Zeitkomponente mit $\mu = 0$ statt mit $\mu = 4$ zu indizieren, also $ct = x_0$ oder $ct = x_4$, so daß das → Minkowski-

Symbol $\eta_{\mu\nu}$ hier die Form

$$\eta_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

hat. Ein kräftefreies Teilchen bewegt sich gemäß den Newtonschen Axiomen dann auf einer Geraden, die durch die Gleichung

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} = 0 \tag{2}$$

beschrieben wird; τ ist der Kurvenparameter. Der Übergang zu einem Bezugssystem Σ', das in bezug auf den frei fallenden Kasten beschleunigt ist, kann in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt lokal durch eine allgemeine Koordinatentransformation $x^\mu = x^\mu(\bar{x}^\nu)$ beschrieben werden. Die Gerade wird durch die Eigenschaft charakterisiert, extremale Verbindung zwischen zwei Punkten zu sein. Diese Eigenschaft ist aber vom Koordinatensystem unabhängig, so daß die Gleichung (2) in allgemeinen Koordinaten durch die Gleichung der → geodätischen Linie

$$\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \Gamma^\mu_{\lambda\varrho}\frac{dx^\lambda}{d\tau}\frac{dx^\varrho}{d\tau} = 0 \tag{3}$$

zu ersetzen ist (die $\Gamma^\mu_{\lambda\varrho}$ sind die → Christoffel-Symbole), während (1) durch den Ausdruck

$$ds^2 = g_{\mu\nu}\,dx^\mu\,dx^\nu \tag{4}$$

ersetzt werden muß.

Das Bezugssystem Σ', in dem die Gravitationskräfte nicht mehr von den → Trägheitskräften kompensiert werden, unterscheidet sich also durch die Metrik vom Bezugssystem Σ, und das Teilchen bewegt sich längs der Geodäten (3) in dem Riemannschen Raum, der durch das Linienelement (4) beschrieben wird. Die lokale Äquivalenz von Trägheit und Schwere bezüglich ihrer Wirkung auf makroskopische Teilchen hat also zur Folge, daß man vom Minkowski-Raum zu dem durch die Metrik $g_{\mu\nu}$ bestimmten Riemannschen Raum überzugehen hat, und daß die $g_{\mu\nu}$ diejenigen Anteile des Gravitationspotentials sind, die den Einfluß der Gravitation auf die makroskopische Teilchenbewegung beschreiben.

In der a.n R. wird dieses aus der Äquivalenz von träger und schwerer Masse folgende Ergebnis zu der Forderung verschärft, daß bezüglich eines in einem Gravitationsfeld frei fallenden Bezugssystems die Wirkungen dieses Feldes auf alle physikalischen Phänomene verschwinden sollen (starkes → Äquivalenzprinzip). Die Wirkungen eines Gravitationsfeldes sollen also nicht nur in ihrem Einfluß auf die Bewegung eines makroskopischen Teilchens, sondern auch bezüglich ihres Einflusses auf alle physikalischen Felder lokal von Trägheitswirkungen ununterscheidbar sein. Das bedeutet, daß die Komponenten des metrischen Tensors $g_{\mu\nu}$ die einzigen Funktionen sind, die das Gravitationsfeld beschreiben. Anders ist es in der → Tetradentheorie des Gravitationsfeldes. Die Einsteinschen Gravitationsgleichungen für die Bestimmung des metrischen Tensors $g_{\mu\nu}$ ergeben sich eindeutig, wenn man fordert, daß sie aus einem Wirkungsprinzip $\delta W = \delta \int \mathcal{L}\,dx^0\,dx^1\,dx^2\,dx^3 = 0$ herzuleiten sind, wo die Lagrange-Dichte $\mathcal{L}$ eine skalare Dichte ist, die den → Krümmungstensor $R^\lambda_{\mu\nu\varrho}$ linear enthält. Sie lauten

$$R_{\mu\nu} + \lambda g_{\mu\nu} = 0. \tag{5}$$

Hierbei ist $R_{\mu\nu} = \delta^\varrho_\tau R^\tau_{\mu\nu\varrho}$ der Ricci-Tensor und λ eine Konstante, die man für alle nichtkosmologischen Probleme gleich Null setzt, da sie aus physikalischen Gründen so klein ist, daß sie nur für kosmologische Probleme von Bedeutung ist (→ kosmologisches Modell). An die Stelle von (5) treten dann die Gleichungen

$$R_{\mu\nu} = 0. \tag{6}$$

Wegen der allgemeinen Kovarianz der Wirkungsfunktion W, aus der die Feldgleichungen hergeleitet werden, erfüllt der Ricci-Tensor $R_{\mu\nu}$ die vier Identitäten

$$(R^\nu_\mu - \tfrac{1}{2}\delta^\nu_\mu g^{\sigma\tau}R_{\sigma\tau})_{;\,\nu} = 0; \tag{7}$$

das Semikolon bedeutet die → kovariante Ableitung. Daher sind die 10 Feldgleichungen (5) bzw. (6) gleich 6 unabhängige Gleichungen für die $g_{\mu\nu}$. Das steht damit in Übereinstimmung, daß die $g_{\mu\nu}$ durch die Feldgleichungen (5) bzw. (6) wegen der allgemeinen Kovarianz dieser Gleichungen nur bis auf 4 willkürliche Funktionen bestimmt werden; die $g_{\mu\nu}$ werden durch die Feldgleichungen so weit bestimmt, daß mit $g_{\mu\nu}$ gleichzeitig alle $\bar{g}_{\mu\nu} = \frac{\partial x^\varrho}{\partial \bar{x}^\mu}\frac{\partial x^\sigma}{\partial \bar{x}_\nu}g_{\varrho\sigma}$ – und nur diese – Lösungen der Feldgleichungen sind.

Die Quellen des Gravitationsfeldes werden in der a.n R. durch den Materie-Tensor $T_{\mu\nu}$ eingeführt, der durch

$$R_{\mu\nu} = -\varkappa(T_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}g_{\mu\nu}g^{\sigma\tau}T_{\sigma\tau}) \tag{8}$$

definiert wird; $\varkappa$ ist die Einsteinsche Gravitationskonstante, die mit der Newtonschen → Gravitationskonstante gemäß $\varkappa = \frac{8\pi G}{c^4}$ zusammenhängt.

Die Gleichungen (8) lassen sich auch in der Form

$$R_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}g_{\mu\nu}g^{\varrho\sigma}R_{\varrho\sigma} = -\varkappa T_{\mu\nu} \tag{9}$$

schreiben. Man geht im allgemeinen so vor, daß man für $T_{\mu\nu}$ einen allgemein kovariant verallgemeinerten → Energie-Impuls-Tensor der speziell relativistischen Physik vorgibt und die dazugehörigen Gravitationspotentiale $g_{\mu\nu}$ durch Lösen der Gleichungen (9) bestimmt. Aus den Identitäten (7) folgt, daß $T_{\mu\nu}$ nicht beliebig gewählt werden kann, sondern den dynamischen Gleichungen

$$T^\nu_{\mu;\,\nu} = 0 \tag{10}$$

genügen muß. Die Integration der Gleichungen (10) liefert die Bewegungsgleichungen für die Materie. Da die Bewegungsgleichungen für makroskopische Teilchen die wesentliche Folge des schwachen Äquivalenzprinzips sind und somit als Formulierung desselben aufgefaßt werden können, ist das schwache Äquivalenzprinzip also eine Integrationsbedingung für die Einsteinschen Gleichungen.

In einem Gebiet, in dem das Gravitationsfeld schwach ist, kann der metrische Tensor durch geeignete Wahl der Koordinaten auf die Form $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu}$ gebracht werden, wobei $\gamma_{\mu\nu}$ sehr klein gegenüber der Minkowski-Metrik

$\eta_{\mu\nu}$ ist. Die Feldgleichungen (6) führen unter Voraussetzung der Einstein-Hilbertschen Koordinatenbedingung

$$\eta^{\mu\varrho}\,\partial_\varrho(\gamma_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}\,\eta_{\mu\nu}\,\eta^{\lambda\tau}\,\gamma_{\lambda\tau}) = 0 \qquad (11)$$

zu den linearisierten Feldgleichungen

$$\Box\gamma_{\mu\nu} \equiv \eta^{\alpha\beta}\,\partial_\alpha\,\partial_\beta(\gamma_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}\,\eta_{\mu\nu}\,\eta^{\lambda\tau}\,\gamma_{\lambda\tau}) = 0. \qquad (12)$$

Schon die Spezialisierung auf schwache Felder führt also zu einem wesentlichen Unterschied zwischen Newtonscher und Einsteinscher Gravitationstheorie. An die Stelle der Laplace-Gleichung der Newtonschen Theorie tritt die Wellengleichung (12); es treten also → Gravitationswellen auf.

Betrachtet man die linearisierten Einsteinschen Gleichungen für den Fall, daß die $\gamma_{\mu\nu}$ zeitunabhängig sind und die Materie im Ruhsystem genähert als eine druckfreie Flüssigkeit beschrieben werden kann (→ Energie-Impuls-Tensor), so erhält man für eine Komponente des Feldes das Newtonsche Potential, während die anderen gleich Null sind. Die Newtonsche Theorie ist somit als Grenzfall in der a.n R. enthalten.

Die a. R. besagt, daß eine enge Verbindung zwischen Geometrie und physikalischer Materie besteht. Ein Teil dieser Materie, die Gravitation, wird dabei mit der Geometrie der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt identifiziert, während die nichtgravitative Materie und die Geometrie sich gegenseitig gemäß den Einsteinschen Gleichungen (8) bestimmen.

Eine Richtung dieser Aussage, daß die Raum-Zeit auf die Materie wirkt, war der Ausgangspunkt für die a. R. Diese Wirkung sieht nach dem Äquivalenzprinzip so aus, daß die Raum-Zeit auf verschiedene Probekörper in der gleichen Weise wirkt. Die umgekehrte Richtung, nämlich die von der a. R. behauptete Wirkung der Materie auf die Raum-Zeit, wurde ebenfalls empirisch geprüft. Es wurde die nach der a.n R. durch die Sonnen- bzw. Erdmasse bewirkte Krümmung des Raumes in ihrer Wirkung auf die Bewegung des Merkur (→ Periheldrehung des Merkur), auf den Verlauf der Lichtstrahlen (→ Lichtablenkung im Schwerefeld) und auf die Frequenz der Spektrallinien von Atomen (→ Rotverschiebung im Schwerefeld) beobachtet und mit den theoretischen Voraussagen der a.n R. verglichen. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung. Neuerdings kennt man außer diesen drei klassischen Effekten neue relativistische Effekte (→ Entfernungsmessung), deren Beobachtungsmöglichkeiten gegenwärtig untersucht werden.

Es muß allerdings gesagt werden, daß diese Effekte noch keine eindeutige Entscheidung über die konkrete Form der Feldgleichungen zulassen. In dieser Hinsicht sind Modifikationen durchaus möglich und teilweise auch wünschenswert, zumal es in anderer Hinsicht, insbesondere bei der Verschmelzung von a.r R. und Quantenmechanik, Schwierigkeiten gibt. Um dieses Problem zu lösen sind unter Umständen Modifikationen nötig, die auch Äußerungen der makroskopischen Konsequenzen der Theorie mit sich bringen. Was allerdings sicher ist, gerade durch die erwähnten relativistischen Effekte, ist die Tatsache, daß jede Modifikation nicht gegen die a. R. zu geschehen hat, sondern eine Vertiefung der in der a.n R. begründeten Auffassungen sein muß.

Der Ausgangspunkt für die Entstehung der a.n R. waren rein lokale Probleme, wie das Äquivalenzprinzip. Ihre ersten empirischen Bestätigungen waren die oben erwähnten relativistischen Effekte der Periheldrehung des Merkur und die Lichtablenkung, die die vom Gravitationsfeld der Sonne bestimmte Raum-Zeit-Struktur testeten. Ausgangspunkt der a.n R. waren Aussagen über die Physik in Gebieten, die höchstens von der Größenordnung des Sonnensystems sind. Die Tragweite der in der a.n R. begründeten physikalischen Auffassung kommt darin zum Ausdruck, daß sie zu großen Erfolgen bei der Behandlung kosmologischer Probleme führte. Insbesondere konnte sie die kosmologische Rotverschiebung und die → kosmische Urstrahlung erklären.

Lit. Einstein: Über spezielle und allgemeine Relativitätstheorie (Berlin, Oxford u. Braunschweig 1969); Einstein: Grundzüge der Relativitätstheorie (Berlin, Oxford u. Braunschweig 1969); Fock: Theorie von Raum, Zeit und Gravitation (dtsch Berlin 1960); v. Laue: Die Relativitätstheorie, 2 Bde (Braunschweig 1953); Treder: Relativität und Kosmos (Berlin, Oxford u. Braunschweig 1968).

allgemeines Elastizitätsgesetz. Stoffe, die bei großer Verformung noch elastisch sind, folgen einem allgemeinen Elastizitätsgesetz: $\varepsilon = f(\sigma, T)$, wobei ε die Dehnung, σ die Spannung und T die Temperatur bedeuten.

Allobar, ein chemisches Element mit anderer als der natürlichen Isotopenzusammensetzung. Jedes angereicherte Element ist ein A. zum natürlichen Element.

Allometrie, die Beschreibung des funktionalen Zusammenhanges zweier Größen durch eine Potenzfunktion der Form $y = b \cdot x^\alpha$. Man unterscheidet positive A. ($\alpha > 1$), isometrische A. ($\alpha = 1$) und negative A. ($\alpha < 1$). Trägt man die Systemvariablen x und y in einem doppelt logarithmischen Koordinatensystem auf, so entsteht bei einer A. zwischen den beiden Variablen eine von den Konstanten α und b abhängende Gerade. Trotz der großen Komplexität lebender Systeme lassen sich manche dieser Prozesse durch einfache *allometrische Beziehungen* darstellen. So folgt die Pulsfrequenz einer Potenzfunktion der Körpermasse, wobei es sich um eine negative A. handelt, da mit steigender Körpermasse die Pulsfrequenz der einzelnen Individuen abnimmt; diese Aussage gilt von der Fledermaus bis zum Elefanten. Allometrische Beziehungen finden auch in der Theorie des → Wachstums Anwendung.

Allotropie, → Modifikationen.

Alnico, → magnetische Werkstoffe.

Alpenglühen, → Dämmerung.

Alphaspektrometrie, *α-Spektrometrie*, die experimentelle Technik zur Bestimmung des α-Spektrums. Die A. dient heute vor allem zur Untersuchung der bei Kernreaktionen emittierten Teilchen. Folgende Methoden werden angewandt: 1) Die Ablenkung im elektrischen oder magnetischen Feld ermöglicht A. mit hoher Energieauflösung. 2) Reichweitemessungen in Kernspuremulsionen werden vor allem bei langlebigen Kernen ausgeführt. 3) Die Proportio-

nalität zwischen Teilchenenergie und Impulsgröße bei Ionisationskammern, Szintillationszählern und Halbleiterdetektoren wird in Impulshöhenanalysatoren ausgenutzt. 4) Koinzidenzmessungen werden hauptsächlich mit Szintillationszählern und Halbleiterdetektoren durchgeführt.

Alphaspektrum, *α-Spektrum*, die Häufigkeitsverteilung der Energie- bzw. Impulswerte der beim α-Zerfall emittierten α-Teilchen. Die kinetische Energie der α-Teilchen ergibt sich aus der Differenz der Bindungsenergien zwischen zerfallendem und entstehendem Kern und der Bindungsenergie E_α des α-Teilchens zu

$$E_\alpha = (M_{\text{Anfang}} - M_{\text{Ende}} - M_{4_{\text{He}}}) \cdot c^2$$

und ist scharf definiert, d. h. sie liefert ein diskretes Spektrum. Schwache Linien etwas geringerer Energie rühren daher, daß der Endkern angeregt sein kann. Dann ist der α-Zerfall von einer schwachen γ-Strahlung begleitet, die von der Abregung dieser angeregten Niveaus herrührt. Ist der etwa durch β-Zerfall entstandene Ausgangskern angeregt, dann sind Feinstrukturlinien höherer Energie möglich.

Alphastrahlen, svw. Alphastrahlung.

Alphastrahler, *α-Strahler*, Radionuklide, die α-Zerfall zeigen. A. sind vor allem schwere Kerne, bei denen die Bindungsenergie je Nukleon ungefähr 6 MeV beträgt und somit die große Bindungsenergie des dabei emittierten α-Teilchens ausreicht, die vier Nukleonen aus dem Kern herauszulösen, ferner einige leichte Kerne, darunter die Kerne $^{8}_{4}$Be und $^{12}_{6}$N, die in zwei bzw. drei α-Teilchen zerfallen können, sowie einige Kerne im Gebiet der Seltenerdmetalle in der Nähe der magischen Neutronenzahl 82. Die Halbwertszeiten der A. schwanken zwischen $3 \cdot 10^{-7}$ Sekunden bei $^{212}_{84}$Po und $5 \cdot 10^{15}$ Jahren bei $^{144}_{60}$Nd, die kinetischen Energien zwischen 1,9 MeV bei $^{144}_{60}$Nd und 8,8 MeV bei $^{212}_{84}$Po. Der Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten λ des A.s und der Energie E des emittierten α-Teilchens wird durch die → Geiger-Nuttall-Beziehung ausgedrückt.

Alphastrahlung, *α-Strahlung*, *Alphastrahlen*, *α-Strahlen*, eine Korpuskularstrahlung, die beim radioaktiven Zerfall – vorwiegend natürlicher radioaktiver Nuklide – auftritt.

Sie kann auch durch Beschleunigung von Heliumkernen im Zyklotron erzeugt und auf Grund ihrer ionisierenden Wirkung z. B. mit Zählrohren registriert werden. A. schwärzt Photoemulsionen, erzeugt Lichtblitze auf Leuchtschirmen und läßt sich in Spurkammern sichtbar machen. Man kann sie zur Umwandlung von Elementen mit niedriger Ordnungszahl benutzen. Bei radioaktiven Umwandlungen wird die A. je nach Atomart mit kinetischen Energien zwischen 4,6 und 10,4 MeV emittiert; dies entspricht 5 bis 7,5% der Lichtgeschwindigkeit.

A. besteht aus *Alphateilchen* (*α-Teilchen*), d. s. Heliumkerne ($^{4}_{2}$He), die sich aus zwei Protonen und zwei Neutronen zusammensetzen (gg-Kerne) und eine Masse von $6{,}64 \cdot 10^{-24}$ g haben. Auf Grund ihrer ungewöhnlich hohen Bindungsenergie von 28,3 MeV sind die α-Teilchen außerordentlich stabil. Sie haben den Spin Null und kein magnetisches Moment. Die Häufigkeitsverteilung der Energie- bzw. Impulswerte der α-Teilchen ergibt das → Alphaspektrum. A. aussendende Radionuklide werden als → Alphastrahler bezeichnet.

Alphateilchen, → Alphastrahlung.

Alphateilchenmodell, → Kernmodelle.

Alphatron, ein Ionisationsvakuummeter, → Vakuummeter.

Alphaumwandlung, svw. Alphazerfall.

Alphazerfall, *α-Zerfall*, *Alphaumwandlung*, *α-Umwandlung*, eine Art des radioaktiven Zerfalls, die spontane Umwandlung von Alphastrahlern unter Emission von Alphateilchen (→ Alphastrahlung). Entsprechend dem Massenverhältnis von Kern und Alphateilchen ist die Rückstoßenergie der Kerne sehr gering, bei schweren Kernen liegt sie in der Größenordnung 0,1 MeV.

Die quantenmechanische Beschreibung des A.s wurde 1928 von Gamow sowie unabhängig von ihm von Gurney und Condon gegeben. Bei der *Gamow-Theorie* wird ein einfaches Kernmodell (nur unter Berücksichtigung der Coulomb-Kräfte) vorausgesetzt, nach dem das α-Teilchen im Kern bereits existiert. Es unterliegt im Kern den anziehenden Kernkräften, außerhalb der elektrostatischen Abstoßung. Durch den Coulomb-Wall, in diesem Fall als *Gamow-Berg* bezeichnet, wird es im Kern festgehalten. Die Emission von α-Teilchen ist nur nach dem quantenmechanischen Tunneleffekt möglich. Die Zerfallskonstante λ hängt nach der Formel

$$\lambda = \frac{\sqrt{2}\,\pi\,\hbar^2}{M^{3/2}\,R^3\sqrt{B-E}} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{R}{\hbar}\sqrt{2MB}\left(\pi\sqrt{\frac{B}{E}} - 4\right)\right]$$

von der reduzierten Masse $M = M_\alpha \cdot M_R/(M_\alpha + M_R)$, von der Zerfallsenergie E, der Höhe $B = 2\,Ze^2/R$ des Coulomb-Walles und besonders empfindlich vom Radius R des Restkerns ab. M_α und M_R sind die Massen des α-Teilchens und des Restkerns, Z ist dessen Ordnungszahl, $\hbar$ ergibt sich nach $\hbar = h/2\pi$ aus dem Planckschen Wirkungsquantum h. Aus experimentellen Werten der Zerfallskonstanten und der α-Teilchenenergie lassen sich nach dieser Formel Kernradien von beim A. entstehenden Kernen bestimmen. Die Voraussetzung des bereits existierenden α-Teilchens ist für Kerne mit ungerader Nukleonenzahl und für uu-Kerne am wenigsten erfüllt. Bei diesen Kernen treten auch wesentlich kleinere Zerfallskonstanten auf, da die Wahrscheinlichkeit der α-Teilchenbildung zusätzlich berücksichtigt werden muß. Eine zweite Korrektur ergibt sich bei diesen Kernen aus dem Einfluß des Drehimpulses des Restkerns, der durch die Zentrifugalschwelle ebenfalls eine Vergrößerung der Halbwertszeit bewirkt.

Lit. → Kernphysik.

Alphinateilchen, der aus zwei Protonen und einem Neutron bestehende $^{3}_{2}$He-Kern. Das A. hat eine Bindungsenergie von 7,7 MeV, den Spin 1/2 und ein magnetisches Moment von 2,13 Kernmagnetonen.

Altern, die Verfestigung eines Materials nach vorangegangener Dehnung über die Fließgrenze

hinaus, wobei die Verfestigung im Ruhezustand erfolgt.

alternierende Gruppe, → symmetrische Gruppe.

alternierender Gradient, → Fokussierung.

Altersbestimmung, → physikalische Altersbestimmung.

Alterssichtigkeit, → Akkommodation.

Alterstheorie, svw. Age-Theorie.

Alterung magnetischer Werkstoffe, die Verschlechterung der magnetischen Eigenschaften eines ferromagnetischen Körpers bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes im Verlaufe von Tagen, Wochen oder auch Jahren (→ Nachwirkung 1). Die A. m. W. tritt infolge langsam ablaufender Gefügeveränderungen, z. B. Ausscheidungen, ein. Bei Magnetweicheisen z. B. darf die prozentuale Zunahme der Koerzitivfeldstärke nach einer künstlichen Alterung von 100 Stunden bei 100 °C nicht über 10% liegen.

Altocumulus, → Wolken.

Altostratus, → Wolken.

Am, → Amerizium.

AM, svw. Amplitudenmodulation, → Modulation.

A/m, → Ampere/Meter.

ambipolare Diffusion, gleichgerichtete Diffusion ungleichnamiger Ladungsträger im gleichgerichteten Konzentrationsgefälle, für den Plasmazustand spezifische Diffusionsform. Wie bei Atomen (oder Molekülen) im gasförmigen Aggregatzustand verursachen die vorhandenen Konzentrationsunterschiede eine Diffusion; dabei diffundieren aber die Elektronen wegen ihrer größeren Beweglichkeit $b_e = e/(m_e \nu_{ce})$ (→ Driftgeschwindigkeit) zunächst schneller als die schwereren Ionen. Als Folge davon aber treten eine differentielle Ladungstrennung und damit elektrische Felder auf, die die schnellere Bewegung der Elektronen hemmen und schließlich bewirken, daß Elektronen und Ionen gleich schnell diffundieren. Nimmt man an, daß das Plasma neben dem Neutralgas nur Elektronen mit der Konzentration n_e und positive Ionen mit n_+ enthält, so lassen sich die *Stromdichten* $\vec{j}_e = -eD_e \operatorname{grad} n_e + n_e e b_e \vec{E}$ und $\vec{j}_+ = -eD_+ \operatorname{grad} n_+ - n_+ e b_+ \vec{E}$ dieser Ladungsträger aus den *Diffusionskoeffizienten* D_e bzw. D_+ und aus ihren *Beweglichkeiten* b_e bzw. b_+ berechnen, wenn $\vec{E}$ die Summe aus dem inneren elektrischen Raumladungsfeld und etwa vorhandenen äußeren Feldern ist und der Poisson-Gleichung $\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\varrho$ genügt, in der $\varrho = e(n_+ - n_e)$ die Raumladungsdichte ist. Ist das Plasma quasineutral, d. h., gilt $n_e \approx n_+ \approx n$, so erhält man

$$\vec{E} = \frac{D_e - D_+}{b_e + b_+} \cdot \frac{\operatorname{grad} n}{n}$$

und danach

$$\vec{j}_+ = \vec{j}_e = \vec{j}_a = -e \cdot \frac{D_e b_+ + D_+ b_e}{b_e + b_+} \cdot \operatorname{grad} n$$

für die Stromdichte der a. D. Wegen

$\vec{j}_a = n \cdot e \cdot \vec{v}_a$ ist dann

$$\vec{v}_a = \vec{v}_e = \vec{v}_+ = -\frac{D_e b_+ + D_+ b_e}{b_e + b_+} \cdot \frac{\operatorname{grad} n}{n}$$

die Geschwindigkeit der a.n D. Der Ausdruck

$$\frac{D_e b_+ + D_+ b_e}{b_e + b_+} = D_a$$

wird als *Koeffizient der a.n D.* bezeichnet. Für den Fall, daß im Plasma außer Elektronen und positiven Ionen auch negative Ionen vorhanden sind, läßt sich das Problem der a.n D. entsprechend formulieren.

ambipolare Drift, Bezeichnung für die „gemeinsame" mittlere gerichtete Bewegung von Teilchen unterschiedlichen Vorzeichens im äußeren elektrischen Feld, die durch die Beweglichkeiten beider Ladungsträgerarten μ_i und ihre Diffusionskoeffizienten D_i beschrieben werden kann, indem man als a. D. die Größe $D_a = \frac{\sum D_i \mu_i}{\sum \mu_i}$ einführt.

Amblyopie, → ophthalmologische Optik.

AME, → atomare Masseeinheit.

Amerizium, Am, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 95, ein Transuran. Bekannt sind elf Isotope der Massezahlen 237 bis 247. Das längstlebige Isotop ist ^{243}Am mit einer Halbwertszeit von 7950 Jahren, das α-Teilchen mit einer Energie von 5,27 und 6,22 MeV emittiert. Am schnellsten zerfällt ^{246}Am mit einer Halbwertszeit von 25 Minuten. Ein spontan spaltendes Am-Isotop ist nicht bekannt. Zuerst hergestellt wurde ^{241}Am. Es entsteht z. B. über zweifachen Neutroneneinfang durch ^{239}Pu und nachfolgenden β^--Zerfall: $^{239}\mathrm{Pu}(n,\gamma)\,(n,\gamma) \xrightarrow{\beta^-} {}^{241}\mathrm{Am}$.

A-Mesonen, → Elementarteilchen.

Ametropie, → Augenoptik.

Amici-Bertrandsche Linse, → Polarisationsmikroskop.

Amici-Prisma, Bezeichnung für verschiedene Formen von Umkehrprismen, → Reflexionsprisma, → Dispersionsprisma.

amorph, Bezeichnung für feste Stoffe, deren kleinste Bausteine, Atome oder Moleküle, keine kristalline Ordnung aufweisen. Alle a.en Stoffe haben mehr oder weniger das Bestreben, in den thermodynamisch stabilen kristallinen Zustand (→ Kristall) überzugehen. Wegen der großen inneren Reibung und geringen Diffusionsgeschwindigkeit ist diese Rekristallisation oft unmerklich gering. Diese Rekristallisation ist stets mit Wärmeentwicklung verbunden, sie kann deshalb durch Erwärmung beschleunigt werden.

A.e Stoffe sind im Gegensatz zu den anisotropen Kristallen isotrop, sie zeigen z. B. keine Spaltbarkeit wie – optisch ebenfalls isotrope – kubische Kristalle. Sie haben keinen charakteristischen Schmelzpunkt, sondern gehen allmählich über langsames Erweichen in den flüssigen Zustand über. Deshalb nennt man a.e Stoffe auch *unterkühlte Flüssigkeiten* mit sehr großer innerer Reibung.

A.e Festkörper geben bei der Beugung von Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen keine scharfen Interferenzen wie kristalline Stoffe, sondern höchstens wenige diffuse Interferenzlinien bei kleinen Beugungswinkeln. Diese rühren daher, daß die Häufigkeitsverteilung der Atomabstände Maxima hat, die z. B. den Abständen der demselben Molekül angehörenden Atome oder auch dem Abstand unmittelbar benachbarter, chemisch nicht gebundener Atome entsprechen. Andererseits geben polykristalline Stoffe mit Kristalliten, deren Abmes-

sungen die Wellenlänge nur um wenige Größenordnungen übersteigen, Beugungsdiagramme, die von solchen a.er Körper nicht zu unterscheiden sind. Körper, deren Röntgenbeugungsaufnahmen sie a. erscheinen lassen, nennt man *röntgenamorph*; sie können sich durch Beugungsaufnahmen mit wesentlich kurzwelligerer Strahlung (z. B. Elektronenstrahlen) als feinkristallin erweisen. Eine scharfe Abgrenzung zwischen a.em und feinkristallinem Zustand ist nicht möglich.

A.e Stoffe sind in der Natur viel seltener als kristalline. Man kann sie herstellen durch sehr rasches Erstarren einer Schmelze oder aus kolloidalen wäßrigen Lösungen durch rasches Verdampfen oder durch Aufdampfen auf eine tiefgekühlte Oberfläche oder durch Bestrahlung von Kristallen mit energiereichen Teilchen, z. B. Ionen oder Neutronen.

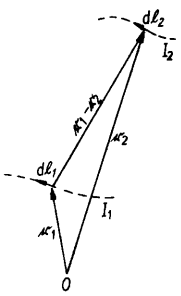
Zu den a.en Stoffen zählt vor allem Glas. Von manchen Autoren werden auch die flüssigen und gasförmigen Phasen als a. bezeichnet.

Ampere, A, 1) *absolutes A.*, SI-Grundeinheit der elektrischen Stromstärke. Vorsätze erlaubt. Das A. ist die Stärke eines zeitlich unveränderlichen elektrischen Stroms durch zwei geradlinige, parallele, unendlich lange Leiter der relativen Permeabilität 1 und von vernachlässigbarem Querschnitt, die einen Abstand von 1 m haben und zwischen denen die durch den Strom elektrodynamisch hervorgerufene Kraft im leeren Raum je 1 m Länge der Doppelleitung $2 \cdot 10^{-7}$ N beträgt.

Milliampere, mA, 1 mA = 10^{-3} A; *Mikroampere*, μA, 1 μA = 10^{-6} A; *Nanoampere*, nA, 1 nA = 10^{-9} A; *Kiloampere*, kA, 1 kA = 10^{3} A.

2) SI-Einheit der magnetischen Spannung. Vorsätze erlaubt. Das A. ist die magnetische Spannung zwischen zwei Punkten im Abstand von 1 m in Richtung des Vektors eines magnetischen Feldes mit der Feldstärke 1 A/m. 1 A = 1(A/m) · m.

3) *internationales A.*, A_{Int}, ursprüngliche Definition des A., war definiert als ein unveränderlicher Strom, der beim Durchgang durch eine wäßrige Lösung von Silbernitrat in 1 s 0,001 118 g Silber abscheidet. Das A_{Int} wurde 1954 durch das absolute A. abgelöst. 1 A_{Int} = 0,999 85 A.



Ampèresches Gesetz

Amperemeter, svw. Strommesser.

Ampere/Meter, A/m, gesetzliche Einheit der magnetischen Feldstärke. Das Ampere/Meter ist die magnetische Feldstärke, die im Vakuum von einem elektrischen Strom der Stärke 1 A durch einen unendlich langen, geraden Leiter von kreisförmigem Querschnitt auf dem Rand einer zum Leiterquerschnitt konzentrischen Kreisfläche von 1 m Umfang hervorgerufen wird.

Ampèresche Doppelschicht, → Doppelschicht 2).

Ampèresche Molekularströme, innere Ringströme als Ursache der Magnetisierung der Stoffe. Dieses Modell, das erstmalig von Ampère vorgeschlagen wurde, basiert auf der Äquivalenz des Magnetfeldes einer ebenen Leiterschleife und eines magnetischen Dipols. Der Bewegung der Elektronen im Inneren der Atome und Moleküle entsprechen tatsächlich solche ständig widerstandslos fließenden elektrischen Ströme. Es stellte sich jedoch bald heraus, daß viele Erscheinungen damit nicht quantitativ gedeutet werden konnten. Lediglich die Magnetisierung diagmagnetischer Substanzen beruht allein auf inneratomaren Strömen, die durch Induktionseffekte beim Einschalten des Magnetfeldes entstehen. Die Magnetisierung para- und ferromagnetischer Substanzen beruht nach unseren heutigen Erkenntnissen ganz oder teilweise auf dem Elektronenspin. Die Elektronen besitzen ein magnetisches Eigenmoment und einen mechanischen Drehimpuls. Da diese durch das gyromagnetische Verhältnis fest miteinander verbunden sind, verursacht eine Magnetisierungsänderung des Körpers einen Drehimpuls des ganzen Körpers ebenso wie beim Modell A.r M. Quantitativ richtige Ergebnisse erhält man jedoch nur unter Voraussetzung des Elektronenspins (→ Einstein-de-Haas-Effekt).

Ampèresche Regel, → Schraubenregel.

Ampèresche Schwimmerregel, → Schraubenregel.

Ampèresches Gesetz, das Elementargesetz über die Kraft zwischen elektrischen Strömen. Die Kraft $d\vec{F}$ zwischen zwei geraden, unendlich dünnen Stromelementen $d\vec{l}_1$ und $d\vec{l}_2$ (wobei $d\vec{l}$ die infinitesimale Länge des Stromelementes ist), die vom Strom I_1 bzw. I_2 durchflossen werden und die sich an Punkten im Raum mit dem Ortsvektor $\vec{r}_1$ bzw. $\vec{r}_2$ befinden, beschreibt das Ampèresche G. zu

$$d\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} I_1 I_2 \frac{[d\vec{l}_2 \times [d\vec{l}_1 \times (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)]]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3}.$$

Dabei ist $\vec{r}_2 - \vec{r}_1$ der Vektor vom Stromelement $d\vec{l}_1$ nach $d\vec{l}_2$, μ_0 die magnetische Feldkonstante und μ_r die relative Permeabilität des Mediums zwischen den Stromelementen (Abb.). Die Kraft zwischen zwei Leitern endlicher Länge folgt daraus durch Integration über die Stromwege.

Das Ampèresche G. wurde analog dem Coulombschen Gesetz auf der Grundlage der Fernwirkungstheorie aufgestellt. Vom Standpunkt der Feldtheorie (Nahwirkungstheorie) befindet sich jedes Stromelement im magnetischen Feld $\vec{B}$ des anderen Stromelementes, und die vom Stromelement $d\vec{l}_1$ auf $d\vec{l}_2$ ausgeübte Kraft ergibt sich zu $d\vec{F}_{12} = I_2 [d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1]$. Dabei bedeutet

$$\vec{B}_1 = \frac{\mu_0 \mu_r}{4\pi} I_1 \frac{[d\vec{l}_1 \times (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3}$$ die vom Stromelement $d\vec{l}_1$ am Ort von $d\vec{l}_2$ erzeugte magnetische Induktion, die mit der durch das → Biot-Savartsche Gesetz gegebenen magnetischen Feldstärke durch die Beziehung $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ verknüpft ist. Das Stromelement $d\vec{l}_2$, die Induktion $\vec{B}_1$ und die Kraft $d\vec{F}_{12}$ bilden ein Rechtssystem (Dreifingerregel der linken Hand, → Schraubenregel). Die Kraft $d\vec{F}_{12}$ ist der vom Stromelement $d\vec{l}_2$ auf $d\vec{l}_1$ ausgeübten Kraft entgegengesetzt gleich. → Kraft.

Ampèresches Gestell, eine einfache Vorrichtung zur Demonstration der anziehenden bzw. abstoßenden Kräfte zwischen parallelen bzw. antiparallelen elektrischen Strömen. Das Ampèresche G. besteht aus zwei rechteckigen Drahtschleifen, von denen eine um eine vertikale Achse leicht drehbar gelagert ist. → magnetische Kraft.

Ampèresches Verkettungsgesetz, svw. Durchflutungsgesetz.

Amperesekunde, A · s, SI-Einheit der Elektrizitätsmenge oder der elektrischen Ladung. 1 A · s = 1 C.

Amperestunde, A · h, inkohärente Einheit der Elektrizitätsmenge oder der elektrischen Ladung. 1 A · h = 3600 A · s = 3600 C.

Amperewindung, Aw, früher Einheit der magnetischen Spannung, ersetzt durch Ampere.

Amperewindungszahl, → Durchflutung.

Amphidromie, in der Ozeanologie das Zentrum einer Drehwelle, die durch Überlagerung einer Längs- und einer Querschwingung entstanden ist.

In breiten Meeresbecken sind besonders durch Gezeitenkräfte aufrecht erhaltene stehende Wellen in Längs- und Querrichtung möglich. Querschwingungen entstehen auch infolge der ablenkenden Kraft der Erdrotation. Die Überlagerung beider Schwingungen ergibt keine einfache Schaukelbewegung, sondern eine kreisförmig umlaufende Drehwelle.

Die Linien gleicher Hochwasserzeit laufen im Drehpunkt wie die Speichen eines Rades zusammen. Dabei tritt im Drehpunkt durch Überlagerung der Gezeitenwellen kein Tidenhub auf.

Amphilie, die Tendenz einiger Substanzen, sich an Grenzflächen orientiert anzureichern. Die Moleküle solcher Substanzen weisen hydrophile und hydrophobe Bereiche auf, z. B. die Seifen mit ihrem hydrophoben Kohlenwasserstoffrest CH_3–CH_2–··· und ihrer hydrophilen Karboxylgruppe –COOH.

Ampholyt, → Amphoterie.

Amphoterie, Eigenschaft eines Moleküls, in beiden Richtungen eines korrespondierenden Reaktionspaares (z. B. Säure – Base; Reduktion – Oxydation) reagieren zu können. Ein solches Molekül, das also je nach Reaktionspartner und -milieu als Base wie als Säure reagieren kann, wird nach Brönsted als *Ampholyt* bezeichnet.

Amplidyne, *Zwischenbürstenverstärker,* eine → Querfeldmaschine, die als zweistufiger Verstärker mit sehr hoher Verstärkung arbeitet. Die zu verstärkende Spannung wird der Erregerwicklung zugeführt. Vom Erregerfeld wird im Anker eine Spannung induziert und ein Strom durch den kurzgeschlossenen Zwischenbürstenkreis $A' - B'$ getrieben. Das entstehende Ankerquerfeld induziert eine an den Bürsten $A - B$ abnehmbare Spannung. Die Rückwirkung des vom Belastungsstrom erregten Ankerlängsfelds verhindert eine Kompensationswicklung. Die erste Verstärkungsstufe wird durch Steuer- und Kurzschlußkreis gebildet, die zweite durch Kurzschluß- und Belastungskreis. Bei einer Zeitkonstante von 0,1 s werden Verstärkungen von 1 : 1000···10000 erreicht (Abb.).

Amplitude, → Schwingung.

Amplitudenanalysator, → Vielkanalanalysator.

Amplitudenbegrenzung, eine Maßnahme zur Stabilisierung von Sendern und zur Vermeidung der Übersteuerungen von Verstärkern und Modulatoren, wobei die Spannungen auf einen gewissen Höchstwert begrenzt werden. Eine A. läßt sich z. B. durch Verwendung geeignet vorgespannter Dioden oder bei Röhrenschaltung durch Gitterstromeinsatz erreichen (→ Begrenzer).

Bei frequenzmodulierten Übertragungen (z. B. im UKW-Rundfunk) wird die A. im Empfänger angewendet, um durch Unterdrückung der unerwünschten Amplitudenmodulation eine Störverringerung zu erzielen. Bei Fernsehempfängern dient die A. sowohl zur Unterdrückung von Störimpulsen als auch zur Abtrennung der Synchronimpulse vom Bildsignal.

Amplitudendichte, → spektrale Amplitudenverteilung.

Amplitudenfilter, svw. Begrenzer.

Amplitudenfunktion, in der Schwingungslehre die Abhängigkeit der Amplitude einer Schwingung von den Orts- und Zeitkoordinaten. Die A. von ungedämpften harmonischen Schwingungen ist konstant; gedämpfte harmonische Schwingungen haben eine zeitabhängige A. $a(t) : x = a(t) \cos(\omega t + \alpha)$, $a(t) = c\,e^{-\varrho t}$, wobei c, ϱ, ω und α Konstanten sind.

In der Quantenmechanik bezeichnet man gelegentlich die zeitunabhängige Wellenfunktion $\varphi(x, y, z)$ eines stationären Zustands als A.; sie ist mit der zeitabhängigen Wellenfunktion vermöge $\psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \exp(-iEt/\hbar)$ verknüpft.

Amplitudenmodulation, → Modulation.

Amplitudenresonanz, → Resonanz.

Amplitudenstrukturen, → Mikroskopie.

Amplitudenverteilung, → spektrale Amplitudenverteilung.

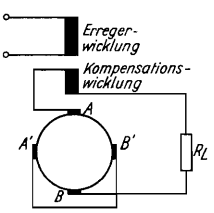
amu, → atomare Masseeinheit 1).

An, → Radon.

Anaglyphenverfahren, → stereoskopisches Sehen.

anallaktischer Punkt, Bezugspunkt für die optische Entfernungsmessung mit distanzmessenden Fernrohren, → Entfernungsmesser.

Analog-Digital-Wandler, eine elektrische Schaltung, die es ermöglicht, ein analoges Signal in ein digitales Signal umzuwandeln. Unter einem analogen Signal versteht man eine physikalische Größe, meist eine Spannung, die innerhalb der gegebenen Grenzen jeden beliebigen Wert, d. h. unendlich viele Werte annehmen kann. Ein digitales Signal kann dagegen nur endlich viele, diskrete Werte annehmen, die den Worten eines vereinbarten Alphabets entsprechen. Die Analog-Digital-Wandlung setzt deshalb drei Teilvorgänge voraus: 1) Das analoge Signal wird in regelmäßig aufeinanderfolgenden Zeitpunkten abgetastet (Zeitquantisierung); 2) der abgetastete Signalwert wird in einer endlichen Zahl von Stufen (Zahlenwerten) quantisiert; 3) der erkannte Zahlenwert wird codiert, d. h. z. B. in den Binärcode eines Digitalrechners umgewandelt, der nunmehr den Signalwert in einer für die Verarbeitung geeigneten Form zur Verfügung erhält.



Schaltbild der Amplidyne. $A' - B'$ kurzgeschlossener Zwischenbürstenkreis, $A - B$ Hauptbürstenkreis, R_L Belastungswiderstand

A.-D.-W. finden Anwendung in der Meßwertverarbeitung und der automatischen Prozeßsteuerung sowie als Bindeglied zwischen Analog- und Digitalrechner.

Eine spezielle Form des A.-D.-W.s ist das *Digitalvoltmeter,* das zur Gleichspannungsmessung dient. Dabei ist der A.-D.-W. mit einer Ziffernanzeige oder einem Zifferndrucker gekoppelt. Durch die Direktanzeige des Zahlenwertes der Meßgröße (einschließlich Vorzeichen und Komma) ist ein schnelles und bequemes Ablesen ohne subjektive Fehler, die z. B. durch die Parallaxe oder durch das Benutzen einer falschen Skale zustande kommen, möglich. Eine automatische Meßbereichs- und Polaritätsumschal-

tung bringt eine weitere Vereinfachung der Bedienung mit sich.

Analogie, die auf bestimmten Übereinstimmungen bzw. Ähnlichkeiten in funktioneller oder struktureller Hinsicht beruhende schlüssige Beziehung zwischen (physikalischen) Systemen und Prozessen.

Bei der *strukturellen A.* ist die stoffliche Realisierung der analogen Systeme ohne Bedeutung; so besteht z. B. zwischen Sonnensystem und Bohrschem Atommodell A. Geometrisch ähnliche Systeme sind das einfachste Beispiel einer strukturellen A.

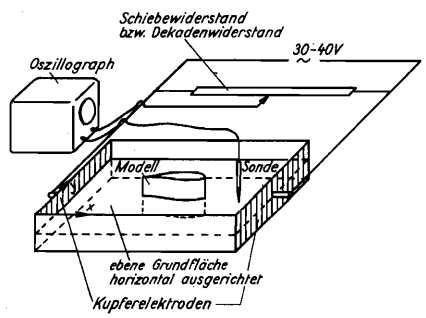
Funktionelle A.n weisen Systeme auf, die sich zwar in der Art ihrer Elemente und ihrem strukturellen Aufbau unterscheiden können, die aber gleiche Funktionen erfüllen. So kann sowohl mit logischen Bauelementen der Digitaltechnik als auch mit den Neuronen des Nervengewebes die gleiche logische Schaltung, z. B. der Alternative, also die gleiche Funktion ausgeübt werden.

In der Physik sind besonders die A.n in Strömungen erforscht worden: Die zwischen zwei physikalischen Vorgängen, die von gleichen Differentialgleichungen beschrieben werden, bestehenden Analogiebeziehungen nutzt man zur Untersuchung potentialtheoretischer Strömungen aus. Dabei müssen die Randbedingungen und die geometrische Ähnlichkeit (→ Ähnlichkeitstheorie) zwischen Hauptausführung und Analogon erfüllt sein. Die Analogien besaßen früher große Bedeutung für die Lösung strömungstechnischer Probleme; mit der verstärkten Anwendung der maschinellen Rechentechnik, die eine schnelle numerische Lösung hoher Genauigkeit ermöglicht, wird ihr Anwendungsbereich jedoch immer mehr eingeschränkt. Die Analogien werden vorwiegend noch dann eingesetzt, wenn die analytische Formulierung der Randbedingungen schwierig ist, z. B. bei inkompressiblen dreidimensionalen und kompressiblen instationären Strömungen.

Die wichtigsten A.n sind folgende:

1) *Elektroanalogie.* Sowohl die Vorgänge im elektrischen Feld als auch im Feld einer inkompressiblen Strömung werden durch die Laplacesche Differentialgleichung beschrieben. Es gilt also $\Delta U = 0$ und $\Delta \Phi = 0$. Das elektrische Potential U und das Strömungspotential Φ sowie die Feldstärke bzw. der elektrische Stromdichtevektor $\vec{i}$ und der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ sind analoge Größen. Man bezeichnet diese Analogie auch als *direkte Analogie.* Da das Strömungspotential bei wirbelbehafteten Strömungen eine mehrdeutige Funktion darstellt, ist die Nachbildung zirkulationsbehafteter Strömungsvorgänge mit der direkten Analogie im allgemeinen praktisch unmöglich. Bei ebenen und rotationssymmetrischen Strömungen besteht eine zweite Analogiemöglichkeit, indem Φ durch die Stromfunktion ψ ersetzt wird, die ebenfalls der Laplaceschen Differentialgleichung genügt. Mit dieser *indirekten Analogie* können wirbelbehaftete Felder dargestellt werden.
Sickerströmungen, die dem Gesetz von Darcy $\operatorname{grad} p = -k \cdot \vec{c}$ genügen, sind ebenfalls mit der Elektroanalogie zu untersuchen. Es bedeuten p den Druck und k eine Konstante. p und U sowie $\vec{c}$ und $\vec{i}$ sind analoge Größen.

Der Strömungsraum der Hauptausführung muß im Analogon durch ein elektrisch leitendes Material geometrisch ähnlich nachgebildet werden. Als Leiter finden Flüssigkeiten und Feststoffe Verwendung. Vorzugsweise wird als Elektrolyt Wasser verwendet, es kann der gesamte Strömungsraum vermessen werden. Bei Benutzung fester Leiter, die aus einer Füllmasse und dem eigentlich leitenden Material, z. B. einer Sand-Graphit-Mischung, bestehen, kann die Strömung nur an der Berandung vermessen werden. Ebene Strömungen werden bei konstanter Wasserhöhe oder noch einfacher mit elektrisch leitendem Papier untersucht. Aus Graphit oder Kupfer bestehende Elektroden dienen zur Einführung des elektrischen Potentials. Normal zu ihnen fließt der elektrische Strom. Bei leitenden festen Materialien kann Gleichstrom, bei Elektrolyten nur Wechselstrom von 50 bis 500 Hz verwendet werden, um das Zersetzen der Flüssigkeit zu vermeiden. Die Spannung beträgt 30 bis 40 V. Die Elektroden bilden bei der direkten Analogie eine Fläche konstanten Potentials nach. Da diese Fläche aber meist nicht genau bekannt ist, müssen die Elektroden genügend weit von dem auszumessenden Gebiet entfernt sein, um Verfälschungen zu vermeiden. Da Stromdichtevektor und Geschwindigkeitsvektor die gleiche Richtung haben, darf senkrecht zu den seitlichen Begrenzungswänden des Strömungskanals kein Strom fließen. Die Begrenzungswände sind als Nichtleiter auszubilden. Die Messung kann nach zwei Methoden erfolgen. Bei der *Gradientenmessung* verwendet man eine Sonde, die aus zwei in einem bestimmten Abstand angeordneten Meßfühlern besteht. Mit diesen wird im elektrischen Feld eine Spannungsdifferenz gemessen, die ein Maß für den Potentialgradienten ist. Dabei muß entweder die Richtung des maximalen Gradienten gesucht werden, oder die Gradienten der drei Koordinatenrichtungen sind geometrisch zu addieren. Einfacher ist es, an einem Spannungsteiler bestimmte Spannungen einzustellen und diese im Modell mit einer einarmigen Sonde zu suchen. Die Schaltung des *elektrolytischen Troges* (Abb.) entspricht der



Untersuchung der zirkulationsfreien Umströmung eines Profils mittels des elektrolytischen Troges

einer Wheatstoneschen Brücke. Man sucht Punkte auf, für die die Brücke stromlos ist, und findet so Äquipotentialflächen, die durch einen Schreibmechanismus auf eine Zeichnung übertragen werden. Begnügt man sich mit den Spuren dieser Flächen auf den Begrenzungswänden

des Modells, den Potentiallinien, so können diese durch leichtes Einstechen der Sonde direkt auf dem Modell markiert werden. Es ist vorteilhaft, die Potentialdifferenzen zwischen den Linien immer gleich groß zu wählen, da man dann aus den senkrechten Abständen Δs benachbarter Äquipotentiallinien die Geschwindigkeit $c = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}s \approx \Delta\Phi/\Delta s = k \cdot \Delta U/\Delta s$ findet; k ist eine Konstante, ΔU = konst. In dimensionsloser Form folgt die Geschwindigkeit zu $c/c_0 = \Delta s_0/\Delta s$, wobei durch den Index Null ein Bezugszustand bezeichnet wird. Bei Vorliegen von Symmetrie braucht nur ein Teil des Feldes untersucht zu werden. Die dazu notwendigen Schnitte müssen entweder auf Stromflächen (→ Strömungsfeld) oder auf Äquipotentialflächen liegen. Stromflächen werden als nichtleitende Begrenzungen nachgebildet, es sind z. B. Gefäßwände oder Elektrolytoberflächen. Äquipotentialflächen als Trennflächen sind durch Belegen mit Elektroden gut leitend auszuführen. Mit freier Elektrolytoberfläche kann gearbeitet werden, wenn die Schnittflächen in ebenen Stromflächen liegen. Die Messung wird durch gute Zugänglichkeit des Modellinnern erleichtert. So braucht bei rotationssymmetrischen Strömungen nur ein Sektormodell verwendet zu werden, das sehr leicht durch eine geneigte Bodenplatte und die horizontale Oberfläche des Elektrolyten zu verwirklichen ist.

Da bei der indirekten Analogie die elektrische Stromrichtung gegenüber der Geschwindigkeitsrichtung um 90° gedreht ist, sind die seitlichen Berandungen des Strömungskanals als Elektroden auszubilden. Die auf Äquipotentialflächen liegenden Begrenzungen des freien Kanalquerschnittes müssen Nichtleiter sein. Ihr Abstand vom Meßbereich ist ebenfalls groß zu wählen.

Die Kompressibilität kann bei ebenen und rotationssymmetrischen Problemen berücksichtigt werden, indem die Höhe des leitenden Materials bzw. des Elektrolyten verändert wird. Das erfolgt durch ein Bodenrelief, wenn mit einem Elektrolyt gearbeitet wird. Durch schrittweise Annäherung ist das Bodenrelief so zu gestalten, daß die verbleibende Elektrolythöhe h bei der direkten Analogie der örtlichen Gasdichte proportional ist: $h/h_0 = \varrho/\varrho_0$, und daß sie bei der indirekten Analogie umgekehrt proportional ist: $h/h_0 = \varrho_0/\varrho$. Bei Verwendung von elektrisch leitendem Papier wird eine weitere Papierschicht parallel geschaltet bzw. durch Lochen des Papieres der Widerstand erhöht. Beim elektrischen Netzwerk wird das leitende Material durch ein räumliches Netz von Potentiometern, Spulen und Kondensatoren ersetzt. Es können lineare Differentialgleichungen mit beliebigen Randbedingungen durch Iteration gelöst werden.

2) *Flachwasseranalogie.* Zwischen der ebenen reibungsfreien, kompressiblen Gasströmung und ebener reibungsfreier Flachwasserströmung mit freier Oberfläche besteht eine Analogie. Sie wird durch Vergleich der dimensionslosen → Navier-Stokes-Gleichungen und der → Kontinuitätsgleichung für Gas- und Flachwasserströmung abgeleitet. Dabei zeigt sich, daß die Analogie nur für ein hypothetisches Gas mit dem Isentropenexponenten $\varkappa = 2$ gültig ist. Den größten in Wirklichkeit auftretenden $\varkappa$-Wert besitzen einatomige Gase: $\varkappa = 1{,}67$. Die mit der Analogie erzielten Ergebnisse können näherungsweise direkt auf reale Gase übertragen werden. Bei höheren Genauigkeitsansprüchen müssen die Meßergebnisse auf den Isentropenexponenten realer Gase umgerechnet werden. Dazu existieren zwei Methoden: a) die Umrechnung der Geometrie des Modells bei gleichbleibenden aerodynamischen Parametern, anwendbar für die Prandtl-Meyer-Strömung und für eindimensionale Kanalströmungen; b) die Umrechnung der aerodynamischen Parameter bei vorgegebener Geometrie des Modells. Alle Parameter der Gasströmung können aus dem Wassertiefenverhältnis h/h_0 berechnet werden. Die analogen Größen zeigt die folgende Zusammenstellung:

Gasströmung	Flachwasserströmung
Dichteverhältnis	Wassertiefenverhältnis h/h_0
Temperaturverhältnis T/T_R	Wassertiefenverhältnis h/h_0
Druckverhältnis p/p_R	Quadrat des Wassertiefenverhältnisses $(h/h_0)^2$
Geschwindigkeitsverhältnis c/c_{max}	Geschwindigkeitsverhältnis $c_w/c_{w\,max}$
Schallgeschwindigkeit a	Grundwellengeschwindigkeit $a_w = \sqrt{g \cdot h}$
Machzahl $\mathrm{Ma} = c/a$	Froudezahl $\mathrm{Fr} = \frac{c_w}{\sqrt{g \cdot h}}$
Unterschallströmung $\mathrm{Ma} < 1$	strömendes Wasser $\mathrm{Fr} < 1$
Überschallströmung $\mathrm{Ma} > 1$	schießendes Wasser $\mathrm{Fr} > 1$
Verdichtungsstoß, gerader und schräger	Wassersprung, gerader und schräger

Dabei bedeutet der Index R den Ruhezustand (→ Kesselzustand) des Gases und der Index 0 den Ruhezustand der Flachwasserströmung; der Index w bedeutet zur Flachwasserströmung gehörig.

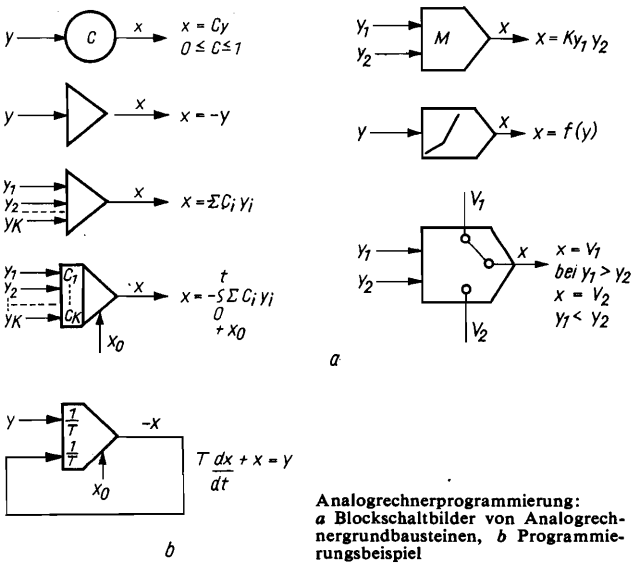
Die Wassertiefe kann mit dem Stechpegel, nach der Abwaschmethode oder mit optischen Methoden ermittelt werden. Der *Stechpegel* ist von nadelförmiger Gestalt, mit ihm wird die Wasseroberfläche punktförmig abgetastet. Bei der *Abwaschmethode* wird der zu untersuchende Körper mit einem wasserlöslichen Anstrich versehen, der von der Strömung entsprechend der Wassertiefe abgetragen wird. Bei den *optischen Methoden* bestimmt man die Wassertiefe aus der Verzerrung eines an der Wasseroberfläche gespiegelten Rasternetzes. Als wesentliche Bedingung für Flachwasserexperimente gilt die Bedingung $h/\lambda \ll \sqrt{\varkappa + 1}$; dabei bedeutet λ die Wellenlänge der durch kleine Druckstörungen hervorgerufenen Flüssigkeitswellen. Wird sie eingehalten, so ist der Einfluß von Analogiefehlern gering. Zwischen Verdichtungsstoß und Wassersprung besteht keine exakte Analogie. Bei beiden Vorgängen wird Strömungsenergie in Wärme umgewandelt. Diese ist für die Wasserströmung als verloren zu betrachten, während im Gas beim Durchlaufen des Verdichtungsstoßes durch Erhöhung der Enthalpie die Gesamtenergie konstant bleibt und weiter genutzt werden kann. So ist die Ruhetemperatur beim Verdichtungsstoß konstant, die Ruhetemperatur nach dem Wassersprung aber kleiner als davor.

Der optimale Anwendungsbereich der Analogie liegt bei $1{,}2 \leqq Ma \leqq 2{,}5$ und Wassertiefen $h = 10 \cdots 30$ mm. Die Analogie wird heute vorwiegend zur Untersuchung instationärer Vorgänge eingesetzt, da diese in der Flachwasserströmung etwa tausendmal langsamer ablaufen als in der Gasströmung. Zusammen mit der freien Wasseroberfläche ergeben sich gute visuelle Beobachtungsmöglichkeiten.

3) *Hele-Shaw-Strömung.* Bei dieser schleichenden Strömung durch einen engen Spalt zwischen zwei planparallelen Glasplatten besteht wie bei der Sickerströmung (s. Abschn. 1) Analogie zwischen dem statischen Druck und dem Strömungspotential: $\Delta p = 0$ und $\Delta \Phi = 0$. Die Hele-Shaw-Strömung dient deshalb zur Demonstration des Stromlinienverlaufs bei ebener zirkulationsfreier Umströmung von Körpern. Zu diesem Zweck werden zylindrische Körper beliebigen Querschnitts zwischen den Glasplatten so angeordnet, daß der Spalt vollkommen ausgefüllt wird. Durch Farbzugabe (→ Strömungsphotographie) können die Stromlinien sichtbar gemacht werden.

4) *Seifenhautanalogie.* Als Analogon zur zweidimensionalen reibungsfreien Strömung wird eine gespannte Seifenmembran benutzt. Bei kleinem Neigungswinkel der Haut und fehlender Druckdifferenz können die Verhältnisse an der Seifenhaut durch die Laplacesche Differentialgleichung $\Delta z = 0$ beschrieben werden. Die Höhenkoordinate z der gespannten Seifenhaut ist analog der Stromfunktion ψ oder der Potentialfunktion Φ. Mit der Seifenhautanalogie kann das Potential zirkulationsbehafteter Strömungen nicht nachgebildet werden. Deshalb verwendet man für diese Strömungen die Analogie zwischen z und ψ. Hierfür gelten folgende Analogiebeziehungen:

Ebenes Strömungsfeld	Seifenhaut
$\partial\psi/\partial y = u$	$\partial z/\partial y = \tan\varphi(y)$
$\lvert\partial\psi/\partial x\rvert = v$	$\partial z/\partial x = \tan\varphi(x)$
feste Wand Stromlinie ψ = konst.,	ebene Kante, Höhenlinie z = konst.



Analogrechnerprogrammierung: *a* Blockschaltbilder von Analogrechnergrundbausteinen, *b* Programmierungsbeispiel

Es bedeuten u, v die Geschwindigkeitskomponenten in x- bzw. y-Richtung, $\varphi(x)$, $\varphi(y)$ den Neigungswinkel der Seifenhaut in x- bzw. y-Richtung.

Die Seifenhaut wird über das geometrisch ähnliche Strömungsmodell, z. B. einen Tragflügel und einen Halterahmen, gespannt. Die Auswertung wird besonders einfach, wenn man Breiten- und Längenkreise einer Halbkugel auf der Seifenhaut spiegelt. Die Breitenkreise liefern auf der Seifenhaut Linien gleicher Neigung, die den Linien gleicher Geschwindigkeit, den Isotachen, entsprechen. Die Längenkreise ergeben die Linien gleicher Neigung des Strömungsfeldes, die Isoklinen. Das Liniennetz der Isotachen und Isoklinen wird photographiert und kann dann bequem ausgewertet werden.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Popow: Strömungstechnisches Meßwesen (dtsch Berlin 1958); Preiswerk: Anwendung der gasdynamischen Methode auf Wasserströmungen mit freier Oberfläche (Zürich 1938).

Analogie von Nadai, → Sandhügelanalogie.

Analogie von Prandtl, → Seifenhautanalogie.

Analogrechner, programmierbarer universeller Rechner, der analoge Signale aufnimmt und abgibt. Da er Differentialgleichungen lösen kann, wird er für die Modellierung stetiger Regelungssysteme benutzt. Sein Programm besteht aus einer Schaltung aus Grundbausteinen. Konstanten $x = Cy$ werden durch *Koeffizientenpotentiometer* festgelegt, Additionen in *Summatoren* verwirklicht, Integrationen

$$x = -\int_0^t \Sigma\, C_i y_i + x_0$$

in *Integratoren* zugleich mit der Summation $x = \Sigma\, C_i y_i$ mehrerer mit Gewichtsfaktoren C_i versehener Eingangssignale y_i, *Multiplikatoren* bestimmen $x = Ky_1y_2$, *Funktionsgeneratoren* Funktionen $x = f(y)$ zur Erzeugung statischer Kennlinien, *Invertoren* kehren die Vorzeichen um: $x = -y$, *Komparatoren* vergleichen zwei Spannungen y_1, y_2 und leiten $x = V_1$ für $y_1 > y_2$ bzw. $x = V_2$ für $y_1 < y_2$ weiter. Der wichtigste Grundbaustein ist der beschaltete *Gleichspannungsverstärker.*

Das wichtigste Programmierungsprinzip ist die Auflösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung nach der Ableitung höchster Ordnung und die mehrfache Integration dieses Ausdrucks, z. B. die Gleichung $T\dfrac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + x = Ky$ eines Einspeichersystems (Abb.).

Lit. Adler: Elektronische A. (Berlin 1962); G. A. Korn u. T. M. Korn: Elektronische A. (dtsch Berlin 1962); Sydow: Programmierungstechnik für elektronische Analogrechner (2. Aufl. Berlin 1968).

Analogzustände, → Isobaranalogzustände.

Analysator, → Polarisationsoptik.

analytische Fortsetzung, → Funktionentheorie.

analytische S-Matrix-Theorie, theoretischer Versuch, die die verschiedensten, vor allem als Folge der starken Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen ablaufenden Prozesse beschreibende S-Matrix nicht über eine Quantenfeldtheorie, sondern direkt, unter Annahme allgemeiner Prinzipien zu konstruieren. Dies hat sich besonders deshalb als notwendig erwiesen, da die feldtheoretische Beschreibung der starken

Wechselwirkung wegen des Versagens der Störungstheorie in diesem Fall besonders großer Kopplungskonstante völlig versagt und andererseits die in diesem Fall mögliche Renormierung der auftretenden quantenfeldtheoretischen Divergenzen mathematisch unbefriedigend ist.

Diese allgemeinen Prinzipien sind: 1) relativistische Invarianz, 2) andere gruppentheoretische Invarianzen, die aus den inneren Symmetrien der Elementarteilchen folgen, 3) Unitarität der S-Matrix, die die Erhaltung der Gesamtwahrscheinlichkeit sichert, 4) Kausalität, und zwar speziell als maximale Analytizität (s. u.) und einige weitere spezielle Annahmen. Diese Voraussetzungen schränken die Möglichkeiten zur Konstruktion der S-Matrix stark ein; inwieweit sie ausreichend für ein eindeutiges Verfahren bzw. in sich konsistent sind, ist bisher nicht klar. Die a. S-M.-T. kann zu ihren Erfolgen neben der Entwicklung der relativistischen Theorie der Dispersionsrelationen und spezieller Näherungsverfahren, wie der N/D-Methode und der Summenregeln, die Entwicklung des Bootstrapmodells als Folge der Bootstraphypothese, des Regge-Pol-Modells bzw. der Regge-Pol-Theorie, des Veneziano-Modells und dessen Verallgemeinerungen zählen, die jedoch bisher nicht alle der geforderten Voraussetzungen an eine a. S-M.-T. erfüllen.

Die a. S-M.-T. ist schon weit vorangetrieben für den Fall, daß zwei Teilchen a und b bei einer Streuung übergehen in die Teilchen c und d; in Abb. 1 sind die Teilchen durch ihre Viererimpulse und die in ihrer Struktur nicht bekannte Wechselwirkung durch einen Kreis symbolisiert, wobei $p = (p_0 = E/c, \vec{p})$ mit der Energie E, dem räumlichen Impuls $\vec{p}$ und der Lichtgeschwindigkeit c ist. Die Matrixelemente der S-Matrix zwischen den ein- bzw. auslaufenden Zweiteilchenzuständen $|p_a, p_b\rangle$ bzw. $|p_c, p_d\rangle$ definieren die Streuamplitude

$$T_{cd,\,ab} \equiv \langle p_c, p_d \;|T|\, p_a, p_b\rangle$$

auf folgende Weise:

$$\langle p_c, p_d\,|S|\,p_a, p_b\rangle = \langle p_c, p_d\,|\,p_a, p_b\rangle + \mathrm{i}\,(2\pi)^4\,\delta(p_a + p_b - p_c - p_d)\,\langle p_c, p_d\,|T|p_a, p_b\rangle,$$

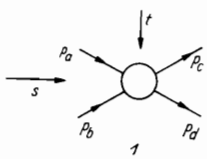
wobei die (4dimensionale) δ-Funktion die Erhaltung des Viererimpulses garantiert und der Faktor $\mathrm{i}(2\pi)^4$ aus konventionellen Gründen eingeführt wurde (→ S-Matrix). $T_{cd,\,ab}$ kann nur von lorentzinvarianten Variablen abhängen; als solche wählt man zweckmäßig die Größen

$$s = (p_a + p_b)^2 = (E_a + E_b)^2/c^4 - (p_a + p_b)^2$$

und

$$t = (p_a - p_c)^2 = (E_a - E_c)^2/c^4 - (p_a - p_c)^2,$$

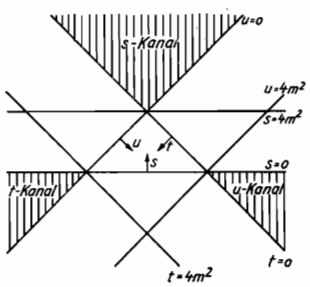
die im Schwerpunktsystem ($p_a = -p_b = q$) die Bedeutung des Quadrats der Gesamtenergie $s = W^2$ bzw. des negativen Quadrats des Impulsübertrags $t = -\Delta^2$ haben. Ebenfalls im Schwerpunktsystem ergibt sich der Zusammenhang von t mit dem Streuwinkel ϑ zu $t = 2q^2 \times \times (1 - \cos\vartheta)$ bzw. $\cos\vartheta = 1 + t/2q^2$. Zweckmäßigerweise führt man noch die abhängige Variable $u = (p_a - p_d)^2$ ein, die mit s und t gemäß $s + t + u = (m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2)\,c^4$ zusammenhängt, wobei m_i die Ruhmassen der Teilchen $i = (a, b, c, d)$ sind. Man bezeichnet den Prozeß $a + b \to c + d$, der im folgenden mit (I) abgekürzt wird, als *s-Kanal*, da mit obiger Definition die Zeitrichtung mit der Richtung des durch s gekennzeichneten Pfeiles verläuft und beim „Lesen" des Diagramms in dieser Richtung s nach Definition das Quadrat der Gesamtenergie ist. Der Prozeß $a + \bar{c} \to \bar{b} + d$, im folgenden mit (II) abgekürzt, wobei die Querstriche den Übergang zum Antiteilchen angeben (Pfeilrichtungen der Impulse werden im Diagramm beibehalten, → Feynman-Diagramm) wird als *t-Kanal* bezeichnet, da beim „Lesen" in dieser Richtung t die Rolle von s übernimmt und umgekehrt s die Rolle von t. Entsprechend bezeichnet man den Prozeß $a + \bar{d} \to \bar{b} + c$, im folgenden mit (III) abgekürzt, als *u-Kanal*, da u und s ihre Rollen vertauschen. Wird $c = 1$ gesetzt, und seien der Einfachheit halber alle Massen gleich m, dann sind die „physikalischen" Werte der Variablen s, t, u in den einzelnen Kanälen charakterisiert durch



1

s-Kanal: $s \geqq 4\,m^2,\ t \leqq 0,\ u \leqq 0$
t-Kanal: $t \geqq 4\,m^2,\ s \leqq 0,\ u \leqq 0$
u-Kanal: $u \geqq 4\,m^2,\ s \leqq 0,\ t \leqq 0$

In der Darstellung durch Dreieckskoordinaten (Abb. 2) sind diese physikalischen Gebiete



2

schraffiert dargestellt; sie hängen nicht miteinander zusammen. Es wird nun in der a.n S-M.-T. angenommen, daß die Amplitude $T_{cd,\,ab}(s, t, u) \equiv T(s, t)$, aufgefaßt als analytische Funktion der beiden unabhängigen komplexen Variablen s und t (komplexe Energie bzw. komplexer Impulsübertrag), alle drei voneinander unabhängigen Prozesse I, II, III beschreibt, d. h., man nimmt an, daß die Streuamplituden dieser drei Prozesse (reelle) Randwerte ein und derselben analytischen Funktion sind (*Mandelstam-Hypothese*). Diese Annahme wird durch die daraus ableitbaren, experimentell nachprüfbaren Folgerungen gestützt.

Der Zusammenhang zwischen den verschiedenen Kanälen wird durch die *Crossingsymmetrie* [aus dem Engl., etwa ‚Kreuzungssymmetrie'] bestimmter Reaktionstypen bestärkt: Ist nämlich bei der speziellen Reaktion $a + b \to a + b$ das Teilchen b mit seinem Antiteilchen $\bar{b}$ identisch, wie dies etwa für das neutrale Pion π^0 zutrifft, dann sind s-Kanal und u-Kanal identisch, d. h., die Streuamplitude ist gegen eine Vertauschung — ein „Kreuzen" — beider Kanäle invariant. Falls die Identität $b \equiv \bar{b}$ nicht vorliegt, ist der Zusammenhang zwischen „gekreuzten" Kanälen nicht so einfach, es bestehen

aber *Crossingrelationen*, die zu einer *Crossingmatrix* für die verschiedenen Kombinationen der Kanäle zusammengefaßt werden können und die Streuamplituden dieser Kanäle miteinander verknüpfen.

Eine weitere, andersartige Verknüpfung der Streuamplituden verschiedenster Prozesse erfolgt durch die *Unitaritätsrelation* $S^\dagger S = SS^\dagger = 1$ der S-Matrix, die für die T-Matrix die Beziehung $T - T^\dagger = iT^\dagger T$ zur Folge hat. Für die Streuamplitude $\langle f|T|i\rangle$ mit beliebiger Anfangs- bzw. Endkonfiguration $|i\rangle$ bzw. $|f\rangle$ freier Teilchen, also z. B. auch für die Konfigurationen $|a, b\rangle$ bzw. $|c, d\rangle$, gilt daher

$$\langle f|T|i\rangle - \langle f|T^\dagger|i\rangle = i(2\pi)^4 \sum_m (p_i - p_m) \times \\ \times \langle f|T^\dagger|m\rangle \langle m|T|i\rangle,$$

wobei die Summation über alle auf Grund der vorliegenden Wechselwirkung von $|i\rangle$ aus erreichbaren Zwischenzustände $|m\rangle$ (einschließlich der Erzeugung neuer Teilchen!) geht und die δ-Funktion wiederum die Erhaltung des gesamten Viererimpulses, z. B. $p_i = p_a + p_b$, ausdrückt und $p_m = \sum_{n=1}^{N} p_n$ die Summe der Viererimpulse aller Teilchen des Zwischenzustandes $|m\rangle$ ist; $\langle m|T|i\rangle$ sind die Streuamplituden der inelastischen Reaktionen $|i\rangle \to |m\rangle$ und entsprechend $\langle f|T^\dagger|m\rangle \equiv \langle m|T|f\rangle^*$, wobei * die komplexe Konjugation bedeutet. Ist die Wechselwirkung, wie im allgemeinen gilt, invariant gegen Zeitumkehr und Raumspiegelung (→ Parität), so gilt

$$-i(\langle f|T|i\rangle - \langle i|T|f\rangle^*) = 2 \operatorname{Im} \langle f|T|i\rangle,$$

und die Unitaritätsbeziehung verknüpft den Imaginärteil der Streuamplitude $\langle f|T|i\rangle$ nichtlinear mit allen Streuamplituden $\langle m|T|i\rangle$ und $\langle m|T|f\rangle$, die mit den vorgegebenen Anfangs- und Endzuständen verträglich sind, d. h., sie verknüpft die elastische Streuamplitude mit der inelastischen. Als Spezialfall erhält man für die Vorwärtsstreuung ($t = 0$) das → optische Theorem $\operatorname{Im} T(s, 0) = Wq\,\sigma_{tot}/2\pi^2$, wobei σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt ist.

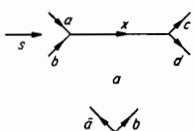
Die Unitaritätsrelation bildet zusammen mit der Mandelstam-Hypothese die Grundlage der → Dispersionsrelationen in der a.n S-M.-T. Die Idee hierbei ist, die Singularitäten (Pole) bzw. die Verzweigungsschnitte, die die Streuamplitude als analytische Funktion von s bei (zunächst) festgehaltenem t hat, mit den Teilchen und den gebundenen Zuständen bzw. den Streuzuständen des Systems eineindeutig in Verbindung zu bringen (→ quantenmechanische Streutheorie) und darüber hinaus volle Analytizität anzunehmen. Wegen der Unitaritätsrelation sind die Singularitäten verschiedener Prozesse nicht unabhängig voneinander; besonders sind die Pole von $T(s, t)$ im s-Kanal mit den Schnitten von $T(s, t)$ im u-Kanal verknüpft. Wird z. B. im s-Kanal ein reales Teilchen mit der Masse m_x erzeugt, das dann in den Endzustand zerfällt (Abb. 3a), was, insbesondere wenn m nur wenig von Null verschieden ist, als Beitrag niedrigster Ordnung zum Diagramm der Abb. 1 angesehen werden kann, dann entspricht dem ein Pol von $T(s, t)$ an der Stelle $s^2 = m_x^2$ (Abb. 4), während im u-Kanal dasselbe Diagramm in der Weise zu deuten ist, daß die Teilchen a und $\bar{d}$ ein virtuelles Teilchen x austauschen und dabei in b und $\bar{c}$ übergehen (Abb. 3b), was aber wegen Ungültigkeit des Energie-Impuls-Erhaltungssatzes einen Verzweigungsschnitt in der s-Ebene von $s = t$ bis $s = -\infty$ zur Folge hat (Abb. 4), d. h., die Teilchen der diskreten Zwischenzustände im s-Kanal korrespondieren den „Kräften" zwischen den Teilchen im u-Kanal. Die weiteren Singularitäten in der s-Ebene sind ein bei $s = (2m)^2$ beginnender Schnitt, der den Streuzuständen entspricht, und ein Pol bei $(2m)^2 - m_x^2 - t$ (Abb. 4); dazu kommen weitere Schnitte, die bei höheren Werten von s, den *Schwellenenergien*, beginnen, wenn eine neue Reaktion einsetzt (Schwelle eines neuen Kanals, der nichts mit dem u- oder t-Kanal zu tun hat, → Streuexperiment). Zwischen dem Realteil von $f(s) \equiv T(s, t_{fest})$ und dem Imaginärteil von $f(s)$ besteht dann unter der Voraussetzung $\lim_{|s|\to\infty} |f(s)| = 0$ und unter Vernachlässigung höher liegender Schnitte eine Dispersionsrelation

$$\operatorname{Re} f(s) = \frac{\varrho}{s - m_x^2} - \frac{\varrho'}{s - 4m^2 + m_x^2 + t} \\ + \frac{1}{\pi}\left\{P \int_{4m^2}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} f(s')}{s - s'}\,ds' + \int_{-\infty}^{-t} \frac{\operatorname{Im} f(s')}{s - s'}\,ds'\right\},$$

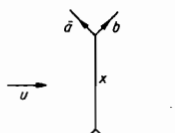
wobei P den Hauptwert des Integrals bedeutet und $\varrho = -|g_{ab,x}|^2 P_j(\cos\vartheta)$ das Residuum des Poles an der Stelle $s = m_x^2$ mit der Kopplungskonstante $g_{ab,x}$ der Teilchen a, b und x und dem Legendreschen Polynom $P_j(\cos\vartheta)$ ist (j sei der Spin des Teilchens x), und analog für ϱ'. Re f bzw. Im f wird häufig auch als *dispersiver* bzw. *absorptiver Teil der Streuamplitude* bezeichnet.

Strebt $|f(s)|$ für $|s| \to \infty$ nicht gegen Null, und gilt statt dessen $|f(s)/s| \to 0$, dann gilt eine „einmal subtrahierte Dispersionsrelation", die entsteht, wenn man von obiger Gleichung für Re $f(s)$ dieselbe Gleichung, genommen an einem geeignet gewählten Subtraktionspunkt s_1, abzieht; $f(s_1)$ heißt *Subtraktionskonstante*. Divergiert $f(s)$ noch stärker, hat man weitere Subtraktionen anzuführen. Die längs des positiven Schnittes genommene Funktion $\sigma(s) = 2 \operatorname{Im} f(s)$ gibt den Sprung von $f(s)$ längs des Schnitts vom 1. in das 2. Blatt der mehrblättrigen Riemannschen Fläche an, auf der $f(s)$ definiert ist; sie wird *Spektralfunktion* genannt.

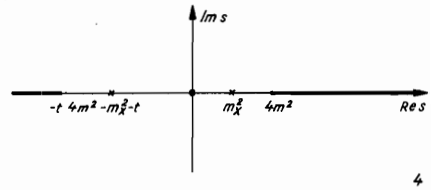
Entsprechende Dispersionsrelationen kann man auch für den t- und u-Kanal aufschreiben. Eine analytische Fortsetzung der im s-Kanal für festes t gegebenen Dispersionsrelation kann man durch Einsetzen der entsprechenden Dispersionsrelation im t-Kanal erreichen; eine solche, besonders symmetrische *Doppeldispersionsrela-*



a



b 3



4

tion wurde von Mandelstam in der Form

$$T(s,t) = \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{4m^2}^{\infty} ds' \int\limits_{b(s')}^{\infty} dt' \frac{\varrho_{st}(s',t')}{(s'-s)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{4m^2}^{\infty} ds' \int\limits_{b(s')}^{\infty} du' \frac{\varrho_{su}(s',u')}{(s'-s)(u'-u)} + \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{4m^2}^{\infty} dt' \int\limits_{b(s)}^{\infty} du' \frac{\varrho_{tu}(t',u')}{(t'-t)(u'-u)}$$

angegeben (*Mandelstam-Darstellung*), wobei

$$\varrho_{st} = \frac{1}{2i}\,[D_s(s, t + i\varepsilon) - D_s(s, t - i\varepsilon)]$$

mit der Sprungfunktion

$$D_s = \frac{1}{2i}\,[T(s + i\varepsilon, t) - T(s - i\varepsilon, t],$$

und analog ϱ_{su} bzw. ϱ_{tu} die *Doppelunstetigkeiten* oder *Doppelspektralfunktionen* der Streuamplitude $T(s,t)$ sind und $b(s)$ die Grenze des Definitionsbereiches dieser Doppelspektralfunktionen festlegt. Die aus Unitarität und Crossingrelationen allein sich ergebenden Singularitäten bilden die Grundlage der *maximalen Analytizität*. Die Mandelstam-Darstellung ist für die Potentialstreuung bewiesen, wo sich auch die Spektralfunktionen aus dem Potential über die Unitaritätsrelation direkt berechnen lassen; für die relativistische Streuung von Elementarteilchen wurde sie hypothetisch vorausgesetzt und führte zu vernünftigen Resultaten, z. B. für die $\pi\pi$- und πp-Streuung. Da zur Streuamplitude auch im hochenergetischen Bereich im allgemeinen nur die niedrigsten Partialwellen beitragen (→ quantenmechanische Streutheorie), ist eine Entwicklung von $T(s,t)$ nach Partialwellen $f_l(s)$ zu festem Drehimpuls l angebracht:

$$T(s,t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s)\, P_l(\cos\Theta_t), \qquad \text{wobei}$$

$z = \cos\Theta_t = 1 + t/2q^2$ und $P_l(z)$ die Legendreschen Polynome l-ter Ordnung sind. Die partielle Amplitude $f_l(s)$ hängt mit der Phasenverschiebung $\delta_l(s)$ und dem Absorptionskoeffizienten $\eta_l(s)$ in Verallgemeinerung der für die elastische Potentialstreuung gültigen Beziehung über $f_l = (\eta_l e^{2i\delta_l} - 1)/2i\varrho$ mit $\varrho = \pi q/2\sqrt{s}$ zusammen; unterhalb der inelastischen Schwellenergie gilt $\eta_l = 1$, und ferner folgt, daß sich f_l wie q^{2l} für $q^2 \to 0$ verhält, so daß für niedrige Energien nur die s-Welle zur Streuamplitude beiträgt (→ Streulänge). Mit Hilfe der Partialwellenentwicklung lassen sich weitere Aussagen über die Asymptotik der Streuamplitude machen, besonders folgt für den totalen Streuquerschnitt, wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet, $\sigma_{tot}(s) < c(\log s)^2$ für $s \to \infty$ (*Froissart-Schranke*) und ferner

$|T(s,t)| < cs^{3/4}(\log s)^{3/2}$ für $0 < \Theta < \pi$.

Auch für die Partialamplituden $f_l(s)$ lassen sich, z. B. mit Hilfe der *N/D-Methode*, Dispersionsrelationen angeben, wobei zum Zweck der expliziten Auswertung $f_l(s) \equiv N_l(s)/D_l(s)$ in einen Zähler [engl. numerator] $N_l(s)$ und einen Nenner [engl. denominator] $D_l(s)$ so aufgespaltet werden, daß der rechtshändige bzw. linkshändige Schnitt von f_l nur in D_l bzw. N_l enthalten ist und sonst keine zusätzlichen Schnitte auftreten. Es ergibt sich ein System verkoppelter Integralgleichungen für D_l und N_l, die als *N/D-* oder *N- über D-Gleichungen* bezeichnet werden:

$$D_l(s) = 1 - \frac{s - s_0}{\pi}\int\limits_{4m^2}^{\infty} \frac{N_l(s')\,\varrho(s')}{(s'-s)(s'-s_0)}\,ds'$$

+ [Summe über die *Castillejo-Dalitz-Dyson-Pole* (kurz *CDD-Pole*)];

$$N_l(s) = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{0} \frac{D_l(s')\,\mathrm{Im}\, f_l(s')}{s'-s}\,ds';$$

dabei gehen als freie Parameter die Unstetigkeit von f_l längs des linkshändigen Schnitts und die Summe über die CDD-Pole ein, die frei gewählt werden können. Einsetzen der einmal subtrahierten Dispersionsrelation für D_l in N_l ergibt eine Fredholmsche Integralgleichung, die mit Standardmethoden zu lösen ist; bei Vernachlässigung inelastischer Prozesse sollten diese Lösungen keine CDD-Pole enthalten. Der Vorteil der N/D-Methode liegt ferner darin, daß über die Lage der Nullstellen von $D_l(s)$ relativ einfache Aussagen über gebundene Zustände und Resonanzen gemacht werden können.

Die dem *Bootstrapmodell* [von engl. bootstrap ‚Schnürsenkel', in Anlehnung an Münchhausens Methode, sich am Zopfe aus dem Sumpf zu ziehen] zugrunde liegende Idee ist nun, die in der komplexen s-Ebene definierten N/D-Gleichungen durch die Crossingrelationen zu ergänzen und die Diskontinuität längs des linkshändigen Schnitts von $f_l(s)$, und damit letztlich die Pole, d. h. die Teilchen oder Resonanzen im s-Kanal, durch die Pole, d. h. die Teilchen oder Resonanzen im t- und u-Kanal zu bestimmen; das kann man zu einem selbstkonsistenten Verfahren derart ausbauen, daß man die Lage und Residuen der Pole in den Kanälen so bestimmt, daß sie sich gegenseitig eindeutig determinieren. Für die $\pi\pi$-Streuung, bei der alle Kanäle denselben Prozeß beschreiben, sieht das so aus, daß man z. B. im t- und u-Kanal ein ϱ-Meson austauscht und damit ein ϱ-Meson im s-Kanal erzeugt, wobei aus der Forderung nach Gleichheit der hineingesteckten (t- und u-Kanal) und der herausgerechneten (s-Kanal) Parameter gerade die Eigenschaften des physikalischen ϱ-Mesons folgen sollten, d. h., das ϱ-Meson „bootstrapt" sich selbst.

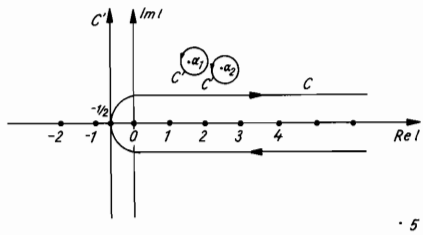
Die *Bootstraphypothese* besteht darin, daß man, ausgehend von einem beliebigen Prozeß, auf diese Weise gerade die physikalischen Eigenschaften (aller) stark wechselwirkender Teilchen selbstkonsistent als die einzigen mit der Mandelstam-Darstellung verträglichen Singularitäten der Streuamplitude bestimmen kann, oder anders ausgedrückt, daß die physikalischen Teilchen die einzige Lösung dieses Selbstkonsistenzproblems sind und sich daher in ihren Eigenschaften wechselseitig bedingen (*nuclear democracy*). Die bisher durchgeführten Rechnungen, speziell für das ϱ-Meson, sind ermutigend, wenngleich sie wegen der sonst auftretenden mathematischen Komplikationen nicht alle, sondern nur einige oder gar nur ein einziges Teilchen „selbstkonsistent" machen.

analytische S-Matrix-Theorie

In letzter Zeit mehr in den Vordergrund getreten ist jedoch die *Regge-Pol-Theorie* mit ihren abgeleiteten Modellen, die ebenfalls von der Partialwellenzerlegung ausgeht, diese aber zunächst als Integral

$$T(s,t) = -\frac{1}{2\mathrm{i}} \int_C \mathrm{d}l(2l+1)\, f_l(s)\, P_l(-z)/\sin \pi l$$

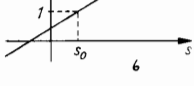
über den Weg C (Abb. 5) der komplexen Drehimpulsebene aufschreibt, wobei wegen der bei $l = 0, 1, 2, \ldots$ liegenden Pole von $1/\sin \pi l$ gerade die ursprüngliche Summe resultiert. Der Weg C kann nun unter Voraussetzung hinreichend guten Verhaltens von $f_l(s)$ für $|l| \to \infty$ auf Grund des Cauchyschen Integralsatzes in den Weg C' deformiert werden; es resultiert schließlich die Darstellung



5

$$T(s,t) = -\frac{1}{4\mathrm{i}} \int_{-\frac{1}{2}-\mathrm{i}\infty}^{-\frac{1}{2}+\mathrm{i}\infty} \mathrm{d}l \frac{2l+1}{\sin \pi l} \{f^+(l,s)\,[P_l(-z) + P_l(+z)] + f^-(l,s)\,[P_l(-z) - P_l(+z)]\} - \frac{\pi}{2} \sum_i \frac{2\alpha_i^{\pm}(s)-1}{\sin \pi\alpha_i^{\pm}(s)}\, \beta_i^{\pm}(s)\,[P_{\alpha_i^{\pm}(s)}(-z) \pm P_{\alpha_i^{\pm}(s)}(+z)],$$

wobei f^+ bzw. f^- (entsprechend für α und β) die *Streuamplitude gerader* bzw. *ungerader Signatur* ist, die für gerade bzw. ungerade Drehimpulse mit der physikalischen Amplitude $f_l(s)$ übereinstimmt, $\alpha_i^{\pm}(s)$ die von s abhängigen Singularitäten von $f^{\pm}(l,s)$ an der Stelle $l = \alpha_i^{\pm}(s)$ und $\beta_i^{\pm}(s)$ die zugehörigen Residuen sind. Die Lage der Pole $\alpha_i(s)$ in der komplexen l-Ebene (*Regge-Pole*) ändert sich mit s. Kommt $\alpha_i(s)$ für $s = s_0$ in die Nähe eines nicht negativen ganzen (reellen) Wertes $l = 0, 1, 2, \ldots$, dann beschreibt der Pol einen gebundenen Zustand bzw. eine Resonanz mit dem Drehimpuls $l = \alpha_i(s_0)$, falls $s_0 < 0$ bzw. $s_0 > 0$ ist; für gebundene Zustände gilt $\mathrm{Im}\,\alpha_i(s_0) = 0$, für Resonanzen ist $\mathrm{Im}\,\alpha_i(s_0) \neq 0$. Die Funktion $\alpha_i(s)$, genauer $\mathrm{Re}\,\alpha_i(s)$, bezeichnet man als *Regge-Trajektorie*, ihre graphische Darstellung als *Chew-Frautschi-Diagramm*. Tatsächlich liegen die Baryonen und Mesonen bzw. deren Resonanzen mit verschiedenen Drehimpulsen und Massen, aber sonst identischen Quantenzahlen, auf Geraden $\alpha_i(s) = a_i + bs$, wobei der Anstieg $b \approx 0{,}9$ für alle Trajektorien nahezu gleich und $a_i < 1$ ist (Abb. 6). Für $s < 0$ trägt die Regge-Trajektorie wesentlich zur hochenergetischen Streuung im t-Kanal bei, für $0 < s < s_0$ zu den gebundenen Zuständen und für $s > s_0$ zu den Resonanzen im s-Kanal; die Trajektorien verknüpfen also s- und t-Kanal. Das asymptotische hochenergetische Verhalten der Streuamplitude im s-Kanal wird durch die energetisch niedrigst gelegenen Pole im t-Kanal bestimmt und umgekehrt. Verallgemeinert man dieses Konzept so, daß statt nur eines Poles, d. h. eines Teilchens oder einer Resonanz, die ganze Regge-Trajektorie $\alpha(t)$ ausgetauscht wird, dann erhält man $\lim_{s\to\infty} T(s,t) = \tau(t)\, s^{\alpha(t)}$, und für $t = 0$ folgt $\sigma_{\mathrm{tot}} \sim s^{-1}\,\mathrm{Im}\,T(s, t=0) \sim s^{\alpha(0)-1}$, d. h., der Streuquerschnitt fällt wegen $\alpha(0) = a < 1$ ab. Tatsächlich geht der Streuquerschnitt für $s \to \infty$ nicht gegen Null, sondern gegen eine Konstante, d. h., es muß eine Trajektorie mit $\alpha(0) = 1$ beitragen; sie wird *Pomeranchuk-Trajektorie* und ihr niedrigster Pol für $\alpha(0) = 1$ wird *Pomeranchon* oder *Pomeron* genannt. Das Pomeranchon hat Isospin und Strangeness Null und damit zur Folge, daß der totale Streuquerschnitt für Teilchen bzw. Antiteilchen bei hohen Energien gleich ist: $\sigma_{\mathrm{tot}}^{ab} = \sigma_{\mathrm{tot}}^{\bar{a}b}$ (*Pomeranchuk-Theorem*). Die Natur dieses hypothetischen Teilchens ist jedoch weitgehend unklar.



6

Ein Zusammenhang zwischen dem hochenergetischen und dem niederenergetischen Verhalten wird durch die *Superkonvergenzrelationen* vermittelt. Im Fall der π-N-Streuung, bei der Crossingsymmetrie zwischen s- und u-Kanal vorliegt, erhält man unter der Voraussetzung, daß der „führende", d. h. der am stärksten beitragende Regge-Pol zu $\alpha < -1$ gehört, die Superkonvergenzrelation $\int_0^\infty \mathrm{Im}\,F(\nu)\,\mathrm{d}\nu = 0$, wobei $F(\nu)$ die π-N-Streuamplitude und ν die in s und u symmetrische Variable $\nu = (s-u)/4m = E_{\mathrm{lab}}^{\pi} + t/4m$ mit der Laborenergie E_{lab}^{π} des einfallenden Pions ist (das Proton als Targetteilchen ruht); andernfalls ist der Integrand durch $\mathrm{Im}\,F(\nu) - \sum_{\alpha_i > -1} \beta_i \nu^{\alpha_i}/(\alpha_i)!$ zu ersetzen. Für praktische Rechnungen kann die Integration bezüglich Im F auf niedrige Energien bis zu einer maximalen Energie $N = \mathrm{Max}\, E_{\mathrm{lab}}^{\pi}$ beschränkt werden, und man erhält $(1/N)\int_0^N \mathrm{Im}\,F(\nu)\,\mathrm{d}\nu = \sum_{\text{alle } \alpha_i} \beta_i N^{\alpha_i}/(\alpha_i+1)!$, eine *Summenregel für endliche Energien* [engl. *f*inite *e*nergy *s*um *r*ule, abg. FESR], die das niederenergetische, durch die Resonanzen bestimmte Verhalten der Streuamplitude mit den hochenergetischen, von den Regge-Polen herrührenden Beiträgen verknüpft. Dieser Zusammenhang kann ausgenutzt werden zur Bestimmung der hochenergetischen Parameter (Spin α_i und Residuum β_i des führenden Poles) aus dem niederenergetischen Verhalten (Resonanzmasse m_i und -breite Γ_i) und umgekehrt.

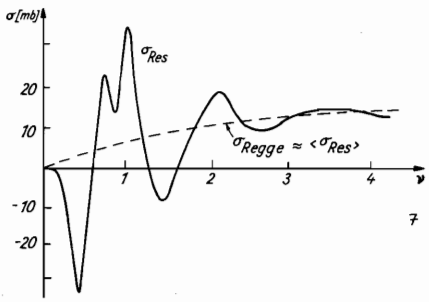
Die Streuamplitude im s-Kanal wird für niedere Energien durch (schmale) Resonanzen im s-Kanal approximiert, so daß in der Breit-Wignerschen Näherung

$$T(s,t) \approx T_{\mathrm{Res}}(s,t) \approx \sum_{\mathrm{Res}} \frac{B_i(s)\, P_{ji}(\cos\vartheta)}{s - m_i^2 + \mathrm{i}\,\Gamma_i}$$

folgt, während sie für hohe Energien durch die dominierenden Regge-Trajektorien im t-Kanal,

$$T(s,t) \approx T_{\mathrm{Regge}}(s,t) \approx \approx \sum_{\mathrm{Traj}} \frac{\beta_i(t)\,(\pm 1 - \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\pi\alpha_i(t)})}{\sin \pi\alpha_i(t)}\,(s/s_0)^{\alpha_i(t)},$$

approximiert wird. Für mittlere Energien kann man jedoch nicht einfach mit dem Ansatz $T(s,t) \approx T_{\text{Res}} + T_{\text{Regge}}$ arbeiten, da der mittlere Beitrag $\langle T_{\text{Res}} \rangle$ bereits in der Regge-Amplitude enthalten ist. Für mittlere Energien wurden zwei extreme Modelle entwickelt: 1) Beim *verallgemeinerten Interferenzmodell* wird angenommen, daß die $B_l(s)$ komplexe Funktionen von s sind, die für $s \to \infty$ schneller als jede Potenz von s abfallen und daher keinen Beitrag zu den Regge-Polen im t-Kanal geben (und umgekehrt), so daß $T(s,t) \approx T_{\text{Res}} + T_{\text{Regge}}$ angesetzt werden kann, ohne die einzelnen Beiträge doppelt zu zählen. 2) Bei den *Dualitätsmodellen* wird angenommen, daß Regge-Trajektorien im t-Kanal direkt von den Resonanzen im s-Kanal aufgebaut werden, daß also mit anderen Worten die Resonanzentwicklung bzw. die Regge-Entwicklung nur zwei duale Darstellungen ein und desselben Gegenstandes sind, wobei man als *lokale Dualität* bzw. *Dualität im Mittel* dieses Verhaltens für jeden Wert der Energie bzw. gemittelt über endliche, aber kleine Energieintervalle bezeichnet. Dualität im Mittel ist z. B. gut erfüllt für die π-p-Streuung (Abb. 7), wo der



Mittelwert $\langle \sigma_{\text{Res}} \rangle$ der Resonanzbeiträge gerade mit den auf niedere Energien extrapolierten Regge-Beiträgen σ_{Regge} übereinstimmt; die exakte Streuamplitude kann daher durch

$$T(s,t) = T_{\text{Res}} + T_{\text{Regge}} - \langle T_{\text{Res}} \rangle$$

genähert werden. Ein lokales Dualitätsmodell ist das *Veneziano-Modell*, das die Streuamplitude durch

$$T(s,t) = -\beta\Gamma(1-\alpha(s))\,\Gamma(1-\alpha(t))/\\ /\Gamma(1-\alpha(s)-\alpha(t))$$

beschreibt, wobei $\Gamma(x)$ die Gaußsche Γ-Funktion ist und die Regge-Trajektorien reell und linear angesetzt werden: $\alpha(s) = a + bs$. Als Nachteil dieses crossingsymmetrischen, dualen Veneziano-Modells mit korrektem hochenergetischem Verhalten macht sich gegenwärtig noch die Nichterfüllung der Unitaritätsrelation der S-Matrix bemerkbar; an entsprechenden Verallgemeinerungen wird gearbeitet.

Wegen der guten Resultate, die mit den im Rahmen der a.n S-M.-T. entwickelten Modellen erzielt wurden, kann diese als entwicklungsfähigste Grundlage für eine Theorie der starken Wechselwirkung angesehen werden, obwohl es bisher noch in keinem Fall gelungen ist, alle ihre Postulate gleichzeitig modellmäßig zu erfassen.

Analytizitätsbereich, → Funktionentheorie.

anamorphotische Abbildung, eine Art der Abbildung durch optische Systeme, bei der der Abbildungsmaßstab in zwei zueinander senkrechten Hauptschnitten verschieden ist. Durch a. A. entsteht eine Bildverzerrung, d. h., ein Kreis wird als Ellipse oder ein Quadrat als Rechteck wiedergegeben. Die a. A. kann durch Kombinieren zweier Zylinderlinsen unterschiedlicher Brennweite erreicht werden, wobei die Linsen gekreuzte Hauptschnitte (reell abbildende Systeme) oder gleiche Hauptschnitte (teleskopische Systeme) besitzen. Die a. A. ist auch durch Kombinieren zweier ablenkender Prismen (→ Vergrößerung) erreichbar.

Ein weites Anwendungsgebiet hat die a. A. in der Kinematographie bei der Breitwandprojektion (z. B. CinemaScope, Total-Vision) gefunden.

Anaphorese, → Elektrophorese.

Andrews-Diagramm, graphische Darstellung von Isothermen im Druck-Volumen-Diagramm. Das Diagramm erfaßt sowohl den gasförmigen als auch den flüssigen Bereich der Substanz. Nach Messung hinreichend vieler Kurven kann aus dem A.-D. die Zustandsgleichung für die untersuchte Substanz gewonnen werden.

AND-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

Anemometer, Gerät zur Messung der Geschwindigkeit in Strömungen. Wichtige A. sind Schalenkreuz-, Flügelrad-, Hitzdraht- und Glimmentladungsanemometer.

1) Das *Schalenkreuzanemometer* besitzt senkrecht zur Drehachse angeblasene offene Halbkugelschalen, die abhängig von der relativen Anströmungsgeschwindigkeit unterschiedliche Widerstände erfahren. Das dadurch entstehende Drehmoment setzt das Schalenkreuz in Rotation. Mit zunehmender Geschwindigkeit des Luftstromes steigt die Drehzahl des A.s.

2) Das *Flügelradanemometer* arbeitet wie ein Propeller und muß mit seiner Achse in Anströmrichtung weisen. Beim hydrometrischen Flügel, einem A. zur Geschwindigkeitsmessung im Wasser, wird das Gerät durch eine Windfahne selbsttätig in Strömungsrichtung orientiert.

3) Beim *Hitzdrahtanemometer* wird die Wärmeabgabe eines elektrisch erhitzten Platindrahtes an eine Strömung zur Messung von Größe und Richtung der Geschwindigkeit ausgenutzt:

$$J^2 \cdot R = (T - T_{\text{L}})\left(a\sqrt{c} + b\right);$$

dabei bedeuten J die Heizstromstärke, R den Widerstand, T die Drahttemperatur, T_{L} die Lufttemperatur, a, b Konstanten, c die Strömungsgeschwindigkeit. Der in einem Sondenkopf eingespannte Platindraht mit einem Durchmesser $d = 1{,}5 \cdots 10\,\mu\text{m}$ und der Länge $L = 0{,}5$ mm wird als Widerstand in eine Wheatstonesche Brücke geschaltet. Die Messung erfolgt mit konstantem Widerstand oder mit konstanter Temperatur des Hitzdrahtes.

4) Beim *Glimmentladungsanemometer* wird die Widerstandsänderung eines ionisierten Zwischenraumes zwischen den Elektroden durch eine Luftströmung zur Geschwindigkeitsmessung ausgenutzt.

Schalenkreuz- und Flügelradanemometer setzt man zur Messung kleiner Geschwindigkeiten ein, dabei werden nur Mittelwerte registriert. Mit Hitzdraht- und Glimmentladungs-

anemometern können Strömungen sehr genau punktweise ausgemessen und die Kennwerte der Turbulenz bestimmt werden.

In der Meteorologie dienen A. zur Messung der Windgeschwindigkeit, bei einigen Konstruktionen auch der Windrichtung. Die Windgeschwindigkeit kann bestimmt werden aus der Druckwirkung auf die beweglichen Teile des Gerätes (*Wildsche Windstärketafel, Schalenkreuzanemometer*), aus der manometrischen Differenz am Staurohr (*Staurohranemometer*), aus der Größe der Abkühlung eines geheizten Körpers (*thermoelektrisches A., Hitzdrahtanemometer*) und durch Messung der Schallausbreitung (*akustisches A.*). Die Richtungsbestimmung erfolgt mittels Windfahnen. Die Übertragung von den Meßwertgebern zum Anzeigegerät kann mechanisch oder elektrisch geschehen.

Lit. Popow: Strömungstechnisches Meßwesen (dtsch Berlin 1958).

Aneroidbarometer, → Barometer.

Anfahrwirbel, → Tragflügel.

Anfangsbedingung, 1) → Dynamik. 2) → Differentialgleichung.

Anfangspermeabilität, → Permeabilität.

Anfangsphase, *Initialphase,* im Ablauf eines geomagnetischen Sturmes ein bestimmter Zeitabschnitt, der unter Umständen auch fehlen kann. Die A. schließt sich unmittelbar an den → SSC an und umfaßt den Zeitraum von 1 bis 4 Stunden bis zum Beginn der Ringstromaktivität, währenddessen das geomagnetische Feld verstärkt und relativ ruhig ist.

Die Magnetosphäre wird während der gesamten A. stationär komprimiert. Ursache für eine solche Kompression kann nach den Vorstellungen des → Chapman-Ferraro-Modells ein erhöhter Druck p_s im Sonnenwindplasma sein. Dieser verlagert die Magnetopause näher an die Erde heran. Das in dieser eingeschlossene geomagnetische Feld wächst dabei um einen Betrag ΔB, der sich nach den Berechnungen des Chapman-Ferraro-Modells aus $\Delta B/B_0 = 0{,}6\,(R_e/r_s)^3$ ergibt. B_0 ist der Wert des geomagnetischen Feldes am Äquator, R_e der Erdradius und r_s der Abstand des Subsolarpunktes (→Magnetopause) vom Erdmittelpunkt. Unter ruhigen Bedingungen ist $r_s \approx 10\ R_e$ und $\Delta B \approx 15$ bis $20\,\gamma$ ($1\,\gamma = 10^{-9}$ Wbm^{-2}). Damit das Feld gegenüber dem ungestörten geomagnetischen Feld um $20\,\gamma$ zunimmt, muß daher der Druck im Sonnenwind um so viel zunehmen, daß $r_s \approx 8\ R_e$ wird, das bedeutet, p_s muß um einen Faktor 5 bis 6 größer werden.

Anfangswert, → Dynamik.

angeregte Kerne, → Kernanregung.

angeregter Zustand, → Anregung, → Zustand.

„angezogene" Teilchen, → Vakuumzustand.

Ångström, Å, inkohärente Einheit der Länge in der Spektroskopie. Keine Vorsätze erlaubt. Das Å. war ursprünglich als 6438,4696ter Teil der Wellenlänge der roten Kadmiumlinie in trockener Luft bei einem Druck von 1 atm bei 15 °C und einem Kohlendioxidgehalt der Luft von 0,03% des Volumens definiert. Auf Grund der Meterdefinition von 1960 ist das Å. als 10^{10}ter Teil des Meters zu definieren. Dabei ist es mit der gleichen Sicherheit wie das Meter durch die Strahlung der orange Linie des Kryptonisotops 86 im Vakuum bestimmt. $1\ \text{Å} = 10^{-10}\ \text{m} = 10^{-1}\ \text{nm}$.

anholonome Bindung, → Bindung.

anholonomes System, → mechanisches System.

Anion, einfach oder mehrfach negativ geladenes → Ion eines Elektrolyten, das im elektrischen Spannungsgefälle zur Anode wandert.

Anionenleiter, → Ionenleitfähigkeit.

Aniseikonie, → Augenoptik.

Anisometropie, → Augenoptik.

anisotrope Flüssigkeiten, Flüssigkeiten mit einer derartigen Struktur, daß die Spannung in einem materiellen Punkt von einem Vektor abhängt, der eine Vorzugsrichtung und einen Betrag in dem materiellen Punkt festlegt. Dieser Vektor hängt in besonderer Weise von der kinematischen Vorgeschichte des materiellen Punktes ab. G. L. Hand verallgemeinerte die Theorie der a.n F., indem er zum Beschreiben der Mikrostruktur der Flüssigkeit einen symmetrischen Tensor einführte, die Spannungskomponenten als Polynome in den Komponenten des Strukturtensors und des ebenfalls symmetrischen Tensors der Verformungsgeschwindigkeit ausdrückte sowie für den Strukturtensor eine konstitutive Beziehung vom Geschwindigkeitstyp annahm.

Anisotropie, allgemein Richtungsabhängigkeit physikalischer Eigenschaften von Stoffen. So können insbesondere Kristalle z. B. anisotrope optische Eigenschaften, Elastizität, elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit, Magnetisierbarkeit aufweisen. Diese physikalischen Größen werden durch Tensoren dargestellt. Die A. ist durch die räumliche Anordnung der Atome bzw. Ionen oder Moleküle bedingt. Polykristalline Stoffe können dann anisotrop sein, wenn die Kristallite nicht regellos orientiert sind (→ Textur). Ein Stoff, der bezüglich einer bestimmten Eigenschaft anisotrop ist, kann bezüglich einer anderen Eigenschaft isotrop sein. → Isotropie, → Quasiisotropie.

1) *A. des optischen Verhaltens* eines sonst isotropen Körpers kann durch ein äußeres (z. B. elektrisches) Feld (→ Kerr-Effekt) oder durch mechanische Einwirkungen (→ Spannungsoptik) hervorgerufen werden.

2) *A. der Dielektrizitätskonstanten.* Im Gegensatz zu homogenen Medien sind elektrisches Feld $\vec{E}$ und dielektrische Erregung $\vec{D}$ in anisotropen Körpern, wie ein- oder mehrachsigen Kristallen, nicht unbedingt parallel. Das wird durch eine tensorielle relative Dielektrizitätskonstante $\{\varepsilon_r\}$ zum Ausdruck gebracht. Jede Komponente D_i des Vektors $\vec{D}$ hängt von allen drei Komponenten E_j des Vektors $\vec{E}$ ab:

$$D_i = \varepsilon_0 \cdot \sum_{j=1}^{3} \varepsilon_{ij} E_j \quad \text{bzw.} \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \{\varepsilon_r\} \cdot \vec{E}.$$

Dabei bedeutet ε_0 die elektrische Feldkonstante und ε_{ij} die Materialkonstanten. Letztere bilden eine symmetrische Matrix, den *dielektrischen Tensor.* Dieser kann durch eine Koordinatentransformation auf die drei kristallographischen Hauptachsen x_1, x_2, x_3 transformiert werden, für die dann gilt: $D_k = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_k \cdot E_k$. Die drei ε_k sind die Hauptdielektrizitätskonstanten, D_k ist die dielektrische Erregung bzw. E_k ist das elektrische Feld in der Hauptachsenrichtung X_k (→ Kristalloptik).

3) *magnetische A.* oder *A. der Suszeptibilität*, die Erscheinung, daß die Magnetisierung bzw. die Magnetisierung der einzelnen Untergitter eines Stoffes bestimmte Vorzugslagen einnimmt. Ursache ist die Abhängigkeit der freien Energie magnetisch geordneter Stoffe von der Magnetisierungsrichtung. In vielen Fällen ist nur eine einzige Achse ausgezeichnet. Man spricht dann von einer *einachsigen* (*uniaxialen*) *magnetischen A.* Folgende Formen der magnetischen A. werden unterschieden:

Die *Kristallanisotropie* (*Kristallenergie*) ist der Anteil der magnetischen A., der bereits im ideal geordneten, spannungsfreien und unendlichen Kristall auftritt. Er wird im allgemeinen durch Spin-Bahn-Kopplungen verursacht. Die zugehörigen Anisotropiekonstanten erreichen Beträge bis 10^7 erg/cm^3 und sind stark temperaturabhängig.

Die *Formanisotropie* beruht darauf, daß in homogen magnetisierten Körpern, die von der Kugelgestalt abweichen, die Energie des magnetischen Streufeldes von der Magnetisierungsrichtung abhängt. Diese Form der magnetischen A. bestimmt maßgeblich die → Koerzitivfeldstärke von Einbereichsteilchen.

Die *Spannungsanisotropie* wird durch das Zusammenwirken von elastischen Spannungen und magnetostriktiven Kopplungen verursacht. Die magnetoelastische Anisotropie-Energie W_σ, die *Spannungsenergie*, beträgt im einfachsten Fall isotroper Magnetostriktion λ_s und einer homogenen einachsigen Zugspannung σ: $W_\sigma = 3/2\,\lambda_s\,\sigma \sin^2\varphi$. Dabei ist φ der Winkel zwischen Zugrichtung und spontaner Magnetisierung. Bei $\varphi = 0$ erreicht W_σ bei positivem λ_s ein Minimum (Vorzugslage), bei negativem λ_s liegen die Vorzugslagen quer zu σ. An Stoffen mit kleiner Kristallanisotropie, z. B. Ni-Fe-Legierungen mit 65% Ni, treten schon bei $\sigma \approx 3$ kp/mm^2 stabile Vorzugslagen parallel zur Zugspannung auf, was zu Rechteckschleifen führt.

Die *induzierte magnetische A.* ist gekennzeichnet durch die Ausbildung magnetischer Vorzugslagen bei mechanischer und thermischer Behandlung von Proben. Es lassen sich unterscheiden: a) *spannungsinduzierte A.*, die durch die bei einer Verformung entstehenden Eigenspannungen bedingt ist (vgl. Spannungsanisotropie); b) *gleitungsinduzierte A.* oder *Verformungsanisotropie*, die beim Kaltwalzen ferromagnetischer Legierungen unabhängig von der Texturbildung induziert wird. Diese magnetische A. wird bei der plastischen Verformung ordnungsfähiger Legierungen durch Änderung der Nachbarschaftsverhältnisse der Atome längs der Gleitebene hervorgerufen. Der Betrag und die Vorzugsrichtung hängen maßgebend von betätigten Gleitsystemen, dem Atom-Ordnungszustand, der kristallographischen Orientierung und dem Verformungsgrad ab; c) *magnetfeldinduzierte A.*, die auf der magnetfeldinduzierten → Richtungsordnung beruht.

Die *Austauschanisotropie* kommt durch die Austauschwechselwirkung über Grenzflächen hinweg zustande. So wird z. B. auf ein Kobaltteilchen die große magnetische A. eines antiferromagnetischen und deshalb der direkten Feldeinwirkung entzogenen Überzuges aus Kobaltoxid übertragen, die die Magnetisierung in der ursprünglichen Richtung festhält. Dies führt zu einer aus der symmetrischen Lage verschobenen Hystereseschleife und zu einer auch in hohen Feldern nicht verschwindenden Rotationshysterese.

Die *Oberflächenanisotropie* ist eine einachsige magnetische A. mit den Oberflächennormalen als Vorzugsachse. Sie beruht darauf, daß die magnetischen Momente an der Oberfläche wegen des Fehlens von Nachbarn eine andere Wechselwirkung als im Inneren erfahren. Die Oberflächenanisotropie kann als Spezialfall der Austauschanisotropie aufgefaßt werden: Austauschanisotropie der freien Oberfläche. Ihre Effekte sind klein und lassen sich nur bei dünnen Schichten nachweisen.

Die *Einfallswinkelanisotropie* ist für dünne magnetische Schichten spezifisch. Bei schräg aufgedampften Schichten führt die A. der Kristallitformen und der Spannungsverteilung zu einer einachsigen A.

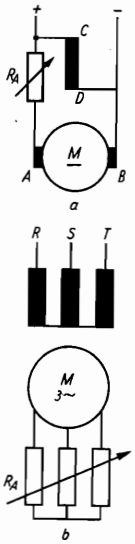
Anisotropiefaktor, → R-Faktor.

Anisotropiekoeffizient, → R-Faktor.

Anisotropiekonstanten, Konstanten, die die magnetische Anisotropie charakterisieren: Bei der Kristallanisotropie sind die A. Entwicklungskoeffizienten der freien Energie eines magnetisch geordneten Kristalles nach solchen Kombinationen der Richtungskosinus der Magnetisierung, die mit der Kristallsymmetrie verträglich sind. In Fällen, in denen nur eine Achse oder sogar nur eine Richtung ausgezeichnet sind, dienen die Entwicklungskoeffizienten der freien Energie nach dem Richtungskosinus zwischen der Magnetisierung und der Achse oder Richtung als A.

Anker, in der Elektrotechnik ein Bauteil elektrischer Maschinen und Geräte, das zum → magnetischen Kreis gehört. In elektrischen Maschinen ist der A. aus Dynamoblechen zusammengesetzt (lamelliert aufgebaut) und trägt die Ankerwicklung (→ Wicklung). In der Ankerwicklung wird die Spannung induziert, die für die Wirkungsweise der elektrischen Maschine wesentlich ist. Je nach Art der Maschine können der Ständer oder der Läufer A. sein (→ elektrische Maschine). Bei der heute gebräuchlichsten Form des A.s von Gleichstrommaschinen, dem *Trommelanker*, liegen in dem zylindrischen, geblechten und genuteten Läufer Wicklungsspulen in zwei Schichten, deren Enden an den Lamellen des Stromwenders in Reihe geschaltet sind. Bei elektromagnetischen Schaltgeräten, z. B. Relais, Schütze, ist der A. ein beweglich gelagertes, massives oder lamelliertes Konstruktionsteil, das von dem übrigen Teil des magnetischen Kreises durch einen Luftspalt getrennt ist. Bei Erregung der Spule (Steuerspule) wird der A. angezogen und betätigt die Schaltkontakte des Hauptstromkreises.

Ankerrückwirkung, bei → elektrischen Maschinen die Rückwirkung des Ankerfeldes auf das Erregerfeld. Das Feld des bei Belastung fließenden Ankerstroms überlagert sich dem Erregerfeld zum Gesamtfeld. Bei der Gleichstrommaschine bildet sich das Ankerfeld quer zum Erregerfeld aus (Ankerquerfeld); es schwächt an der einen Polkante das Erregerfeld und verstärkt es an der anderen Seite. Wegen der nichtlinearen Magnetisierungskennlinie des magnetischen



Anlasserschaltungen: *a* Anlasserwiderstand R_A im Ankerkreis eines Gleichstromnebenschlußmotors *M*, *A*–*B* Anker, *C*–*D* Erregerwicklung; *b* Anlasserwiderstände R_A in Sternschaltung im Läuferkreis eines Drehstromasynchronmotors mit Schleifringläufer *M* $3\sim$, *R*, *S*, *T* Leiter des Drehstromnetzes

Kreises wird das Gesamtfeld geschwächt. Außerdem wirkt die A. verschlechternd auf die → Stromwendung. Zur Kompensation der A. werden zwischen den Hauptpolen (in Pollücke) Wendepolwicklungen und unter den Polen Kompensationswicklungen verwendet.

Bei der Synchronmaschine kann die A. je nach der Phasenlage des Ankerstroms das Erregerfeld schwächen oder verstärken.

Anlagerung, → Attachment.

Anlagerungskomplex, → Komplexverbindungen.

Anlagerungsprozeß, svw. Einfangprozeß.

Anlasser, 1) ein Gerät mit abschaltbaren Widerständen zur Inbetriebnahme (zum Anlauf) von Elektromotoren. Die Widerstände werden während des Anlaßvorganges in den Ankerkreis des Gleichstrommotors bzw. in den Läuferkreis des Asynchronmotors mit Schleifringläufer geschaltet; sie begrenzen den Anlaufstrom und erhöhen beim Asynchronmotor außerdem das Anlaufmoment. Nach der Anordnung der Kontakte der Schalteinrichtung bei A.n mit Widerständen aus Band- oder Draht-Widerstandsmaterial unterscheidet man *Flachbahnanlasser* und *Schaltwalzenanlasser*. Bei Asynchronmotoren werden auch *Flüssigkeitsanlasser* eingesetzt, wobei die Eintauchtiefe der Elektrodenbleche in einen Elektrolyten den Widerstand bestimmt.

2) eine Einrichtung zum Anwerfen von Verbrennungsmotoren. Als A. wird meist ein Gleichstromreihenschlußmotor eingesetzt, der von der Batterie gespeist wird und ein hohes Anlaufmoment entwickelt. Auf seiner Welle sitzt ein Zahnrad (Ritzel), das nur während des Anwerfens mit dem Zahnkranz des Verbrennungsmotors in Eingriff gebracht wird.

Anlaufstrecke, → Rohrströmung.

Anlaufstrom I_a, der Strom einer Diode, der bei keiner oder schwach negativer Anodenspannung U_a fließt. Ein Teil der aus der Katode emittierten Elektronen hat genügend Energie, um das Potential der Anode zu überwinden:

$$I_a = I_s \cdot e^{U_a/U_T} \text{ mit}$$

$$U_T = kT/e = 8{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot T \text{ Volt.}$$

Dabei ist I_s der Sättigungsstrom, U_T die Temperaturspannung der Katode, k die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur in K und e die Elementarladung. Durch Messung des Anodenstromes bestimmt man aus der Steigung der sich bei der halblogarithmischen Darstellung $\log I_a = f(U_a)$ ergebenden Geraden in der Praxis die Temperatur der Katode.

Anlaufwert, → Zähler.

Annihilation, → Antiteilchen.

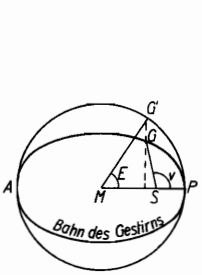
Anode, die positive → Elektrode.

Anodenbasisschaltung, → Verstärker.

Anodendunkelraum, → Dunkelräume.

Anodenfall, → Gasentladung.

Anodenfallraum, → Gasentladung.



Anomalie. *v* wahre Anomalie, *E* exzentrische Anomalie

Anodenfleck, auf der Anode einer Gasentladung mitunter zu beobachtender stark leuchtender Fleck, der meist auf geometrische oder substantielle Inhomogenitäten der Anode zurückzuführen ist. A.e entstehen gewöhnlich dadurch, daß lokale Feldstärkeerhöhungen an oder kontinuierliche Gasausbrüche aus bestimmten Stellen der Anode günstige Voraussetzungen für eine eng lokalisierte Elektronenstoßanregung in unmittelbarer Nähe der Anodenoberfläche herbeiführen.

Anodengleichrichtung, → Demodulation.

Anodenglimmhaut, → Glimmentladung.

Anodenrückwirkung, der Einfluß der Anodenspannungsänderung auf den Anodenstrom. Die Elektronenröhren arbeiten bei hohen Frequenzen nicht mehr rückwirkungsfrei, es kommt zu einer Kopplung der Ausgangsschaltung auf die Eingangsschaltung einer Röhre, was zur Verstärkungsminderung bzw. Schwingneigung führt. Um die A. möglichst klein zu halten, wurde das Schirmgitter (→ Schirmgitterröhre) eingeführt.

Anodenstrahl, ein Strahl positiver Ionen, der durch Verdampfung von Salzen der Alkali- oder Erdalkalimetalle Kalium, Rubidium, Zäsium, Magnesium, Kalzium, Strontium, Barium entsteht, die sich auf der Anode einer Entladungs- oder Elektronenröhre befinden. Die positiven Ionen erhalten ihre Energie von den auf die Oberfläche aufschlagenden verhältnismäßig langsamen Elektronen. A.en benutzt man zur Untersuchung von Stoßprozessen solcher Ionen mit Gasmolekülen und mit festen Körpern. A.en entstehen auch beim Aufprall von Teilchen mit hoher kinetischer Energie auf metallische Anoden. A.en unterscheiden sich von Kanalstrahlen dadurch, daß sie nicht im Gas in der Entladungsstrecke, sondern an der Anodenoberfläche entstehen.

Anodenverlustleistung N_a, die an der Anode einer Elektronenröhre durch den Anodenstrom und die Anodenspannung entstehende Leistung $N_a = U_a \cdot I_a$. Die kinetische Energie der Elektronen wird beim Aufprall auf die Anode in Wärme umgesetzt, die nur durch Wärmestrahlung — deshalb Aufrauhen bzw. Schwärzen der Anodenoberfläche — oder durch Wärmeleitung über die Sockelanschlüsse abgeführt werden kann. Für jeden Röhrentyp wird die maximale A. angegeben, die unter keinen Umständen überschritten werden darf.

Anolyt, → Elektrolyse.

anomaler Schall, der Schall, der infolge des in der Atmosphäre vorhandenen Temperaturgradienten abgebeugt ist und in speziellen Fällen hinter der Zone des Schweigens (→ Reichweite 1) den Erdboden wieder erreicht.

anomales magnetisches Moment der Elementarteilchen, → magnetisches Moment der Elementarteilchen.

Anomalie, 1) Astronomie: ein Winkel, der bei der mathematischen Beschreibung der Bahn eines Himmelskörpers um einen anderen eine wichtige Rolle spielt, z. B. bei der Beschreibung der Bahn eines Gestirns um die Sonne. Man unterscheidet drei verschiedene A.n. 1) Die *wahre A. v* ist der vom Mittelpunkt der Sonne *S* aus gemessene Winkel zwischen dem Perihel *P* und dem Ort *G* des Gestirns. 2) Die *exzentrische A. E* ist der vom Mittelpunkt *M* der elliptischen Bahn des Gestirns aus gemessene Winkel zwischen dem Perihel und einem Punkt *G'*. Der Punkt *G'* ist der Schnittpunkt des von *G* aus auf die Verbindungslinie Perihel — Aphel (*PA*) gefällten und über die Ellipse hinaus verlängerten Lotes mit einem um den Mittelpunkt der Ellipse geschlagenen Kreis, dessen Radius gleich der großen Halbachse der Ellipse ist. 3) Die *mittlere A. M* ist der vom Mittelpunkt der Sonne aus ge-

messene Winkel zwischen Perihel und einem gedachten Körper, der sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit so um die Sonne bewegt, daß seine Umlaufzeit gleich der des Gestirns ist. Während sich die wahre und die exzentrische A. ungleichförmig mit der Zeit ändern, ändert sich die mittlere A. gleichmäßig.

Die Verbindung zwischen der exzentrischen und der mittleren A. wird hergestellt durch die transzendente *Keplersche Gleichung* $E - e \sin E = M$, in der e die numerische Exzentrizität der Bahn bedeutet.

2) Geophysik: die örtliche Abweichung einer gemessenen physikalischen Größe von einem zu erwartenden Wert, z. B. *gravimetrische A.* im Schwerefeld, *magnetische A.* im Hauptfeld (→ Erdmagnetismus). Nach ihrer örtlichen Verbreitung unterscheidet man *kontinentale A.* (etwa von Kontinentgröße), *regionale A.* (200 bis 900 km Ausdehnung) und *lokale A.* (einige km Ausdehnung, z. B. durch Lagerstätten hervorgerufen).

3) Thermodynamik: die *A. des Wassers*, die darin besteht, daß sich Wasser für Temperaturen $< +4$ °C wieder ausdehnt, so daß auch seine feste Phase, das Eis, eine geringere Dichte als Wasser von $+4$ °C hat und somit auf der flüssigen Phase schwimmt.

4) → magnetomechanische Anomalie des Elektrons.

Anomaloskop, → Farbensehen.

Anordnung, svw. Ordnung.

Anpassung, *elektrische A.*, die Bemessung eines äußeren Widerstandes R_a im Verhältnis zum inneren Widerstand R_i einer elektrischen Stromquelle. Es interessiert die von der Stromquelle mit der Urspannung U_0 an den Widerstand R_a abgegebene Leistung

$$P_a = U \cdot I = U_0^2 R_a/(R_a + R_i)^2,$$

ferner der Wirkungsgrad η der Leistungsübertragung, der als das Verhältnis aus der an R_a abgegebenen Leistung P_a und der gesamten von der Stromquelle gelieferten Leistung $P_{ges} = U_0^2/(R_a + R_i)$ definiert ist, also $\eta = 1/(1 + R_i/R_a)$.



Elektrische Anpassung: *1* Stromquelle mit äußerem Widerstand, *2* abgegebene Leistung P_a und Wirkungsgrad η als Funktion von R_i/R_a

Dabei ist U die Klemmenspannung, I der Strom (Abb. 1). Die abgegebene Leistung $P_a = f(R_a)$ erreicht bei vorgegebenen U_0 und R_i für $R_a = R_i$ einen Maximalwert. Das ist der Fall der *Leistungs-* oder *Widerstandsanpassung*, bei dem an R_a und R_i jeweils die maximal abgebbare, verfügbare Leistung $P_v = U_0^2/4\,R_i = P_{a\,max}$ umgesetzt wird, der Wirkungsgrad also 50% beträgt. Abb. 2 zeigt den Verlauf von $P_a/P_{a\,max} = f(R_i/R_a)$, das Maximum verläuft relativ flach. Im Wechselstromkreis mit komplexen Widerständen Z erfolgt A. bei $Z_a = Z_i^*$. Dabei ist Z_i^* der konjugiert komplexe Wert zu Z_i. Die Leistungsanpassung spielt vorwiegend in der Schwachstromtechnik eine Rolle, da hier die maximal abgebbare Leistung und weniger der Wirkungsgrad von Bedeutung ist.

Ein hoher Wirkungsgrad wird hingegen für $R_i/R_a \to 0$ erreicht, was durch $R_i \to 0$ oder $R_a \to \infty$ möglich ist. Praktische Bedeutung hat nur der Fall $R_i \to 0$, bei dem zugleich bei fester Urspannung $P_a \to P_{ges}$ geht. Die Möglichkeit $R_a \to \infty$ ist uninteressant, da hierbei P_a und P_{ges} gegen Null gehen. Der Fall $R_i \ll R_a$ heißt allgemein *Unteranpassung*, er spielt in der Starkstromtechnik und auch bei HF-Leistungsverstärkern (z. B. Großsendern) eine Rolle. *Überanpassung* nennt man den Fall $R_i \gg R_a$. Sie wird z. B. benutzt, um einen Schwingungskreis ohne merklichen Einfluß auf dessen Güte als Arbeitswiderstand einer Röhre (deshalb meist eine Pentode) zu betreiben.

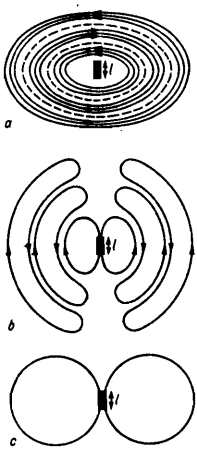
Anregung, Prozeß des Übergangs eines quantenmechanischen Systems, z. B. eines Atoms oder harmonischen Oszillators, vom *Grundzustand* in einen stationären Zustand größerer Energie, der als *angeregter Zustand* bezeichnet wird. Bei der A. wird dem System die *Anregungsenergie* zugeführt. Diese ist gleich der Differenz zwischen den Energieeigenwerten des angeregten Zustands und des Grundzustands. Die zum Erreichen der Anregungsenergie für ein Elektron erforderliche Beschleunigungsspannung heißt *Anregungsspannung*. Ihr Zahlenwert stimmt mit der Anregungsenergie überein, wenn diese in eV angegeben wird. Bei Atomen wird die A. durch Teilchenstoß oder Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung hervorgerufen. Die Abhängigkeit der Anregungswahrscheinlichkeit von der Energie der einfallenden Teilchen oder der einfallenden Strahlung wird als *Anregungsfunktion*, deren graphische Darstellung als *Anregungskurve* bezeichnet.

Anregungsspektrum, bei optischen Effekten in Festkörpern die Abhängigkeit der Stärke des Effektes von der Wellenlänge des anregenden Lichts bzw. von der Energie der eingestrahlten Photonen. Bei der Photolumineszenz von Festkörpern z. B. gibt das A. die Abhängigkeit der Intensität des bei bestimmter fester Wellenlänge emittierten Lichtes von der Wellenlänge des anregenden Lichts an, bei der Photoleitung gibt das A. die Abhängigkeit des Photostroms von der Wellenlänge des Anregungslichts an. Das A. steht in enger Beziehung zum Absorptionsspektrum des entsprechenden Festkörpers.

Anreicherungsfaktor, → Anreicherung von Isotopen.

Anreicherung von Isotopen, die Vergrößerung des prozentualen Anteils eines Isotops im natürlichen bzw. schon angereichert vorliegenden Isotopengemisch eines Elements. Besondere Bedeutung hat die A. v. I. bei der Gewinnung von Kernbrennstoff. Zur Herbeiführung der A. v. I. benutzt man Methoden zur *Isotopentrennung*, die meistens darauf beruhen, daß es bestimmte, für die einzelnen Isotope eines Elements verschiedene Mittelwerte physikalischer Größen gibt, die direkt oder indirekt von den Kernmassen abhängen, und zwar Dichte, Schmelz- und Siedepunkt, Verdampfungswärme, Diffusionskonstante, Reaktionsgeschwindigkeit

usw. (→ Isotopieeffekte). Erscheinungen, die z. B. auf Verschiedenheit der Kernspins oder der Anregungszustände der Atomkerne beruhen, werden damit nicht erfaßt. Die für die A. v. I. wichtigen thermodynamischen Isotopieeffekte sind in gleicher Weise auf Systeme mit stabilen wie mit radioaktiven Isotopen anwendbar. Die Theorie der thermodynamischen Isotopieeffekte ist im wesentlichen ein Teilgebiet der statistischen Mechanik; außer für spezielle Probleme der kinetischen Gastheorie ist die Verwendung der Quantenstatistik unumgänglich, da die klassische Statistik trotz der Massenabhängigkeit ihrer Formeln (hier wird der Einfluß allein der Massen der Isotope auf die Erscheinungen der physikalischen und chemischen Thermodynamik behandelt) im allgemeinen keine Isotopieeffekte liefert und daher zur Beschreibung von Isotopensystemen ungeeignet ist. Zu den statistischen Methoden gehören *Diffusionsmethoden*, und zwar Diffusion durch Diaphragmen (→ Diaphragmentrennstufe), Diffusion im Temperaturgefälle (→ Thermodiffusion), Diffusion im Gefälle des Totaldrucks einer Zentrifuge oder Trenndüse und Diffusion im Gefälle des Partialdrucks bei mehreren Komponenten (Gegenstromdiffusion), und *chemische Methoden*, wie Destillation, chemischer Austausch und Elektrolyse. Destillation und Gegenstromdestillation (Rektifikation) nutzen die isotopenabhängigen Unterschiede des Dampfdruckes und der Verdampfungsgeschwindigkeit aus. Die einmalige Ausnutzung eines solchen Effektes gibt im allgemeinen nur sehr kleine Konzentrationsverschiebungen, so daß die wiederholte Anwendung des elementaren Trenneffektes in vielstufigen Apparaturen, den → Kaskaden, notwendig ist. Die einzelnen Trennstufen der Kaskade oder Trennanlage zerlegen den Strom der Isotopenmischung in zwei Teilströme, die einen Unterschied in der Isotopenkonzentration aufweisen und außerdem dafür geeignet sind, daß beim Zusammenschalten mehrerer Trennstufen ein beliebiger Trennfaktor erhalten werden kann. Der chemische Austausch beruht auf den geringen Unterschieden im chemischen Verhalten der Isotope, dabei spielen die Konstanten des chemischen Gleichgewichtes und die Reaktionsgeschwindigkeit eine Rolle. Bei der Elektrolyse zeigt sich bei der Entladung der Ionen an der Katode ein Isotopieeffekt. Auch die Gegenstromelektrolyse und die Schmelzelektrolyse werden angewandt. Weiter werden noch ausgenutzt die Desorption, die Oberflächenwanderung, die Gleichstrom-Glimmentladung, der Ionenaustausch und katalytische Effekte. Als nichtstatistische Methoden zur A. v. I. bezeichnet man *elektromagnetische Verfahren*, die, wenigstens im Prinzip, bei einer einmaligen Anwendung eine vollkommene Reindarstellung einzelner Isotope gestatten (→ Calutron).



I Hertzscher Dipol: *a* magnetische Feldlinien, die Kreise senkrecht zur Zeichenebene bilden und als Ellipsen in der Abbildung erscheinen; *b* elektrische Feldlinien; *c* Richtcharakteristik. Die Abbildungen *b* und *c* sind rotationssymmetrisch um eine durch *I* gehende Achse

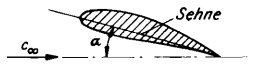
Den Anreicherungsgrad des Isotopengemischs beschreibt man entweder mit dem *Trennfaktor f*, der angibt, wie sich die Zusammensetzung des Isotopengemischs am Ausgang aus einer einfachen Anreicherungsapparatur von der am Eingang unterscheidet, oder auch mit dem *Anreicherungsfaktor q*, der als Quotient $q = (C_1/C_2)_{\text{angereichert}}/(C_1/C_2)_{\text{natürlich}}$ des Konzentrationsverhältnisses $(C_1/C_2)_{\text{angereichert}}$ am Ende zu dem $(C_1/C_2)_{\text{natürlich}}$ am Anfang bei einem Einzelprozeß definiert ist. Bei 2 hintereinander geschalteten Einzeltrennprozessen bzw. aneinandergereihten einfachen Anreicherungsapparaturen wird der gesamte Trennfaktor gleich $f \cdot f = f^2$ bzw. der gesamte Anreicherungsfaktor gleich q^2; bei n Anreicherungsapparaturen entsprechend f^n und q^n.

Ansaugdruck, → Vakuumpumpen.

Anschaulichkeit, Eigenschaft solcher physikalischer Begriffe oder Theorien, die der Erfahrungswelt des täglichen Lebens entnommen oder angepaßt sind und Abbilder oder → Modelle der sinnlich wahrnehmbaren Realität geben. Die Begriffe oder Theorien gehen dabei meist auf mechanische Vorstellungen zurück. Dagegen beruhen moderne physikalische Theorien, z. B. die Quanten- und die Relativitätstheorie, auf Erfahrungen, die nicht unmittelbar durch die menschlichen Sinnesorgane, sondern nur mit Hilfe besonderer Meßapparaturen gewonnen werden können; sie werden daher unanschaulich genannt. Anschauliche Modellvorstellungen, wie Welle und Teilchen in der Quantenmechanik, beschreiben die Realität nur einseitig (→ Dualismus von Welle und Korpuskel). Die A. ist kein Kriterium für die Richtigkeit von Theorien bzw. die Nützlichkeit von Begriffen.

Ansprechwahrscheinlichkeit, svw. Effektivität.

Anstellwinkel, der Winkel α zwischen der Richtung der Zuströmgeschwindigkeit c_∞ und der Sehne des → Tragflügels (Abb.). Bei Tragflügeln



Anstellwinkel

mit konkaver Unterseite benutzt man oft auch die Tangente an die Profilunterseite als Bezugslinie. Der A. beeinflußt Auftrieb und Strömungswiderstand sehr stark.

Anstieg, → Differentialrechnung.

Anstrichmethode, → Strömungsphotographie.

Antenne, in der Funktechnik Einrichtung zum Ausstrahlen (Senden) oder zum Empfang elektromagnetischer Wellen (*Sendeantenne* bzw. *Empfangsantenne*). Die Grundlage zur Berechnung der Ausstrahlung von A.n bilden die am Hertzschen Oszillator oder Hertzschen Dipol durchgeführten Überlegungen. Als Hertzscher Dipol wird dabei ein strahlendes Stromelement, das *Strahlungselement* (die einfachste Form einer A.) verstanden, dessen Länge l sehr klein gegen die Wellenlänge λ und dessen Strom über diese Länge l konstant ist. Praktische Bedeutung hat der Hertzsche Dipol dadurch, daß ein aus einer beliebigen A. mit beliebiger Stromverteilung herausgegriffenes Leiterelement als Hertzscher Dipol betrachtet werden kann. Infolge der periodischen Änderung der Stromstärke gehen von ihm elektromagnetische Wellen aus (Abb. 1). Während in geringen Entfernungen r im Nahfeld der A. Glieder überwiegen, bei denen die elektrische Feldstärke $E \sim \frac{1}{r^3}$ bzw. $\frac{1}{r^2}$ und die magnetische Feldstärke $H \sim \frac{1}{r^2}$ ist, überwiegen

im Fernfeld der A. die Glieder, bei denen $E, H \sim \frac{1}{r}$ sind.

Die von einem Hertzschen Dipol ausgehenden elektromagnetischen Wellen sind polarisiert (→ Polarisation), d. h., die Endpunkte des elektrischen Vektors der von ihm ausgehenden elektromagnetischen Wellen haben eine bestimmte Schwingungsart und Schwingungsrichtung. Schwingt der Endpunkt auf einer Geraden, so spricht man von linearer Polarisation; das ist in großer Entfernung von der A. der Fall. Je nach der Orientierung zur Erdoberfläche, d. h. je nachdem, ob senkrecht oder parallel zu ihr, spricht man von vertikaler oder horizontaler Polarisation.

Die Abstrahlung von Energie wirkt für das Antennensystem wie ein ohmscher Widerstand. Dieser *Strahlungswiderstand* R_s einer A. oder eines Antennensystems, das mit einem Wechselstrom der komplexen Amplitude I gespeist wird, ist mit der Strahlungsleistung N durch $N = \frac{1}{2} \cdot |I|^2 R_s$ verknüpft. Für einen Hertzschen Dipol ergibt sich beispielsweise für den Strahlungswiderstand in Ohm $R_s\,[\Omega] = 80\,\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$.

Der Strahlungswiderstand R_s und der Antennenverlustwiderstand R_v bilden zusammen die Wirkkomponente des *Eingangswiderstandes* einer A. Der Antennenverlustwiderstand wird hauptsächlich durch den Längswiderstand des Antennendrahtes infolge des Skineffektes und durch die Ableitungsverluste durch die Halteseile der A. bedingt. Außerdem müssen noch Erdungsverluste und Sprühverluste berücksichtigt werden. Neben dem Antennenverlustwiderstand hat eine A. noch eine stark von ihrer Länge abhängige Blindkomponente des Eingangswiderstandes. Der Eingangswiderstand ist bei der Anpassung einer A. an die Speiseleitung von Bedeutung. Bei Breitbandantennen (s. u.) ist er über einen gewissen Frequenzbereich nahezu konstant. Unter der *Richtcharakteristik* einer A. versteht man die Abhängigkeit ihrer Fernfeldstärke von der räumlichen Richtung. Der *Richtfaktor D* ist definiert durch

$$D = \frac{\text{maximale Strahlungsintensität der A.}}{\text{mittlere Strahlungsintensität der A.}}$$

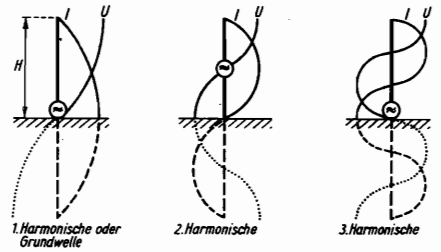
Als *Gewinn G* einer Sendeantenne bezeichnet man das Verhältnis von maximaler Strahlungsintensität der Versuchsantenne zu maximaler Strahlungsintensität der Bezugsantenne gleicher Leistung. Die *Versuchsantenne* ist die A., deren maximale Strahlungsintensität bestimmt werden soll; die *Bezugsantenne* ist diejenige A., auf deren maximale Strahlungsintensität der Gewinn bezogen wird. Die Richtung maximaler Strahlungsintensität wird als *Hauptstrahlrichtung* bezeichnet. Wählt man als Bezugsantenne eine hypothetische, allseitig gleichmäßig abstrahlende A. („isotrope" A.) und bezeichnet den Gewinn mit G_0, so ist G_0 mit dem Richtfaktor D identisch. Neben der isotropen A. sind häufig benutzte Bezugsantennen der Hertzsche Dipol und der Halbwellendipol. In diesem Fall ist zu berücksichtigen, daß der Hertzsche Dipol einen Gewinn von 1,5 und der Halbwellendipol einen Gewinn von 1,64 gegenüber der isotropen A. hat. Bezeichnet man den auf die isotrope A. bezogenen Gewinn mit G_0 und den auf den Hertzschen Dipol bezogenen Gewinn mit G_D, so besteht folgende Beziehung:

$$G_D = \frac{2}{3} G_0 = \frac{2}{3} D.$$

Nach dem → Reziprozitätsgesetz sind Sende- und Empfangsgewinn einer A. gleich. Jede A. kann also prinzipiell als Sendeantenne oder als Empfangsantenne verwendet werden, wobei der Gewinn in beiden Fällen gleich ist.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Kugel-, Rund- und Richtstrahlern. *Kugelstrahler* strahlen gleichmäßig in alle Richtungen, bei *Rundstrahlern* ist das Strahlungsdiagramm in der horizontalen Ebene kreisförmig, in der vertikalen Ebene weicht es jedoch davon ab. Rundstrahler dienen zur gleichmäßigen Versorgung bzw. Überwachung großer Gebiete. Bei *Richtstrahlern* weicht das Strahlungsdiagramm sowohl in der horizontalen als auch in der vertikalen Ebene erheblich von der Kreisform ab. Richtstrahler haben räumlich gesehen eine keulenförmige Richtcharakteristik, wobei neben einer Hauptkeule noch mehr oder weniger ausgeprägte Nebenzipfel vorhanden sind.

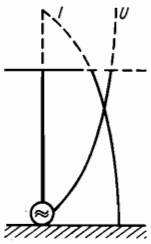
Je nach der Wellenlänge und den geforderten Eigenschaften werden die verschiedensten Bauformen von A.n verwendet. Eine der einfachsten praktischen Ausführungsformen einer Sendeantenne ist ein senkrechter, isoliert aufgehängter geerdeter Draht, der im Fußpunkt vom Sendestrom gespeist wird. Diese Form einer A. wird als *Vertikalantenne* bezeichnet (Abb. 2). Infolge der periodischen Änderung des Speisestroms gehen von dieser Anordnung elektromagnetische Wellen aus. Nimmt man die Erde als unendlich gut leitend an, so werden die elektromagnetischen Wellen an ihr vollständig reflektiert. Man kann sich deshalb die Erde auch



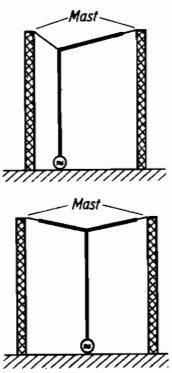
2 Vertikalantenne der Höhe H, die in verschiedenen Harmonischen erregt ist. Die Strom- und Spannungsverteilung ist schematisch angedeutet

durch das Spiegelbild der A. ersetzt denken (→ Spiegelungsprinzip). Bei einer Vertikalantenne muß der Strom im Spiegelbild gleichphasig fließen; bei einer *Horizontalantenne*, d. i. eine parallel zur Erdoberfläche angeordnete A., muß der Strom in ihm gegenphasig fließen.

Auf der A. bilden sich stehende, sinusförmige Wellen aus. Diese haben an der Stromzuführungsstelle einen Strombauch und am offenen Ende im Resonanzfall einen Stromknoten. Wie aus Abb. 2 ersichtlich, ist die Spannungsverteilung um 90° gegen die Stromverteilung verschoben. Die Grundwelle und die ungeradzahligen Harmonischen können durch Stromspei-



3 Kapazitiv verkürzte Antenne. Die Strom- und Spannungsverteilung ist schematisch angedeutet

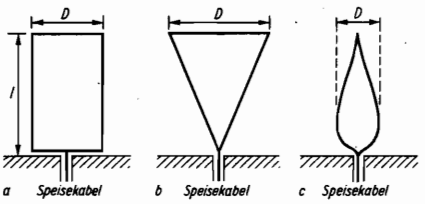


4 Kapazitätsbeschwerte Vertikalantennen in L- und T-Form

sung im Fußpunkt angeregt werden. Entsprechend ist es möglich, die geradzahligen Harmonischen durch Stromspeisung im Strombauch bzw. durch Spannungsspeisung im Spannungsbauch anzuregen. Die Eigenwellen λ der A. entsprechen denen der offenen Pfeife, und zwar $\lambda = 4H$ für die Grundwelle, $\lambda = 4/2\ H$ für die 2. Harmonische, $\lambda = 4/3\ H$ für die 3. Harmonische usw. Dabei ist H die Höhe der A.

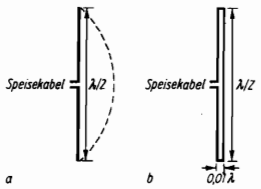
Für eine gegebene Frequenz kann eine A. verkürzt werden, indem am Ende eine Endkapazität angebracht wird. Dies kann in Form einer Blechscheibe oder eines Drahtnetzes aus horizontalen Radialdrähten verwirklicht werden, die in einem Blechring enden (Abb. 3). Besonders einfache Formen einer kapazitiv verkürzten, „beschwerten" A. sind die *L-Antenne* und die *T-Antenne* (Abb. 4). Ihr Horizontalteil kann ein einzelner Draht oder eine beliebig geformte Drahtfläche sein, z. B. eine rechteckige oder dreieckförmige Flachreuse. Während die L-Antennen vorwiegend für Mittelwellenantennen verwendet werden, sind die T-Antennen kennzeichnend für Langwellenantennen. Die Kapazitätsbeschwerung von A.n ist von besonderer Bedeutung im Bereich der Mittel- und Langwellen, da hier aus bautechnischen und wirtschaftlichen Gründen die Antennenhöhe auf 200 bis 300 m begrenzt ist. Trotzdem bleibt die Antennenhöhe meist klein, ja sogar sehr klein gegenüber $\lambda/4$. Folgen davon sind ein schlechter Antennenwirkungsgrad, eine hohe Antennenspannung und eine geringe Bandbreite. Durch kapazitive Beschwerung läßt sich zwar der Wirkungsgrad nur wenig verbessern, die Antennenspannung wird aber kleiner, gleichzeitig steigt die Bandbreite. Vertikalantennen der angedeuteten Bauart lassen sich ohne Nachstimmung nur in einem sehr engen Frequenzbereich von nur wenigen Prozent verwenden. Außerhalb dieses Bereiches ergeben sich sehr bald beträchtliche unerwünschte Fehlanpassungen des Speisekabels.

In der neuzeitlichen Nachrichtentechnik werden jedoch in steigendem Maße *Breitbandantennen* verlangt, das sind A.n für große Frequenzbereiche, z. B. für Weitverkehrsverbindungen und Navigationszwecke. Die heutigen Breitbandantennen vermögen einen Frequenzbereich von 1 : 3 und mehr zu überstreichen. Im UKW-Bereich stößt die Verwirklichung auf keine großen Schwierigkeiten. Anders verhält es sich im KW-Bereich, bei dem erst in neuerer Zeit die Verwirklichung mit erträglichem Aufwand gelungen ist. Typische Vertreter der Breitbandantennen sind *Zylinderantenne*, *Kegelantenne* und *Exponentialantenne* (Abb. 5).



5 Vertikale Breitbandantennen (schematisch); *a* Zylinderantenne, *b* Kegelantenne, *c* Exponentialantenne. *l* Länge, *D* Durchmesser

Ersetzt man das Spiegelbild eines vertikalen, gegen Erde erregten Stabes oder Drahtes durch einen wirklichen Leiter und denkt sich die Erde entfernt, so entsteht die in der Mitte gespeiste *Linearantenne* (Abb. 6). Diese wird auch als *Dipolantenne* oder kurz als *Dipol* bezeichnet. Während der $\lambda/2$-Dipol einen Eingangswiderstand von etwa 70 Ω besitzt, kann beim *Faltdipol* durch geeignete Formgebung der Eingangswiderstand in weiten Grenzen variiert werden. Er beträgt in der gezeigten Ausführung etwa 240 Ω. Aus den Breitbandantennen können analog zum einfachen Dipol durch symmetrische Ergänzung eines entsprechenden metallischen Leiters die *Breitbanddipole* gebildet werden.



6 Linearantenne: *a* Vertikal angeordneter-$\lambda/2$-Dipol, *b* Faltdipol

Für Rundfunkzwecke werden vorwiegend A.n mit möglichst gleichmäßiger azimutaler Strahlungsverteilung benötigt. Demgegenüber besteht die entgegengesetzte Aufgabenstellung bei Funkdiensten zwischen festen Gegenstationen, z. B. bei den kommerziellen Überseenachrichtenstationen und bei den Funksprechdiensten im Inland. Beide benötigen A.n mit starker Strahlungsbündelung, d. h. mit ausgeprägter Richtcharakteristik. Dadurch werden eine Erhöhung der Feldstärke in der Hauptstrahlrichtung und eine Herabsetzung der Störungen erreicht, was bei gleicher Sendeleistung eine Vergrößerung der Reichweite bedeutet. Verwirklicht werden kann diese Strahlungsbündelung z. B. durch geeignete Kombination einer mehr oder weniger großen Anzahl von horizontalen oder vertikalen Halbwellendipolen. Es können aber auch andere beliebige Einzelstrahler anstelle der Dipole verwendet werden. Eine dieser Kombinationen ist die *Dipolreihe*, wobei unterschieden wird zwischen einer *Dipollinie*, wenn die Achsen der Dipole alle auf einer Linie liegen, und einer *Dipolzeile*, wenn die Achsen quer zu der gedachten Linie liegen. Durch Anordnung mehrerer horizontaler Dipolreihen übereinander bzw. mehrerer vertikaler Dipolreihen nebeneinander entsteht die *Dipolfläche* oder *Dipolwand*. Je nach dem Abstand der Einzeldipole und nach den Phasenbeziehungen lassen sich ganz unterschiedliche Strahlungsverteilungen erzielen. Unter Einbeziehung von Reflektorwänden kann eine einseitige Richtwirkung erzielt werden.

Als *Rahmenantenne* wird eine flache Spule mit beliebigem, meist jedoch kreisförmigem oder rechteckigem Querschnitt bezeichnet, deren Gesamtdrahtlänge normalerweise klein gegenüber der Wellenlänge λ ist, d. h., wenn S der Rahmenumfang und n die Anzahl der Windungen ist, gilt $nS < 0{,}1\ \lambda$. In Richtung der Ebene des Rahmens erhält man den besten Empfang, senkrecht dazu ist ein Minimum vorhanden. Diese Tatsache wird zur Richtungsbestimmung der einfallenden Welle (Funkpeiler) und zur Ver-

minderung von Störungen ausgenutzt. Als Abart der Rahmenantennen können nach ihrer Wirkungsweise die für Peilzwecke verwendeten *U-Adcock-A.n* und *H-Adcock-A.n* aufgefaßt werden. Diejenigen Rahmenantennen, die nur aus einer einzigen Drahtwindung bestehen, bezeichnet man als *Ringantennen*. Ihr Umfang kann verglichen mit der Wellenlänge groß sein, so daß ihr Anwendungsbereich ein ganz anderer ist. Der Wirkungsgrad der Rahmenantenne ist sehr schlecht, so daß sie als Sendeantenne ungeeignet und ihre Anwendung auf den Empfangsfall beschränkt ist. Ringantennen eignen sich wegen ihrer nahezu kreisförmigen Strahlungsverteilung in der Antennenebene und ihres höheren Strahlungswiderstandes besonders im Bereich kurzer Wellenlängen als Sendeantennen. Ringantennen können aus tangential angeordneten Einzelelementen bestehen. Ausführungsformen der Ringantenne sind z. B. die *Kleeblattantenne*, die *Alford-Ring-Antenne* und die *Quadratantenne* (Abb. 7). Im Gegensatz zu den Ringantennen sind bei den *Kreisgruppenantennen* (Abb. 8) die vertikalen Einzelstrahler auf einem Kreisring oder mehreren konzentrischen Kreisringen angeordnet. Je nach der Phaseneinstellung der Ströme in den einzelnen Elementen können sie als Rundstrahler oder Richtstrahler verwendet werden. Typische Rundstrahler sind die Drehfeldkreisgruppe und die Kreisgruppe mit gleichphasig erregten Einzelantennen. Vertikale Dipole und Kreisgruppen mit vertikalen Dipolen sind Elemente mit vertikaler Polarisation und mit Rundstrahlcharakteristik. Aus diesen Elementen lassen sich A.n mit vertikaler Polarisation aufbauen. Einen Gewinn erzielt man bei diesen A.n durch Bündelung der Strahlung in der Vertikalebene. Dies wird durch geeignete Anordnung der einzelnen Elemente in vertikalen Reihen und durch geeignete Speisung (Abb. 10) erreicht.

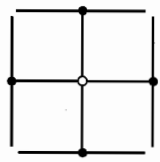
Dabei werden im KW-Bereich Vertikaldiagramme angestrebt, die ihr Strahlungsmaximum in dem durch die Ausbreitungsbedingungen vorgegebenen günstigsten Erhebungswinkelbereich haben. Eine in den Oberwellen erregte, nach diesem Prinzip arbeitende A. ist die *Marconi-Franklin-A.*

Im UKW-Bereich ist eine Konzentration der Strahlung in horizontaler Richtung erwünscht. Vertikal gebündelte Rundstrahler mit horizontaler Polarisation lassen sich aus senkrecht übereinander angeordneten rundstrahlenden Elementen mit horizontaler Polarisation aufbauen. In Frage kommen dafür vor allem die Ringantenne, die Drehkreuzantenne sowie die U-Antenne und die V-Antenne. Als Beispiel einer vertikal gebündelten Rundstrahlantenne mit horizontaler Polarisation zeigt Abb. 9 eine aus Rohrdipolen aufgebaute *Quirlantenne*.

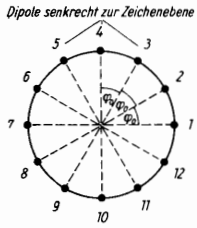
Die *Langdrahtantenne* eignet sich vor allem im KW-Bereich für Sendezwecke. Sie besteht aus einem im Abstand 0,5 λ bis 1 λ über dem Erdboden gespannten, mehrere Wellenlängen langen Draht. Durch Abschluß mit einem Wirkwiderstand, der gleich dem Wellenwiderstand ist, entstehen einseitige Strahlungsdiagramme. Ist der Draht nur in sehr geringer Höhe angebracht, so entsteht die nur als Empfangsantenne brauchbare *Beverage-A.* Andere Formen der Langdrahtantenne sind die Schrägdrahtantenne, die V-Antenne und die Rhombusantenne. Die Rhombusantenne ist die im KW-Bereich am meisten verbreitete A., sie verfügt über eine ausgesprochene Richtcharakteristik (Abb. 11). Durch geeignete Kombination von mehreren Rhombusantennen lassen sich Verbesserungen des Strahlungsdiagramms und vor allem eine willkürliche Schwenkung der Hauptkeule erzielen. Ein Vertreter dieser Gruppe ist die *Musa-A.*

Nach dem Babinetschen Prinzip hat ein Schlitz in einer leitenden Ebene, der in der Mitte der beiden Längsseiten gespeist wird, dasselbe Strahlungsdiagramm wie der Dipolstreifen gleicher Abmessung (Abb. 12). Man bezeichnet eine solche A. als *Schlitzantenne*, wobei es verschiedene Bauformen gibt. *Rohrschlitzstrahler* oder *Pylonantennen* haben im UKW-Bereich eine weitgehende Anwendung als horizontal polarisierte Rundstrahler gefunden. Ihr Grundelement ist ein senkrecht stehendes Metallrohr, das einen nicht ganz bis zum Rohrende reichenden Längsschnitt aufweist. Gespeist wird der Schlitz in der Mitte über eine Koaxialleitung. Durch entsprechende Anordnung und Speisung von zwei oder mehr Schlitzen lassen sich besonders gute Rundcharakteristiken oder beliebige Richtcharakteristiken erreichen. Eine andere Form der Schlitzantenne stellt die *Schmetterlingsantenne* oder *Batwing-A.* dar. Bei ihr wird die Schirmfläche der normalen Schlitzantenne wegen ihres Luftwiderstandes durch eine Rohrkonstruktion ersetzt.

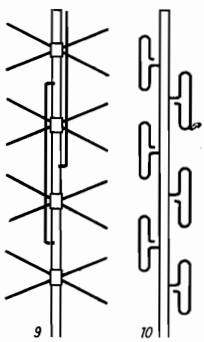
Im Bereich der UKW- und VHF-Wellen werden Ring-, Drehkreuz-, Rohrschlitz- und Schmetterlingsantennen immer mehr von A.n verdrängt, die baukastenförmig aus breitbandigen Dipoleinheitsfeldern (Richtfeldern) zusammengesetzt sind. Diese Einheitsfelder bestehen aus 4 oder 8 dickeren Dipolen (*Vierer-* bzw. *Achtergruppe*, Abb. 13), die sich vor einer Reflektorplatte befinden. Vier derartige Einheitsfelder, quadratisch um einen Mast angeordnet, ergeben eine horizontale Rundstrahlcharakteristik, wobei die vertikale Bündelung und damit der Gewinn durch Aufstecken weiterer Richtfelder erhöht werden kann. Als *Längsstrahler* werden Anordnungen bezeichnet, bei denen die Strahlung hauptsächlich in der Richtung der Hauptausdehnung der A. erfolgt. Sie können aus kontinuierlichen Gebilden bestehen, z. B. die Langdrahtantennen, oder aus gespeisten oder strahlungserregten Einzelstrahlern. In der Regel bestehen Längsstrahler mit gespeisten Einzelstrahlern aus gleichartigen Strahlern, die in gleichem Abstand hintereinander angeordnet sind und mit gleich großen gegenseitigen Phasenverschiebungen gespeist werden. Vertreter dieser Gruppe sind die *Tannenbaumantenne*, die



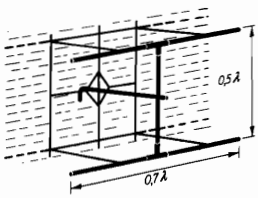
7 Ringantenne aus Einzelelementen (Dipolen) in quadratischer Anordnung (Quadratantenne, schematisch)



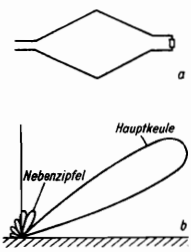
8 Kreisgruppenantenne aus vertikal angeordneten Einzelstrahlern auf einem Kreisring (schematisch)



9 Quirlantenne als Beispiel für eine Rundstrahlantenne mit horizontaler Polarisation. *10* Vertikalpolarisierte Rundstrahlantenne aus Faltdipolen

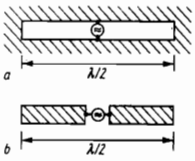


13 Einheitsfeld (Vierergruppe) einer Fernsehrichtantenne

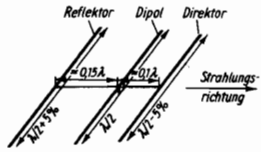


11 Rhombusantenne: *a* schematische Darstellung, *b* Vertikalcharakteristik

Fischgrätenantenne und die *mäanderförmigen A.n von Marconi* und *Standard*. Der typischste Vertreter eines Längsstrahlers mit strahlungserregten Elementen durch Strahlungskopplung ist die *Yagi-A*. In Abb. 14 ist die einfachste

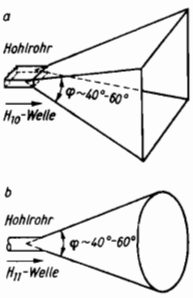


12 Schlitzantenne: *a* λ/2-Schlitz, *b* dazugehöriger komplementärer λ/2-Dipol



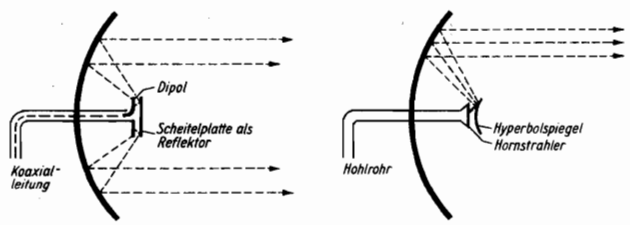
14 Einfachste Form einer Yagi-Antenne (Dreileiteranordnung)

Form einer Yagi-A. gezeigt. Durch Anbringen des Direktors und Reflektors im angegebenen Abstand vom Strahler (Dipol) erreicht man einen Gewinn von 3 bis 4. Durch Anbringen von mehreren Direktoren hintereinander können Richtschärfe und Gewinn bedeutend gesteigert werden.



15 Hornstrahler oder Trichterstrahler mit rechteckigem (*a*) und mit kreisförmigem Querschnitt (*b*)

Einige besondere Ausführungsformen der A.n ergeben sich im Bereich sehr kurzer Wellenlängen, d. h. sehr hoher Frequenzen. Diese A.n werden im Wellenbereich von 30 cm bis herab zu einigen Millimetern angewandt. An alle A.n in diesem Frequenzbereich werden folgende Hauptanforderungen gestellt: hohe Energiebündelung, geringe Nebenzipfel im Strahlungsdiagramm, hohe Rückdämpfung, breitbandige Anpassung und nicht zu scharfe Fertigungstoleranzen. Zur Anwendung gelangen Horn- bzw. Trichterstrahler, Spulenantennen, dielektrische A.n und Spiegelantennen. Horn- bzw. Trichterstrahler besitzen je nach Art des speisenden Hohlleiters einen kreisförmigen bzw. rechteckigen Querschnitt (Abb. 15). Die am meisten angewandte Form der Spiegelantenne ist der Parabolspiegel. Diese A. arbeitet nach dem von der Optik her bekannten Prinzip, daß die von einem Strahler kugelförmig ausgehenden Strahlen durch einen Parabolspiegel in eine Richtung gelenkt werden. Der Spiegel besteht aus einem Rotationsparaboloid aus getriebenem Leichtmetall oder aus einem entsprechenden Drahtnetz. Zur Speisung wird meist ein kleiner Dipol mit Reflektorplatte oder ein Hornstrahler mit Hyperbolspiegel verwendet (Abb. 16). Nachteilig ist die Überstrahlung über die Spiegelränder. Dieser Nachteil wird durch die *Linsenantenne* vermieden, bei der die Erregerquelle nicht im Weg der abgehenden Strahlung, sondern hinter der Linse liegt. Im Gegensatz zur Optik können bei den längeren Mikrowellen reflektierende Flächen schon durch parallel geführte Drähte oder Drahtgitter realisiert werden. Brechende Medien für Linsen brauchen nicht



16 Parabolspiegelantennen (mit verschiedener Einspeisung)

homogen zu sein, sondern können z. B. aus Metallplattensystemen bestehen.

In der Radartechnik (→ Radar) werden bevorzugt Flächenantennen und Mehrfachantennen, z. B. Reihen von Schlitzstrahlern in einem Hohlleiter, verwendet.

In der Radioastronomie, zur Beobachtung von Raumflugkörpern und für Satelliten-Nachrichtenverbindungen werden große Flächenantennen mit Durchmessern bis zu 100 m und Anordnungen mit einer Vielzahl von linien- oder flächenförmig verteilten Einzelantennen eingesetzt (→ Radioteleskop).

Lit. Kühn: Mikrowellenantennen (Berlin 1964); Meinke u. Gundlach: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 3 (Berlin 1967); Rothe u. Spindler: Antennenpraxis (2. Aufl. Berlin 1966); Schröder: Elektrische Nachrichtentechnik I, (Berlin 1971); Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (Berlin 1971).

Antennendiversity, → Mehrfachempfang.

Antennenrauschen, → Rauschen II, 9.

Antideuteron, neben dem Antitritium der einzige bisher experimentell nachgewiesene Antikern. Das A. besteht aus einem Antiproton und einem Antineutron.

Antielektron, svw. Positron.

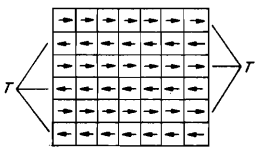
Antiferroelektrikum, ein Kristall, dessen Überstruktur durch zwei Teilgitter darstellbar ist, die eine gleich starke, aber entgegengesetzte Polarisation aufweisen. In einem A. sind benachbarte, in Linien angeordnete Dipolketten zueinander antiparallel. Die makroskopische *Polarisation* des Kristalls ist Null. Jedes A. besitzt einen Curie-Punkt, nach dessen Überschreitung die zwei Teilgitter unpolarisiert und völlig gleichwertig sind.

Antiferroelektrika sind ADP-Kristalle, wie Ammoniumdihydrogenphosphat; Perjodat-Kristalle, wie Diammoniumtrihydrogenperjodat; einige Perowskite, wie Bleizirkonat, Natriumniobat, Bleihafnat.

1) Dielektrische Eigenschaften der Antiferroelektrika. Beim *Bleizirkonat* $PbZrO_3$ wurden das erste Mal eindeutig antiferroelektrische Eigenschaften festgestellt. Oberhalb 230 °C ist $PbZrO_3$ paraelektrisch und hat eine kubische Elementarzelle. Unterhalb dieser Umwandlungstemperatur ist die Kristallstruktur vom orthorhombischen Typ. Obwohl die Dielektrizitätskonstante oberhalb 230 °C dem Curie-Weiß-Gesetz folgt und bei der Curie-Temperatur der für ferroelektrische Umwandlungen typische Modifikationswechsel stattfindet, wurden weder Hystereseerscheinungen noch eine permanente Polarisation unterhalb des Curie-Punktes gefunden. Am Curie-Punkt geht die relative Dielektrizitätskonstante nach Erreichen eines Maximums auf nahezu paraelektrische Werte zurück und bleibt bei tieferen Temperaturen bei niedrigen Werten. Dies alles beweist, daß $PbZrO_3$ in der orthorhombischen Modifikation antiferroelektrisch ist. *Natriumniobat* hat ein noch komplizierteres Verhalten. Es lassen sich optisch vier Phasenübergänge verfolgen. Von hohen Temperaturen beginnend tritt eine kubische Modifikation mit paraelektrischen Eigenschaften auf. Bei 638 °C entsteht eine pseudotetragonale Struktur, die ebenfalls paraelektrisch ist. In der Nähe von

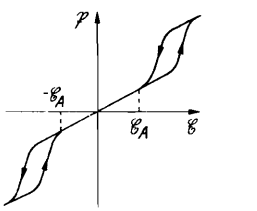
500 °C entsteht daraus eine antiferroelektrische Phase, aus der sich bei 350 °C eine ebenfalls antiferroelektrische Phase orthorhombischer Kristallstruktur bildet. Bei weiterem Absenken der Temperatur findet eine letzte Umwandlung in eine ferrielektrische Phase statt. Während bei sinkender Temperatur die Umwandlung bei −210 °C erfolgt, findet der umgekehrte Vorgang bei steigender Temperatur erst bei −55 °C statt. In der ferrielektrischen Phase ist die kristallographische *b*-Achse ferroelektrisch, die Richtungen in der *ac*-Ebene sind antiferroelektrisch.

2) Spontane Deformation. Bei Ferroelektrika ist die spontane Gitterdeformation auf die spontane Polarisation zurückzuführen. Da bei einem A. keine spontane Polarisation beobachtet wird, würde man zunächst auch keine Gitterdeformation erwarten. Eine solche wird jedoch beobachtet. Sie entsteht durch die gleichsinnige Deformation zweier Teilgitter, die entgegengesetzt polarisiert sind. Jedes Teilgitter für sich betrachtet hat ferroelektrischen Charakter (Abb. 1).



1 Modell des antiferroelektrischen Zustandes, *T* Teilgitter mit ferroelektrischer Ordnung der Dipole

3) Hystereseerscheinungen beim A. Mittels Anlegen starker elektrischer Felder ist es möglich, eine Phasenumwandlung vom antiferroelektrischen in den ferroelektrischen Zustand zu erzwingen. Durch diese Eigenschaft eines A.s entsteht eine charakteristische Hystereseerscheinung (Abb. 2).



2 Charakteristische Hysteresekurve eines Antiferroelektrikums. $\vec{P}$ Polarisation, $\vec{E}$ elektrisches Feld, $\vec{E}_A$ Feldstärke, die zur Aufhebung des antiferroelektrischen Zustandes führt

Anwendungstechnisch haben Antiferroelektrika Bedeutung als Speicherkondensatoren. Bei 40 bis 50 kV/cm können bis zu $25 \cdot 10^{-6}$ As/cm^2 gespeichert werden. Außerdem finden sie Anwendung in elektroakustischen Umformern.

antiferromagnetische Resonanz, eine Methode der Hochfrequenzspektroskopie, die auf der Resonanzabsorption von Hochfrequenzenergie durch antiferromagnetische Substanzen beruht und Ähnlichkeit zur → ferromagnetischen Resonanz sowie zur → paramagnetischen Elektronenresonanz aufweist.

Oberhalb des Curie-Punktes tritt ein normaler → paramagnetischer Resonanzeffekt auf, wie er in paramagnetischen Kristallen beobachtet wird. Bei Temperaturen unterhalb des Curie-Punktes entsteht im Antiferromagnetikum ein starkes inneres Magnetfeld H_{eff}, das auch ohne ein äußeres Magnetfeld zur Aufspaltung der Resonanzlinien führt (*Nullfeldaufspaltung*). Dieses Magnetfeld überlagert sich dem von außen an die Probe gelegten Feld H und ergibt sich im einfachsten Falle zu $H_{\text{eff}} = [H_A(2H_E + H_A)]^{1/2}$, wobei H_A das effektive Anisotropiefeld eines Untergitters und H_E das Weißsche Austauschfeld darstellen. Die Resonanzbedingung für die Frequenz ν des an die Probe angelegten hochfrequenten Feldes lautet damit $\nu = g\frac{\mu_0 e}{4\pi m}[H \pm H_{\text{eff}}] =$ $g\frac{\mu_0 e}{4\pi m}[H \pm \{H_A(2H_E + H_A)\}^{1/2}]$. Hierbei sind g der g-Faktor, e die Ladung, m die Masse des Elektrons und μ_0 die absolute Permeabilität. Messungen der a.n R. ergaben z. B. für Mangan(II)-fluorid MnF_2 ein effektives Feld H_{eff} von etwa 10^5 Oe $\approx 8 \cdot 10^6$ A m^{-1}.

Antiferromagnetismus, eine Form der magnetischen Ordnung im Festkörper, die gekennzeichnet ist durch die Überlagerung mehrerer ferromagnetischer Untergitter, die so magnetisiert sind, daß das resultierende Moment aller Untergitter verschwindet. Unterschiede: → Ferromagnetismus, → Ferrimagnetismus. A. tritt auf, wenn das Austauschintegral negativ ist und daher die Antiparallelstellung benachbarter atomarer magnetischer Momente energetisch begünstigt ist. Die Magnetisierung der Untergitter nimmt mit steigender Temperatur ab und verschwindet bei der Néel-Temperatur T_N. Die Suszeptibilität hat bei T_N ihr Maximum und zeigt oberhalb paramagnetisches Verhalten (→ Curie-Weißsches Gesetz).

Antiferromagnetisch geordnete Stoffe heißen *Antiferromagnetika*. Sie müssen nichtabgeschlossene innere Elektronenschalen bei den Atomen des Kristalls aufweisen (→ Übergangselemente). Zu den Antiferromagnetika gehören Chrom, Mangan, die Lanthanide Neodym, Samarium, Europium sowie viele Oxide der 3*d*-Übergangselemente, z. B. Eisen(II)-, Kobalt(II)- und Mangan(II)-oxid und deren Salze, z. B. Nickelsulfat. Antiferromagnetika zeigen keine spontane Magnetisierung.

Antikoinzidenzschaltung, → Koinzidenz.

antikommutativ, → kommutativ.

Antikommutator, 1) der Ausdruck $\{\hat{A}, \hat{B}\} = \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A}$ für zwei Operatoren $\hat{A}$ und $\hat{B}$; diese antikommutieren, falls $\{\hat{A}, \hat{B}\} = 0$.

2) in der Quantentheorie Summe $[A, B]_+ \equiv AB + BA$ der Produkte AB und BA zweier im allgemeinen nicht vertauschbarer Größen, wie Matrizen oder Differentialoperatoren; hierbei wird auch häufig das Symbol $\{A, B\}$ benutzt. A.en spielen bei der Quantisierung von Fermi-Feldern eine wesentliche Rolle (→ Vertauschungsrelation, → Quantenfeldtheorie). Der A. zweier hermitescher Operatoren ist wieder hermitesch, was für das Produkt AB bei nichtvertauschbaren Operatoren nicht gilt.

Antimaterie, → Antiteilchen.

Antimonpunkt, Temperatur, die durch die Erstarrungstemperatur von reinem Antimon unter → Normalbedingungen definiert ist. Der A. dient als sekundärer → Fixpunkt und entspricht einer Temperatur von 903,7 K.

Antineutrino, das → Antiteilchen des → Neutrinos.

Antineutron, → Antiteilchen.

Antinomie, → Paradoxon.

Antipartikel, svw. Antiteilchen.

Antiproton, → Antiteilchen.

Anti-Schottky-Fehlordnung, *Anti-Schottky-Defekt,* → Eigenfehlstellen.

Antistokessche Linien, → Raman-Effekt.

Antisymmetrie, 1) mit einem Vorzeichenwechsel verknüpfte Symmetrierelation von Funktionen oder physikalischen Größen. Eine Funktion $f(x)$ heißt antisymmetrisch, wenn $f(x) = -f(-x)$ gilt (→ Parität); eine Funktion $f(x, y)$ heißt antisymmetrisch, wenn $f(x, y) = -f(y, x)$ gilt (→ antisymmetrische Wellenfunktion); eine Matrix A heißt antisymmetrisch, wenn $A = -A^T$ gilt, wobei A^T die zu A transponierte Matrix ist.

2) → Symmetrie 2).

antisymmetrischer Zustand, → Symmetrisierungsprinzip.

antisymmetrische Wellenfunktion, Wellenfunktion eines Systems identischer Teilchen mit halbzahligem Spin, die antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung aller Koordinaten von je zwei Teilchen sein muß (Ausschließungsprinzip). Daraus ergeben sich Bedingungen für den Aufbau der Gesamtwellenfunktion aus den Einteilchenwellenfunktionen (Antisymmetrisierung) und aus dem räumlichen Anteil und dem Spinanteil der Wellenfunktion (→ Symmetrisierungsprinzip).

Antisymmetrisierung der Wellenfunktion, → Symmetrisierungsprinzip.

Antiteilchen, *Antipartikel,* Elementarteilchen, dessen ladungsartige Quantenzahlen — und bei Fermionen noch die Parität — gegenüber dem zugeordneten Teilchen entgegengesetztes Vorzeichen (bei gleichem Betrag) haben. Beispielsweise ist das A. des Elektrons e^- das Positron e^+ mit sonst gleichen Eigenschaften, aber positiver Ladung. Die A. haben daher z. B. gleiche Masse, gleichen Spin, gleichen Isospin und dieselbe Lebensdauer wie die zugehörigen Teilchen. Der Übergang Teilchen $A \longleftrightarrow$ Antiteilchen $\bar{A}$ wird durch die Ladungskonjugation C vermittelt, d. h. durch die Umkehr des Vorzeichens der elektrischen Ladung, genauer durch die *CPT*-Transformation (→ *CPT*-Theorem). Zu allen Elementarteilchen, die gegenüber starker Wechselwirkung stabil sind, wurden A. gefunden (→ Elementarteilchen, Tab. A). Dabei müssen Teilchen und A. nicht immer verschieden sein, so ist z. B. sowohl das Photon γ als auch das π^0-Meson jeweils sein eigenes A., während das A. zum K^0-Meson das $\bar{K}^0$-Meson ist.

Aus dem *CPT*-Theorem folgt, daß Teilchen und A. den gleichen Naturgesetzen gehorchen, d. h., eine Reaktion von Elementarteilchen verläuft ungeändert, wenn man alle beteiligten Teilchen durch ihre A. ersetzt; daher ist neben der Welt auch eine *Antiwelt* aus *Antimaterie*, d. h. A., Antiatomen, -molekülen usw., möglich. Die Antiatome müssen aus Antiprotonen, -neutronen und -elektronen (Positronen) aufgebaut sein; sie haben die gleichen Energieniveaus wie die gewöhnlichen Atome und daher auch die gleichen Spektren. Anti-Wasserstoff, das einfachste Antiatom, wurde 1970 erstmals künstlich mit Hilfe von Positron- und Anti-Proton-Speicherringen in Nowosibirsk erzeugt. Es ist möglich, daß ferne Galaxien aus solcher Antimaterie bestehen. Bei ihrem Zusammenstoß mit „gewöhnlicher" Materie würde infolge Paarvernichtung von Teilchen und A. (s. u.) eine ungeheure Energie frei.

Das erste A. war das 1932 von Anderson in der kosmischen Strahlung (Höhenstrahlung) entdeckte Positron, das 4 Jahre früher von Dirac aus der relativistischen Theorie des Elektrons postuliert worden war. Künstlich werden A. zusammen mit ihren Teilchen beim Stoß z. B. hochenergetischer Photonen, Pionen oder Protonen auf Materie erzeugt. Dieser Vorgang wird als *Paarbildung* oder *-erzeugung* bezeichnet. Die Differenz zwischen Gesamtmasse $2m_0$ des zu erzeugenden Teilchen-A.-Paares und der Masse M_0 des stoßenden Teilchens ($2m_0 - M_0$) muß dabei als kinetische Energie des stoßenden Teilchens entsprechend der Einsteinschen Gleichung $E = mc^2$ aufgebracht werden. Für die Photoerzeugung eines *Elektron-Positron-Paares* (e^-e^+), auch *Elektronenpaar* oder *Elektronenzwilling* genannt, sind dies 1,02 MeV, für diejenige eines Pionpaares ($\pi^+\pi^-$) etwa 280 MeV. Nachdem in Berkeley (USA) ein Beschleuniger mit Protonenenergien bis 6,3 GeV zur Verfügung stand, gelang die Erzeugung von Antiprotonen $\bar{p}$ (oder p^-) beim Beschuß von Materie mit Protonen von 4,3 GeV über die Reaktion $p + p \rightarrow p + p + (p + \bar{p})$. Antineutronen wurden 1956 am gleichen Beschleuniger von Cork, Lambertson, Piccioni und Wentzel beim Beschuß von Materie mit Antiprotonen über den Umladungsprozeß $p + \bar{p} \rightarrow \bar{n} + n + \pi^0$ beobachtet. Der Prozeß $\pi^0 + n \rightarrow n + n + \bar{n}$ verläuft schon bei einer niedrigeren Schwellenenergie der Pionen ab 3,6 GeV. Die A.n der Neutrinos entstehen bei Zerfällen: das Anti-Elektron-Neutrino $\bar{\nu}_e$ beim β-Zerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ und beim Zerfall der Müonen $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_e$, das Anti-Müon-Neutrino beim Zerfall der Pionen $\pi^\pm \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ oder der Kaonen $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$.

Obwohl die Lebensdauer der A. mit der der zugehörigen Teilchen übereinstimmt, können sie in einer Umgebung von „gewöhnlicher" Materie nur kurzzeitig existieren, da sie infolge *Paarvernichtung* (*Annihilation, Zerstrahlung*) mit ihrem zugehörigen Teilchen unter Freisetzung der der Masse äquivalenten Energie $2m_0c^2$ und unter Berücksichtigung des Impulserhaltungssatzes in zwei Photonen zerstrahlen oder in zwei und mehr Pionen, wie bei dem Prozeß $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + 2\pi^0$, zerfallen; ist noch ein drittes Teilchen zugegen, kann dieses den zusätzlichen Impuls aufnehmen, und die Annihilation in ein Photon kann erfolgen. Die bei der Paarvernichtung auftretende elektromagnetische Strahlung wird als *Vernichtungsstrahlung* bezeichnet. Die Paarvernichtung hochenergetischer Positronen mit ruhenden Elektronen entsprechend $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ergibt eine winkelabhängige Strahlung, aus der man annähernd monochromatische, hochenergetische Photonen ausblenden kann. Aufeinanderfolgende Paarerzeugung und -vernichtung von Elektronen-Positronen-Paaren in Photonen und umgekehrt führt in der kosmischen Strahlung zu den *Elektronen-Photonen-Kaskaden.*

Die Paarvernichtung und -erzeugung kann für Fermionen durch die Diracsche Löchertheorie (→ Dirac-Gleichung) beschrieben werden. Allgemeiner ist die Existenz der A. eine Folge der relativistischen Quantentheorie: Fordert man für die geladene Teilchen beschreibenden komplexen Felder (→ Feldtheorie) Eichinvarianz, dann können ψ und das adjungierte Feld $\bar{\psi}$ eindeutig nach positiven (+) und negativen (−) Frequenzen zerlegt werden, wobei $\bar{\psi}^{(+)}$ bzw. $\psi^{(-)}$ die Erzeugung eines Teilchens bzw. A.s und $\psi^{(+)}$ bzw. $\bar{\psi}^{(-)}$ die Vernichtung eines Teilchens bzw. A.s beschreibt.

Antiwelt, → Antiteilchen.

Antizyklone, *Hochdruckgebiet,* ein Gebiet mit gegenüber der Umgebung erhöhtem Luftdruck. Die A. ist gekennzeichnet durch in der Regel schwache Winde und vorherrschend absinkende Luftbewegung, sie ist daher besonders im Sommer meist wolkenarm. Im Winter ist die A. aber nicht selten mit Nebel, tiefer Schichtbewölkung und erhöhter Luftverunreinigung in der → Grundschicht verbunden. → Zyklone.

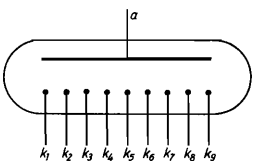
Anzahloperator, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Anzeige, Meßwert, der bei *Analoganzeige* am Stand einer Ablesemarke an einer Skale, bei *Digitalanzeige* an einem Zählwerk abgelesen wird. Bei Maßverkörperungen gilt die Aufschrift als A., sie gibt den Soll- oder Nennwert an.

Der *Anzeigebereich* umfaßt die am Meßgerät angegebenen Werte zwischen Anfangs- und Endstrich, nicht aber die zusätzlich außerhalb derselben Teilstriche. *Anzeigeträgheit* ist das Zurückbleiben der A. gegenüber einem geänderten Meßwert, besonders bei Thermometern. Als *Beruhigungszeit* gilt die Zeit, nach der sich der Zeiger beim Einschwingen um weniger als 1,5% der Skalenlänge von der endgültigen Einstellung entfernt.

Anzeigeeinrichtungen, → Ablese- und Anzeigeeinrichtungen.

Anzeigeröhre, eine mit Edelgas gefüllte Kaltkatodenröhre, die zur Darstellung von Ziffern oder Zeichen dient. Für jedes Zeichen bzw. jede Ziffer ist eine, in Form von Ziffer bzw. Zeichen ausgebildete Katode vorgesehen; die Katoden sind übereinander angeordnet. Durch



Schaltbild einer Anzeigeröhre. a Anode, $k_1 \ldots k_9$ Katode für das jeweilige Zeichen (Ziffer)

Anlegen einer negativen Spannung an eine dieser Katoden wird eine Glimmentladung gezündet, die sich um diese Katode ausbildet.

Anziehung, *Anziehungskraft,* Kraft, die den gegenseitigen Abstand zweier Teilchen oder Teilsysteme eines größeren physikalischen Systems zu verringern strebt. Diese gegenseitige A. kann herrühren von der Gravitation massiver Teilchen, der Massenanziehung, von der Wechselwirkung (ungleichnamiger) elektrischer Ladungen und Ströme sowie von Magnetpolen, wobei sich für gleichnamige Ladungen bzw. Magnetpole eine *negative A.* (*Abstoßung*) einstellt, die den Abstand zu vergrößern trachtet. Die die chemische Bindung bewirkende A. rührt von einem Quanteneffekt, der Austauschkraft, her. Die der Kernbindung zugrunde liegende A. ist als → starke Wechselwirkung oder Kernkraft bekannt.

Apạstron *n,* → Apsiden.

aperiodische Bewegung, → mechanisches System.

aperiodische Kriechbewegung, → Oszillator.

aperiodischer Grenzfall, → Oszillator.

aperiodische Schwingung, → Oszillator.

Apertur, → Mikroskop.

Aperturblende, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Aphakie, → Augenoptik.

Aphẹl *n,* → Apsiden.

Aplanasiebedingung, → aplanatische Punkte.

aplanatische Punkte, Objektpunkte und ihre konjugierten Bildpunkte auf der Achse eines optischen Systems, die durch eine brechende Fläche auch bei großen Öffnungen ohne Öffnungsfehler (→ Abbildungsfehler) bei Einhaltung der → Abbeschen Sinusbedingung ineinander abgebildet werden. Ihre Lage ist durch die *Aplanasiebedingung* bestimmt. Diese ist ein Sonderfall der Isoplanasiebedingung (→ Isoplanasie) für ein öffnungsfehlerfreies System ($\Delta s'_k = 0$) und identisch mit der Abbeschen Sinusbedingung. Für eine Kugelfläche ergeben sich drei ausgezeichnete Lagen der a.n P. (s Schnittweite des Objektpunkts, s' Schnittweite des Bildpunkts, r Krümmungsradius, n und n' Brechzahl im Objekt- und Bildraum):

1) $s = 0; s' = 0$, d. h., Objekt- und Bildpunkt fallen im Flächenscheitel zusammen.

2) $s = r$; $s' = r$, d. h., der Krümmungsmittelpunkt der Fläche bildet sich fehlerfrei in sich selbst ab.

3) $s = r\dfrac{n+n'}{n}$; $s' = r\dfrac{n+n'}{n'}$, d. h. bei einer (und nur einer) von Radius und Brechzahl abhängigen Objektweite entsteht ein aplanatischer Punkt.

Aus diesen drei Fällen lassen sich Formen für Einzellinsen ableiten, die eine streng aplanatische Abbildung erzeugen. Solche Linsen haben besondere Bedeutung bei der Konstruktion von Mikroskopobjektiven mit hoher Apertur.

Nicht anzuwenden ist die Bezeichnung a.P. für ausschließlich öffnungsfehlerfrei abgebildete Punktpaare, z. B. Brennpunkte rotationselliptischer Spiegel u. ä.

Apochromat, Linsensystem, bei dem die chromatischen Bildfehler, insbesondere der Farbortsfehler (→ Abbildungsfehler), für mindestens drei Wellenlängen behoben sind. Die Bezeichnung A. findet sich besonders bei Fernrohr- und Mikroskopobjektiven.

Apodisation, → Abbildung.

Apogalaktikum *n,* → Apsiden.

Apogäum *n,* → Apsiden.

Aposelẹn *n,* → Apsiden.

Apostilb, asb, inkohärente Einheit der Leuchtdichte in der Lichttechnik. Keine Vorsätze erlaubt.

$$1\ \text{asb} = \frac{1}{10^4\pi}\ \text{sb} = \frac{1}{\pi}\ \text{cd/m}^2.$$

Apothecaries-System, Tabelle 2, Masse.

Appellsche Bewegungsgleichungen, allgemeinste Bewegungsgleichungen mechanischer Systeme, die die Elimination beliebiger Bindungen und damit eine maximale Reduktion überflüssiger Koordinaten ermöglichen. Sind $\ddot{a}_i$, wobei $i = 1, \ldots, N$, die Beschleunigungsvektoren der N Massepunkte des Systems mit den Massen m_i, wird die Größe $A = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} m_i \ddot{a}_i^2$ *Appellsche Funktion* oder *Beschleunigungsenergie* genannt. Die A.n B. für ein holonomes System mit f Freiheitsgraden, also mit f verallgemeinerten Koordinaten q_j und den verallgemeinerten Kräften Q_j mit $j = 1, \cdots, f$, lauten $\partial A/\partial \ddot{q}_j = Q_j$. Bestehen außerdem noch n nichtholonome Bindungen $\sum_{j=1}^{f} \alpha_{\nu j}\, dq_j + \alpha_{\nu 0} dt = 0$, wobei $\nu = 1, \ldots, n$, so können diese mittels Lagrangescher Multiplikatoren λ_ν berücksichtigt werden: $\partial A/\partial \ddot{q}_j = Q_j + \sum_{\nu=1}^{n} \lambda_\nu \alpha_{\nu j}$. Durch Einführung nichtholonomer Koordinaten lassen sich die nichtholonomen Bedingungen eliminieren, und die Anzahl der A.n B. läßt sich für diese Koordinaten auf $f - n$ reduzieren (→ mechanisches System). Die A.n B. lassen sich aus dem Gaußschen Prinzip des kleinsten Zwanges in der Form $\delta\left(A - \sum_{j=1}^{f} Q_j \ddot{q}_j\right) = 0$ herleiten.

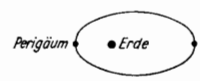
Appellsche Funktion, → Appellsche Bewegungsgleichungen.

Appleton-Hartree-Formel, → Plasmaschwingungen.

Appleton-Schicht, → Ionosphäre.

Approximation, genäherte Darstellung einer Größe, z. B. irrationaler Zahlen durch rationale Zahlen oder Dezimalbrüche, transzendenter Funktionen durch Näherungspolynome. Bei Funktionen wird oft die Taylorsche Formel benutzt (→ Näherungsverfahren).

Apsiden *Plur.*, bei der Bewegung zweier Massen umeinander die Punkte des größten (Ap-) bzw. kleinsten (Peri-) Abstands der kleineren Masse von der größeren. Je nach der größeren Masse



Die Apsiden einer Ellipsenbahn um die Erde

unterscheidet man *Apogäum* (Erdferne), *Perigäum* (Erdnähe), *Aposelen* (Mondferne), *Periselen* (Mondnähe), *Aphel* (Sonnenferne), *Perihel* (Sonnennähe), *Apastron* (Sternferne), *Periastron* (Sternnähe), *Apogalaktikum* bzw. *Perigalaktikum* bei einer Bahn um das Zentrum des Milchstraßensystems (Galaxis).

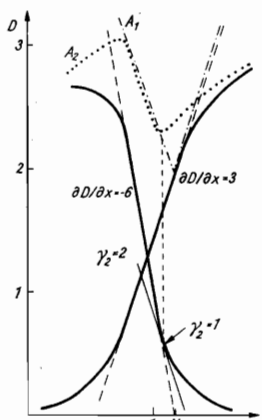
APW-Methode, → Bandstruktur.

Äquatoreal-, svw. Sagittal-.

Äquidensiten, Kurven oder Linien gleicher Dichte, und zwar gleicher photographischer Dichte (Schwärzung) in der entwickelten photographischen Schicht oder gleicher Leuchtdichte im optisch abgebildeten Objekt. Sie veranschaulichen die Intensitätsverteilung im Bild und sind das Ergebnis zweidimensionaler photometrischer Verfahren (→ Äquidensitometrie). Aus den Ä. können die → Isophoten ermittelt werden.

Äquidensitometrie, zusammenfassende Bezeichnung für zweidimensionale photometrische Verfahren, die eine Gewinnung von → Äquidensiten zur Grundlage haben. Bei der praktischen Darstellung einer Äquidensite müßte das Photogramm vollständig und punktweise photometriert werden, um jeweils die Punkte des vorgegebenen Schwärzungswertes zu markieren. Um diesen großen Arbeitsaufwand zu vermeiden, sind elektronische Anlagen entwickelt worden (Isophotometer, Isodensitometer u. a.), die das Photogramm zeilenweise abtasten und die Punkte vorgegebener Schwärzung durch entsprechende Schaltelemente auswählen. Die Äquidensiten werden auf eine Photoschicht aufbelichtet, auf einer Fernsehröhre sichtbar gemacht oder mittels Zeichengeräten gezeichnet.

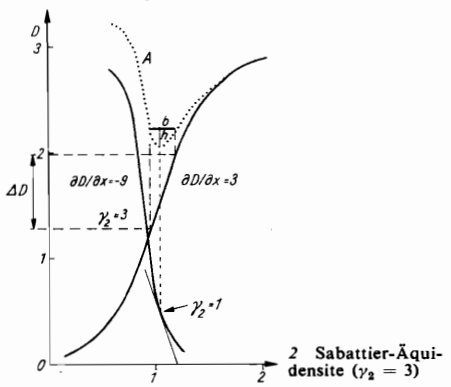
Einfachere Methoden der Äquidensitengewinnung sind von Krug und Lau (1952) angegeben worden; sie haben in die photometrische Meßtechnik weitgehend Eingang gefunden. Die photographische Ä. beruht auf einer Kombination von Negativ und Positiv des zu photometrierenden Bildes (Photogramm). Eine Äquidensite erhält man z. B., wenn das Negativ des Photogramms mit dem Positiv genau zur Dekkung gebracht und diese Kombination transparent betrachtet oder auf eine Photoschicht kopiert wird. Wird der *Sabattier-Effekt* ausgenützt, so erhält man Negativ und Positiv gemeinsam auf einer Schicht. Der Sabattier-Effekt ist ein photographischer Umkehreffekt, der dadurch zustande kommt, daß sich nach Anentwicklung einer photographischen Aufnahme, erneuter diffuser Nachbelichtung und anschließender Ausentwicklung ein zusätzliches Positivbild entwickelt. Die Schwärzungen beider Bilder addieren sich und ergeben als Resultierende eine Äquidensite; dies ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Als Ordinate ist die Dichte



1 Sabattier-Äquidensite ($\gamma_2 = 2$)

D, als Abszisse der Ort x auf der Platte aufgetragen; die Verhältnisse gelten z. B. für einen Graukeil. Im Idealfall, also bei geradliniger Schwärzungskurve, wird ein logarithmischer Intensitätsanstieg durch einen linearen Gradienten $\partial D/\partial x$ wiedergegeben. Aus dem Intensitätsanstieg und der Negativgradation γ_1 des Kopiermaterials ergibt sich unter Idealbedingungen z. B. der lineare Dichtegradient $\partial D/\partial x = 3$. Anderseits betrage die aus dem Sabattier-

Effekt resultierende Gradation des Positivs $\gamma_2 = 2$ (*Sabattier-Gradation*). Als Positiv des Dichtegradienten $\partial D/\partial x = 3$ ergibt sich nun der Negativgradient $\partial D/\partial x = -6$. Als Summe der beiden erhält man die bekannte Äquidensiteneinsattelung, die Kurve A_1. Die Spitze der Einsattelung entspricht dem Ort N, dem Unstetigkeitspunkt des Gradientenverlaufs (Nichtlinearität). Aus der Darstellung geht hervor, daß man für $\gamma_2 = 2\gamma$ im Idealfall eine symmetrische Äquidensite erhalten würde. Im Realfall verlaufen die Gradienten jedoch nicht durchweg geradlinig, sondern sie sind entsprechend der charakteristischen Kurve außerhalb des Arbeitsbereichs gekrümmt. Die reale Äquidensite A_2 entsteht durch diese Krümmung, die den γ-Durchlauf des Sabattier-Positivs von $\gamma_2 = 2$ bis $\gamma_2 = 0$ bedingt. Aus der Addition der Realkurven ergibt sich nun konkret, daß die Spitze der Äquidensiteneinsattelung von A_2 über dem Punkt des Positivgradienten liegt, wo die Sabattier-Gradation $\gamma_2 = 1$ ist. Eine scharfe Äquidensite entsteht also nur, wenn die maximale Sabattier-Gradation $\gamma_2 > 1$ ist. Um diese Bedingung zu erfüllen, muß bei der Sabattier-Äquidensitentransformation von vornherein mit einem sehr harten Material ($\gamma > 5$) gearbeitet werden. In der Abb. ist die Äquidensitentransformation für den Fall aufgezeichnet, daß die maximale Sabattier-Gradation gerade $\gamma_2 = 1$ beträgt. Statt einer Äquidensite entsteht hier ein breites Niveau in der Einsattelung, das zur Auslöschung aller Details in diesem Gebiet führt. Es ist daher für die praktische Äquidensitentransformation immer zu empfehlen, mit einem sehr steilen Material zu arbeiten bzw. zusätzlich eine harte Umkopie vor der Äquidensitenherstellung vorzunehmen. In Abb. 2 ist der



praktische Fall einer Äquidensitentransformation mit einer Sabattier-Gradation $\gamma_2 = 3$ wiedergegeben. Die Äquidensite A besitzt wieder eine deutlich ausgeprägte Spitze in der Einsattelung. Auch bei dieser Sabattier-Gradation ist die Äquidensite im interessanten Spitzenbereich noch weitgehend symmetrisch. Die Sabattier-Äquidensite wird normalerweise im Original nicht ausgewertet, da sie dort in hohen Dichten eingebettet und demzufolge verschleiert ist. Zur Auswertung gelangt deshalb fast immer die Kopie. Wird für die Kopie ein Material mit $\gamma = 1$ im geradlinigen Teil der charakteristischen Kurve verwendet, so kann die Spitze der Einsattelung je nach der Belichtungsenergie als verschieden breite schwarze Linie auf hellem Grund wiedergegeben werden. Das Linienprofil entspricht dabei der Form der Einsattelung, die Höhe h charakterisiert die Profilhöhe der Linien. Die Äquidensitenbreite b ist also über h mit der Belichtungsenergie bei der Kopie verknüpft, hängt aber über die Äquidensitenform auch vom Gradienten $\partial D/\partial x$ ab. Die Projektion von b auf den Gradienten ergibt die Schwärzungsbreite der Äquidensite, die nur von der Kopierenergie abhängig und daher für gleiche Kopierbedingungen konstant ist. Daraus folgt, daß man aus der Breite b einer Äquidensite den Gradienten ableiten kann. Die reale photographische Äquidensite ist demnach nicht streng der Ort aller Punkte gleicher Schwärzung, sondern der Ort aller Punkte eines gleichen Schwärzungsbereiches, der Schwärzungsbreite. Trotz dieser Schwärzungsbreite ist keine Einbuße an Meßgenauigkeit gegenüber einer idealen Äquidensite zu erwarten, da die beiderseitige Begrenzung gut definiert ist und hinreichend genau bestimmbare Dichtewerte repräsentiert.

Für die Herstellung von Sabattier-Äquidensiten wird vom Negativ eine Kopie auf hartem Kopiermaterial ($\gamma > 5$) aufbelichtet und bis zu einer gut deckenden Schwärzung anentwickelt (Primärentwicklung). Nach gründlicher Zwischenwässerung erfolgt eine diffuse Zweitbelichtung von der Schichtseite her. Die darauffolgende Sekundärentwicklung wird unter gleichen Bedingungen wie die Primärentwicklung durchgeführt, bis die bisher ungeschwärzten Stellen der Platte kräftig nachschwärzen, d. h. die gleiche Deckung wie die Primärentwicklung erzeugen. Dies ist auf der Rückseite der Platte gut zu erkennen, da die beiden Dichten sich durch etwas verschiedene Färbung voneinander unterscheiden. Nach kurzem Abspülen wird gewässert und getrocknet.

Die Technik der gesteuerten Äquidensitenherstellung besteht in der Wahl der Belichtungszeit der harten Zwischenkopie. Stellt man mehrere Zwischenkopien mit gestuften Belichtungszeiten her, so erhält man nach der Sabattier-Entwicklung Äquidensiten für verschiedene Dichtebereiche. Diese können nachträglich zu Äquidensitenscharen montiert werden. Neuerdings wird im Handel ein Äquidensitenfilm angeboten. Es handelt sich um ein spezielles Einschichtmaterial mit zwei Emulsionskomponenten, bei dem neben dem positiven gleichzeitig das negative Bild entsteht, die Äquidensite also in einem Arbeitsgang erhalten werden kann. Die Lage der Äquidensite wird durch die Belichtungszeit gesteuert, die Breite kann infolge der unterschiedlichen Sensibilisierung der beiden Komponenten durch Einschalten von Gelbfiltern verändert werden. Bei weiterem mehrmaligem Umkopieren auf diesen Spezialfilm können Äquidensitenscharen erhalten werden.

Allgemein kann die Ä. für die Gewinnung von Kurven gleicher Dichte aus Photogrammen aller Art eingesetzt werden (Bildanalyse). Sehr vorteilhaft ist sie zur Isophotometrie astronomischer Objekte, z. B. Galaxien, Sonnenkorona, Kometen, benutzt worden (Tafel 28). Ein sehr wichtiges Anwendungsgebiet ist auch die Auswertung von Interferogrammen. Der breite Intensitätsverlauf von Zweistrahlinterferenzen

wird durch schmale Äquidensiten ersetzt und auf diese Weise die Meßgenauigkeit um mindestens eine Größenordnung verbessert. Man erhält u. U. mehr Informationen über die Oberflächengeometrie als bei Verwendung der für diese Probleme oft eingesetzten Mehrstrahlinterferenzen (Tafel 28), welche die feinen Details verwischen.

Äquifinalität, → Theorie der offenen Systeme.

Äquipartitionstheorem, svw. Gleichverteilungssatz.

Äquipotentialfläche, *Niveaufläche,* in einem räumlichen Feld, beispielsweise einem wirbelfreien Kraftfeld, elektrischen oder magnetischen Feld, die Verbindungsfläche aller Punkte gleichen Potentials, aus dem das Feld durch Gradientenbildung hervorgeht. Auf der Ä. hat das Potential U, d. i. eine Funktion $U(x, y, z)$, die Lösung einer Gleichung der Form $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)U = \Delta U = \varrho(x, y, z)$ ist, einen festen Wert $U =$ konst. Eine Schar von Ä.n dient zur Veranschaulichung des Potentialverlaufs. Die Verschiebung einer elektrischen Ladung längs einer elektrischen Ä. bzw. die Verschiebung eines magnetischen Dipols längs einer magnetischen Ä. erfordert gemäß der Definition des Potentials keine Arbeit. Folglich durchsetzen die Feldlinien die Ä.n senkrecht; beide bilden ein System orthogonaler Trajektorien. A.n berühren und schneiden sich nicht, da entgegen ihrer Definition Punkte mit verschiedenen Potentialwerten in einer Ä. vereinigt würden und somit zwischen Punkten verschiedenen Potentials ein Übergang ohne Verrichtung von Arbeit möglich wäre. Speziell in der Elektrostatik ist jede Leiteroberfläche eine Ä., aus der die elektrischen Feldlinien senkrecht austreten bzw. in sie einmünden. Im Fall eines ebenen Feldes reduzieren sich die Ä.n auf *Äquipotentiallinien.*

Äquipotentialkatode, Katode evakuierter oder gasgefüllter Elektronen- bzw. Ionenröhren, bei der sämtliche Teile, insbesondere die emissionsaktive freie Oberfläche, sich auf ein und demselben Potential befinden. Hierzu gehören gewöhnlich einteilige Kaltkatoden sowie alle entweder durch eine Gasentladung oder eine elektrische Heizvorrichtung indirekt geheizten Katoden. Direkt geheizte Katoden können in Ausnahmefällen nur dann als Ä.n angesehen werden, wenn der Heizspannungsabfall über das emissionswirksame Gebiet vernachlässigbar klein ist.

Äquipotentiallinie, → Äquipotentialfläche.

Äquipräsenzprinzip, in der Rheologie ein Prinzip, nach dem jede Größe, die als unabhängige Veränderliche in einer rheologischen Zustandsgleichung vorkommt, auch in allen rheologischen Zustandsgleichungen als solche auftreten muß, sofern dies nicht durch allgemeine physikalische Gesetze oder durch Invarianzbedingungen eingeschränkt wird.

Äquivalentbrennweite, die Gesamtbrennweite, die die gemeinsame optische Wirkung eines aus zwei oder mehr Gliedern bestehenden optischen Systems bestimmt. Sind f_1 und f_2 die Brennweiten der Einzelglieder und e ihr Abstand, so wird die Ä. $f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - e}$.

Äquivalentdosis, Größe zur Charakterisierung der Einwirkung → ionisierender Strahlung auf biologische Systeme; dabei werden sowohl die physikalische → Dosis als auch die Gesetzmäßigkeiten der → biologischen Strahlenwirkung berücksichtigt. Die Ä. $DE = D \cdot (QF) \cdot (DF) \cdot (mF)$ ist das Produkt von Energiedosis D, Qualitätsfaktor QF, Dosisverteilungsfaktor DF und anderen evtl. erforderlichen modifizierenden Faktoren (mF). Die Einheit der Energiedosis D ist das Rad rd, die Faktoren (QF), (DF) und (mF) sind dimensionslos, bestimmen aber die biologische Wirkung von D. Unter ihrer Berücksichtigung ist das Rem (rem) die Einheit der Ä. Der *Dosisverteilungsfaktor* DF soll die Modifikation eines biologischen Effektes infolge der makroskopischen Inhomogenitäten der räumlichen Energiedosisverteilung bei im Inneren von Organen, z. B. der Knochen oder der Lunge, eingelagerten radioaktiven Nukliden berücksichtigen (→ Dosimetrie 3). Wegen fehlender Kenntnis wird in der Praxis $DF = 1$ gesetzt. Der *Qualitätsfaktor* QF ist das Verhältnis D_x/D_n zweier Energiedosen unterschiedlicher Strahlungsqualität, die die gleiche biologische Gefährdung hervorrufen. Die Dosis D_x der *Vergleichsstrahlung* kann sich dabei auf den biologischen Effekt BE_1, die Dosis D_n der zu *untersuchenden Strahlung* dagegen auf einen anderen, bei dieser Strahlung besonders kritischen biologischen Effekt BE_2 beziehen. Sind nun BE_{1max} und BE_{2max} die maximal zulässigen Niveaus der beiden Effekte, so gilt $QF = D_x(BE_{1max})/D_n(BE_{2max})$. Als Bezugsstrahlung wird Röntgenstrahlung mit einer mittleren linearen Energieübertragung in Wasser von 3,5 keV/μm, d. h. einer Energie von etwa 200 keV, verwendet. Sind für beide Strahlungsarten die gleichen Effekte als kritisch anzusehen, d. h., BE_1 und BE_2 sind z. B. in bezug auf Organ und Art der Schädigung identisch, so stimmt die Definition für den Qualitätsfaktor mit der für die *relative biologische Wirksamkeit* RBW überein, d. h., es gilt RBW $= D$ (Röntgenstrahlung für BE)/D (beliebige Strahlung für BE). Die RBW hängt außer von der LET auch vom physiologischen Zustand des biologischen Materials, von der Art und der Größe des biologischen Effekts und somit vom Dosisniveau, von der zeitlichen Verteilung der Dosis und von anderen Faktoren ab. Die RBW wird nur noch in der Strahlenbiologie angewendet. Im Strahlenschutz, bei dem die meisten der genannten Abhängigkeiten unberücksichtigt bleiben, wurde die RBW vom *Qualitätsfaktor* abgelöst. Während jedoch die RBW experimentell bestimmt wird, sind die QF-Werte durch Konvention festgelegt. Der *Qualitätsfaktor* wird als eindeutige Funktion der → LET in Wasser angesehen. Bei gemischter Strahlung ergibt sich dann die Ä.

Qualitätsfaktor QF als Funktion der LET in Wasser, $LET\infty$ in keV/μm

$LET\infty$	QF
bis 3,5	1
3,5···7,0	1···2
7,0···23	2···5
23···53	5···10
53···175	10···20

für $DF = 1$ durch Summation der Produkte aus den mit irgendeiner $\mathrm{LET}_\infty = L$ übertragenen Dosen $D(L)\,\mathrm{d}L$ und den entsprechenden QF-Werten: $DE = \int_0^\infty D(L)QF(L)\,\mathrm{d}L$. Zur Messung der Ä. → Dosimetrie.

In der Praxis wird das Verfahren zur Ä.-Bestimmung meist dadurch vereinfacht, daß obere Grenzwerte der Qualitätsfaktoren pauschal für bestimmte Strahlungsqualitäten benutzt werden. Die dabei eingeführten Sicherheitsfaktoren bewirken stets eine Überbestimmung der Ä.

Empfohlene pauschale QF-Werte

Strahlungsart	QF
Röntgen- und γ-Strahlung, Elektronen und β-Strahlung	1,0
thermische Neutronen	3,0
schnelle Neutronen und Protonen bis 10 MeV	10
α-Strahlung	10
schwere Rückstoßkerne	20

Diese QF-Werte haben keine Gültigkeit für Effekte akuter Strahlungsbelastung mit Dosen über 25 rem und mit Dosisleistungen, wie sie bei Strahlungsunfällen auftreten können.

In der folgenden Tabelle sind einige Umrechnungsfaktoren in Abhängigkeit von der Energie der Neutronen und ungestreuten γ-Quanten zur Ermittlung der Äquivalentdosisleistung angegeben.

Strahlung	Energie (MeV)	Umrechnungsfaktor (mrem $h^{-1}cm^2s$)
Neutronen	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	0,0036
	10^{-5}	0,0036
	10^{-2}	0,0072
	10^{-1}	0,036
	1	0,125
	3...10	0,25
γ-Quanten	10^{-1}	$1{,}7 \cdot 10^{-4}$
	1	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$
	5	$5{,}6 \cdot 10^{-3}$
	10	$9{,}4 \cdot 10^{-3}$

äquivalente Darstellungen, → Gruppentheorie.

äquivalente Elektronen, Elektronen der Atomhülle, die Einteilchenzustände mit gleichen Werten der Hauptquantenzahl n und der Drehimpulsquantenzahl l besetzen. Ä. E. gehören zu einer Elektronenuntergruppe.

äquivalenter Rauschwiderstand, *Gitterrauschwiderstand*, Widerstand, der dieselbe Rausch-EMK wie die → Rauschquelle erzeugt und damit ein Maß zu ihrer Charakterisierung darstellt. Insbesondere beim Rauschen in Elektronenröhren denkt man sich das Rauschen durch einen zusätzlichen äquivalenten Gitterwiderstand hervorgerufen (→ Rauschen II, 2).

äquivalente Verformungen, → Vergleichsformänderungen.

Äquivalentgewicht, 1) *Ä. eines Elementes*, das Atomgewicht dividiert durch die Wertigkeit; gibt die Gewichtsmenge eines Elementes an, die sich mit einem Grammatom Wasserstoff (= 1,008 g) verbindet oder es in Verbindungen ersetzen kann. Das Ä. z. B. von Sauerstoff beträgt 16/2 = 8, das von Aluminium 26,97/3 = 8,99.

2) *Ä. einer Verbindung*, das Mol.-Gew. oder Formelgewicht dividiert durch die Anzahl der Äquivalente des Stoffes, mit dem die Verbindung reagiert. Reagiert z. B. Schwefelsäure mit Zink, so wird der Wasserstoff der Schwefelsäure durch Zink ersetzt. Da Zink zweiwertig ist, beträgt das Ä. der Schwefelsäure 49,04.

3) *Ä. eines Ions*, das Ionengewicht dividiert durch die Ladung des Ions. Kommt eine im übrigen gleiche Ionenart in mehreren Wertigkeitsstufen vor, z. B. Fe^{2+} und Fe^{3+}, so hat sie auch mehrere Ä.e.

4) *Ä. eines Radikals*, die Summe der Atomgewichte der Atome, aus denen das Radikal zusammengesetzt ist, dividiert durch die Wertigkeit des Radikals.

Äquivalentleitfähigkeit, → Leitfähigkeit.

Äquivalentspannung, svw. Effektivpotential.

Äquivalenttemperatur, die Temperatur, die feuchte Luft nach Kondensation des in ihr enthaltenen Wasserdampfes und Zufuhr der dabei freigesetzten Verdampfungswärme an die Luft annehmen würde. $T_ä = T + \frac{mr}{c_p}$, wobei m das Mischungsverhältnis, r die Verdampfungswärme und c_p die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck ist. → Luftfeuchtigkeit.

Äquivalentzeichen, svw. Entspricht-Zeichen.

Äquivalenzgesetz, ein Gesetz über die Gleichwertigkeit von Kräftesystemen am starren Körper. Zwei Kräftesysteme werden äquivalent genannt, wenn jedes für sich auf einen starren Körper einwirkend dieselbe „Wirkung" verursacht, d. h. entweder denselben Bewegungszustand zur Folge hat oder im Falle der Ruhe dieselben Reaktionskräfte hervorruft. Ist die Wirkung Null, sind also keine Bewegung und keine Reaktionskräfte vorhanden, so nennt man das Kräftesystem ein Gleichgewichtssystem. Bei elastischen Körpern ist eine ähnliche Gleichwertigkeit von verschiedenen Kräftesystemen im allgemeinen nicht möglich.

Äquivalenzprinzip, *Einsteinsches Äquivalenzprinzip*. Das *schwache Ä.* besagt: In Weltgebieten, die so klein sind, daß man die örtliche und zeitliche Änderung des Gravitationsfeldes vernachlässigen kann, läßt sich stets ein → Bezugssystem wählen, in dem die Gravitation keinen Einfluß auf die Bewegung makroskopischer Teilchen ausübt.

Verschärft man diese Aussage, so gelangt man zum *starken Ä.*: In Weltgebieten, die so klein sind, daß man die örtliche und zeitliche Änderung des Gravitationsfeldes vernachlässigen kann, läßt sich stets ein Bezugssystem wählen, in dem die Gravitation keinen Einfluß auf irgendwelche physikalische Vorgänge ausübt.

Das schwache Ä. ist eine Folge der für makroskopische Körper mit einer Genauigkeit von 10^{-11} experimentell bestätigten → Äquivalenz von träger und schwerer Masse. Diese Äquivalenz bedeutet, daß alle Körper in einem äußeren Gravitationsfeld gleich schnell fallen. Körper mit denselben Anfangswerten von Ort und Geschwindigkeit werden also derselben Bahn folgen. Beobachtet man derartig frei fallende Körper in einem → frei fallenden Kasten, dessen Anfangsgeschwindigkeit und Anfangsort mit denen der Körper übereinstimmt, so werden die

Äquivalenz von Energie und Masse

Körper bezüglich des Kastens ruhen. Die Gravitationseinflüsse des äußeren Feldes werden in dem durch den frei fallenden Kasten realisierten Bezugssystem durch die Trägheitskräfte kompensiert.

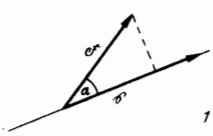
Die → allgemeine Relativitätstheorie erfüllt nicht nur das schwache, sondern auch das starke Ä. Mathematisch kommt das darin zum Ausdruck, daß in ihr die Komponenten des metrischen Tensors $g_{\mu\nu}$ (→ Riemannscher Raum) die einzigen Funktionen sind, die das Gravitationsfeld beschreiben. Die $g_{\mu\nu}$ können in einem frei fallenden Kasten auf die Form

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \sum_{\varrho,\sigma} \frac{\partial^2 g_{\mu\nu}}{\partial x^\varrho \partial x^\sigma} (x^\varrho - x_p^\varrho)(x^\sigma - x_p^\sigma)$$

transformiert werden: x_p^ϱ sind die Koordinaten des Beobachtungspunktes. Daraus folgt aber, daß die Metrik $g_{\mu\nu}$ für genügend kleine Weltgebiete, d. h. für $x^\varrho \to x_p^\varrho$, in diesem Bezugssystem in die Metrik $\eta_{\mu\nu}$ des gravitationsfreien Minkowski-Raumes übergeht. Da die $g_{\mu\nu}$ in der allgemeinen Relativitätstheorie mit dem Gravitationspotential identisch sind, bedeutet das also, daß das Gravitationsfeld in genügend kleinen Weltgebieten wegtransformiert werden kann und somit keinen Einfluß auf irgendwelche physikalischen Prozesse nehmen kann.

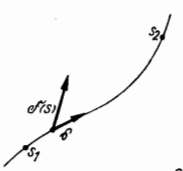
Äquivalenz von Energie und Masse, → Trägheit der Energie.

Äquivalenz von träger und schwerer Masse. Es ist möglich, einem Körper drei Arten von Masse zuzuschreiben: die träge, die passive schwere und die aktive schwere Masse. Die träge Masse m_t ist der in den → Newtonschen Axiomen auftretende Proportionalitätsfaktor zwischen der äußeren Kraft, die auf einen Körper wirkt, und der infolge dieser Kraft auftretenden Beschleunigung. m_t ist ein Maß für den Trägheitswiderstand, den ein Körper seiner Beschleunigung entgegensetzt. Die passive schwere Masse m_s ist der Faktor, dessen Multiplikation mit dem negativen Gradienten des Potentials φ eines äußeren Gravitationsfeldes die Kraft ergibt, die von diesem Feld auf den Körper ausgeübt wird. Die aktive schwere Masse M_s (bzw. ihre entsprechende Dichte ϱ) wird in der Newtonschen Gravitationstheorie (→ Gravitationspotential) durch die Poisson-Gleichung $\Delta\varphi = -4\pi G\varrho$ definiert, wobei G die Newtonsche Gravitationskonstante ist. Sie charakterisiert also die Quellstärke eines ein Gravitationsfeld φ erzeugenden Körpers.

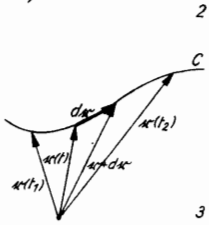


1

In der Newtonschen Mechanik werden aktive und passive schwere Masse durch die Forderung des 3. Newtonschen Axioms, des Gegenwirkungsprinzips, identifiziert. Man spricht daher im allgemeinen nur von der schweren Masse, die in Analogie zur elektrischen Ladung die Bedeutung der gravitativen Ladung besitzt.


2

Es ist eine im Rahmen der Newtonschen Mechanik aber völlig unverstandene Tatsache, daß träge und schwere Masse ebenfalls gleich sind. Aus $m_t = m_s$ folgt, daß sich m_t und m_s aus der Bewegungsgleichung $m_t \cdot \vec{a} = m_s \cdot (-\text{grad}\,\varphi)$ herauskürzen (a ist der Betrag der Beschleunigung), so daß die Gravitationsbeschleunigung von den Eigenschaften der Körper unabhängig ist. Diese Tatsache wurde zum erstenmal von Galilei erkannt (Galileisches Fallgesetz).


3

Arbeit

Später wurden von Newton Pendelversuche ausgeführt, welche die Äquivalenz von träger und schwerer Masse mit einer Genauigkeit von 10^{-3} bestätigten. Im Laufe der Zeit wurde die Präzision dieser Pendelversuche bis zu einer Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-6}$ erhöht. Die genauesten Experimente wurden mit der Eötvösschen Versuchsanordnung (→ Eötvös-Versuch) erreicht. Die Äquivalenz von träger und schwerer Masse gehört zu den experimentell am besten gesicherten physikalischen Tatsachen. A. Einstein formulierte auf Grund dessen sein → Äquivalenzprinzip. Das Äquivalenzprinzip (zusammen mit dem Prinzip der allgemeinen Kovarianz, → Relativitätsprinzip) führte ihn zur → allgemeinen Relativitätstheorie, in deren Rahmen die Äquivalenz von träger und schwerer Masse ihre Erklärung findet.

Ar, a, inkohärente Einheit der Fläche (Feldmaß). Keine Vorsätze erlaubt. $1\,\text{a} = 1\,\text{dam}^2 = 10^2\,\text{m}^2$.

Arago-Punkt, → Polarisation des Himmelslichtes.

Aragoscher Versuch, → Rotationsmagnetismus.

Aräometer, svw. Senkwaage.

Arbeit, W, A, aus dem Kraftbegriff abgeleiteter physikalischer Begriff jeder physikalischen Theorie mit enger Beziehung zum Energiebegriff und unmittelbarer praktischer Bedeutung.

1) Mechanik: Die mechanische A. A ist bei konstanter Kraft und geradliniger Bewegung eines Massepunktes das skalare Produkt aus dem Kraftvektor $\vec{F}$ und dem vom Massepunkt zurückgelegten Weg $\vec{s}$ ($A = \vec{F}\vec{s}$), d. i. das Produkt aus der Kraftkomponente in Wegrichtung $F\cos\alpha$ und dem Weg $s = |\vec{s}|$, falls Kraft- und Wegrichtung den Winkel α einschließen (Abb. 1). Sind Kraft und Weg parallel, so ist $A = F \cdot s$; steht die Kraft senkrecht auf dem Weg, wird keine A. verrichtet. Ändert sich die Kraft längs des Weges, oder ist der Weg gekrümmt, hat man die infinitesimalen Arbeitsbeträge $\mathrm{d}A = \vec{F}(\vec{s})\,\mathrm{d}s$, die von der vom Kurvenparameter s abhängenden Kraft $\vec{F}(s)$ verrichtet werden, aufzusummieren (Abb. 2); längs des Weges von s_1 nach s_2 verrichtet daher die Kraft $\vec{F}(s)$ die A. $A_{12} = \int_{s_1}^{s_2} \vec{F}(s)\,\mathrm{d}\vec{s} = \int_{s_1}^{s_2} F(s)\cos\alpha(s) \cdot \mathrm{d}s$.

Ist $\vec{r}(t)$ die Bahnkurve des Massepunktes (Abb. 3) und C ein Kurvenstück derselben, das vom Zeitpunkt t_1 an bis zum Zeitpunkt t_2 durchlaufen wird, so ist wegen $\mathrm{d}\vec{r} = \mathrm{d}\vec{s}$ allgemein

$$A = \int_C \vec{F}\,\mathrm{d}\vec{r} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}\vec{v}\,\mathrm{d}t, \quad \text{wobei} \quad \vec{F} = \vec{F}(\vec{r},\ \vec{v},\ t)$$

eine Funktion des Ortes $\vec{r}$, der Geschwindigkeit $\vec{v}$ und der Zeit t sein kann. Die Definition der A. ist gerade so gewählt, daß bei positivem A die Kraft A. verrichtet, während bei negativem A gegen die Kraft A. aufgewendet werden muß.

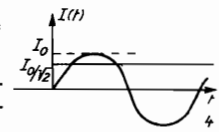
Die explizite Angabe des Weges C ist im allgemeinen notwendig, da die A. nur dann allein vom Anfangs- und Endpunkt P_1 und P_2 abhängt, wenn die Kraft konservativ ist und daher ein Potential $U(\vec{r})$ hat. Dies ist nur bei rein ortsabhängigen Kräften möglich; die geschwindigkeitsabhängigen Reibungskräfte haben kein Potential. Allgemein gilt, daß für Kraftfelder, für die die auf beliebigen geschlossenen Wegen C berechnete A. verschwindet, ein Potential

existiert; die A. ist dann allein durch die Potentialdifferenz gegeben: $A_{12} = U(\vec{r}_2) - U(\vec{r}_1)$. Falls die auf beliebigem, geschlossenem Wege C berechnete A. nicht verschwindet, haben die zugehörigen (ortsabhängigen) Kraftfelder → Wirbel.

Die an einem physikalischen System in einem konservativen Kraftfeld verrichtete A. wird in dem System als Energie, d. i. *Arbeitsvermögen*, gespeichert: Beim elastischen Dehnen einer Feder um die Strecke x muß die der Bewegung entgegenwirkende Direktionskraft kx mit der Federkonstante k überwunden und dabei die Spannarbeit $kx^2/2$ geleistet werden, die als potentielle Energie in der Feder gespeichert und beim Entspannen wieder zurückgewonnen wird. – Hebt man im homogenen Schwerefeld der Erde einen Körper auf einem beliebigen Weg auf die Höhe h über der Erdoberfläche, so muß dabei eine seinem Gewicht G gleiche Kraft die Hubarbeit $A = G \cdot h$ verrichten, die wieder als potentielle Energie der Lage gespeichert und beim Herabsinken in A. zurückverwandelt wird. Auf diese Weise wird in Pumpspeicherwerken dem Verbundnetz zeitweilig, z. B. nachts, überschüssige Elektroenergie entnommen und durch Zurückpumpen des Wassers in den Hochspeicher als potentielle Energie der gehobenen Wassermenge gespeichert und in den Spitzenbelastungszeiten zurückverwandelt. Bei der Beschleunigung eines Körpers der Masse m von der Geschwindigkeit $\vec{v}_1$ auf die Geschwindigkeit $\vec{v}_2$ verrichtet die beschleunigende Kraft nach der Newtonschen Bewegungsgleichung $\vec{F} = m\dot{\vec{v}} = m\,\mathrm{d}\vec{v}/\mathrm{d}t$ die Beschleunigungsarbeit $A = m\int_{t_1}^{t_2} \dot{\vec{v}}\vec{v}\,\mathrm{d}t = m\int_{v_1}^{v_2} \mathrm{d}(v^2/2)$ $= m(v_2^2 - v_1^2)/2 = T_2 - T_1$, da $\dot{\vec{v}}\vec{v} = \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\vec{v}^2)$ $= \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(v^2)$ ist; $T_2 - T_1$ ist dabei die Änderung der kinetischen Energie. Diese Äquivalenz von A. und kinetischer Energie wird zur Speicherung von Arbeitsvermögen in Schwungrädern sehr großer Masse ausgenutzt; diese geben bei Belastung ihre Energie ab und ermöglichen so, die Drehzahländerung von Maschinen bei Belastungsschwankungen klein zu halten.

Die A. mehrerer auf einen Massepunkt wirkenden Kräfte ist gleich der Summe der A.en der einzelnen Kräfte: $A = \sum_i \int_C \vec{F}_i\,\mathrm{d}\vec{r}$ $= \int_C \vec{F}\,\mathrm{d}\vec{r}$, wobei $\vec{F} = \sum_i \vec{F}_i$ die aus den Einzelkräften resultierende Gesamtkraft ist. Für ein System von Massepunkten m_j, die sich unter dem Einfluß der jeweiligen Gesamtkraft $\vec{F}_j$ längs der Kurven C_j bewegen, ergibt sich die A. zu $A = \sum_j \int_{C_j} \vec{F}_j\,\mathrm{d}\vec{r}_j = \sum_j \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_j\vec{v}_j\,\mathrm{d}t$. Unterliegt das System keinen zeitabhängigen Bindungen, so gilt der Satz von der Äquivalenz von Arbeit und kinetischer Energie: Die Änderung $T_2 - T_1$ der kinetischen Energie während der zwischen t_1 und t_2 stattfindenden Bewegung des Systems ist der A. aller Kräfte während dieser Bewegung gleich: $T_2 - T_1 = A$. Dabei ist besonders auch die A. der Reibungskräfte zu berücksichtigen. Da Reibungskräfte stets der Bewegung entgegengerichtet sind, wird dadurch die kinetische Energie vermindert. In konservativen Kraftfeldern ist A gleich der Differenz der potentiellen Energie, damit entsteht der → Energiesatz.

2) Elektrodynamik: Die von einem elektrischen Feld $\vec{E}$ bei der kleinen Verschiebung $\mathrm{d}\vec{r}$ einer Probeladung q verrichtete A. ist wegen $\vec{F} = q\vec{E}$ gleich $\mathrm{d}A = q\vec{E}\,\mathrm{d}\vec{r}$. Bei einer endlichen Verschiebung auf einer Kurve C zwischen zwei Punkten P_1 und P_2 ergibt sich damit im Falle elektrostatischer Felder, die stets ein elektrisches Potential $\varphi(\vec{r})$ haben, $A = q\int_{P_1}^{P_2} \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{r} = q[\varphi(P_1) - \varphi(P_2)] = qU$, wobei $\varphi(P_2) - \varphi(P_1) = \Delta\varphi = U$ die Potentialdifferenz, d. i. die elektrische Spannung, zwischen P_2 und P_1 ist. Die elektrische A. für den Fall stationärer Ströme folgt daraus zu $A = U \cdot I \cdot t$, wobei I die elektrische Stromstärke und t die Dauer des Stromflusses, also $q = I \cdot t$, ist. Für harmonische, d. h. sinusförmige Wechselströme der Frequenz ω ergibt sich die A. während der Zeit t zu $A = \int_0^t I_0 \sin\omega\tau\, U_0 \sin\omega\tau\,\mathrm{d}\tau =$ $I_0U_0 t \cdot \frac{1}{t}\int_0^t \sin^2\omega\tau\,\mathrm{d}\tau = I_0U_0 t/2$ oder mit $I_{\mathrm{eff}} =$ $I_0/\sqrt{2}$, $U_{\mathrm{eff}} = U_0/\sqrt{2}$ zu $A = I_{\mathrm{eff}} \cdot U_{\mathrm{eff}} \cdot t$, wobei I_0 die maximale Stromstärke, U_0 die maximale Spannung ist (Abb. 4).



Die A. wird in den gleichen Einheiten wie die → Energie gemessen.

3) Thermodynamik: am thermodynamischen System geleistete A. durch Änderung der äußeren Parameter (*äußere Arbeit*), z. B. von Volumen, elektrischem oder magnetischem Feld. Die auf das thermodynamische System übertragene oder von ihm abgegebene A. ist maximal, wenn die Zustandsänderungen reversibel oder quasistatisch erfolgen, d. h., die Änderung der äußeren Parameter muß so langsam vor sich gehen, daß das System immer im Gleichgewicht ist.

Der einfachste und häufigste Fall liegt vor, wenn eine Volumenänderung $\mathrm{d}V$ gegen den Gasdruck p erfolgt. Auf das Flächenelement $\mathrm{d}f$ des Kolbens wirkt dann die Kraft $p\,\mathrm{d}f$, und bei einer Verschiebung des Kolbens um $\mathrm{d}w$ muß die A. $p\,\mathrm{d}f \cdot \mathrm{d}w = p\,\mathrm{d}V$ geleistet werden. Das thermodynamische System nimmt dabei die A. $\mathrm{d}A = -p\,\mathrm{d}V$ (*Kompressionsarbeit*) auf. Die A. ist im allgemeinen keine Zustandsfunktion und ist außer vom Anfangs- und Endzustand auch von der Art des Überganges abhängig. Für ein Mol eines idealen Gases erhält man z. B. bei isothermer Expansion ($V_1 \to V_2$) bei Verwendung der → Clapeyronschen Zustandsgleichung für ein ideales Gas die A. $A_{12} = RT\ln(V_1/V_2)$. (Entsprechende Gleichung bei adiabatischer Expansion → adiabatischer Prozeß.)

Außer der beschriebenen Kompressionsarbeit können auch andere Anteile auftreten, z. B. die A., die ein elektrostatisches Feld am thermodynamischen System leistet. Der Ausdruck für diese A. hängt davon ab, welche Energieanteile man dem thermodynamischen System zurechnet. Die gebräuchlichsten Aus-

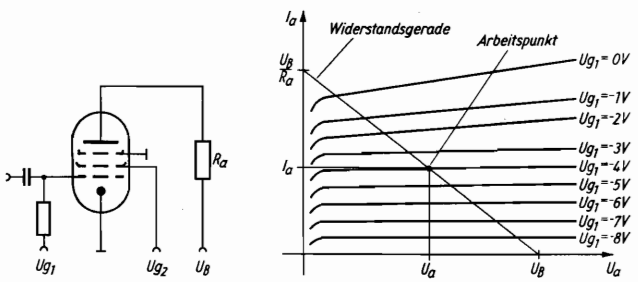
Arbeitsäquivalent

drücke sind: 1) $dA = V\vec{E}\,d\vec{D}$, wobei $\vec{E}$ das elektrische Feld und $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebung sind. In diesem Ausdruck ist der Energieanteil für die Polarisation des Mediums und für das elektrostatische Feld (im Vakuum) eingeschlossen. 2) $dA = \varepsilon_0 V\vec{E}\,d\vec{P}$; dabei ist $\vec{P}$ die Polarisation. Hier ist nur die Energie infolge der Polarisation des Mediums berücksichtigt. 3) $dA = -\varepsilon_0 V\vec{P}\,d\vec{E}$. In diesem Fall sind die Polarisationsarbeit und die potentielle Energie des Systems im elektrischen Feld $\vec{E}$ enthalten. Welcher Energieausdruck zu verwenden ist, hängt von der Fragestellung und der gegebenen experimentellen Situation ab.

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes $\vec{H}$ folgen analog für die A.: 1) $dA = V\vec{H}\,d\vec{B}$; 2) $dA = \mu_0 V\vec{H}\,d\vec{M}$ und 3) $dA = -\mu_0 V\vec{M}\,d\vec{H}$, wobei $\vec{B}$ die magnetische Induktion und $\vec{M}$ die Magnetisierung sind. Der magnetische Energieanteil spielt beim magnetokalorischen Effekt und der adiabatischen Entmagnetisierung eine entscheidende Rolle.

Arbeitsäquivalent, svw. Energieäquivalent 1).

Arbeitspunkt, bei Elektronenröhren der Punkt im Kennlinienfeld, der sich aus dem Anodengleichstrom und der Anodengleichspannung



Verstärkerschaltung mit einer Pentode, dazugehöriges Kennlinienfeld der Pentode mit eingezeichneter Widerstandsgeraden und Arbeitspunkt

ergibt. Bei einer Verstärkerschaltung mit ohmschem Arbeitswiderstand zeichnet man die Widerstandsgerade in das Kennlinienfeld. Der Schnittpunkt mit der Kennlinie für die Steuergitterspannung stellt den A. dar. Die Widerstandsgerade schneidet die Abszisse im Punkt U_B und die Ordinate im Punkt U_B/R_a.

Arc-Atom-Schweißverfahren, → Schweißlichtbogen.

Archäomagnetismus, die Erforschung der zeitlichen Veränderung des → Erdmagnetfeldes mit Methoden des → Gesteinsmagnetismus anhand von archäologisch genau datierbaren Fundstücken (Töpfe, Ziegel). → Paläomagnetismus.

Archimedisches Prinzip, → Auftrieb.

Ardometer, ein spezielles Gesamtstrahlungspyrometer (→ Pyrometer).

arithmetisches Mittel, $a = \frac{1}{n} \cdot (a_1 + \cdots + a_n)$

von den n gegebenen Größen $a_1, \ldots, a_n$.

Arrays, → Seismograph.

Arretierung, Einrichtung an Meßgeräten, die dazu dient, schwingende Teile festzulegen und gegen Beschädigungen zu schützen, z. B. an Feinwaagen zum Aufheben des Kraftschlusses von Schneiden und Pfannen.

Arrheniussche Formel, von S. Arrhenius aufgestellte Beziehung für die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten k (→ Reaktionsgeschwindigkeit): $k = A \cdot \exp(-E/RT)$. Hierbei bedeuten E die Aktivierungsenergie, R die Gaskonstante und A einen Frequenzfaktor, der mit der Zahl der Stöße zwischen den Molekülen zusammenhängt. Die A. F. folgt aus der für Reaktionen zwischen einfach gebauten Molekülen experimentell gesicherten Vorstellung, daß eine Reaktion nur zustande kommen kann, wenn die Moleküle zusammenstoßen und dabei Energie gegenseitig übertragen, die größer als eine Schwellenergie (Aktivierungsenergie) ist.

A · s, → Amperesekunde.

asb, → Apostilb.

ASO, → Hartree-Fock-Verfahren.

asphärische Fläche, im weiteren Sinne eine brechende oder reflektierende Fläche, die von einer Kugelfläche abweicht, im engeren Sinne eine Fläche, die durch Rotation eines von einem Kreis abweichenden Meridianschnittes um eine Achse entsteht (z. B. Paraboloid, Ellipsoid). Die a. F. wird durch die Gleichung des Meridianschnittes angegeben, oft in Form einer Potenzreihe. A. F.n bezeichnet man auch als *deformierte Flächen*, die Abweichung von einer Sphäre als Deformation. A. F.n sind für die Herstellung lichtstarker optischer Systeme von grundlegender Bedeutung. Ist die Abweichung von einer Sphäre nur sehr gering, z. B. bei Parabolspiegeln mit einem Öffnungsverhältnis von 1 : 3 oder kleiner, so erfolgt die Herstellung durch Polierretusche und kann z. B. für astronomische Zwecke bei entsprechendem Zeitaufwand mit sehr großer Genauigkeit erfolgen. Bei der Herstellung a.r F.n mit großer Abweichung von einer Sphäre ist man auf mechanisch gesteuerte Schleifverfahren angewiesen (Kopierfräsen, Evolutenschleifverfahren, Schleifverfahren nach Makkensen). Die erzielbare Genauigkeit ist begrenzt und wird durch die mechanischen Mittel bestimmt. Die Politur erfolgt durch elastische oder geteilte Polierer, wobei angestrebt wird, daß die beim Feinschleifen erzielte Genauigkeit erhalten bleibt. Für geringe Genauigkeitsansprüche können a. F.n auch durch plastische Verformung (Pressen oder Senken) hergestellt werden.

Im erweiterten Sinne gehören zu den a.n F.n auch Flächen ohne Rotationssymmetrie.

asphärischer Spiegel, → Spiegel.

Assoziation, 1) Chemie: das Zusammentreten mehrerer gleichartiger Moleküle zu Molekülkomplexen ohne Bildung chemischer Bindungen. Gegensatz: → Dissoziation. Zwischen A. und Dissoziation besteht ein Gleichgewichtszustand, der von den Zustandsvariablen abhängig ist. Ein Maß für die Stärke der A. ist der *Assoziationsgrad*, d. i. der Bruchteil derjenigen einfachen Moleküle, die sich zu Molekülkomplexen zusammengeschlossen haben, bezogen auf die Gesamtzahl einfacher Moleküle.

2) Kristallographie: A. atomarer Fehlstellen, → Eigenfehlstellen.

Assoziativgesetz, → Algebra, → Gruppe.

assoziierte Produktion, → Kaon.

Astasierung, die Beseitigung der Einwirkung

von Fremdfeldern bei elektrischen Meßgeräten, insbesondere für Präzisionsmessungen. Zu diesem Zweck können z. B. bei Dreheisenmeßwerken zwei in entgegengesetzter Richtung durchflossene Feldspulen angebracht werden, die auf zwei auf derselben Achse sitzende Dreheisen wirken. Wird durch ein Fremdfeld das magnetische Feld des einen Meßwerkes verstärkt, so wird es durch das Feld des zweiten um den gleichen Betrag geschwächt, damit das Drehmoment von dem Fremdfeld unbeeinflußt bleibt.

Astat, früher *Astatin*, At, natürliches radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 85. Bekannt sind 19 instabile Isotope mit Massezahlen zwischen 201 und 219. Vier dieser Isotope, die mit den Massezahlen 215, 216, 218 und 219, entstehen beim natürlichen Zerfall von Poloniumisotopen. Die anderen Isotope wurden künstlich erzeugt.

astatisches Magnetometer, → Magnetometer.

Asterismus, → Laue-Aufnahme.

Asteroid, *m*, svw. Planetoid.

Astigmatismus, 1) → Abbildungsfehler, **2)** → Augenoptik.

ASTM-Index, *ASTM-Pulverdaten*, von der *A*merican *S*ociety for *T*esting *M*aterials seit 1950 herausgegebene Sammlung von röntgenographischen Daten, die nach einer → Pulvermethode experimentell bestimmt wurden. Die Kartei umfaßt Angaben über mehrere Tausend kristalline chemische Verbindungen, die nach den → d-Werten ihrer stärksten Röntgenreflexe klassifiziert sind. Der ASTM-I. ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Identifizierung kristalliner Substanzen.

Aston-Massenspektrograph, → Massenspektrograph.

Astonscher Dunkelraum, → Dunkelräume.

Astonsche Regel, svw. Isotopenregel.

Astrometrie, Zweig der Astronomie, der sich mit der Vermessung der Örter der als punktförmig angesehenen Gestirne an der Himmelskugel befaßt. Die A. liefert die Grundlagen für die Bahnbestimmung (→ Bahn eines Himmelskörpers) im Rahmen der Himmelsmechanik, für die Zeitbestimmung und für die Stellarastronomie. Die Vermessung der Örter erfolgt in bezug auf astronomische Koordinatensysteme, die infolge der Präzession zeitlichen Verlagerungen unterworfen sind. Der Ort eines Gestirns wird weiterhin durch verschiedene andere Einflüsse scheinbar verändert, nämlich durch Refraktion, Aberration und Parallaxe. Eine der wichtigsten Aufgaben der Astrometrie ist es, diese Einflüsse zu bestimmen.

Astronomie, *Sternkunde*, *Himmelskunde*, die Wissenschaft von der Materie im Weltall, ihrer Verteilung, ihren Bewegungen und ihren physikalischen Zuständen, ihrer chemischen Zusammensetzung und ihrer Entwicklung. Die A. beschäftigt sich somit mit den Körpern des Sonnensystems, d. h. mit der Sonne, den Planeten, Satelliten, Planetoiden, Kometen und Meteoriten, ferner mit den Sternen und den Sternsystemen, zu denen auch das Milchstraßensystem gehört, sowie mit der interplanetaren, der interstellaren und der intergalaktischen Materie.

Die A. gliedert sich in verschiedene Teilgebiete, die sich in ihrer Zielsetzung, ihren Untersuchungsmethoden und z. T. auch in den untersuchten Objekten unterscheiden. Dabei ist die Unterteilung nicht immer streng und überschneidungsfrei.

Die → *Astrometrie* hat vor allem die Aufgabe, die Örter und die Bewegung der Gestirne an der Himmelskugel festzustellen und sie im Rahmen astronomischer Koordinatensysteme zu beschreiben. Die → *Himmelsmechanik* befaßt sich mit den räumlichen Bewegungen, die die Himmelskörper unter dem Einfluß der Massenanziehung anderer Körper ausführen können, und lehrt, wie aus den scheinbaren Bewegungen die wahren Bewegungen ermittelt werden können. Die *Stellarstatistik* oder *Stellarastronomie* untersucht die räumliche Verteilung und die Bewegung der Sterne im Milchstraßensystem, wobei wegen der großen Zahl der Mitgliedsterne statistische Methoden eine große Rolle spielen. Ebenso wird von der Stellarstatistik die Verteilung der extragalaktischen Sternsysteme untersucht. Einen sehr breiten Raum nimmt gegenwärtig innerhalb der A. die → *Astrophysik* ein, doch finden z. B. auch in der Stellarstatistik astrophysikalische Untersuchungsergebnisse Berücksichtigung. Mit der Entstehung und der Entwicklung der verschiedenen Himmelsobjekte befaßt sich die → *Kosmogonie*. Im Unterschied dazu untersucht die → *Kosmologie* die Struktur des Weltalls als ganzes.

Die A. benutzt zur Lösung der verschiedenen Aufgaben sowohl Beobachtungen als auch theoretische Untersuchungen. Eine wesentliche Schwierigkeit in der A. besteht darin, daß man an die untersuchten Objekte nicht herangelangen und keine Experimente ausführen kann. Eine gewisse Veränderung bei Untersuchungen innerhalb des Planetensystems ergibt sich mit Hilfe der Raumfahrt. Sie schafft die Möglichkeit der direkten physikalischen und chemischen Untersuchung des Mondes und der Planeten sowie der Kometen und der interstellaren Materie. Mit Hilfe der Raumfahrt und mit Hilfe von Raketen und Höhenballonen werden auch die Schwierigkeiten überwunden, die dadurch entstehen, daß die Erdatmosphäre nur für einen schmalen Spektralbereich durchlässig ist.

Lit. Ambarzumjan u. Mustel: Theoretische Astrophysik (dtsch Berlin 1957); Becker: Sterne und Sternensysteme (2. Aufl. Dresden u. Leipzig 1950); Friedemann: Das Weltall (2. Aufl. Leipzig, Jena, Berlin 1971); von Hoerner u. Schaifers: Meyers Handb. über das Weltall (4. Aufl. Mannheim 1968); Newcomb-Engelmann: Populäre A. (8. Aufl. Leipzig 1948); Siedentopf: Grundriß der Astrophysik (Stuttgart 1950); Struve: A. (dtsch Berlin 1964); Stumpff: A. (4. Aufl. Frankfurt/Main 1964); Treder: Relativität und Kosmos (Berlin, Oxford, Braunschweig 1968); Unsöld: Physik der Sternatmosphäre (2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955), Der neue Kosmos (Berlin, Heidelberg, New York 1967); Vogt: Aufbau und Entwicklung der Sterne (2. Aufl. Leipzig 1957), Außergalaktische Sternsysteme und Struktur der Welt im Großen (Leipzig 1960); Weigert u. Zimmermann: Brockhaus ABC der Astronomie (3. Aufl. Leipzig 1971); Handb. der Physik, Bd 50–54 (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958–1962).

astronomische Einheit, AE, inkohärente Einheit der Länge in der Astronomie für Entfernungsangaben innerhalb des Sonnensystems. Eine astronomische Einheit ist gleich der halben großen Achse der Bahn der Erde um die Sonne, was der mittleren Entfernung der Erde von der

Sonne entspricht. 1 AE = $149600 \cdot 10^6$ m. Nach Radarbeobachtungen des sowjetischen Wissenschaftlers Kotelnikow wurde die a. E. um das 100fache präzisiert, so daß 1 AE = 149597900 ± 100 km ist.

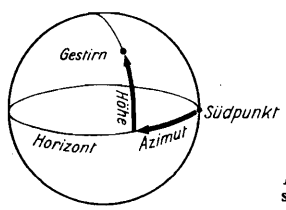
astronomische Instrumente, Instrumente für astronomische Beobachtungen. Das → *Fernrohr* hat die Aufgabe, das Licht zu sammeln, und dient als Winkelmeßinstrument. Durch angeschlossene Spektralapparate oder Photometer (→ Astrophotometrie) dient es für astrophysikalische Messungen. Die lichtsammelnde Wirkung läßt sich bei photographischer Beobachtungstechnik durch Langzeitaufnahmen vervielfachen. Um dies durchführen zu können, benutzt man im allgemeinen eine parallaktische Montierung, bei der die Drehachse des Fernrohrs, die Stundenachse, parallel zur Erdachse liegt, so daß nach Einstellung einer Rektaszension an dieser Achse und einer Deklination an einer zu ihr senkrechten Achse das Fernrohr unverändert auf den gleichen Ort zeigt, wenn die Erdrotation durch eine Drehung des Fernrohrs um die Stundenachse kompensiert wird. Bei einer azimutalen Montierung erfolgt die Fernrohrbewegung um zwei zueinander senkrecht stehende Achsen, wobei die eine lotrecht ist. Die Nachführung großer Instrumente muß dann aber mittels Rechenmaschinen erfolgen. *Refraktoren* sind Linsenfernrohre, deren Linsen je nach der Beobachtungsmethode für den visuellen oder den photographischen Spektralbereich korrigiert sind. *Astrographen* sind Refraktoren für photographische Beobachtungen und haben große Gesichtsfelder und Öffnungsverhältnisse von 1 : 8 oder größer. Der größte photographische Refraktor mit 80 cm Öffnung und 12 m Brennweite steht im Zentralinstitut für Astrophysik der DAW in Potsdam. Bei → *Spiegelteleskopen* (Reflektoren) kann das vom Hauptspiegel gesammelte Licht im Coudé-System über Hilfsspiegel durch die Stundenachse ortsfesten Spektrographen zugeleitet werden. Zum Auswerten der photographischen Aufnahmen dienen teils *Mikrophotometer* oder → *Densitometer*, teils *Koordinatenmeßgeräte*, die Ablesegenauigkeiten bis 1 μm = 0,001 mm zulassen. Mit *Komparatoren* werden mit zeitlichem Abstand gemachte Aufnahmen des gleichen Sternfeldes verglichen. Betrachtet man im Blinkkomparator zwei solche Aufnahmen in schnellem Wechsel durch das gleiche Okular, so werden geringe Helligkeits- oder Ortsänderungen von Gestirnen deutlich. Zeitmessungen erfolgen durch Uhren oder mittels Chronographen.

Für Sonnenbeobachtungen sind besondere Instrumente geschaffen worden. *Heliostaten* und *Zölostaten* lenken über einen oder zwei Spiegel das Sonnenlicht den Meßgeräten zu; bei *Turmteleskopen*, z. B. dem Einsteinturm in Potsdam, arbeiten diese dann unter konstanten Meßbedingungen. Im *Koronograph* wird das Bild der Sonnenscheibe durch eine Blende so abgedeckt, daß die Korona auch außerhalb einer Sonnenfinsternis beobachtet werden kann. Im *Spektroheliograph* wird ein reelles Bild der Sonne vom Spalt eines Monochromators abgetastet und aus den Spaltbildern eines engen Spektralbereichs zu einem Bild im Lichte dieses Bereichs zusammengesetzt. Für die → Radioastronomie wurden besondere *Antennensysteme* entwickelt, während die damit empfangenen Signale mit Wellenlängen von 1 mm bis 20 m mit den üblichen physikalischen Methoden, aber nach astrophysikalischen Gesichtspunkten untersucht werden. Zwei Schwierigkeiten sind dabei zu überwinden: das Trennen der Signale vom Untergrundrauschen und die Lokalisierung benachbarter Radioquellen. In *Radioteleskopen* lenkt ein parabolisch geformter Reflektor die Strahlung auf die Antenne. Wird die Reflektorfläche durch ein Drahtnetz gebildet, so muß die Maschenweite klein gegen die Wellenlänge sein. Das Auflösungsvermögen wird bestimmt durch die in Grad angegebene Größe $\alpha = 70\lambda/D$, wobei λ die Wellenlänge der empfangenen Strahlung und D den Durchmesser des Radioteleskopes (beide gemessen in m) angibt. Für eine Wellenlänge $\lambda = 1$ m und einen Durchmesser $D = 70$ m erhält man $\alpha = 1°$, einen Wert, der schlechter ist als für das kleinste optische Fernrohr. Das größte frei bewegliche Radioteleskop in Effelsberg in der Eiffel (Westdeutschland) hat einen Durchmesser von 100 m. Häufig verwendet man ebene Antennensysteme mit einer reflektierenden Drahtmaschenwand oder Systeme von Yagiantennen mit Direktoren und Reflektoren. Für sehr genaue Ortsbestimmungen von Radioquellen verwendet man *Radiointerferometer* mit Basislängen von mehreren 1000 km. Die von der gleichen Radioquelle einfallenden Signale werden von zwei oder mehreren Radioteleskopen unabhängig voneinander registriert und mit sehr genauen Zeitmarken versehen. Aus der Korrelation der empfangenen Strahlungsintensitäten kann auf den Winkeldurchmesser der Strahlungsquelle geschlossen werden. Es können noch Winkel bis unter 0,001″ gemessen werden. Solche Intensitätsinterferometer lassen sich im optischen Spektralbereich zur Bestimmung von Sterndurchmessern verwenden.

astronomisches Fernrohr, svw. Keplersches Fernrohr.

astronomisches Koordinatensystem, ein System von zwei voneinander unabhängigen Winkelangaben zur Festlegung des Ortes eines Gestirns an der mit unendlich großem Radius gedachten Himmelskugel. Die astronomischen K.e sind rechtwinklige Systeme, die den zu behandelnden Problemen angepaßt sind.

1) Im *Horizontalsystem* wird die eine Koordinate, das *Azimut*, vom Südpunkt aus längs des Horizontkreises über Westen, Norden, Osten bis zum Fußpunkt des von dem Gestirn aus in Richtung auf den Horizont zu gefällten Lotes

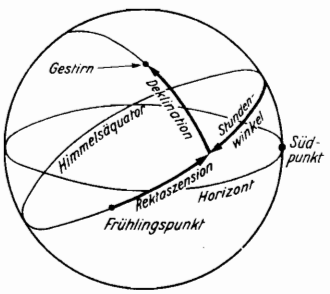


1 Horizontalsystem

gemessen. Als *Höhe* wird der senkrechte Winkelabstand des Gestirns vom Horizont

bezeichnet. Azimut und Höhe werden in Grad angegeben. Wegen der täglichen Bewegung der Gestirne ändern sich beide Winkelangaben ständig. Da das Horizontalsystem jeweils nur für einen bestimmten Beobachtungsort gilt, benötigt man zur eindeutigen Bezeichnung eines Gestirnortes noch die Angabe der Beobachtungszeit und des Beobachtungsortes.

2) Im *Äquatorialsystem* wird die eine Koordinate, und zwar *Stundenwinkel* (*Stundenwinkelsystem*) oder *Rektaszension* (*Rektaszensionssystem*), längs des Himmelsäquators von einem Bezugspunkt bis zum Fußpunkt des von dem Gestirn aus in Richtung auf den Himmelsäquator zu gefällten Lotes gemessen. Für den Stundenwinkel ist der Schnittpunkt des Meridians mit dem Himmelsäquator Bezugspunkt, für die Rektaszension der Frühlingspunkt. Stundenwinkel und Rektaszension werden beide in Stunden, Minuten und Sekunden angegeben, wobei der Stundenwinkel vom Bezugspunkt aus in Richtung der täglichen Bewegung, die Rektaszension jedoch entgegen-



2 Äquatorialsystem

gesetzt dazu gemessen werden. Die zweite, unabhängige Koordinate wird als *Deklination* bezeichnet. Sie gibt den Winkelabstand des Gestirns vom Himmelsäquator an und wird in Grad gemessen, in Richtung auf den Himmelsnordpol zu positiv, auf den Himmelssüdpol zu negativ. Statt der Deklination wird gelegentlich auch die Poldistanz, der Winkelabstand des Gestirns vom Himmelsnordpol, als eine Koordinate gewählt. Da der Frühlingspunkt an der täglichen Bewegung der Gestirne teilnimmt und diese Bewegung parallel zum Himmelsäquator verläuft, bleiben sowohl Rektaszension als auch Deklination während der täglichen Bewegung eines Gestirns konstant. Beide Angaben sind damit unabhängig vom Beobachtungsort und von der Beobachtungszeit. Im Gegensatz dazu ist der Stundenwinkel für ein Gestirn mit der Zeit veränderlich und abhängig vom Beobachtungsort.

3) Im *Ekliptikalsystem* wird die *ekliptikale Länge* längs der Ekliptik vom Frühlingspunkt aus bis zum Fußpunkt des von dem Gestirn aus in Richtung auf die Ekliptik zu gefällten Lotes gemessen. Als *ekliptikale Breite* wird der Winkelabstand des Gestirns von der Ekliptik bezeichnet. Sie ist positiv in Richtung auf den ekliptikalen Nordpol, negativ in Richtung auf den Südpol. Beide Winkel werden in Grad gemessen.

4) Im *galaktischen K.* werden die beiden Koordinaten als *galaktische Länge* und *galaktische Breite* bezeichnet. Die Länge wird längs des galaktischen Äquators von der Richtung zum Zentrum des Milchstraßensystems aus, die Breite senkrecht dazu gemessen. Beide Angaben erfolgen in Grad.

Astrophotographie, die photographische Aufnahme von astronomischen Objekten zur Positionsbestimmung, zur Helligkeitsmessung (→ Astrophotometrie) oder zur Erforschung der Oberflächen der Himmelskörper. Verwendet wurden früher hauptsächlich Linsenfernrohre großer Lichtstärke (etwa 1,6 bis 1,4), deren chromatische Korrektion der spektralen Empfindlichkeit der photographischen Schicht angepaßt war (*Astrographen*), die also zur visuellen Beobachtung nicht brauchbar sind. Die heute in der A. allgemein üblichen *Spiegelteleskope* sind photographisch und visuell verwendbar. Wegen der bei schwachen Objekten notwendigen langen Belichtungszeiten ist neben der automatischen Nachführung durch Uhrwerke u. dgl. ein Leitfernrohr notwendig, das mit dem Hauptinstrument fest verbunden ist und in dem der Beobachter etwaige Positionsabweichungen sehen und durch Nachführen korrigieren kann. Die Beziehung zwischen Belichtungszeit, Öffnung und erreichbarer Grenzgröße (scheinbare Helligkeit ^{m}) ersieht man aus folgenden Zahlenwerten:

Öffnung	Belichtungszeit		
cm	10 min	30 min	100 min
100	$17{,}5^{m}$	$18{,}5^{m}$	$19{,}5^{m}$
250	$19{,}5^{m}$	$20{,}5^{m}$	$21{,}5^{m}$
500	$21{,}0^{m}$	$22{,}0^{m}$	$23{,}0^{m}$

Bei der A. schwacher flächenhafter Gebilde, z. B. Galaxien, Nebelflecke u. dgl., ist allein das Öffnungsverhältnis (Verhältnis zwischen Öffnung und Brennweite) maßgebend. Instrumente mit gleichem Öffnungsverhältnis sind gleich lichtstark, unabhängig vom Durchmesser der Optik.

Astrophotometrie, Photometrie der Gestirne, umfaßt Methoden zur Erlangung quantitativer Werte der Sternhelligkeiten. Bei der A. führt man Anschlußmessungen durch, d. h., man vergleicht die zu ermittelnden Helligkeiten mit bekannten Helligkeiten, wobei die Helligkeiten in den üblichen Sterngrößen (→ Größenklasse) angegeben werden.

Visuelle Verfahren. Die visuelle A. ist stets eine Gleichheitsphotometrie, da das Auge Helligkeitsunterschiede nicht quantitativ erfassen kann. Am Okularende eines Fernrohrs ist ein Sternphotometer angebracht und so eingerichtet, daß ein künstlicher Stern in das Gesichtsfeld gebracht wird; seine Helligkeit läßt sich mittels Absorptionskeils (→ Graukeil) oder mittels einer Polarisationseinrichtung meßbar verändern und auf diese Weise mit der des Objekts auf etwa $0{,}1^{m}$ (→ Größenklasse) genau in Übereinstimmung bringen. Durch Sterne bekannter Helligkeit wird die Photometerskale geeicht.

Photographische Verfahren. Die durch → Astrophotographie hergestellte photographi-

sche Aufnahme wird in einem lichtelektrischen Photometer (Mikrophotometer) vermessen, indem die Schwärzungskurve der Platte mittels bekannter Helligkeiten bestimmt wird und daraus die unbekannten Helligkeiten abgeleitet werden. Der Vergleich von zwei in verschiedenen Spektralbereichen gewonnenen Platten ergibt die Farbenindizes der Sterne, die auf ihren Spektraltypus schließen lassen.

Die *Isophotometrie* ist ein zweidimensionales photographisch-photometrisches Verfahren, das auf der Grundlage der Äquidensitometrie arbeitet. So erhält man in flächenhaften Himmelsobjekten die Kurven gleicher Helligkeit (Nebel, Galaxien, Kometen). Die Genauigkeit der photographischen A. liegt bei $\pm 0{,}05^{m}$.

Lichtelektrische Verfahren. Es wird ein lichtelektrischer Strahlungsempfänger (Photozelle, Multiplier) in der Brennebene des Fernrohrs benutzt, der über eine entsprechende elektronische Apparatur die Helligkeit als Meßanzeige liefert. Auch hier kann in verschiedenen Spektralbereichen gearbeitet werden. Die Genauigkeit liegt bei $0{,}005^{m}$.

Astrophysik, Teilgebiet der Astronomie, dessen Aufgabe die Untersuchung der physikalischen Beschaffenheit der kosmischen Objekte ist. Die A. stützt sich bei ihren Aussagen und theoretischen Überlegungen vor allem auf die Untersuchung der Intensität und der spektralen Zusammensetzung der Strahlung der Himmelskörper sowie auf allgemeine physikalische Gesetze, die aber z. T. für die besonderen Belange der A. erweitert werden müssen. Dies ist dadurch bedingt, daß die physikalischen Bedingungen, unter denen die Materie in den verschiedenen kosmischen Objekten vorkommt, z. T. extrem von denen in irdischen Laboratorien abweichen. Dies ist z. B. im Sterninnern und in der interstellaren Materie der Fall. Große theoretische Schwierigkeiten treten auch dann auf, wenn der physikalische Zustand der untersuchten Objekte stark vom thermodynamischen Gleichgewicht abweicht.

Hauptarbeitsgebiet innerhalb der theoretischen A. ist die Untersuchung der Sternatmosphären, also derjenigen äußeren Gebiete eines → Sterns, die direkt beobachtbar sind, ferner die Untersuchung des physikalischen Zustandes und der chemischen Zusammensetzung des Sterninnern, der unbeobachtbaren Gebiete eines Sterns. In der modernen A. spielen die Sternentwicklung und die Entstehung der Sterne eine große Rolle. Derjenige Stern, der am besten untersucht werden kann, ist die Sonne; die Sonnenphysik nimmt daher einen breiten Raum innerhalb der A. ein. Ein weiteres Hauptgebiet ist die Untersuchung der → interstellaren Materie, die sich im Raum zwischen den Sternen befindet.

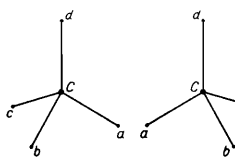
Wichtige Gebiete der A. sind die Astrophotometrie, die Radioastronomie, die Röntgenastronomie und die Infrarotastronomie. Die → *Astrophotometrie* befaßt sich hauptsächlich mit der Untersuchung des sichtbaren Gebietes des Spektrums kosmischer Objekte. Die → *Radioastronomie* dagegen erforscht die gleichfalls die Erdatmosphäre durchdringenden kosmischen Radiowellen. Die Absorption weiter Bereiche des elektromagnetischen Spektrums in der Erdatmosphäre kann durch Beobachtungen mit Hilfe von Höhenballons in 30 bis 40 km Höhe sowie von Raketen und Raumsonden im wesentlichen umgangen werden. Die durch die Erdatmosphäre verursachte Szintillation und Extinktion fällt bei diesen Beobachtungen fort, und der erfaßbare Spektralbereich erweitert sich ins Ultraviolette und ins Röntgengebiet (→ *Röntgenastronomie*) sowie ins Infrarote (→ *Infrarotastronomie*). Die Raumfahrt schließlich schafft die Möglichkeit der direkten Untersuchung des Mondes, der Planeten, der Kometen und der interplanetaren Materie. Die *Neutrinoastronomie* eröffnet unter Umständen die Möglichkeit, das mit optischen Mitteln unsichtbare Sterninnere zu beobachten, weil Neutrinos und Antineutrinos bei Kernprozessen entstehen (→ Stern) und wegen ihrer geringen Wirkungsquerschnitte ganze Sterne ungehindert durchlaufen können.

Astroplatten, photographische Spezialmaterialien für astronomische Aufnahmen. Photographische Methoden haben die visuelle Beobachtung am Fernrohr weithin verdrängt und den Vorstoß in die Entfernung der Spiralnebel ermöglicht. A. sind hochempfindlich und bes. geeignet für Langzeitbelichtungen mit extrem niedrigen Lichtintensitäten. Neben unsensibilisierten, blauempfindlichen Schichten, mit denen man ohne zusätzliche Filter das gelbe Streulicht in der Nähe von Ortschaften ausschaltet, und panchromatischen, weit ins Rote empfindlichen, mit denen der längerwellige Anteil des Sternlichts ausgenützt und damit die Reichweite der Aufnahmen erhöht wird, sind neuerdings auch orthochromatische, d. h. bis ins grüne Spektralgebiet sensibilisierte A. üblich geworden.

Astrospektrometrie, Beobachtungsverfahren der Spektralanalyse an Himmelskörpern. Benutzt werden Prismen- und Gitterspektrographen, die das auf den Spektrographenspalt abgebildete Fokalbild des Sterns, nach Wellenlängen geordnet, auffächern und dabei die Spektrallinien sichtbar machen. Setzt man das Prisma als Objektivprisma vor das Objektiv, dann wirkt das Fernrohr als Spektrographenkamera, und in der Objektivbrennebene entstehen nebeneinander die Spektren aller im Gesichtsfeld des Fernrohrs liegenden Sterne.

Asymmetriefehler, → Abbildungsfehler.

asymmetrisches Kohlenstoffatom, ein Kohlenstoffatom, in dem die vier Valenzen durch vier verschiedene Atome oder Atomgruppen abgesättigt sind. Zu jedem Molekül mit einem



Spiegelbildlich gleiche Moleküle mit asymmetrischem Kohlenstoffatom

asymmetrischen K. gibt es ein spiegelbildlich gleiches Molekül. Moleküle mit einem asymmetrischen K. bewirken eine Drehung der Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes (*optische Aktivität*).

Asymptote, eine Gerade oder eine Kurve, der

sich ein Ast einer vorgegebenen Kurve von einer Seite unbegrenzt nähert, wobei er sie u. U. unendlich oft schneidet.

Asymptotenbedingung, in die Streutheorie eingeführte Bedingung, die angibt, wie die Größen, die wechselwirkende Teilchen beschreiben, für große (räumliche) Entfernung vom Streuzentrum in die entsprechenden Größen der freien, nicht wechselwirkenden Teilchen übergehen. Bei der zeitabhängigen Beschreibung der Streuung formuliert man die A. gewöhnlich für den Grenzfall sehr großer negativer bzw. positiver Zeiten, d. h. für $t \to \mp\infty$, wobei diese Größen dann gerade in die ein- bzw. auslaufenden Felder, Zustände, Wellenfunktionen o. ä. übergehen.

In der Quantenmechanik muß z. B. die Wellenfunktion $\psi(\vec{r}, t)$, die der Schrödinger-Gleichung $i\hbar\, \partial\psi(\vec{r}, t)/\partial t = (\hat{H}_0 + \hat{V})\,\psi(\vec{r}, t)$ mit dem „freien" Hamilton-Operator $\hat{H}_0$ und der Wechselwirkung $\hat{V}$ genügt, bei Abwesenheit gebundener Zustände in die Lösung der wechselwirkungsfreien Schrödinger-Gleichung $i\hbar\, \partial\psi_0(\vec{r}, t)/\partial t = \hat{H}_0\psi_0(\vec{r}, t)$ gemäß der A. $\lim_{t \to \pm\infty} \| \psi(t) - \psi_0^{\pm}(t) \| = 0$ übergehen, wobei $\|\psi\|^2 \equiv \langle\psi, \psi\rangle = \int \psi^*(\vec{r}, t)\,\psi(\vec{r}, t)\,\mathrm{d}^3\vec{r}$ die Norm der Wellenfunktion ψ ist; d. h., $\psi(\vec{r}, t)$ konvergiert für $t \to \pm\infty$ stark (d. h. in der starken Topologie) gegen die freien Zustände $\psi_0^{\pm}$, wobei $\hat{V}$ allerdings noch gewissen Einschränkungen genügen muß.

In der Quantenfeldtheorie wurden bisher zwei voneinander abweichende A.en eingeführt:
1) *A. von Lehmann, Symanzik und Zimmermann* mit Hilfe der schwachen Konvergenz (d. h. A. in der schwachen Topologie): $\lim_{t \to \pm\infty} \langle\Phi, \varphi^f(t)\,\psi\rangle = \langle\Phi, \varphi^f_{\mathrm{in/out}}(t)\,\psi\rangle$; dabei sind Φ und ψ beliebige Zustände, d. h. Vektoren des Hilbert-Raumes des Systems; $\varphi^f(t) = i \int \varphi(x)\, \overleftrightarrow{\partial}_t f^*(x)\, \mathrm{d}^3\vec{r}$ mit $\overleftrightarrow{\partial}_t = \overrightarrow{\partial}_t - \overleftarrow{\partial}_t$ (Differenz der nach rechts bzw. links wirkenden Zeitableitung), $x \equiv (ct, \vec{r})$, $f^*(x)$ sind beliebige normierte Lösungen der Klein-Gordon-Gleichung zu positiven Frequenzen, φ_{in} bzw. φ_{out} sind die freien ein- bzw. auslaufenden Felder. Diese A. bildet die Grundlage der LSZ-Theorie, indem sie die S-Matrix mit Hilfe der Felder $\varphi_{\mathrm{in/out}}$ auszudrücken gestattet (→ axiomatische Quantentheorie).
2) *A. von Haag und Ruelle,* mit deren Hilfe den wechselwirkenden Wightman-Feldern ein- und auslaufende Felder im Sinne der starken Konvergenz zugeordnet werden; sie bildet die Grundlage der Streutheorie nach Haag-Ruelle.

asymptotischer Energiebereich, → Streuexperiment.

asymptotischer Streuquerschnitt, → Streuexperiment.

Asynchronmaschine, → elektrische Maschine.

at, → Atmosphäre 1).

At, → Astat.

ataktisch, → Isomerie.

Atemschutzfilter, Filter zum individuellen Schutz gegen die Inhalation von schädlichen Schwebstoffen, z. B. radioaktiven → Aerosolen oder Quarzstaub, von Gasen, z. B. Schwefeldioxid, Kohlenmonoxid, und von Dämpfen, z. B. von Lösungsmitteln. Sie geben als Spezialfilter Schutz gegen einen speziellen Stoff oder als Kombinationsfilter Schutz gegen Schwebstoffe sowie Gase und Dämpfe. Zur Abscheidung von Schwebstoffen werden vorwiegend Faserfilter, zur Abscheidung von Gasen und Dämpfen speziell präparierte Aktivkohle eingesetzt.

Äther, ein den ganzen Raum durchdringendes hypothetisches Medium, dessen eigentlich wesentliche Eigenschaft es ist, in der Naturbeschreibung auftretende Fernkräfte auf Nahwirkungskräfte zurückzuführen. Die Newtonsche Gravitationstheorie führte die Gravitationskräfte als unvermittelt über Entfernungen wirkende Kräfte ein. Diese konnten durch die Hypothese von der Existenz eines den ganzen Raum durchdringenden Ä.s, der durch seine elastische Deformation die Fernkräfte der Gravitation überträgt, auf Nahwirkungskräfte zurückgeführt werden. Die Ätherhypothese blieb in der Newtonschen Mechanik jedoch rein formal und ergab keine neuen Aussagen. Sie wurde mit der Untersuchung der elektromagnetischen Wellen zunächst neu belebt. Für die Beschreibung der Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen schien die Existenz eines quasistarren Lichtäthers, der nur transversale Wellen erlaubt, notwendig zu sein. Dieser die ganze Welt erfüllende ruhende Ä. stand im engen Zusammenhang mit dem Newtonschen Konzept einer unabhängig vom Bezugssystem des Beobachters existierenden absoluten Zeit sowie des absoluten Raumes. Durch die elektromagnetischen Erscheinungen schien nun eine Möglichkeit gegeben, die elastischen und Bewegungseigenschaften des Ä.s zu prüfen und insbesondere das Bezugssystem zu ermitteln, welches relativ zum Ä. ruht.

Es zeigte sich, daß der Ä. der Sitz der elektromagnetischen Felder sein müßte und nicht die atomistisch gedachte Materie. Die einzige mechanische Eigenschaft, die dem Ä. theoretisch widerspruchsfrei zugeschrieben werden konnte, war die, einen Bewegungszustand zu besitzen. Die Versuche, die Geschwindigkeit eines Bezugssystems gegenüber dem Ä. zu messen (→ Michelson-Versuch, → Trouton-Noble-Versuch) ergaben jedoch, daß es nicht möglich ist, dem Ä. eine Geschwindigkeit (auch nicht die Geschwindigkeit Null) zuzuschreiben, bzw., daß es einen Ä. mit den ursprünglich konzipierten mechanischen Eigenschaften nicht gibt. In der modernen Physik werden Fernkräfte durch die konsequente Verwendung des Feldbegriffs vermieden. Es stehen sich jedoch auch hier das Gravitationsfeld, das dem Raum direkt physikalische Eigenschaften zuschreibt (→ Äquivalenzprinzip), und die übrigen Materiefelder komplementär gegenüber.

Lit. A. Einstein: Über spezielle und allgemeine Relativitätstheorie (Berlin 1969).

Ätherdriftversuche. Nach den Vorstellungen von einem ruhenden Äther als Träger der elektromagnetischen Wellen muß bei der Bewegung der Erde auf ihrer geschlossenen Bahn um die Sonne, die Erde irgendwann eine Relativgeschwindigkeit $v \neq 0$ zum ruhenden Äther besitzen, so daß ein „Ätherwind" auftritt. Durch Experimente mit elektromagnetischen Wellen sollte dann der Bewegungszustand des Äthers relativ zur Erde prinzipiell feststellbar sein.

Die entsprechenden Ätherdriftversuche (→ Michelson-Versuch, → Trouton-Noble-Versuch) ergaben, daß es nicht möglich ist, dem Äther einen Bewegungszustand zuzuschreiben, bzw. daß es einen ruhenden Äther im obigen Sinne nicht gibt.

atherman, svw. adiatherman.

Ätherwind, → Ätherdriftversuche.

atm, → Atmosphäre 1).

Atmosphäre, 1) Einheit des Druckes. a) *physikalische A., Normalatmosphäre,* atm, inkohärente Einheit des Druckes. Keine Vorsätze erlaubt. 1 atm = $1{,}01325 \cdot 10^5$ N/m² = 101 325 Pa. b) *technische A.,* at, inkohärente Einheit des Druckes. Keine Vorsätze. 1 at = 0,980665 10^5 N/m² = $98{,}0665 \cdot 10^3$ Pa = 1 kp/cm².

2) die Gashülle der Planeten und Fixsterne, die mit diesen durch Zusammensetzung und Entwicklung verbunden ist. Bei Planeten ist die A. gegen den festen Kern scharf begrenzt. Bei Fixsternen, die aus Gasen in verschiedenen Zuständen bestehen, läßt sich die Grenze nicht deutlich erkennen. Die A. kann bei diesen als nicht oder nur schwach leuchtende Außenschicht definiert werden, in der Licht absorbiert wird. Sie unterscheidet sich von der unter ihr liegenden Photosphäre durch wesentlich geringere Dichte.

Die *Erdatmosphäre* ist ein thermodynamisch aktives Gasgemisch, das sich auf der Oberfläche einer rotierenden Kugel bewegt. Auf dieser wird es durch die Schwerkraft festgehalten und in unregelmäßiger Weise durch nichtadiabatische und ebenso bedeutsame adiabatische Prozesse erwärmt oder abgekühlt. Dadurch bilden sich in einem weiten Größenbereich Bewegungen aus, die von planetarischen Windsystemen bis herab zu kleinsten Turbulenzwirbeln reichen (→ Turbulenz in der Atmosphäre). Zwischen den Bewegungsformen verschiedener Größenordnung bestehen Wechselbeziehungen. In dem Global Atmospheric Research Programme (→ GARP) wird die Erdatmosphäre als ein determinierbares, offenes, physikalisches System definiert, das mit allen seinen Teilen sowie mit dem Weltraum und der festen und flüssigen Erdoberfläche in enger Wechselwirkung steht.

Die Entwicklung der Erdatmosphäre ist somit auf das engste mit der Entwicklung und Geschichte der Erde verbunden. Im Stadium der Entstehung der Erdatmosphäre war ihre Zusammensetzung wesentlich verschieden von der heutigen. Die Veränderung der Zusammensetzung wird bestätigt durch die Änderung der physikalisch-chemischen Eigenschaften der Oberflächenlösungen. Obgleich die Geschichte der Erdatmosphäre noch in vielen Details unklar ist, nimmt man heute vielfach an, daß die Wasserstoffverbindungen der häufigsten Elemente Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff in der Zusammensetzung der Uratmosphäre der Erde dominierten: H_2O (Wasser), NH_3 (Ammoniak) und CH_4 (Methan). Diese wiederum wurden durch die photochemische Wirkung der solaren UV-Strahlung im Laufe der Zeit in N_2 (Stickstoff), O_2 (Sauerstoff) und CO_2 (Kohlendioxid) umgewandelt, während der durch Dissoziation frei werdende atomare Wasserstoff in den Weltraum entweichen konnte. Das Kohlendioxid wurde zum größten Teil bei der Gesteinsbildung chemisch gebunden. Die Dissoziation des Wasserdampfes kann heute nur noch in Höhen oberhalb des Ozonmaximums ($\approx$ 25 km) erfolgen, da das Ozon die hierfür notwendige solare UV-Strahlung absorbiert (→ Strahlungsprozesse in der Atmosphäre). Daher kommt der Sauerstofferzeugung durch die Photosynthese erhöhte Bedeutung zu. Die gegenwärtige Sauerstofferzeugung entspricht dem Verbrauch in der Biosphäre und Lithosphäre für Oxydationsprozesse.

Die heutige *Zusammensetzung* der A., wie sie sich im Laufe geologischer Zeiträume entwickelt hat, besteht aus verschiedenen Gasen mit zahlreichen Beimengungen. Diese sind die Niederschlagsteilchen (→ Niederschlagsbildung), die Wolkenelemente (→ Wolken), die Staub-, Rauch- und Dunstpartikeln und die Kerne (→ Aerosol). Die Gase haben im Meeresniveau eine sehr unterschiedliche Volumenkonzentration. 100 Raumteile reiner trockener Luft enthalten 78,08 Teile Stickstoff, 20,95 Teile Sauerstoff, 0,93 Teile Argon und 0,03 Teile Kohlendioxid. Der Rest wird von Neon, Helium, Methan, Krypton, Xenon und Wasserstoff eingenommen. Infolge nahezu vollkommener Durchmischung bleibt diese Zusammensetzung bis etwa 100 km beachtenswert konstant (*Homosphäre*). Oberhalb 100 km (→ Turbopause) ändert sich die Zusammensetzung der A. erheblich (*Heterosphäre*). Im wesentlichen sind dafür zwei verschiedene Prozesse verantwortlich. Einmal überwiegt unter dem Einfluß der Gravitation oberhalb von 105 bis 110 km Höhe die Entmischung in rasch zunehmendem Maße die Durchmischung. In größeren Höhen überwiegen folglich zunehmend die leichteren Gase (atomarer Sauerstoff, Helium und Wasserstoff). Der zweite Prozeß ist die Einwirkung ultravioletter Sonnenstrahlung auf die A. Die Photonen dieses Spektralbereiches sind energiereich genug, um molekularen Sauerstoff zu dissoziieren und alle Luftbestandteile zu ionisieren. In niedrigen Höhen lagert sich der entstehende atomare Sauerstoff durch Dreierstoß an molekularen Sauerstoff; es entsteht so in der Homosphäre eine *Ozonschicht* mit einem Dichtemaximum bei etwa 25 km. Oberhalb 100 km in der Heterosphäre reicht jedoch die Gasdichte für solche Stöße nicht mehr aus. Die Konzentration von atomarem Sauerstoff erreicht in 150 km Höhe bereits 50 % und beträgt in 300 km Höhe mehr als 80 %. Diese Veränderung der Zusammensetzung der A. wird durch die Entmischung im Schwerefeld wirksam unterstützt. Sonnenphotonen mit zur Bildung positiver Ionen ausreichender Energie werden meist oberhalb einer Höhe von 70 km absorbiert; auf diese Weise entsteht die → *Ionosphäre*.

Zu den angeführten permanenten Gasen der Homosphäre treten unter natürlichen atmosphärischen Bedingungen noch der Wasserdampf, das Ozon sowie die nicht permanenten Spurengase und verschiedenartige Spurendämpfe. Der Wasserdampf, der innerhalb der A. und am Erdboden in ständigem Austausch mit der flüssigen und festen Phase des Wassers steht, hat in den unteren Luftschichten eine Konzentration von 0,02 bis 2 Volumenprozent,

die mit der Höhe relativ rasch abnimmt. Die Ozonkonzentration ist dagegen am Boden um viele Größenordnungen geringer, übersteigt jedoch im Maximum in etwa 25 km Höhe diejenige der bodennahen Luft um das Hundertfache. Die gesamte Masse der Atmosphäre ergibt $5{,}1 \cdot 10^{15}$ t, nicht ganz ein Millionstel der Masse des Erdkörpers.

Die Masse der Volumeneinheit, die → Luftdichte, beträgt bei 0 °C und 1 Atmosphärendruck 1,293 g/l; Luft ist also rund 800 mal leichter als Wasser. Eine Schicht aus einer Flüssigkeit, die genau so leicht wäre wie Luft am Erdboden, müßte 800 mal höher stehen als eine Wassersäule, um denselben Druck auszuüben. Deshalb heißt $H = 8000$ m die *Höhe der homogenen A.* (→ Skalenhöhe). Der → Luftdruck wird in jeder Höhe durch das Gewicht der darüber befindlichen Gassäule bestimmt; daher sinken Druck und Dichte mit zunehmender Höhe, während die Temperaturverteilung eine komplizierte Funktion der Höhe ist (→ Schwingungen der Atmosphäre).

Aufbau der Erdatmosphäre. Infolge der Absorption unterschiedlicher Spektralbereiche der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche, im Bereich maximaler Ozonkonzentration und in der Ionosphäre weist die A. im Mittel eine Reihe annähernd sphärischer Schichten auf, von denen jede durch eine spezifische vertikale Temperaturverteilung charakterisiert ist (Abb. S. 84). Die unterste Schicht, die *Troposphäre*, zeigt meist Temperaturabnahme mit der Höhe. Die vertikale Ausdehnung der Troposphäre variiert mit der Jahreszeit und der Breite, in den Tropen beträgt sie gewöhnlich 16 bis 18 km. Über den Polen erstreckt sie sich im Sommer bis etwa 8 bis 10 km. Die Troposphäre ist an der Obergrenze gewöhnlich durch eine abrupte Zunahme der statischen Stabilität mit der Höhe gekennzeichnet. Diese Fläche wird *Tropopause* genannt; in ihrem Niveau sinken die Temperaturen auf −50 °C in den Polargebieten bzw. auf −80 °C in den Tropen ab. Innerhalb der Troposphäre werden die Grundschicht und die Nullschicht unterschieden. Die *Grundschicht* oder *Peplosphäre* (→ Grundschicht der Troposphäre) ist unter anderem dadurch gekennzeichnet, daß in ihr der ageostrophische Massenfluß in Richtung des horizontalen Druckgradienten verläuft. Sie erstreckt sich im Mittel vom Boden bis etwa 1,8 km Höhe und wird durch eine Inversion, die *Peplopause*, begrenzt. Die *Nullschicht* liegt im Niveau des hochtroposphärischen Windmaximums bei etwa 10 km in mittleren Breiten, in dem die horizontalen Vergenzen (Divergenzen und Konvergenzen) des Windes einen Extremwert besitzen und die Vertikalbewegungen ihre Vorzeichen ändern. In dieser Schicht erfolgt der ageostrophische Massenfluß gegen die Richtung des horizontalen Druckgradienten. Die statisch stabile Schicht oberhalb der Tropopause wird *Stratosphäre* genannt. Sie erstreckt sich bis zu einer Höhe von etwa 50 km. In ihr nimmt die Temperatur zuerst bis etwa 20 km langsam, dann schneller zu. Diese Temperaturverteilung steht in Verbindung mit der Absorption der ultravioletten Sonnenstrahlung durch Ozon in etwa 20 bis 50 km. Die Obergrenze der Stratosphäre ist eine Fläche maximaler Temperatur von etwa 0 °C und wird als *Stratopause* bezeichnet. Oberhalb 50 km nimmt die Temperatur mit der Höhe ab bis zu einem Minimum von etwa −90 °C in 80 km. Diese Schicht abnehmender Temperatur mit der Höhe wird *Mesosphäre* genannt. In ihr herrschen Windgeschwindigkeiten bis zu 150 m/s. Die Ähnlichkeit zwischen den Temperaturverteilungen der Troposphäre und der Mesosphäre deuten auf analoge Prozesse hin. Zeitweilig werden in der Nähe des Gebietes der tiefsten Temperatur, der *Mesopause*, leuchtende Nachtwolken beobachtet. Oberhalb einer Höhe von 80 bis 90 km nimmt die Temperatur kontinuierlich mit der Höhe zu auf etwa 1500 K oder mehr in 500 km Höhe. Dieses ausgedehnte Gebiet wird als *Thermosphäre* bezeichnet. Sie umschließt die Ionosphäre und geht in etwa 2000 bis 3000 km in die *Exosphäre* über.

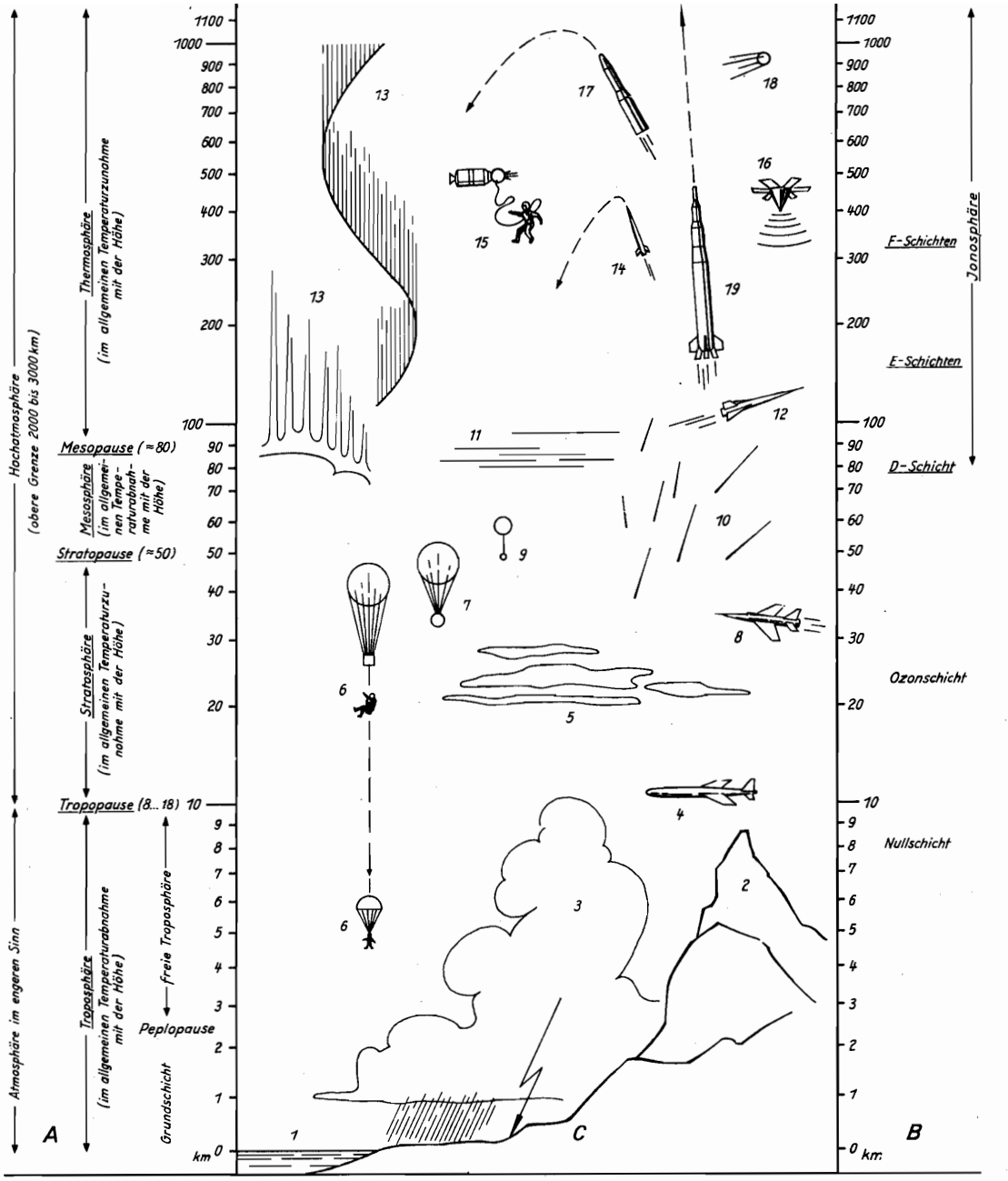
Atmosphärendruck, der Druck der äußeren, freien Atmosphäre.

atmosphärische Elektrizität, *Luftelektrizität*, elektrische Erscheinungen in den unteren Schichten der Atmosphäre. Im allgemeinen ist die Erdoberfläche negativ elektrisch geladen, die positiven Ladungen befinden sich in der Höhe. Dieses in der normalen gewitterfreien Atmosphäre bestehende, nach unten gerichtete elektrische Feld, dessen Feldstärke in Erdbodennähe im Mittel 100 V/m beträgt und mit wachsender Höhe rasch abnimmt, ist starken örtlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen. Es verursacht einen luftelektrischen Vertikalstrom, dessen Stromdichte bei schönem Wetter etwa $3 \cdot 10^{-12}$ A/m² beträgt, was nur etwa 1500 Ampere auf der ganzen Erde ausmacht. Das luftelektrische Feld rührt daher, daß in den Gewittern durch Erdblitze negative Ladungen zur Erdoberfläche transportiert werden, während die positiven Ionen in den höheren Bereichen der Atmosphäre verbleiben und sich horizontal nach allen Richtungen verteilen können.

Lit. Israel: Atmosphärische Elektrizität, 2 Tle (Leipzig 1957 u. 1961).

atmosphärische Optik, *meteorologische Optik*, Lehre von den optischen Erscheinungen und Vorgängen in der Atmosphäre. Die verschiedenartigsten Bestandteile der Atmosphäre beeinflussen die Lichtstrahlen der Sonne, des Mondes und der Gestirne und lassen unter Umständen eindrucksvolle optische Erscheinungen entstehen. So bilden sich durch Beugung an kleinen Wassertröpfchen der Wolken und des Nebels von 5 bis 20 μm Radius im durchscheinenden Licht farbige Kränze, im reflektierten Licht farbige Glorien. An größeren Wassertropfen entsteht durch Brechung, innere Reflexion und Beugung der Regenbogen. An Eiskriställchen hoher Cirrostratus-Wolken entstehen durch Brechung oder Reflexion die farbigen oder farblosen Halos.

Die kleinen atmosphärischen Schwebeteilchen streuen das Sonnenlicht. Diese Vorgänge beschreibt bezüglich der Streuung durch die Luftmoleküle die Rayleigh-Streuung, bezüglich der Streuung durch das atmosphärische Aerosol die Mie-Streuung. Diese Streuvorgänge geben Veranlassung zur Entstehung der blauen Himmelsfarbe, der Himmelslichtpolari-



Atmosphäre. *A* Atmosphäre, definiert nach vertikaler Temperaturänderung (Zu- oder Abnahme). *B* Atmosphäre, definiert nach physikalischen bzw. chemischen Eigenschaften, z. B. Bewegungsverhältnissen, chemischen oder elektrischen Verhältnissen. *C* Beobachtete sichtbare Erscheinungen, durch Experimente erreichte Höhen u. a. *1* Meeresspiegel; *2* Tschomolungma (Mount Everest), höchster Berg der Erde: 8848 m; *3* Gewitterwolke: 1 km bis Tropopause; *4* Verkehrsflugzeug, Reiseflughöhe TU 104: 11 km; *5* Perlmutterwolken: 20 bis 30 km; *6* Fallschirmabsprung (Verzögerungssprung), maximale Höhe, Testpilot Kittinger: 30900 m (Fallschirmöffnung bei 5400 m); *7* bemannter Freiballon, Höhenrekord: etwa 34 km; *8* Höhenrekord für Flugzeuge: 34714 m; *9* unbemannter Freiballon (Radiosonde), größte Höhe: 50,55 km; *10* Aufleuchten und Verglühen von Meteoriten: 40 bis 150 km; *11* leuchtende Nachtwolken: 80 bis 85 km; *12* Raketenflugzeug X 15 (Start von Trägerflugzeug aus), größte Höhe: 106 km; *13* Polarlicht: 80 bis 1000 km; *14* einstufige Höhenforschungsrakete, größte Höhe: etwa 480 km; *15* Raumschiff Wos'chod 2 (erstmalig Ausstieg eines Kosmonauten in den freien Raum), größte Höhe: 495 km; *16* Nachrichtensatellit Molnija 1 D, größte Erdnähe: 485 km; *17* interkontinentale ballistische Rakete, größte Höhe: 1050 km; *18* erster künstlicher Erdsatellit Sputnik 1, größte Höhe: 947 km; *19* Trägerrakete mit Raumflugkörper. – Über die Höhe der verschiedenen Ionosphärenschichten → Ionosphäre.

sation und der Dämmerung mit ihren vielfältigen farbigen Erscheinungen. Durch die → Streuung erleidet die Sonnenstrahlung eine Extinktion, die auch noch durch die Wasserdampfabsorption und die Ozonabsorption bedingt ist. Die Messung der extingierten, direkten Sonnenstrahlung zur Bestimmung der Lufttrübung ist Aufgabe der Aktinometrie.

Die wechselnden Extinktionsvorgänge in der Atmosphäre geben auch Veranlassung dazu, daß die Sichtweite von natürlichen Zielen sowie von Lichtern bei Tage und in der Nacht großen Schwankungen unterliegt.

Die von der Sonne und den Gestirnen ausgehenden Lichtstrahlen verlaufen wegen der nach oben abnehmenden Luftdichte schwach gekrümmt. Diese Erscheinung, die Veranlassung zur astronomischen Refraktion gibt, wird durch die atmosphärische Strahlenbrechung beschrieben. Sie tritt auch zwischen irdischen Objekten auf. Extreme Temperaturschichtungen in den unteren Luftschichten können so starke Krümmung der Lichtstrahlen zur Folge haben, daß Luftspiegelungen auftreten. Die atmosphärische Strahlenbrechung gibt auch Veranlassung zur Entstehung der Szintillation.

atmosphärischer Dynamo, Modellvorstellung über die dem Dynamoprinzip entsprechende Entstehung großräumiger elektrischer Felder in der Ionosphäre. Bewegungen des atmosphärischen Neutralgases, z. B. Gezeitenbewegungen, werden über viskose Wechselwirkungen auf die Ionen der ionosphärischen E-Region übertragen. Die Elektronen dieser Region nehmen nicht an den Bewegungen des Neutralgases teil, da sie im Gegensatz zu den Ionen stark an das Magnetfeld der Erde gebunden sind. Ihre Gyrofrequenz ist sehr viel größer als ihre Stoßfrequenz.

Der resultierende Ionenstrom ist im allgemeinen nicht quellfrei. Die Gesamtstromdichte muß quellfrei sein, da freie Ladungsansammlungen in der E-Region innerhalb von 10^{-7} s zerfließen und Änderungen im Windfeld, die zu neuen Ladungsansammlungen führen könnten, erst in Zeiten größer als 10^2 s erfolgen. Um die Quellfreiheit der Gesamtstromdichte zu erzwingen, müssen elektrische Felder aufgebaut werden, die zusätzlich zu den primären Ionenströmen zu Strömen führen.

In der ionosphärischen E-Region gilt das Ohmsche Gesetz in der Form $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_0)$, wobei $\vec{j}$ die Stromdichte, σ der Tensor der elektrischen Leitfähigkeit, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\vec{v}$ das atmosphärische Windfeld und $\vec{B}_0$ das geomagnetische Hauptfeld ist. Mit den Maxwellschen Gleichungen folgt die vektorielle Diffusionsgleichung für die elektrische Feldstärke, falls die Leitfähigkeiten zeitunabhängig sind:

$$\mu_0\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial\vec{r}} \times \left(\frac{\partial}{\partial\vec{r}} \times \vec{E}\right) = -\mu_0\sigma\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} \times \vec{B}_0.$$

Die Lösung dieser Gleichung ergibt Eindringtiefen der elektrischen Felder, die von der Orientierung der elektrischen Felder relativ zum geomagnetischen Hauptfeld abhängen. Windfelder, die sich innerhalb von Zeiten der Größenordnung 10^3 s und mehr ändern, führen zu elektrischen Feldern, die sich in der Ionosphäre senkrecht zum geomagnetischen Hauptfeld vollständig ausbreiten können. Diese Felder können in guter Näherung als stationär betrachtet werden, im Gegensatz zu den elektrischen Feldern, die aus kurzperiodischen Windfeldern resultieren.

Die stationären elektrischen Felder der E-Region werden im Rahmen der stationären Dynamotheorie berechnet. Aus dem Ohmschen Gesetz folgt unter Berücksichtigung der Quellfreiheit der Stromdichte für das elektrostatische Potential φ die Beziehung

$$\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\sigma\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\varphi = \frac{\partial}{\partial\vec{r}}\sigma\vec{v} \times \vec{B}_0.$$

Der Tagesgang der ionosphärischen Leitfähigkeiten und der atmosphärischen Winde führt zu einem globalen Tagesgang der Stromdichte. Die magnetischen Variationen (→ geomagnetisches Variationsfeld), die mit den Variationen dieser Stromdichte verbunden sind, werden als geomagnetische Sq-Variationen (→ Sq-Variationen) bezeichnet. Sie sind im Rahmen der stationären Dynamotheorie berechenbar.

atmosphärische Strahlenbrechung, Sammelbegriff für die mit der Krümmung der Lichtstrahlen in der Atmosphäre zusammenhängenden Erscheinungen. Ursache ist die vorwiegend in vertikaler Richtung sich ändernde Luftdichte, was eine gleichgerichtete Änderung des Brechungsindex zur Folge hat. Bei Strahldurchgängen durch die Gesamtatmosphäre nennt man die Winkelablenkung des Strahls *atmosphärische* oder *astronomische Refraktion* ϱ, bei Strahlen zwischen irdischen Punkten *terrestrische* oder *irdische Refraktion*. Grundlage für die atmosphärische Refraktion ist die Gleichung der *Lichtkurve* $Rn \sin\alpha = R_a$. Dabei bedeutet R die Entfernung eines Punktes des Lichtstrahls vom Erdmittelpunkt, n den Brechungsindex an diesem Punkt, α den Winkel des Strahls gegen den zugehörigen Erdradius, R_a den Abstand des geradlinig verlängerten Strahls vom Erdmittelpunkt. Führt man Polarkoordinaten sowie den Krümmungsradius r der Lichtkurve ein, so läßt sich das Refraktionsintegral

$$\varrho = -\int_{n_0}^{n=1} \operatorname{tg}\alpha\frac{\mathrm{d}n}{n} = \int_{n=1}^{n_0} \frac{R_a\,\mathrm{d}n}{n\sqrt{R^2n^2 - R_a^2}}$$

ableiten.

n_0, der Brechungsindex der Luft am Boden, beträgt 1,000293, n hängt von der Luftdichte σ durch $n = 1 + (n_0 - 1)\sigma/\sigma_0$ ab, wobei der Ansatz $\sigma/\sigma_0 = 0{,}9^h$ (h ist die Höhe in km) gemacht werden kann und σ_0 die Luftdichte am Erdboden bedeutet. Das Refraktionsintegral wurde numerisch ausgewertet, um Refraktionstabellen aufzustellen, worin die Abhängigkeit der Refraktion von der Zenitdistanz α_0 wie in der folgenden Tabelle angegeben wird.

Auszug aus einer Refraktionstabelle

α_0	ϱ	α_0	ϱ
0°	0″	85°	9′ 47″ ± 1″
20°	21″	88°	18′ 10″ ± 15″
40°	48″	89°	24′ 30″ ± 1′
60°	1′ 40″	89° 30′	29′ ± 2′
80°	5′ 16″	90°	35′ ± 4′

Die untergehende Sonne ($\alpha_0 = 90°$) erscheint also um mehr als ihren Durchmesser (30′) gehoben. Die terrestrische Refraktion ϱ zwischen

zwei Punkten wird durch den Refraktionskoeffizienten k beschrieben, wobei angenommen wird, daß die Lichtstrahlen Kreisbögen sind. Die Refraktion beträgt $\varrho = 32{,}4\,Ek$ in Bogensekunden. E ist dabei die Entfernung zwischen den beiden Punkten in km. k hängt vom vertikalen Temperaturgradienten γ durch $k = 6{,}7 \cdot A \cdot (0{,}034 + \gamma)$ ab. A von der Größenordnung 1 wird durch Temperatur und Luftdruck am Boden festgelegt. Die terrestrische Refraktion ist in der Geodäsie von großer Bedeutung. Durch sie wird auch die Kimmtiefe K auf See beeinflußt, die zur Bestimmung der Sternhöhen von Schiffen aus wichtig ist: $K = K_g\sqrt{1-k}$ mit der geometrischen Kimmtiefe K_g und $\sin K_g = \sqrt{2H/R_0}$; H ist die Höhe in m, R_0 der Erdradius (6370 km). Weiteres → Sichtweite. Extreme Erscheinungen der a.n.S. sind die → Luftspiegelungen.

Atmospheric *m*, *atmosphärische Funkstörung*, ein Impuls elektromagnetischer Wellen, der bei einer Blitzentladung erzeugt wird und nach Ausbreitung durch die Atmosphäre noch in großen Entfernungen durch Funk- und Rundfunkempfänger als Störimpuls aufgenommen wird. Das elektromagnetische Spektrum eines A. reicht vom Niederfrequenzbereich bis in den Hochfreqenzbereich, jedoch wird der größte Teil der Energie im Längstwellenbereich (Frequenzen von einigen kHz) abgestrahlt. In diesem Bereich erzeugt die Gesamtheit der A.s von allen Gewitterherden auf der Erde einen ständig vorhandenen *atmosphärischen Rauschpegel*.

Atom, kleinstes elektrisch neutrales Teilchen eines chemischen Elements, durch dessen Eigenschaften das charakteristische chemische und physikalische Verhalten des Elements bestimmt wird. Das A. ist mit chemischen Mitteln nicht weiter teilbar; mit physikalischen Mitteln kann es weiter zerlegt werden. Das A. setzt sich aus einem positiv geladenen Atomkern (→ Kern) und negativ geladenen Elektronen zusammen, die in ihrer Gesamtheit die → Atomhülle bilden. Positive Ladungsträger des Kerns sind Protonen. Die Bindung des Kerns entsteht im Zusammenwirken der Kernkräfte zwischen den Nukleonen und der gegenseitigen Coulomb-Abstoßung der Protonen. Bestimmend für die Bindung der Atomhülle ist die zwischen den Elektronen und den Protonen des Kerns wirkende Coulomb-Anziehung. Beim elektrisch neutralen A. stimmt die Anzahl der Elektronen der Atomhülle mit der Anzahl der Protonen des Kerns überein. Durch Entfernen oder Hinzufügen von Elektronen wird das A. zum positiven oder negativen Ion. Die Protonenzahl im Kern entspricht der → Ordnungszahl (Kernladungszahl) des betreffenden Elementes im Periodensystem. Neben den Protonen befinden sich im Kern noch ungeladene Kernbausteine, die Neutronen. Sie sind etwa gleichschwer wie die Protonen und bilden mit diesen zusammen die Nukleonen. Bei A.en niedriger Ordnungszahl ist oft die Zahl der Protonen gleich der Zahl der Neutronen; mit steigender Ordnungszahl überwiegt aber die Neutronenzahl. Die Masse des A.s ist hauptsächlich im Kern vereinigt. Die Summe der im A. enthaltenen Protonen und Neutronen ergibt die Massezahl (→ Atommasse). A.e gleicher Ordnungszahl können verschiedene Neutronenzahlen und damit unterschiedliche Massezahlen haben. Von diesen A.en, den Isotopen, können sich einige unter Energieabgabe in A.e anderer Ordnungszahlen verwandeln (→ Radioaktivität). Die absoluten Atommassen liegen zwischen 10^{-24} g und 10^{-22} g, und der Atomdurchmesser beträgt etwa 10^{-8} cm. Dabei hat der Atomkern einen Durchmesser von etwa 10^{-12} cm, so daß der von einem A. eingenommene Raum nahezu leer ist; deshalb können Teilchen mit großer kinetischer Energie A.e oft ohne Zusammenstoß durchfliegen. Die A.e selbst konnten bisher nicht sichtbar gemacht werden; jedoch wurde ihre Lage in Molekülen oder Kristallgittern mit Hilfe von Röntgen-, Elektronen- und Neutronenstrahlinterferenzen ermittelt (→ Kristallstrukturanalyse). Die einzelnen *Atomarten*, d. s. die chemischen Elemente, sind durch die Anzahl der in ihnen enthaltenen Nukleonen und Elektronen charakterisiert. Das → Periodensystem der Elemente stellt eine Systematik der Atomarten hauptsächlich vom Standpunkt ihres chemischen Verhaltens dar. Hinsichtlich ihrer physikalischen Eigenschaften unterscheiden sich die A.e eines chemischen Elements im allgemeinen. Nur die zu einem → Isotop gehörenden A.e sind einheitlich aufgebaut. Der Aufbau der A.e ist Gegenstand von → Atommodellen. Die Anzahl der A.e in einem Grammatom eines Elements ist durch die → Loschmidtsche Zahl gegeben.

atomare Fehlstellen, → Gitterfehlstellen.

atomare Konstanten, → Atomkonstanten.

atomare Masseeinheit, AME, Einheit der Masse in der Atomphysik, 1) *atomphysikalische M.*, u, die Masse des 12ten Teiles der Masse des Kohlenstoffatoms $^{12}C \cdot 1u = 1{,}660277 \cdot 10^{-27}$ kg. Der tausendste Teil, die *milli-atomphysikalische Masseeinheit*, hat das Symbol mu; $1\,mu = 1{,}660277 \cdot 10^{-30}$ kg.

2) amu, Einheit der Masse des 16ten Teils der Masse des Sauerstoffatoms ^{16}O; veraltet. $1\,amu = 1{,}659750 \cdot 10^{-27}$ kg. Der tausendste Teil, die Tausendstel a.M., hat das Symbol mamu; $1\,mamu = 1{,}659750 \cdot 10^{-30}$ kg.

atomares magnetisches Moment, permanentes magnetisches Moment der Atome, das sich aus den mit Bahn- und Spindrehimpuls der Elektronen verknüpften magnetischen Momenten zusammensetzt. Der Anteil, der durch den Bahndrehimpuls zustande kommt, wird als *Bahnmagnetismus* bezeichnet. Durch den resultierenden Bahndrehimpuls $\vec{L}$ aller Elektronen eines Atoms und durch den resultierenden Spindrehimpuls $\vec{S}$ werden die Momente mit dem Betrag $M_L = \sqrt{L(L+1)}\mu_B$ bzw. $M_S = 2\sqrt{S(S+1)}\mu_B$ hervorgerufen. μ_B ist das Bohrsche Magneton, $\hbar^2 L(L+1)$ und $\hbar^2 S(S+1)$ sind das Quadrat des resultierenden Bahn- bzw. Spindrehimpulses ($\hbar$ ist Plancksche Konstante). Das erzeugte Moment bezogen auf die Drehimpulse ist also beim Spinmoment doppelt so groß wie beim Bahnmoment (*magnetomechanische Anomalie*). Die Folge davon ist, daß das durch vektorielle Addition entstehende magnetische Gesamtmoment $\vec{M}$ nicht in die Richtung des Gesamtdrehimpulses $\vec{J}$ fällt. $\vec{J}$ ist zeitlich konstant

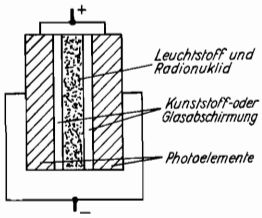
(Erhaltung des Drehimpulses). Daher präzediert das Moment $\vec{M}$ um $\vec{J}$, und nur die Komponente M_J des Momentes in Richtung des Drehimpulses tritt in Erscheinung. Für M_J gilt $M_J = g\sqrt{J(J+1)}\,\mu_B$, wobei g der gyromagnetische Faktor ist.

Das atomare magnetische M. kann im Festkörper gegenüber dem freien Atom verändert sein: 1) weil sich die Besetzung der Bänder gegenüber den Schalen des freien Atoms geändert hat (→ Bandstruktur), 2) weil der Bahndrehimpuls durch das Kristallfeld der Ionen verändert wird, 3) weil bei einer endlichen Bandbreite die Existenz eines atomaren magnetischen M.s wegen der damit verbundenen Lokalisierung der Wellenfunktion, die entsprechend der Unschärferelation zu einer Erhöhung der kinetischen Energie der Elektronen führt, energetisch ungünstig ist.

Atombatterie, *Isotopenbatterie,* Vorrichtung zur Umwandlung der Energie von Radionukliden in elektrische Energie. Man unterscheidet einstufige und zweistufige Verfahren; z. Z. wird hauptsächlich an den zweistufigen Anordnungen gearbeitet, bei denen die Kernstrahlung zunächst in eine Zwischenenergie umgesetzt wird, und zwar in chemische Energie, Wärme oder Licht. Diese wird in einem zweiten Schritt in elektrische Energie umgewandelt.

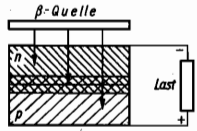
1) Einstufige Verfahren. a) *Direkte Aufladung.* Die geladenen Teilchen der Strahlung eines radioaktiven Präparates werden von einem gegen das Präparat elektrisch isolierten Kollektor gesammelt, der dadurch aufgeladen wird. Mit $^{90}_{38}$Sr wurden Spannungen von 365 kV erreicht. Die erreichbaren Stromstärken liegen allerdings bei nur etwa 10^{-9} A/Ci. b) *Sekundärelektronen-Aufladungsmethode.* Die Stromausbeute bei der direkten Aufladung wird mit Hilfe eines Sekundärelektronenvervielfachers erhöht. c) *Sperrschichtelement* (Abb. 1). Die in einer halbleitenden p-n-Schicht durch die Strahlung erzeugten Elektronen-Loch-Paare werden im Feld der Sperrschicht getrennt. Wegen der großen Zahl der gebildeten Ladungsträgerpaare (je β-Teilchen etwa 10^3 bis 10^5 Ladungsträgerpaare) lassen sich Ströme der Größenordnung 10^{-5} A/Ci erreichen. Der Wirkungsgrad liegt bei 1 bis 2%. d) *Kontaktpotentialelement.* Man bestrahlt die gasförmige Zwischenschicht zweier Elektroden aus Metallen mit verschiedenen Austrittspotentialen. Es läßt sich eine Spannung von 1,9 V bei einem Wirkungsgrad von 1% erreichen.

2) Zweistufige Verfahren. a) *A. mit Strahlungsakkumulator.* Chemische Reaktionen, die bei Bestrahlung eines Elektrolyten an den Elektrodenoberflächen eintreten, werden durch Schließen des äußeren Stromkreises unter Abgabe elektrischer Energie rückgängig gemacht. b) *A. mit thermoelektrischem Wandler* (Abb. 2). Die durch die Kernstrahlungsenergie in der Präparatkapsel, einem Festkörper geeigneter Wärmekapazität, erzeugte Wärme wird der heißen Lötstelle eines Thermoelements zugeführt. A. dieser Art sind von langer Lebensdauer; sie bewähren sich bereits im technischen Einsatz, z. B. in Satelliten. Eine elektrische Ausgangsleistung von 25 W und ein Wirkungsgrad von 5% sind erreicht. c) *A. mit thermoionischem Wandler.* Die wie bei b) erzeugte Wärme wird dem Emitter eines thermoionischen Wandlers zugeführt. d) *A. mit Photoelementen* (Abb. 3).



3 Isotopenbatterie mit Photoelementen

Die radioaktive Strahlung erzeugt in einem Leuchtstoff Lumineszenzlicht, und dieses wird über Photoelemente in elektrische Energie umgesetzt. Leistungsdichten von 10 μW/cm^2 bei einem Wirkungsgrad von 1 bis 2% sind erreicht.
Lit. Hanle: Isotopentechnik (München 1964).



1 Sperrschichtelement (schematisch)

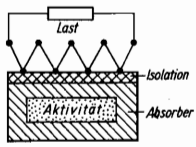
Atombau, → Atommodell.

Atombindung, → chemische Bindung.

Atombrennstoff, unexakte Bezeichnung für → Spaltelemente oder → Kernbrennstoff.

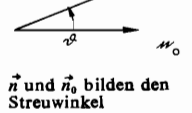
Atomelektronen, die Elektronen, die in der Atomhülle eines Atoms gebunden sind. Im Gegensatz dazu sind die → Leitungselektronen der Metalle oder Betateilchen nicht in einer Atomhülle gebunden.

Atomenergie, unexakte Bezeichnung für → Kernenergie.



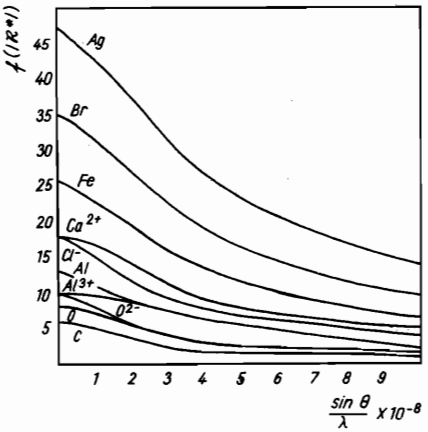
2 Isotopenbatterie mit thermoelektrischem Wandler

Atomformamplitude, beschreibt den Beitrag der Atomhülle zur Streuung, wenn die elastische Streuung von Röntgenstrahlen oder Elektronen am Atom in erster Bornscher Näherung behandelt wird. Die A. ist die Fourier-Transformierte der mittleren Elektronendichte der Atomhülle: $F(\vartheta) = \int \mathrm{d}V \varrho(r) \mathrm{e}^{-\mathrm{i}k(\vec{n}-\vec{n}_0)\vec{r}}$. Hierbei bedeuten k die Wellenzahl der einfallenden ebenen Welle, $\varrho(r)$ den kugelsymmetrischen Mittelwert der Elektronendichte, $\vec{n}$ und $\vec{n}_0$ Einheitsvektoren in Streu- und Einfallsrichtung. Nach dem Kosinussatz folgt aus der Abb. $|\vec{n}-\vec{n}_0|^2 = \vec{n}^2 + \vec{n}_0^2 - 2nn_0\cos\vartheta = 1 + 1 - 2\cos\vartheta = 2(1-\cos\vartheta) = 2(2\sin^2(\vartheta/2))$, so daß $|\vec{n}-\vec{n}_0| = 2\cdot\sin\cdot(\vartheta/2)$. Das Quadrat der A. wird als → Atomformfaktor bezeichnet.



$\vec{n}$ und $\vec{n}_0$ bilden den Streuwinkel

Atomformfaktor, $f(|\vec{R}^*|)$, Fourier-Transformierte der Dichtefunktion $\varrho(x,y,z) = \varrho(\vec{r})$ des Streuvermögens eines Atoms oder Ions für Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen als Funktion des Betrages des Ortsvektors $\vec{R}^*$ im reziproken Raum (→ Kristallstrukturanalyse). Dabei hängt $|\vec{R}^*|$ mit dem Glanzwinkel Θ der → Braggschen Reflexionsbedingungen folgendermaßen zusammen: $|\vec{R}^*| = 2\sin\Theta/\lambda$. Die Dichtefunktion wird als kugelsymmetrisch angenommen: $\varrho(x,y,z) = \varrho(|\vec{r}|)$. A.en für Röntgenstrahlen werden in Einheiten des Streuvermögens eines einzelnen freien Elektrons angegeben. Für $|\vec{R}^*| = 0$ ist der A. gleich der Elektronenzahl des Atoms oder Ions und nimmt mit wachsendem $|\vec{R}^*|$ ab. Je größer das Volumen des Atoms, desto steiler ist der Abfall bei wachsendem $|\vec{R}^*|$ (Abb.). Da durch Wärmeschwingungen das Zeitmittel der Dichteverteilung $\varrho(x,y,z)$ des Streuvermögens um den Atomschwerpunkt verschmiert erscheint, fallen A.en



Atomformfaktoren $f(|\vec{R}^*|)$ von Atomen und Ionen in Abhängigkeit von $\sin\Theta/\lambda$. Θ Glanzwinkel, λ Wellenlänge

bei höherer Temperatur steiler mit wachsendem $|\vec{R}^*|$ ab, als bei niedrigerer. Abweichungen des A.s von der Kugelsymmetrie ergeben sich durch anisotrope Wärmeschwingungen und durch die Bindung benachbarter Atome. Es ist üblich, den A. als Produkt eines temperaturunabhängigen Faktors $f_0(|\vec{R}^*|)$ und eines Temperaturfaktors darzustellen, der auch die Anisotropie berücksichtigt. Der A. für Elektronenstrahlen f_{El} hängt mit dem für Röntgenstrahlen $f_{R\delta}$ näherungsweise wie folgt zusammen: $f_{El}(|\vec{R}^*|) = 4[Z - f_{R\delta}(|\vec{R}^*|)]/|\vec{R}^*|^2$. Hierbei ist Z die Ordnungszahl des betreffenden Atoms.

Der A. hängt von der Wellenlänge des gestreuten Röntgenstrahls ab und ist im allgemeinen eine komplexe Größe. In der additiven Darstellung

$$f(|\vec{R}^*|) = f_0(|\vec{R}^*|) + f'(|\vec{R}^*|) + i \cdot f''(|\vec{R}^*|)$$

sind f_0, f' und f'' reell, f_0 ist von der Wellenlänge unabhängig, und f' und f'' sind immer dann im Vergleich zu f_0 verschwindend klein, wenn die Wellenlänge von allen Absorptionskanten des Atoms hinreichend verschieden ist. f_0 wird *normaler A.* genannt; für Wellenlängen nahe einer Absorptionskante können f' und f'' Werte annehmen, die von der gleichen Größenordnung wie f_0 sind, sie bleiben aber immer kleiner als $f_0/4$. Man spricht dabei von *anomaler Streuung*. Dementsprechend hat dann auch die Dichtefunktion des Streuvermögens komplexe Werte. Enthält ein Kristall neben normal streuenden Atomen auch anomal streuende, so gilt demnach die → Friedelsche Regel nicht. Nennenswerte anomale Streueffekte treten erst bei Atomen mit Ordnungszahlen $Z > 20$ auf.

Die anomale Streuung wird als Hilfsmittel der Kristallstrukturanalyse verwendet. Werden von einem Kristall Aufnahmen mit Röntgenstrahlung verschiedener Wellenlänge gemacht, wobei eine im Kristall vorhandene Atomsorte Strahlung der einen Wellenlänge anomal streut, so verhalten sich die ermittelten Intensitäten ähnlich wie bei isotypen Kristallen. Außerdem lassen sich die Differenzen $|F(hkl)|^2 - |F(\bar{h}\bar{k}\bar{l})|^2$ zur Berechnung von speziellen → Patterson-Funktionen verwenden, die in vielen Fällen leichter deutbar sind als die gewöhnlichen. Schließlich lassen sich die Phasen der $F(hkl)$-Werte bis auf eine verbleibende Zweideutigkeit aus den $|F(hkl)|^2$-Werten ermitteln, wenn die Lage der anomal streuenden Atome bekannt ist. Ist die Struktur eines Kristalls im Prinzip bekannt, so läßt sich anhand der anomalen Streuung zwischen enantiomorphen Formen unterscheiden. Dies ist z. B. bei biologisch aktiven Verbindungen für die Bestimmung der absoluten Konfiguration von Bedeutung.

Atomgewicht, → Atommasse.

Atomhülle, *Elektronenhülle,* Gesamtheit der im Atom gebundenen Elektronen. Die A. eines elektrisch neutralen Atoms mit der Kernladungszahl Z enthält Z Elektronen. Die A. wird durch die atomaren Grundkonstanten (→ Atomkonstanten) charakterisiert. Der Aufbau der A. ist Gegenstand von → Atommodellen. Der Zustand der A. wird im Rahmen des Schalenmodells näherungsweise durch Angabe der besetzten Einteilchenzustände, d. h. der Elektronenkonfiguration beschrieben. Unter *Schale* versteht man dabei 1) die Elektronengruppe mit der Hauptquantenzahl $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \ldots$ Sie wird in der Reihenfolge wachsender Hauptquantenzahl n mit Großbuchstaben, z. B. als *K*-, *L*-, *M*-, *N*-, *O*-, *P*-, *Q*-, ...-Schale bezeichnet; 2) innerhalb einer Elektronengruppe die Elektronenuntergruppe mit der Nebenquantenzahl l ($l = 0, 1, 2, 3, \ldots$). Man verwendet zu ihrer Angabe Kleinbuchstaben und spricht von einer *2s*-, *4p*-, *3d*-, *5d*-, ...-Schale. Ist eine Elektronengruppe oder Elektronenuntergruppe vollständig besetzt, so wird sie als *abgeschlossene* Schale bezeichnet. Solche Schalen weisen die Edelgase auf (Edelgaskonfiguration). Sie haben den Gesamtdrehimpuls 0 und deshalb auch kein magnetisches Dipolmoment. Auf jedes Edelgas folgt ein Alkaliatom, das ein Elektron mehr als das Edelgas enthält. Dieses Elektron besetzt einen *s*-Zustand der nächsten *n*-Schale. So kommt z. B. nach $_2$He mit der Konfiguration $(1s)^2$, was der voll besetzten *K*-Schale entspricht, $_3$Li mit $(1s)^2\,2s$ und daher einem Elektron in der *L*-Schale. Dieser *2s*-Zustand in der neu begonnenen Schale liegt energetisch wesentlich höher als die beim vorhergehenden Edelgas besetzten Einteilchenzustände. Die Schalenstruktur der A. ist daher zunächst energetischer Natur. Es werden aber nicht Energieniveaus eines fest vorgegebenen Energieniveauschemas besetzt. Vielmehr handelt es sich um Energieniveaus in einem Potential, das seinerseits durch die Gesamtheit der in der A. enthaltenen Elektronen bestimmt wird. Indem die neue Schale weiter aufgefüllt wird, verändert sich das Energieniveauschema der besetzten Einteilchenzustände. Deshalb ergibt sich nach Abschluß einer Achterschale bei Besetzung des *s*-Zustandes der nächsten *n*-Schale eine kleinere Gesamtenergie der Atomhülle als mit einem *d*-Zustand der im Aufbau begriffenen Schale. Auch die energetischen Schalen sind nicht a priori vorgegeben (→ Periodensystem der Elemente). Da für die Bewegung der Elektronen das Coulomb-Feld des Kerns bestimmend ist, entspricht der energetischen Schalenstruktur auch eine räumliche. Die nach einem Edelgas eingebauten Elektronen

halten sich bevorzugt in großem Abstand vom Atomkern auf (→ Atomvolumen). Die radiale Dichteverteilung zeigt Maxima, die den Elektronen bestimmter Elektronenuntergruppen zukommen (→ radiale Dichteverteilung, Abb.).

Die näherungsweise Berechnung der Energie und der mittleren Elektronendichte der A. im Grundzustand erfolgt insbesondere bei Atomen mit vielen Elektronen mittels der → statistischen Theorie der Atomhülle. Bei geringeren Elektronenzahlen werden bevorzugt wellenmechanische Methoden angewandt. Die zur → Feinstruktur des Energieniveauschemas und damit des Spektrums führenden magnetischen Wechselwirkungen der Elektronen werden auf Grund des → Vektormodells der Atomhülle berücksichtigt.

Die Energiemenge, die man aufwenden muß, um alle Elektronen der A. unendlich weit vom Atomkern und voneinander zu entfernen, bezeichnet man als *Bindungsenergie*. Sie ist in allen angeregten Zuständen kleiner als im Grundzustand. Da man dem Zustand ohne Wechselwirkung, in dem alle Elektronen im Unendlichen ruhen, die Energie Null zuordnet, stimmen die Energieeigenwerte der gebundenen Zustände dem Betrag nach mit der Bindungsenergie im jeweiligen Zustand überein. Die Bindungsenergien sind positiv und liegen zwischen 13,6 eV für das Wasserstoffatom und der Größenordnung 100 keV bei den schweren Atomen. Die Bindung der A. entsteht durch die elektromagnetische Wechselwirkung der Elektronen mit dem Atomkern und untereinander.

Atomistik, Lehre vom Aufbau der Stoffe aus kleinsten Teilchen, die noch charakteristische Eigenschaften des betreffenden Stoffes tragen. Diese Vorstellung war schon Bestandteil der griechischen Naturphilosophie, aus der auch die Bezeichnung für das → Atom übernommen wurde.

Atomkern, svw. Kern.

Atomkonstanten, *atomare Konstanten*, die das quantitative atomare Verhalten der Materie charakterisierenden und als dimensionsbehaftete Proportionalitätsfaktoren in die atomphysikalischen Gesetze eingehenden Konstanten. Von den A. kann eine Gruppe *atomarer Grundkonstanten* ausgewählt werden, aus denen sich die anderen A. ableiten lassen. Diese Grundkonstanten sind gleichzeitig universelle Konstanten; atomare Grundkonstanten sind:
die → Elektronenmasse m_e,
die → Elementarladung e,
das → Plancksche Wirkungsquantum h.

Daraus und aus weiteren universellen Konstanten wird das System der A. abgeleitet, z. B. die spektroskopische Hauptkonstante R_∞, die → Rydberg-Konstante und die Sommerfeldsche → Feinstrukturkonstante α.

Nur wenige der A. sind direkt meßbar. Deshalb wird zu ihrer zahlenmäßigen Bestimmung ein System von atomaren und allgemeinen Konstanten, die durch gut fundierte Präzisionsbestimmungen experimentell zugänglich sind, aufgebaut, die *atomaren Ausgangskonstanten*. Von dieser Auswahl und der Durchführung der Präzisionsmessungen hängen die Werte und Fehlergrenzen der daraus abgeleiteten A. ab. → Universelle Naturkonstanten (Tab.)

Es bedeuten $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit. μ_0 und ε_0 sind die Vakuumkonstanten des elektrischen bzw. magnetischen Feldes im praktischen Maßsystem.

atomare Grundkonstanten

Größe	Formel	Zahlwert	Bedeutung im Sinne des Bohr-Sommerfeldschen Atommodells
Länge	$a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\varepsilon_0}{me^2}$	$0{,}53 \cdot 10^{-10}$ m	Bohrscher Wasserstoffradius
Energie	$E_0 = \frac{e^2}{a_0 4\pi\varepsilon_0} = \alpha^2 mc^2$	27,21 eV = 1 a. u.*) = 2 Ry**)	$\frac{1}{2}E_0$ nichtrelativistische Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms
	$E_2 = \alpha^4 mc^2$	$1{,}44 \cdot 10^{-3}$ eV	relativistische Korrektur erster Ordnung im Grundzustand des Wasserstoffatoms
	$E_R = mc^2$	0,51 MeV	Ruhenergie des Elektrons
Geschwindigkeit	$v_0 = \frac{e^2}{\hbar 4\pi\varepsilon_0} = \alpha c$	$2{,}2 \cdot 10^6$ ms^{-1}	Umlaufsgeschwindigkeit v_0 und Umlaufszeit $t_0\,2\pi$ des Elektrons im Grundzustand des Wasserstoffatoms
Zeit	$t_0 = \frac{a_0}{v_0}$	$2{,}4189 \cdot 10^{-17}$ s	
elektrisches Feld	$E_0 = \frac{\lvert e\rvert}{4\pi\varepsilon_0 a_0^2}$	$5{,}14 \cdot 10^{11}$ Vm^{-1}	Betrag der elektrischen Feldstärke im Abstand a_0 vom → Proton
Magnetfeld	$H_0 = \frac{v_0}{\mu_0 c^2} E_0$	10^6 Am^{-1}	Betrag der magnetischen Feldstärke im Bezugssystem des Elektrons auf der Bahn im Grundzustand des Wasserstoffatoms
magnetisches Moment	$m_B = \frac{\mu_0 \lvert e\rvert \hbar}{2m}$	$1{,}1651 0^{-29}$ Vms	Bohrsches Magneton

*) Abk. von atomic unit, **) Abk. von Rydberg.

Atomkoordinaten, → Kristallstrukturanalyse.

Atomkraftwerk, → Kernkraftwerk.

Atommasse, 1) *relative A.*, dimensionslose Zahl, die angibt, wieviel mal größer die Ruhmasse des betreffenden Atoms als die Einheit der A. ist. Seit 1961 wird als Einheit der A. 1/12 der Ruhmasse eines Atoms des Kohlenstoffisotops $^{12}_{6}C$ benutzt. Bis 1961 wurden relative A.n nach der physikalischen Skala in bezug auf das Sauerstoffisotop $^{16}_{8}O$ angegeben. Daneben verwendete man im Sinn einer relativen A. vor allem in der Chemie das *Atomgewicht*. Die Einheit dieser chemischen Skala war 1/16 der über das natürliche Isotopengemisch des Sauerstoffs (^{16}O, ^{17}O, ^{18}O) gemittelten Ruhmasse eines Sauerstoffatoms. Atomgewichte werden auf Grund chemischer Analysen bestimmt und gelten daher für das jeweils vorliegende Isotopengemisch der Atome des betreffenden Elements. Die nach der physikalischen Skala bestimmten relativen A.n wichen schon wegen der unterschiedlichen Einheiten von den entsprechenden nach der chemischen Skala bestimmten Atomgewichten ab. Außerdem zeigte es sich, daß die für konstant gehaltenen Zusammensetzungen der natürlichen Isotopengemische diese Bedingung nicht erfüllen, so daß insbesondere die Einheit der chemischen Skala genau genommen nicht reproduzierbar war. Diese Schwierigkeiten wurden 1961 durch die Festlegung der $^{12}_{6}C$-Basis beseitigt. Auch für die Angabe von Atomgewichten bezieht man sich auf das

Atommassezahl

Kohlenstoffisotop $^{12}_{6}C$. Auf allen Gebieten der Naturwissenschaften besteht jedoch eine Tendenz zur verstärkten Anwendung relativer A.n anstelle von Atomgewichten. Relative A.n können mit Hilfe von Massenspektrographen ermittelt werden. Auf Grund der Wahl der Einheit der A. weichen die relativen A.n für fast alle Atome nur wenig von ganzen Zahlen ab. Diese ganzen Zahlen werden als *Massezahlen* bezeichnet und zusammen mit der Kernladungszahl am Symbol der Atomart angegeben.

2) *absolute A.*, Masse eines Atoms, die man mit Hilfe der Loschmidtschen Zahl aus der relativen A. berechnen kann. Für das Wasserstoffatom erhält man $1{,}67 \cdot 10^{-27}$ kg, während die absoluten A.n schwerer Atome 10^{-25} kg erreichen.

Atommassezahl, svw. Baryonenzahl.

Atommeiler, svw. Reaktor.

Atommodell, im weiteren Sinne die zum Teil anschauliche Vorstellung vom Aufbau eines Atoms, durch die eine möglichst große Menge experimenteller Ergebnisse, z. B. Spektren der Atome und Streuquerschnitte, als gesetzmäßige Folge dieses inneren Aufbaus erklärt werden kann. Im engeren Sinne bezieht sich ein A. auf die Atomhülle; für den Atomkern gibt man → Kernmodelle an. Die A.e trugen wesentlich zur Erklärung des Periodensystems der Elemente und der Atomspektren bei.

In den Anfängen der Atomistik wurde das Atom als strukturlose Einheit betrachtet. Mit Hilfe der Loschmidtschen Zahl ergaben sich absolute → Atommassen. Unter der Annahme dichter Packung der Atome im Festkörper wurden → Atomvolumina abgeschätzt. Das *Thomsonsche A.* beschreibt das Atom als positiv geladene Kugel mit etwa 10^{-10} m Radius, in der sich Elektronen um Gleichgewichtslagen herum bewegen. P. Lenard schloß 1903 aus seinen Experimenten zur Streuung von Elektronen an Metallen, daß das Innere des Atoms hauptsächlich leerer Raum sei. E. Rutherford führte ähnliche Experimente mit Alphastrahlen durch. Auf Grund seiner Ergebnisse formulierte er das als *Rutherfordsches A.* bekannte Grundprinzip der modernen Auffassung vom Bau des Atoms. Demnach besteht das Atom aus Atomkern und Atomhülle. Der Radius des positiv geladenen Atomkerns hat die Größenordnung 10^{-14} bis 10^{-15} m. Die Masse des Atomkerns ist um einen Faktor 2000 bis 4000 größer als die der Atomhülle. Diese besteht aus negativ geladenen Elektronen, die den Atomkern umkreisen. Die Ausdehnung der Atomhülle beträgt etwa 10^{-10} m. Ein solches Atom ist vom Standpunkt der klassischen Physik instabil, denn die auf gekrümmten Bahnen beschleunigt bewegten Elektronen sollten ihre Energie in Form elektromagnetischer Strahlung mit kontinuierlichem Spektrum abstrahlen. Sie stürzen schließlich in den Kern.

Die Widersprüche des Rutherfordschen A.s werden durch das *Bohr-Sommerfeldsche A.* gelöst, indem die Gesetze der klassischen Physik innerhalb des Atoms durch die *Bohrschen Postulate* ergänzt werden. Diese lauten sinngemäß: 1) Von allen nach der klassischen Physik möglichen Zuständen können sich Atome nur in einer diskreten Folge von Quantenzuständen befinden. Diese Quantenzustände haben bestimmte Energien und werden durch Quantenbedingungen aus der Menge der klassisch möglichen Zustände ausgewählt. Die Energie eines Quantenzustandes ist durch ganze Zahlen (→ Quantenzahl) festgelegt. 2) In den Quantenzuständen strahlen die Atome nicht. Sie können jedoch von einem Quantenzustand (Energie E_n) in einen anderen (Energie E_m) übergehen. Dabei wird ein Lichtquant der Energie $h\nu = E_n - E_m$ (*Bohrsche Frequenzbedingung*) emittiert, falls $E_n > E_m$, oder absorbiert, wenn $E_n < E_m$. Es bedeuten h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der emittierten oder absorbierten Strahlung. So können sich die Elektronen nur auf ganz bestimmten, den möglichen Energiewerten des Atoms entsprechenden erlaubten Bahnen ohne Energieverlust um den Atomkern bewegen. Die Spektren entstehen durch Übergänge eines Elektrons zwischen den erlaubten Bahnen.

Zunächst konnten nur Quantenbedingungen für die Kreisbahnen des Elektrons (*Bohrsche Bahnen*) im Wasserstoffatom formuliert werden. Hier ergeben sich die klassisch möglichen Bahnen aus dem Gleichgewicht zwischen Coulomb-Kraft und Zentrifugalkraft: $\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$. Hierbei bedeuten m die Masse des Elektrons, v dessen Bahngeschwindigkeit, r den Abstand vom Atomkern, e die Elektronenladung und ε_0 die Dielektrizitätskonstante. Dabei wird der Kern als ruhende Punktladung $|e|$ betrachtet. Die Auswahl der erlaubten Bahnen erfolgt durch eine Quantenbedingung für den Drehimpuls L. Alle Drehimpulse außer $L = mvr = nh/2\pi = n\hbar$ sind für das Elektron verboten. Die Quantenzahl n durchläuft die Reihe der Zahlen 1, 2, 3, 4, ... Für die Radien der Bohrschen Bahnen erhält man damit $r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} n^2 \equiv a_0 n^2$. Dabei wird $a_0 = 0{,}528 \cdot 10^{-10}$ m als *Bohrscher Wasserstoffradius* bezeichnet. Mit den zugehörigen Energien $E_n = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 a_0}\frac{1}{n^2}$ und der Bohrschen Frequenzbedingung ergeben sich (für $Z = 1$) alle Formeln der Spektralserien des → Wasserstoffspektrums. Für die Rydberg-Konstante R findet man bei Berücksichtigung der Mitbewegung des Protons

$$R = \frac{2\pi^2 m m_p}{h^3 c(m + mp)} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2.$$

Hierbei ist c die Lichtgeschwindigkeit und m_p die Protonenmasse.

Zur Verallgemeinerung der Theorie auf kompliziertere Bahnen des Elektrons bedarf es weiterer Quantenbedingungen. Als einzige Hilfe kann bei der Ermittlung neuer Quantenbedingungen das *Bohrsche Korrespondenzprinzip* benutzt werden. Es besagt, daß bei großen Werten der Quantenzahlen alle aufgestellten Quantengesetze in die entsprechenden klassischen Gesetze übergehen müssen, da dann die Quantelung physikalischer Größen (z. B. Energie oder Drehimpuls) praktisch bedeutungslos wird.

A. Sommerfeld trug wesentlich zum Ausbau der von N. Bohr begründeten älteren Quantentheorie der Atomhülle und der daraus entstehenden Theorie der Atomspektren bei. Es gelang ihm 1915, sowohl elliptische Bahnen des Elektrons in das Bohrsche Modell einzubeziehen als auch die Quantenbedingungen mit der relativistischen Mechanik zu koppeln. Dabei tritt eine weitere, die Exzentrizität der Ellipse charakterisierende Quantenzahl und die Feinstrukturkonstante α auf. Diese erweiterte Theorie liefert die richtige Feinstruktur im Energieniveauschema des Wasserstoffatoms. Damit konnten gleichfalls die Röntgenspektren erklärt werden. Allerdings war die Theorie praktisch nur bei Atomen erfolgreich, deren Spektren durch Bahnwechsel eines Elektrons erklärt werden konnten (→ Leuchtelektron). Auf Atome mit mehreren Elektronen ist das Bohr-Sommerfeldsche A. nur dann anwendbar, wenn die Reduktion auf ein → Einelektronenproblem möglich ist. So können die Spektren der Alkaliatome bis auf Fehler von 2% bis 3% genau berechnet werden. Im Prinzip jedoch versagt die ältere Quantentheorie bei Atomen mit mehreren Elektronen. Erst durch die moderne Quantentheorie wurde die Grundlage geschaffen, um alle die Atomhülle betreffenden Fragen zu klären. Der klassische Begriff der Elektronenbahn, den die ältere Quantentheorie noch enthält, wird sinnlos. An seine Stelle tritt die → Wellenfunktion des Elektrons, deren Betragsquadrat die Bedeutung einer Dichte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons hat. Die Wellenmechanik beschreibt den Atomzustand durch mathematische Funktionen (→ Schrödinger-Gleichung), die dann so interpretiert werden, daß man zu einem etwas anschaulichen Modell, dem *wellenmechanischen A.* (*undulatorisches A.*), gelangt. Die Energieniveaus der Atomhülle sind die Eigenwerte des Hamilton-Operators der Atomhülle. Die Quantenzahlen ergeben sich zwanglos als charakteristische Parameter, die die einzelnen stationären Zustände der Atomhülle unterscheiden. Das Modell der unabhängigen Elektronen ist die erfolgreichste Modellvorstellung von der Atomhülle (→ Schalenmodell). Der Grundgedanke besteht darin, daß die Bewegung jedes Elektrons näherungsweise nur von der mittleren Verteilung der übrigen abhängt und dementsprechend durch das Coulomb-Feld des Atomkerns und das von den anderen Elektronen erzeugte mittlere elektrostatische Feld bestimmt wird. In der Praxis wird das Modell der unabhängigen Elektronen in Form des → Hartree-Verfahrens oder des → Hartree-Fock-Verfahrens bei der Berechnung der Zustände der Atomhülle genutzt. Im Ergebnis des Hartree-Verfahrens befindet sich jedes Elektron in einem bestimmten Einteilchenzustand. Der Zustand der Atomhülle ist durch Angaben aller besetzten Einteilchenzustände gegeben (→ Konfiguration). Das Hartree-Verfahren berücksichtigt keinerlei Korrelation zwischen den Elektronen. Das Hartree-Fock-Verfahren unterscheidet sich vom Hartree-Verfahren, indem es zusätzlich die Unterscheidbarkeit der Elektronen berücksichtigt. Jedes Elektron befindet sich mit gleicher Wahrscheinlichkeit in jedem der besetzten Einteilchenzustände. Neben dem Potential der mittleren Verteilung der Elektronen tritt das Potential der Austauschwechselwirkung auf. Diese Austauschwechselwirkung beruht auf dem gegenseitigen Ausweichen der Elektronen mit gleicher Spineinstellung. Im → Slaterschen Atommodell werden experimentell bestimmte Parameter zur genäherten Festlegung der Einteilchenzustände benutzt. Zur Beschreibung von Atomen mit hohen Ordnungszahlen dient das → Thomas-Fermi-Modell.

Weitere Verfahren wurden entwickelt, um die Korrelation der Elektronen einzubeziehen (→ Konfigurationsmischen). Die Verfahren zum Aufbau von Zuständen mit bestimmtem Gesamtdrehimpuls bei gegebener Konfiguration werden als → Vektormodell der Atomhülle bezeichnet. Sie sind insbesondere für die Berechnung der Feinstruktur und der Hyperfeinstruktur des Energieniveauschemas sehr bedeutend.

Lit. Finkelnburg: Atomphysik (Berlin 1962); Sommerfeld: Atombau und Spektrallinien, 2 Bde (7. Aufl. Braunschweig 1950).

Atommolekül, ein aus elektrisch neutralen Atomen aufgebautes Molekül. Gegensatz: → Ionenmolekül. A.e sind alle aus gleichartigen Atomen bestehenden Moleküle, z. B. H_2, Cl_2, N_2, oder auch Moleküle aus ungleichen Atomen, die durch kovalente Bindungen (→ chemische Bindung) verknüpft sind, z. B. NO, CO. Mittels spektroskopischer Methoden kann nachgewiesen werden, ob ein A. oder ein Ionenmolekül vorliegt.

Atommüll, svw. radioaktiver Abfall.

Atomnummer, svw. Ordnungszahl.

Atomphysik, Teilgebiet der Physik, das etwa um 1900 entstanden ist und sich mit dem → Atom, vorrangig jedoch mit den Vorgängen in der → Atomhülle, befaßt. Die Behandlung des weitgehend von der Atomhülle unabhängigen Atomkerns ist Aufgabe der → Kernphysik, die ein relativ selbständiges Gebiet darstellt.

atomphysikalische Masseeinheit, → atomare Masseeinheit 1).

Atompolarisation, → Polarisation 3b).

Atomradius, → Atomvolumen. *Kovalenter A.*, → Kovalenzradius.

Atomreaktor, svw. Reaktor.

Atomrumpf, Teil eines Atoms, der bei Quantenübergängen des Atoms im Gebiet der optischen Spektren näherungsweise unverändert bleibt. Der A. besteht aus dem Atomkern und im allgemeinen aus den Elektronen der abgeschlossenen Elektronengruppen und Elektronenuntergruppen. Der A. erzeugt ein effektives Potential (→ Abschirmung), in dem sich das → Leuchtelektron bewegt.

Atomspektren, die Wellenlängen- bzw. Frequenzfolgen, die durch die spektrale Zerlegung der elektromagnetischen Strahlung entstehen. Diese Strahlung wird von Atomen emittiert oder absorbiert.

I) Die gebräuchlichsten Anregungsarten sind:

1) Thermische Anregung im elektrischen Lichtbogen bei Temperaturen von 6000 bis 8000 °C.

2) Thermische Anregung im elektrischen

Funken bei Temperaturen von 10000 bis 20000 °C.

3) Die Glimmentladung mit Gastemperaturen wenig über Zimmertemperatur, jedoch mit Elektronentemperaturen von etwa 10^6 °C. Diese Entladung kann außer zur Anregung permanenter Gase auch zur Anregung der in die Gasstrecke gelangenden Metallatome und -ionen dienen (F. Paschen).

4) Fluoreszenzanregung, vor allem Resonanzfluoreszenzanregung, durch die Einstrahlung von absorptionsfähigem Licht.

Bei verschieden starker Anregung entstehen unterschiedliche Spektren der gleichen Substanz: Im Lichtbogen erscheinen vorwiegend die Spektren der neutralen Atome, im Funkenspektrum hauptsächlich die Spektren ein- oder mehrfach ionisierter Atome. Man bezeichnet danach z. B. mit Fe I das Bogenspektrum des (neutralen) Eisenatoms; mit Fe II, III, ··· die vom 1-fach, 2-fach ionisierten Eisenatom herrührenden Funkenspektren des Eisens. Es sind Funkenspektren bis zum Ionisationsgrad 20 und höher bekannt.

II) In den Frequenzen oder Wellenzahlen der Spektrallinien der Atome und Ionen lassen sich deutliche Gesetzmäßigkeiten erkennen. Beim Vergleich verschiedener Spektren gilt der *spektroskopische Verschiebungssatz*: Jedes Spektrum eines Ions vom Ionisationsgrad n ist analog gebaut wie das Spektrum des Ions vom Ionisationsgrad $n + 1$ des nächsten Elements im periodischen System mit um 1 höherer Ordnungszahl, da der Charakter jedes Spektrums durch die Zahl der äußeren (Valenz-) Elektronen des Atoms oder Ions bestimmt wird.

In den Spektren der Atome mit 1, 2, 3 oder auch 4 Valenzelektronen sind die Linien vorwiegend in *Serien* angeordnet. An die stärkste Linie mit niedrigster Wellenzahl schließt sich eine Folge von Linien mit wachsender Wellenzahl, aber abnehmender Intensität an, wobei der Wellenzahlabstand von Glied zu Glied kleiner wird. Diese Serie von Linien strebt einer echten Häufungsstelle am kurzwelligen Ende zu, der *Seriengrenze*. Jenseits der Seriengrenze liegt ein kontinuierliches Spektrum, das *Seriengrenzkontinuum*.

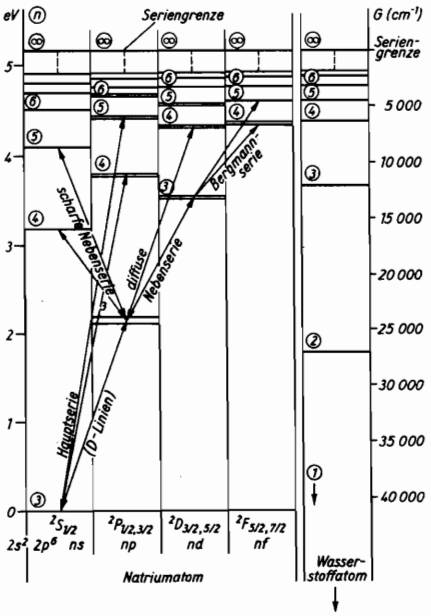
Einelektronenspektren. Am einfachsten gebaut sind die Spektren des Wasserstoffs, des einfach ionisierten Heliums und der weiteren Ionen mit nur einem einzigen Elektron (→ Wasserstoffspektrum).

Die Wellenzahlen lassen sich mit großer Genauigkeit durch die Balmer-Formel $\lambda^{-1} = RZ^2(1/n^2 - 1/m^2)$ darstellen. Hierbei bedeuten R die Rydberg-Konstante, Z die Ordnungszahl; n und m ganze Quantenzahlen $1, 2, 3, \ldots$ Die Spektren der Einelektronensysteme lassen sich auf der Grundlage des Bohrschen Atommodells deuten. Danach können die Elektronen nur diskrete Energiewerte E_n annehmen. Zwischen zwei Energiezuständen E_n und E_m sind Übergänge unter Emission oder Absorption von Licht möglich, wobei die Energiedifferenz mit der Frequenz ν des Lichtes und dem Planckschen Wirkungsquantum h durch die Beziehung $E_n - E_m = h\nu$ (*Bohrsche Frequenzbedingung*) verknüpft ist. Die Berechnung der Energiewerte im Rahmen des Bohrschen Atommodells gibt eine theoretische Ableitung für die Balmer-Formel und einen Wert für die Rydberg-Konstante, der zahlenmäßig sehr gut mit dem empirisch gefundenen übereinstimmt.

Die Größen $-E_n/(hc)$ heißen *spektroskopische Terme*. Die Differenz zweier Terme ergibt die Wellenzahl λ^{-1} der durch Übergang zwischen ihnen entstehenden Linie. Bereits vor der Formulierung des Bohrschen Atommodells fand Ritz (1908), daß durch Addition und Subtraktion der Wellenzahlen zweier Spektrallinien eines Atoms im allgemeinen die Wellenzahl einer weiteren Linie entsteht (*Ritzsches Kombinationsprinzip*). Eine graphische Darstellung der diskreten Energiezustände der Atome ist das *Termschema*, in dem die Terme nach ihrer Größe geordnet als horizontale Geraden aufgetragen sind. Die Vertikalabstände der Geraden geben direkt die Wellenzahlen der Linien. Der tiefste Term mit $n = 1$ ist der *Grundterm* des Atoms (oder Ions), er entspricht dem unangeregten Zustand und hat den größten Termwert. Für $n \to \infty$ erreicht man die Termseriengrenze. Die zugehörige Energie ist gleich Null. Die Energien E_n der gebundenen Zustände sind negativ, die zugehörigen Terme positiv. Der Betrag $|E_n|$ der Energie eines Zustandes gibt die Arbeit an, die geleistet werden muß, um das Elektron aus diesem Zustand vom Atomverband abzulösen. Für den Grundzustand E_1 ist dies die Ionisierungsarbeit des Atoms (oder Ions). Erfolgt die Anregung des Elektrons durch Lichteinstrahlung der Frequenz ν, so wird die betreffende Linie absorbiert. Das *Seriengrenzkontinuum* entsteht durch einen Übergang des Elektrons aus einem diskreten Zustand E_n in einen Zustand, bei dem es sich außerhalb des Atomverbands noch mit zusätzlicher (nicht gequantelter) kinetischer Energie bewegt. Beim Absorptionsprozeß im Kontinuum handelt es sich also um einen Photoeffekt, beim Emissionsprozeß um den dazu inversen Prozeß, den Einfang eines Elektrons in einen diskreten Atomzustand.

Spektren bei mehreren Elektronen. Die Spektren aller Atome oder Ionen mit mehreren Elektronen in der Hülle sind komplizierter als die Einelektronenspektren des Wasserstoffs und der wasserstoffähnlichen Ionen. Relativ einfach und dem Wasserstoffspektrum ähnlich sind die Spektren der Atome oder Ionen, bei denen die Hülle ein Elektron zusätzlich zu einer Edelgaskonfiguration enthält, also Alkaliatome (Abb. 1), einfach ionisierte Erdalkaliatome u. ä. Bei niedrigen Anregungsenergien bleibt der relativ stabile Atomrumpf mit seiner Edelgaskonfiguration praktisch unverändert. Es verändern sich nur die Zustände des restlichen Atoms, des Leuchtelektrons, die aber eine größere Mannigfaltigkeit als die nur durch n gekennzeichneten Zustände des Wasserstoffspektrums bilden. Die durch die Hauptquantenzahl n festgelegten Terme spalten in n verschiedene Unterniveaus auf. Die Serien lassen sich darstellen durch die Formeln

$$\lambda^{-1} = RZ^2\left(\frac{1}{(n+\alpha)^2}\right) - \left(\frac{1}{(m+\beta)^2}\right)$$



1 Termschema des Natriumatoms (zum Vergleich sind rechts die Terme des Wasserstoffatoms eingetragen). Ⓝ Hauptquantenzahlen

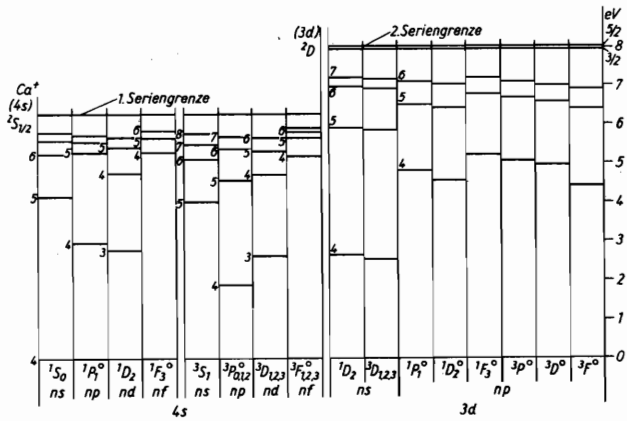
(*Rydberg-Formel*, α und β sind die Rydberg-Korrekturen) oder

$$\lambda^{-1} = R\left[\frac{(Z-\sigma_n)^2}{n^2} - \frac{(Z-\sigma_m)^2}{m^2}\right],$$

wobei σ_n, σ_m Abschirmungskonstanten sind. Die allgemeinen Aussagen zum Wasserstoffspektrum (Kombinationsprinzip, Seriengrenze, Grenzkontinuum) bleiben voll gültig. Die Deutung der Aufspaltung der n-Terme kann halbklassisch mit der von Sommerfeld entwickelten Theorie der Ellipsenbahnen erfolgen, auf denen die Elektronen den Kern umkreisen. Die Exzentrizität dieser Ellipsen wird durch die Nebenquantenzahl l beschrieben; $l\hbar$ gibt den Bahndrehimpuls des Elektrons an ($\hbar = h/2\pi$). Für jedes n kann l die Werte $l = n-1, \ldots 0$ annehmen. Das Verhältnis der großen und der kleinen Ellipsenachse ist $b/a = (l+1)/n$. Die Bahnen mit $l = n-1$ sind Kreisbahnen außerhalb des von den restlichen Elektronen gebildeten Atomrumpfes; ihre Ordnungszahl ist durch die Ladung der $Z-1$ inneren Elektronen auf $Z_{\text{eff}} = 1$ abgeschirmt, daher ist ihre Bahn nahezu wasserstoffähnlich. Für $l = 0$ ist die Exzentrizität der Bahn am größten. Das Elektron auf einer solchen exzentrischen Bahn „taucht" zeitweise in den Atomrumpf ein, die Kernladung wird weniger stark abgeschirmt. Daher hat das Elektron auf den *Tauchbahnen* eine größere Abtrennarbeit, die Energie liegt tiefer als bei der Kreisbahn, und es gibt zu jedem Wert der Nebenquantenzahl l eine besondere Termserie. Man bezeichnet die Terme mit $l = 0$ mit dem Buchstaben s, $l = 1$ mit p, $l = 2$ mit d, $l = 3$ mit f usw. Zu jedem l gehört also eine besondere Rydberg-Korrektur oder eine besondere Abschirmungskonstante, die dann zweckmäßigerweise auch durch l indiziert wird.

Die unter Lichtemission oder -absorption erfolgenden Übergänge gehorchen der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$. Es gibt folgende wichtige Serien: $1s - np$ ist die *Hauptserie*; $2p - ns$ ist die *scharfe Nebenserie*; $2p - nd$ heißt *diffuse Nebenserie*; $3d - nf$ ist die *Fundamentalserie* (*Bergmann-Serie*).

In den Spektren mit zwei Valenzelektronen (z. B. beim Kalzium, Abb. 2) gibt es außer



2 Termschema des Kalziumatoms. Ganz unten steht der Anregungszustand des einen Elektrons (4*s*, 3*d*), darüber finden sich die Zustände, die das zweite Elektron einnimmt (*ns*, *np*), und die Grundzustände ($^1S_0$, $^1P_1^\circ$). Die Seriengrenze ist der Zustand des Restions nach Abtrennen des zweiten Elektrons

zwei Liniensystemen (Singulett- und Triplettsystem), deren Seriengrenze der Abtrennung des einen Leuchtelektrons von einem alkaliähnlichen Ion im Grundzustand als Ionisationsprodukt entspricht, noch weitere Termsysteme mit höher liegenden Seriengrenzen. Bei diesen Spektren erfolgt eine Doppelanregung: Ein Elektron geht in die nächst höhere Anregungsstufe, während das andere Elektron seine Serie von Anregungszuständen bis zur Seriengrenze durchläuft. Das Ionisationsprodukt ist jetzt ein Alkaliion in einem angeregten Zustand. Auf diese Weise entstehen diskrete Anregungszustände des Atoms jenseits der ersten Ionisationsgrenze (negative Terme). Ähnliche höhere Seriengrenzen gibt es auch in anderen Spektren.

Die Spektren sind komplizierter als bisher dargestellt. Dafür gibt es zwei verschiedene Ursachen: 1) Die Energieniveaus eines Atoms oder Ions mit mehreren Elektronen können nur in erster Näherung entsprechend dem Schalenmodell oder Modell unabhängiger Elektronen durch Angabe der Quantenzahlen n und l aller Elektronen oder aller „Leuchtelektronen" außerhalb der abgeschlossenen Elektronenschalen, d. h. also durch Angabe der Elektronenkonfiguration, charakterisiert werden. Diese Näherung genügt aber nicht zur Erklärung der Mannigfaltigkeit der Spektren. Sind wenigstens für zwei Elektronen die Quantenzahlen l von Null verschieden, so können sich die Drehimpulse $\vec{l}_i$ der Elektronen zueinander verschieden einstellen, wobei durch vektorielle Addition der $\vec{l}_i$-Vektoren Gesamt-(Bahn-)drehimpulse der Elektronenhülle verschiedener Größe entstehen, die zugehörige Betragsquantenzahl wird mit L bezeichnet. Gleichzeitig setzen sich die Spin-

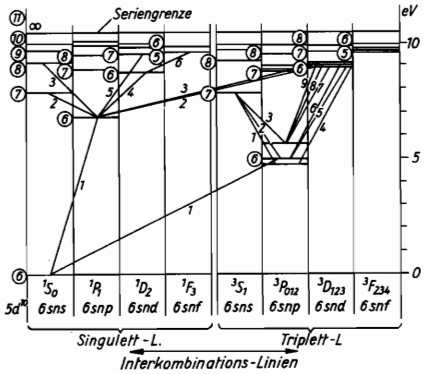
drehimpulse $\vec{s}_i$ aller Elektronen zu einem resultierenden Spindrehimpuls mit der Quantenzahl S zusammen. Falls die Elektronen übereinstimmende n- und l-Werte haben (*äquivalente Elektronen*), ergeben sich aus dem Pauli-Prinzip starke Einschränkungen für die erlaubten Kombinationen der Bahn- und Spindrehimpulse. Im Modell unabhängiger Elektronen haben die aus einer Konfiguration hervorgehenden Zustände mit verschiedenen L- und S-Werten alle gleiche Energie. Tatsächlich aber haben die Elektronen in den verschiedenen Zuständen verschiedene Wahrscheinlichkeiten, sich relativ zueinander in verschiedenen Entfernungen aufzuhalten. Daher ergeben sich auch verschiedene Mittelwerte für die elektrostatische Energie der gegenseitigen Coulombschen Abstoßung zwischen den Elektronen. Die Elektronenkonfiguration spaltet energetisch in eine Reihe von Zuständen mit bestimmten L-S-Werten auf, durch die sie aber in komplizierten Fällen nicht immer eindeutig durch L und S fixiert ist. An die Stelle von l und s bei einem Elektron treten L und S für die Gesamtheit aller Elektronen, abgeschlossene Schalen tragen zu L und S nichts bei. 2) Eine weitere Aufspaltung der durch n und l bzw. durch Elektronenkonfiguration, L und S gekennzeichneten Zustände, die → Feinstruktur, äußert sich in der Multiplizität der Spektren. Bei den Spektren mit einem Leuchtelektron außerhalb einer abgeschlossenen Schale, also bei den Elementen, die auf ein Edelgas folgen, den Alkalien, und auch bei solchen Elementen, bei denen ein Elektron an einer abgeschlossenen Schale fehlt, den Halogenen, beobachtet man eine Verdopplung aller Zustände mit Ausnahme der S-Zustände (*Dublettspektrum*). Bei den zweiwertigen Elementen, die entweder zwei Elektronen außerhalb der Edelgasschale haben, den Erdalkalimetallen und Elementen der II. Nebengruppe, oder bei denen zwei Elektronen an einer abgeschlossenen Schale fehlen, den Chalkogenen, gibt es zwei verschiedene Termsysteme: das *Singulettsystem*, das aus einfachen Zuständen besteht, und das *Triplettsystem*, das bei allen Zuständen außer den S-Zuständen eine Feinstruktur von je drei Zuständen zeigt (Abb. 3).

Im Verlauf der Zunahme der Zahl der äußeren Elektronen findet man folgende *Multiplizitäten* der einzelnen Terme:

Zahl der Elektronen	1	2	3	4	5	6	7	8
Multiplizität	2	1,3	2,4	1, 3, 5	2,4	1,3	2	1,3

Es wechseln also geradzahlige und ungeradzahlige Multiplizitäten miteinander ab (*spektroskopischer Wechselsatz*). Mit Annäherung an eine Edelgasschale nehmen die auftretenden maximalen Multiplizitäten wieder ab.

Die Feinstruktur beruht auf magnetischen Wechselwirkungen, die mit dem magnetischen Eigenmoment (Spinmoment) der Elektronen verknüpft sind, und weniger anschaulichen relativistischen Korrekturen (→ Spin-Bahn-Kopplung). Am einfachsten zu verstehen ist die magnetische Kopplung zwischen Spin- und Bahndrehimpuls eines einzigen Elektrons: Durch die Bewegung des Elektrons im elektrischen Felde des Atomrumpfs wirkt nach den Gesetzen der Elektrodynamik (ein mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ bewegter Beobachter mißt ein Magnetfeld $\vec{B} = \vec{v} \times \vec{E}/c^2$) ein zum Drehimpuls $\vec{l}$ proportionales Magnetfeld, zu dem sich das magnetische Spinmoment genau wie in einem äußeren Feld parallel oder antiparallel einstellen kann. Die magnetische Wechselwirkungsenergie $-\vec{m}\vec{B}$ mit $\vec{m} \sim \vec{s}$ und $\vec{B} \sim \vec{l}$ hat für beide Zustände verschiedenes Vorzeichen und führt so zur Aufspaltung des Niveaus. Zur Parallelstellung von $\vec{l}$ und $\vec{s}$ gehört ein Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ mit der Quantenzahl $j = l + s = l + 1/2$, zur Antiparallelstellung mit $j = l - 1/2$.



3 Termschema des Quecksilberatoms.

Singulett-Linien		*Triplett-Linien*		*Interkombinations-Linien*	
1	184,96 nm	1	546,07 nm	1	253,65 nm
2	1013,98 nm	2	435,83 nm	2	578,97 nm
3	491,60 nm	3	404,66 nm	3	576,96 nm
4	579,07 nm	4	296,73 nm		
5	434,75 nm	5	313,16 nm		
6	1691,83 nm	6	312,57 nm		
		7	366,29 nm		
		8	365,48 nm		
		9	365,01 nm		

Im allgemeinen Fall, also bei mehr als einem Elektron, betrachtet man zur Kennzeichnung der Feinstrukturniveaus und der zwischen ihnen auftretenden Strahlungsübergänge folgende drei Quantenzahlen: die Spinquantenzahl S des resultierenden Spindrehimpulses, die Drehimpulsquantenzahl L des resultierenden Bahndrehimpulses und die Gesamtdrehimpulsquantenzahl J. Für bestimmte Werte von L und S durchläuft J alle Werte von $L + S$ bis $|L - S|$, wobei sich benachbarte Werte um 1 unterscheiden und zu verschiedenen Werten der Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie gehören. Für $S \leqq L$ gibt es $2S + 1$, sonst $2L + 1$ verschiedene J-Werte, danach wird (für $L < S$ eigentlich unzutreffend) $2S + 1$ allgemein als Multiplizität, mitunter auch als permanente Multiplizität bezeichnet. Im Singulettsystem ist $S = 0$, also $J = L$. Im Dublettsystem ist $S = 1/2$. Aus L und S bildet man dann die Werte

$L = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad$ usw.

$J = {}^1/_2; \quad {}^1/_2, {}^3/_2; \quad {}^3/_2, {}^5/_2; \quad {}^5/_2, {}^7/_2; \quad {}^7/_2, {}^9/_2; \quad$ usw.

Im Triplettsystem ist $S = 1$; hier gilt

$L = 0$	2	2	3	4	usw.
$J = 1$	0 1 2	1 2 3	2 3 4	3 4 5	usw.

Im Termsymbol wird die Multiplizität $2S + 1$ oben links, der Wert von J unten rechts an die den verschiedenen L-Werten $L = 0, 1, 2, \cdots$ zugeordneten Buchstaben $S, P, D, F, \cdots$ angeschrieben, also z. B. $^3D_2$ für $S = 1, L = 2, J = 2$.

Die magnetische Wechselwirkungsenergie bei einem Elektron ist proportional zu $\vec{l}\vec{s}$, bei mehreren Elektronen proportional zu $\vec{L}\vec{S} = \frac{1}{2\hbar^2}[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]$. Dabei ergibt sich diese Darstellung für $\vec{L}\vec{S}$ durch die Quantenzahlen J, L und $\vec{S}$ aus $\vec{J}^2 = (\vec{L} + \vec{S})^2$, $\vec{J}^2 = \hbar^2 J(J+1)$ und entsprechenden Gleichungen für $\vec{L}^2$ und $\vec{S}^2$. Da L und S konstante Werte haben, sind die Energiedifferenzen innerhalb des Multipletts proportional zu den Differenzen von $J(J+1)$. Für energetisch benachbarte Zustände ist $\Delta J = 1$, also $\Delta[J(J+1)] = J(J+1) - (J-1)(J-1+1) = 2J$. Daraus folgt die *Landésche Intervallregel*: Die Energie- bzw. Wellenzahlabstände benachbarter Terme eines Termmultipletts sind proportional zur größeren der beiden Quantenzahlen J.

Über die Reihenfolge der Feinstrukturterme gilt: Im allgemeinen liegt die Energie mit dem niedrigsten J am tiefsten (größte Ablösungsarbeit des Elektrons). Dies bezeichnet man als *normale Termordnung*. Die umgekehrte Ordnung tritt bei Termstörungen auf oder wenn statt 1, 2, ··· Elektronen ebensoviele Löcher in abgeschlossenen Edelgasschalen die Termstruktur bedingen (z. B. Halogene und Chalkogene). — Über die Lage von Termgruppen gibt die *Hundsche Regel* Auskunft: Von den möglichen Multiplizitäten (Singuletts, Tripletts, u. a.) einer Elektronenkonfiguration liegt die Gruppe der höchsten Multiplizität am tiefsten; von den verschiedenen möglichen L-Zuständen liegen die mit dem größten L am tiefsten.

Von besonderem Interesse ist der Grundzustand des Atoms. Die spektroskopisch nachgewiesenen Grundzustände der ersten Elemente des Periodensystems zeigt die Tab. rechts:

Ordnungszahl Z	Symbol des Elementes	Grundzustand	Ordnungszahl Z	Symbol des Elementes	Grundzustand
1	H	$^2S_{1/2}$	6	C	$^3P_0$
2	He	$^1S_0$	7	N	$^4S_{3/2}$
3	Li	$^2S_{1/2}$	8	O	$^3P_2$
4	Be	$^1S_0$	9	F	$^2P_{3/2}$
5	B	$^2P_{1/2}$	10	Ne	$^1S_0$

Das Kopplungsschema, bei dem zunächst durch Kombination der Bahn- und Spindrehimpulse der einzelnen Elektronen Zustände mit bestimmten LS-Werten gebildet werden, die dann eine weitere Feinstrukturaufspaltung zeigen, wird als *Russel-Saunders-Kopplung* (*LS-Kopplung*) bezeichnet. Es ist nur dann anwendbar, wenn die elektrostatischen Energiekorrekturen groß gegen die magnetischen Energien sind. Überwiegen dagegen umgekehrt die Kopplungen zwischen Spin- und Bahndrehimpuls jedes einzelnen Elektrons, was bei hohen Ordnungszahlen und/oder hoch angeregten Elektronen eintreten kann, so entsteht ein neuer einfacher Kopplungstyp, die *jj-Kopplung*. *LS*- und *jj*-Kopplung führen zur gleichen Gesamtzahl der Feinstrukturterme, sie unterscheiden sich jedoch in der relativen Termlage (→ Vektormodell der Atomhülle).

Auswahlregeln. Wie bereits bei den einfachen Spektren eines einzigen Leuchtelektrons wird die Gesamtheit der Spektrallinien durch die atomaren Energieniveaus und die gültigen Auswahlregeln für Strahlungsübergänge bestimmt, durch die eine Vielzahl von energetisch durchaus möglichen Übergängen verboten werden. Diese Verbote folgen aus weiteren Erhaltungssätzen, nämlich für Gesamtdrehimpuls und Parität des Systems einschließlich des emittierten oder absorbierten Lichtquants. Für die elektrische Dipolstrahlung als den bei atomaren und molekularen Systemen (im Gegensatz zu Atomkernen!) allein wesentlichen Strahlungstyp lauten die beiden Auswahlregeln: 1) Für erlaubte Übergänge ist die Differenz ΔJ zwischen den Drehimpulsquantenzahlen der beiden miteinander kombinierenden Zustände $0, +1$ oder -1, wobei Übergänge zwischen zwei Zuständen mit $J = 0$ verboten sind. 2) Für erlaubte Übergänge müssen die miteinander kombinierenden Atomzustände verschiedene Parität haben (*Laportesche Auswahlregel*). Die Parität bei einem einzelnen Elektron wird durch seinen Bahndrehimpuls l bestimmt; sie ist gerade, falls l gerade ist, und ungerade, falls l ungerade ist. Entsprechend bestimmt L die Parität des Gesamtzustandes der Elektronenhülle. Zur Kennzeichnung der Parität setzt man bei ungeraden Termen ein kleines o [engl. odd ‚ungerade'] oben rechts an das Termsymbol, z. B. $(2s\,2p)^3\,p^o_2$, während die geraden Terme nicht extra gekennzeichnet werden.

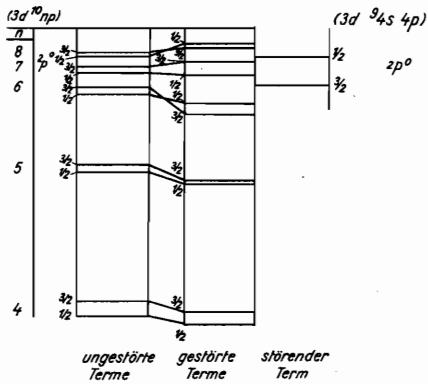
Die Auswahlregeln gelten nicht bei anderen Prozessen, etwa bei der Anregung von Atomen durch Stöße.

III) Analyse von A. Alle in den A. beobachteten Linien sollen als Kombinationen möglichst weniger Terme gedeutet und diese Terme mit den theoretisch zu erwartenden identifiziert werden. Bei der Analyse sucht man 1) nach konstanten Schwingungszahldifferenzen zwischen den Linien, 2) nach Multipletts, die der Landéschen Intervallregel gehorchen oder entsprechend der *jj*-Kopplung angeordnet sind, 3) nach Serien von Linien oder von Liniengruppen, die durch eine Rydberg-Formel oder eine bessere Näherung darstellbar sind. Durch Extrapolation auf $n = \infty$ bestimmt man die Seriengrenze oder die Seriengrenzen. Da im allgemeinen die Festlegung der Seriengrenze nicht sehr genau erfolgen kann (bei den komplexen Spektren, z. B. beim Eisen, ist die Ausbildung von Serien gegenüber der Multiplettstruktur stark zurückgedrängt), so bezieht man den Zahlenwert der Terme heutzutage meist auf den Grundzustand des Atoms oder Ions, dessen Energie gleich Null gesetzt wird.

IV) Diffuse Linien. Gelegentlich beobach-

tet man in den A. Linien, die sich durch anomale Breite oder durch diffuses Aussehen von Linien normaler Schärfe unterscheiden. Bei den verbreiterten Zuständen, die am Zustandekommen der Linie beteiligt sind, handelt es sich um *negative Terme*, ihre Anregungsenergie reicht bereits zur Ionisation des Atoms. Solche Terme entstehen, wenn z. B. bei einem Atom mit zwei Elektronen das eine in die nächst höhere Bahn angehoben und das andere in noch höhere Bahnen angeregt wird (vgl. Abb. 2). Da somit Autoionisation möglich ist, wird die Lebensdauer des angeregten Zustands verkürzt, wodurch nach der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geqq h$ eine energetische Verbreiterung des Terms und damit der Emissionslinie erfolgt. Strahlungslose Übergänge in den ionisierten Zustand gibt es ebenfalls in den Röntgenspektren. Die Röntgenterme stellen gegenüber der ersten Seriengrenze des Atoms sehr hohe (negative) Energieterme dar. In Konkurrenz zur Emission eines Röntgenquants kann auf Kosten der Linienschärfe und -intensität ein Elektron emittiert werden (*Auger-Effekt*).

Gelegentlich treten in den A. Anomalien auf, die als *Störungen in A.* bezeichnet werden. Auch in nichtwasserstoffähnlichen Spektren kann man die Lage der Energieniveaus durch eine Rydberg-Formel darstellen, in der gegenüber dem



4 Termstörungen im Bogenspektrum des Kupfers

Wasserstoff die Hauptquantenzahl n durch eine effektive Quantenzahl n^* ersetzt wird. $n - n^*$ heißt *Quantendefekt*. Dieser bleibt normalerweise innerhalb einer Serie nahezu konstant. Einige Serien zeigen dagegen einen an eine Dispersionskurve erinnernden Verlauf. An der Stelle anomaler Dispersion liegt ein Term mit gleicher Parität und mit gleichem Gesamtdrehimpuls, der von einer anderen Elektronenkonfiguration des gleichen Atoms herrührt. Dieser Störterm stößt die Terme der betrachteten Serie ab, verschiebt sie also zu kleineren bzw. größeren Energien. Theoretisch beruht die Termstörung auf einer Mischung der Eigenfunktionen der beiden nahezu entarteten Zustände, die dem störenden und gestörten Term entsprechen (Abb. 4).

Lit. Grimsehl: Lehrb. der Physik, Bd IV (Leipzig 1964); Kayser-Ritschl: Tab. der Hauptlinien der Linienspektren (Berlin, Heidelberg, New York 1968); Saidel, Prokfiev, Raisky: Spektraltabellen (Berlin 1955).

Atomstrahl, → Molekülstrahlen.

Atomstrahlresonanz, eine Methode der Hochfrequenzspektroskopie, durch die zahlreiche magnetische Eigenschaften atomarer Systeme, z. B. magnetische Kernmomente, magnetische Spin- und Bahnmomente der Elektronen und Hyperfeinstrukturaufspaltungen, ausgemessen werden können. Die Frequenzen liegen meist im MHZ-Gebiet.

Die A. verwendet im Prinzip die gleiche experimentelle Technik wie die → Molekülstrahlresonanz (Rabi-Methode). Im Gegensatz zu dieser Methode, bei der Moleküle ohne resultierendes Elektronenmoment verwendet werden, haben die Atome der Atomstrahlen ein resultierendes magnetisches Moment, zu dem sowohl der Atomkern als auch die Elektronen beitragen. Bei der A. werden im Hochfrequenzgebiet liegende Übergänge zwischen den Termen eines Hyperfeinstrukturmultipletts beobachtet.

Die Resultate von Atomstrahluntersuchungen werden wesentlich durch die Stärke des verwendeten Magnetfeldes bestimmt, da in einem starken äußeren Magnetfeld der *Paschen-Back-Effekt* und im schwachen äußeren Magnetfeld der *Zeeman-Effekt* der Hyperfeinstruktur auftreten (→ Hyperfeinstruktur).

Den verschiedenen möglichen Energiezuständen, in denen sich das Atom befinden kann, also den verschiedenen Hyperfeinstrukturkomponenten, entsprechen unterschiedliche Werte des effektiven magnetischen Atomdipolmoments μ_z in Richtung des äußeren Feldes. Die Atome werden somit in Abhängigkeit von dem Zustand, in dem sie sich befinden, in den inhomogenen Feldern der Atomstrahlapparatur unterschiedlich abgelenkt. Indem wie bei den Molekülstrahlresonanzexperimenten Übergänge zwischen den Hyperfeinstrukturlinien eines Multipletts induziert werden, gelingt es, nur Atome mit bestimmten Energiezuständen am Detektor zu erhalten und durch Variation der Frequenz des Hochfrequenzfeldes Hyperfeinstrukturen auszumessen. Dabei können auch Informationen über Kernquadrupolmomente erhalten werden.

Die Methode der A. wurde von Kusch und Mitarbeitern zur genauen Bestimmung des g-Faktors des freien Elektrons benutzt. Der experimentelle Wert stimmt ausgezeichnet mit dem auf der Grundlage der Quantenelektrodynamik berechneten Wert

$$g = 2\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328\,\frac{\alpha^2}{\pi^2}\right) = 2{,}00231922$$

überein. Dabei stellt $\alpha = 1/137{,}038$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante dar. Dieser g-Faktor weicht von dem aus der Diracschen Theorie folgenden Wert $g = 2$ ab. Die Experimente zur Präzisionsbestimmung des g-Faktors des freien Elektrons konnten damit das Ergebnis der Quantenelektrodynamik bestätigen.

Lit. Kopfermann: Kernmomente (2. Aufl. Frankfurt am Main 1956).

Atomstrahlresonator, → Atomuhr.

Atomsuszeptibilität, → magnetische Suszeptibilität.

Atomuhr, ein Zeit- und Frequenzmeßgerät kleinster Meßunsicherheit, das auf der Eigenschaft der Atome beruht, ihre Energie nur durch Über-

gänge zwischen genau definierten Energiezuständen zu variieren. Bei diesen Übergängen wird eine elektromagnetische Welle absorbiert oder emittiert, deren Frequenz der Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen proportional ist. Sie hat für alle Atome eines bestimmten Elementes den gleichen Betrag und ist nahezu temperaturunabhängig. Die von Atomen ausgestrahlten Energien können deshalb als Naturkonstante angesehen werden, zumal bisher auch keine Alterungserscheinungen an atomaren Resonatoren und Oszillatoren beobachtet wurden. Die Reproduzierbarkeit atomarer Eigenfrequenzen ist so gut, daß die XIII. Generalkonferenz für Maß und Gewicht der Internationalen Meterkonvention 1968 beschloß, eine Eigenfrequenz des Zäsiumatoms zur Definition der Sekunde heranzuziehen. Nach den verwendeten Atomen und nach den Verfahren zur Beobachtung der Resonanz unterscheidet man:

1) *Atomstrahlresonatoren* sind passive Frequenznormale, da ihre Atome durch einen Generator angeregt werden müssen. Sie geben elektrische Impulse ab, die den Taktschlägen einer Pendeluhr vergleichbar sind. Als Hilfseinrichtung dient eine von der A. gesteuerte Quarzuhr, die auch die Umformung auf eine entsprechende Frequenz zum Antrieb eines Synchronmotors (meist 50 Hz) bzw. einer Pendeluhr übernimmt. Die relative Meßunsicherheit der Zäsiumatomuhr liegt bei $2 \cdot 10^{-11}$. Die A. der DDR, ein Sekundäretalon beim DAMW, ist als Gaszellenresonator ausgeführt, bei dem ein nachgesteuerter Quarzgenerator durch Frequenzvervielfachung Mikrowellen erzeugt, die auf den Resonator wirken.

2) *Wasserstoffmaser* sind aktive Frequenznormale, bei denen die Wasserstoffatome im Strahl mittels eines Sechspolmagneten nach Energiezuständen sortiert werden. Die Atome des höheren Energiezustandes werden in einen Hohlraumresonator gelenkt, wo sie in einem Quarzglaskolben einige Zehntelsekunden lang verbleiben, Energie in Form von Strahlung abgeben und so die Schwingungen des auf die Eigenfrequenz abgestimmten Resonators verstärken. Werden die Verluste des Hohlraumresonators durch die Anzahl der eintretenden Atome gedeckt, so beginnt das System zu schwingen. Die Frequenz beträgt 1420,4 MHz, die Wellenlänge ≈21 cm. Das so erzeugte Hochfrequenzsignal kann über eine Koxialleitung ausgekoppelt und auf einen Empfänger gegeben werden, so daß es zu Meßzwecken genutzt werden kann.

3) In den USA wurde die mit Ammoniakmolekülen betriebene *Moleküluhr* Atomicron entwickelt. Dabei dienen die Inversionsschwingungen der Moleküle zur Steuerung der Schwingungen eines erregten Quarzkristalls, der dann wie bei der A. einen Synchronmotor oder eine Pendeluhr steuert. Der Strom des Ammoniakgases wird in einen hochevakuierten Behälter gelenkt, den die Moleküle mit einer Geschwindigkeit von 600 m/s durcheilen. Dabei werden durch ein elektrisches Feld die Moleküle des höheren Energiezustandes von denen des niederen getrennt und in einen Resonanzraum gelenkt, in dem sie elektromagnetische Schwingungen höchster Konstanz erzeugen. Ihre Frequenz beträgt 23,8701 GHz, die Wellenlänge 1,26 cm.

A.en haben nicht nur Bedeutung als Zeit- und Frequenznormale, sondern können mit Erfolg auch anstelle von Chronometern in der Navigation, zur Messung der Bahn von künstlichen Erdsatelliten, zur Erforschung der Wellenausbreitung, in der Radioastronomie sowie im Warndienst zur Verhütung von Zusammenstößen von Schiffen und Flugzeugen benutzt werden. Die Moleküluhr wird vornehmlich bei der Langstreckennavigation zur Ortung von Flugzeugen bis zu 3200 km Entfernung eingesetzt. In jüngster Zeit gelang mit in Flugzeugen transportierten A.en ein direkter Nachweis der → Zeitdilatation.

Atomvolumen, etwa der Rauminhalt, der einem Atom im festen oder flüssigen Zustand eines Elements im Mittel zur Verfügung steht. Genau genommen gibt es jedoch kein endliches Gebiet, außerhalb dessen die Elektronendichte eines Atoms verschwindet. Atome haben daher keine bestimmten Volumina. Meist gibt man den Inhalt des Raumes an, den L Atome einnehmen (L ist die Loschmidtsche Zahl), und den man durch Division der Masse eines Grammatoms durch die Dichte berechnet. Aus den Abständen eines Atoms von seinen Nachbarn im Atomgitter werden auf Grund von Röntgenuntersuchungen *Atomradien* bestimmt. In Analogie zum A. gibt man *Ionenvolumina* an. Die Änderung des A.s mit wachsender Ordnungszahl war ein wesentlicher Gesichtspunkt für die Aufstellung des Periodensystems der Elemente.

Atomwärme, die Wärme, die nötig ist, um ein Grammatom eines chemischen Elements um 1 °C zu erhöhen. Die A. ergibt sich als Produkt aus dem Grammatom und der spezifischen Wärmekapazität des betreffenden Stoffes und ist bei genügend hohen Temperaturen nach der Dulong-Petitschen Regel konstant. Sie wird wie die → Molwärme meist mit C_p oder C_V für Erwärmung bei konstantem Druck p bzw. Volumen V bezeichnet.

Atomzeit, → Zeitmaße.

Atomzerfall, svw. radioaktiver Zerfall.

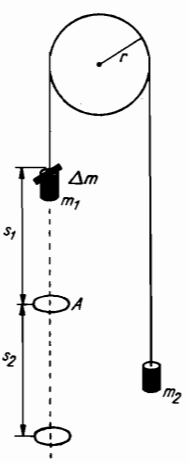
Atomzertrümmerung, Kernzertrümmerung.

atonal, → Tonalität.

Attachment, die Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Atom oder Molekül, wobei ein negatives *Ion* entsteht. Beim A. wird Energie frei, die entweder durch Strahlung oder durch einen dritten Stoßpartner (*Dreierstoß-A.*) abgeführt wird oder bei Anlagerung an Moleküle eine Dissoziation des Moleküls bewirkt (*dissoziatives A.*). Negative Ionen dieser Art, z. B. O_2^-, und O^-, spielen z. B. eine Rolle in der unteren D-Region der → Ionosphäre. → Detachment.

Atto, a, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-18}, → Vorsätze.

Atwoodsche Fallmaschine, Gerät zur Untersuchung gleichförmig beschleunigter Bewegungen (Abb.). Über eine feste, reibungsfrei gelagerte Rolle vom Radius r läuft ein undehnbarer Faden, an dessen Enden zwei gleich große Massen $m_1 = m_2$ hängen und infolgedessen in jeder Lage in Ruhe verharren. Durch Hinzufügen einer kleinen Masse Δm zu m_1 wird das System mit der Gesamtmasse $M = 2m_1 + \Delta m$



Atwoodsche Fallmaschine

in gleichförmig beschleunigte Bewegung gesetzt. Nach Abheben der Masse Δm durch den Ring A bewegen sich m_1 und m_2 mit konstanter Geschwindigkeit v_1 weiter, so daß außer der durchfallenen Strecke s_1 auch die mit v_1 durchlaufene Strecke s_2 bestimmt werden kann. Stoppt man die zum Durchlaufen von s_1 und s_2 benötigten Zeiten t_1 und t_2, lassen sich $v_1 = s_2/t_2$ und die Beschleunigung $a = v_1/t_1$ bestimmen. Damit ergibt sich die Fallbeschleunigung g: $g = Ma/\Delta m$. Berücksichtigt man die Trägheit der als homogen vorausgesetzten Rolle, so hat man zu M die halbe Masse derselben zu addieren.

Ätzen, selektiver Kristallabbau auf einer Einkristalloberfläche bzw. der unterschiedliche Abbau auf der Oberfläche eines polykristallinen Gefüges. Das Ä. erfolgt beim Verdampfen, Auflösen oder Ionenbeschuß. Am meisten angewendet wird das chemische Ä., d. h. das Auflösen durch eine chemische Reaktion. Das Ä. einer Einkristalloberfläche beruht auf einem bevorzugten Kristallabbau, z. B. an den Durchstoßpunkten von Versetzungen durch den Spiralmechanismus oder eine wiederholte bevorzugte Lochkeimbildung. Dieser Effekt kann dadurch verstärkt werden, daß z. B. durch bestimmte Zusätze eines chemischen Ätzmittels der tangentiale Abbau, d. h. die Ausbreitung von Oberflächenstufen, gegenüber dem Abbau in die Tiefe, d. h. der Bildung neuer Stufen, verlangsamt wird. Es entstehen *Ätzgruben* und *-furchen*. Das zwischen den Ätzgruben stehen gebliebene Material kann in Form von *Ätzhügeln* in Erscheinung treten. Die Form dieser Ätzfiguren wird durch die Kristallsymmetrie bestimmt, sie kann allerdings durch den Ätzvorgang variiert werden. Die Begrenzungsflächen der Ätzfiguren sind zumeist rationale oder vizinale Flächen (*Ätzflächen*). Das Ä. der Oberfläche eines polykristallinen Gefüges, die z. B. in Form eines Schliffs vorliegt, wird dadurch verursacht, daß die Oberflächen der einzelnen Körner verschieden orientiert sind und daher durch das Ätzmittel in unterschiedlicher Weise und Stärke angegriffen werden.

Anwendungsmöglichkeiten des Ä.s sind: 1) Sichtbarmachen von Versetzungsdurchstoßpunkten und des Verlaufs von Korngrenzen, 2) Bestimmung der Symmetrie von Kristallflächen und der Orientierung von Kristallen, 3) Sichtbarmachen eines polykristallinen Gefüges.

Audiometer, elektroakustisches Meßgerät zum Bestimmen des menschlichen Hörvermögens. Das A. besteht aus dem Tongenerator, der sinusförmige Schwingungen in einem Frequenzbereich von etwa 64 s^{-1} bis 12000 s^{-1} erzeugt, dem in Dezibel geeichten Intensitätsregler und dem Übertragungssystem, einem Standardkopfhörer mit hochwertigen elektrodynamischen Telefonen. Bei der Tongehörverlustmessung läßt man die Intensität der Töne aus dem Unhörbaren ansteigen oder aus dem Hörbaren abfallen und bestimmt diejenige Intensität, bei der von dem Patienten „hören" angegeben wird. Zwischen den beiden Grenzwerten liegt die *Hörschwelle* der Versuchsperson. Die vom Patienten bei verschiedenen Frequenzen angegebenen Werte trägt man in Dezibel über den jeweiligen Frequenzen auf. Die Gesamtheit der Meßpunkte ergibt das *Audiogramm*, aus dem der prozentuale Hörverlust ermittelt werden kann.

Audion, → Demodulation.

Audiongleichrichtung, → Demodulation.

Aufbaueffekt, in Bereichen unvollständigen Sekundärteilchen-Gleichgewichts vorhandene *anomale Verteilung* der örtlich absorbierten Energie. Sie führt bei indirekt ionisierender Strahlung zu einer anfänglichen Zunahme des Stromes von Ionisationskammern mit wachsender Wandstärke. In der Nähe der Oberfläche biologischer Objekte erreicht die Energiedosis ihren Maximalwert in einer von der Sekundärteilchen-Reichweite abhängigen Tiefe, z. B. bei etwa 5 mm für 1 MeV-γ-Strahlung.

Der Aufbau von Streustrahlung innerhalb eines Mediums kann zu einem ähnlichen Dosisverlauf führen. → ionisierende Strahlung 1.5), → Aufbaufaktor.

Aufbaufaktor, *Zuwachsfaktor*, das Verhältnis des Gesamtwerts einer Strahlungsgröße, z. B. der Teilchenflußdichte oder der Ionendosisleistung, an irgendeinem Punkt zu dem Wert dieser Größe, der dort ohne die Streustrahlung herrschen würde, → ionisierende Strahlung 1.5).

Aufbauprozesse, gelegentlich Bezeichnung für die Prozesse der → Kernfusion sowie für die Reaktionen, die im Kernreaktor zur Erzeugung neuer chemischer Elemente führen, wie Spaltung, Neutroneneinfang, radioaktiver Zerfall der Spaltprodukte usw.

Aufdampfschicht, durch Aufdampfung im Vakuum (→ Hochvakuumbedampfungstechnik) auf eine Substratfläche erhaltene dünne Schicht.

Aufenthaltswahrscheinlichkeit, die auf Grund des Dualismus von Welle und Korpuskel über die (erste) Quantisierung klassischer Wellentheorien der Materie eingeführte Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines Teilchens. Die A. für das Volumenelement $d\tau$, d. h. die Wahrscheinlichkeitsdichte, ist gleich dem Absolutquadrat $|\psi|^2$ der Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$ in der Ortsdarstellung multipliziert mit $d\tau$ (→ statistische Interpretation). Die A. eines Teilchens in einem bestimmten Volumen V des Raumes folgt durch Integration von $|\psi|^2$ über dieses Volumen: $\int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2 \, d\tau$.

Auflagerkräfte, → Stützreaktionen.

Auflösungsvermögen, ein Maß für den geringsten Abstand zweier benachbarter Beobachtungswerte bzw. -objekte, die von einer Beobachtungs- bzw. Meßeinrichtung mit Sicherheit getrennt registriert werden können.

1) *optisches A.*, bei lichtoptischen Geräten die zahlenmäßige Angabe, wie eng zwei benachbarte Objekteinzelheiten liegen dürfen, damit sie noch als zwei getrennte Gebilde wiedergegeben werden können. Beim Mikroskop unterscheidet man das *laterale A.*, also das A. für seitlich ausgedehnte Strukturen ($\Delta x = \lambda/2A$), und das *Tiefenauflösungsvermögen*, das sich auf Tiefenstrukturen bezieht ($\Delta z = \lambda/2A^2$); dabei ist A die numerische Apertur des Objektivs und λ die verwendete Lichtwellenlänge. Das A. wird also für große Aperturen und kleine Wellenlängen besser. Beim Interferenzmikroskop ist

das A. ein *Phasenauflösungsvermögen*, da die Tiefenstruktur als Phasenverschiebung beobachtet wird. Das Phasenauflösungsvermögen beträgt für Auflicht etwa $\lambda/20$, für Durchlicht $\lambda/10\ (n-1)$, wenn n der Brechungsindex des Objektes ist. Die Phasenauflösung wird um so geringer, je höher das Seitenauflösungsvermögen ist ($\Delta x \cdot \Delta z =$ konst., Unsicherheitsprinzip von Ingelstam). Beim Fernrohr ist das A. vor allem für die Trennung von Doppelsternen interessant; der kleinste noch trennbare Abstand d ist vom Verhältnis der Brennweite f zum Objektivdurchmesser D abhängig und beträgt $d = 1{,}22 \cdot \lambda f/D$, sofern der Helligkeitsunterschied der beiden Sterne nicht zu groß ist.

2) *elektronenoptisches A.* Analog wie beim Lichtmikroskop wird beim Elektronenmikroskop als A. der kleinste Abstand zweier Objektpunkte bezeichnet, der in der mikroskopischen Abbildung gerade noch erfaßbar ist. Er beträgt auf Grund der im Verhältnis der Wellenlänge des Lichtes wesentlich kürzeren Elektronenwellenlänge bei 100-kV-Elektronen 0,0037 nm. Allerdings sind mangels geeigneter Korrekturmöglichkeiten stets die elektronenoptischen Abbildungsfehler zu berücksichtigen. Besonders kritisch wirkt sich der (von der dritten Potenz der Strahlapertur α_0 abhängige) Öffnungsfehler aus, der zur Verwendung sehr kleiner Strahlaperturen zwingt. Wegen der gegenläufigen Aperturabhängigkeit des Öffnungsfehlers ($\sim\alpha_0^3$) und des Beugungsfehlers ($\sim 1/\alpha_0$) gibt es eine optimale Strahlapertur α_{opt}, der gemäß den folgenden Beziehungen eine theoretische Auflösungsgrenze δ_{theor} zugeordnet ist: $\alpha_{opt} = A\sqrt[4]{\lambda_0/C_Ö}$, $\delta_{theor.} = B\sqrt{\lambda_0^3 C_Ö}$, wobei λ_0 die Elektronenwellenlänge und $C_Ö$ die Öffnungsfehlerkonstante bedeuten. A, B sind von der Strahlungscharakteristik abhängige Faktoren, die etwas unterhalb des Wertes 1 liegen. Für 100-kV-Elektronen ($\lambda = 0{,}0037$ nm) und eine Öffnungsfehlerkonstante von 1 mm ergeben sich die Werte: $\alpha_{opt.} = 7 \cdot 10^{-3}$ und $\delta_{theor.} = 0{,}4$ nm. Das praktische A. moderner Hochleistungsgeräte stimmt mit dieser theoretischen Auflösungsgrenze überein, sofern vor allem folgende kritische Abbildungsfehler unterdrückt werden: der chromatische Fehler (Forderung: Konstanz der Strahlspannung auf $<10^{-5}$ und der Linsenströme auf $<10^{-6}$) und der axiale Astigmatismus (Forderung: Korrektur durch Stigmatoren). Noch günstigere Werte des A.s sind durch Einsatz von *Kondensor-Objektiv-Einfeldlinsen* zu erzielen, deren Öffnungsfehler wesentlich kleiner als der konventioneller Objektivlinsen ist.

3) In der Kernphysik werden *Zeitauflösung*, *Raumauflösung* und *Energieauflösung* zur Charakterisierung der Eigenschaften von Strahlungsdetektoren (→ Detektor) einschließlich der optischen oder elektronischen Registriereinrichtungen benutzt. Die Güte des A.s wird durch die Art der Wechselwirkung von Teilchen mit der Detektormaterie, von der Zahl der gebildeten Informationsträger und dem Wirkungsgrad ihrer Sammlung bzw. Wandlung bestimmt. Während in den Spurkammern eine hohe Raumauflösung zum Zwecke der genauen Bestimmung der räumlichen Orientierung von Bahnspuren angestrebt wird, werden von den Zählern hohe Zeit- und/oder Energieauflösungen verlangt.

4) → spektrales Auflösungsvermögen.

5) → photographisches Auflösungsvermögen.

Aufpunkt, Punkt im Raum, für den der Wert einer physikalischen Größe, z. B. eines Potentials oder Feldes, aus den Wirkungen bestimmt wird, die von den Quellpunkten ausgehen.

Aufrahmpotential, → elektrokinetische Erscheinungen.

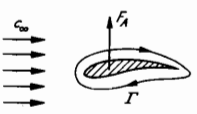
Auftrieb, F_A, 1) *hydrostatischer A.*, eine der Schwerkraft entgegengerichtete Kraft, die ein in ruhender Flüssigkeit untergetauchter Körper infolge der Wirkung der Flüssigkeitsdrücke auf seine Oberfläche erfährt. Nach dem *Archimedischen Prinzip* ist der hydrostatische A. gleich dem Gewicht der verdrängten Flüssigkeit, und seine Wirkungslinie geht durch den Schwerpunkt des verdrängten Volumens: $F_A = \varrho \cdot g \cdot V$; dabei ist ϱ die Dichte der Flüssigkeit, V das verdrängte Flüssigkeitsvolumen und g die Schwerebeschleunigung. Diese Beziehung gilt auch für nur teilweise in Flüssigkeit eingetauchte Körper, wobei V dem Volumen des eingetauchten Teiles entspricht.

Das Archimedische Prinzip kann sehr einfach nach dem *Erstarrungsprinzip* abgeleitet werden. Man denkt sich den Körper durch Flüssigkeit ersetzt, die dieselbe Dichte besitzt wie die umgebende Flüssigkeit. Das Flüssigkeitsvolumen von der Gestalt des Körpers wird dann von den Druckkräften auf seiner Oberfläche im Gleichgewicht gehalten. Die durch den Schwerpunkt gehende und senkrecht nach oben gerichtete resultierende Druckkraft, der hydrostatische A., ist gleich dem Gewicht des betrachteten Flüssigkeitsvolumens. Daran ändert sich auch nichts, wenn dieses Flüssigkeitsvolumen erstarrt gedacht wird oder wenn an seine Stelle ein Körper gleicher Gestalt, aber anderer Dichte tritt.

Gleichgewicht beim → Schwimmen oder beim Schweben (→ Schwebeteilchen) von Körpern liegt vor, wenn der hydrostatische A. gleich deren Gewicht ist.

Der hydrostatische A. ist von großer wirtschaftlicher Bedeutung (Schwimmen von Schiffen, Aufsteigen von Ballonen, Bewegung von Gasbläschen in Flüssigkeiten in der chemischen Verfahrenstechnik). Die Dichte von Körpern kann bei bekanntem Volumen aus dem A., den diese in Flüssigkeiten erfahren, ermittelt werden; diese Arbeitsweise wird *Auftriebsmethode* genannt.

2) *hydrodynamischer A.*, auch kurz nur A. genannt, eine senkrecht zur Zuströmung gerichtete Kraft, die bei der Umströmung von Körpern mit → Zirkulation entsteht. Der hydrodynamische A. resultiert aus einer zur Zuströmrichtung unsymmetrischen Druckverteilung auf der Oberfläche des Körpers (z. B. Tragflügel, Schaufelgitter). Bei Vorhandensein einer rechtsdrehenden Zirkulation (Abb.) tritt oberhalb des Tragflügels Übergeschwindigkeit, unterhalb desselben Untergeschwindigkeit auf, verglichen mit der Zuströmgeschwindigkeit c_∞. Nach der → Bernoullischen Gleichung entsprechen diesen



Entstehung des hydrodynamischen Auftriebs F_A

Auftriebsbeiwert

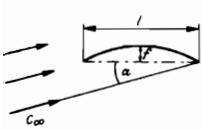
Geschwindigkeiten auf der Profiloberseite Unterdrücke und auf der Unterseite Überdrücke, die zusammen einen nach oben gerichteten A. ergeben. Die Größe des A.s kann aus der Verteilung der Zirkulation Γ über der Spannweite des Tragflügels nach der → Kutta-Joukowsky-Gleichung ermittelt werden. Bei ablösungsfreier Körperumströmung weichen die für die Potentialströmung ermittelten Werte nur wenig von den in Wirklichkeit auftretenden ab. Deshalb sind die → komplexen Methoden der Strömungslehre, mit denen der A. von Tragflügeln und Schaufelgittern abhängig vom → Anstellwinkel bei vorgegebener Profilform ermittelt werden kann, von großer praktischer Bedeutung. Da das Schaufelgitter eine bleibende Umlenkung erzielt, steht der A. hier senkrecht auf dem vektoriellen Mittel von Zuström- und Abströmgeschwindigkeit.

Wirkt der A. nicht entgegen der Schwerkraft, sondern quer dazu, so spricht man manchmal auch von *Quertrieb* (→ Magnuseffekt).

Der hydrodynamische A. ist wesentlich für das Flugwesen (→ Segelflug) und die Energieübertragung in Turbomaschinen.

3) In der Ozeanologie versteht man unter A. Aufsteigen von Wasser aus tieferen Schichten an die Meeresoberfläche. A. tritt besonders dort auf, wo beständige Winde parallel zur Küste wehen, z. B. in den Ursprungsgebieten der Passatwinde an den Westküsten der Kontinente. Die resultierende winderzeugte Strömung setzt hier von der Küste weg, so daß aus Kontinuitätsgründen als Ersatz für das seewärts transportierte Oberflächenwasser kühleres und meist nährstoffreiches Wasser aus Tiefen von etwa 200 bis 300 m zur Oberfläche aufsteigt.

Auftriebsbeiwert, dimensionsloser Wert des dynamischen → Auftriebes von Tragflügeln und Schaufelgittern. Der A. ist definiert zu $c_A = \frac{F_A}{(\varrho/2c_\infty^2)\cdot A}$; dabei bedeuten F_A den Auftrieb, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Geschwindigkeit der ungestörten Zuströmung, A die Projektion der Flügelfläche auf die Anströmebene, die bei rechteckigen Tragflügeln gleich dem Produkt von Spannweite b und Flügeltiefe l ist. Der A. hängt bei großer → Reynoldszahl Re in inkompressibler ebener Strömung im wesentlichen von der Profilgeometrie (→ Tragflügel) und dem → Anstellwinkel ab. An der schwach gewölbten unendlich dünnen Platte (Abb.) kann der potentialtheoretische A. nach Birnbaum berechnet werden: $c_A = 2\pi\left(\alpha + \frac{2f}{l}\right)$, wenn der Anstellwinkel $\alpha \leqq 0{,}1$ und die Wölbung $f/l \leqq 0{,}1$ sind; f ist die Wölbungshöhe. Infolge des Einflusses von Reibung und endlichem → Seitenverhältnis Λ wird der Gradient $dc_A/d\alpha < 2\pi$. Der Einfluß von Λ wird durch die Beziehung $dc_A/d\alpha = 2\pi\Lambda/(2+\Lambda)$ wiedergegeben.



Strömungsverhältnisse an der schwach gewölbten Platte

Solange die → Grenzschicht an der Profiloberfläche haftet, stimmen potentialtheoretischer A. und im Windkanal ermittelter A. gut überein. Das ist für $Re \geqq 10^5$ im Bereich kleinerer und mittlerer Anstellwinkel der Fall. Bei kleineren Reynoldszahlen und großen Anstellwinkeln treten größere Totwassergebiete (→ Totwasser) auf, die zu einer Verminderung von c_A und zur Erhöhung des Widerstandsbeiwertes c_W (→ Strömungswiderstand) führen. Es ist üblich, die Meßergebnisse als → Polare $c_A = f(c_W)$ darzustellen. Der maximale A. hängt von dem Strömungszustand in der Grenzschicht ab und beträgt $c_{Amax} \approx 1{,}6\cdots1{,}8$. Er tritt bei einer Reynoldszahl auf, bei der der Umschlag laminar – turbulent ohne laminare Ablösung erfolgt. Mit weiter zunehmender Reynoldszahl wandert der Umschlagpunkt weiter nach vorn, so daß die turbulente Lauflänge der Grenzschicht und ihre Dicke anwachsen. Dadurch vermindert sich die → Zirkulation um das Profil und damit auch etwas der Maximalauftrieb bei sehr hoher Reynoldszahl. Im kritischen Reynoldszahlbereich $Re = 10^4\cdots10^5$, in dem der Umschlag über den Mechanismus des laminaren Ablösewirbels erfolgt, besitzen der Turbulenzgrad der Außenströmung und Rauhigkeiten auf der Profiloberfläche erheblichen Einfluß auf den A. Bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten in der Zuströmung weichen die A.e sehr stark von der Theorie ab. Die Ursache dafür ist, daß an der Profiloberfläche örtlich die Schallgeschwindigkeit überschritten wird und → Verdichtungsstöße auftreten.

Auftriebsmethode, → Auftrieb.

Aufwachsverfahren, → Kristallzüchtung.

Auge, der periphere rezeptorische Teil des Sinnesorgans, das auf physikalische Reize elektromagnetischer Strahlung der Wellenlängen von etwa 350 nm bis etwa 750 nm mit der Empfindung von Licht und Farbe oder auch nur von Licht reagiert. Man kennt unterschiedliche Anordnungen von lichtempfindlichen Sinneszellen im Körper eines Lebewesens. Die Sinneszellen können sich zerstreut in unterschiedlicher Zahl und Dichte zwischen den Zellen der Außenhaut als passive optische Systeme befinden; in diesem Falle spricht man von einem *Hautlichtsinn*, der im allgemeinen nur die Unterscheidung von Hell und Dunkel ermöglicht. Die Sinneszellen können andererseits zu besonderen Geweben in größerer Zahl vereinigt sein, die sich an bestimmten Stellen des Körpers des Lebewesens befinden und hauptsächlich der Strahlungsaufnahme dienen; in diesem Falle spricht man von A.n. In ihrer primitivsten Form ermöglichen A.n bereits die Wahrnehmung der Richtung, aus der Helligkeit oder Dunkelheit einwirken. Bis zur höchstentwickelten Form des Wirbeltierauges und insbesondere des menschlichen A.s sind alle möglichen Entwicklungsstadien im Tierreich vertreten. Erst das hochentwickelte Wirbeltierauge ermöglicht einen Wahrnehmungsvorgang, den man als → Sehen bezeichnet. Hierzu ist erforderlich, daß ein gutes abbildendes System mit den Möglichkeiten einer Entfernungs- und Blendeneinstellung existiert und außerdem eine hochempfindliche Empfängerschicht mit einem entsprechenden Auflösungsvermögen vorhanden ist.

Obwohl dieses Prinzip auch im menschlichen A. verwirklicht ist, unterscheidet sich dieses grundsätzlich von einem physikalischen Gerät, z. B. einem Photoapparat, und zwar im wesentlichen in folgender Hinsicht: 1) Es besteht nicht die hohe Präzision in den abbildenden Flächen,

da diese elastisch sind; 2) es besteht nicht die hohe Präzision in der Zentrierung des Systems; 3) die Abbildungsfehler sind nicht durch entsprechende Kombinationen optischer Elemente behoben; 4) der Leuchtdichtebereich, der beim Sehen mit einem hinreichend genauen Unterschiedsempfinden überbrückt werden muß, ist um vieles größer als der Leuchtdichtebereich physikalischer Geräte mit ähnlicher Genauigkeit; 5) die Empfängerschicht muß ständig lichtempfindlich sein und ihre Empfindlichkeit variieren können.

Die trotz der Fehler 1 bis 3 sehr hohe Sehschärfe und die Erfüllung der Forderungen 4) und 5) werden durch besondere Konstruktion der optischen Elemente, durch den Einbau von Kompensationsmechanismen und durch sehr komplizierte biologische Regelvorgänge über Sinneszellen, Sehleitung, Sehzentrum im Gehirn, Umschaltstationen, efferente Nervenbahnen und äußere sowie innere Augenmuskeln erreicht.

Das abbildende System des A.s besteht aus der *Hornhaut*, der → Cornea, dem dahinter befindlichen *Kammerwasser* in der Vorderkammer und der *Augenlinse*. Da Hornhaut, Kammerwasser und Augenlinse Brechungsindizes von geringem Unterschied besitzen, ist die abbildende Wirkung der Hinterfläche der Hornhaut und der Linsenflächen nicht sehr hoch. Die stärkste Wirkung besitzt die Vorderfläche der Hornhaut, da sie an Luft grenzt.

Die Entfernungseinstellung des A.s, die → Akkommodation, erfolgt z. T. durch Änderung der Krümmung der Linsenvorderfläche.

Als Blende wirkt im abbildenden Apparat des A.s die *Iris* oder *Regenbogenhaut*. Ihre Einstellung, die Größe der Augenpupille, die ihren Durchmesser um etwa das Vierfache verändern kann, wird durch zwei Vorgänge geregelt: durch die auf die Empfängerschicht fallende Beleuchtungsstärke des einfallenden Lichtes und durch die Akkommodationseinstellung. Damit erfüllt sie zwei Aufgaben: Sie dient der teilweisen Regelung des Lichteinfalls in das A. und der teilweisen Behebung von Abbildungsfehlern durch Erhöhung der Schärfentiefe bei Akkommodation. Das Innere des Augapfels wird zur Aufrechterhaltung seiner Form und eines bestimmten Innendruckes durch den *Glaskörper*, eine gallertartige Masse, ausgefüllt. Ihn umgibt im rückwärtigen Teil des A.s zunächst die *Netzhaut* oder *Retina*; sie ist die lichtempfindliche Empfängerschicht. Nach außen folgt die *Aderhaut* oder *Chorioidea* als Schicht, welche für die Ernährung und den Stoffwechsel wichtig ist, und die *Lederhaut* oder *Sklera*, welche der Formerhaltung und dem Schutze des A.s dient. Die Netzhaut weist entsprechend ihrer wesentlichsten Aufgaben, wie hohe Sehschärfe, Licht- und Farbwahrnehmung, Überbrückung hoher Leuchtdichteunterschiede u. a., eine sehr komplizierte Gliederung auf.

Von außen nach innen, also entgegengesetzt der Richtung des Lichteinfalls, bilden die Sinneszellen, die Zapfen und Stäbchen (s. u.), die erste Schicht. Der Aderhaut anliegend und fest mit ihr verbunden sorgt das *Pigmentepithel* für die Ernährung der Sinneszellen und für die Regeneration der Sehstoffe in den Außengliedern der Sinneszellen. Es folgen die *Außenglieder der Sinneszellen* und die *Schicht der Zellkerne*. In der folgenden *Schicht der Bipolaren* laufen die beim Sehen notwendigen Schaltvorgänge und die gegenseitigen Beeinflussungen der Sinneszellen ab. Die dritte Schicht ist die *Ganglienzellenschicht* und die *Nervenfaserschicht*; in ihr liegt der Ausgang der Nervenfasern, die letzten Endes die Erregung vom A. aus als Sehleitung zum Sehzentrum im Gehirn weiterleiten.

Das in das A. fallende Licht muß somit zunächst die Nervenfaser- und Ganglienzellenschicht sowie die Schicht der Bipolaren und die Schicht der Zellkerne der Sinneszellen durchdringen, ehe es auf die eigentlichen lichtempfindlichen Rezeptorteile, die Außenglieder der Sinneszellen, trifft. Diese aus ernährungsphysiologischen Gründen notwendige Schichtenfolge erschwert das Scharfsehen. Aus diesem Grunde sind in einem kleinen Bereich des mittleren Teiles der Netzhaut, ungefähr dort, wo die optische Achse des abbildenden Systems die Netzhaut trifft, diese störenden Schichten zur Seite verschoben; es entsteht eine grubenförmige Einsenkung, die *Netzhautgrube* oder *Fovea*. Ihr zentraler Teil ist die Stelle des schärfsten Sehens, das *Sehgrübchen* oder die *Foveola*, mit einem Durchmesser von etwa 0,2 bis 0,3 mm. Hier befinden sich rund 30000 Sinneszellen, fast ausschließlich Zapfen, die mosaikartig angeordnet sind. Jede Sinneszelle steht hier nur durch eine einzige Bipolare mit einer einzigen Ganglienzelle und Nervenfaser in Verbindung. Dies bedingt das hohe Auflösungsvermögen dieser Netzhautstelle. Je weiter man sich von dieser Stelle peripherwärts entfernt, desto mehr Sinneszellen sind an eine nervöse Ableitung gekoppelt; daher läßt die Sehschärfe des A.s parazentral und peripher sehr schnell nach.

Die die innere Schicht der Netzhaut bildenden Nervenfasern vereinigen sich alle an einer etwas nasal gelegenen Stelle der Netzhaut, der *Papille*, zum *Sehnerv*, der hier aus dem Augapfel tritt. Diese Stelle enthält daher keine Sinneszellen und ist auch nicht lichtempfindlich. Ihr entspricht im Gesichtsfeld, d. i. der wahrgenommene Eindruck der Umwelt, der *blinde Fleck*. Er wird im allgemeinen beim Sehen als Gesichtsfeldlücke nicht wahrgenommen, weil eine physiologische „Ausfüllung" erfolgt; es ist dies einer der vielen Kompensationsmechanismen des A.s. Objekte, die auf der Papille abgebildet werden, werden allerdings nicht erkannt. Daß man dennoch beim üblichen Sehen keinen Verlust in der Wahrnehmung von Objektteilen spürt, liegt daran, daß beim beidäugigen Sehen diese Stellen beider A.n sich nicht decken und daher das eine A. den Verlust des anderen ausgleicht. Beim Einäugigen ist dieser Verlust nicht ausgeglichen; er wird nur seiner nicht gewahr, weil der blinde Fleck durch Eindrücke aus seiner gesehenen Umgebung ergänzt wird, was dann allerdings nicht der Wirklichkeit entspricht.

Die Papille ist eine sehr druckempfindliche Stelle des A.s. Bei einer schweren Erkrankung des A.s, dem *Glaukom* oder grünen Star, liegt ein erhöhter Innendruck des Augapfels vor, der sich an der Papille als der empfindlichsten Stelle

schädigend auswirkt. Bei nicht rechtzeitiger Erkennung und Behandlung führt das Glaukom zur Erblindung.

Der Anpassung des A.s an die jeweilige Gesichtsfeldleuchtdichte (→ Adaptation) dienen außer der schon erwähnten Blendeneinstellung der Iris besondere Einrichtungen der Netzhaut. Zunächst besitzt diese zwei verschiedene Sinneszellenarten, die weniger empfindlichen *Zapfen*, die dem Tagessehen dienen und auch farbtüchtig sind (→ Farbensehen), und die hochempfindlichen *Stäbchen*, die dem Dämmerungs- und Nachtsehen dienen und nicht farbtüchtig sind. Durch den Übergang vom Zapfensehen auf das Stäbchensehen (→ Adaptation) bei Herabsetzung der Leuchtdichte und umgekehrt ist daher die Netzhaut auf die beiden großen Leuchtdichtebereiche des Tages und der Dämmerung bzw. Nacht abgestimmt. Schließlich vermag die Netzhaut bei der Herabsetzung der Leuchtdichte die Sinneszellen wahlweise noch stärker zusammenzuschalten und an einer Nervenfaser zu vereinigen, wenn die Reizung der einzelnen Sinneszellen oder kleinerer Zellengruppen für eine Erregungsweiterleitung in der Nervenfaser nicht ausreicht, um durch diese Summierung eine hinreichende Erregung und damit eine Wahrnehmung zu ermöglichen. Dieses Zusammenschalten geht allerdings auf Kosten des Auflösungsvermögens. Es besteht daher ein sehr komplizierter Regelkreis, der die Akkommodation und die Konvergenz der Blicklinien, die Weite der Pupille, die Inanspruchnahme des Zapfen- oder Stäbchensehens und den Schaltmechanismus der Bipolaren so regelt, daß ein den jeweils gegebenen Verhältnissen angepaßtes optimales Einfachsehen und Scharfsehen eines Objektes zustande kommt.

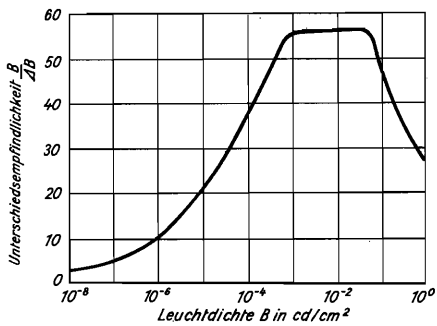
Augenempfindlichkeit, die der allgemeinen Lichtempfindlichkeit von Substanzen, Geweben, Zellen, insbesondere Lichtsinneszellen, entsprechende Eigenschaft des Auges, Reize elektromagnetischer Strahlung bestimmter Wellenlängen (sichtbarer Bereich des Spektrums zwischen etwa 350 und etwa 750 nm) wahrzunehmen und als Helligkeit zu empfinden.

Die *absolute A.* ist diejenige Empfindlichkeit des Auges, die von der Intensität des Lichtreizes abhängt, d. h. von der Anzahl der Lichtquanten, die zur Erzeugung einer Lichtempfindung auf die Netzhaut auftreffen müssen. Sie ist am höchsten, wenn der Anpassungszustand des Auges an die Gesichtsfeldleuchtdichte, seine → Adaptation, der durchschnittlichen Gesichtsfeldleuchtdichte entspricht.

Die *spektrale A.* ist die Empfindlichkeit des Auges, die von der Wellenlänge der Strahlung und ihrer Intensität abhängt. Sie besitzt ein Maximum bei etwa 560 nm und nimmt zum kurzwelligen und langwelligen Teil des Spektrums hin ab. Die Lage des Maximums ist individuell verschieden und beim einzelnen Individuum Schwankungen unterworfen. Auch ergibt sich eine Verschiebung des Maximums zur kurzwelligen Seite des Spektrums, wenn man bei gleicher Strahlungsleistung und gleicher spektraler Energieverteilung das Beobachtungsfeld vergrößert. Diese Schwankungen machen es trotz ihres geringen Ausmaßes unmöglich, physikalische Strahlungsgrößen und physiologische Hellempfindungen zueinander eindeutig in Beziehung zu setzen. Man hat daher auf einer Tagung der Internationalen Beleuchtungskommission im Jahre 1924 eine willkürliche Abhängigkeit zwischen der Empfindlichkeit und der Wellenlänge festgelegt, die ungefähr der physiologischen Abhängigkeit entspricht und nun der Umrechnung zwischen physikalischen und physiologischen Werten dient. Diese Abhängigkeit wird als → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad bezeichnet, die Kurve dieser Abhängigkeit als V_λ-Kurve.

Durch die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit der Zapfen und Stäbchen des Auges besteht eine erhebliche Differenz zwischen dem Maximum der spektralen A. im Hellen, der *spektralen Hellempfindlichkeit*, und dem Maximum der spektralen A. im Dunkeln, der *spektralen Dunkel-* oder *Dämmerungsempfindlichkeit*. Die Verschiebung beträgt etwa 40 nm und wird als *Purkinje-Phänomen* bezeichnet.

Die *Unterschiedsempfindlichkeit* des Auges ist das Verhältnis der Leuchtdichte B einer Fläche zur Leuchtdichtedifferenz ΔB zwischen der Leuchtdichte B dieser Fläche und einer Leuchtdichte $B + \Delta B$ einer zweiten Fläche. Die Unterschiedsempfindlichkeit hängt ab von der Größe und Form der beobachteten Felder beider Flächen, vom Verlauf und von der Schärfe der Grenzlinien zwischen beiden Feldern, von der Verteilung der Leuchtdichte im Gesichtsfeld, vom Verhältnis der Leuchtdichten der Vergleichsfelder, ferner allgemein von der Leuchtdichte und dem Anpassungszustand des Auges. Sie ist am größten, wenn der Adaptationszustand des Auges dem allgemeinen Leuchtdichteniveau des Gesichtsfeldes angepaßt ist und die zu vergleichenden Flächen eine ausgedehnte einfache Form mit deutlich sichtbarer scharfer Trennungslinie aufweisen. Die Abb. zeigt die Abhängigkeit der Unterschiedsempfindlichkeit von der Gesichtsfeldleuchtdichte nach König und Brodhun.



Unterschiedsempfindlichkeit und Gesichtsfeldleuchtdichte (nach König u. Brodhun)

Augenoptik, Gebiet der praktischen Anwendung der Optik, speziell der biologischen Optik (→ Sehen), dient der wissenschaftlichen Bestimmung, der technischen Fertigung sowie der Anpassung einer Sehhilfe (meist Brille) zur Beseitigung oder Minderung solcher Sehstörungen, bei denen sich eine Steigerung der Sehleistung durch ein optisches Korrektionsmittel

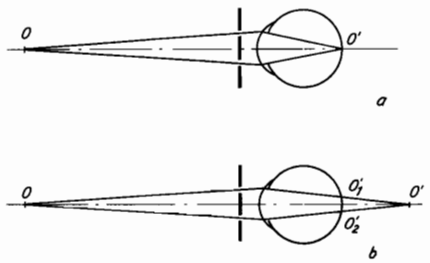
erreichen läßt. Die Bestimmung der Sehhilfe erfolgt optometrisch, d. h. mit physikalisch-optischen Verfahren unter Berücksichtigung der biologisch-optischen Gegebenheiten. Hierzu gehört als wichtigster Grundsatz, daß eine rein objektive Messung, d. h. eine Messung ohne Aussagen des Brillenbedürftigen, zur Ermittlung des Korrektionsglases nicht ausreicht, sondern durch eine subjektive Messung mit Angaben des Betreffenden über seinen wahrgenommenen Eindruck ergänzt werden muß, falls nicht überhaupt nur die subjektive Messung durchgeführt wird. Das → Auge unterscheidet sich wesentlich von einem physikalisch-optischen Gerät, daher ist auch die Bestimmung der optischen Eigenschaften keine geometrisch-optische Brennweitenbestimmung, wenn auch etwas Analoges am Auge exakt gemessen wird. Aus dem gleichen Grunde ist streng genommen die Bestimmung der technischen Daten des Korrektionsglases zu unterscheiden von der Verordnung des Glases, das in der Brille als Sehhilfe getragen werden soll. Es ist durchaus möglich, daß die geometrisch-optischen Daten aus biologisch-optischen Erwägungen heraus abgeändert werden müssen, wenn die Brille vertragen werden soll.

In der A. wird die *Refraktion des Auges* bestimmt. Darunter versteht man das Verhältnis des Brechwertes der optischen Elemente des Auges — der Hornhaut, des Kammerwassers und der Augenlinse — zur Augapfellänge. Dieses Verhältnis wird als Kehrwert der in Metern gemessenen Entfernung vom Auge bis zu seinem Fernpunkt (Fernpunktrefraktion) oder auch bis zu seinem Nahpunkt (Nahpunktrefraktion) in Dioptrien angegeben. Unter *Fernpunkt* des Auges wird der Punkt verstanden, der als der vom Auge am weitesten entfernt gelegene Punkt ermittelt wird, in dem ein Objekt gerade noch scharf erkannt werden kann. Im entsprechenden Sinne ist der *Nahpunkt* des Auges der Punkt, der als der dem Auge am nächsten gelegene Punkt ermittelt wird, in dem ein Objekt gerade noch scharf gesehen wird. Bei Einstellung auf seinen Fernpunkt hat die Augenlinse ihre flachste Form, bei Einstellung auf den Nahpunkt ihre am stärksten gewölbte Form.

Man unterscheidet dabei noch nach dem Ausgangspunkt dieser Entfernungsmessung am Auge. Ist der Ausgangspunkt der vordere Augenhauptpunkt, so erhält man die axiale Refraktion oder Hauptpunktrefraktion. Da der Hauptpunkt einer Messung nicht zugänglich ist, wird zweckmäßigerweise an seiner Stelle der vordere Hornhautscheitel als Ausgangspunkt der Messung angenommen; man erhält hierbei die Scheitelrefraktion. Es ist mitunter auch üblich, den vorderen Brennpunkt des optischen Systems des Auges als Ausgangspunkt der Messung anzunehmen, weil ungefähr an dieser Stelle das korrigierende Brillenglas zu sitzen kommt; dies ergibt dann die Brennpunktrefraktion.

Zur objektiven Bestimmung der Refraktion dient das *Refraktometer* (*Augenrefraktometer*), ein optisches Instrument, bei dem in einem Strahlengang eine Testfigur auf die Netzhaut des Auges abgebildet wird; in einem zweiten Strahlengang wird dieses Bild auf der Netzhaut beobachtet und durch Verschieben einer Optik im Instrument scharf gestellt. Meist handelt es sich im Instrument nur um einen zweckmäßigerweise geteilten Strahlengang. Die Verschiebung der Optik zur Scharfstellung des Netzhautbildes geschieht entsprechend der Refraktion des geprüften Auges; sie kann abgelesen werden und liefert die gesuchte Refraktion. Voraussetzung ist, daß der Prüfling sein Auge auch auf den Fernpunkt einstellt. Man muß deshalb das Testbild aus einer Lage jenseits des Fernpunktes dem Auge nähern und die Verschiebung sofort beenden, sobald zum ersten Male eine Scharfeinstellung gesehen wird. Geschieht dies nicht, so wird der Prüfling bei weiterer Verschiebung mit seiner Akkomodation der Instrumenteneinstellung folgen und von sich aus das Bild scharf stellen.

Eine andere Methode der objektiven Refraktionsbestimmung ist der *Scheinersche Versuch* (Abb. 1). Dicht vor dem Auge wird eine Blende



1 Scheinerscher Versuch: *a* Einstellung des Auges mit entsprechender Akkommodation, *b* Einstellung des Auges mit nicht entsprechender Akkomodation. *O* Objekt, *O'* Bild, O'_1 und O'_2 Doppelbild von *O* auf der Netzhaut

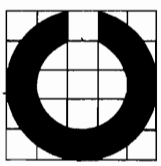
mit zwei kleinen Löchern befestigt. Der gegenseitige Abstand der Löcher muß kleiner sein als der Durchmesser der Augenpupille. Befindet sich ein Testobjekt nicht im Fernpunkt des Auges, so wird der Prüfling bei einer Einstellung seines Auges auf seinen Fernpunkt vom Testobjekt Doppelbilder sehen, da die Abbildung des Testobjektes im Auge je nach seiner Stellung zum Fernpunkt des Auges vor oder hinter der Netzhaut erfolgt und auf der Netzhaut durch die Strahlenteilung der Scheiner-Blende zwei Zerstreuungsscheibchen entstehen. Da die beiden getrennten Strahlenbündel einen sehr kleinen Durchmesser besitzen, werden auch die Zerstreuungsfiguren auf der Netzhaut hinreichend scharf sein, so daß das Testobjekt als Doppelbild entweder gekreuzt oder ungekreuzt (Abbildung vor oder hinter der Netzhaut) wahrgenommen wird. Versieht man die beiden Löcher noch mit unterschiedlichen Farbfiltern, so kann man aus den Angaben des Prüflings über die Lage der beiden farbigen Bilder zueinander erfahren, in welcher Richtung die für eine einfache Abbildung auf der Netzhaut erforderliche Verschiebung des Testobjektes in den Fernpunkt des Auges vorzunehmen ist.

Eine in der Ophthalmologie sehr gebräuchliche Methode der objektiven Refraktionsbestimmung des Auges ist die *Skiaskopie* oder *Schattenprobe*. Mit einem zentral perforierten Spiegel wird Licht in die Pupille des Untersuch-

ten geworfen, die dabei aufleuchtet. Läßt man durch eine Spiegeldrehung das Licht über das Auge hinweggleiten, so sieht man der Refraktion entsprechend innerhalb der Pupille die Bewegung eines Schattens entgegengesetzt der Spiegeldrehung oder im gleichen Sinne mit ihr zum Rande wandern. Der Untersucher beobachtet den Lichtreflex durch die Spiegelöffnung. Aus der Bewegungsrichtung und der Beobachtungsentfernung kann auf die Refraktion geschlossen werden. Die subjektive Bestimmung der Refraktion benutzt als Parameter die Sehschärfe des Auges. Die *Sehschärfe* ist der Schwellenwert einer Grundfunktion des Auges, die darin besteht, angeblickte Objekte so scharf zu sehen, daß Einzelheiten aufgelöst und erkannt werden können. Mit der Bezeichnung Grundfunktion ist gesagt, daß es sich um einen Vorgang der Wahrnehmung handelt und daß die Sehschärfe nicht dem Auflösungsvermögen eines physikalischen Instrumentes gleichzusetzen ist. Es handelt sich bei der Sehschärfe um einen nicht klar zu definierenden Begriff, da diese Grundfunktion von vielen Faktoren physikalisch-optischer, physiologisch-optischer und wahrnehmungs-optischer Natur abhängt, die sowohl am Sehorgan als auch im betrachteten Objekt ihre Ursache haben können. In letzterem Fall erhält man dabei sich erheblich unterscheidende Meßwerte (Schwellenwerte).

Die Sehschärfe wird angegeben als der Grenzwert des Kehrwertes eines Winkels in Minuten, unter dem das Objekt oder Details des Objektes gerade noch scharf gesehen werden. Dieser Grenzwert ist verschieden, je nachdem, ob nur ein Punkt oder eine Linie als solche erkannt werden sollen (*Minimum perceptibile*), ob der Abstand zweier Punkte oder Linien gesehen werden soll oder die Lücke eines Landolt-Ringes (s. u.), ein Buchstabe oder eine Zahl (*Minimum separabile*), die Differenz zwischen zwei in gleicher Richtung verlaufenden und sich ungefähr fortsetzenden Strichen wie beim Maßstab an der Nullmarke oder beim Nonius (Noniensehschärfe) oder ob der Text eines Buches gelesen werden soll (*Minimum legibile*); beim Text spielt sogar der Inhalt des Textes eine Rolle.

Sehr stark geht bei der Sehschärfemessung die Formempfindlichkeit des Sehorgans ein, wenn nicht entsprechende Sehzeichen verwendet werden. So werden Buchstaben und Zahlen eher erkannt als die Lücke eines Landolt-Ringes, wobei die Erkennbarkeit verschiedener Buchstaben oder Zahlen auch unterschiedlich ist. Man bevorzugt deshalb für wissenschaftliche Messungen den *Landolt-Ring* (Abb. 2). Es ist dies ein Ring mit einer Lücke, der gedreht werden kann, so daß die Lücke verschiedene Lagen zum Mittelpunkt des Ringes einnimmt; der Prüfling muß die jeweilige Lage der Lücke angeben. Die Lücke hat parallele Seitenbegrenzung; ihre Breite ist gleich der Strichstärke des Landolt-Ringes und gleich $^1/_5$ seines Außendurchmessers. Der Kehrwert des Winkels, unter dem die Lücke gerade noch gesehen wird, ist der Meßwert. Man legt zugrunde, daß der Formsinn des Auges bei der Verwendung eines Landolt-Ringes am wenigsten in Anspruch genommen wird oder zumindest während der Messung mit verschiedenen Öffnungslagen jeweils im gleichen Maße in Anspruch genommen wird, doch zeigt sich auch hier, daß bei manchen Versuchspersonen eine Bevorzugung bestimmter Öffnungslagen besteht.



2 Landolt-Ring

Die Sehschärfe hängt weiterhin ab von der Leuchtdichte, vom Kontrast, von der Entfernung der Sehprobe, von der Netzhautstelle, auf der die Sehprobe abgebildet wird, vom Alter und von der Aufmerksamkeit des Prüflings. Im allgemeinen wird bei der Trennfähigkeit, dem Wahrnehmen einer Lücke, eine Sehschärfe von 1 bis 1,25 als normal angenommen, d. h., es muß die Lücke erkannt werden, wenn ihre Breite unter einem Winkel von 1′ bis 45″ gesehen wird (angulare Sehschärfe).

Für Routineuntersuchungen werden die Sehproben wie Landolt-Ringe, Buchstaben, Zahlen u. dgl. in abgestuften Größen auf Tafeln oder mit Hilfe eines Projektors dargeboten. Das letztere ist wegen der Konstanthaltung der Darbietungsbedingungen am besten.

Sehschärfebestimmungen und Refraktionsbestimmungen mittels der Sehschärfe müssen im hellen Raum durchgeführt werden, da sich durch eine Abdunkelung des Raumes die Refraktion des Auges ändert.

Befindet sich der Fernpunkt des Auges im Unendlichen, d. h., wird ein unendlich fernes Objekt — praktisch ein über 5 m entferntes Objekt — mit flachster Linsenform der Augenlinse scharf gesehen, dann wird dieser Refraktionszustand als *Normalsichtigkeit*, *Rechtsichtigkeit* oder *Emmetropie* bezeichnet. Die Brechkraft der optischen Elemente des Auges bei dieser Linsenform entspricht der Augapfellänge; parallel einfallende Strahlen werden auf der Netzhaut zu einem Bilde vereinigt.

Ist die Brechkraft des abbildenden Systems im Verhältnis zur Augapfellänge zu hoch, so bezeichnet man dies als *Kurzsichtigkeit* oder *Myopie*. Parallel einfallende Strahlen werden vor der Netzhaut zu einem Bild vereinigt; auf der Netzhaut kann ein Bild erst entstehen, wenn das Objekt entsprechend an das Auge herangerückt wird. Das kurzsichtige Auge kann von sich aus diesen Augenfehler nicht korrigieren; der Kurzsichtige benötigt ein zerstreuendes Korrektionsglas, das so zu bemessen ist, daß sein Brennpunkt im Fernpunkt des Auges liegt.

Ist die Brechkraft des abbildenden Systems des Auges bei flachster Linsenform zu gering im Verhältnis zur Augapfellänge, so bezeichnet man dies als *Hyperopie* oder *Übersichtigkeit* (aber nicht als Weitsichtigkeit, d. i. Alterssichtigkeit). Parallel einfallende Strahlen werden hinter der Netzhaut zu einem Bilde vereinigt. Der Übersichtige ist in der Lage, seinen Augenfehler ganz oder zum Teil durch Akkommodation auszugleichen, d. h. durch stärkere Linsenwölbung die zu geringe Brechkraft zu unterstützen. Dafür fehlt ihm aber dieser Betrag der Akkommodation beim Nahesehen.

Ständiger Ausgleich einer Übersichtigkeit ist nicht zu empfehlen, weil mit der Akkommodation der Augen auch die Konvergenz der Blicklinien einhergeht und dieses Verhältnis durch eine Ausgleichsakkommodation ohne entsprechende Konvergenz gestört wird und von sich aus zu Beschwerden führen kann. Die

Übersichtigkeit wird daher durch ein sammelndes Brillenglas korrigiert, das so bemessen sein muß, daß wiederum sein Brennpunkt im Fernpunkt des Auges liegt.

Wird durch das abbildende System des Auges ein punktförmiges Objekt nicht wieder als punktförmiges Bild abgebildet, so besteht ein *Astigmatismus* des Auges. Ein geringer Astigmatismus in einer bestimmten Richtung ist bei fast allen Menschen vorhanden und gilt als physiologisch. Beim Astigmatismus wird mit einem torischen Glas (s. u.) korrigiert.

Kurzsichtigkeit, Übersichtigkeit und Astigmatismus werden zusammenfassend als *Fehlsichtigkeit* oder *Ametropie* bezeichnet. Eine Fehlsichtigkeit liegt vor, wenn der Fernpunkt des Auges nicht im Unendlichen liegt. Eine Fehlsichtigkeit ist die Folge eines Refraktionsfehlers. Für ein optimales Sehen wird vorausgesetzt, daß beide Augen gleiche Sehleistung besitzen. Zu den Augenfehlern, die hiervon abweichen, rechnen die *Ungleichsichtigkeit* oder *Anisometropie*, d. i. die verschiedene Brechkraft beider Augen, und die *Aniseikonie*, ein Augenfehler, bei dem die Bildgrößen beider Netzhautbilder unterschiedlich sind, was nicht vertragen wird. Ein weiterer Augenfehler beim beidäugigen Sehen ist eine unzureichende Korrelation zwischen der Entfernungseinstellung des Einzelauges, seiner → Akkommodation, und der Einstellung der Blicklinien beider Augen auf das betrachtete Objekt, der Konvergenz der Blicklinien. Tritt dieser Augenfehler offensichtlich in Erscheinung, so spricht man von einem manifesten Schielen (*Strabismus*); in dieser Form ist der Fehler als pathologisch anzusehen. Bei den meisten Menschen ist dieser Fehler jedoch nicht offensichtlich, sondern wird durch einen physiologischen Ausgleich behoben, der die Verschmelzung der mit beiden Augen wahrgenommenen Sehbilder herbeiführt (fusionale Konvergenz). Man spricht daher in solchem Falle von einem latenten Schielen (*Heterophorie*). Man bemerkt diesen Fehler, wenn man beim Fixieren eines Objektes das eine Auge durch eine Blende an der Fixation hindert; entsprechend dem Fehler stellt sich dann das Auge so ein, wie es der unzureichenden Korrelation zwischen Akkommodation und Konvergenz entspricht. Steht das Auge dabei nach außen, so spricht man von einer *Exophorie* (latentes Auswärtsschielen); steht es nach innen, spricht man von einer *Esophorie* (latentes Einwärtsschielen). Auch Abweichungen in der Höhenstellung können vorkommen; sie werden als *Hyperphorie* des höherstehenden Auges, also rechts oder links, bezeichnet. Eine exakte Korrelation zwischen Akkommodation und Konvergenz, die beim Abdecken des einen Auges keine Abweichung des abgedeckten Auges zeigt, ist selten; sie wird als *Orthophorie* bezeichnet.

Der Ausgleich der Heterophorie ist im allgemeinen ohne Schwierigkeit möglich. Mitunter bereitet er jedoch Beschwerden, die sich in ihrer Form als nicht zusammenhängend mit dem Sehvorgang äußern. Sie werden deshalb von dem Betreffenden auch nicht in diesen Zusammenhang gebracht und nicht als Fehler des Sehens erkannt werden (Kopfschmerzen, Übelkeit). Mit zunehmender Allgemeinbelastung des Menschen und fehlender Kondition, durch ungesunde Lebensweise und unphysiologische Arbeitsbedingungen (schlechtes Licht) wird der Ausgleich immer höhere Anforderungen an den Menschen stellen, und es werden derartige Beschwerden immer häufiger zu Tage treten; es entsteht der Eindruck einer Modekrankheit. Daher ist bereits schon heute bei jeder Augenprüfung auch eine Prüfung des beidäugigen Sehens zu fordern.

Eine Fehlsichtigkeit wird im allgemeinen durch ein optisches Hilfsmittel korrigiert; dieses Hilfsmittel wird als *Sehhilfe* bezeichnet. Man unterscheidet dabei zwei Gruppen. Die erste Gruppe umfaßt die *Brillengläser*, die in einer Fassung im Abstand von etwa 13 mm vom vorderen Hornhautscheitel getragen werden. Die zweite Gruppe umfaßt die *Kontaktlinsen*, die unmittelbar der Hornhaut aufliegen und durch die Tränenflüssigkeit am Auge gehalten werden. Zur Korrektion der Kurzsichtigkeit und Übersichtigkeit dienen achsensymmetrische, sphärische Gläser. Zum Ausgleich eines Astigmatismus verwendet man torische Gläser, die in zwei zueinander senkrechten Meridianen unterschiedliche Brechkraft besitzen.

Brillenglas und Auge bilden ein optisches System, das gegenüber geläufigen physikalisch-optischen Systemen Besonderheiten aufweist. So muß auf eine Korrektion von geometrisch-optischen Fehlern, die sonst in optischen Systemen durch geeignete Linsenkombinationen ausgeführt wird, im Interesse eines leichten Brillenglases verzichtet werden; auch läßt sie sich aus ästhetischen Erwägungen nicht ausführen. In diesem optischen System fallen außerdem die optischen Achsen bei der Benutzung fast niemals zusammen, sondern bilden miteinander einen sich ständig ändernden Winkel.

Das Brillenglas ist zum Kopf des Fehlsichtigen fest angeordnet, während sich das Auge hinter dem Glas ständig bewegt und das Glas daher meist in schräger Richtung zu seiner optischen Achse benutzt. Der optische Fehler des Astigmatismus schiefer Bündel spielt somit hier eine besondere Rolle. Er wird durch eine Durchbiegung des Glases zur Meniskenform zum Teil oder ganz behoben, dadurch wird eine mehr oder minder punktuelle Abbildung auf der Netzhaut erreicht.

Die Wirkung der Brillengläser wird als *Scheitelbrechwert*, d. i. der Kehrwert der augenseitigen Schnittweite, angegeben, da Brillengläser im praktischen Gebrauch beim Augenoptiker schnell auszumessen sein müssen, die Hauptpunkte aber andererseits dafür wegen ihrer unterschiedlichen Lage bei den verschiedenen Durchbiegungen nicht geeignet sind.

Zur Unterstützung der restlichen Akkommodation bei Alterssichtigkeit werden ebenfalls sphärische Gläser als Nahbrillengläser benutzt. Da diese dem Auge ein Nahsehen nur für einen bestimmten Bereich ermöglichen, können sie nicht gleichzeitig für die Ferne benutzt werden. Man muß also wahlweise gegebenenfalls zwei Brillen haben oder beide Möglichkeiten in einer Brille durch Gläser mit zwei, mitunter drei Wirkungsbereichen vereinigen. Man bezeichnet

diese Gläser als Mehrstärkengläser und unterscheidet dabei zwischen Zweistärken- oder Bifokalgläsern und Dreistärken- oder Trifokalgläsern. Innerhalb eines jeden Wirkungsbereiches, also des Fernteils und des Nahteils (oder der Nahteile), muß das Auge durch die noch vorhandene Akkommodation die Scharfeinstellung vornehmen.

Die modernste Form eines Brillenglases für Alterssichtige ist das Glas mit sich stetig ändernder Wirkung. Bei diesem ändert sich die Wirkung vom Fernteil zum Nahteil kontinuierlich. Aus geometrisch-optischen Gründen besitzt ein derartiges Glas einen eigenen Astigmatismus unterschiedlicher Stärke in seinen verschiedenen Bereichen, der aber vom Auge im allgemeinen vertragen wird, weil ihm die physiologisch richtige Unterstützung seiner Restakkommodation durch dieses Glas mehr Vorteile liefert, als ihm durch den Astigmatismus an Nachteilen entstehen. Nach den bisher vorliegenden Erfahrungen ist bei der Heterophorie die Anwendung einer Sehhilfe in Form eines Prismas zweckmäßiger als die Anwendung von orthoptischen Übungen zum Training des fusionalen Ausgleichs.

Ein Sonderfall der A. ist die Korrektion der *Aphakie* oder *Linsenlosigkeit* infolge einer Operation des grauen Stars, einer Linsentrübung im Alter. Die Korrektion erfolgt durch ein Star- oder Katralglas. Weitere Arbeitsgebiete der A. sind die Fertigung der Brille und die Anpassung der Sehhilfe. Bei der Brillenanpassung sind biologisch-optische, anatomische und ästhetische Gesichtspunkte in gleicher Weise zu berücksichtigen. Es gilt dabei der Grundsatz, daß der Brillenträger sowohl gut sieht als auch gut aussieht, denn die Scheu vor dem Tragen einer Brille verhindert noch in vielen Fällen die Erreichung der optimalen Sehleistung. Bei der Kontaktlinsenanpassung sind ebenfalls optische und anatomische Gesichtspunkte sowie insbesondere ihre Verträglichkeit zu berücksichtigen.

Augenrefraktometer, → Augenoptik.

Auger-Effekt, Effekt, bei dem die Anregungsenergie eines Atoms, Moleküls oder auch eines an einer Störstelle im Festkörper lokalisierten Elektrons nicht in Form eines Lichtquants abgegeben wird, sondern zur Abtrennung eines Elektrons aus dem Atom- bzw. Molekülverband, also zur Selbstionisation des Atoms oder Moleküls (→ Prädissoziation), bzw. zur Anregung eines Elektrons im Festkörper dient.

Auger-Prozesse stellen einen möglichen Mechanismus der → Desaktivierung dar. Bisweilen wird zur Kennzeichnung des A.-E.s die Bezeichnung *innerer Photoeffekt* gebraucht. Sie entspricht der im allgemeinen unrichtigen Vorstellung, daß die Energie des im Ausgangszustand angeregten Elektrons zunächst zur Erzeugung eines Lichtquants dient, das aber den Atom- bzw. Molekülverband gar nicht verläßt, sondern sofort wieder von einem anderen Elektron absorbiert wird. Tatsächlich ist diese Zwischenschaltung eines Lichtquants für den A.-E. unnötig. Nicht jedes in der *K*-, *L*- ... Schale ionisierte Atom sendet eine Linie der *K*-, *L*- ... Serie aus, wenn die Lücke des Übergangs eines Elektrons aus einer weiter außen liegenden Schale wieder aufgefüllt wird. Die Strahlungsausbeute (Fluoreszenzausbeute) ist kleiner als eins; sie ist von der Ordnungszahl abhängig und wächst mit zunehmender Ordnungszahl stark. Die strahlungslosen Übergänge sind also bei leichten Atomen wahrscheinlicher. Die bei einem strahlungslosen Übergang frei werdende Energie wird dazu verwendet, ein Elektron desselben Atoms aus einer weiter außen liegenden Schale durch einen „inneren Photoprozeß" abzuspalten. Diese Auger-Elektronen lassen sich im Sekundärelektronenspektrum nachweisen und sind, wie die charakteristischen Röntgenquanten, elementspezifisch. Auger-Elektronen werden durch die Aneinanderreihung von Buchstaben gekennzeichnet, denen man das Elementsymbol voranstellt, z. B. Mg-KL_2L_3. Der erste Buchstabe symbolisiert das ionisierte Niveau, der zweite bezieht sich auf das Ausgangsniveau des auf die innere Schale übergehenden Elektrons, und der dritte bezeichnet das Ausgangsniveau des Auger-Elektrons.

Auger-Elektronenspektroskopie, eine moderne Methode zur Untersuchung der obersten zwei bis drei Atomlagen einer Festkörperoberfläche. Diese Methode basiert auf der meßtechnischen Ausnutzung des → Auger-Effektes. Die Energie der Auger-Elektronen entspricht bestimmten Elektronenübergängen, sie kennzeichnet also in erster Linie die Atomart (qualitative Analyse). Andererseits macht sich der Einfluß der chemischen Bindung in einer Verschiebung der Auger-Elektronen-Peaks bemerkbar. Die Breite der Auger-Elektronen-Peaks steht mit der Bandbreite des Niveaus und der chemischen Bindung in Zusammenhang. Über die Zahl der Auger-Elektronen (also der Fläche unter den Auger-Elektronen-Peaks) läßt sich eine quantitative Analyse führen.

Die geringe Tiefe, aus der die Auger-Elektronen austreten, ermöglicht die Analyse dünnster Oberflächenschichten. Es lassen sich einige einhundertstel Atombelegungen eines Elements auf einer kompakten Probe nachweisen. Die A.-E. ist somit eine sehr leistungsfähige Methode, um z. B. Oberflächenausscheidungen und Diffusionsgradienten sehr niedriger Fremdstoffkonzentration sowie Adsorptionsschichten zu messen. Auger-Spektren werden als zweite oder dritte Ableitung der Energieverteilungskurve der Sekundärelektronen aufgenommen. Da Auger-Elektronen in der Regel nur einen sehr kleinen Teil der gesamten Sekundärelektronenemission darstellen, ist für die Aufnahme der Auger-Spektren eine komplizierte Elektronik (Dreigitteroptik) erforderlich. Auger-Spektrometer werden häufig als kombinierte LEED-RHEED-Auger-Systeme hergestellt. Die Kombination dieser 3 Oberflächenuntersuchungstechniken an einem Vakuumsystem ist sehr günstig bei Forschungsarbeiten im Bereich der Festkörperphysik, der Katalyse, Oxydation, Korrosion u. a. Eine Verbesserung der kombinierten Oberflächenuntersuchungsmethoden wurde in neuerer Zeit durch Hinzunahme der → Ellipsometrie zu den genannten Methoden erreicht.

Aureole, → Kranz.

Aurora, → Polarlicht.

Auroraoval, → Polarlicht.

Ausbauchungsfaktor, η, Verhältnis der maxima-

len magnetischen Energiedichte $(BH)_{max}$ zum Produkt aus Remanenz B_r und Koerzitivfeldstärke H_c. Der A. berücksichtigt die Tatsache, daß die Entmagnetisierungskurve bei gleicher Remanenz und Koerzitivfeldstärke unterschiedliche Form haben kann. Er hat bei geradliniger Verbindung zwischen Remanenz und Koerzitivfeldstärke den Minimalwert 0,25 und nähert sich dem Wert 1, je mehr die Entmagnetisierungskurve der Rechteckform nahekommt.

Ausblasen, → Grenzschichtbeeinflussung.

Ausbrand, svw. Abbrand.

Ausbreitungsfunktion, *Propagator*, in der Feldtheorie eine die raum-zeitliche Fortpflanzung von Wirkungen, die Ausbreitung lokaler Erregungen von Wellenfeldern, charakterisierende Funktion, die über die Differentialgleichung des entsprechenden Feldes definiert wird. Die A. ist eine spezielle → Greensche Funktion.

In der Quantenfeldtheorie wird die A. auch als *Zweipunktfunktion, Kontraktion, kausaler* oder *Feynmanscher Propagator* bezeichnet (→ Quantenelektrodynamik) und ist definiert als Vakuumerwartungswert des zeitgeordneten Produktes zweier an verschiedenen Punkten genommener Feldoperatoren. Im Fall eines Klein-Gordon-Feldes, d. h. eines skalaren, neutralen hermiteschen Feldes (→ Klein-Gordon-Gleichung), ist die A. somit definiert als $\Delta_F(x_1 - x_2) = \langle 0 \,|T[\hat{\varphi}(x_1)\,\hat{\varphi}(x_2)]|\, 0\rangle$, wobei $\hat{\varphi}$ der Feldoperator, $|0\rangle$ der Vakuumzustand des zugehörigen Hilbert-Raumes und $T[\cdots]$ das zeitgeordnete Produkt ist; sie genügt der Gleichung $(\Box + \varkappa^2)\Delta_F(x) = -\mathrm{i}\,\delta(x)$, wobei $\Box + \varkappa^2$ der Klein-Gordon-Operator und $\delta(x)$ die vierdimensionale Deltafunktion ist. Da die Feldgleichungen $\hat{\Lambda}_{\alpha\beta}\psi_\beta(x) = 0$ beliebiger relativistischer Felder mit dem Wellenoperator $\hat{\Lambda}$ der Gleichung $\hat{\Lambda}_{\alpha\beta}\,\mathrm{d}_{\beta\gamma} = (\Box + \varkappa^2)$ genügen (→ Quantenfeldtheorie), entsteht die A. S_F dieser Felder durch Anwendung des Differentialoperators d auf Δ_F: $S_{\alpha\beta,\,F}(x) = \mathrm{d}_{\alpha\beta}\,\Delta_F(x)$, so daß $\hat{\Lambda}_{\alpha\beta}S_{\beta\gamma,\,F}(x) = -\mathrm{i}\delta(x)\,\delta_{\alpha\gamma}$ folgt.

In Verallgemeinerung der Zweipunktfunktion bezeichnet man die Vakuumerwartungswerte von n zeitgeordneten Feldoperatoren $\langle 0 \,|T[\hat{\varphi}(x_1)\cdots\hat{\varphi}(x_n)]|\, 0\rangle$ als *n-Punktfunktion* oder allgemein als *Mehrpunktfunktion*.

Ausbreitungskonstante, → elektromagnetische Wellen.

Ausbreitungskugel, → Ewaldsche Ausbreitungskugel.

Ausbreitungsvektor, → Brillouin-Zone.

Ausdehnung, → Wärmeausdehnung.

Ausfällen, → Löslichkeitsprodukt.

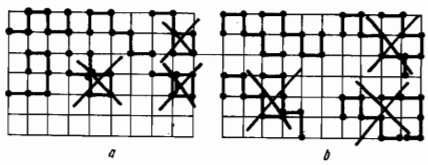
Ausfluß, svw. Ausströmen.

Ausflußziffer, das Verhältnis der tatsächlich aus einer Mündung in der Sekunde austretenden Masse einer Flüssigkeit oder eines Gases zu der theoretisch möglichen Masse, die bei reibungsfreier Strömung und fehlender Strahlkontraktion vorhanden wäre. Die A. $\mu = \alpha \cdot \varphi$ ist das Produkt von Kontraktionsziffer α und Geschwindigkeitsziffer φ.

Bei scharfkantigen Öffnungen ist α die entscheidende Größe. Für Flüssigkeitsströmungen ist die A. abhängig von $\mathrm{We} \cdot \sqrt{\mathrm{Re}}(1 + d/H)$; dabei bedeuten $\mathrm{We} = 2\varrho \cdot g \cdot H \cdot d/C$ die → Weberzahl und $\mathrm{Re} = c_2 \cdot d/\nu$ die → Reynoldszahl; ϱ die Dichte, C die Kapillarkonstante und ν die kinematische Zähigkeit der Flüssigkeit, g die Schwerebeschleunigung, H die Höhe des Flüssigkeitsspiegels über der Austrittsöffnung mit dem Durchmesser d, c_2 die Austrittsgeschwindigkeit.

Ausgangsgröße, → Meßgröße.

ausgeschlossenes Volumen, [engl. excluded volume], bei Hochpolymeren die Erscheinung, daß die Segmente eines Makromoleküls Segmente des gleichen Makromoleküls (*intramolekulares a. V.*) oder anderer Makromoleküle (*intermolekulares a. V.*) aus dem von ihnen selbst besetzten Volumen und in gewissem Umfang auch aus dessen Umgebung ausschließen. Dies



Schematische Veranschaulichung des intramolekularen (*a*) und des intermolekularen (*b*) ausgeschlossenen Volumens an sechsgliedrigen Ketten in einem zweidimensionalen quadratischen Gitter. Die durchkreuzten Anordnungen entsprechen solchen, in denen der gleiche Gitterplatz von verschiedenen Segmenten eingenommen würde und die daher ausgeschlossen sind

führt dazu, daß die Abmessungen eines makromolekularen Knäuels größer sind als die aus einer reinen Irrflugstatistik berechneten bzw. als die ungestörten Dimensionen und daß die (paarweise) Wechselwirkung zwischen gelösten Makromolekülen verstärkt wird; dies wiederum führt zu verstärkten Abweichungen vom Verhalten idealer Lösungen (Auftreten eines 2. osmotischen Virialkoeffizienten $A_2 = V_{\mathrm{ausg.}}/M^2$, wobei M das Molekulargewicht ist), zur Erhöhung der Viskosität o. ä. Für amorphe polymere Festkörper kann angenommen werden, daß in ihnen kein a. V. auftritt; in ihnen haben die Ketten ungestörte Dimensionen.

Ausgleichspendel, → Pendel.

Ausgleichsrechnung, Verfahren zur Berechnung von Näherungswerten und Fehlern für gewisse, aus Messungen zu bestimmende Größen. Die Grundlage für die A. ist die *Methode der kleinsten Quadrate*. Soll nach ihr ein Näherungswert für die aus n Messungen mit den Meßwerten A_i zu ermittelnde Größe a angegeben werden, dann muß $\sum_{i=1}^{n} p_i(a^{\mathrm{W}} - A_i)^2$ ein Minimum annehmen; dabei sind die p_i die *Gewichtsfaktoren* der Messungen, a^{W} ist der *wahrscheinlichste Wert zur Größe a*, der sich aus der Minimumsbedingung zu $a^{\mathrm{W}} = \sum_{i=1}^{n} p_i A_i \Big/ \left(\sum_{i=1}^{n} p_i\right)$ ergibt. Für den *mittleren quadratischen Fehler* folgt $m = \sqrt{\overline{x^2}} = \sqrt{\dfrac{\sum_{i=1}^{n} p_i(a^{\mathrm{W}} - A_i)^2}{n-1}}$.

Ausheilung, 1) A. von atomaren Fehlstellen, → Eigenfehlstellen. 2) A. von Versetzungen, → Versetzung.

auslaufende Wellen, → retardierte Potentiale.

Auslenkung, → Schwingung.

Ausleuchtung, die Erhöhung der Intensität der Lumineszenz bzw. der Stärke des Photostroms bei der Photoleitung in Halbleitern durch zusätzliche Lichteinstrahlung in bestimmten Wellenlängenbereichen (meist im Infraroten). Durch Absorption des zusätzlich eingestrahlten Lichtes werden im Falle eines n-Halbleiters Elektronen, die in Haftstellen eingefangen waren, wieder in das Leitungsband angeregt, wo sie zur Photoleitung beitragen bzw. anschließend mit Löchern strahlend rekombinieren und so zur Lumineszenz beitragen. Die A. kann insbesondere nach Abschalten der Anregung beim Abklingen von Photoleitung bzw. Lumineszenz beobachtet werden.

Auslöschungsregeln, in der Kristallographie Regeln, die angeben, für welche → Braggschen Indizes (*hkl*) die Reflexe systematisch verschwinden. Die A. hängen vom Bravais-Gitter und von den Symmetrieelementen der Raumgruppe des Kristalls ab.

Allgemeine A., d. h. A., die Reflexe (*hkl*) betreffen, kommen dadurch zustande, daß die Struktur auf Basisvektoren bezogen wird, die eine mehrfach primitive → Elementarzelle aufspannen.

Zonale A., z. B. der Reflexe (*hk*0), beziehen sich auf Netzebenenscharen einer Zone. Sie ergeben sich, wenn zwei Basisvektoren, z. B. $\vec{a}$ und $\vec{b}$, eine Elementarmasche aufspannen, die für die Projektion in Richtung des dritten Basisvektors mehrfach primitiv ist. Entsprechend ergeben sich *seriale A.*, z. B. der Reflexe (00*l*), wenn die Normalprojektion auf eine Gerade, z. B. in Richtung des Vektors $\vec{c}$, eine kürzere Periode als die gesamte Struktur hat.

Auslösezählrohr, ein → Zählrohr.

Ausnutzungsfaktor, eine das Leistungsvermögen von → Kernkraftwerken charakterisierende, wichtige Größe. Der A. ist definiert als Quotient aus der während einer Zeitspanne abgegebenen elektrischen Arbeit zu der während derselben Zeitdauer maximal abgebbaren Arbeit, welche durch den leistungsschwächsten Anlagenteil, z. B. Turbine oder Reaktor des Kernkraftwerkes, begrenzt ist. Der so definierte A. ist nicht zu verwechseln mit dem Faktor der thermischen Ausnutzung f in der → Vierfaktorenformel.

Auspuffmaschine, eine → Dampfmaschine.

Auspumpgeschwindigkeit, die Druckerniedrigung in einem Vakuumbehälter in der Zeiteinheit.

Auspumpzeit, die für eine gegebene Druckerniedrigung in einem Vakuumsystem erforderliche Zeit.

Aussagenkalkül der Quantentheorie, der von der speziellen Dynamik der Quantensysteme unabhängige, den Eigenschaften dieser Systeme und ihren Verknüpfungen isomorphe mathematische Kalkül. Versteht man unter den quantenmechanischen Aussagen die durch Ja-Nein-Experiment bestimmbaren → Eigenschaften, d. s. physikalische Größen, die nur der Eigenwerte 1 (ja) und 0 (nein) fähig und deshalb durch Projektionsoperatoren darzustellen sind, dann bildet die Menge aller quantenmechanischen Aussagen einen → Verband L, der durch die Menge der Teilräume des dem physikalischen System zugeordneten Hilbert-Raums $\mathfrak{H}$ realisiert werden kann: Jeder Aussage A_E wird ein Projektionsoperator $\hat{P}_E$ auf den Teilraum $\mathfrak{E} \subseteq \mathfrak{H}$ zugeordnet; der Verneinung von A_E, bezeichnet als A'_E, entspricht $\hat{I} - \hat{P}_E$ bzw. $\mathfrak{H} - \mathfrak{E}$; der verbandstheoretischen Implikation „aus A_E folgt A_F", bezeichnet als $A_E \subseteq A_F$, entspricht $\hat{P}_E \subseteq \hat{P}_F$ bzw. $\mathfrak{E} \subseteq \mathfrak{F}$ (im Sinne des mengentheoretischen Enthaltenseins); der Aussage „A_E und A_F", bezeichnet als $A_E \cap A_F$, entspricht $\hat{P}_E \cdot \hat{P}_F$ bzw. $\mathfrak{E} \cap \mathfrak{F}$ (im Sinne des mengentheoretischen Durchschnitts); der Aussage „A_E oder A_F", bezeichnet als $A_E \cup A_F$, entspricht $\hat{P}_E + \hat{P}_F$ bzw. $\mathfrak{E} \cup \mathfrak{F}$ (im Sinne der mengentheoretischen Vereinigung).

Der einem beliebigen, nicht notwendig quantenmechanischen System auf diese Weise zugeordnete Verband L hat folgende Eigenschaften: Seien $a, b, c \cdots$ die Elemente von L (oben mit A_E, A_F usw. bezeichnet), so gilt

I) 1) $a \subseteq a$ für alle $a \in L$,

2) $a \subseteq b$ und $b \subseteq a$ impliziert $a = b$ (Definition der Gleichheit)

3) $a \subseteq b$ und $b \subseteq c$ impliziert $a \subseteq c$

II) Ist I eine Indexmenge und $a_i (i \in I)$ eine Teilmenge von L, d. h. $a_i \in L$, dann existiert die Aussage $a = \bigcap_{i \in I} a_i$, die größte untere Schranke, so daß $x \subseteq a_i$ für alle $i \in I$ äquivalent ist zu $x \subseteq a$. Speziell existiert eine Aussage $\emptyset \in L$ mit $\emptyset \subseteq a$ für alle $a \in L$; dies ist die durch $\emptyset = \bigcap_{a \in L} a$ gegebene stets falsche, die absurde Aussage, der der Nullvektor des Hilbert-Raums entspricht.

III) Zu jeder Aussage $a \in L$ gibt es eine Aussage $a' \in L$ mit

1) $(a')' = a$

2) $a' \cap a = \emptyset$

3) $a \subseteq b$ ist äquivalent zu $b' \subseteq a'$

Ferner existiert für $a_i \in L$, $i \in I$ eine kleinste obere Schranke $\tilde{a} = \bigcup_{i \in I} a_i = (\bigcap_{i \in I} a'_i)'$, so daß $a_i \subseteq x$ für alle $x \in L$ zu $\tilde{a} \subseteq x$ äquivalent ist; speziell ist $I = \bigcup_{a \in L} a$ die stets wahre, triviale Aussage mit $a \cup a' = I$ für alle $a \in L$.

Ein Verband, der die Axiome I, II und III erfüllt, wird vollständig — wegen der Existenz der oberen und unteren Schranke zu jeder Teilmenge von L — und orthokomplementär — wegen der Existenz des Komplements a' zu jedem a in L mit $a \cup a' = I$ — genannt. Der dem klassischen System zugeordnete Verband $L_{kl.}$ genügt ferner dem Distributivgesetz

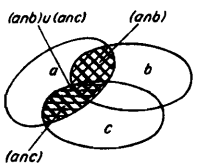
(D) Für $a, b, c \in L_{kl.}$ gilt

1) $a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c)$

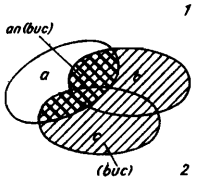
2) $a \cup (b \cap c) = (a \cup b) \cap (a \cup c)$

Die Distributivität wird durch Abb. 1 bzw. 2, wo der rechten bzw. linken Seite von Gleichung 1 jeweils die fett schraffierte Fläche entspricht, und durch Abb. 3 bzw. 4, wo der rechten bzw. linken Seite der Gleichung 2 jeweils die fett schraffierte Fläche entspricht, illustriert

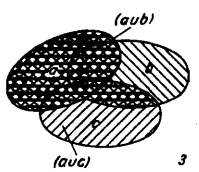
$L_{kl.}$ ist ferner atomisch (A_0), d. h., es existieren minimale Aussagen P mit $\emptyset \subset P$, so daß aus $x \subset P$ stets $x = \emptyset$ folgt. Derartige Verbände heißen Boolesche Verbände oder → Boolesche Algebra. In einem Booleschen Verband sind alle Aussagen *verträglich* oder *kommensurabel*, d. h., sie kommen dem System gleichzeitig zu. Verträgliche Aussagen werden durch $A_E \longleftrightarrow A_F$ charakterisiert, dem ent-



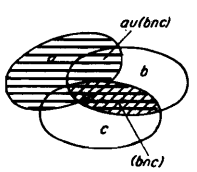
1



2



3



4

Aussagenkalkül der Quantentheorie

spricht $\hat{P}_E\hat{P}_F - \hat{P}_F\hat{P}_E = 0$, d. h., $\hat{P}_E$ und $\hat{P}_F$ sind vertauschbar. Dies trifft auf den quantenmechanischen Verband $L_{qu.}$ nicht zu. Hier ist im allgemeinen $\hat{P}_E\hat{P}_F - \hat{P}_F\hat{P}_E \neq 0$, d. h., A_E und A_F sind *nicht kommensurabel*. Verständlich wird dies, wenn man beachtet, daß die Negation der Aussage „A_E ist wahr" nicht notwendig durch „A_E ist wirklich" bzw. $\mathfrak{Y} - \mathfrak{E}$ erfolgen muß, sondern auch durch „A_E ist nicht wahr" gegeben werden kann. Dies trifft auf die komplementären Größen Ort (q) und Impuls (p) zu: Wenn q genau gemessen wird, kann p prinzipiell nicht bestimmt werden, d. h., es gilt weder $p \geqq p_0$ noch $p < p_0$, sondern p bleibt unbestimmt (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). An die Stelle der Axiome (D) und (A_0) tritt hier die schwache Modularität

(P) Aus $a \subseteq b$ folgt $a \longleftrightarrow b$.

Dies ergibt sich sofort aus den zugeordneten Projektionsoperatoren $\hat{P}$ und $\hat{Q}$, da $\hat{P} \leqq \hat{Q}$ zu $\hat{P}\hat{Q} = \hat{P}$ äquivalent ist und wegen $\hat{Q}\hat{P} = (\hat{P}\hat{Q})^* = \hat{P}^* = \hat{P} - \hat{P}\hat{Q}$ die Vertauschbarkeit von $\hat{P}$ und $\hat{Q}$ folgt. Gewöhnlich fordert man noch die Atomizität

(A) 1) Für jede von $\emptyset$ verschiedenen Aussage a gibt es eine minimale Aussage (Atom) $P \subseteq a$.
2) Ist Q ein Atom, dann folgt aus $a \subseteq x \subseteq a \cup Q$, daß entweder $x = a$ oder $x = a \cup Q$ ist.

Der A. d. Q. ist also ein vollständiger, orthokomplementärer, schwach modularer, atomistischer Verband $L_{qu.}$; er wird häufig auch als *Aussagenlogik* bezeichnet.

Aussagenlogik, → Aussagenkalkül der Quantentheorie.

Ausscheidung, eine Phasenumwandlung in einem mehrkomponentigen festen Körper mit begrenzter Mischbarkeit (→ Mischungslücke), bei der sich im Gitter eines übersättigten Mischkristalls durch Entmischung eine neue Phase bildet. Bei der A. entstehen in der homogenen Phase des Mischkristalls lokale Bereiche mit erhöhter Konzentration eines im Mischkristall gelösten Stoffes. Dadurch wird seine Konzentration im übrigen Mischkristall auf einen Wert unterhalb der Löslichkeitsgrenze verringert. Bei der *kohärenten A.* kommt die A. nur durch lokale Änderung der Konzentration ohne Änderung der Gitterstruktur zustande, bei der *inkohärenten A.* tritt im ausgeschiedenen Bereich eine neue Gitterstruktur auf.

Zur Untersuchung der Ausscheidungsvorgänge werden die Kristalle bei einer Temperatur getempert, bei der das System eine homogene feste Lösung bildet. Beim nachfolgenden Abschrecken wird die Löslichkeitsgrenze überschritten, und es entsteht ein übersättigter Mischkristall. Die A. beginnt an Keimen, die sich im Gitter spontan oder an Inhomogenitäten, z. B. Korngrenzen, bilden können. Der Ausscheidungsprozeß ist mit Diffusion verbunden, die durch eine beim Abschrecken eingefrorene Übersättigung an Leerstellen beschleunigt werden kann. Die Kinetik der isothermen A. wird im allgemeinen durch $\chi = 1 - \exp(-t/\tau)^n$ beschrieben. Hierbei bedeuten χ Verhältnis der Anzahl der noch in Lösung befindlichen Atome zur Anzahl am Beginn der A., τ eine Konstante, n eine Konstante zwischen 1 und 2,5 und t die Zeit.

Eine besondere Form der kohärenten A.en sind die *Guiner-Presten-Zonen*. Sie stellen scheibenförmige Anreicherungen einer Komponente dar und wurden zuerst röntgenographisch in Aluminium-Kupfer-Legierungen beobachtet.

Ausscheidungsanalyse, → Exkretionsanalyse.

Ausschließungsprinzip, svw. Pauli-Prinzip.

Außenbahn, im Bohr-Sommerfeldschen Atommodell die Bahn eines Leuchtelektrons, die ganz außerhalb des Atomrumpfes verläuft. Diese Bahnen entsprechen Zuständen des Leuchtelektrons, deren Hauptquantenzahlen n und Bahndrehimpulsquantenzahlen l groß sind.

Außenballistik, → Ballistik.

Außenelektron, sämtliche Elektronen der Atomhülle, die nicht zu abgeschlossenen Elektronenuntergruppen gehören. A.en sind z. B. die Leuchtelektronen der Alkalimetalle und das Valenzelektron des Kupferatoms.

Außenpolmaschine, → elektrische Maschine.

äußere Ballistik, → Ballistik.

äußere Konversion, grundlegender Effekt für eine Methode der γ-Spektrometrie, bei der mit magnetischen Spektrometern das Energiespektrum von Elektronen gemessen wird, die von den γ-Strahlen außerhalb des strahlenden Atoms durch Wechselwirkungsprozesse mit der umgebenden Materie erzeugt werden. Dabei treffen die γ-Strahlen auf eine Konverterfolie, in der sie Photo-, Compton- und Paarbildungselektronen erzeugen. Die Elektronen rühren unterhalb etwa 0,5 MeV γ-Energie hauptsächlich vom Photoeffekt her, bis etwa 5 MeV vom Compton-Effekt und darüber vom Paarbildungseffekt.

äußere Kraft, → Kraft.

äußere Linien, → Feynman-Diagramm, → Quantenelektrodynamik.

äußeres Produkt, → Vektor.

äußere Variable, svw. äußere → Parameter.

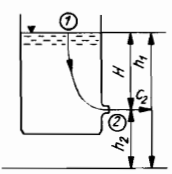
außergalaktischer Nebel, → Sternsystem.

außerordentlicher Strahl, der bei Doppelbrechung vom Snelliusschen Brechungsgesetz abweichende, linear polarisierte Lichtstrahl (→ Kristalloptik).

Ausströmdiagramm, → Ausströmen.

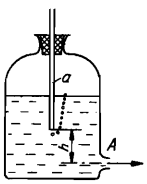
Ausströmen, *Ausfluß*, ein wichtiger Begriff der Strömungslehre.

1) *A. aus einem Gefäß unter Einfluß der Schwere.* Aus einem Gefäß strömt durch eine im Abstand H unter dem Flüssigkeitsspiegel befindliche Öffnung Wasser aus (Abb. 1). Der Öffnungsquerschnitt ist klein im Verhältnis zum Gefäßquerschnitt. Die vertikale Abmessung der Öffnung ist klein gegenüber H. Die Wasserteilchen an der Flüssigkeitsoberfläche ① und im Freistrahl bei ② stehen unter Atmosphärendruck p_b. Die Schwere der zwischen ① und ② befindlichen Luftsäule der Höhe H kann wegen ihres geringen Einflusses vernachlässigt werden. Die Ausströmgeschwindigkeit c_2 wird mit der → Bernoullischen Gleichung für stationäre inkompressible Strömung berechnet, die für die Punkte ① und ② einer Stromlinie angesetzt wird. Da der Flüssigkeitsspiegel wegen der vorliegenden geometrischen Verhältnisse



1 Ausströmen aus einem Gefäß

nur sehr langsam absinkt, ist die Absinkgeschwindigkeit des Flüssigkeitsspiegels c_1 vernachlässigbar klein. Wird der Wasserspiegel durch Zufluß auf konstanter Höhe gehalten, gilt exakt $c_1 = 0$. Wenn h_1 und h_2 die von einem beliebigen Nullniveau aus gemessenen Ortshöhen, ϱ die Dichte des Mediums und g die Schwerebeschleunigung bedeuten, so lautet die Bernoullische Gleichung $p_b/\varrho \cdot g + h_1 = c_2^2/2g + p_b/\varrho \cdot g + h_2$ bzw. $c^2/2g = h_1 - h_2 = H$, und es ergibt sich $c_2 = \sqrt{2gH}$ (1). Die Geschwindigkeit c_2 ist damit genau so groß, als wenn das ausfließende Wasserteilchen bzw. ein fester Körper mit der Anfangsgeschwindigkeit Null die Höhe H im luftleeren Raum frei durchfallen hätte. Die durch Gleichung (1) ausgedrückte Beziehung wird *Torricelli-Theorem* genannt. In reibungsbehafteter Strömung ist bei guter Abrundung der Ausflußöffnung die Ausflußgeschwindigkeit nur wenig kleiner, als die reibungsfreie Rechnung angibt (→ Geschwindigkeitsziffer). Bei scharfkantigen Öffnungen tritt durch → Strahlkontraktion eine starke Verminderung des Durchsatzes ein. Konstanten Druck, d. h. konstante Ausströmgeschwindigkeit, erreicht man selbst bei absinkendem Flüssigkeitsspiegel mit Hilfe der Mariotte-Flasche (Abb. 2), solange das Röhrchen a in die Flüssigkeit eintaucht. Durch das an beiden Enden offene Röhrchen a wird der im Abstand h über der Ausflußöffnung A liegenden Flüssigkeitsschicht der Atmosphärendruck aufgeprägt. Maßgebend für die Ausströmgeschwindigkeit ist dann nur die Höhe h.



2 Mariotte-Flasche



3 Ausströmen aus einem unter Überdruck stehenden Kessel

2) *A. aus einem Kessel unter Einfluß eines inneren Überdruckes bei vernachlässigbarer Dichteänderung des Gases.* In einem Kessel (Abb. 3) herrsche der Druck p_R, im Außenraum der Atmosphärendruck p_b. Wenn das Gefäß sehr groß ist, ändert sich p_R während des A.s praktisch nicht, und $c_1 \approx 0$. Damit lautet die Bernoullische Gleichung bei Vernachlässigung der Höhenglieder $p_R/\varrho \cdot g = c_2^2/2g + p_b/\varrho \cdot g$, also wird $c_2 = \sqrt{2(p_R - p_b)/\varrho}$. Diese Beziehung gilt entsprechend der Voraussetzung für $\varrho \approx$ konst., d. h. $(p_R - p_b)/p_R \ll 1$. Dann ist die Ausflußgeschwindigkeit klein gegen die Schallgeschwindigkeit. Die Bernoullische Gleichung kann angewandt werden, solange die → Machzahl Ma $\leqq 0{,}2$ ist.

3) *A. aus einem Kessel unter Einfluß eines inneren Überdruckes bei starker Dichteänderung des Gases.* Ist die Machzahl Ma $> 0{,}2$ bzw. die Druckdifferenz $p_R - p_b$ von der Größenordnung des Absolutdruckes p_R, dann muß die Kompressibilität des Gases berücksichtigt werden. Verläuft die Zustandsänderung des Gases beim A. isentrop, so erfolgt die Berechnung nach der Bernoullischen Gleichung für stationäre kompressible Strömung. Die Ausflußgeschwindigkeit c ergibt sich aus der Gleichung von St. Venant und Wantzel:

$$c = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{p_R}{\varrho_R} \left[1 - \left(\frac{p}{p_R}\right)^{(\varkappa-1)/\varkappa}\right]}.$$

Es bedeuten $\varkappa$ den Isentropenexponent, p_R den Ruhedruck und ϱ_R die Ruhedichte des Gases, p den Gegendruck im umgebenden Raum. Die maximale Geschwindigkeit tritt beim A. ins Vakuum, also für $p = 0$ auf:

$$c_{max} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p_R}{\varrho_R}} = \sqrt{\frac{2}{\varkappa - 1}} \cdot a_R,$$ wobei im zweiten Ausdruck die Ruheschallgeschwindigkeit $a_R = \sqrt{\varkappa \cdot p_R/\varrho_R}$ eingeführt wurde. Strömt ein Gas mit c_{max}, so ist die örtliche Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\varkappa \cdot g \cdot R \cdot T}$, wie aus der Beziehung $a^2 = a_R^2 - (\varkappa - 1)/2 \cdot c_{max}^2$ zu ersehen ist, gleich Null. Hierbei ist T die örtliche Temperatur. Eine Geschwindigkeitszunahme ist mit einer Druck- und Temperaturabnahme verbunden. Um Überschallgeschwindigkeiten beim A. zu erreichen, muß ein bestimmter Querschnittsverlauf des Stromfadens in Strömungsrichtung vorliegen. Dieser kann mit Hilfe der → Kontinuitätsgleichung $\dot{m} = \varrho \cdot c \cdot A$ = konst. abgeleitet werden. Durch logarithmische Differentiation der Kontinuitätsgleichung ergibt sich $d\varrho/\varrho + dc/c + dA/A = 0$. Daraus erhält man unter Verwendung der → Eulerschen Gleichung $c \cdot dc + dp/\varrho = 0$, in der das Höhenglied vernachlässigt ist, und der Beziehung $a^2 = dp/d\varrho$ die Gleichung $dA/A = (Ma^2 - 1) \cdot dc/c$. Sie zeigt, daß im Unterschallbereich, also für Ma < 1, die Geschwindigkeit zunimmt, wenn sich der Querschnitt in Strömungsrichtung verengt, und daß die Geschwindigkeit abnimmt, wenn sich der Querschnitt erweitert. Im Überschallbereich, also für Ma > 1, sind die Verhältnisse umgekehrt: Einer Querschnittserweiterung entspricht eine Geschwindigkeitszunahme und einer Querschnittsverengung eine Geschwindigkeitsabnahme. Für Ma $= 1$ muß $dA = 0$ sein. Aus dem Vorangehenden folgt, daß im Querschnittsminimum das Gas mit Schallgeschwindigkeit strömt. Zur Erzeugung von Überschallströmungen ist somit eine Lavaldüse (→ Düse) erforderlich, die einen engsten Querschnitt A^* besitzt. Die im engsten Querschnitt auftretende Schallgeschwindigkeit bezeichnet man als kritische Schallgeschwindigkeit

$$a^* = \sqrt{\frac{2}{\varkappa + 1}} \cdot a_R = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} \frac{p_R}{\varrho_R}}$$

$$a^* = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1}} g \cdot R \cdot T_R;$$ dabei bedeutet R die Gaskonstante.

Auch alle weiteren Zustandsgrößen im engsten Querschnitt nennt man kritische Werte und versieht sie mit einem Stern. Für Luft ergeben sich mit $\varkappa = 1{,}405$ die folgenden Zahlenwerte:

$$\frac{p^*}{p_R} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} = 0{,}527$$

$$\frac{\varrho^*}{\varrho_R} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{1}{\varkappa-1}} = 0{,}634$$

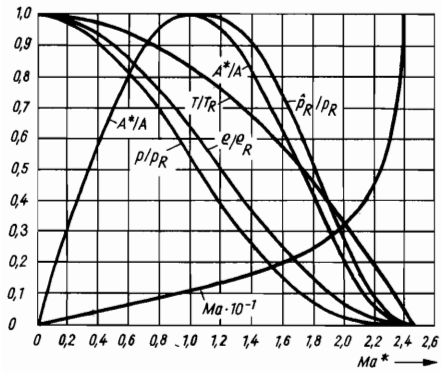
$$\frac{T^*}{T_R} = \frac{2}{\varkappa + 1} = 0{,}833$$

$$\frac{\varrho^* \cdot c^*}{\varrho_R \cdot a_R} = \frac{2}{\varkappa + 1}^{\frac{\varkappa+1}{2(\varkappa-1)}} = 0{,}578$$

$$\frac{a^*}{a_R} = \sqrt{\frac{2}{\varkappa + 1}} = 0{,}913$$

Der Index R bezeichnet den Ruhezustand (→ Kesselzustand).

Zur schnellen Ermittlung der Zustandsgrößen beim isentropischen Ausströmen eines idealen Gases konstanter spezifischer Wärme dient das in Abb. 4 dargestellte *Ausströmdiagramm*. Für



4 Ausströmdiagramm für Gase mit $\varkappa = 1{,}4$

Gase mit $\varkappa = 1{,}4$ sind abhängig von der Machzahl $\mathrm{Ma}^* = \frac{c}{a^*}$ die Größen p/p_R, ϱ/ϱ_R, T/T_R, $A^*/A = \varrho \cdot c/(\varrho^* \cdot c^*)$ und Ma. Zusätzlich ist noch das Ruhedruckverhältnis $\hat{p}_R/p_R$ bei senkrechten → Verdichtungsstößen eingetragen; $\hat{p}_R$ = Ruhedruck hinter dem Stoß. Der Zusammenhang zwischen Querschnittsfläche bzw. Stromdichte des Stromfadens und der Machzahl Ma* ist durch die Gleichung $\frac{A^*}{A}$

$$= \frac{\varrho \cdot c}{\varrho^* \cdot c^*} = \mathrm{Ma}^* \left[\frac{1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \mathrm{Ma}^{*2}}{1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}} \right]^{1/(\varkappa - 1)}$$

gegeben. Strömt ein Gas mit der maximal möglichen Machzahl $\mathrm{Ma}^*_{\max} = \sqrt{(\varkappa + 1)/(\varkappa - 1)}$, so wird $A^*/A = 0$. Von besonderer Bedeutung ist die Kurve $p = f(c)$ (Abb. 5). Sie beginnt auf der Ordinate beim Ruhedruck p_R und fällt ständig bis auf $p = 0$ für die Maximalgeschwindigkeit $c_{\max}$. An der Stelle $c = a^*$ besitzt sie einen Wendepunkt. Die Neigung der Druckkurve ist gleich der Stromdichte $\varrho \cdot c$, wie sofort aus der Eulerschen Gleichung bei Vernachlässigung des Höhengliedes folgt: $\mathrm{tg}\,\beta = -\mathrm{d}p/\mathrm{d}c = \varrho \cdot c$; dabei ist β der Winkel zwischen der Tangente an die Kurve und der Abszisse. Sie ist für $c = a^*$ am größten, im engsten Querschnitt besitzt die Stromdichte einen Maximalwert. Die Kurve $p = f(c)$ bzw. $p/p_R = f(Ma^*)$ ist darüber hinaus gut geeignet zur Darstellung des Zustandsverlaufes beim senkrechten Verdichtungsstoß. Der Massendurchsatz je Sekunde $\dot{m}$ durch eine Düse steigt bei konstantem Ruhedruck p_R im Kessel mit sinkendem Gegendruck p an, solange $p/p_R > p^*/p_R$ ist. Für $p/p_R \leqq p^*/p_R$ bleibt er bei weiterer Abnahme des Gegendrucks konstant und nimmt den Maximalwert

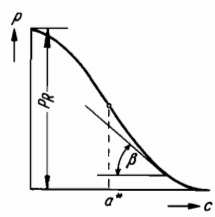
$$\dot{m}_{\max} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1} \right)^{\frac{1}{\varkappa - 1}} \cdot A^* \cdot \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} \cdot \varrho_R \cdot p_R}$$

an. Bei einer stationären Strömung ohne Wärmezufuhr oder -abfuhr bleibt die Gesamtenergie konstant. Tritt Reibungsarbeit auf, so wird sie vollständig in Wärme umgewandelt. Es handelt sich dann um einen adiabaten Zustandsverlauf, bei dem die Ruhetemperatur T_R = konst. ist (→ Rohrströmung). In diesem Fall wird die Ausströmgeschwindigkeit aus der Energiegleichung berechnet, die bei Vernachlässigung des Höhengliedes lautet: $c^2/2 + i = i_R$ = konst.; i ist die spezifische Enthalpie und i_R die spezifische Ruheenthalpie. Für ideale Gase konstanter spezifischer Wärme nimmt die Energiegleichung die Form $\frac{c^2}{2} + c_p \cdot T = c_p \cdot T_R =$ konst. an, wobei c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck bedeutet. Die Geschwindigkeit ergibt sich damit zu

$$c = \sqrt{2c_p(T_R - T)} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} g \cdot R \cdot T_R \left(1 - \frac{T}{T_R}\right)}.$$

Für reibungsfreie Strömung kann das Temperaturverhältnis mit der Isentropenbeziehung durch das Druckverhältnis ersetzt werden, und man erhält die Gleichung von St. Venant und Wantzel. Alle gasdynamischen Beziehungen zwischen Ma, Ma*, a/a_R und T/T_R gelten sowohl für isentrope als auch für adiabate Strömungen.

Austausch, in der Strömungslehre Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch in Strömungen. Die Bezeichnung *Wärmeaustausch* (→ Wärmeübertragung) und *Stoffaustausch* ist nur in wenigen Spezialfällen exakt, da es sich dabei meist um den Übergang von Wärme und Stoff handelt; sie wird jedoch allgemein benutzt. In laminaren Strömungen erfolgt der A. durch die thermische Eigenbewegung der Moleküle. Zwischen Reibungswiderstand, Wärmeübergang und Diffusion besteht in → Grenzschichten eine Analogie, die durch den gleichen Mechanismus des A.es bedingt ist. Sie kommt auch zum Ausdruck durch die gleiche mathematische Form der Gleichungen für den Impulsaustausch (→ Newtonscher Schubspannungssatz): $\tau = \eta \cdot \partial c_x/\partial y$ (1), für den Wärmestrom $\dot{q} = -\lambda \partial T/\partial y$ (2) und für den Diffusionsstrom $\dot{m}_j = -D_j \cdot \partial C_j/\partial y$ (3). Dabei bedeuten τ die Schubspannung, η die dynamische Zähigkeit, $\partial c_x/\partial y$ den Geschwindigkeitsgradienten, $\partial T/\partial y$ den Temperaturgradienten und $\partial C_j/\partial y$ den Konzentrationsgradienten der diffundierenden Komponente j senkrecht zur Wand, x, y die kartesischen Koordinaten, c_x die Geschwindigkeit in x-Richtung, T die absolute Temperatur, C die Konzentration, λ die Wärmeleitfähigkeit und D den Diffusionskoeffizienten. Bei vollständiger Analogie der Austauschvorgänge sind die Geschwindigkeits-, Temperatur- und Konzentrationsfelder einander ähnlich. Die Untersuchungsergebnisse über den A. in Strömungen werden in Form dimensionsloser Kennzahlen (→ Ähnlichkeitstheorie) dargestellt. Für den Wärmeübergang gilt bei erzwungener Strömung die Beziehung $\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr})$ (4) (→ Konvektion, → Impulstheorie der Wärmeübertragung); Nu ist die Nusseltzahl, Re die Reynoldszahl, Pr die Prandtlzahl. Entsprechend kann für den Stoffaustausch geschrieben werden: $\mathrm{Nu}' = f(\mathrm{Re}, \mathrm{Sc})$ (5); dabei ist $\mathrm{Nu}' = \beta \cdot l/D$ eine dimensionslose Stoffübergangszahl (auch Nusseltzahl zweiter Art genannt), $\mathrm{Sc} = \frac{\nu}{D}$ ist



5 Druckkurve $p = f(c)$

die Schmidtzahl; β die Stoffübergangszahl, l die charakteristische Länge, ν die kinematische Zähigkeit. Sollen die aus der Analogie zum Impulsaustausch gewonnenen Ergebnisse des Wärmeübergangs auch für den Stoffübergang genutzt werden, so muß die Funktion f in den Gleichungen (4) und (5) identisch sein. Wenn Wärme- und Stoffübergang im gleichen Feld stattfinden oder der eine aus dem anderen ermittelt werden soll, ist die Lewiszahl $\mathrm{Le} = a/D$ von Bedeutung; a ist die Temperaturleitzahl. Definitionsgemäß gilt dann für die Ähnlichkeitskennzahlen, die die Transporteigenschaften charakterisieren, $\mathrm{Le} \cdot \mathrm{Pr}/\mathrm{Sc} = 1$. Die Stantonzahl St der Wärmeübertragung: $\mathrm{St} = \mathrm{Nu}/(\mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr}) = \alpha/(\varrho \cdot c_\infty \cdot c_p)$, läßt sich auch entsprechend auf den Stoffübergang anwenden: $\mathrm{St}' = \mathrm{Nu}'/(\mathrm{Re} \cdot \mathrm{Sc}) = \beta/c_\infty$. Dabei bedeuten α die örtliche Wärmeübergangszahl, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Strömungsgeschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck. Wenn Prandtlzahl, Schmidtzahl und damit auch die Lewiszahl gleich eins sind, können die Analogiebeziehungen in der Form $\alpha/(\varrho \cdot c_\infty \cdot c_p) = \beta/c_\infty = \varrho/8 = c_f/2$ (6) bzw. $\mathrm{St} = \mathrm{St}' = \varrho/8 = c_f/2$ (7) geschrieben werden, wobei ϱ den Widerstandsbeiwert des Rohres (→ Rohrströmung) und c_f den örtlichen Reibungsbeiwert bedeuten. Eine vollständige Analogie zwischen Impuls- und Stoffaustausch besteht jedoch nicht, da an der Phasengrenze nach der Grenzschichttheorie (→ Grenzschicht) die Geschwindigkeit Null sein muß, für den Stoffübergang aber eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Phasengrenze existieren muß. Der → Turbulenzgrad der Außenströmung besitzt großen Einfluß auf den A. Durch erhöhte Turbulenz der Außenströmung erfolgt der Umschlag laminar – turbulent in der Grenzschicht bei kleinerer Reynoldszahl. Außerdem wird der A. in laminarer Grenzschicht senkrecht zur Wand intensiviert. In turbulenten Strömungen ist der A. senkrecht zur Wand wesentlich stärker als in laminaren Strömungen, was man z. B. an den völligeren Geschwindigkeitsprofilen im Rohr und an der Platte erkennen kann. Er liegt im molaren Bereich und wird von den Turbulenzballen (→ Mischungsweg) übernommen. Wenn in der Strömung Temperatur- und Konzentrationsunterschiede bestehen, wird von den Flüssigkeitsballen, die aus Gebieten höheren Gehalts kommen, mehr wegtransportiert, als die Ballen, die aus Gebieten niedrigeren Gehalts kommen, zurückbringen. Im Mittel stellt sich ein Strom von Gebieten hohen Gehalts zu Gebieten niedrigen Gehalts ein. Man spricht dabei von einer Art turbulenter Wärmeleitung bzw. turbulenter Diffusion. Zur Beschreibung des turbulenten A.es benutzt man die zeitlichen Mittelwerte der einzelnen Größen. Als Maß für die Stärke der Übertragung einer bestimmten Eigenschaft durch die turbulente Querbewegung dienen die Austauschgrößen A_τ für den Impuls, A_q für die Wärme und A_s für den Stoff. Die Wirkung der turbulenten Austauschbewegung wird berücksichtigt, indem zu den molekularen Stoffwerten der Zähigkeit η, der Wärmeleitzahl λ und des Diffusionskoeffizienten D die turbulenten Austauschgrößen hinzugefügt werden. Damit ergeben sich aus den Gleichungen (1) bis (3) die Beziehungen für die Schubspannung $\tau = (\eta + A_\tau) \cdot \partial c_x/\partial y$, für den Wärmestrom $\dot{q} = -c_p(\lambda/c_p + A_q)\,\partial T/\partial y$ und für den Diffusionsstrom $\dot{m}_j = -\varrho_j(D_j/\varrho_j + A_s) \cdot \partial C_j/\partial y$; ϱ_j ist die Dichte der diffundierenden Komponente. Damit die Analogiebeziehungen für die laminare Strömung, die in den Gleichungen (6) bzw. (7) niedergeschrieben sind, auch im turbulenten Bereich gelten, müssen die Austauschgrößen A_τ, A_q und A_s gleich groß sein. Wenn die Konzentrations- und Temperaturprofile ähnlich sind, besteht zwischen Diffusions- und Wärmestrom der Zusammenhang $\dot{m}_j/\dot{q} \approx \dfrac{\mathrm{d}C_j/\mathrm{d}y}{c_p \cdot \mathrm{d}T/\mathrm{d}y}$. Im allgemeinen sind jedoch A_τ, A_q und A_s von unterschiedlicher Größe, weil die Austauschmechanismen für Impuls, Wärme und Stoff nicht völlig identisch sind. Für freie → Turbulenz ergab sich der Wert $A_q = 2A_\tau$ und in turbulenten Grenzschichten der Wert $A_q/A_\tau = 1{,}1$ bis 1,5. Demnach gleichen sich die Temperaturunterschiede bei der Vermischung schneller aus als die Geschwindigkeitsunterschiede. Hinzu kommt noch, daß die turbulenten Austauschgrößen keine Stoffwerte sind, sondern sich innerhalb der Grenzschicht mit dem Wandabstand ändern. In der laminaren Unterschicht sind keine turbulenten Schwankungsbewegungen senkrecht zur Wand möglich; deshalb verschwinden die turbulenten Austauschgrößen; so daß die molekularen Austauschgrößen hier von entscheidender Bedeutung sind. Im turbulenten Außengebiet der Grenzschicht übersteigen die turbulenten Austauschgrößen die molekularen bei weitem; damit können letztere vernachlässigt werden. Im Übergangsbereich zwischen laminarer Unterschicht und turbulenter Außenschicht sind die turbulenten und molekularen Austauschgrößen von gleicher Größenordnung. Diese Tatsachen fanden ihren Niederschlag in verbesserten Lösungen für den Wärmeübergang (→ Impulstheorie der Wärmeübertragung) und deren Übertragung auf die Probleme des Stoffaustausches. Die Differentialgleichungen (1) bis (3) gelten für konstante Stoffwerte, insbesondere für solche, die von Temperatur und Konzentration unabhängig sind. Da sich diese jedoch ändern können, muß zur Ermittlung des Wärme- und Stoffaustausches eine geeignete Mittelung vorgenommen werden. Da die strenge Analogie auf Sonderfälle beschränkt bleibt, kommt dem Experiment noch große Bedeutung zu, besonders wenn es sich um Strömungen mit Grenzschichtablösung handelt, weil dann die Analogie nicht mehr gilt.

Lit. Gröber, Erk, Grigul: Wärmeübertragung (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955); Prandtl: Führer durch die Strömungslehre (6. Aufl. Braunschweig 1965); Schlichting: Grenzschicht-Theorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965); Spalding: Konvektiver Stoffübergang (1. Aufl. Berlin 1969).

In der Meteorologie ungeordnete Vermischung der Luft infolge der atmosphärischen Turbulenz, durch die Luftteilchen mit ihren Eigenschaften wie Impuls, Wärme und Gehalt an Beimengungen zwischen benachbarten Schichten „ausgetauscht" werden. Der so vermittelte Eigenschaftstransport ist in der At-

mosphäre gewöhnlich um ein Vielfaches wirksamer als die entsprechenden molekularen Reibungs-, Wärmeleitungs- und Diffusionsprozesse.

In quantitativer Hinsicht wird der A. durch einen Austauschtensor, in vereinfachter Form durch einen Austauschkoeffizienten gekennzeichnet.

Austauschanisotropie, → magnetische Anisotropie.

Austauschbindung, → chemische Bindung.

Austascheffekt, → Austauschwechselwirkung.

Austauschenergie, → Austauschwechselwirkung.

Austauschentartung. Der Hamilton-Operator eines Systems aus beispielsweise zwei gleichartigen Teilchen (→ Zweielektronenproblem) ist invariant gegenüber der Vertauschung dieser Teilchen: $\hat{H}(1,2) = \hat{H}(2,1)$. Hierbei stehen 1 und 2 als Abkürzungen für die Koordinaten. Die beiden Näherungen $\varphi_a(1)\,\varphi_b(2)$ und $\varphi_b(1)\,\varphi_a(2)$ für die Wellenfunktion $\psi(1,2)$ im Modell unabhängiger Elektronen gehören zum gleichen Energieeigenwert; sie sind also miteinander entartet. Diese Eigenschaft bezeichnet man als A. $\varphi_a(1)$ bedeutet dabei die Wellenfunktion des durch die Quantenzahlen a charakterisierten Zustands des Teilchens mit den Koordinaten „1". Die Wellenfunktion $\psi(1,2)$ mit der richtigen Symmetrie ist eine symmetrische Kombination (→ Bosonen) oder eine antisymmetrische Kombination (→ Fermionen) der entarteten Funktionen.

Austauschkraft, svw. Austauschwechselwirkung.

Austauschoperator, *Permutationsoperator*, Operator, der die Koordinaten zweier Teilchen, charakterisiert durch 1 und 2, gemäß $\hat{P}_{12} f(1,2) = f(2,1)$ miteinander vertauscht, wobei $f(1,2)$ z. B. die Wellenfunktion des 2-Teilchensystems ist.

Austauschpolarisation, → Hartree-Fock-Verfahren.

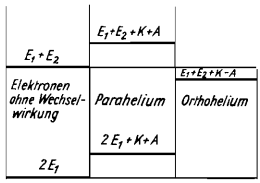
Austauschpotential, → Hartree-Fock-Verfahren.

Austauschreaktionen, → Kernreaktion.

Austauschstromdichte, → Elektrodenvorgänge.

Austauschwechselwirkung, *Austauschkraft*, ein quantenmechanischer Effekt, der bei Systemen mit mehreren ununterscheidbaren Teilchen auftritt. Die A. ist also keine selbständige Art der → Wechselwirkung, wie die elektromagnetische Wechselwirkung oder die Gravitationswechselwirkung.

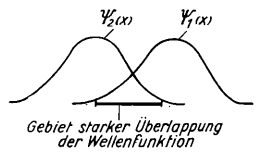
1) In der Atomhülle ist die der A. entsprechende Energie der Teil der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen, der auf Grund der Antisymmetrie der Wellenfunktion gegenüber Teilchenvertauschung entsteht. Besonders klar wird der Einfluß der A. auf ein System, wenn man die Energie betrachtet, die das → Hartree-Fock-Verfahren für das Zweielektronensystem bei symmetrischem bzw. antisymmetrischem Ortsanteil der Wellenfunktion liefert: $E = E_1 + E_2 + K \pm A$, wie es die folgende Abbildung für Helium zeigt. Hierbei sind E_1 und E_2 die Energien der Elektronen im äußeren Feld. K wäre die gesamte Energie ihrer Coulomb-Wechselwirkung, wenn die Elektronen unterscheidbar wären und daher bestimmte Einteilchenzustände besetzen würden, A ist die Austauschenergie. Denn wegen ihrer Ununterscheidbarkeit befindet sich jedes der Elektronen mit



1 Austauschaufspaltung der Energieniveaus des Heliumatoms

gleicher Wahrscheinlichkeit in jedem der beiden besetzten Einteilchenzustände φ_a und φ_b. Die Elektronen tauschen ihre Zustände, anschaulich gesagt, fortwährend gegeneinander aus. Die *Austauschenergie* $A = \int \mathrm{d}V_1\,\mathrm{d}V_2\,\varphi_a^*(\vec{r}_1)\,\varphi_b^*(\vec{r}_2) \cdot \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\,|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}\,\varphi_a(\vec{r}_2)\,\varphi_b(\vec{r}_1)$, in der es keine feste Zuordnung zwischen Zuständen und Teilchen gibt, ist positiv und bewirkt bei symmetrischem (antisymmetrischem) Ortsanteil der Wellenfunktion eine Vergrößerung (Verkleinerung) der Energie der Coulomb-Wechselwirkung. $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ sind die Ortsvektoren der Elektronen, e die Elementarladung, ε_0 die Dielektrizitätskonstante; die Integrationen erstrecken sich jeweils über den ganzen Raum. Die Antisymmetrie der Wellenfunktion erfordert bei Parallelstellung der Spins einen antisymmetrischen Ortsanteil, der für $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$ verschwindet. Die beiden Elektronen weichen also einander aus. Die Austauschenergie ist die zusätzliche Coulomb-Energie, die diesem Korrelationseffekt zwischen den Elektronen gleichen Spins entspricht.

2) Die homöopolare chemische Bindung wird von einer etwas andersartigen A. bewirkt. In der → Valenzstruktur-Methode wird die Wellenfunktion des Moleküls bzw. der Gesamtheit der Valenzelektronen des Moleküls als Linearkombination der sich im Molekül überlappenden Atomfunktionen der Bindungspartner angenähert, z. B. im einfachsten Fall beim Wasserstoffmolekül $\psi_\pm \sim \psi_1(\vec{r}_1)\,\psi_2(\vec{r}_2) \pm \psi_1(\vec{r}_2)\,\psi_2(\vec{r}_1)$. Dabei sind ψ_1 und ψ_2 die Wellenfunktionen eines an die beiden Kerne 1 und 2 gebundenen Elektrons, $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ die Ortsvektoren beider Elektronen und $\psi_\pm$ eine gegenüber Vertauschung der Elektronen 1 und 2 symmetrische bzw. antisymmetrische Funktion, die



2 Eindimensionale Darstellung der Überlappung der Elektronenfunktionen beim H_2-Molekül

entsprechend der Antisymmetrieforderung für die auch die Spinkoordinaten enthaltende Gesamtwellenfunktion mit Spinfunktionen zum Gesamtspin $S = 0$ bzw. $S = 1$ zu multiplizieren sind. Sobald sich ψ_1 und ψ_2 überlappen, also das *Überlappungsintegral* $\int \mathrm{d}\tau \psi_1^*\,\psi_2 \neq 0$ ist, beschreibt ψ_+ eine Elektronenverteilung mit besonders großer, ψ_- eine solche mit besonders kleiner Elektronendichte in der Bindungszone zwischen beiden Atomkernen, in der sich die Elektronen unter dem anziehenden Einfluß beider Kerne zugleich befinden. Daher liefert ψ_+ eine Erniedrigung der Energie gegenüber den

weit voneinander getrennten freien Atomen und damit der Bindung, ψ_- aber nicht. Zu ψ_+, also zum Bindungszustand, gehört die Spinabsättigung beider Elektronen, die typisch für die homöopolare Valenz ist. Der Austauscheffekt bei der chemischen Bindung beruht also auf der Wechselwirkung der Elektronen mit den Kernen, nicht auf der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den Elektronen wie bei den Austauscheffekten im Einzelatom.

Während die Austauscheffekte bei der chemischen Bindung zur Spinabsättigung führen, kann in Sonderfällen gerade die Parallelstellung der Elektronenspins benachbarter Atome energetisch vorteilhaft sein. Dieser Effekt führt zum Ferromagnetismus, die A. zwischen den Spins wird phänomenologisch im Heisenberg-Modell des Ferromagneten erfaßt. Erst bei einer solchen phänomenologischen Beschreibung, in der die einzelnen Atome oder Ionen als kompakte, hinsichtlich ihrer mikroskopischen Struktur und Wechselwirkung nicht weiter analysierte Einheiten betrachtet werden, erscheint die A. als eine neue „spezifisch quantenmechanische" Wechselwirkung.

3) Auch die Kernkräfte zwischen Nukleonen werden oft als Austauschkräfte bezeichnet. Dies beruht auf der Spin- und Isospinabhängigkeit der Kernkräfte, die zur Spinabhängigkeit der Wechselwirkungsenergien bei der chemischen Bindung oder beim Ferromagnetismus analog ist. Ähnlich wie bei der chemischen Bindung kann ein Nukleon nur mit einer begrenzten Zahl von Nachbarnukleonen eine anziehende Wechselwirkung eingehen.

Lit. W. Macke: Quanten, ein Lehrbuch der Theoretischen Physik (4. Aufl., Leipzig 1965).

Austrittsarbeit, → Emission, → Photoemission.

Austrittspupille, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Auswägen, zusammenfassende Bezeichnung für → Abwägen und → Wägen.

Auswahlregel, Regel, die die Existenz von Prozessen zwischen Elementarteilchen oder Übergängen zwischen den Quantenzuständen eines physikalischen Systems, z. B. eines Atoms oder Atomkerns, ausschließt, wenn diese zwar dem Energie- und Impulserhaltungssatz genügen, aber anderen Erhaltungssätzen widersprechen, z. B. denen für Drehimpuls (Spin), Parität, Ladung oder Strangeness.

1) In der Atomspektroskopie sind nur Strahlungsübergänge zwischen solchen Elektronenniveaus erlaubt, für die sich der Drehimpuls um eine Einheit oder gar nicht ändert. Könnte ein Atom von jedem seiner Quantenzustände in jeden anderen möglichen übergehen, müßten weit mehr Spektrallinien als tatsächlich beobachtet auftreten. Diese A. gilt nicht absolut, sondern kann durch äußere Störungen, z. B. starke elektrische Felder, teilweise aufgehoben werden; sie gilt ferner nur für die elektrische Dipolstrahlung, jedoch nicht für die magnetische Dipol- und höhere Multipolstrahlung, die bei Strahlungsübergängen in Atomkernen wesentlich sind.

2) In der Festkörperphysik unterliegen Übergänge zwischen verschiedenen elektronischen Zuständen durch die Kristallsymmetrie bedingten Verboten. Die → Bloch-Funktionen haben infolge der Kristallsymmetrie bestimmte Transformationseigenschaften, die, zusammen mit den Symmetrieeigenschaften des die Übergänge bewirkenden Störoperators, das notwendige Verschwinden gewisser Übergangsmatrixelemente zur Folge haben. Die A. für solche verbotenen Übergänge lassen sich mit gruppentheoretischen Methoden mit Hilfe der *Charaktere* gewinnen. Die A. spielen besonders bei optischen Übergängen eine Rolle.

Lit. Streitwolf: Gruppentheorie in der Festkörperphysik (Leipzig 1967).

3) In der Elementarteilchenspektroskopie (→ Elementarteilchen) gelten z. B. die A.n $\Delta Q = \Delta A = 0$, nach denen Ladung Q und Baryonenzahl A streng erhalten bleiben; dagegen gilt für die Strangeness S bei schwachen Wechselwirkungen $\Delta S = \pm 1$. Beim β-Zerfall z. B. können das Elektron und das Neutrino mit paralleler bzw. antiparalleler Spinrichtung entstehen; ohne Paritätsänderung sind dann zwei β-Übergänge erlaubt; Fermi-Übergänge mit Drehimpulsänderung $\Delta J = 0$ bzw. Gamow-Teller-Übergänge mit $\Delta J = 0, \pm 1$. Die Wahrscheinlichkeit von Übergängen mit noch größerer Drehimpulsänderung ist sehr klein.

Ausweichproblem, → Stabilitätsproblem.

Auswertung von Aufnahmen, Gebiet der experimentellen Hochenergiephysik, das die Untersuchungen an photographisch registrierten Ereignissen in Blasenkammern und optischen Gasspurkammern umfaßt. Die Experimente mit diesen Detektoren bestehen aus zwei zeitlich voneinander getrennten Phasen. In der ersten Phase werden Ereignisse der Wechselwirkung von Elementarteilchen erzeugt, sichtbar gemacht und stereoskopisch photographiert. In der zweiten Phase werden durch eine Auswertung dieser Photographien die physikalischen Untersuchungen durchgeführt, die im allgemeinen neben einer hohen Genauigkeit eine Statistik über sehr viele Ereignisse erfordern.

Die A. v. A. besteht aus folgenden Prozessen:

1) *Scanning.* Die Bilder werden nach Ereignissen abgesucht.

2) *Koordinatenmessung.* Die Teilchenspuren gefundener Ereignisse werden mit hoher Genauigkeit auf mehreren Stereobildern ausgemessen, indem die Koordinaten einiger Punkte jeder Spur bestimmt werden. Die Meßungenauigkeit beträgt dabei 2 bis 3 μm auf dem Film. Mehrere Bezugsmarken auf den Bildern, die auf gleiche Weise gemessen werden, ermöglichen es, die in einem willkürlichen Koordinatensystem durchgeführten Messungen auf ein mit der Spurkammer verbundenes System zu beziehen.

3) *Geometrische Rekonstruktion* (*Geometrieprogramm*). An Hand der Meßwerte werden die Ereignisse im Raum mathematisch rekonstruiert. Den Punkten einer jeden Teilchenspur wird mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate eine Parabel angepaßt. Die räumliche Lage jeder so rekonstruierten Spur wird in einem mit der Spurkammer gekoppelten und durch die Referenzmarken definierten kartesischen Koordinatensystem durch drei Spurparameter definiert. Häufig werden als Spurparameter der Winkel zwischen der Spur und der z-Achse des Koordinatensystems (parallel den optischen Achsen der Photoapparate) λ_l und der azimu-

tale Winkel φ_l, bezogen auf den Anfang der Spur, sowie der reziproke Wert ihres Impulses $1/p_l$ benutzt.

Diese Rechnungen, wie auch alle nachfolgenden, können nur an großen Rechenautomaten durchgeführt werden.

4) *Kinematische Rechnung.* Die Spurparameter eines Ereignisses mit einer Primärspur und $(n-1)$ Sekundärspuren sind das Ergebnis einer zufälligen Messung. Fordert man für ein Ereignis die Erfüllung des Energie- und Impulssatzes $\sum_{l=1}^{n} E_l = 0$, $\sum_{l=1}^{n} \vec{p}_l = 0$, so erhält man vier Beziehungen zwischen den $3n$ Spurparametern, die als Bedingungsgleichungen für eine Ausgleichsrechnung benutzt werden können, in der die Spurparameter unter Berücksichtigung der Meßfehler korrigiert werden. Da im allgemeinen Falle nicht alle Teilchen eines Ereignisses identifiziert werden können, wird diese Rechnung für alle möglichen Hypothesen (Teilchenruhmassen) ausgeführt. Nach der Methode der kleinsten Quadrate wird das Minimum einer χ^2-Funktion, dessen Wert zugleich ein Maß für die Irrtumswahrscheinlichkeit der angenommenen Hypothese ist, gesucht. Faßt man die Spurparameter in x_l zusammen und ihre Fehler in der Fehlermatrix G_{ij}^{-1}, so ist $\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} (x_i^0 - x_i) \times$ $\times G_{ij}(x_j^0 - x_j)$, wobei x_i^0 die gemessenen und x_i die durch die Rechnung korrigierten Spurparameter sind. Der Rechenprozeß ist iterativ, die Anzahl der Schritte gewöhnlich kleiner als 10.

5) *Physikalische Rechnung.* Aus den korrigierten Spurparametern der Ereignisse werden physikalische Parameter (Energien, Impulse, Ruhmassen, Flugrichtungen von Teilchen und Teilchenkombinationen) berechnet und in Diagrammen, Tabellen und Kurven zusammengestellt.

Die herkömmliche Methode der A. v. A. besteht darin, alle Aufnahmen eines Experimentes an speziellen Projektoren anzusehen und Listen mit Angaben über gefundene Ereignisse aufzustellen. An Hand dieser Angaben werden an handbedienten Meßprojektoren die Koordinatenmessungen durchgeführt, indem jeder zu messende Punkt von Hand eingestellt wird. Die Koordinaten dieser Punkte werden auf Lochstreifen oder -karten ausgegeben und dann von einem Rechenautomaten weiter verarbeitet.

Für die Automatisierung dieser Messungen gibt es drei Wege: 1) Automatisierung vorhandener Geräte. Durch die Automatisierung einer Reihe von Hilfsoperationen an den Meßprojektoren, z. B. Bildzählung und Bildeinstellung, durch eine automatische Verfolgung einmal eingestellter Spuren u. a. wird die Arbeit des Bedienungspersonals wesentlich erleichtert. Eine direkte Verbindung (on-line-Verbindung) solcher Geräte mit Rechenautomaten, die die Steuerung des Meßprozesses und eine Kontrolle der Meßwerte übernehmen, ermöglicht darüber hinaus rasche Fehlererkennung und -beseitigung. 2) Entwicklung von Geräten, die der Konfiguration der Ereignisse angepaßt sind. Ein solches Gerät ist der *Spiral Reader* [engl., 'Spiralleser']. Das Meßprinzip nutzt den Umstand, daß die zu messenden Spuren strahlenförmig vom Ursprung der Wechselwirkung ausgehen. Im projizierten Bild wird das Ereignis spiralförmig von einer radialen Spaltblende umlaufen. Ein Sekundärelektronenvervielfacher, auf dessen Katode das durch die Spaltblende hindurchtretende Licht gesammelt wird, gibt definierte Impulse von den zum Ereignis gehörenden Spuren. Aus diesen Spursignalen können die Spurkoordinaten (Polarkoordinaten) bestimmt werden. Die Bedienung dieses auch im on-line-Betrieb mit einem Rechenautomaten arbeitenden Gerätes besteht praktisch nur in der Positionierung des Spiralmittelpunktes. Die eigentliche Messung erfolgt automatisch. 3) Entwicklung universeller automatischer Geräte. Diese Geräte werden unter dem Namen *Flying Spot Device*, abg. *FSD*, oder *Lichtpunktabtaster* zusammengefaßt. In ihnen wird das gesamte Bild punktweise mit einem feinen Lichtpunkt abgetastet. Dieser Lichtpunkt mit einem Durchmesser von etwa 15 μm kann optisch-mechanisch oder mit Hilfe von Katodenstrahlröhren erzeugt werden. Vorteil der letzteren Methode ist die kurze Zugriffszeit zu verschiedenen Bildpunkten, die unter Programmkontrolle eines Rechenautomaten erreicht werden kann.

Aufnahmen optischer Funkenkammern und Streamerkammern enthalten im allgemeinen nur Spuren von Ereignissen, die ausgewertet werden sollen. Sie werden daher mit FSD-Geräten vollautomatisch ausgewertet. Bei einer automatischen Abtastung von Blasenkammeraufnahmen fallen dagegen einige zehntausend Meßpunkte je Bild an, die jedoch nicht für eine Eingabe in das Geometrieprogramm geeignet sind. Die Zahl der Punkte muß zunächst stark reduziert werden. Daher werden bereits beim Absuchen der Bilder drei Punkte jeder Teilchenspur mit beschränkter Genauigkeit gemessen. Der mit dem Meßgerät verbundene Rechenautomat errechnet mit Hilfe dieser Punkte Bereiche, in denen die echten Spurpunkte liegen müssen. Nur solche Punkte, die in diese Bereiche fallen, werden in den Speicher übergeführt. Aus diesen ausgewählten Punkten werden durch Mittelwertbildungen die Spurpunkte berechnet, die in das Geometrieprogramm eingehen. Dieses Verfahren heißt *Road Guidance* [engl., 'Bahnführung']. Eine Weiterentwicklung dieser Technik, in der als Angabe nur der Ursprung des Ereignisses und der Ereignistyp benutzt werden, ist *Minimum Guidance* [engl., 'minimale Führung'].

Auswurf, → radioaktiver Auswurf.

Autodyndetektor, → magnetische Kernresonanz.

Autodyne, ein aus dem Einankerumformer entstandener → Umformer von Drehstrom in Gleichstrom. Gegenüber dem Einankerumformer hat die A. den Vorteil, daß sich das Verhältnis von Eingangsspannung zu Ausgangsspannung durch eine geringe Steuerleistung ändern läßt.

Autoionisation, *Präionisation*, die Ionisation eines Atoms oder Moleküls infolge *Doppelanregung*. Manche Atome und Moleküle haben infolge Doppelanregung stationäre Atomzustände oberhalb der normalen Ionisierungsgrenze. Bei derartig doppelt angeregten Atomen oder Molekülen kann ein Elektron den Atomverband ganz verlassen, d. h., ein Elektron geht

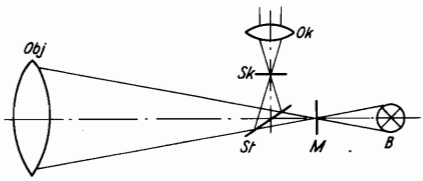
strahlungslos in seinen Grundzustand über, während das andere unter Aufwendung der dadurch freigewordenen Energie völlig vom Atom abgetrennt wird und ein Ion zurückläßt, → Auger-Effekt.

Autoklav, 1) ein dickwandiges, verschließbares Stahlgefäß mit einem Volumen zwischen 10 ml und 50 l für diskontinuierliche Laborarbeiten unter hohem Druck (bis zu 10^8 N/m²) und bei hoher Temperatur (bis zu 400 °C).

2) ein Apparat zur Sterilisation mit hochgespanntem Dampf von 1 bis $2 \cdot 10^5$ N/m² Überdruck.

Autokollimationsaufstellung, → Spektrograph.

Autokollimationsfernrohr, ein optisches Gerät als Kombination von → Keplerschem Fernrohr und → Kollimator, bei dem eine beleuchtete Meßmarke, z. B. durch Spiegelung, auf sich selbst beobachtbar abgebildet wird. Die Meßmarke befindet sich in der Brennebene des Fern-



Strahlengang beim Autokollimationsfernrohr. *B* Beleuchtung, *M* Meßmarke, *Obj* Objektiv, *Ok* Okular, *Sk* Skale, *St* Strahlenteiler

rohrobjektivs, so daß die von ihr ausgehenden abbildenden Strahlen achsenparallel aus dem Objektiv heraustreten. Werden sie an einer Planspiegelplatte reflektiert, die rechtwinklig zur optischen Achse steht, so wird die Meßmarke wieder in die Objektivbrennebene abgebildet. Diese Abbildung wird jedoch durch eine physikalische Strahlenteilung mit dem Okular betrachtet. In der Okularzwischenbildebene ist eine Skale angebracht, an der das ausgewanderte Meßmarkenbild ein Maß für die Verkippung des Planspiegels aus seiner Ursprungslage ist. Das A. wird zum Justieren von Prismen und Planspiegeln in physikalisch-optischen Apparaturen oder auch mit Hilfsspiegeln zum Paralleljustieren von Flächen sowie zur Messung kleiner Verkippungen und zur Messung und Prüfung von speziellen Winkeln an Prismen verwendet.

Autokollimationsprisma, → Dispersionsprisma.

Autokorrelationsfunktion, Funktion zur Charakterisierung von Schwankungsvorgängen, z. B. → Rauschen, Sprache, Musik. Wenn der Schwankungsvorgang durch eine Zeitfunktion $f(t)$ charakterisiert werden kann, dann berechnet sich die A. nach der Formel

$$\varphi(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \mathrm{d}t\, f(t) f(t + \tau).$$

Die A. ist also abhängig vom Zeitparameter τ. Sie ist ein Maß dafür, wie stark die Funktionswerte von $f(t)$ mit den um den Zeitparameter τ später auftretenden Funktionswerten im Mittel über den ganzen Funktionsverlauf korreliert sind. Die A. ist eine → Korrelationsfunktion der Funktion $f(t)$ mit sich selbst.

Automat, ein Gerät, das in Abhängigkeit von seinem Zustand eine Ursache-Wirkungsbeziehung realisieren und seinen Zustand in Abhängigkeit von der verarbeiteten Information ändern kann. *Diskontinuierliche A.en* arbeiten in einem bestimmten Takt. *Endliche A.en* verwenden zur Darstellung von Eingangssignalen $y(t)$, von Ausgangssignalen $x(t)$ und zur Fixierung ihres Zustandes $z(t)$ jeweils nur ein endliches Alphabet. Im Unterschied zu *stochastischen A.en* ist in *deterministischen A.en* (endlichen diskontinuierlichen A.en) die *Ausgabefunktion* $x_k = F(y_k, z_k)$ eindeutig und ebenso die *Überführungsfunktion* $z_{k+1} = G(y_k, z_k)$, die nach jedem Takt einen neuen Automatenzustand z_{k+1} festlegt. Schon in *programmgesteuerten A.en* enthalten Sprungbefehle ein Gütekriterium (→ System). *Probierende A.en* können nach Impulsen von einem Testwertgeber auf die Umgebung einwirken und die Ergebnisse der Experimente speichern. Der Erfahrungsspeicher macht ein Optimieren möglich. Seine Wirkung wird durch ein eingegebenes Modell der Außenwelt verbessert, an dem die Proben durchgespielt werden können. Zu *lernenden A.en* kommt man, wenn das innere Modell nach Erfahrungswerten, besonders Erfolgsinformationen, geändert wird. Die Koordination zwischen dem inneren Zustand des A. und seinem Verhalten (→ System) muß dabei diesen Änderungen angepaßt werden. Die Koordinierung wird erleichtert und zugleich der Speicher dadurch entlastet, daß *Makroprogramme* aus Teilprogrammen zusammengesetzt werden, die sich austauschen lassen. Die Koordinierung setzt dabei allgemeinere Ordnungsprinzipe voraus, durch die man mit der geringsten Anzahl der Zustandsvariablen und damit der Speicherplätze auskommt. Im damit möglichen *Prozeß des Lernens* unterscheidet man drei Phasen: die Lehrphase, die Prüfphase und die Arbeitsphase. In der Lehrphase werden dem A. Informationen angeboten, und er kann sich durch eigene Mittel überzeugen, ob sein Verhalten optimal ist. In der Prüfphase wird durch wechselnde Anforderungen getestet, ob er in erwarteter Weise reagiert. Nach dem Ergebnis dieser Prüfung kann eine weitere Lehrphase notwendig sein, ehe der Automat als ausgelernt bezüglich dieser Verhaltensweise entlassen werden kann. Die Rückinformation geht dabei vom „Lehrer" aus; der A. muß aber über eine geeignete Strategie zur Änderung seiner Verhaltensweise auf Grund der erhaltenen Rückinformationen verfügen. In der Regel verwendet man dazu Prozesse des deterministischen oder des stochastischen Suchens (→ Suchprozesse). Diese Analyse des lernenden A. ist auf den Menschen als lernendes System angewendet worden und hat zum programmierten Unterricht geführt. Neben der Beschreibung der A. mit den Mitteln der Systemtheorie (→ System), der Optimalsteuerung und der Algorithmen kommt der *Automatensynthese* große Bedeutung zu. Sie befaßt sich mit dem Entwurf von A.en mit gegebenem Ursache-Wirkungs-Verhalten nach den Regeln für Digitalrechner in folgenden Schritten. Gegebenen Folgen y_k von Eingangssymbolen und x_k von Ausgangssymbolen ordnet man eine minimale Anzahl z_k von Zuständen zu und bestimmt damit in Tabellenform die Ausgabefunktion $x_k = F(y_k, z_k)$ und die Überführungsfunktion $z_{k+1} = G(y_k, z_k)$.

Dabei sucht man mehrere Folgen $y_k^{(l)}$ und $y_k^{(q)}$ bzw. $x_k^{(m)}$ und $x_k^{(n)}$ zu vereinheitlichen und Widersprüche in den Vorgaben aufzudecken. Auch Mengen äquivalenter Zustände, die den gleichen Folgezustand nach sich ziehen und bei gleicher Eingangsinformation dieselbe Ausgangsinformation zur Folge haben, werden ausgesondert. Danach wird die Anzahl der verwendeten Zustände minimiert, und die Ausgabefunktion sowie die Überführungsfunktion werden für den Fall einer minimalen Zustandsmenge unter Beachtung des konkreten Bausteinsystems optimiert, das der Realisierung zugrunde gelegt werden soll. Danach kann der A. realisiert und durch Teststeuerprogramme überprüft werden. Derartige Syntheseprobleme ergeben sich für automatische Einrichtungen mit Gedächtnis, z. B. für numerisch gesteuerte Werkzeugmaschinen, bei der Mustersteuerung von Textilmaschinen, in der Nachrichtentechnik, z. B. bei der automatischen Fernsprechvermittlungstechnik, bei Prozeßrechnern u. a. → Digitalrechner.

automatische Phasenstabilität, → Fokussierung.

Automorphismus, → Gruppentheorie.

autonomes System, System, dessen zukünftige Zustände und Wirkungen sich allein aus inneren Ursachen ergeben. *Reale Systeme* werden zusätzlich durch äußere Einwirkungen gesteuert. *Systeme mit Rückwirkungen* versuchen äußere Störeinflüsse auf ein Minimum zu reduzieren und sich einer Autonomie zu nähern.

Autophasierung, → Fokussierung.

Autoradiogramm, → Autoradiographie.

Autoradiographie, die Gesamtheit aller Verfahren, nach denen Abbildungen der örtlichen Verteilung von Radionukliden in einem Objekt direkt oder indirekt durch die Wirkung der von ihnen emittierten Strahlung erhalten werden können. Die A. ist für Substanzen geeignet, die entweder natürlich radioaktive Substanzen enthalten, z. B. Minerale, künstlich radioaktive Elemente inkorporieren, z. B. biologisches Material, oder Elemente enthalten, die erst durch Bestrahlung, z. B. durch Neutronen, künstlich radioaktiv werden. Als Detektoren dienen meist Silberhalogenidemulsionen. In der quantitativen A. werden quantitative Aktivitätsbestimmungen vorgenommen, meist ist jedoch nur qualitative Auswertung möglich. Am häufigsten wird die *Kontaktautoradiographie* angewendet, bei der sehr dünne Proben in Kontakt mit der photographischen Schicht gebracht werden. Diese Methode dient der Bestimmung der Flächenverteilung der Aktivität in der Probe. Nach makroskopischer oder mikroskopischer Verfahrensweise bei der Auswertung der erhaltenen Aufnahmen, der *Autoradiogramme*, werden *Makroautoradiographie* und *Mikroautoradiographie* unterschieden. Bei der *Spurenautoradiographie* gibt die Anzahl der Bahnspuren je Flächeneinheit das Maß für die Aktivität, bei der *Kontrastautoradiographie* die integrale Schwärzung. Mit der A. lassen sich noch Aktivitäten von 10^{-10} bis 10^{-13} Ci bestimmen. Man nutzt α-, β- und γ-Strahler aus, α- und β-Strahler wegen der starken Absorption allerdings nur bei der Kontaktautoradiographie. Angewandt wird die A. in Biologie, Medizin, Mineralogie, Kristallographie und Metallurgie.

Verwendetes Filmmaterial: Für makroautoradiographische Arbeiten, bei denen es um die Untersuchung großflächiger Gebilde, Teile von Pflanzen u. a. geht, werden ein- und doppelseitig begossene Filme verwendet. Das zu prüfende Material wird für die Dauer der Exposition aufgepreßt. Wesentlich besserer Kontakt muß bei mikroautoradiographischen Untersuchungen erreicht werden, bei denen z. B. die Anordnung einer radioaktiv markierten Substanz im Innern einer pflanzlichen Zelle bestimmt werden soll. Für diese Arbeiten werden Strippingfilme verwendet, bei denen die Emulsionsschicht von der Unterlage abziehbar ist. Das auf einer Glasplatte befindliche Emulsionshäutchen wird von dieser in der benötigten Größe abgezogen und auf Wasser gelegt. Mit dem Objektträger wird das schwimmende Häutchen von unten aufgenommen. Beim Trocknen legt es sich dicht auf das Präparat. Nach der nötigen Expositionszeit entwickelt, können unter dem Mikroskop die geschwärzten Körner des Filmes den darunter sichtbar werdenden Stellen des Präparates sehr genau zugeordnet werden.

Weit verbreitet ist die Methode, bei der *Kernspuremulsionen* aufgeschmolzen und auf dem Präparat zu einer dünnen Schicht verteilt werden. Auch hier entsteht einwandfreier Kontakt beim Trocknen der Emulsion und hohe Genauigkeit bei der Lokalisierung der im Objekt eingebauten radioaktiven Markierung.

Lit. Hartmann: Meßverfahren unter Anwendung ionisierender Strahlung (Leipzig 1969).

Autorotation, ein Betriebszustand, der am überzogenen Flugzeug bei abgelöster Strömung auftritt. Erfährt das Flugzeug z. B. durch eine Böe eine Rollbewegung, d. h. eine Drehung um die Längsachse, so erhält der niedergehende Tragflügel einen größeren → Anstellwinkel und einen kleineren → Auftriebsbeiwert, der aufsteigende Tragflügel dagegen bei kleinerem Anstellwinkel einen größeren Auftriebsbeiwert. Dadurch wird die Drehung so lange beschleunigt, bis das entstandene Rollmoment durch das von der Luftreibung herrührende Rolldämpfungsmoment ausgeglichen wird. Dieser als A. bezeichnete Vorgang erfolgt dann mit konstant bleibender Winkelgeschwindigkeit.

Auxochrome, → Farbstofftheorie.

Avalanchediode, → Halbleiterdiode.

Avalanchetransistor, → Transistor.

avancierte Lösung, → Greensche Funktion.

avancierte Potentiale, Lösungen der inhomogenen Wellengleichungen

$$\Box \varphi = -4\pi\varrho, \tag{1}$$

die zur Zeit t im Punkt $\vec{r}$ nur vom Zustand der Quelle ϱ in den Punkten $\vec{r}'$ zu avancierten Zeiten τ

$$\tau = t + \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c} \tag{2}$$

abhängen. Diese Zeiten liegen relativ zur Zeit t in der Zukunft.

Eine von $\vec{r}'$ ausgehende und nach $\vec{r}$ einlaufende Welle benötigt gerade die Zeit $\tau - t$, um sich, etwa im Fall einer Kugelwelle, konzentrisch auf $\vec{r}$ zusammenzuziehen. Den a.n P.n entsprechen also einlaufende Wellenlösungen

der Gleichung (1). Sie haben die Gestalt

$$\varphi_{av}(\vec{r}, t) = \int \frac{\varrho(\vec{r}', \tau)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \, dV'. \qquad (3)$$

A. P. kommen in der Natur nicht vor. Ihnen würden z. B. konzentrisch von außen nach innen in einem Punkt P zusammenlaufende Lichtwellen entsprechen, der genau zeitlich umgekehrte Vorgang von nacheinander von einer Lichtquelle ausgesandten, nach außen laufenden Lichtsignalen.

Bei diesem zeitlich umgekehrten Vorgang würde bei gemeinsamem Auftreten von avancierten und retardierten Potentialen im Punkt P zuerst die Welle ankommen, die als avancierte Wirkung zu dem zuletzt ausgesandten Lichtsignal gehört. Wenn die zeitliche Reihenfolge der Lichtblitze S_1, S_2, S_3 ist, so würde man mit Hilfe von avancierten Wellen über diese Ereignisse in der Reihenfolge S_3, S_2, S_1 Kenntnis erlangen. Damit würde man von dem in der Zukunft von S_1 gelegenen Ereignis S_3 zuerst erfahren. Durch a. P. könnte man also Kenntnis von zukünftigen Ereignissen erlangen. Bei einem prinzipiell gemischten Auftreten von avancierten und retardierten Potentialen würde eine kausale Ordnung von Ereignissen damit überhaupt unmöglich werden. Das Nichtauftreten von a.n P.n in der Natur hängt somit eng mit der kausalen Struktur unserer Welt und der Existenz einer eindeutigen Zeitrichtung von der Vergangenheit in die Zukunft zusammen. Es läßt sich zeigen, daß die Richtung der Zeit durch die Expansion des Kosmos bedingt ist. In einem expandierenden Kosmos würden avancierte Wirkungen zu unendlich großen Strahlungsintensitäten führen. Aus diesem Grunde sind avancierte Wirkungen mit unserem expandierenden Kosmos nicht konsistent. Physikalisch berücksichtigt man das Nichtauftreten von a.n P.n durch die Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung (→ Wellengleichung).

Lit. H.-J. Treder: Relativität und Kosmos (Berlin 1968).

AVF-Zyklotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Avogadro-Konstante, → Loschmidtsche Konstante.

Avogadroscher Zustand, → Avogadrosches Gesetz.

Avogadrosches Gesetz, *Satz von Avogadro*, besagt, daß alle idealen Gase unabhängig von ihrer chemischen Beschaffenheit bei gleichem Druck und gleicher Temperatur im gleichen Volumen dieselbe Anzahl von Molekülen enthalten. 1 Mol eines jeden idealen Gases nimmt bei 0 °C und 1 atm das gleiche Volumen von 22,414 l/Mol ein. *Die Avogadrosche Zahl* gibt die in 1 cm³ eines idealen Gases bei einer Temperatur von 0 °C und einem Druck von 1 atm enthaltene Anzahl von Molekülen an; sie beträgt $2{,}6873 \cdot 10^{19}$ und ergibt sich aus der → Loschmidtschen Zahl durch Division mit dem Molvolumen.

Nach der kinetischen Gastheorie gilt für ein ideales Gas $p = \frac{2}{3} n \cdot \frac{m}{2} \overline{v^2} = nkT$, wobei $n = N/V$ die Teilchendichte, k die Boltzmannsche Konstante und $m\overline{v^2}/2$ die mittlere kinetische Energie eines Moleküls sind. Hieraus ist ersichtlich, daß die Teilchenzahl $N = pV/(kT)$ bei gleichbleibendem p, V und T gleich sein muß. Genügt ein Gas der Zustandsgleichung $N = pV/(kT)$, die der Clapeyronschen Zustandsgleichung für ein ideales Gas äquivalent ist, so befindet sich das Gas im *Avogadroschen Zustand*, unabhängig davon, welcher kalorischen Zustandsgleichung es gehorcht, wobei V das Volumen bedeutet.

Reale Gase erfüllen das Avogadrosche Gesetz im allgemeinen um so besser, je höher die Temperatur und je niedriger der Druck und die Kondensationstemperatur des Gases sind.

Avogadrosche Zahl, 1) → Avogadrosches Gesetz.

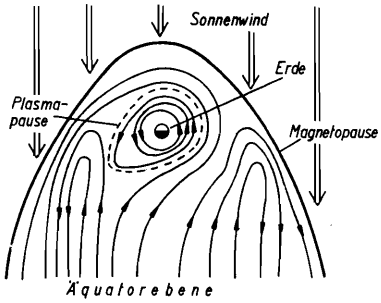
2) häufig auch gleichwertig mit → Loschmidtscher Zahl gebraucht.

Avoirdupois-System, Tabelle 2, Masse.

AVR, → Schwunderscheinungen.

Aw, → Amperewindung.

Axford-Hines-Modell, AHM, nach W. I. Axford und C. O. Hines benannte Vorstellung über die viskosähnliche Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Magnetosphäre. Ursprünglich wurde das A.-H.-M. 1961 ähnlich wie das → Chapman-Ferraro-Modell zur Erklärung geomagnetischer Stürme entworfen. Im Gegensatz zum letzteren, das die Störung des geomagnetischen Feldes nur auf reine wechselwirkungsfreie Kompressionen der gesamten Magnetosphäre zurückführt, macht das A.-H.-M. davon Gebrauch, daß die Magnetosphäre mit verdünntem hochleitendem Plasma gefüllt ist, das in der Lage ist, konvektive Bewegungen auszuführen (→ Konvektion). Als treibender Mechanismus solcher Konvektionen werden viskosähnliche Wechselwirkungen zwischen Sonnenwind und magnetosphärischem Plasma im Gebiet der Magnetopause angenommen. Die Magnetopause wird dabei als dünne, doch endlich dicke Schicht aufgefaßt, was der Wirklichkeit in dem Sinne nahekommt, als eine solche Schicht einer Grenzschicht entspricht. Die an der Magnetopause notwendige viskosähnliche Wechselwirkung wird mit Vorstellungen über die Wechselwirkung zwischen Wellen und Strömung an der Grenzschicht, die zu Impulsübertragungen ins Innere der Magnetosphäre führen soll, oder allgemeiner mit aus der Physik stößefreier Plasmen bekannten kollektiven Wechselwirkungen erklärt. Eine Behandlung des A.-H.-M.s auf der Grundlage der Quasimagnetohydrodynamik oder der Mehrflüssigkeitstheorie existiert vorläufig nicht. Interessant ist, daß sich auch aus Vorstellungen über die unipolare Induktion eine tangentiale Spannung an der Magnetopause ableiten läßt, wenn man nur eine resistive Atmosphäre und eine ideale Kopplung zwischen Ionosphäre und Magnetopause im stationären Zustand voraussetzt. Nach dem A.-H.-M. erzeugt die an der Magnetopause wirkende Tangentialspannung dann eine Mitführung des magnetosphärischen Plasmas, so daß sich im Inneren der Magnetosphäre zwei Konvektionswirbel ausbilden. Die Rückströmung erfolgt in der Äquatorebene. Da im idealleitenden Plasma eine Konvektion mit einem elektrischen Feld $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ verbunden ist, dieses aber entlang der als Äquipotentiallinien fungierenden magnetischen Feldlinien in die Ionosphäre



Konvektionsbild des AHM in der Äquatorebene mit Berücksichtigung der Korotation. An der Magnetopause wird das Plasma durch den Sonnenwind mitgenommen. Die Rückströmung erfolgt im Inneren des Schweifs

transformiert wird, liegt in der Ionosphäre ein elektrisches Feld an. Das Einbeziehen einer tensoriellen Leitfähigkeit, insbesondere der Hall-Leitfähigkeit in der Ionosphäre, läßt dann eine Deutung ionosphärischer Stromsysteme als Abbilder der magnetosphärischen Konvektion zu. Eine solche Vorstellung gilt zweifellos für das DP-2-System (→ *DS*) und hängt eng mit der Ausbildung polarer Substürme zusammen. Neben magnetohydrodynamischen Überlegungen zum A.-H.-M. ist auch versucht worden, die Wechselwirkung an der Magnetopause von seiten einer quasilinearen Plasmatheorie (→ quasilineare Theorie) zu erfassen. Messungen mit Hilfe von künstlichen → Erdsatelliten, insbesondere der ATS-Serie, scheinen die Existenz einer viskosähnlichen Wechselwirkung an der Magnetopause zu bestätigen.

axialer Vektor, ein Vektor, zu dessen Erklärung eine Schraubenregel, im allgemeinen in der Form einer Rechtsschraubenregel, mathematisch durch das Vektorprodukt zweier (polarer) Vektoren ausgedrückt, notwendig ist. Während die Komponenten polarer Vektoren bei einer Spiegelung des Koordinatensystems, d. h. bei einer Vorzeichenumkehr aller (drei) Koordinaten, ebenfalls ihre Vorzeichen ändern, bleiben die Komponenten a. V.en, die als vektorielles Produkt zweier polarer Vektoren dargestellt werden können, bei einer Spiegelung ungeändert. Beispiele für axiale V.en: Vektor der Winkelgeschwindigkeit, des Drehimpulses, des Drehmoments, des magnetischen Feldes, der Polarisation. Axiale V.en lassen sich nur im dreidimensionalen Raum definieren; in Räumen höherer Dimensionen müssen zur mathematischen Darstellung analoger Sachverhalte antisymmetrische Tensoren benutzt werden (→ Tensor). Diese allgemeine Darstellung ist natürlich auch im dreidimensionalen Raum möglich.

axiomatische Quantentheorie, relativistische Quantentheorie der Felder, die versucht, ausgehend von möglichst wenigen, als Axiome der Theorie eingeführten und aus physikalischen oder mathematischen Gründen als unumgänglich erscheinenden Voraussetzungen, die Quantentheorien mathematisch korrekt zu formulieren und dabei zugleich die in der konventionellen Quantenfeldtheorie auftretenden Schwierigkeiten zu vermeiden. Zu diesem Zweck wird eine relativistische Quantentheorie ohne Benutzung von Feldgleichungen konstruiert. Spezielle Formulierungen der a.n Q. sind die von Wightman 1956 begründete allgemeine Quantenfeldtheorie, die axiomatische S-Matrix-Theorie oder LSZ-Theorie, 1955 von Lehmann, Symanzik und Zimmermann begründet, sowie die funktionalanalytische S-Matrix-Theorie oder BMP-Theorie, 1957 von Bogoljubow, Medwedew und Poliwanow begründet, und schließlich die von Haag und Araki 1962 formulierte algebraische Quantenfeldtheorie (Haag-Araki-Felder). Alle diese Zugänge gehen von denselben physikalischen Voraussetzungen aus, die verschieden formuliert werden und deren Äquivalenz in vielen Fällen mathematisch exakt bewiesen wurde. Die a. Q. ist keine Axiomatisierung einer bereits vorliegenden, bewährten physikalischen Theorie; man versucht hier im Gegenteil, durch exakte mathematische Beweise die Widerspruchsfreiheit der aus den bisherigen Bemühungen um die Konstruktion einer konsistenten relativistischen Quantentheorie folgenden Grundannahmen zu sichern und unter Zugrundelegung dieser Annahmen eine konsistente Theorie der Elementarteilchen und allgemeiner relativistischer Quantensysteme zu konstruieren. Alle diese Versuche haben bisher zu noch keinem vollen Erfolg, jedoch bereits zu beachtlichen Teilresultaten geführt, die eine erstaunliche Ausstrahlungskraft auch auf andere Zweige der theoretischen Physik ausüben.

Die Postulate der a.n Q., zunächst formuliert für den Fall der *allgemeinen Quantenfeldtheorie*, sind:

I) Die physikalischen Zustände eines Quantensystems sind Elemente eines Hilbert-Raumes $\mathfrak{H}$; die Observablen, d. s. die beobachtbaren physikalischen Größen, wirken in $\mathfrak{H}$ als selbstadjungierte Operatoren. Dieses Postulat von der Existenz des Hilbert-Raumes hat im wesentlichen mathematische Gründe der einfacheren Handhabung gegenüber allgemeineren Funktionenräumen und wurde aus der nichtrelativistischen Quantenmechanik übernommen.

II) In $\mathfrak{H}$ ist eine (im allgemeinen reduzible) unitäre Darstellung $U(a, A)$ der universellen Überlagerungsgruppe der Poincaré-Gruppe, d. h. der inhomogenen Lorentz-Gruppe $x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} + a^{\mu}$ mit $x \equiv (ct, \vec{r})$ und $\mu = 0, 1, 2, 3$, definiert, wobei der Zusammenhang $\Lambda \longleftrightarrow (\pm A)$ zwischen homogener Lorentz-Gruppe und ihrer Überlagerungsgruppe $SL(2, c)$, der speziellen linearen Gruppe mit komplexen Koeffizienten in zwei Dimensionen, bis auf das Vorzeichen eineindeutig ist (→ Lorentz-Gruppe). Das Transformationsgesetz der Feldoperatoren $\psi_{\alpha}(x)$ ist gegeben durch $U(a, A)\, \psi_{\alpha}(x)\, U^{-1}(a, A) = \sum_{\beta} S_{\alpha\beta}(A^{-1})\, \psi_{\beta}(\Lambda x + a)$, d. h., die Theorie ist invariant gegenüber den inhomogenen Lorentz-Transformationen (a, A). Daraus folgt die Existenz selbstadjungierter Operatoren $\hat{P}_{\mu}$, der Erzeugenden der raum-zeitlichen Translationen $U(a, 0) = e^{-i\hat{P}_{\mu}a^{\mu}} \equiv e^{-i(\hat{P}_0 a^0 - \vec{\hat{P}}\vec{a})}$ mit den Eigenschaften $[\hat{P}_{\mu}, \hat{P}_{\nu}] = 0$, $[\hat{P}_{\mu}, \hat{F}(x)] = i\, \partial\hat{F}(x)/\partial x^{\mu}$ für beliebige Heisenberg-Operatoren $\hat{F}(x)$.

III) $\hat{P}_{\mu}$ ist der Energie-Impuls-Operator des Systems, er genügt folgenden Bedingungen: $\hat{P}_0 > 0$, $\hat{P}_{\mu}\hat{P}^{\mu} \equiv \hat{P}_0^2 - \vec{\hat{P}}^2 > 0$.

Es existiert eindeutig ein Zustand $|0\rangle \in \mathfrak{H}$, der Vakuumzustand, mit der Eigenschaft $U(a, A)\,|0\rangle = 0$. Diese als *Spektralität* (oder *Spektrumsbedingung*) bezeichnete Voraussetzung hat zur Folge, daß $\hat{P}_\mu|0\rangle = \hat{M}_{\mu\nu}|0\rangle = 0$ gilt, wobei $\hat{M}_{\mu\nu}$ die Erzeugenden der eigentlichen Lorentz-Transformationen sind.

IV) Die Theorie ist lokal, d. h., die in raumartig zueinander gelegenen Punkten x und x' des Raum-Zeit-Kontinuums definierten Feldoperatoren kommutieren bzw. antikommutieren, $[\psi_\alpha(x), \psi_\beta(x')]_\pm = 0$ für $(x - x')^2 = c^2(t - t')^2 - (\vec{r} - \vec{r}')^2 < 0$. Diese Forderung wird außer als Lokalität auch als *Mikrokausalität* oder *Einstein-Kausalität* bezeichnet; sie berücksichtigt, daß sich raumartig zueinander gelegene Ereignisse nicht gegenseitig beeinflussen können. Neben diesen Postulaten wird gewöhnlich noch eine → Asymptotenbedingung gefordert, die die Existenz ein- und auslaufender (Streu-) Zustände garantiert und damit die Konstruktion einer S-Matrix ermöglicht.

V) Es existieren die Hilbert-Räume $\mathfrak{H}_{\text{in}}$ bzw. $\mathfrak{H}_{\text{out}}$ der wechselwirkungsfreien Felder zur Zeit $t = -\infty$ bzw. $t = +\infty$, so daß $\mathfrak{H}_{\text{in}} = \mathfrak{H}_{\text{out}}$. Die gelegentlich gestellte Forderung $\mathfrak{H}_{\text{in}} = \mathfrak{H} = \mathfrak{H}_{\text{out}}$ dürfte zu stark sein; $\mathfrak{H}$ gehört zu den wechselwirkenden Feldern, → Quantenfeldtheorie.

In der allgemeinen Quantenfeldtheorie geht man nun davon aus, daß die Feldoperatoren für einen Punkt x des Raum-Zeit-Kontinuums keine mathematisch wohldefinierten Größen sind. Da Messungen in Wirklichkeit nicht im Punkte x, sondern nur innerhalb eines bestimmten endlichen Volumens V und während einer bestimmten Zeitspanne Δt ausgeführt werden können, definiert man die Feldoperatoren als Distributionen über einen geeigneten Raum von *Testfunktionen* $f(x)$, wofür man häufig den Raum S der temperierten Testfunktionen S^n, gelegentlich aber auch andere Funktionenräume heranzieht; für ein skalares Feld ist der Feldoperator daher durch $\varphi(f) = \int \varphi(x) f(x)\, \mathrm{d}^4x, f \in S$ gegeben. Speziell führte Wightman die Funktionale $W^{(n)}(f_n) = \int \cdots \int \mathrm{d}^4x_1 \cdots \mathrm{d}^4x_n \times \times W^{(n)}(x_1, x_2, \ldots, x_n) \cdot f_n(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ mit $f_n \in S^n$, $W^{(n)}(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \langle 0|\, \varphi(x_1)\, \varphi(x_2) \cdots \cdots \varphi(x_n)\, |0\rangle$ als geeignetes Untersuchungsobjekt ein, für die die Postulate I bis V in entsprechender Weise formuliert werden. Die $W^{(n)}(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ heißen *Wightman-Funktionen*, sie sind verallgemeinerte Funktionen. Zu den streng ableitbaren Resultaten gehören z. B. die Beweise des *CPT*-Theorems (Jost 1957), des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik (Lüders, Zumino 1958) und des *Rekonstruktionstheorems* (Wightman 1956), wonach man aus der Gesamtheit $\{W^{(n)}(f_n), f_n \in S^n,\ n \text{ beliebig}\}$ der den Axiomen I bis IV genügenden Wightman-Funktionen die Quantenfelder $\varphi(x)$ und den zugrunde liegenden Hilbert-Raum rekonstruieren kann, ferner der Beweis von Sätzen über die analytische Fortsetzbarkeit der als Randwerte analytischer Funktionen aufgefaßten Wightman-Funktionen (Hall, Wightman 1957) und der Beweis des Haagschen Theorems. Schließlich sind die Konstruktion der S-Matrix unter Benutzung von V durch Haag und Ruelle (1958 bzw. 1962) und die Klasseneinteilung interpolierender (wechselwirkender) Felder von Borchers (1960) auf Grund ihrer Vertauschbarkeit für raumartige Abstände (*Borchers-Klassen*) zu nennen; gegenwärtig bemüht man sich mit Erfolg um die Konstruktion von nichttrivialen Modellen, die eine von der Identität verschiedene S-Matrix ($S \neq 1$) haben (Jaffe, Glimm u. a.), wobei es sich vorläufig noch um Modelle in 1 oder 2 räumlichen Dimensionen und der Zeitdimension handelt.

Die *axiomatische S-Matrix-Theorie* oder *LSZ-Theorie* geht aus von einer speziellen Asymptotenbedingung und formuliert die Postulate I bis IV für die sich daraus ergebende S-Matrix, genauer für die in der Phasenmatrix (η-Matrix)

$$\eta = \sum_{n=4}^{\infty} \frac{1}{n!} \int \cdots \int \mathrm{d}^4x_1 \cdots \mathrm{d}^4x_n h_n(x_1, \ldots, x_n) \times$$

$$\times : \varphi_{\text{ex}}(x_1) \cdots \varphi_{\text{ex}}(x_n) :$$ auftretenden Funktionen $h_n(x_1, \cdots, x_n)$; dabei ist $S = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\eta}$, $\varphi_{\text{ex}}(x)$ sind die asymptotischen (skalaren) Felder mit ex ≡ in bzw. out, und $: \cdots :$ bedeutet das Normalprodukt. Für die Funktionen h_n oder die eng damit zusammenhängenden Funktionen r_n bzw. τ_n, die durch den Vakuumerwartungswert der *retardierten* bzw. → *zeitgeordneten Produkte* $R(x, x_1, x_2, \ldots, x_n)$ bzw. $T(x_1, \cdots, x_n)$ der Feldoperatoren $\varphi(x)$ definiert sind, wird ein kompliziertes nichtlineares System von Rekursionsrelationen abgeleitet, das Kombinationen der h_n, r_n bzw. τ_n mit den entsprechenden Funktionen niedrigerer Ordnung verknüpft und allgemeine Aussagen gestattet. Es ist

$$r_n(x, x_1, \ldots, x_n) = \langle 0|\, R(x, x_1, \ldots, x_n\, |0\rangle$$

mit $R(x) = \varphi(x)$ und $R(x, x_1, \ldots, x_n) =$

$$= (-\mathrm{i})^n \sum_P \Theta(x - x_1) \cdots \Theta(x_{n-1} - x_n) \times$$

$$\times [\cdots [[\varphi(x), \varphi(x_1)], \varphi(x_2)], \cdots, \varphi(x_n)]$$

bzw.

$$\tau_n(x_1, \cdots, x_n) = \langle 0|\, T(x_1, x_2, \cdots, x_n)\, |0\rangle$$

mit $T(x_1, \ldots, x_n) =$

$$= \sum_P \Theta(x_1 - x_2) \cdots \Theta(x_{n-1} - x_n)\, \varphi(x_1) \cdots \varphi(x_n),$$

wobei die Summe $\sum_P$ jeweils über alle Permutationen P der Indizes der Koordinaten läuft und $\Theta(x - y)$ die Heavisidesche Stufenfunktion für die nullte, d. h. die Zeitkomponente der Koordinaten x^0 und y^0 ist, d. h.,

$$\Theta(x - y) = \begin{cases} 1 \text{ für } x^0 > y^0 \\ 0 \text{ für } x^0 < y^0. \end{cases}$$

Der Zusammenhang mit der S-Matrix ist durch

$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\mathrm{i})^n}{n!} \int \cdots \int \mathrm{d}^4x_1 \cdots \mathrm{d}^4x_n\, \sigma_n(x_1, \ldots, x_n) \times$$

$$\times : \varphi_{\text{in}}(x_1) \cdots \varphi_{\text{in}}(x_n) :$$ und $\sigma_n(x_1, \ldots, x_n) = \hat{K}_{x_1} \cdots \hat{K}_{x_n} \tau_n(x_1, \ldots, x_n)$ gegeben, wobei $\hat{K}_x \equiv \Box + \varkappa^2$ der Klein-Gordon-Operator ist.

Die *funktionalanalytische S-Matrix-Theorie* oder *BMP-Theorie* formuliert die Postulate I bis IV direkt für $\hat{S}$ bzw. deren funktionale Ableitungen nach den Feldern $\varphi_{\text{in}}(x)$; besonders wird die Mikrokausalität in der über IV hinausgehenden Gestalt

$$\frac{\delta}{\delta\varphi_{\text{in}}(y)} \left(\frac{\delta \hat{S}}{\delta\varphi_{\text{in}}(x)} \cdot \hat{S}^\dagger \right) = 0 \text{ für } y \lesssim x,$$

d. h. y raumartig bzw. vorzeitig zu $x (y \sim x$ bzw. $y < x)$, formuliert, wobei $\hat{S}^\dagger$ der zu $\hat{S}$

hermitesch konjugierte Operator und $\delta/\delta\varphi$ die Funktionalableitung nach φ ist.

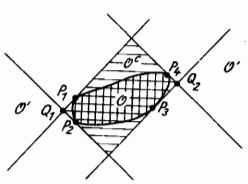
Die wesentliche Leistung der LSZ- und der BMP-Theorie ist der strenge Beweis von Dispersionsrelationen für die Energievariable (bei festem Streuwinkel).

Die *algebraische Quantenfeldtheorie* geht im Gegensatz zu den bisherigen Theorien nicht direkt von den Quantenfeldern, sondern von den in einem lokalen, d. h. in einem endlichen Raum-Zeit-Bereich $\mathfrak{O}$ definierten Observablen $A(\mathfrak{O})$ aus. Die Gesamtheit der in $\mathfrak{O} \subset \mathfrak{M}$ definierten Observablen, wobei $\mathfrak{M}$ das Raum-Zeit-Kontinuum (Minkowski-Raum) ist, bildet einen algebraischen Ring (*Observablenring*), d. h. eine involutive normierte Algebra $\mathfrak{A}(\mathfrak{O})$ beschränkter Operatoren mit der Involution $\hat{A} \to \hat{A}^\dagger$ und der gewöhnlichen Operatornorm, die bezüglich der Norm abgeschlossen ist, die *Observablenalgebra*. Die den Postulaten I bis IV korrespondierenden Axiome sind:

1) Wenn $\mathfrak{O}_1$ in $\mathfrak{O}_2$ enthalten ist, d. h. $\mathfrak{O}_1 \subset \mathfrak{O}_2$, dann ist $\mathfrak{A}(\mathfrak{O}_1)$ in $\mathfrak{A}(\mathfrak{O}_2)$ enthalten, d. h., $\mathfrak{A}(\mathfrak{O}_1) \subset \mathfrak{A}(\mathfrak{O}_2)$ (Isotonie).

2) Bei Poincaré-Transformationen (a, Λ) transformiert sich $\mathfrak{A}(\mathfrak{O})$ wie
$U(a, \Lambda)\, \mathfrak{A}(\mathfrak{O})\, U^{-1}(a, \Lambda) = \mathfrak{A}(\Lambda\mathfrak{O} + a)$, wobei $\Lambda(\Lambda)\, \mathfrak{O} + a$ das transformierte Gebiet ist (Kovarianz).

3) Liegen $\mathfrak{O}_1$ und $\mathfrak{O}_2$ raumartig zueinander, dann kommutieren die zugehörigen Algebren $\mathfrak{A}(\mathfrak{O}_1)$ und $\mathfrak{A}(\mathfrak{O}_2)$, wobei $\mathfrak{O}'$ die Gesamtheit der zu $\mathfrak{O}$ raumartig gelegenen Punkte (Abb.) und



Konstruktion der kausalen Hülle $\mathfrak{O}^c$ und des raumartig zu $\mathfrak{O}$ gelegenen Gebietes $\mathfrak{O}'$; die Lichtkegel in den Punkten Q_1 und Q_2 liegen so, daß sich ganz $\mathfrak{O}$ „zwischen" bei den Lichtkegeln befindet

$\mathfrak{A}'$ der Kommutant von $\mathfrak{A}$ ist (lokale Kommutativität). In der Theorie werden aber nicht die lokalen C*-Algebren $\mathfrak{A}(\mathfrak{O})$, sondern die lokalen von-Neumann-Algebren $\mathfrak{R}(\mathfrak{O})$ betrachtet, die nicht in der Normtopologie, sondern sogar in der schwachen Topologie $(\Phi, A_n\psi) \to (\Phi, A\psi)$ mit $\Phi, \psi \in \mathfrak{H}$ vollständig sind; für die $\mathfrak{R}(\mathfrak{O})$ gelten dieselben Voraussetzungen wie oben und zusätzlich noch:

4) Die von-Neumann-Algebra der Vereinigung $\cup \mathfrak{O}_\alpha$ der Gebiete $\mathfrak{O}_\alpha$ ist gleich der Vereinigung der Algebren $\mathfrak{R}(\mathfrak{O}_\alpha)$, d. h., $\mathfrak{R}(\cup \mathfrak{O}_\alpha) = \cup_\alpha \mathfrak{R}(\mathfrak{O}_\alpha)$ (Superposition).

5) $\mathfrak{R}(\mathfrak{O}) = \mathfrak{R}(\mathfrak{O}^c)$, wobei $\mathfrak{O}^c$ die kausale Hülle von $\mathfrak{O}$ und im wesentlichen identisch mit dem schraffierten Gebiet der Abb. ist (primitive Kausalität).

Aus den von Neumann-Algebren $\mathfrak{R}(\mathfrak{O})$ lassen sich wieder lokale Quantenfelder $A(x)$ rekonstruieren, dergestalt, daß $A(f) = \int \mathrm{d}^4x f(x)\, A(x)$ ist und $f(x)$ im Gebiet lokalisiert ist, d. h. $\mathrm{supp}\, f(x) \subset \mathfrak{O}$ (supp = Träger). $A(x)$ heißt *Haag-Araki-Feld*; es muß nicht mit dem Wightman-Feld $A(x)$ identisch sein, das durch $\{W^{(n)}(f)\}$ definiert wird. Eine Streutheorie im Rahmen der lokalen Algebren wurde von Haag und Araki 1967 formuliert. Die Formulierung der Theorie mit Hilfe der C*-Algebren wurde von Haag und Kastler 1964 ausgeführt. Sie hat eine breite Anwendung im Fall der nichtrelativistischen Quantentheorie, vor allem aber in der Quantenstatistik gefunden. Bei dieser Formulierung wird die Algebra $\mathfrak{A}$ der *quasilokalen Observablen* zugrunde gelegt, die die Vervollständigung (in der Normtopologie) der Vereinigung aller lokalen Observablenalgebren $\mathfrak{A}(\mathfrak{O})$ mit beliebigen beschränkten Gebieten $\mathfrak{O}$ des Minkowski-Raumes $\mathfrak{M}$ ist, d. h., $\mathfrak{A} = \overline{\bigcup_{\mathfrak{O} \subset \mathfrak{M}} \mathfrak{A}(\mathfrak{O})}$. Die Zustände des Systems werden als die positiven linearen Funktionale $\Phi(A)$ auf $\mathfrak{A}$ mit $\Phi(AA^\dagger) \geqq 0$ eingeführt. Mit Hilfe dieser linearen Funktionale Φ wird der Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ des Systems mit eindeutigem zyklischem Vakuum Ω und eine Darstellung von $\mathfrak{A}$ als *-Homomorphismus $\pi(\mathfrak{A})$ von $\mathfrak{A}$ in die beschränkten linearen Operatoren $\mathfrak{B}(\mathfrak{H})$ auf $\mathfrak{H}$ nach der *GNS-Darstellung*, einem eindeutigen, von *G*elfand, *N*eumark und *S*egal angegebenen Verfahren, konstruiert: $\Phi(A) = (\Omega, \pi(A)\, \Omega)$ für alle $A \in \mathfrak{A}$. Die algebraische Formulierung hat gegenüber den anderen Verfahren den Vorteil, daß sie von den beobachtbaren Größen, den im Raum-Zeit-Kontinuum lokalisierten Observablen, ausgeht und die physikalischen Zusammenhänge durch algebraische Relationen widerspiegelt; die Zustände und der darstellende Hilbert-Raum werden erst nachträglich konstruiert, wodurch eine größere Allgemeinheit gewahrt wird. Die Anwendungen im Rahmen der klassischen Statistik und der Quantenstatistik sind sehr weit gediehen und reichen vom allgemeinen Beweis der Existenz thermodynamischer Zustände, z. B. Gibbsscher Zustände und Zustandsgrößen wie Druck, innere Energie und Entropie, für bestimmte Klassen von zwei- und mehrseitigen Wechselwirkungen (Ruelle, Robinson, Hugenholtz u. a. 1967) bis zum Beweis der Existenz von Phasenübergängen bei bestimmten Systemen (Dyson u. a. 1969) und exakten mathematischen Behandlungen spezieller Vielteilchenphänomene, z. B. des Bardeen-Cooper-Schrieffer-Modells der Supraleitfähigkeit (Thirring u. a. 1968), des Heisenbergschen Ferromagneten (Streater 1967) und des idealen Bose-Gases (Araki 1965). Die algebraische Behandlung physikalischer Systeme findet eine ständig wachsende Verbreitung.

axiomatische S-Matrix-Theorie, → axiomatische Quantentheorie.

axiomative Definition, → Definition.

Axiome der Physik, → Axiomensystem.

Axiomensystem, Menge von Aussagen, Relationen oder Axiomen zwischen den Grundbegriffen einer Theorie, aus denen alle Aussagen der Theorie folgen. Die Axiome bzw. Grundbegriffe selbst können innerhalb der Theorie nicht bewiesen bzw. definiert werden.

Von einem A. verlangt man 1) *Unabhängigkeit*, d. h., keines der Axiome soll aus den übrigen ableitbar sein; 2) *Widerspruchsfreiheit*, d. h., es soll nicht zugleich eine Aussage A und deren Negation $\bar{A}$ ableitbar sein; 3) *Vollständig-*

keit, d. h., alle Aussagen der Theorie sollen aus dem A. ableitbar sein.

Eine Theorie kann im allgemeinen durch verschiedene A.e axiomatisiert werden, z. B. die Geometrie oder die Mechanik (→ Prinzipe der Mechanik); ferner kann ein vorgegebenes abstraktes A. auf verschiedene Weisen realisiert werden, indem man für die Grundbegriffe verschiedene, die Axiome erfüllende Dinge setzt; z. B. kann das A. eines Hilbert-Raumes durch bestimmte Zahlenfolgen oder durch quadratintegrable Funktionen realisiert werden.

Da Widerspruchsfreiheit oder Vollständigkeit eines A.s nicht mit den Mitteln der betreffenden Theorie beweisbar sind (*Gödelscher Unvollständigkeitssatz*) und daher nur mit Methoden außerhalb dieses Rahmens gezeigt werden können, fordert man gewöhnlich (neben der Unabhängigkeit) nur 1) *Entscheidbarkeit*, d. h., es muß ein Verfahren geben, womit für jede Aussage in endlich vielen Schritten entschieden werden kann, ob sie zum A. gehört oder nicht, und 2) *Beweisbarkeit*, d. h., aus dem A. sind genau alle Aussagen der Theorie ableitbar.

Zum A. einer physikalischen Theorie gehört (im Gegensatz zu mathematischen A.en) eine eineindeutige Zuordnung seiner Grundbegriffe zu physikalischen Realdefinitionen dieser Begriffe durch Meßvorschriften. Diese Zuordnung vermittelt die Abbildung der realen physikalischen Strukturen auf die mathematischen Strukturen der entsprechenden physikalischen Theorie. Die strenge Axiomatisierung physikalischer Theorien ist sehr schwierig; im allgemeinen begnügt man sich daher mit den für praktische Zwecke völlig ausreichenden Vorstufen, wie sie in der Mechanik durch die Newtonschen Axiome bzw. die Prinzipe der Mechanik und in der Elektrodynamik durch die Maxwellschen Gleichungen (zusammen mit den Materialgleichungen) gegeben sind; Analoges gilt für alle physikalischen Theorien (→ axiomatische Quantentheorie).

Obwohl keine einheitliche Theorie existiert, die alle physikalischen Erscheinungen beschreibt, spricht man oft auch von dem *A. der Physik* (als Ganzes) und versteht darunter solche aus Erfahrung und Experiment abstrahierten Aussagen, die zwar nicht allgemein bewiesen werden konnten, jedoch eine ganz überragende Bedeutung in der Physik haben, z. B. den Entropiesatz, die dynamischen Grundgleichungen, das Kausalitätsprinzip, das Wechselwirkungsprinzip, das Superpositionsprinzip und das Relativitätsprinzip.

Azbel-Kaner-Resonanz, → Zyklotronresonanz.

azentrisch, svw. nicht-zentrosymmetrisch. Gegensatz: → zentrosymmetrisch.

azeotrope Mischung, flüssige Mischung, deren Dampf dieselbe Zusammensetzung wie die flüssige Phase hat. Die Siedekurve zeigt bei der azeotropen Zusammensetzung ein Maximum oder Minimum, eine a. M. siedet daher wie ein reiner Stoff. Ändert man den Druck und damit die Siedetemperatur, so liegt eine a. M. auch bei einer anderen Zusammensetzung vor (→ Siedediagramm).

Azimut, → Koordinatensystem.

azimutale Quantenzahl, → Quantenzahl.

b, → Barn.

$\vec{B}$, → magnetische Induktion.

ba, Tabelle 2, Druck.

Babinet-Punkt, → Polarisation des Himmelslichtes.

Babinetsches Prinzip, ein von dem französischen Naturforscher J. Babinet entdecktes Prinzip, das besagt, daß die Beugungserscheinungen hinter komplementären Schirmen außerhalb des Zentralbildes identisch sind. Komplementäre Schirme verhalten sich zueinander wie ein photographisches Negativ und ein dazugehöriges Positiv. So ist die Beugungserscheinung an einem dünnen Draht außerhalb des direkten Lichts die gleiche wie an einem engen Spalt, die Beugung an Staubteilchen die gleiche wie an kleinen Öffnungen. Das B. P. wird auch in der Hochfrequenztechnik z. B. bei der Berechnung der Diagramme und Strahlungswiderstände von Antennen verwendet. Die Lösungen derartiger Probleme lassen sich mit Hilfe des Babinetschen P.s oft unmittelbar hinschreiben, wenn die Lösungen gewisser komplementärer Probleme bereits bekannt sind. So lassen sich z. B. Richtdiagramm und Strahlungswiderstand eines Schlitzes sehr einfach aus den für den komplementären Dipol bekannten Beziehungen berechnen.

Babinetsches Theorem, → Beugung.

Back-Goudsmit-Effekt, → Hyperfeinstruktur.

Backscatter-Gerät, → Sichtweite.

Backscher Abreißbogen, → Zeemann-Effekt.

Backwarddiode, → Halbleiterdiode.

Badgersche Regel, gibt den aus spektroskopischen Daten für einfache Moleküle gefundenen Zusammenhang zwischen der Kraftkonstanten k und dem Gleichgewichtsabstand d_0 zweier Atome an. Es gilt $k^{-1/3} = a_{ij}(d_0 - b_{ij})$. Hierbei sind a_{ij} und b_{ij} Konstanten, die von der Stellung der beiden Atome im Periodensystem abhängen. Für a_{ij} ist die Maßeinheit so gewählt, daß sich k in Megadyn/cm ergibt, wenn d_0 und b_{ij} in nm eingesetzt werden. Die B. R. ist auch auf mehratomige Moleküle übertragen worden.

Konstanten a_{ij} und b_{ij} einiger zweiatomiger Verbindungen

Periode des Periodensystems vom Atom i	Atom j	Verbindungen	a_{ij}	b_{ij} in mm
0	0	H_2	23,2	0,0025
0	1	HF	23,2	0,0335
0	2	HCl	23,2	0,0585
0	3	HBr	23,2	0,065
1	1	CO	17,5	0,068
1	2	PN	18,7	0,094
1	3	TiO	20,0	0,106
1	4	SnO	20,4	0,118
1	5	PbO	20,4	0,126

Lit. Pauling: Die Natur der chemischen Bindung (dtsch 2. Aufl. Weinheim/Bergstraße 1964).

Baffle, svw. Dampfsperre.

Bahn, 1) → Bahnkurve. 2) → Bahn eines Himmelskörpers.

Bahn-Bahn-Wechselwirkung, im allgemeinen weniger wesentlicher Teil der magnetischen Wechselwirkung zwischen den Elektronen der Atomhülle. Jedes umlaufende Elektron repräsentiert einen Kreisstrom und damit einen mit

seinem Bahndrehimpuls verknüpften magnetischen Dipol. Die B.-B.-W. hat die Wechselwirkung dieser magnetischen Dipole zum Inhalt. Sie wird im allgemeinen nur als Korrekturterm berücksichtigt.

Bahnbeschleunigung, → Beschleunigung.

Bahndrehimpuls, der Bahnbewegung der Teilchen (Elektronen in der Atomhülle, Nukleonen im Kern) zugeordneter → Drehimpuls. Gegensatz → Spindrehimpuls.

Bahn eines Himmelskörpers, der Weg, den ein Himmelskörper zurücklegt. Die *wahre B.* ist der Weg, der tatsächlich im Laufe der Zeit in einem astronomischen Bezugssystem durchlaufen wird. Die *scheinbare B.* dagegen ist der Weg, den der Himmelskörper scheinbar an der Himmelskugel beschreibt. Die scheinbare B. ist durch die wahre B. und die Bewegung des Beobachters bedingt, z. B. Erdrotation, Erdbahnbewegung. Im allgemeinen beschreibt man die wahre B. e. H. als relative B. in bezug auf einen geeigneten Körper, wodurch sich einfache Bahnformen ergeben, bei der Bewegung der Planeten um die Sonne z. B. Ellipsenbahnen. Die wahren B.en der Planeten sind wesentlich komplizierter, und zwar schraubenähnlich, da die Sonne selbst sich im Raum bewegt.

In der Bahnbestimmung wird aus der scheinbaren B. die wahre B. e. H. abgeleitet. Die Hauptschwierigkeit der Bahnbestimmung für Körper des Sonnensystems besteht darin, daß für sie keine Entfernungen von der Erde aus gemessen werden können, sondern nur Örter an der Himmelskugel. Es läßt sich zeigen, daß drei vollständige Örter, bestehend aus zwei Winkelangaben und einer Zeitangabe, ausreichen, um die relative B. e. H. um die Sonne zu bestimmen. Die B. gilt als bestimmt, wenn die Bahnelemente bekannt sind. Für eine Ellipsenbahn sind dies die mittlere große Halbachse, die numerische Exzentrizität, die Neigung der Bahnebene zur Ebene der Ekliptik, die Länge des aufsteigenden Knotens, d. h. der Winkel zwischen den Richtungen zum Frühlingspunkt und zum aufsteigenden Knoten, die Länge des Perihels, d. h. der Winkel zwischen Knotenlinie und der Richtung Sonne — Perihel, und der Zeitpunkt eines Periheldurchganges des Himmelskörpers.

Bahngeschwindigkeit, → Geschwindigkeit.

Bahnkurve, *Bahn,* Gesamtheit der von einem Massepunkt bei seiner Bewegung durchlaufenen Raumpunkte. Die Zeit t ist der Kurvenparameter. Die Bewegung eines mechanischen Systems mit f Freiheitsgraden kann durch eine Kurve im f-dimensionalen Lage- oder Konfigurationsraum der verallgemeinerten Koordinaten $q_i(t)$ dargestellt werden.

Da der Zustand eines mechanischen Systems erst durch die gleichzeitige Angabe der verallgemeinerten Koordinaten q_i und der diesen zugeordneten verallgemeinerten Impulse p_i eindeutig bestimmt ist, beschreibt man die Bewegung mechanischer Systeme häufig durch ihre B. im $2f$-dimensionalen → Phasenraum, die *Phasenbahn,* die mit wachsendem t durchlaufen wird; die Phasenbahn ist daher durch die Angabe von $\{q_i(t), p_i(t): i = 1, \ldots, f\}$ bestimmt.

Im Falle eines eindimensionalen harmonischen Oszillators ist die B. eine wiederholte Hin- und Herbewegung zwischen den Punkten maximaler Auslenkung a und $-a$, den Umkehrpunkten der Oszillation mit der Schwingungsweite a. Die Abbildung der Zeitabhängigkeit der Amplitude $x(t) = a\cos\omega t$ in einer x, t-Ebene ergibt eine anschauliche Darstellung der zeitlichen Änderung der einzigen Koordinate x. Die Phasenbahn, die durch x und $m\dot{x} = p$ bestimmt ist, ergibt sich in dem durch die x, p-Ebene repräsentierten Phasenraum als Ellipse mit den Halbachsen a und $ma\omega$, die in Uhrzeigerrichtung durchlaufen wird.

Für quantenmechanische Systeme ist der Begriff der B. im ursprünglichen Sinne wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation nicht mehr anwendbar.

Bahnlinie, → Strömungsfeld.

Bahnmagnetismus, → atomares magnetisches Moment.

Bahnmodell, svw. Flugbahnmodell.

Bahnmotor, → elektrische Maschine.

Bahnspur, materielle Spur, die ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch Materie in Form von Ionisationsprodukten, Elektronen und positiven Ionen, entlang der Flugbahn des Teilchens hinterläßt. Die Elektronen und Ionen bleiben jedoch nur eine gewisse Zeit (→ Speicherzeit) in ihrem Erzeugungsbereich konzentriert, ehe sie durch Diffusion oder Rekombination abwandern bzw. vernichtet werden. Die an die Materie abgegebene Energie reicht im allgemeinen nicht aus, um die B. eines Teilchens direkt beobachten oder sogar photographieren zu können. Der Nachweis von B.en setzt deshalb einen Verstärkungsmechanismus in Spurkammern (→ Detektor) voraus.

Bahnstabilität, → Fokussierung.

Bahntheorie, → Orbittheorie.

Balescu-Lenard-Gleichung, die 1960 von R. Balescu und A. Lenard gefundene kinetische Gleichung, die die Wechselwirkung geladener Teilchen infolge der Coulombschen Kräfte berücksichtigt. Sie gestattet die Beschreibung irreversibler Prozesse in Plasmen unter Einbeziehung kollektiver Effekte, z. B. der Debyeschen Abschirmung. Wegen ihrer komplizierten mathematischen Form ist die B.-L.-G. für praktische Berechnungen bisher kaum verwendet worden; sie gestattet aber die Herleitung praktisch wichtiger kinetischer Gleichungen, z. B. der Landau-Gleichung, und damit eine Abschätzung über deren Gültigkeitsbereich.

Balkenspirale, → Sternsystem.

Ballasttriode, eine speziell für die Belange der Hochspannungsstabilisierung entwickelte Triode. Sie zeichnet sich durch Anodenspannungsfestigkeit bis 30 kV und hohe Anodenverlustleistung aus. Bei der hohen Anodenspannung treten Röntgenstrahlen auf, die durch speziellen Geräte- und Systemaufbau abgeschirmt werden müssen. Die B. wird oft in Farbfernsehempfängern als Parallelregelröhre im Hochspannungsteil eingesetzt.

Balling-Grad, → Dichtegrade.

Ballistik, Wissenschaft von der Geschoßbewegung. Unter Geschossen werden in der B. Flugkörper verstanden, deren aerodynamischer Auftrieb im Vergleich zu den anderen an dem Flugkörper angreifenden Kräften dem Betrage nach

klein ist. Die B. ist nach Inhalt und Methodik eine physikalisch-mathematische Disziplin; sie stellt eine der Grundlagenwissenschaften sowohl der Artillerietechnik als auch der Kosmonautik dar.

Nach den jeweils vorherrschenden physikalischen Prozessen gliedert sich die B. in eine Reihe relativ selbständiger Teildisziplinen: die innere B. von Rohrwaffen, die innere B. von Raketen, die äußere B., die Endballistik und die experimentelle B.

1) Die *innere B.* (oder *Innenballistik*) *von Rohrwaffen* studiert die Prozesse, die im Rohrinnern einer Waffe beim Schuß ablaufen. Der Schußvorgang besteht in einer sehr raschen Umwandlung der chemischen Energie des verbrennenden Treibmittels (Pulvers) in Wärmeenergie der heißen Pulvergase, die teilweise in kinetische Energie des Systems Geschoß – Ladung – Pulvergase – Waffe übergeht. Dieser Umwandlungsprozeß verläuft in einem Zeitraum von (0,001...0,050) s, der maximale Gasdruck der Pulvergase erreicht hierbei 30000 bis 40000 N/cm², die Temperatur der Verbrennungsgase beträgt 2500 K bis 3500 K.

Die mit chemischen Treibmitteln in Rohrwaffen erreichbaren Geschwindigkeiten sind begrenzt; die heute praktisch vorkommenden Geschoßgeschwindigkeiten liegen zwischen 50 m/s und 1600 m/s. Die maximale Beschleunigung des Geschosses im Rohr der Waffe kann hierbei das 10^5fache der Fallbeschleunigung erreichen.

Die Pulverkörper, aus denen die Treibladung besteht, verbrennen in reproduzierbarer Weise. Die entsprechenden Brenngesetze sind zentraler Bestandteil aller innenballistischen Modelle. Die Fortschreitungsgeschwindigkeit der Verbrennungsfront in das Innere der Pulverkörper, die lineare Brenngeschwindigkeit u, ist für ein vorgegebenes Treibmittel eine eindeutige Funktion des Gasdrucks p im Verbrennungsraum: $u = f(p)$. Bei den in Rohrwaffen gebräuchlichen Treibmitteln und Gasdrücken $p > 5000$ N/cm² gilt in guter Näherung $u = Ap$; die Zahlenwerte der Konstanten A hängen von der chemischen Zusammensetzung des Treibmittels ab.

Beim Schußprozeß unterscheidet man folgende Phasen: die Vorperiode vom Beginn des Abbrands der Treibladung bis zum Beginn der Geschoßbewegung; die 1. Periode (Hauptperiode) vom Beginn der Geschoßbewegung bis zum Ende der Verbrennung der Treibladung; die 2. Periode vom Verbrennungsende bis zum Geschoßaustritt aus der Mündung der Waffe (Periode der adiabatischen Expansion der heißen Verbrennungsgase der Treibladung); die 3. Periode vom Geschoßaustritt aus der Mündung bis zum Ende der Einwirkung der aus der Rohrmündung ausströmenden Pulvergase auf das Geschoß. Wegen der Kopplung des Abbrandprozesses der Ladung, der Strömung der gasförmigen Verbrennungsprodukte, des Wärmeübergangs zwischen Ladung, Verbrennungsgasen und Rohrwand sowie der Bewegung des Geschosses, der Waffe und des unverbrannten Ladungsanteils ist die exakte physikalische Beschreibung des Schußprozesses schwierig. Um den Rechenaufwand zur Ermittlung der innenballistischen Variablen in erträglichen Grenzen zu halten, werden in der ballistischen Praxis meist nur relativ stark vereinfachte Modelle des Schußprozesses benutzt.

Die 1. Hauptaufgabe der inneren B. von Rohrwaffen ist die Berechnung des Gasdrucks und der Geschoßgeschwindigkeit im Rohr als Funktion des Geschoßweges sowie die Ermittlung des Weg-Zeit-Verlaufs der Geschoßbewegung. Die Gestalt dieser Funktionen hängt ab von den thermochemischen Eigenschaften des Treibmittels, von der geometrischen Form und der Größe der Treibmittelkörper, aus denen die Treibladung besteht, von der Geschoßmasse, vom Volumen des Verbrennungsraumes sowie von den konstruktiven Parametern des Rohres.

Die 2. Hauptaufgabe der inneren B. von Rohrwaffen, die inverse Aufgabe der inneren B., ist die innenballistische Projektierung von Rohrwaffensystemen. Das Ziel besteht hierbei darin, die konstruktiven Parameter des Rohrinneren und die Ladungsbedingungen so festzulegen, daß ein Geschoß vorgegebenen Kalibers und vorgegebener Masse beim Austritt aus der Waffenmündung die geforderte Geschwindigkeit besitzt. Hierbei sind in der Regel noch eine Reihe von Randbedingungen einzuhalten. So wird häufig gefordert, daß der maximale Gasdruck in der Waffe eine vorgegebene obere Schranke nicht überschreiten soll.

Die innenballistische Störungstheorie bildet den Gegenstand der 3. Hauptaufgabe der inneren B. von Rohrwaffen. Die Aufgabe der Störungstheorie besteht in der Herleitung von Beziehungen für die Ermittlung der Abweichungen der innenballistischen Variablen (der Schußelemente) infolge Änderungen der Parameter, die in das Modell des Schußprozesses eingehen. Von besonderer praktischer Bedeutung sind die Störungsformeln für den Maximaldruck in der Waffe und die Geschwindigkeit des Geschosses beim Austritt aus der Mündung der Waffe.

2) Die *innere B.* (oder *Innenballistik*) *von Raketen* untersucht die Verbrennung von festen und flüssigen Raketentreibstoffen in Raketentriebwerken.

Die 1. Hauptaufgabe der inneren B. von Raketen besteht in der Ermittlung des Gasdrucks der Verbrennungsprodukte der Treibladung in der Brennkammer des Triebwerks und des Raketenschubs als Funktion der Zeit. Der Druck-Zeit-Verlauf und der Schub-Zeit-Verlauf hängen ab von den thermochemischen Parametern des Treibmittels, von der Form und Größe der Treibmittelkörper, aus denen die Ladung besteht, von der Ladungsmasse sowie von den konstruktiven Parametern der Brennkammer und der Düse. Der Verbrennungsprozeß in Raketentriebwerken verläuft wesentlich weniger intensiv als der entsprechende Prozeß in Rohrwaffen. Die Maximaldrücke liegen in der Regel unter 2000 N/cm², die Brenndauer kann dagegen bis zu einigen Minuten betragen.

Die innere B. von Feststoffraketentriebwerken ähnelt der inneren B. von Rohrwaffen. Die Abhängigkeit der linearen Brenngeschwindigkeit u der Treibmittelkörper vom Brennkammerdruck genügt jedoch anderen Gesetzmäßigkeiten: $u = f(p)$. Außerdem hat der Wärmeübergang zwischen Ladung und Wandung des Verbrennungsraumes infolge der längeren Brennzeiten wesentlich größeren Einfluß auf den Verlauf der

innenballistischen Variablen, als dies bei Rohrwaffen der Fall ist. Als Brenngesetze $f(p)$ finden in der inneren B. von Feststoffraketentriebwerken Verwendung:

$f(p) = A_\nu p^\nu \ (\nu < 1)$,

$f(p) = a + bp \ (a, b > 0)$.

Besonders gut geeignet ist das Brenngesetz:

$$f(p) = \frac{p}{\bar{a} + \bar{b}p^{2/3}} \quad (\bar{a}, \bar{b} > 0).$$

Die in diesen Ansätzen auftretenden Konstanten werden experimentell ermittelt.

Die 2. Hauptaufgabe (inverse Aufgabe) der inneren B. von Feststofftriebwerken ist die ballistische Projektierung von Feststoffraketen. Die energetischen Charakteristiken des Treibmittels, die Ladungsmasse, die Form und Größe der Pulverkörper sowie die konstruktiven Parameter der Brennkammer und der Düse müssen so festgelegt werden, daß das Triebwerk den gewünschten Schub-Zeit-Verlauf erbringt. Als Randbedingungen sind hierbei meist die Nutzmasse oder die Startmasse der Rakete sowie der maximal zulässige Brennkammerdruck vorgegeben (→ Rakete).

Gegenstand der 3. Hauptaufgabe der inneren B. von Feststoffraketentriebwerken ist die Ermittlung des Einflusses von Parameteränderungen auf den Brennkammerdruck und den Schubverlauf.

Die innere B. von Raketentriebwerken mit Flüssigtreibstoff hat sich zu einer weitgehend selbständigen Disziplin entwickelt. Die Leistungsparameter von Flüssigkeitstriebwerken hängen ab von den chemischen Eigenschaften der flüssigen Treibmittelkomponenten, von den konstruktiven Parametern der Brennkammer und der Düse, von den Fördercharakteristiken des Treibstoffs u. ä. Die Arbeitsdrücke in Flüssigkeitstriebwerken liegen in der Regel zwischen 300 und 700 N/cm².

3) Die *äußere B.* oder *Außenballistik* untersucht die Bewegung ungelenkter Geschosse nach Verlassen des Rohres bzw. der Startrampe bis zum Auftreffen des Geschosses im Zielpunkt. Das Studium der Bewegung von Lenkraketen ist Aufgabe der Raketendynamik.

Zur mathematischen Beschreibung der Geschoßbewegung werden Flugbahnmodelle aufgestellt. Sie haben in der Regel die Form einer Anfangswertaufgabe für ein System (nichtlinearer) gewöhnlicher Differentialgleichungen. Physikalische Grundlage für die Aufstellung von Flugbahnmodellen sind die Differentialgleichungen für die Bewegung eines Körpers veränderlicher Masse im Raum. Hinzu treten Annahmen über die Struktur des Geschosses, über das Medium, in dem der Bewegungsvorgang abläuft, über das Kräftesystem am Geschoß, über das physikalische Bezugssystem sowie über den Bewegungszustand des Geschosses im Anfangszeitpunkt der Bahnberechnung. Je nach der Art dieser Annahmen erhält man unterschiedliche Flugbahnmodelle.

Im *parabolischen Flugbahnmodell* wird die Geschoßbewegung als Bewegung einer Punktmasse konstanter Masse im Vakuum idealisiert. Die Fallbeschleunigung wird als konstant nach Betrag und Richtung vorausgesetzt; das mit der Erdoberfläche fest verbundene Bezugssystem wird in 1. Näherung als Inertialsystem angesehen.

Das *elliptische Bahnmodell* behandelt die Geschoßbewegung als Bewegung einer Punktmasse konstanter Masse im Vakuum. Als einzige Kraft wird die Schwerkraft berücksichtigt, das Gravitationsfeld der Erde wird jedoch als kugelsymmetrisches Zentralfeld vorausgesetzt. Das hierbei zugrunde gelegte geozentrische Bezugssystem wird als Inertialsystem behandelt.

Das *klassische Bahnmodell* der äußeren B. beschreibt die Bewegung eines Punktmasse-Geschosses konstanter Masse im lufterfüllten Raum. Das Schwerefeld der Erde wird als Parallelfeld angenommen, es wird jedoch zugelassen, daß der Betrag der Fallbeschleunigung höhenabhängig ist. Als weitere Kraft wird der tangential zur Flugbahn gerichtete Luftwiderstand $\vec{W} = -\frac{1}{2}\varrho v^2 F i c_W(\mathrm{Ma})\frac{\vec{v}}{v}$ berücksichtigt, $\mathrm{Ma} = \frac{v}{a}$. Hierin bedeuten ϱ die Luftdichte, $\vec{v}$ den Vektor der Bahngeschwindigkeit des Geschosses, v dessen Betrag, F die (maximale) Querschnittsfläche des Geschosses, $c_W(\mathrm{Ma})$ den aerodynamischen Widerstandsbeiwert des Geschosses, Ma die Machzahl, i den Formkoeffizienten des Geschosses und a die lokale Schallgeschwindigkeit.

Für $c_W(\mathrm{Ma})$ wird in der Regel der Verlauf eines → Standardluftwiderstandsgesetzes benutzt; die Abhängigkeit der Luftdichte und der Schallgeschwindigkeit von der Höhe wird einer Normalatmosphäre entnommen.

Der Formkoeffizient i dient zur Anpassung des Standardluftwiderstandsgesetzes an das individuelle Widerstandsgesetz des betreffenden Geschosses.

Das mit der Erdoberfläche fest verbundene Bezugssystem wird als Inertialsystem behandelt. Als Anfangsbedingung für die Geschoßbewegung wird beim parabolischen, elliptischen und klassischen Bahnmodell angenommen: Das Geschoß habe zur Zeit $t = 0$ relativ zur Erdoberfläche die Anfangsgeschwindigkeit v_0 und den Abgangswinkel ϑ_0.

Das *Kreiselmodell des Geschosses* approximiert die Geschoßbewegung als Bewegung eines starren Körpers im Raum, auf den außer der Schwerkraft und dem Luftwiderstand eine Reihe weiterer aerodynamischer Kräfte und Momente wirken. Die übrigen Modellannahmen entsprechen denen des klassischen Bahnmodells.

Die Flugbahn einer Rakete kann in aktive und passive Bahnabschnitte unterteilt werden. Aktive Bahnabschnitte sind diejenigen Bahnabschnitte, auf denen das Raketentriebwerk arbeitet; als passive Bahnabschnitte bezeichnet man die antriebsfreien Bahnteile. Das einfachste *Bahnmodell für die Antriebsbahn einer Rakete* beschreibt die Bewegung einer Punktmasse veränderlicher Masse im Vakuum, wobei als einzige Kraft der tangential zur Flugbahn gerichtete Schub $\vec{S}$ wirkt: $\vec{S} = |\dot{m}|\, v_e \frac{\vec{v}}{v}$. Hierin bedeutet $\dot{m} = \mathrm{d}m/\mathrm{d}t$ die Zeitableitung der Raketenmasse, den Massendurchsatz, und v_e die effektive Ausströmgeschwindigkeit des Antriebsstrahl des Raketentriebwerks.

Damit ein Geschoß mit seiner Spitze dem (gekrümmten) Flugbahnverlauf folgt, muß eine *Stabilisierung* vorgenommen werden. Dies kann entweder durch schnelle Rotation des Geschosses um seine Längsachse (Drallstabilisierung) oder durch Anbringen von Leitflächen am Geschoßkörper (aerodynamische Stabilisierung) erreicht werden. Um ein Geschoß durch Drall zu stabilisieren, muß das Geschoß mit hoher Winkelgeschwindigkeit um seine Längsachse rotieren. Bei Geschossen für Rohrwaffen wird diese Rotation durch in die Laufinnenwand eingeschnittene Züge erzeugt, bei Raketengeschossen durch Schrägstellung der Düsen. Die zur Stabilisierung erforderliche Rotationsfrequenz ist umgekehrt proportional zum Kaliber; bei den Geschossen der 76-mm-Kanone liegt sie in der Größenordnung von 2000 Umdrehungen je Sekunde. Auf dem schwachgekrümmten Anfangsstück der Flugbahn verläuft die Rotationsbewegung eines Geschosses analog zur Bewegung eines schweren Kreisels. Die Geschoßachse präzessiert um den Vektor der Schwerpunktsgeschwindigkeit, und zwar bei variablem Nutationswinkel. Bei stabilen Geschossen überschreitet der Nutationswinkel 10° bis 15° gewöhnlich nicht. Im weiteren Verlauf klingen die Nutationsschwingungen der Geschoßachse ab, und die Bewegung des Geschosses nimmt den Charakter einer pseudoregulären Präzession mit einem mittleren Nutationswinkel der Größenordnung 2° bis 3° an. Auf dem stärker gekrümmten Teil der Flugbahn, in der Nähe des Flugbahngipfels, ändert sich der Charakter der Rotationsbewegung des Geschosses entscheidend. Die Geschoßachse weicht (bei Rechtsdrall) systematisch nach rechts ab, wodurch eine Rechtsabweichung des Schwerpunktes aus der Abgangsebene hervorgerufen wird (Geschoßderivation). Die Abgangsebene ist diejenige Vertikalebene, die den Vektor der Anfangsgeschwindigkeit enthält.

Im Falle der aerodynamischen Stabilisierung wird durch die Leitflächen ein aerodynamisches Moment um den Geschoßschwerpunkt erzeugt, das die Längsachse in Richtung des Vektors der Bahngeschwindigkeit zu drehen trachtet.

Die 1. Hauptaufgabe der äußeren B. ist die Berechnung der Flugbahnelemente der Geschoßflugbahn bei vorgegebenem Anfangszustand des Geschosses unter ballistischen, meteorologischen und topographischen Normalbedingungen als Funktion der Flugzeit t oder einer anderen Flugbahnvariablen. Man bezeichnet die 1. Hauptaufgabe auch als Problem der Flugbahnvorhersage. Als Flugbahnelemente werden bei den Punktmassen-Bahnmodellen im allgemeinen verwendet: die rechtwinklig-kartesischen Koordinaten $x(t)$, $y(t)$ der Flugbahn, die Bahngeschwindigkeit $v(t)$, der Neigungswinkel $\vartheta(t)$ der Flugbahntangente gegenüber der Horizontalen und die Masse $m(t)$ des Geschosses.

Das parabolische Bahnmodell liefert als Flugbahnkurven Parabeln, das elliptische Bahnmodell liefert Ellipsen, in Grenzfällen auch Parabeln oder Hyperbeln. Beim klassischen Bahnmodell sind die Flugbahnen asymmetrische Kurven, die einer kubischen Parabel ähneln (*ballistische Kurve*).

Das parabolische und das elliptische Bahnmodell enthalten als Flugbahnparameter die Anfangsgeschwindigkeit v_0, den Abgangswinkel ϑ_0 und die Höhe h_0 des Abgangspunktes über der Erdoberfläche. Beim klassischen Bahnmodell kommt als weiterer Parameter der ballistische Koeffizient c hinzu: $c = \frac{d^2 i}{m} \cdot 1000$. Hierin bedeutet d den Geschoßdurchmesser (Kaliber) und m die Geschoßmasse.

Mit Hilfe des klassischen Bahnmodells sind für ausgewählte Standardluftwiderstandsgesetze und Normalatmosphären (unter der Voraussetzung $h_0 = 0$) umfangreiche Tafelwerke berechnet worden. Diese Tafeln enthalten die Flugbahnelemente laufender Flugbahnpunkte als Funktion der Flugzeit t und der 3 Flugbahnparameter c, v_0, ϑ_0, die Flugbahnelemente im Gipfel und Auftreffpunkt auf der Erdoberfläche als Funktion von c, v_0, ϑ_0. Bei Vorhandensein derartiger Tafelwerke sind auch inverse Aufgaben leicht zu lösen, wie die Bestimmung des erforderlichen Abgangswinkels ϑ_0, unter dem mit einer gegebenen Waffe und einem gegebenen Geschoß (v_0, c = konst.) eine bestimmte Horizontalschußweite x_h erreicht wird.

Die Hauptmethode zur Lösung der 1. Hauptaufgabe ist heute die numerische Integration der Flugbahndifferentialgleichungen nach einem Einschritt-Integrationsverfahren vom Runge-Kutta-Typ.

Die 2. Hauptaufgabe der äußeren B. ist die Ermittlung des Einflusses von Änderungen der Flugbahnparameter auf die Flugbahnelemente (außenballistische Störungstheorie, im Artilleriewesen auch Theorie der Verbesserungen genannt).

Weitere wichtige Aufgaben der äußeren B. sind die Ermittlung der wahrscheinlichen Abweichungen der Flugbahnelemente von den Normalwerten infolge der wahrscheinlichen Fehler der Flugbahnparameter und die Aufstellung von Schußtafeln.

Die Schußtafeln enthalten für eine vorgegebene Waffe und ein spezielles Geschoß, meist als Funktion der Horizontalentfernung $x_e = x_h$ des Zieles, die Bahnelemente der Normalbahn, die Koeffizienten für die Berechnung des Einflusses der ballistischen und meteorologischen Störeinflüsse, die wahrscheinlichen Abweichungen des Auftreffpunktes und eine Reihe weiterer Angaben.

4) Die *Endballistik* beschäftigt sich mit den Wirkungsmechanismen der verschiedenen Geschoßarten beim Auftreffen auf Zielobjekten unterschiedlicher physikalischer Struktur. Die Endballistik entwickelt Modelle für das Eindringen der Geschosse bzw. deren Zerlegungsprodukte (Splitter, Hohlladungsstrahl) in Zielmaterialien.

5) Aufgabe der *experimentellen B.* ist die Ermittlung und Registrierung der in die ballistischen Modelle eingehenden Parameter und empirischen Funktionen, die Flugbahnvermessung sowie die Entwicklung der hierfür benötigten Meßtechnik.

Lit. Hauck: Äußere B. Eine Einführung in die Theorie der Geschoßbewegung (Berlin 1972); Molitz/Strobel: Äußere B. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1963); Wolff: Innere B. (Berlin 1961), Raketen

und Raketenballistik (3. Aufl. Berlin 1968), Wahrscheinlichkeitsrechnung und das Problem der Geschoßstreuung (Berlin 1960).

ballistische Kurve, → Ballistik.
ballistischer Anschlag, → Stoßpendel.
ballistischer Eichfaktor, → Stoßpendel.
ballistischer Koeffizient, → Ballistik.
ballistisches Pendel, svw. Stoßpendel.

ballistisches Verfahren, häufig angewandtes Gleichfeld-Meßverfahren zur Bestimmung des magnetischen Flusses sowie zur punktweisen Aufnahme von Neukurven und Hystereseschleifen. Das Prinzip beruht auf der Induktionsmethode. In einer Leiterschleife wird bei Änderung des umfaßten magnetischen Flusses um $\Delta\Phi$ ein Spannungsstoß $\int u \cdot dt = \Delta\Phi$ induziert, der mit ballistischen Galvanometern meßbar ist. Vielfach werden für die Messungen des Zeitintegrals der Spannung auch Fluxmeter oder elektronische Integratoren eingesetzt.

Die Änderung des magnetischen Flusses bei der Feldmessung erfolgt durch Herausziehen der Meßspule aus dem Feld bzw. durch Ausschalten oder Umpolen des Feldes. Zur Messung der Hystereseschleife geht man von dem maximalen Magnetisierungsstrom aus, der stufenweise einsinnig verändert wird, wobei die entstehenden Induktionssprünge ΔB zu messen und vom vorhergehenden B-Wert abzuziehen sind. Die zugehörigen Feldstärken lassen sich bei geschlossenen Magnetkreisen aus der Durchflutung und der magnetischen Weglänge berechnen. Einfache Messungen der Koerzitivfeldstärke H_c sind nach der *Abziehmethode* möglich. Durch Variieren der Feldstärke H in einer offenen Magnetisierungsspule kann der beim Herausziehen einer stabförmigen Probe aus der Meßspule induzierte Spannungsstoß zu Null gemacht werden. Für diesen Fall gilt $H = H_c$, wenn die Probe vorher aufmagnetisiert war. Das ballistische V. zeichnet sich durch große Anpassungsfähigkeit aus. Neben Messungen an geschlossenen und offenen magnetischen Kreisen wird das Verfahren auch bei Joch-Methoden sowie in Verbindung mit magnetischen Spannungsmessern angewandt.

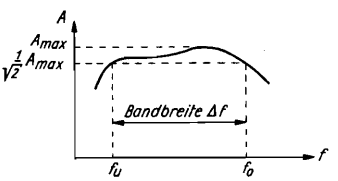
Ballistokardiographie, eine medizinische Anwendung des Schwerpunktsatzes. Bei der B. ruht der Patient auf einem besonders gelagerten Tisch, dessen Bewegungen registriert werden. Die Bewegungen entstehen durch Massenverlagerungen im Inneren des Körpers infolge der Tätigkeit des Herzens.

1) Äußere B.: Aus der Bewegung des Untersuchungstisches ist auf Grund der physikalischen Eigenschaft des aus Patient und Tisch bestehenden Systems der Bewegungsablauf des Körperschwerpunktes gegenüber den Körperkonturen zu ermitteln. Beschränkt man sich auf die Registrierung von Bewegungen in Richtung der Körperlängsachse, so kann man sich den gesamten Vorgang im Innern des Körpers durch die Bewegung einer kleinen Masse gegenüber der Körpermasse ersetzt denken. Zwischen beiden Massen wirken innere Kräfte, welche die Relativbewegung dieser Massen verursachen. Diese Relativbewegung stellt die gesuchte Variable dar. Registriert wird jedoch die Bewegung des Tisches gegenüber dem Raum. Gut auswertbare Ergebnisse lassen sich nur bei kräftefrei verschiebbarem Tisch und kleiner Tischmasse erzielen. Sind diese Forderungen nicht genügend erfüllt, so treten gekoppelte Schwingungen zwischen Raum, Tisch und Körper auf, welche die Registrierung stark verfälschen.

2) Innere B.: Aus der Bewegung des Körperschwerpunktes soll auf Aufbau und Wirkungsweise des Kreislaufsystems geschlossen werden; insbesondere hat man versucht, aus der registrierten Weg-Zeit-Funktion des Tisches, dem *Ballistokardiogramm*, das Schlagvolumen der linken Herzkammer zu bestimmen.

Balloelektrizität, svw. Wasserfallelektrizität.
Balmer-Formel, → Wasserstoffspektrum.
Balmer-Serie, → Wasserstoffspektrum.
Band-Band-Übergang, svw. Interbandübergang.

Bandbreite, das Frequenzgebiet $\Delta f = f_o - f_u$, in dem der Übertragungsfaktor A eines Systems um weniger als den Faktor $1/\sqrt{2} \approx 0{,}7$ ($\triangleq -3$ dB) von seinem Maximalwert A_{max} abweicht (Abb.). f_o wird als obere und f_u als untere



Definition der Bandbreite

Grenzfrequenz bezeichnet. Unter dem Übertragungsfaktor versteht man dabei das Verhältnis der Amplitude der Ausgangsgröße des Systems zur Amplitude der Eingangsgröße, also beispielsweise der Ausgangsspannung zur Eingangsspannung eines Vierpols.

Bandentartung, eine Form der Entartung von elektronischen Energien der Bandstruktur. Man unterscheidet drei Formen von Entartung in der → Bandstruktur:

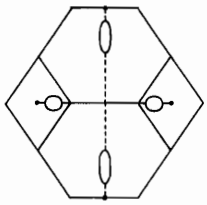
1) *Sternentartung*, d. h. die durch die Energieeigenwerte $E_\nu(\vec{k}) = E_\nu(\alpha\vec{k})$ – wobei α eine Operation aus der Punktgruppe des Kristalls ist – bedingte Entartung aller Zacken eines Sterns. $\vec{k}$ ist dabei der reduzierte Ausbreitungsvektor und ν der Bandindex. Sie bewirkt das Auftreten mehrerer Täler in *Mehrtalhalbleitern*.

2) *B.*, speziell das Zusammenlaufen mehrerer Bänder an einem Punkt $\vec{k}$ (und damit gemäß 1) an allen Zacken des Sterns von $\vec{k}$). Die B. tritt meist an Symmetriepunkten in der → Brillouin-Zone auf, z. B. bei der Valenzbandkante von Silizium und Germanium am Punkt $k = 0$.

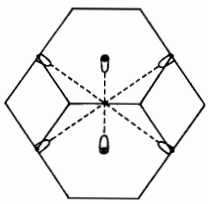
3) *Bandüberlappung* liegt vor, wenn $E_\nu(\vec{k}) = E_{\nu'}(\vec{k}')$ ist, wobei $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ zu verschiedenen Sternen gehören und $\nu \neq \nu'$ ist. Diese Entartung ist immer zufällig, d. h. nicht symmetriebedingt. Ist $\nu = \nu'$, so liegt eine „Überlappung des Bandes mit sich selbst" vor; die Punkte einer Fläche mit $E =$ konst. sind im allgemeinen auf diese Weise miteinander entartet.

Bändermodell, eine Beschreibung des elektronischen Spektrums im Festkörper durch Energiebänder. Das Energiespektrum eines Elektrons im idealen Kristall wird durch die → Bandstruktur gekennzeichnet. Für Nichtmetalle erfolgt die Beschreibung der Energiezustände

Bandfilter



Silizium

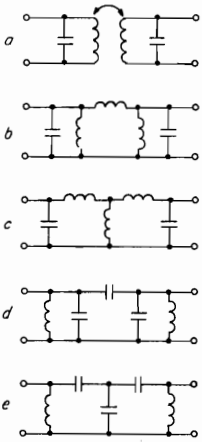


Germanium

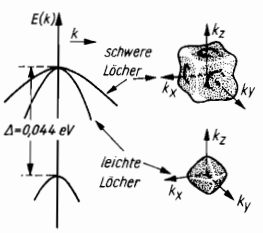
1 Vieltalstruktur des Leitungsbandes von Silizium und Germanium. Blick in [110]-Richtung auf die Brillouin-Zone. Die Ellipsoide sind Energieflächen. Die Täler liegen in den ⟨100⟩-Richtungen für Silizium (Punkt Δ) bzw. in den ⟨111⟩-Richtungen für Germanium (Punkt L). (→ Abb. Brillouin-Zone)

z. B. durch Leitungs- und Valenzbänder, die durch eine Bandlücke voneinander getrennt sind. Die *Bandlücke* ist derjenige Energiebereich in der Bandstruktur von Nichtmetallen, der nicht von Energiebändern überdeckt wird und in dem die Fermi-Energie liegt. Unterhalb der Bandlücke liegen die Valenzbänder, oberhalb die Leitungsbänder. In der Bandlücke können bei dotierten Halbleitern Terme liegen, die von den Störstellen herrühren (→ Akzeptor, → Donator).

Das absolute energetische Maximum der Valenzbänder heißt *Valenzbandkante*, das absolute Minimum der Leitungsbänder *Leitungsbandkante*. Die energetische Differenz beider Bandkanten wird zuweilen auch *Breite der verbotenen Zone* genannt. Bei endlichen Temperaturen sind in n-Halbleitern einzelne Elektronen in das Leitungsband angeregt, die sich vorwiegend an der Bandkante befinden. Sie verhalten sich wie nahezu freie Elektronen, nehmen am Stromtransport teil und tragen so zur Leitfähigkeit bei. Bei Silizium und Germanium liegt die Leitungsbandkante nicht beim Ausbreitungsvektor $\vec{k} = 0$, so daß die Elektronen sich an mehreren unterschiedlichen Stellen („Tälern") in der Brillouin-Zone befinden (Abb. 1). Man hat es mit einem Mehrtalhalbleiter zu tun. Die Flächen konstanter Energie E sind langgezogene Rotationsellipsoide. In p-Halbleitern sind bei endlichen Temperaturen einzelne Elektronen angeregt und hinterlassen → Löcher, die sich vorwiegend an der Bandkante befinden. Sie verhalten sich wie nahezu freie positive Ladungsträger, nehmen am Stromtransport teil und tragen so zur Leitfähigkeit bei. Die Valenzbandkante vieler Halbleiter befindet sich bei $k = 0$ (Punkt Γ) und ist meist mehrfach entartet. Für Germanium und Silizium ist die Kante des Valenzbandes zweifach entartet. Die Flächen für E = konst. sind daher selbst für kleine $\vec{k}$ nicht Kugeln, sondern ähneln Würfeln im oberen Band bzw. Oktaedern im unteren Band (Abb. 2).



1 Kopplungsarten bei Bandfiltern: *a* bis *c* induktive Kopplung, *d* und *e* kapazitive Kopplung



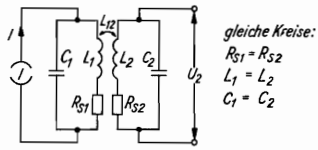
2 Valenzband von Silizium in der Nähe von $\vec{k} = 0$ und Energieflächen der leichten und schweren Löcher

Im oberen Band haben die Löcher eine größere effektive Masse als im unteren. Man unterscheidet schwere und leichte Löcher. Das dritte Band liegt infolge von Spin-Bahn-Kopplung tiefer.

Bandfilter, ein aus zwei oder mehreren induktiv, kapazitiv, galvanisch oder gemischt gekoppelten Schwingkreisen bestehendes → Filter mit relativ schmalem Durchlaßbereich. In der Nachrichtentechnik werden häufig Verstärkerstufen über B. gekoppelt. Das B. hat dabei die Aufgabe, die Trägerfrequenz und die beiden Seitenbänder durchzulassen, alle anderen störenden Frequenzen aber zu sperren.

Einige typische Schaltungen für zweikreisige B. gibt Abb. 1.

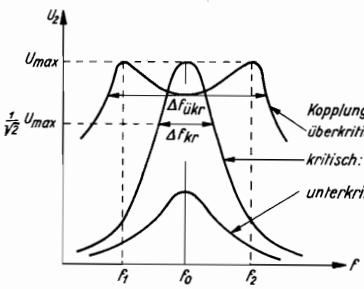
Das charakteristische Verhalten eines B.s soll am Beispiel des induktiv gekoppelten B.s nach Abb. 2 erläutert werden. Die übrigen B.



2 Induktiv gekoppeltes Bandfilter

in Abb. 1 zeigen im Prinzip das gleiche Verhalten.

Die Resonanzfrequenz der beiden gleich aufgebauten Schwingkreise des Filters sei f_0. Ein Maß für die Stärke der Kopplung zwischen den beiden Kreisen ist der Kopplungsfaktor $k = L_{12}/\sqrt{L_1 L_2}$. L_1 und L_2 sind die Induktivitäten von Primär- und Sekundärspule, L_{12} ist ihre Gegeninduktivität. Fließt durch den Primärkreis des B.s ein Wechselstrom der Amplitude I mit variabler Frequenz f, so erhält man als Ausgangsspannung U_2 in Abhängigkeit von dieser Frequenz die in Abb. 3 dargestellten Kurven.



3 Unterkritische, kritische und überkritische Kopplung beim Bandfilter

Bei *unterkritischer Kopplung*, d. h. bei $k < 1/Q$, wobei Q die Güte des Einzelkreises darstellt, wird der Sekundärkreis vom Primärkreis nur wenig beeinflußt, die Spannung U_2 bleibt klein. Bei *kritischer Kopplung* $k = 1/Q$ erreicht sie ihr Maximum U_{max}. Gestaltet man die Kopplung noch fester, so sattelt sich die Kurve ein und erhält zwei Maxima. Dies ist der Fall der *überkritischen Kopplung* $k > 1/Q$.

Bei kritischer Kopplung ist die → Bandbreite Δf_{kr} des B.s um den Faktor $\sqrt{2} \approx 1{,}41$ größer als beim Einzelschwingkreis: $\Delta f_{kr} = \sqrt{2} f_0/Q$. Bei überkritischer Kopplung definiert man als Bandbreite $\Delta f_{ükr}$ die Frequenzbreite der Resonanzkurve in Höhe der Einsattelung (Abb. 3). Es gilt $\Delta f_{ükr} \approx \sqrt{2}(f_2 - f_1)$, wobei f_1 und f_2 die Frequenzen der Maxima der Resonanzkurve angeben.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1 (Berlin 1963).

Bandgenerator, svw. van-de-Graaff-Generator.

Bandindex, die Quantenzahl zur Numerierung der Energiebänder der elektronischen Band-

struktur. Der B. ist so definiert, daß die zu einem festen reduzierten Ausbreitungsvektor gehörigen Energieeigenwerte eines Elektrons im kristallsymmetrischen Potential mit wachsender Größe durchnumeriert werden. Die Flächen $E_\nu(\vec{k})$ können sich also definitionsgemäß nicht schneiden, sondern nur berühren (→ Bändermodell, → Bandstruktur).

Bandkante, → Bändermodell.

Bandlücke, → Bändermodell.

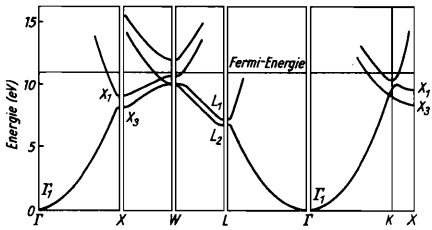
Bandpaß, → Filter.

Bandsperre, → Filter.

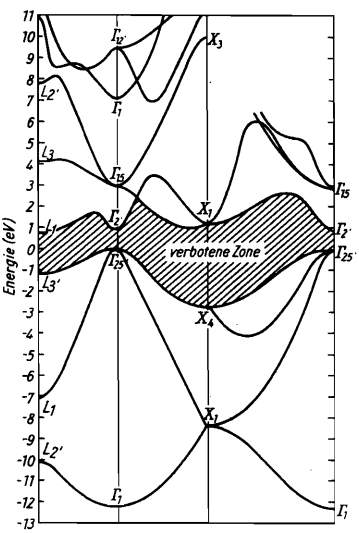
Bandstruktur, das Energiespektrum eines Elektrons im idealen Kristall. Als Quantenzahlen zur Kennzeichnung der Energieeigenwerte E benutzt man meist den reduzierten Ausbreitungsvektor $\vec{k}$ und den Bandindex ν, d. h. $E_\nu(\vec{k})$. Variiert $\vec{k}$ über alle Werte der → Brillouin-Zone, so überstreicht $E_\nu(\vec{k})$ ein begrenztes Energieintervall, das durch ν gekennzeichnete Energieband.

Man kann die Energiebänder als infolge der Wechselwirkung zwischen den Atomen „verbreiterte" atomare Terme auffassen, die gerade soviel Eigenwerte enthalten, wie es Wigner-Seitz-Zellen im Kristall gibt. Zur Unterscheidung dieser Eigenwerte dient der reduzierte Ausbreitungsvektor $\vec{k}$. Die atomaren Terme der abgeschlossenen Schalen werden kaum aufgespalten und nur um den → core level shift verschoben. Die höheren Niveaus dagegen werden merklich aufgespalten und liefern die eigentlichen Bänder (→Bändermodell, Abb. 1). Man kann die B. jedoch auch ausgehend vom Energiespektrum freier Elektronen verstehen, das man zuvor in Form von → empty-lattice-Bändern schreibt. Das Kristallpotential bewirkt dann eine Aufspaltung dieser (zusammenhängenden) Bänder an den Grenzflächen der Brillouin-Zonen, so daß zwischen den Bändern verbotene Bereiche, die Bandlücken, entstehen, die um so breiter sind, je größer der Einfluß des Kristallpotentials ist, für die energetisch tief liegenden Bänder also am breitesten. Zur Verdeutlichung der B. gibt es zwei Möglichkeiten: Auftragen von $E_\nu(\vec{k})$ über einer bestimmten $\vec{k}$-Richtung (Abb. 1 und 2) und Darstellung in Gestalt von Flächen mit E = konst. oder Energieflächen. Eine spezielle, in Metallen besonders wichtige Energiefläche ist die → Fermi-Fläche.

Die Energien $E_\nu(\vec{k})$ haben die Eigenschaft, daß sie stetige Funktionen von $\vec{k}$ sind und zwei Energiebänder sich höchstens berühren, aber nicht schneiden können. An den Berührungspunkten liegt Bandentartung vor. Ferner gilt $E_\nu(\vec{k}) = E_\nu(\alpha\vec{k})$ für alle Operationen α der Punktgruppe des Kristalls. Die Energien sind also an allen Sternzacken gleich. Die Energiebänder haben die Symmetrie der Punktgruppe. Da ferner die $E_\nu(\vec{k})$ differenzierbare Funktionen von $\vec{k}$ sind, falls nicht bei $\vec{k}$ Bandentartung vorliegt, so schneiden die Energieflächen alle Spiegelebenen des Kristalls und die diesen parallelen Brillouinschen Zonenebenen senkrecht. Es ist immer $E_\nu(\vec{k}) = E_\nu(-\vec{k})$, wie aus der Zeitumkehrinvarianz des Hamilton-Operators folgt. Wesentlich für die Festkörpereigenschaften sind diejenigen Bänder, die in der Nähe der Fermi-Energie liegen. Bei Metallen liegt die Fermi-Energie in einem oder mehreren Bändern, und es existiert eine Fermi-Fläche. In Nichtmetallen liegt die Fermi-Energie in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsbändern. Abb. 1 und 2 zeigen die Bandstruktur für



1 Bandstruktur von Aluminium



2 Bandstruktur von Germanium

Aluminium und Germanium längs symmetrischer Richtungen in der Brillouin-Zone. An den Symmetriepunkten (→ Brillouin-Zone, Abb.) sind die zu den $E_\nu(\vec{k})$ gehörigen irreduziblen Darstellungen angegeben. Besonders bei Kristallen aus Elementen mit höherer Ordnungszahl machen sich relativistische Einflüsse auf die B. bemerkbar. Am besten untersucht ist die *Spin-Bahn-Kopplung*, da sie eine durch Symmetrieverminderung bedingte Aufspaltung von Energiebändern bewirkt. So wäre die Valenzbandkante von Silizium und Germanium ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung dreifach entartet. Die Spin-Bahn-Kopplung spaltet jedoch das dritte Band ab. Die Absenkung des dritten Bandes ist für Germanium (größere Ordnungszahl!) stärker als für Silizium. Die übrigen relativistischen Terme (*Darwin-Term* und *Massen-Geschwindigkeits-Term*) bewirken nur eine Verschiebung der Bänder, die aber besonders bei den schwereren Elementen nicht vernachlässigt werden darf.

Methoden zur Berechnung der B. sollten selbstkonsistente Rechnungen sein (→ Kristallpotential). Sie erfordern jedoch einen sehr

großen maschinellen Rechenaufwand, wenn sie nicht zuviel Näherungen enthalten. Häufig verwendet man daher empirische Methoden, z. B. die empirische *Pseudopotentialmethode*, die die B. an experimentelle Daten anpassen. Schließlich sind Methoden entwickelt worden, die von einem ad hoc gewählten Kristallpotential ausgehen und die Schrödinger-Gleichung mit diesem nunmehr bekannten Potential lösen (OPW-, LCAO-, APW-, KKR-Methode). Die Genauigkeit dieser Rechnungen ist bereits sehr hoch (der Fehler ist kleiner als 10^{-4} Ry) und übersteigt die Exaktheit der verwendeten Kristallpotentiale. Diese zuletzt genannten Methoden sind vorwiegend für Metalle benutzt worden. Um den numerischen Rechenaufwand zu verringern, werden bei den Rechnungen die Symmetrieeigenschaften der Bloch-Funktionen weitgehend ausgenutzt.

Die *OPW-Methode* [engl. *o*rthogonalized *p*lane *w*ave] ist eine Methode zur Berechnung der B. der Valenzelektronen durch Entwicklung der Valenzeigenfunktionen nach orthogonalisierten ebenen Wellen, d. h. Funktionen, die durch Projektion ebener Wellen auf den Unterraum aller Valenzzustände entstehen und dadurch orthogonal zu allen Rumpfzuständen $\psi_{\vec{k}l}$ (l ist der Bandindex der Rumpfbänder) sind. Ist $\hat{P}$ der Projektionsoperator auf den Unterraum der Rumpfzustände, so ist $\chi_{\vec{k}} = (1 - \hat{P})\, e^{i\vec{k}\vec{r}} = e^{i\vec{k}\vec{r}} - \sum_l b_{\vec{k}l}\psi_{\vec{k}l}$; $b_{\vec{k}l} = (\psi_{\vec{k}l}, e^{i\vec{k}\vec{r}})$ die zu $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ gehörige OPW. $\vec{r}$ ist dabei der Radiusvektor. Durch die kurzwelligen Anteile der Rumpfzustände sind die OPWs den → Bloch-Funktionen ähnlich, und die OPW-Methode ist eine der effektivsten Methoden zur Berechnung der B. Sie wurde sowohl für Metalle wie für Nichtmetalle erfolgreich für selbstkonsistente Rechnungen verwendet. Voraussetzung für ihre Anwendbarkeit ist die Kenntnis der Rumpfzustände.

Die *LCAO-Methode* [engl. *l*inear *c*ombination of *a*tomic *o*rbitals] ist eine Methode zur Berechnung der B. durch Entwicklung der Wellenfunktionen nach → Bloch-Summen. Die Methode ist dann erfolgreich anwendbar, wenn die atomaren Wellenfunktionen benachbarter Atome sich nicht zu stark überlappen, so daß in der Entwicklung nicht zu viele Terme nötig sind. Die LCAO-Methode liefert daher für schmale Bänder, wie Valenzbänder von Isolatoren, gute Ergebnisse.

Die *APW-Methode* [engl. *a*ugmented *p*lane *w*ave] ist eine Methode zur Berechnung der B. durch Entwicklung der Wellenfunktionen nach APWs. Die APW-Methode verwendet ein → muffin-tin-Potential. Außerhalb des muffin-tin-Radius besteht die APW aus einer ebenen Welle, im Innern wird die Wellenfunktion nach Kugelflächenfunktionen entwickelt und die radiale Gleichung gelöst. Beide Anteile werden auf der muffin-tin-Kugel zur APW stetig aneinandergesetzt. Die *KKR* (*K*orringa-*K*ohn-*R*ostoker)-*Methode* ist der APW-Methode äquivalent und verwendet ebenfalls ein muffin-tin-Potential. Man benutzt die Vorstellung, daß die Valenzelektronen an den kugelsymmetrischen Potentialtrichtern gestreut werden, und bildet die Wellenfunktion außerhalb der muffin-tin-Radien durch Überlagerung von Streuwellen.

Die *Methode ebener Wellen* dient zur Berechnung der B. durch Entwicklung der Eigenfunktionen nach ebenen Wellen. Da das Kristallpotential im Rumpfbereich stark variiert, ist diese Methode für das eigentliche Kristallpotential unbrauchbar. Zur Lösung der Modell- und Pseudopotentialprobleme hat sie jedoch große Bedeutung.

$k \cdot p$-Methode. Aus der Blochschen Form (→ Bloch-Funktion) der Eigenfunktionen des kristallsymmetrischen Hamilton-Operators $\hat{H}_0$ folgt für den Bloch-Faktor die Eigenwertgleichung

$$\left\{\hat{H}_0 + \frac{\hbar}{m}\vec{k}\cdot\hat{\vec{p}} - \left(E_\nu(\vec{k}) - \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m}\right)\right\} u_{\vec{k}\nu} = 0$$

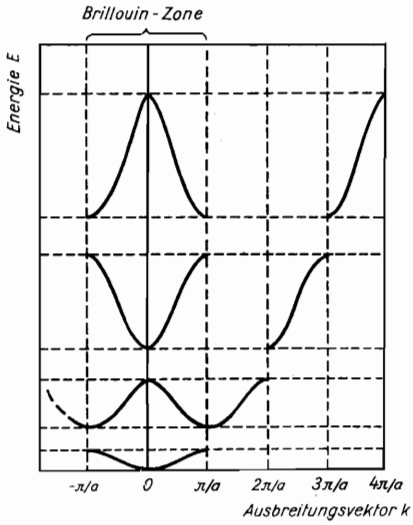
mit der Randbedingung $u_{\vec{k}\nu}(\vec{r} + \vec{R}) = u_{\vec{k}\nu}(\vec{r})$. $\vec{R}$ ist der Gittervektor, $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum und m die Masse (→ Schrödinger-Gleichung). Kennt man die Lösungen $u_{0\nu}$ an der Stelle $\vec{k} = 0$, so kann man $\frac{\hbar}{m}\vec{k}\cdot\hat{\vec{p}}$ als Störoperator auffassen und das Eigenwertproblem in der Umgebung von $\vec{k} = 0$ lösen. Die Lösungen lassen sich bis zum Rand der Brillouin-Zone bestimmen.

Bei der *Zellularmethode* (*Wigner-Seitz-Methode*) wird die Schrödinger-Gleichung mit dem Kristallpotential nur innerhalb einer Wigner-Seitz-Zelle durch Entwicklung der Wellenfunktion nach Kugelflächenfunktionen bzw. Gitterharmonischen gelöst, wobei die der Blochschen Form der Wellenfunktionen (→ Bloch-Funktion) entsprechenden Randbedingungen auf der Oberfläche der Wigner-Seitz-Zelle erfüllt werden müssen. Diese Randbedingungen sind kompliziert und beeinträchtigen die Anwendbarkeit der Methode. Eine Näherung ist die *Wigner-Seitz-Approximation*, bei der die Wigner-Seitz-Zelle durch eine volumengleiche Kugel angenähert wird, so daß die Randbedingungen bei der Zellularmethode beträchtlich vereinfacht werden. Die Wigner-Seitz-Approximation ist bestenfalls auf die Alkalimetalle anwendbar.

Das *ausgebreitete Zonenschema* ist eine Darstellung der B. nur durch einen nichtreduzierten Ausbreitungsvektor $\vec{k}: E(\vec{k}) = E_\nu(\vec{k})$. Meist stellt man nur die Bänder von den Valenzbändern an aufwärts im ausgebreiteten Zonenschema dar. Dazu trägt man über der 1. → Brillouin-Zone das tiefste Valenzband, über der 2. Brillouin-Zone das nächste Band usw. auf, so daß also $\vec{k} = \vec{k} + \vec{K}$ ist, wobei $\vec{K}$ der Vektor ist, der $\vec{k}$ in die durch den Bandindex ν festgelegte Brillouin-Zone transportiert. Im ausgebreiteten Zonenschema liegt über jedem $\vec{k}$ nur ein Band. Ist die B. dem Energiespektrum eines freien Elektrons ähnlich, so ist $E(\vec{k}) \approx \frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m}$. Für ein eindimensionales Modell zeigt Abb. 3 den Zusammenhang zwischen den Zonenschemata.

Das *reduzierte Zonenschema* ist eine Darstellung der B. durch reduzierten Ausbreitungsvektor und Bandindex.

Das *wiederholte Zonenschema* ist ein periodisch fortgesetztes reduziertes Zonenschema.



3 Energiebänder im ausgebreiteten und reduzierten Zonenschema

Die Energiebänder sind im gesamten $\vec{k}$-Raum definiert durch $E_\nu(\vec{k}) = E_\nu(\vec{k} + \vec{K})$. Diese Form hat in der Metallphysik für Elektronenbahnen im Magnetfeld Bedeutung (→ Zyklotronbahn).

Experimentelle Aussagen über die B. erhält man vorwiegend aus optischen Experimenten. Mit Hilfe der → Modulationsspektroskopie kann man den energetischen Abstand zweier Bänder an bestimmten Punkten in der Brillouin-Zone direkt messen. Aus Messungen der → Zyklotronresonanz erhält man die effektiven → Massen an den von Ladungsträgern besetzten Stellen der B., also insbesondere an den Bandkanten. Bezüglich experimenteller Information über die B. von Metallen → Fermi-Fläche.

Alle äußeren Einflüsse, die die Gitterkonstante oder die Kristallstruktur verändern, verschieben auch die B. etwas. So ist die B. temperaturabhängig, und man kann für die wesentlichen Energien an Bandkanten und anderen kritischen Punkten thermische Koeffizienten angeben, die diese Abhängigkeit beschreiben. Auch bei mechanischer Verspannung des Kristalls verändert sich die B. Diese Veränderung wird durch das → Deformationspotential beschrieben.

Besonders wichtig ist der Einfluß eines äußeren Magnetfeldes auf die B. (→ Landau-Niveau).

Störungen in der idealen Kristallstruktur machen sich in der B. durch das Auftreten von Termen in der Bandlücke bemerkbar. So entstehen durch die Oberfläche die *Oberflächenzustände* und durch Fremdstörstellen *Akzeptor-* und *Donatorterme* in der Bandlücke. Die zugehörigen Zustände sind um die Störung lokalisiert. Bei stärkeren Abweichungen von der idealen Kristallstruktur, etwa in hochdotierten Halbleitern oder Flüssigkeiten und amorphen Substanzen, ist der reduzierte Ausbreitungsvektor nicht mehr streng definiert, wodurch die B. ihre Bedeutung verliert.

Die B. beschreibt nur das Einelektronenspektrum des Festkörpers. Mehrteilchenanregungen, wie Exzitonen und Plasmonen, sind in diesem Modell nicht enthalten.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl., Leipzig 1971); Greig: Elektronen in Metallen und Halbleitern (Berlin 1971); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch, München, Wien 1968); Madelung: Grundlagen der Halbleiterphysik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1970).

Band-Term-Übergang, → Störstelle.

Bandüberlappung, eine Form der Entartung von elektronischen Energien der Bandstruktur (→ Bandentartung).

bar, → Bar.

Bar, Kurzz. bar, inkohärente Einheit des Drukkes. 1 bar = 10^5 Pa = 10^5 N/m^2. Vorsätze erlaubt.

Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie der Supraleitfähigkeit, svw. BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit.

barisches Windgesetz, svw. Buys-Ballotsches Gesetz.

Bariumionenwolken, künstliche leuchtende Ionenwolken, die von Raketen in großen Höhen über der Erdoberfläche ausgestoßen werden und deren Beobachtung die Messung des elektrischen Feldes in der Ionosphäre und in der Magnetosphäre ermöglicht. Künstliche Ionenwolken müssen, um für diese Zwecke genutzt werden zu können, drei Bedingungen erfüllen: 1) Die Resonanzlinien der sie erzeugenden Ionen müssen im optischen Fenster der Erdatmosphäre liegen; 2) die Zeitskalen der Linienerzeugung müssen kurz sein; 3) die Zeitskalen der Photoionisation der Neutralatome müssen kurz sein. Zusätzlich wird eine niedrige Verdampfungstemperatur verlangt. Am besten eignen sich zur Erzeugung von Ionenwolken mit den geforderten Eigenschaften kleine Mengen von Ba-Ionen (10 bis 100 g). Die günstigste Experimentierhöhe liegt bei 200 km, da dort die Stoßfrequenz der Ba-Ionen mit den atmosphärischen Neutralteilchen klein ist gegen ihre Gyrofrequenz im geomagnetischen Feld. Zur Verdampfung des Ba wird folgende chemische Reaktion benutzt:

$(n + 1)\,\mathrm{Ba} + \mathrm{CuO} \rightarrow \mathrm{BaO} + \mathrm{Cu} + n\,\mathrm{Ba}_{\mathrm{Dampf}}$.

Sobald die Ionenwolke entstanden ist, wechselwirkt sie mit dem in der Ionosphäre oder der Magnetosphäre vorliegenden Magnetfeld. Sie nimmt eine längs des Magnetfeldes gestreckte Zigarrenform an. Das zu $\vec{B}$ senkrechte elektrische Feld kann aus der Driftgeschwindigkeit der Wolke berechnet werden. Letztere wird durch photographische Verfolgung der Wolkenbewegung gemessen.

Bariumkatode, eine → Glühkatode.

Bariumwolken, → Bariumionenwolken.

Barkhausen-Effekt, 1) *magnetischer B.-E.*, die diskontinuierliche Änderung der Magnetisierung in einem Ferromagnetikum bei einem Wechsel des magnetischen Feldes. Nach der Domänenvorstellung bestehen Ferromagnetika aus kleinen Bereichen einheitlicher Magnetisierungsrichtung, den Weißschen Bezirken oder *Domänen*. Der Betrag der Magnetisierung in jedem Bereich ist gleich dem sich aus der Atomtheorie ergebenden Betrag der spontanen Magnetisierung. Die Richtung der Magnetisierung wechselt jedoch von Bereich zu Bereich. In den zwischen den Bezirken existierenden schmalen Zonen, den *Wänden*, ändert sich die Magneti-

Barkhausen-Kurz-Röhre

sierung sehr stark. In einem anwachsenden magnetischen Feld verändern sich die Bereiche zunächst durch Wandverschiebungen und nahe dem Sättigungsgebiet der Magnetisierungskurve vorwiegend durch Drehprozesse. Die Wandverschiebungen setzen sich aus stetigen, reversiblen und aus diskontinuierlichen, irreversiblen Beiträgen zusammen. Diese irreversiblen Wandverschiebungen verlaufen sprunghaft ohne Felderhöhung beim Erreichen einer bestimmten Feldstärke (Barkhausen-Sprünge). Die Magnetisierungskurve ist also unter starker Vergrößerung eine Treppenkurve; der Anstieg des Treppenabsatzes ist der reversible Anteil der Suszeptibilität, und die Stufenhöhe gibt die Magnetisierungsänderung durch den irreversiblen Anteil an. Ist die Magnetisierungskurve eine Rechteckkurve, so erfolgt die Ummagnetisierung in einem großen Barkhausen-Sprung. Der experimentelle Nachweis der Barkhausen-Sprünge erfolgt durch die magnetische Flußänderung. In einer das Ferromagnetikum umgebenden Spule werden bei Änderung des Magnetfeldes durch eine zweite stromdurchflossene Spule oder durch Annäherung eines Permanentmagneten Stromstöße induziert, die verstärkt akustisch mit einem Lautsprecher oder optisch auf einem Oszillographen hörbar bzw. sichtbar gemacht werden können.

2) *ferroelektrischer B.-E.*, das Analogon zum magnetischen B.-E. in einem Ferroelektrikum. Wird die Polarisationsrichtung in einem Ferroelektrikum bei niedrigen elektrischen Feldstärken geändert, ist das Umklappen der *ferroelektrischen Domänen* jeweils mit der Entstehung eines individuellen Ladungsimpulses gekoppelt. Das statistische Umklappen der Polarisationsrichtung in kleinen Raumbereichen läßt sich durch Registrierung dieser *Barkhausen-Impulse* mit einem empfindlichen Meßsystem auflösen. Besonders deutlich lassen sich Barkhausen-Impulse an Einkristallen des Bariumtitanats nachweisen. Eine schnelle Änderung der Polarisationsrichtung in einem Ferroelektrikum äußert sich in einem nicht mehr auflösbaren Rauschen. Beziehungen zur ferroelektrischen Hysteresekurve sind nur an nicht zu steilen Kennlinien auffindbar, wo jeder Einzelimpuls einer kleinen Stufe in der Hysteresekurve zugeordnet werden kann.

Barkhausen-Kurz-Röhre, svw. Bremsfeldröhre.

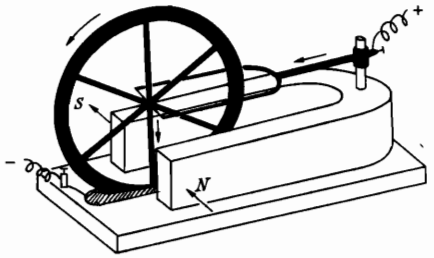
Barkhausen-Kurz-Schwingung, nach ihren Entdeckern Barkhausen und Kurz benannte Erscheinung bei Elektronenröhren. Legt man an das Gitter einer Elektronenröhre gegenüber der Katode eine positive Spannung und an die Anode eine negative Spannung, gelangen die von der Katode emittierten Elektronen, von der Gitterspannung beschleunigt, in das Gegenfeld der Anode, werden dort abgebremst und zum Gitter zurückgelenkt. Diese Pendelbewegung der Elektronen um das Gitter nutzt man zur Schwingungserzeugung in der Höchstfrequenztechnik aus.

Barkhausen-Rauschen, → Rauschen II, 5.

Barkhausensche Röhrenformel, → Elektronenröhren.

Barkhausen-Sprünge, → Magnetisierungskurve.

Barlowsches Rad, eine experimentelle Anordnung zum Nachweis der Kraftwirkung eines stationären magnetischen Feldes auf einen stromdurchflossenen Leiter. Zwischen den Polen eines Permanentmagneten befindet sich ein leicht drehbares Rad aus Metall, das in ein Quecksilberbad eintaucht (Abb.). An Stelle des



Barlowsches Rad

Rades kann auch eine Metallscheibe verwendet werden. Legt man zwischen die Achse und das Quecksilberbad eine Spannung, so fließt in radialer Richtung ein Strom durch das Rad, und es beginnt sich zu drehen, da die Elektronen nach der → Korkenzieherregel im Magnetfeld in tangentialer Richtung abgelenkt werden und dieser Tangentialimpuls der Elektronen durch innere Wechselwirkungen auf das Rad übertragen wird.

In Umkehrung wird bei Drehung des Rades im Magnetfeld zwischen Achse und Radrand eine elektrische Spannung beobachtet, → Unipolarinduktion.

Barn, b, inkohärente Einheit für den → Wirkungsquerschnitt des Atomkerns; $1\ b = 10^{-28}\,m^2 = 10^{-24}\,cm^2$.

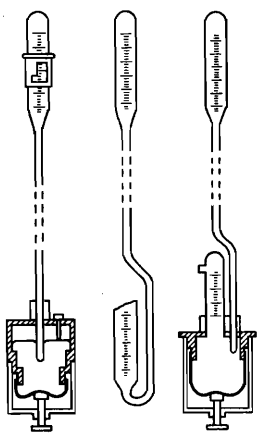
Barnett-Effekt, von Barnett entdeckte Erscheinung, daß die Änderung des Drehimpulses eines Körpers infolge des magnetomechanischen Parallelismus zu einer Magnetisierungsänderung führt. Mit dem B.-E. kann man den gyromagnetischen Faktor messen. Der B.-E. kann nur in ferromagnetischen Stoffen nachgewiesen werden. Seine Umkehrung ist der *Einstein-de-Haas-Effekt*: Ein ferromagnetischer Körper, der durch einen Stromstoß mit einer Induktionsspule magnetisiert wird, erhält einen makroskopischen Drehimpuls. Der Einstein-de-Haas-Effekt ist einer der Versuche, durch den das gegenüber dem Bahndrehimpuls doppelt so große Verhältnis von magnetischem Moment zum Drehimpuls beim Elektronenspin direkt nachgewiesen wurde.

Barograph, Gerät zur kontinuierlichen Aufzeichnung des Luftdruckganges. Als Meßwertgeber dient meist ein Aneroidbarometer (→ Barometer).

Barometer, ein Meßgerät zum Bestimmen des Luftdrucks. Seinem Konstruktionsprinzip nach gehört das B. zu den → Manometern.

1) *Flüssigkeitsbarometer* nutzen das Prinzip der kommunizierenden Röhren, das in diesem Zusammenhang zuerst von Torricelli (1608 bis 1647) angewandt wurde. Dieser benutzte zum Nachweis des Luftdrucks ein einseitig geschlossenes Glasrohr von etwa 90 cm Länge, das er mit Quecksilber füllte (Torricellisches Rohr), und brachte es mit dem offenen Ende in eine mit Quecksilber gefüllte offene Schale. Der Quecksilberspiegel in dem Rohr blieb in jedem Fall in

einer Höhe von ≈ 76 cm stehen, darüber bildete sich ein Vakuum. Da der Luftdruck nicht auf die Quecksilbersäule in dem geschlossenen Rohr wirken konnte, mußte er auf die Oberfläche des Quecksilbers in der Schale drücken. Später verzichtete man auf die offene Schale und benutzte einseitig geschlossene U-Rohre, deren offener Schenkel als „messender Schenkel" diente. Bei geschlossenen Flüssigkeitsbarometern steht ein Schenkel mit dem Raum, in dem der Luftdruck gemessen werden soll, in Verbindung; der zweite Schenkel enthält ein Gas oder ist evakuiert. Da als barometrische Flüssigkeit meist Quecksilber verwendet wird, werden diese B. auch als *Quecksilberbarometer* bezeichnet. Der Luftdruck wird an einer Skale abgelesen, die auf oder neben dem messenden Schenkel angebracht ist. *Gefäßbarometer* haben ein Gefäß mit einer großen Oberfläche, auf die der Luftdruck wirkt und in die der messende Schenkel, ein enges Glasrohr, hineinragt. Die Skale ist beweglich angeordnet, damit der Nullpunkt stets auf das Niveau des Quecksilbers in dem Gefäß eingestellt werden kann. *Heberbarometer* bestehen aus zwei übereinander angeordneten Schenkeln gleichen Durchmessers, die durch ein enges Rohr verbunden sind. Die Menisken in den beiden Rohren werden mittels Maßstäben



Barometer:
a Gefäßbarometer,
b Heberbarometer,
c Gefäßheberbarometer

abgelesen. Eine Abwandlung des Heberbarometers ist das bereits von Huyghens vorgeschlagene *Kontrabarometer* mit zwei nicht mischbaren Flüssigkeiten (z. B. Quecksilber und Petroleum) verschiedener Dichte. Der kurze Schenkel läuft in eine enge offene Röhre aus, deren Querschnitt n-mal kleiner ist als der Querschnitt des weiten Rohres. In dem engen Rohr steht über dem Quecksilber die leicht gefärbte Flüssigkeit, die s-mal leichter als Quecksilber sei. Ändert sich der Barometerstand um den Betrag x, so ändert sich der Flüssigkeitsstand in dem engen Rohr um den Betrag $nsx/(2s + n - 1)$. Die Ablesung wird an der empfindlichen Kapillare vorgenommen. Eine Vereinigung des Gefäß- und des Heberbarometers ist das für sehr genaue Messungen geeignete *Gefäßheberbarometer*. Es wird als *Normalbarometer* benutzt, d. h. zur Prüfung anderer B. Seine relative Meßunsicherheit beträgt etwa $5 \cdot 10^{-2}$.

2) Bei *Aneroidbarometern*, auf Grund ihrer Form auch *Dosen-* oder *Kapselbarometer* genannt, wird die elastische Durchbiegung einer Membran zur Luftdruckmessung genutzt. Aneroidbarometer bestehen aus einer z. T. evakuierten flachen Metalldose, deren Flächen dünn und wellenförmig ausgebildet sind. Federn oder die Oberfläche selbst halten einem mittleren Luftdruck das Gleichgewicht. Bei Luftdruckänderung stellt die Feder auf Grund ihrer elastischen Eigenschaft das Gleichgewicht wieder her. Mittels besonderer Anzeigeorgane können die jeweiligen Einstellungen sichtbar gemacht werden. *Bourdonsche Aneroidbarometer* bestehen aus einer elastischen Metallröhre mit elliptischem Querschnitt und sind zu einem Kreis gebogen. An den Enden der Rohrfeder ist ein Zeigerwerk angeschlossen, das die Bewegungen auf einer Skale anzeigt. Aneroidbarometer sind nicht für eigentliche Messungen geeignet, sondern nur zur Luftdruckanzeige für den täglichen Bedarf. Mit einem Schreib- oder einem Registrierwerk verbundene Aneroidbarometer werden *Barographen* genannt.

3) *Hypsometer* oder *Siedebarometer* dienen zur Bestimmung des Luftdrucks aus der Siedetemperatur des Wassers. Eine Luftdruckänderung von 1 Torr verursacht eine Änderung der Siedetemperatur um ≈ 1/25 K; die Meßunsicherheit beträgt etwa ±0,02 Torr. Hypsometer werden meist auf Forschungsreisen zur Luftdruckbestimmung bzw. zur Höhenmessung benutzt.

barometrische Höhenformel, Formel der atmosphärischen Statik zur Höhenberechnung aus Luftdruckmessungen:

$$h_2 - h_1 = 18423\,(1 + 0{,}00366\,\bar{t}_v)\,\lg\frac{p_{b1}}{p_{b2}}\,\text{gpm}.$$

Dabei bedeuten h_1, h_2 die Höhen in → geopotentiellen Metern gpm, in denen die Luftdrücke p_{b1} bzw. p_{b2} ermittelt wurden, und $\bar{t}_v$ die mittlere → virtuelle Temperatur der Luftschicht zwischen den Niveaus h_1, h_2 in °C.

Unter der (idealisierten) Voraussetzung konstanter absoluter Temperatur T in der Atmosphäre erhält man die b. H. in der Form $p_1 = p_0 \exp -(mg(h_1 - h_0)/kT)$, worin p_1 bzw. p_0 den (Luft) Druck in der Höhe h_1 bzw. h_0 bedeuten und g die Erdbeschleunigung, k die Boltzmannsche Konstante, m die Masse der Gasteilchen ist. In dieser Form gilt die b. H. für ideale bzw. hinreichend verdünnte Gase.

barotropisches Phänomen, die Erscheinung, daß bei einem Gemisch zweier Stoffe mit sehr verschiedenen kritischen Temperaturen im Falle der koexistierenden flüssigen und dampfförmigen Phasen die dampfförmige die größere Dichte hat. Dann sinkt das Gas unter die Flüssigkeit. Dies tritt z. B. auf an einem Gemisch von Helium und Wasserstoff in einem Verhältnis 1 : 6, bei einem Druck von 49 atm und der Temperatur des siedenden Wasserstoffs.

barrel, Tabelle 2, Volumen.

barye, Tabelle 2, Druck.

Baryonen, Familie schwerer Elementarteilchen, deren Ruhmasse nicht kleiner als die des Protons ist, die 939 MeV entspricht. Die B. haben

die Baryonenzahl $A = 1$ (die Antibaryonen haben $A = -1$) und halbzahligen Spin, weshalb sie der Fermi-Dirac-Statistik genügen, d. h., sie sind Fermionen. Sie unterliegen der starken Wechselwirkung und gehören daher zu den Hadronen. Außer den → Nukleonen (Proton und Neutron) und den → Hyperonen kennt man heute noch eine Vielzahl von Baryonenresonanzen, d. s. angeregte Zustände dieser Teilchen mit den gleichen oder auch abweichenden charakteristischen Quantenzahlen für Isospin I und Hyperladung Y (→ Elementarteilchen, Tab. A und C).

Baryonendekuplett, → Elementarteilchenmultiplett.

Baryonenmultiplett, → Elementarteilchenmultiplett.

Baryonenspektrum, → Elementarteilchen.

Baryonenzahl, *baryonische Ladung, Atommassezahl, A,* ladungsartige Quantenzahl der Elementarteilchen und Atome, die für Atome mit der Atommassezahl A übereinstimmt, für Baryonen $A = 1$, Antibaryonen $A = -1$ und alle anderen Elementarteilchen $A = 0$ ist. Die B. ist additiv (→ Ladung), für Uran-235 z. B. ist $A = 235$. Sie unterliegt einem strengen Erhaltungssatz, der für die Stabilität der Materie wesentlich ist, da sonst das leichteste Baryon, das Proton, in die leichteren Mesonen und schließlich in die Leptonen, also letztlich in Elektronen und Photonen zerfallen könnte; die Lebensdauer des Protons ist jedoch mit Sicherheit größer als $2 \cdot 10^{28}$ Jahre.

baryonische Ladung, svw. Baryonenzahl.

Barytron, → Müon.

baryzentrische Geschwindigkeit, → Schwerpunktsystem.

baryzentrisches Bezugssystem, svw. Schwerpunktsystem.

Basilarmembran, ein aus Bindegewebsfasern bestehender Teil der kompliziert aufgebauten Trennwand zwischen der Scala vestibuli und der Scala tympani im Innenohr (→ Hören). Die B. besitzt wie der Schneckengang des Innenohres $2^1/_2$ Windungen und eine Länge von etwa 31 mm. Am fensternahen Ende befindet sich eine Öffnung, das Helicotrema. Nach der Helmholtzschen Resonanztheorie ist die B. ein System einer Vielzahl nebeneinanderliegender, unabhängiger Resonatoren aus quergespannten Fasern, ähnlich den Saiten eines Klaviers. Da die B. in der Nähe des ovalen Fensters nur eine Breite von etwa 200 μm, an der Spitze aber eine Breite von 500 μm aufweist, müßten die Fasern in Fensternähe hochabgestimmt sein, während an der Spitze der Schnecke die Resonatoren für die tiefen Töne liegen. In welcher Weise die B. die Abstimmung bewirkt, ob nur durch die verschiedene Breite der B., durch eine verschiedene Masse oder durch unterschiedliche Spannung ist ein noch offenes Problem der → Hörtheorien.

Basis, 1) → Bezugssystem. 2) → Transistor.

Basis-Entfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Basisschaltung, → Verstärker.

Basisvektoren, → Elementarzelle, → Symmetrie.

Bastard, svw. Hybrid.

Bastardbande, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Bastardisierung, svw. Hybridisation.

Bathochrome, → Farbstofftheorie.

Bathysonde, ozeanologisches Meßgerät zur kontinuierlichen Aufnahme physikalischer Größen im Meer. Mittlere Wassertemperatur, elektrische Leitfähigkeit, Wasserdruck oder andere Parameter werden gemessen und mit Hilfe geeigneter Modulationsverfahren über Einleiterkabel zum Schiff übertragen. Als Meßfühler dienen z. B. Platin-Widerstandsthermometer, induktive Leitfähigkeitsmeßzellen und Potentiometer.

Bathythermograph, ozeanologisches Meßgerät zur kontinuierlichen Registrierung der Wassertemperatur in Abhängigkeit von der Tiefe. Als Temperaturfühler dient ein Flüssigkeitsthermometer, zur Tiefenmessung ein Wellrohr. Die Registrierung erfolgt auf einer berußten Glasplatte im Gerät.

Batterie, Zusammenschaltung von mehreren galvanischen Elementen, Kondensatoren oder Akkumulatoren; *Reihenschaltung* für die Erhöhung der Spannung, *Parallelschaltung* zur Erhöhung der verfügbaren Stromstärke.

Bauakustik, der Teil der Akustik, der sich mit der Übertragung und Weiterleitung des Schalls über und durch Bauwerke befaßt. Im Gegensatz zur Raumakustik, die → Luftschall betrachtet, handelt es sich bei den Problemen der B. vornehmlich um → Körperschall. Das Ziel der B. ist vor allem die Verminderung der Geräuschbelästigung durch über Bauelemente in Räume eindringende Schallsignale. Die Ankopplung der Geräuschquelle an die massiven Bauteile kann durch starken Luftschall, z. B. beim Trompeteblasen in einem Raum, oder durch direkte mechanische Kopplung, z. B. eines Motors an eine Hauswand, erfolgen. Vorzunehmende Schallschutzmaßnahmen umfassen eine → Schalldämpfung von Wänden, die durch Luftschall angeregt werden können, einen Trittschallschutz, einen Geräuschübertragungsschutz bei direkter Ankopplung sowie einen Schutz gegen Außenlärm, der insbesondere die Fensterscheibe zur Geräuschübertragung anregt.

Lit. G. Hartmann: Praktische Akustik, Bd 2 Raum- und Bauakustik (München u. Wien 1968).

Baumé-Grad, → Dichtegrade.

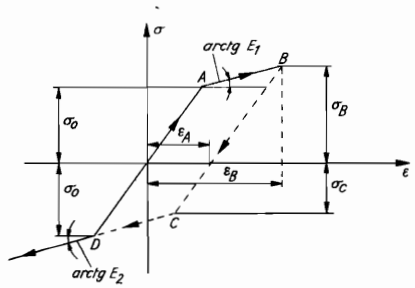
Bauschinger-Effekt, ein Entfestigungseffekt der Werkstoffe. 1) *Allgemeiner B.-E.:* $\sigma_B \neq \sigma_C$; $E_1 \neq E_2$,

2) *idealer B.-E.:* $E_1 = E_2 = E$

$\sigma_B = \sigma_0 + E(\varepsilon_B - \varepsilon_A)$

$\sigma_C = \sigma_0 - E(\varepsilon_B - \varepsilon_A)$.

E ist der Elastizitätsmodul, σ_0 die Fließspannung.



Bauschinger-Effekt bei elastisch-linear verfestigendem Materialverhalten

Der ideale B.-E. besagt, daß sich die Druckfließspannung σ_C um den gleichen Betrag vermindert, wie die Zugfließspannung σ_B wächst. Aus Versuchen ist jedoch bekannt, daß eine derartig starke Verringerung von σ_C nicht oder nur selten auftritt.

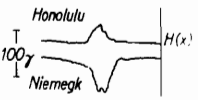
Bei Formänderungen über etwa 1% verliert der B.-E. seine Bedeutung. Man spricht dann von isotroper Verfestigung.

Baustatik, die zweckgebundene Anwendung und Erweiterung der technischen Mechanik, d. h. speziell der Statik, Festigkeitslehre und Dynamik auf die Untersuchung der Baukonstruktionen. Aufgabe und Umfang der B. erstrecken sich sowohl auf die statische als auch auf die dynamische Untersuchung der Tragwerke. Die statistische Untersuchung der Tragwerke dient der Bestimmung der ungünstigsten Spannungszustände aller Bauteile zum Nachweis der Sicherheit und Wirtschaftlichkeit der gewählten Konstruktion und zur Bestimmung der ungünstigsten Formänderungszustände zum Nachweis der Einhaltung der für die Verwendung der Konstruktion gestellten Forderungen. Damit zerfällt die statische Untersuchung grundsätzlich in zwei Teile, die eigentliche statische Berechnung und die Festigkeitsberechnung. In der statischen Berechnung werden die Grenzwerte der äußeren Kräfte und Momente, d. h. der Belastungen und Stützreaktionen, der inneren Kräfte, d. s. die Verbindungs- bzw. Gelenkkräfte, und Schnittreaktionen ermittelt.

In der Festigkeitsberechnung werden zunächst die Abmessungen der Bauteile gewählt (Dimensionierung) und die wichtigsten baulichen Einzelheiten (konstruktiver Entwurf) festgelegt. Danach werden verschiedene Nachweise geführt. Hierzu sind in der statischen Berechnung die erforderlichen Grenzwerte gebildet worden, so daß für die Tragwerke die Sicherheit gegen Zerstörung und alle voraussehbaren äußeren Einflüsse und die Wirtschaftlichkeit der gewählten Bauform beurteilt werden können. Im allgemeinen Fall werden folgende Nachweise geführt: allgemeiner Spannungsnachweis zur ausreichenden Sicherheit gegen Versagen durch statische Beanspruchung, Dauerfestigkeitsnachweis zur ausreichenden Sicherheit gegen das Auftreten von Dauerbrüchen bei häufig wiederholter schwellender oder wechselnder Belastung, Stabilitätsnachweis zur ausreichenden Sicherheit gegen das Auftreten von Instabilitätserscheinungen, wie Knickung, Kippung und Beulung, Formänderungsnachweis zur ausreichenden Sicherheit gegen das Auftreten von unzulässig großen Formänderungen, Standsicherheitsnachweis zur ausreichenden Sicherheit gegen das Kippen eines Tragwerkes oder -teiles, gegen das Abgleiten eines durch Reibung festgehaltenen Tragwerkes usw. Die dynamische Untersuchung eines Tragwerkes hat die Aufgabe der Bestimmung von dynamischen Faktoren für die periodisch oder stoßweise eingetragene Belastung und soll die ungünstigsten Eigenschwingungszustände bestimmen zum Nachweis der Sicherheit gegen das Auftreten von Resonanz unter periodischer Belastung.

Bayard-Alpert-System, → Vakuummeter.

Bay-Störung [engl. bay 'Bucht'], buchtförmige Auslenkung in der Registrierung der Komponenten des geomagnetischen Feldes. Man unterscheidet *positive* und *negative B.-S.*, je nachdem, ob die Feldstärke zu- oder abnimmt. Positive B.-S.en treten vorwiegend in den Nachmittags- und frühen Abendstunden in der Nordlichtzone während magnetosphärischer Substürme auf. Negative B.-S.en werden dagegen in den Mitternachtsstunden beobachtet. Daneben gibt es einen Zusammenhang zwischen der Art der B.-S. und der Intensität von Substürmen. Schwache Substürme erzeugen schwache positive B.-S.en, stärkere eine positive B.-S., der eine negative B.-S. folgt. Ein intensiver Substurm oder ein sich entwickelnder geomagnetischer Sturm ruft in den Abendstunden eine negative B.-S. hervor. In den Morgenstunden sind die negativen B.-S.en in hohen Breiten schwächer als um Mitternacht.



Zwei charakteristische Bay-Störungen in unterschiedlichen geomagnetischen Breiten

In niedrigen Breiten treten nachmittags und abends vorwiegend negative B.-S.en auf, um Mitternacht und morgens dagegen positive B.-S.en.

Wie für andere magnetische Störungen lassen sich auch für B.-S.en höhenintegrierte Stromsysteme angeben. Dem physikalischen Mechanismus nach sind B.-S.en lediglich die magnetische Auswirkung der Ausbildung und Dynamik von Störungen in der Nordlichtzone.

B-Band, → Frequenz.

BBGKY-Hierarchie, von *B*ogoljubow, *B*orn, *G*reen, *K*irkwood und *Y*von 1935 bis 1947 weitgehend unabhängig voneinander gefundene Gleichungskette für Verteilungsfunktionen, die sich aus der → Liouville-Gleichung für die N-Teilchen-Verteilungsfunktion im Γ-Raum durch Reduktion, d. h. Integration über die höchsten $N-s$ Orts- und Impulskoordinaten (→ Verteilungsfunktion) herleitet. N ist die Gesamtteilchenzahl des Systems, s ist irgendeine natürliche Zahl, wobei $s < N$. Die B.-H. ist dadurch charakterisiert, daß in der Gleichung für die s-Teilchen-Verteilungsfunktion $f_s(t, \vec{r}_1, \vec{p}_1, \ldots, \vec{r}_s, \vec{p}_s)$ stets auch die nächsthöhere Verteilungsfunktion f_{s+1} vorkommt. f_s hängt ab von der Zeit t, den Orten $\vec{r}_i$ und den dazu kanonisch konjugierten Impulsen $\vec{p}_i$; es genügt der Gleichung

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \left(\sum_{i=1}^{s} \frac{\vec{p}_i}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}_i} - \sum_{1 \le i < j \le s} \sum \Theta_{ij} \right) \cdot f_s$$

$$= (N-s) \sum_{i=1}^{s} \int \Theta_{i,\,s+1} f_{s+1}\, \mathrm{d}^3\vec{r}_{s+1}\, \mathrm{d}^3\vec{p}_{s+1};$$

m ist dabei die Teilchenmasse, Θ_{ij} sind Differentialoperatoren der Form

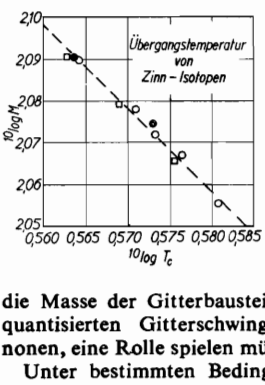
$$\Theta_{ij} = \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial \vec{r}_i} \frac{\partial}{\partial \vec{r}_i} + \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial \vec{r}_j} \frac{\partial}{\partial \vec{r}_j},$$

wobei wiederum $\Phi_{ij} = \Phi(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)$ das Wechselwirkungspotential darstellt. Für elektrostatische Kräfte z. B. gilt $\Phi_{ij} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}$. Die B.-H. besteht aus $N-1$ Gleichungen; man erhält sie, indem man in der obigen Gleichung s der Reihe nach alle Werte von 1 bis $N-1$ annehmen läßt. Die Gesamtheit der Gleichungen der B.-H. ist der Liouville-Gleichung äquivalent, insbesondere sind die Gleichungen der B.-H. zeitlich reversibel.

Mathematisch handelt es sich bei der B.-H. um ein System von Integrodifferentialgleichungen, das schon wegen der riesigen Größe der Zahl N praktisch unlösbar ist. Von praktischem Interesse sind allerdings auch nur die niederen Verteilungsfunktionen, also im wesentlichen die Einteilchen-Verteilungsfunktion f_1 und die Zweiteilchen-Verteilungsfunktion f_2. Unter der Annahme, daß die Wechselwirkung der Teilchen untereinander gering ist, erreicht man einen Abbruch der B.-H. nach der Gleichung für f_2. Diese Näherung liefert die wichtigsten kinetischen Gleichungen für Gase und Plasmen, also die → Wlassow-Gleichung, die → Boltzmann-Gleichung, die → Fokker-Planck-Gleichung und die → Balescu-Lenard-Gleichung. Auch die kinetische Theorie der Flüssigkeiten basiert auf der B.-H. Das quantenstatistische Analogon zur B.-H. ist die Methode der thermodynamischen Greenschen Funktionen.

bbl, Tabelle 2, Volumen.

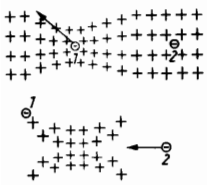
BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit, *Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie der Supraleitfähigkeit*, eine mikroskopische Theorie, die von den elementaren Ursachen ausgehend zur Erscheinungsform der Supraleitfähigkeit vordringt. Die B. wurde etwa im Jahre 1957 von Bardeen, Cooper und Schrieffer aufgestellt. Ausgangspunkt war der Isotopeneffekt, d. h. die Abhängigkeit der kritischen Temperatur eines Supraleiters von der Isotopenmasse (Abb. 1). Dieser zeigte, daß



1 Isotopeneffekt für Zinn. Die verschiedenen Zeichen entsprechen unabhängigen Messungen

die Masse der Gitterbausteine und damit die quantisierten Gitterschwingungen, die Phononen, eine Rolle spielen müssen.

Unter bestimmten Bedingungen kann zwischen den Leitfähigkeitselektronen eines Metalls eine anziehende Wechselwirkung auftreten, die die abstoßende Coulomb-Wechselwirkung überwiegt. Diese anziehende Wechselwirkung kommt dadurch zustande, daß ein Leitfähigkeitselektron zunächst durch Coulomb-Anziehung die benachbarten positiven Gitterionen etwas zu sich hinzieht (Abb. 2). Es kann dann unter bestimmten Verhältnissen vorkommen, daß sich dieses Elektron schneller aus der lokalen Gitterstörung fortbewegt als die Gitterionen in ihre Ruhelage zurückschwingen können. Eine derartige lokale Gitterstörung unter Wegnahme des verursachenden Elektrons bedeutet aber eine Anhäufung positiver Ladung, von der ein zweites Elektron angezogen wird.



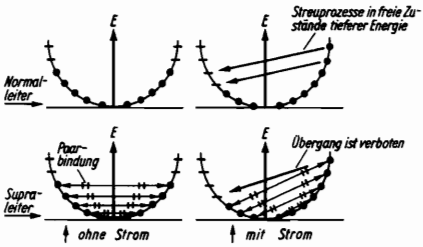
2 Anziehung zweier Leitfähigkeitselektronen 1 und 2 durch Vermittlung des Gitters

Diese gegenseitige Anziehung bestimmter Leitfähigkeitselektronen erfolgt also indirekt über die Vermittlung des Gitters. Auch eine solche vorübergehende Gitterverzerrung ist nun immer als Gitterschwingung, also als *virtuelles Phonon* aufzufassen und ist damit gequantelt. Außerdem unterliegen auch die Leitfähigkeitselektronen nach der Fermi-Statistik bestimmten Quantenbedingungen. Das Zusammenwirken aller dieser Quantenbedingungen hat zur Folge, daß eine solche anziehende Wechselwirkung nur zwischen Elektronen auftreten kann, die auf der Oberfläche der Fermi-Kugel spiegelbildlich angeordnet sind, also entgegengesetzte Impulse von der Größe des Fermi-Grenzimpulses haben. Außerdem müssen ihre Spins noch entgegengesetzt sein.

Die beiden Elektronen, zwischen denen jeweils eine anziehende Wechselwirkung auftritt, faßt man nun als ein selbständiges Quasiteilchen auf, das als *Cooper-Paar* bezeichnet wird. Diese Cooper-Paare sind die den Suprastrom tragenden Ladungsträger. Ein solches Cooper-Paar hat eine Reihe von recht merkwürdigen Eigenschaften: Es hat die doppelte Ladung eines Elektrons, also $2e$, und den Spin 0, da die Spins der beiden gepaarten Elektronen entgegengesetzt gerichtet sind. Damit folgt es der Bose-Einstein-Statistik und nicht der Fermi-Dirac-Statistik. Wenn kein Strom fließt, hat ein Cooper-Paar den Schwerpunktsimpuls 0, da die Impulse der beiden beteiligten Elektronen entgegengesetzt gleich sind. Wenn ein Strom fließt, haben alle Cooper-Paare den gleichen Schwerpunktsimpuls, der dann verschieden von 0 ist, da sich in diesem Fall die Fermi-Kugel als ganzes verschiebt. Damit sind wegen des Zusammenhangs zwischen dem Impuls eines Teilchens und der Wellenlänge der entsprechenden Materiewelle auch die Wellenlängen der Materiewellen aller Cooper-Paare die gleichen. Die genaue Bestimmung des Schwerpunktsimpulses hat außerdem zur Folge, daß der Ort eines Cooper-Paares infolge der Heisenbergschen Ungenauigkeitsrelation unbestimmt ist, d. h., die zugehörige Materiewelle ist über den gesamten Supraleiter ausgedehnt.

Auch die Energie aller Cooper-Paare ist die gleiche, nämlich die doppelte Fermi-Grenzenergie, und damit ist auch die Frequenz ν der entsprechenden Materiewellen wegen $E = h\nu$ gleich (h ist das Plancksche Wirkungsquantum). Weiter zeigt sich, daß nicht nur Frequenz und Wellenlänge, sondern auch die Phase der entsprechenden Materiewellen für alle Cooper-Paare eines Supraleiters die gleiche ist, d. h., die Materiewellen aller Cooper-Paare sind kohärent. Man kann sich also einen Supraleiter vorstellen als ein kohärentes Wellenfeld von Cooper-Paaren gleicher Frequenz und Wellenlänge. Dieser nur im Wellenbild darstellbare Zustand vollkommener Ordnung ist ein Zustand niedrigster Entropie und niedrigster Gesamtenergie des Systems, der nur durch Aufwendung einer bestimmten Mindestenergie gestört werden kann. Dadurch kommt es zu einer Energielücke im Einelektronenanregungsspektrum und damit zum verlustlosen Fließen eines Stroms.

Man kann sich die Ursache für das verlustlose Fließen eines Stroms auch noch an Hand der beim Vorhandensein eines Stroms verschobenen Fermi-Kugel klarmachen (Abb. 3). Normalerweise können die durch das Fließen eines Stroms auf höhere Energie gehobenen Elektronen durch Streuprozesse in die freigewordenen Zustände tieferer Energie zurückgelangen. Im Falle von



3 **Paarbindungen sind die Ursache für das widerstandslose Fließen eines Stromes**

Paarbindungen zwischen den äußeren Elektronen ist das jedoch nicht möglich.

Die Möglichkeit, einen Supraleiter als ein kohärentes Wellenfeld von Cooper-Paar-Materiewellen gleicher Frequenz, Wellenlänge und Phase aufzufassen, wobei sich jede einzelne Materiewelle über den gesamten Supraleiter erstreckt, gestattet, die quantenmechanischen Wellenfunktionen der einzelnen Cooper-Paare zu einer einzigen Wellenfunktion ψ zusammenzufassen, die dann die Dichte ϱ der Cooper-Paare angibt, d. h. $\psi\psi^* = \varrho$. Diese Summenwellenfunktion ψ ist mit dem Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ gleichzusetzen, der in der phänomenologischen → GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit die entscheidende Rolle spielt. Diese Theorie folgt somit logisch aus der mikroskopischen B., obwohl sie zunächst unabhängig von dieser abgeleitet wurde.

bd ft, Tabelle 2, Volumen.

Beamstopper, → Separator.

Beansches Modell, → kritischer Zustand eines nichtidealen Supraleiters 2. Art.

Beattie-Bridgman-Gleichung, thermische Zustandsgleichung für reale Gase. Sie lautet: $p = RT(1-\varepsilon)\left(V + B - \frac{A}{V^2}\right)/V^2$. Dabei ist p der Druck, T die Temperatur, V das Volumen, R die Gaskonstante und $\varepsilon = \frac{c}{VT^3}$, $A = A_0\left(1 - \frac{a}{V}\right)$, $B = B_0\left(1 - \frac{b}{V}\right)$. Die Größen A_0, B_0, a, b und c sind konstante Parameter. Diese halbempirische Gleichung beschreibt das Verhalten vieler Gase in einem weiten Druck- und Temperaturbereich in guter Näherung.

Beaufort-Skala, → Wind.

Beck-Bogen, Lichtbogen sehr hoher Leuchtintensität. Die Katode umgibt die stiftförmige Bogenanode ringförmig, und ein axiales Magnetfeld bewirkt sowohl, daß der Katodenbrennfleck ständig rotiert und der Katodenabbrand damit klein gehalten wird, als auch daß die Bogensäule zu einer Scheibe aufgefächert wird. Diese hell leuchtende Scheibe wird wegen der besonderen Anordnung der Elektroden nirgends abgeschattet, so daß der B.-B. als hochintensive gleichmäßig leuchtende Lichtquelle besonders für Scheinwerfer geeignet ist. Der Vorteil des B.-B.s kann durch Verwendung von Dochtkohle als Anode noch verbessert werden.

Beckersche Zustandsgleichung, empirische thermische Zustandsgleichung für reale Gase. Sie lautet:

$$pV = RT[1 + (k/V)\,e^{k/V}] - a/V + b/V^{\beta+1}$$

Dabei ist p der Druck, V das Volumen, T die Temperatur, R die Gaskonstante, k, a, b und β sind konstante Parameter.

Beckesche Methode, → Brechzahlmessung.

Becquerel-Strahlen, → radioaktive Strahlung.

Bedeckung, 1) svw. Bedeckungsgrad, **2)** → photographische Schwärzung.

Bedeckungsgrad, *Bedeckung,* Menge des auf einer Oberfläche befindlichen Materials einer Fremdsubstanz, gemessen in Bruchteilen bzw. Vielfachen einer → Monoschicht. Befinden sich auf einer Oberfläche N Atome oder Moleküle und gehören zu einer vollständigen Monoschicht N_0 Atome oder Moleküle, dann ist der B. $\Theta = N/N_0$. Ist die Größe einer Monoschicht nicht definierbar und liegt nur eine bestimmte Menge von Plätzen auf der Oberfläche vor, die durch Fremdatome oder -moleküle besetzt werden können, dann ist es oft günstiger, die *Besetzung* anzugeben, d. i. das Verhältnis der auf einer Oberfläche durch Fremdatome besetzten Plätze zu den auf der Oberfläche vorhandenen Plätzen.

Bedeckungsveränderlicher, → Doppelstern.

bedingt periodische Bewegung, → mechanisches System.

Bedingungsgleichung, → Bindung.

Beersche Formel, von A. Beer aufgestellte Formel, die den Reflexionskoeffizient R für senkrecht einfallende Strahlen bei stark absorbierenden Körpern angibt. Sie stellt eine Erweiterung der Fresnel-Formel für Reflexion an ebenen spiegelnden Flächen dar, in der die Brechzahl n durch die komplexe (die → Absorption berücksichtigende) Brechzahl $n' = n \cdot (1 - i\varkappa)$ ersetzt ist, wobei $\varkappa$ der Extinktionskoeffizient ist. Die Formel lautet

$$R = \{(n-1)^2 + (n\varkappa)^2\}/\{(n+1) + (n\varkappa)^2\},$$

→ Reflexion.

Beersches Gesetz, → Absorption.

Befreiungsprinzip von Lagrange, → Zwangskraft.

begleitendes Dreibein, → Raumkurve, → Kinematik.

Begrenzer, *Amplitudenfilter,* eine Schaltungsanordnung zur → Amplitudenbegrenzung von elektrischen Strömen oder Spannungen auf einen festgelegten maximalen Wert. Die Begrenzung ist ein nichtlinearer Formungsvorgang, der nichtlineare Schaltelemente erfordert. In Frage kommen z. B. Germanium-, Silizium-, Selen- oder Vakuumdioden, Transistoren, Gitterröhren und andere Schaltelemente mit geeigneter Kennlinie. Für manche Zwecke werden auch die nichtlinearen Eigenschaften von Übertragern und Spulen mit ferromagnetischem Kern sowie von Gasentladungen ausgenutzt. Die verwendeten Schaltungen sind sehr verschieden. Auch der als FM-Demodulator häufig eingesetzte Ratiodetektor weist Begrenzereigenschaften auf.

Beharrungsvermögen, svw. Trägheit.

behinderte Entladung, → Gasentladung.

beidäugiges Sehen, → stereoskopisches Sehen.

Bekernung, *Pränukleation,* Bildung von Kondensationskernen auf einer Oberfläche, um die Kondensation bei der Bildung einer → dünnen Schicht zu begünstigen. Sind die für eine fortschreitende Kondensation notwendigen Bedingungen nicht erfüllt, ist z. B. die Oberflächen-

temperatur eines Substrats höher als die Grenztemperatur der fortschreitenden Kondensation, dann ist die Kondensation der auf der Oberfläche auftretenden Atome zu einer dünnen Schicht nicht möglich. Werden jedoch durch eine Vorbehandlung der Oberfläche, z. B. durch Aufdampfen einer kleinen Menge eines leichter kondensierbaren Materials oder durch Kondensation einer kleinen Menge des gewünschten Materials unter günstigeren Kondensationsbedingungen, Stellen hoher Adsorptionsenergie (→ Adsorption) geschaffen, dann ist eine Kondensation, ausgehend von diesen aktiven Zentren, trotzdem möglich.

Die B. wird durch die Theorie der heterogenen Keimbildung (→ Kristallkeim) erklärt. Danach ist zur Keimbildung eine höhere Übersättigung erforderlich als zum Weiterwachsen der stabilen Keime. Werden durch eine B. die zur Schichtbildung nötigen Keime bereits geschaffen, oder wird die Keimbildungsarbeit stark herabgesetzt, dann reicht schon eine relativ kleine Übersättigung aus, um die weitere Kondensation aufrecht zu erhalten.

Die B. erfolgt z. B. auf Unterlagen aus Glas, Kunststoff oder Glimmer, die für die Bedampfung von dünnen Metall- oder Halbleiterschichten vorgesehen sind.

Belastung, eine Vergrößerung der Spannungen in einem deformierten Körper. Gegensatz: Entlastung. Von einer B. im Sinne der Plastizitätstheorie wird dann gesprochen, wenn die Bedingung $dF(\sigma_{ij}) > 0$ erfüllt ist. $F(\sigma_{ij}) = k^2$ stellt die Fließbedingung dar. Für einen Entlastungsvorgang gilt dementsprechend $dF < 0$. Unter *Belastungsumkehr* versteht man den Wechsel von B. zu Entlastung und umgekehrt. Im Moment des Wechsels ist $F = 0$.

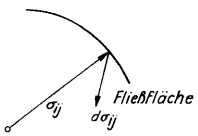
Der Belastungsvorgang ist durch eine bestimmte zeitliche Reihenfolge von Belastungen gekennzeichnet. Beispiel: Zug, nachfolgende Torsion, abschließender nochmaliger Zug.

Die *Belastungsvorgeschichte* eines Werkstoffs berücksichtigt alle vorherigen Belastungen, die zu einem plastischen Fließen geführt haben. Während bis zum Einsetzen der ersten plastischen Formänderungen meist von einem isotropen Werkstoffverhalten ausgegangen wird, kann man diese Einschränkung bei neuerlichem Beginn des Fließens im allgemeinen nicht mehr aufrecht erhalten. Damit ist die momentane Formänderung nicht nur von der momentan herrschenden Spannung, sondern auch von der gesamten Belastungsvorgeschichte abhängig.

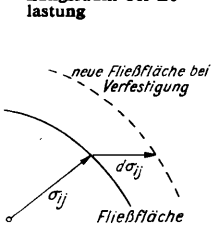
Zur quantitativen Beschreibung eines *Belastungsverlaufs* muß die Änderung aller Komponenten des symmetrischen Spannungstensors erfaßt werden. Da dieser Tensor sechs unabhängige Komponenten enthält, wählt man dann einen 6dimensionalen Spannungsraum, in dem der Belastungsverlauf durch einen Belastungsweg mit Angabe der Durchlaufrichtung beschrieben werden kann.

Der *Belastungsweg* ist der geometrische Ort aller Spannungspunkte im 6dimensionalen Spannungsraum, die im Laufe von Be- bzw. Entlastung oder beiden durchschritten werden.

Bei plastischen Formänderungen verläuft der Spannungsweg auf der Fließfläche. Bei elastischen Formänderungen längs geschlossener Belastungswege wird weder Arbeit verloren noch gewonnen, dagegen tritt bei plastischen Formänderungen auch längs eines geschlossenen Weges eine positive Dissipationsarbeit auf.



1 **Fließfläche im 6dimensionalen Spannungsraum bei Belastung**



2 **Fließfläche im 6dimensionalen Spannungsraum bei Entlastung**

Belastungsdichte, → Netzebene.

Beleuchtungsstärke, → photometrische Größen und Einheiten.

Beleuchtungsstärkemesser, svw. Luxmeter.

Belichtung, *Exposition,* die Strahlungsleistung, die zum Hervorrufen der Schwärzung einer lichtempfindlichen photographischen Schicht notwendig ist. Die B. ist definiert als Logarithmus des Produktes der Bestrahlungsstärke auf der photographischen Schicht und der Zeit. Ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der B. und der Schwärzung besteht nur in einem begrenzten Bereich. Die Linearität wird ferner gestört durch photographische Effekte, durch die auch bei Konstanz des Produktes merkbar unterschiedliche Wirkungen auftreten, wenn bei hoher Bestrahlungsstärke extrem kurz oder bei geringer Bestrahlungsstärke extrem lang belichtet wird. → photometrische Größen und Einheiten, → photographische Schwärzung.

Belichtungsmesser, Gerät zur objektiven Bestimmung der → Belichtung bei der Photographie. Der B. mißt die Leuchtdichte des Objekts und zeigt für wählbare äußere Bedingungen (Öffnungsverhältnis des Objektivs, Empfindlichkeit des lichtempfindlichen Materials) unmittelbar die optimale Belichtungszeit an. Die früher üblichen *visuellen B.* sind heute fast völlig durch *photoelektrische B.* ersetzt worden. Bei diesen wird durch Richtblenden für die Beschränkung des Lichtauffangwinkels auf etwa 40° bis 50° (mittleres Kamerabildfeld) gesorgt und die Leuchtdichte über das gesamte Objektfeld gemittelt (deshalb auch als *integrierende B.* bezeichnet). Solche Geräte werden auch unmittelbar in photographische Kameras eingebaut, wobei die Messung z. T. im Bildfeld erfolgt und bei einigen Bauformen zur automatischen Steuerung der Belichtung herangezogen wird.

Durch zusätzliche Einrichtungen (z. B. Farbfilter) ermöglichen Sonderausführungen der B. auch die Messung der Farbtemperatur des Objektes und vermitteln Angaben über die bei Farbaufnahmen notwendigen Korrekturfilter.

Belowsches Stromübernahmegebiet, → Stromverteilung.

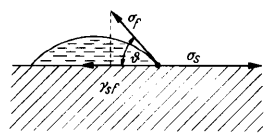
Beltrami-Operator, → Drehimpulsoperator.

Beltramische Gleichungen, → elastische Grundgleichungen.

Benedicks-Effekte, → Thermoelektrizität.

Benennung, nach Helmholtz die Beziehung der Einheit einer Größenart zu den vereinbarten Grundeinheiten; sie entspricht also der durch Grundeinheiten ausgedrückten Dimension.

Benetzung, Ausbildung eines kleinen Kontaktwinkels (Randwinkel) zwischen einer Flüssigkeits- und einer Festkörperoberfläche. Der Kontaktwinkel ϑ (Abb.) ist der Winkel, der sich am Rande eines auf einer Festkörperoberfläche be-



Benetzungsgleichgewicht

findlichen Tropfens zwischen der Tropfenoberfläche und der Festkörperoberfläche bildet. Im Benetzungsgleichgewicht, d. h. im Gleichgewicht zwischen den am Rand des Tropfens angreifenden Grenzflächenspannungen ist ϑ durch die *Young-Gleichung* bestimmt:

$$\sigma_s = \gamma_{s,f} + \sigma_f \cdot \cos\vartheta.$$

Hierbei ist σ_s die Oberflächenspannung des festen Körpers, $\gamma_{s,f}$ die Grenzflächenspannung zwischen dem flüssigen und dem festen Körper und σ_f die Oberflächenspannung der Flüssigkeit. Ist $\vartheta < 90°$, so spricht man von B., bei $\vartheta > 90°$ von *Nichtbenetzung*. So benetzt z. B. Wasser eine Glasoberfläche, während ein Quecksilbertropfen darauf eine durch einen großen Kontaktwinkel gekennzeichnete kugelförmige Gestalt annimmt.

Wird eine Flüssigkeit mit einem Festkörper in Kontakt gebracht, dann wird einerseits Energie gewonnen, denn es verschwindet eine Festkörper- und eine Flüssigkeitsoberfläche, andererseits muß Energie aufgebracht werden, um eine neue Grenzfläche zu erzeugen. Die Differenz der je Flächeneinheit gewonnenen zur aufgewandten freien Energie ist die Adhäsionsarbeit $\zeta_{s,f}$ (→ Adhäsion): $\zeta_{s,f} = \sigma_s + \sigma_f - \gamma_{s,f}$. Sind die beiden in Kontakt gebrachten Körper vom gleichen Stoff, dann entsteht keine neue Grenzfläche, und die dabei gewonnene freie Energie wird als Kohäsionsarbeit bezeichnet. Sie ist $\zeta_s = 2\sigma_s$ bei Festkörpern und $\zeta_f = 2\sigma_f$ bei Flüssigkeiten. Wird in der Young-Gleichung σ_s vergrößert, dann muß ϑ kleiner werden, d. h., der Tropfen muß flacher werden. Ist schließlich $\sigma_s > \gamma_{s,f} + \sigma_f$, dann ist die Young-Gleichung nicht mehr erfüllbar, der Kontaktwinkel ist Null, d. h., der Tropfen breitet sich als ein dünner Film über die ganze Oberfläche aus. Dieser Vorgang heißt *vollkommene B.* oder *Spreitung* und die Differenz zwischen σ_s und $(\gamma_{s,f} + \sigma_f)$ *Spreitungsdruck*: $p_{sp} = \sigma_s - (\gamma_{s,f} + \sigma_f)$. Addition von $+\sigma_f$ und $-\sigma_f$ ergibt $p_{sp} = \sigma_s + \sigma_f - \gamma_{s,f} - 2\sigma_f$ bzw. $p_{sp} = \zeta_{s,f} - \zeta_f$, d. h., der Spreitungsdruck ist gleich der Differenz zwischen der Adhäsionsarbeit und der Kohäsionsarbeit; und Spreitung tritt immer dann auf, wenn die Adhäsionskräfte die Kohäsionskräfte überwiegen.

Die *Benetzungsspannung* oder *Haftspannung* $\sigma_{s,f}$ ist die freie Energie, die gewonnen wird, wenn 1 cm² einer Festkörperoberfläche benetzt wird, ohne daß die Größe der Flüssigkeitsoberfläche dabei geändert wird. Das ist experimentell möglich, indem z. B. ein zylindrischer, in eine Flüssigkeit eintauchender Stab etwas tiefer in die Flüssigkeit gesenkt wird. Es ist $\sigma_{s,f} = \sigma_s - \gamma_{s,f}$. Die gesamte bei isothermer B. frei werdende Energie, d. h. die Änderung der inneren Energie, ist die *Benetzungswärme*

$$\Sigma_{s,f} = \sigma_{s,f} - T\frac{d\sigma_{s,f}}{dT}.$$

Lit. Wolf: Physik und Chemie der Grenzflächen, 2 Bde (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

Bennett-Massenspektrometer, → Massenspektrograph.

Beobachtung, messende Verfolgung eines unter natürlichen Umständen wiederholt eintretenden oder prinzipiell wiederholbaren Prozesses, bei dem Präparation und Wechselwirkung also von selbst eintreten (→ Experiment). Häufig wird als B. auch der das Experiment abschließende Meß- oder Registrationsprozeß bezeichnet. Bei der B. wird angestrebt, den Beobachtungsfehler und die Rückwirkung des Meßinstrumentes auf das zu beobachtende Objekt möglichst klein zu halten (→ Messung). Insbesondere darf eine B. keine Elemente enthalten, die vom subjektiven Zustand des Beobachters abhängen, dagegen ist sie selbstverständlich vom Bewegungszustand des Beobachters abhängig (→ mitbewegter Beobachter).

Bereichsstruktur, svw. Bezirksstruktur.

Bergmann-Serie, → Atomspektren.

Bergwind, → Windsysteme.

Berichtigung, → Fehler.

Berkelium, Bk, radioaktives, nur künstlich darstellbares Element der Ordnungszahl 97, ein Transuran. Bekannt sind neun Isotope der Massezahlen 243 bis 251. Das längstlebige Isotop ist ^{247}Bk mit einer Halbwertszeit von $1{,}4 \cdot 10^3$ Jahren, das α-Teilchen mit einer Energie von 5,51 und 5,67 MeV emittiert. Am schnellsten zerfällt ^{250}Bk mit einer Halbwertszeit von 3,2 Stunden. Zuerst hergestellt wurde ^{243}Bk 1949 von Thompson, Ghiorso und Seaborg im Zyklotron von Berkeley (USA) nach der Reaktion $^{241}\mathrm{Am}(\alpha, 2n)^{243}\mathrm{Bk}$.

Bernal-Netz, Hilfsmittel zur Indizierung von Drehkristall- und Schwenkaufnahmen. Das B.-N. gestattet es, jeden Reflex der Aufnahme Zylinderkoordinaten ξ und ζ des ihm entsprechenden reziproken Gitterpunktes zuzuordnen. Bei justierten Aufnahmen treten nur Reflexe mit ζ-Werten auf, die ganze Vielfache des Reziproken der Translationsperiode in Richtung der Drehachse sind.

Bernotar, → Polarisationsfilter.

Bernoullische Annahme, das Ebenbleiben der Stabquerschnitte bei reiner → Biegung. Die B. A. ist erfüllt für jedes orthotrope und elastische sowie nichtelastische Stoffgesetz beim geraden und kreisförmig gekrümmten Stab.

Bernoullische Gleichung, 1) kinetische Gastheorie: eine elementare Gleichung zur unmittelbaren Berechnung des Gasdruckes p aus Moleküldaten. Sie lautet $p = \varrho\overline{v^2}/3$, wobei ϱ die Massendichte und $\overline{v^2}$ das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der Moleküle ist. Die B. G. wurde 1738 von Daniel Bernoulli als eine der ersten Gleichungen der kinetischen Gastheorie hergeleitet. Sie liefert in Verbindung mit dem Gleichverteilungssatz auf einfachem Wege die Zustandsgleichung des idealen Gases.

2) Hydrodynamik: *Bernoullisches Theorem*, Bewegungsgleichung einer reibungsfreien, inkompressiblen Flüssigkeit in eindimensionaler Strömung. Sie ist das Integral der → Eulerschen Gleichung für den Stromfaden. Im folgenden wird die B. G. für verschiedene Strömungsarten behandelt.

1) *B. G. für stationäre inkompressible Strömung.* Mit ϱ = konst. liefert die Integration der Eulerschen Gleichung

$$\frac{c^2}{2} + \frac{p}{\varrho} + g \cdot h = \text{konst.} \qquad (1)$$

Dabei bedeuten c die Geschwindigkeit, p den statischen Druck, ϱ die Dichte des Strömungs-

Bernoullische Gleichung

mediums, g die Schwerebeschleunigung, h die Höhenkoordinate von einem beliebigen Niveau aus gerechnet; konst. ist die Bernoullische Konstante. Die B. G. wird in dieser Form auch als *Druckgleichung* bezeichnet und bringt die Konstanz der Energie zum Ausdruck. Ihre Glieder stellen Energie je Masseeinheit dar. Die Summe von kinetischer Energie $\frac{c^2}{2}$, Druckarbeit p/ϱ und potentieller Energie der Schwere $g \cdot h$ ist längs des Stromfadens konstant. Dividiert man die Gleichung (1) durch g, so erhält man die Höhenform der B.n G.:

$$c^2/2g + p/(\varrho \cdot g) + h = \text{konst.} \qquad (2)$$

Ihre Glieder haben die Dimension einer Länge je Masseeinheit. Die *Geschwindigkeitshöhe* $c^2/2g$, seltener auch als *dynamische Druckhöhe* bezeichnet, ist die Höhe, um die ein Körper im freien Fall herunterfallen muß, um die Geschwindigkeit c zu erreichen. $p/(\varrho \cdot g)$ entspricht der Höhe einer Flüssigkeitssäule, die durch ihr Gewicht den Druck p erzeugt; sie wird deshalb *Druckhöhe* bzw. *statische Druckhöhe* genannt. Das letzte Glied h gibt die geometrische Höhe der betreffenden Stelle über einer beliebig gewählten horizontalen Nullebene an und heißt *Ortshöhe*. Die Summe von Geschwindigkeitshöhe, Druckhöhe und Ortshöhe ist entlang einer Stromlinie konstant. Für die Punkte 1 und 2 einer Stromlinie gilt $c_1^2/2g + p_1/(\varrho \cdot g) + h_1 = c_2^2/2g + p_2/(\varrho \cdot g) + h_2$. Die Bernoullische Konstante kann von Stromlinie zu Stromlinie unterschiedlich sein, besonders wenn die Stromlinien verschiedenen Ursprung haben. Kommen alle Stromlinien aus einem Raum, in dem Ruhe oder gleichförmige geradlinige Bewegung herrschen, oder münden sie in einen solchen Raum, so ist die Konstante für alle Stromlinien dieselbe. Die B. G. gilt dann quer zu den Stromlinien im gesamten Raum, es handelt sich um Potentialströmungen (→ Strömung). In ruhender Flüssigkeit ergibt sich für die Bernoullische Konstante konst. $= p/(\varrho \cdot g) + h$, da $c = 0$ ist.

Wenn die Massenkräfte ein Potential haben, kann die B. G. auch aus den allgemeinen Eulerschen Gleichungen für dreidimensionale Strömung abgeleitet werden.

2) *B. G. für instationäre inkompressible Strömung.* In der Eulerschen Gleichung für instationäre Fadenströmung kann das lokale Beschleunigungsglied nicht allgemein integriert werden, es ergibt sich

$$\frac{\varrho}{2} c^2 + \varrho \int_0^s \frac{\partial c}{\partial t} \cdot \mathrm{d}s + p + \varrho \cdot g \cdot h = f(t).$$

Die Integrationskonstante $f(t)$ hängt nur von der Zeit ab. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung $c \cdot A = c_n \cdot A_n$ kann $\int_0^s \frac{\partial c}{\partial t} \cdot \mathrm{d}s$ umgeformt werden. A ist die Querschnittsfläche; der Index n bezeichnet eine Stelle, an der die Geschwindigkeit nur von der Zeit t, nicht aber vom Ort s abhängig ist. Es ergibt sich

$$\int_0^s \frac{\partial c}{\partial t} \cdot \mathrm{d}s = \frac{\partial c_n}{\partial t} \cdot A_n \int_0^s \frac{\mathrm{d}s}{A},$$

damit lautet die B. G.

$$\frac{\varrho}{2} c^2 + \varrho \frac{\partial c_n}{\partial t} \cdot A_n \cdot \int_0^s \frac{\mathrm{d}s}{A} + p + \varrho \cdot g \cdot h = f(t). \qquad (3)$$

3) *B. G. für stationäre kompressible Strömung.* Die Integration der Eulerschen Gleichung für kompressible Strömungen ist nur ausführbar, wenn die Dichte eine eindeutige Funktion des Druckes ist, was bei homogenen Medien immer zutrifft. Führt man als Integral des Druckgliedes die Druckfunktion P ein, also $\int \mathrm{d}p/\varrho = P$, so lautet die B. G. für kompressible Strömungen

$$c^2/2 + P + g \cdot h = \text{konst.} \qquad (4)$$

Die Druckfunktion kann erst ausgewertet werden, wenn die Zustandsänderung des Gases bekannt ist. Für kompressible Strömungen im Bereich des Maschinenbaues kann die Ortshöhe gegenüber der Geschwindigkeitshöhe vernachlässigt werden. Damit vereinfacht sich die B. G. zu

$$c^2/2 + P = \text{konst.} \qquad (5)$$

Unter der Voraussetzung isentroper Zustandsänderung gilt für ideale Gase konstanter spezifischer Wärme $\varrho/\varrho_R = (p/p_R)^{1/\varkappa}$; dabei bezeichnet der Index R den Ruhezustand (→ Kesselzustand), $\varkappa$ ist der Isentropenexponent. Für die Druckfunktion ergibt sich

$$P = \int_{p_R}^{p} \frac{\mathrm{d}p}{\varrho} = \frac{{p_R}^{1/\varkappa}}{\varrho_R} \int_{p_R}^{p} \frac{\mathrm{d}p}{p^{1/\varkappa}}$$

$$= \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p_R}{\varrho_R} \left[\left(\frac{p}{p_R} \right)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - 1 \right].$$

Durch Einsetzen dieser Druckfunktion in Gleichung (5) ergibt sich die B. G. für kompressible Strömung mit isentroper Zustandsänderung:

$$c^2 = \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p_R}{\varrho_R} \left[1 - \left(\frac{p}{p_R} \right)^{(\varkappa-1)/\varkappa} \right]. \qquad (6)$$

4) *B. G. für stationäre inkompressible reibungsbehaftete Strömung* (→ Rohrströmung). An einem Flüssigkeitselement tritt gegenüber reibungsfreier Strömung (→ Eulersche Gleichung) noch die Reibungskraft als eine die Bewegung hemmende Kraft auf. In der Differentialgleichung tritt ein durch die Schubspannung bedingtes Zusatzglied auf:

$$\frac{c \cdot \mathrm{d}c}{g} = -\frac{\mathrm{d}p}{\varrho \cdot g} - \mathrm{d}h - \frac{\tau}{\varrho \cdot g} \cdot \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}s; \qquad (7)$$

U ist der benetzte Umfang, τ ist die Schubspannung. In ausgebildeter Rohrströmung kann für die Schubspannung $\tau = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{\varrho}{2} c^2$ geschrieben werden. Der Widerstandsbeiwert λ ist unabhängig vom Weg s. Die Integration der Gleichung (7) ergibt die B. G. für reibungsbehaftete Strömung:

$$\frac{c^2}{2g} + \frac{p}{\varrho \cdot g} + h + \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{c^2}{g} \cdot \frac{U}{A} \cdot s = \text{konst.} \qquad (8)$$

Darin ist der letzte Summand der linken Seite die Verlusthöhe

$$h_v = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{c^2}{g} \cdot \frac{s}{A/U} = \frac{\lambda}{8} \cdot \frac{c^2}{g} \cdot \frac{s}{r_h}.$$

Für das kreiszylindrische Rohr mit dem Durchmesser d ist der hydraulische Radius $r_h = d/4$ (→ hydraulischer Durchmesser), damit lautet die B. G.

$$\frac{c^2}{2g} + \frac{p}{\varrho \cdot g} + h + \lambda \frac{c^2}{2g} \cdot \frac{s}{d} = \text{konst.}$$

5) *B. G. für einen Stromfaden des rotierenden Systems.* Aus dem Kräftegleichgewicht am Flüssigkeitsteilchen in Bahnrichtung, an dem gegenüber dem ruhenden System zusätzlich noch die Corioliskraft auftritt, ergibt sich die Differentialgleichung

$$w \cdot \mathrm{d}w = -\frac{\mathrm{d}p}{\varrho} - g \cdot \mathrm{d}h + \omega^2 r \, \mathrm{d}r - \frac{\tau}{\varrho} \cdot \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}s;$$

dabei bedeuten w die Relativgeschwindigkeit des Flüssigkeitsteilchens, die ein gedachter mitrotierender Beobachter feststellen würde, ω die Winkelgeschwindigkeit des gleichförmig rotierenden Systems und r den Abstand des Flüssigkeitsteilchens von der Rotationsachse. Durch Integration längs einer Stromlinie erhält man die B. G. für den Stromfaden des rotierenden Systems:

$$\frac{w^2}{2} + \int \frac{\mathrm{d}p}{\varrho} + g \cdot h - \frac{(\omega \cdot r)^2}{2} + \int \frac{\tau}{\varrho} \cdot \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}s = \text{konst.} \qquad (9)$$

Für inkompressible Medien ergibt sich

$$\frac{w^2}{2} + \frac{p}{\varrho} + g \cdot h - \frac{(\omega r)^2}{2} + \int \frac{\tau}{\varrho} \cdot \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}s = e';$$

e' ist die Ruheenergie einschließlich des Anteils, der durch Reibung in Wärme umgesetzt wurde.

Wird $\tau = 0$ gesetzt, so kann für kompressible Strömungen die mit der Isentropenbeziehung bestimmte Druckfunktion in Gleichung (9) eingeführt werden. Vernachlässigt man außerdem das Glied $g \cdot h$, so folgt

$$\frac{w^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p_R}{\varrho_R} \left(\frac{p}{p_R} \right)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - \frac{(\omega \cdot r)^2}{2} = \text{konst.}$$

Beim Übergang in ein ruhendes System mit $w = 0$ geht die Relativgeschwindigkeit entsprechend der Vektorgleichung $\vec{c} = \vec{w} + (\vec{\omega} \times \vec{r})$ in die Absolutgeschwindigkeit c über.

Die B. G. für den Stromfaden des rotierenden Systems ist wichtig für die Berechnung der Arbeitsübertragung in Turbomaschinen.

Das Integral der Eulerschen Gleichung für inkompressible reibungsfreie Strömung geht auf Daniel Bernoulli zurück und wird deshalb als B. G. bezeichnet. Diese Bezeichnung wird auch für die entsprechenden Integrale bei kompressibler bzw. reibungsbehafteter Strömung verwendet, obwohl sie von anderen Bearbeitern stammen. Die Gleichung (6) z. B. wurde von St. Venant und Wantzel entwickelt.

3) in der Mathematik svw. Bernoullische → Differentialgleichung.

Bernoullisches Theorem, svw. Bernoullische Gleichung 2).

Berthelot-Gleichung, empirische thermische Zustandgleichung für reale Gase. Sie lautet $\left(p + \frac{a}{V^2 T}\right)(V - b) = RT$ und stellt eine Verbesserung der → van-der-Waalsschen Gleichung dar. Es bedeuten p den Druck, V das Volumen, T die Temperatur, R die Gaskonstante, a und b konstante Parameter. Die B.-G. beschreibt insbesondere den Übergang zwischen der gasförmigen und flüssigen Phase quantitativ wesentlich besser.

Berthelotsches Prinzip, → Affinität.

Beruhigungszeit, → Anzeige.

Berührungselektrizität, die Erscheinung, daß stofflich verschiedene Körper nach Berührung und anschließender Trennung infolge Ladungstrennung elektrisch einander entgegengesetzt aufgeladen sind. Das ist z. B. der Fall, wenn man eine Paraffinkugel in Wasser taucht. Wird ein Seidenkissen auf eine Hartgummiplatte gedrückt, so lädt es sich positiv auf; nachdem es auf eine Glasplatte gelegt und wieder entfernt wurde, ist jedoch eine negative Ladung des Kissens festzustellen. Auf Grund der B. läßt sich eine *Spannungsreihe* derart aufstellen, daß bei Kontakt mit dem in der Reihe folgenden Stoff eine positive Aufladung und bei Kontakt mit dem vorangehenden eine negative Aufladung stattfindet: Haare (Felle), Glas, Wolle, Papier, Seide, Kautschuk, Harze, Hartgummi, Bernstein, Schwefel ... Nach A. Coehn gilt für Isolatoren, daß sich der Stoff mit der größeren Dielektrizitätskonstante positiv auflädt.

Berührungsspannung, 1) die bei der Berührung zweier unterschiedlicher Substanzen auftretende elektrische Spannung. B.en entstehen bei folgenden Kombinationen: Isolator — Isolator (→ Reibungselektrizität), Isolator — Metall, Metall — Metall (→ Voltasche Spannungsreihe), fester Körper — Flüssigkeit (→ Elektrophorese, → Elektroosmose), Gas — Flüssigkeit, Metall — Elektrolyt — Metall (→ galvanische Elemente).

Beim Annähern zweier Körper bis auf molekulare Abstände ($\approx 10^{-10}$ m) gibt der eine Körper Elektronen ab, die der andere anlagert (Kontaktelektrizität), so daß es zur Ausbildung einer elektrischen Doppelschicht kommt, deren Sprungspannung die B. ist. Die Elektrisierung hängt naturgemäß sehr stark von der Oberflächenbeschaffenheit ab.

Für die Kombination Isolator — Flüssigkeit gilt das *Coehnsche Aufladungsgesetz*: Bei Berührung lädt sich die Substanz mit der größeren Dielektrizitätskonstanten positiv auf.

2) die elektrische Spannung, die bei einem Isolationsfehler zwischen nicht zum Betriebsstromkreis gehörenden leitfähigen Anlageteilen (Metallgerüsten, Gehäusen) oder zwischen solchen Teilen und Erde oder geerdeten Leitern auftritt. Die B. gefährdet Menschen und Tiere und wird durch geeignete Schutzmaßnahmen unschädlich klein gehalten.

Berührungstransformation, Transformation der $2f + 1$ Variablen q_i, p_i, H $(i = 1, \ldots, f)$ in $2f + 1$ neue Variable $\bar{q}_i = \bar{q}_i(q_j, p_j, H)$, $\bar{p}_i = \bar{p}_i(q_j, p_j, H)$ und $\bar{H} = \bar{H}(q_j, p_j, H)$, so daß die Gleichung $\mathrm{d}\bar{H} - \sum_i \bar{p}_i \, \mathrm{d}\bar{q}_i = \varrho(q_j, p_j, H) \times$ $\times (\mathrm{d}H - \sum p_i \, \mathrm{d}q_i)$ mit $\varrho \neq 0$ identisch erfüllt ist.

Eine spezielle B. mit $\varrho = -1$ ist die *Legendresche Transformation* $\bar{q}_l = p_l$, $\bar{p}_l = \dot{q}_l$, $\bar{H} = \sum_{j=1}^{f} \dot{q}_j p_j - H$, durch die der Übergang von der Lagrange-Funktion zur Hamilton-Funktion vermittelt wird; ferner sind die kanonischen Transformationen B.en (→ Hamiltonsche kanonische Theorie). Die B.en spielen daher eine große Rolle in der Mechanik, der Variationsrechnung und vor allem in dem hiermit eng verbundenen Gebiet der Theorie partieller Differentialgleichungen 1. Ordnung. Auch die unitären Transformationen in der Quantentheorie sind B.en.

Beschleuniger, svw. Teilchenbeschleuniger.

Beschleunigung, zeitliche Änderung der Geschwindigkeit. 1) Die *B. eines Massepunktes* ist die erste Ableitung der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bzw. die zweite Ableitung des Ortsvektors $\vec{r}$ nach der Zeit t: $\vec{a} = \mathrm{d}\vec{v}/\mathrm{d}t = \mathrm{d}^2\vec{r}/\mathrm{d}t^2$; man schreibt dafür auch $\vec{a} = \dot{\vec{v}} = \ddot{\vec{r}}$. Die B. ist ein Vektor, der in jedem Punkt der Bahnkurve des Massepunktes in zwei aufeinander senkrecht stehende Komponenten, die Tangential- und die Normalkomponente, zerlegt werden kann, die *Tangential-* oder *Bahnbeschleunigung* in Richtung der Tangente an die Bahnkurve, deren Betrag durch die zweite zeitliche Ableitung $\ddot{s}$ der Bogenlänge s gegeben ist, und die *Normal-* oder *Zentripetalbeschleunigung* in Richtung der Hauptnormale an die Bahnkurve, d. h. zum Krümmungsmittelpunkt der Bahnkurve, deren Betrag durch $\dot{s}^2/\varrho$ mit dem Krümmungsradius ϱ gegeben ist (→ Kinematik). Eine *negative* Bahnbeschleunigung führt zur Abnahme des Geschwindigkeitsbetrags, d. h. zur *Verzögerung* der Bewegung. Für geradlinige, d. s. eindimensionale Bewegungen tritt nur die Tangentialbeschleunigung a_t auf, während bei der Kreisbewegung lediglich die Normalbeschleunigung a_n von Null verschieden ist. Als *Radialbeschleunigung* bezeichnet man die Komponente der B. in Richtung zunehmenden Abstands r von einem festen Zentrum; bei Zentralbewegungen ist nur die Radialbeschleunigung a_r (bezüglich des Abstands vom Kraftzentrum) von Null verschieden.

Einheiten der B. a sind Meter/Quadratsekunde ($\mathrm{m\,s^{-2}}$), in der Geophysik das Gal.

2) Die *Winkelbeschleunigung* ist die zeitliche Ableitung $\mathrm{d}\vec{\omega}/\mathrm{d}t = \dot{\vec{\omega}}$ der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ (→ Geschwindigkeit). Sie ist ebenfalls ein Vektor und für beschleunigte Drehbewegungen, speziell die Kreisbewegung, von Bedeutung, weshalb sie gelegentlich als *Zirkularbeschleunigung* bezeichnet wird.

Einheit der Winkelbeschleunigung ist Radiant/Quadratsekunde ($\mathrm{rad \cdot s^{-2}}$).

3) Die *verallgemeinerten B.en* $\ddot{q}_i$ eines mechanischen Systems mit f Freiheitsgraden sind die zweiten zeitlichen Ableitungen der → verallgemeinerten Koordinaten $q_i(t)$ des Systems, wobei $i = 1, \ldots, f$.

Beschleunigungsarbeit, → Arbeit.

Beschleunigungsenergie, → Appellsche Bewegungsgleichungen.

Beschreibungsfunktion, die Funktion für die Ursache-Wirkung-Beziehung eines statisch nichtlinearen Gliedes $x = f(y)$, das die Signalverarbeitung durch einen Übertragungsoperator beschreibt in Analogie zu den Gliedern mit konstanten Parametern. Dabei beschränkt man sich auf harmonische Eingangssignale $y = A\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$ und gewinnt die B., indem man die Fourier-Reihe $f(A\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \mathrm{e}^{\mathrm{j}k\omega t}$ beim Glied mit der Grundwelle abbricht: $f(A\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}) \approx c_0 + c_1 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$. Bei ungerader Funktion f wird c_1/A als B. bezeichnet, man spricht mitunter auch von *harmonischer Linearisierung*. Für $x = f(y) = Ky^3$ z. B. ist $x(t) = KA\mathrm{e}^{3\mathrm{j}\omega t}$, und die B. existiert nicht. In der Regelungstechnik ist jedoch die über reelle harmonische Signale $y = A \sin \omega t$ gewonnene Beschreibungsfunktion gebräuchlicher. Die zugehörige Fourier-Reihe

$$f(A \sin \omega t) = \sum_{k=0}^{\infty} (a_k \cos k\omega t + b_k \sin k\omega t)$$

ergibt die B.

$$\frac{1}{A}\sqrt{a_1^2 + b_1^2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\arctan a_1/b_1}.$$

Im Beispiel ergibt sich nunmehr

$x(t) = KA^3 \sin^3 \omega t = KA^3 (\frac{3}{4} \sin \omega t - \frac{1}{4} \sin 3\omega t)$

und die reelle B. $KA^2 \cdot \frac{3}{4}$.

Die B. spielt eine große Rolle, wenn in Schaltungen statische Nichtlinearitäten mit Gliedern mit konstanten Parametern zusammenwirken. Hierbei spielt der Einfluß der vernachlässigten Oberwellen keine Rolle, wenn die Glieder lediglich hintereinander geschaltet sind. Treten aber geschlossene Kreise auf, so können die nichtlinearen Glieder ständig neue Oberwellen produzieren. Es muß zur sinnvollen Verwendung der B. dann gefordert werden, daß die beteiligten Glieder mit konstanten Parametern die Amplituden aller Oberwellen stark herabsetzen.

Besetzung, → Bedeckungsgrad.

Besetzungsinversion, Charakteristikum jeder Situation, in der angeregte Zustände, vorzugsweise ein bestimmter, stärker besetzt sind als energetisch tiefere Zustände. Die B. ist Voraussetzung für den Betrieb von → Lasern, wo sie durch Pumpprozesse erreicht wird. Oft wird dabei die B. durch → negative Temperaturen quantitativ charakterisiert. In Halbleitern ist die B. ein Besetzungszustand in Energiebändern, bei denen für die Quasi-Ferminiveaus F_e und F_h die Bedingung $F_e - F_h > h\nu$ gilt, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der einfallenden Strahlung ist. Dieser Zustand läßt sich z. B. mittels Injektion von Ladungsträgern in p,n-Strukturen hervorrufen.

Besetzungszahl, die Zahl der Mikroteilchen, die sich in einem Quantenzustand, z. B. auf einem bestimmten Energieniveau, befinden. Für Fermionen können die B.en auf Grund des Pauli-Prinzips nur die Werte 0 oder 1 annehmen, für Bosonen besteht eine solche Einschränkung nicht. Bei endlichen Temperaturen schwanken die B.en statistisch, die mittlere B. im Gleichgewichtszustand wird in klassischer Näherung durch den Boltzmannschen Faktor, genauer durch die Bose-Einstein- oder Fermi-Dirac-Verteilung geliefert. Der Quotient aus mittlerer B. und Gesamtteilchenzahl heißt *Besetzungswahrscheinlichkeit* des entsprechenden Zustandes. Der Begriff der B. ist ein Ausgangspunkt für die Theorie der zweiten Quantelung oder Wellenquantelung. Dieser *Besetzungszahlformalismus*

ist wesentlich für die Quantenfeldtheorie und die Behandlung von Vielteilchensystemen.

Bessel-Funktionen, durch Reihenentwicklung am Nullpunkt definierte Funktionen

$$J_p(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!\,\Gamma(p+k+1)} \left(\frac{z}{2}\right)^{p+2k},$$

wobei p eine beliebige reelle Zahl ist. Die B. genügen der *Besselschen Differentialgleichung*

$$J_p'' + \frac{1}{z} J_p' + \left(1 - \frac{p^2}{z^2}\right) J_p = 0.$$

Besonders einfach sind die B. für $p = \pm 1/2$:

$$J_{1/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin z, \quad J_{-1/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos z.$$

Auch für $p = \pm 3/2, \pm 5/2, \ldots$ können die B. als endliche Summen trigonometrischer Funktionen dargestellt werden.

Für ganze Indizes n gelten $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$ und die Integraldarstellungen

$$J_n(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \cos(n\varphi - z \sin\varphi)\, d\varphi$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{i(n\varphi - z \sin\varphi)}\, d\varphi.$$

Für beliebige Indizes p gelten die Rekursionsformeln

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{J_p(z)}{z^p}\right) = -\frac{J_{p+1}(z)}{z^p},$$

$$\frac{d}{dz}(z^p J_p(z)) = z^p J_{p-1}(z).$$

Für große Argumente $z \to \infty$ zeigen die B. das asymptotische Verhalten

$$J_p(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right).$$

Es gilt das Additionstheorem

$$J_n(z_1 + z_2) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} J_k(z_1)\, J_{n-k}(z_2)$$

für ganzzahliges n.

In der Physik wird oft eine Entwicklung von Funktionen nach B. benutzt; z. B. gilt für die Entwicklung einer ebenen Welle:

$$e^{iz\sin\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z)\, e^{in\varphi}.$$

In einem engeren Zusammenhang mit den B. stehen die Neumannschen und die Hankelschen Funktionen.

Lit. A. Sommerfeld: Partielle Differentialgleichung der Physik (4. Aufl. Leipzig 1958); W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl III, 2 (dtsch Berlin 1955).

Besselsche Differentialgleichung, → Besselfunktionen.

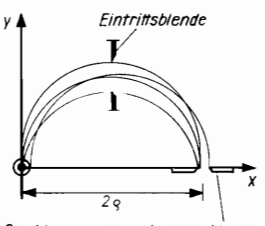
Besselsche Ungleichung, → Hilbert-Raum.

Bestimmtheitsprinzip, ein Prinzip, nach dem die Spannung zu einer gegebenen Zeit in einem materiellen Punkt durch die gesamte kinematische Vorgeschichte einer beliebig kleinen Umgebung des materiellen Punktes bestimmt ist. Das B. wurde von W. Noll zur Ableitung einer rheologischen Zustandsgleichung für Flüssigkeiten mit Gedächtnis angewendet.

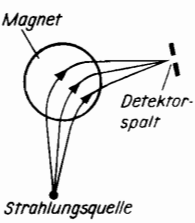
Bestrahlungsstärke, → Strahlungsgrößen.

Betaradiographie, *β-Radiographie,* der Nachweis von β-Strahlung mit Hilfe photographischer Emulsionen. Die B. wird zur Bestimmung der Masseverteilung absorbierender Substanzen zwischen Strahler und Film angewandt.

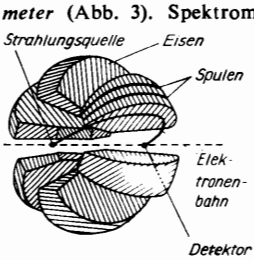
Betaspektrometrie, *β-Spektrometrie,* die experimentelle Technik der Bestimmung des β-Spektrums. Man verwendet dazu 1) Magnetspektrometer. Ihr Arbeitsprinzip beruht auf der Ablenkung der Elektronen und Positronen im Magnetfeld. In *Flachbahnspektrometern* liegen Strahlungsquelle, Teilchenbahn und Detektor in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Der Bahnradius ϱ, das Feld B und der Teilchenimpuls p sind nach der Beziehung $B \cdot \varrho = p/e$ miteinander verknüpft, wobei e die Elementarladung ist. Der $B \cdot \varrho$-Wert ist das übliche Maß für den Impuls. In den *Linsenspektrometern* liegen Strahlungsquelle und Detektor auf der Symmetrieachse des Magnetfeldes. Monoenergetische Elektronen, die von der Strahlungsquelle unter einem Winkel α zur Feldrichtung emittiert werden, beschreiben eine schraubenförmige Bahn und erreichen die Symmetrieachse wieder in einem Punkt. Folgende Parameter sind bei Magnetspektrometern von Bedeutung. Die Auflösung R ist das Verhältnis der Linienbreite $\Delta(B \cdot \varrho)$ zum Impulswert: $R = \Delta(B \cdot \varrho)/B \cdot \varrho$. Die Energieauflösung ΔE läßt sich daraus ermitteln. Die Transmission T ist der Teil der von der Strahlungsquelle emittierten Teilchen, der den Detektor erreicht. Da die Forderungen nach hoher Auflösung R und hoher Transmission T sich widersprechen, ging die Entwicklung der Gerätetypen in zwei Richtungen, einmal zu hochauflösenden Spektrometern mit geringer Transmission und zu Spektrometern mit hoher Transmission. Zur Messung sehr geringer Intensitäten wurden Spektrometer mit extrem geringem Zähluntergrund gebaut. Zu den hochauflösenden Spektrometern gehören das *Halbkreisspektrometer* (Abb. 1), das *doppelfokussierende Spektrometer* und das *Prismenspektrometer* (Abb.2), zu den Spektrometern mit hoher Transmission das *Linsenspektrometer* und das *Toroidspektrometer* (Abb. 3). Spektrometer mit geringem



1 Fokussierungsprinzip des Halbkreisspektrometers



2 Fokussierungsprinzip des Prismenspektrometers



3 Anordnung der Eisensektoren im Toroidspektrometer

Untergrund arbeiten entweder mit zweimaliger Doppelfokussierung oder mit einer Kombination aus Flachbahn- und Linsenspektrometer. Die Magnetspektrometer werden auch in der → Gammaspektrometrie angewandt.

2) Szintillationsspektrometer. Der Ausgangsimpuls eines Szintillationszählers ist der Energie der absorbierten Strahlung proportional. Zur Energiemessung wird das gesamte Impulshöhenspektrum aufgenommen.

Lit. Hertz: Lehrb. d. Kernphysik, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1966).

Betaspektrum, *β-Spektrum,* die Energieverteilung beim β-Zerfall. Die dabei frei werdende Kernenergie wird auf die emittierten Teilchen Elektron und Neutrino nach einem Wahrscheinlichkeitsgesetz verteilt, so daß das B. ein kontinuierliches Spektrum ist, das sich von der Energie Null bis zu einer oberen Grenze erstreckt. Diese Grenze ist gleich der Umwandlungsenergie, vermindert um die Rückstoßenergie, die der Tochterkern erhält. Beispiele für maximale β-Energien: Neutron 0,78 MeV (β^-); ^{11}C 0,96 MeV (β^+); ^{20}F 5,4 MeV (β^-); ^{37}K 5,1 MeV (β^+). Kann bei einer β-Umwandlung der Ausgangskern in verschiedene Energiezustände des Folgekerns übergehen, so überlagern sich mehrere einfache Betaspektren zu einem komplexen B., wobei die angeregten Tochterkerne durch γ-Strahlung in den Grundzustand übergehen oder ihre beim Übergang in ihren Grundzustand frei werdende Energie direkt auf ein Hüllenelektron übertragen, das der *K*-, *L*-, . . .-Schale angehört. So entsteht das diskrete B. Man bezeichnet diesen Vorgang als → Konversion. Diese Deutung des diskreten B.s wird durch den Linienencharakter des B.s, dessen Entstehung auf Übergänge zwischen diskreten Energiestufen der Atomkerne zurückgeführt wird, begründet. Eine andere Möglichkeit der Entstehung des diskreten B.s besteht darin, daß die γ-Strahlen, die beim Übergang des angeregten Tochterkernes in den Grundzustand entstehen und die Elektronenhülle des Atoms durchdringen, mit besonders großer Intensität einen Photoeffekt auslösen, indem ein Elektron der Hülle die Energie des γ-Quants übernimmt und mit einer Energie das Atom verläßt, die gleich der γ-Energie, vermindert um die Ablösearbeit des Elektrons, ist. Kontinuierliches und diskretes B. überlappen sich in vielen Fällen.

Betastrahlen, svw. Betastrahlung.

Betastrahler, *β-Strahler,* Radionuklide, die β-Zerfall und gleichzeitig unter Umständen α- oder γ-Zerfall zeigen. β-instabile Kerne kommen im gesamten Massebereich vor; bestimmend für das Auftreten des β-Zerfalls sind die bei leichten und schweren Kernen unterschiedlichen Coulomb-Schwellen und Bindungsenergieverhältnisse (→ Betazerfall). Sind die dabei emittierten Teilchen Positronen, so wird das Radionuklid als *Positronenstrahler* bezeichnet. Über die Anwendung der B. → Radionuklide.

Betastrahlung, *β-Strahlung, Betastrahlen, β-Strahlen,* eine Korpuskularstrahlung, die beim radioaktiven Zerfall auftritt. B. durchdringt je nach ihrer Energie metallische Körper bis zu einigen Millimetern Schichtdicke, schwärzt Photoemulsionen und wirkt ionisierend. Sie läßt sich mit der Nebelkammer nachweisen und z. B. mit Zählrohren registrieren. B. besteht aus den bei den verschiedenen Arten des → Betazerfalls emittierten Teilchen, deren Energieverteilung das → Betaspektrum ergibt. B. aussendende Radionuklide werden als → Betastrahler bezeichnet.

Betatron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Betatronschwingungen, zuerst am Betatron berechnete und beobachtete Schwingungen von Teilchen in zyklischen Beschleunigern um die Sollbahn in axialer und radialer Richtung. Die Teilchen, die wegen der unvermeidlichen Fehler beim Einschließen oder durch Stöße mit Restgasmolekülen von der Sollbahn abweichen, werden durch die rücktreibenden Kräfte des magnetischen Führungsfeldes auf die Sollbahn zurückgelenkt. Diese Kräfte sind in erster Näherung proportional der Abweichung von der Sollbahn und führen daher zu harmonischen B. Bei schwach fokussierenden Teilchenbeschleunigern ist die Amplitude der B. groß und begrenzt daher die technisch realisierbare Endenergie. Bei stark fokussierenden Beschleunigern kann die Amplitude der B. sehr klein gehalten werden.

Betaumwandlung, svw. Betazerfall.

Betazerfall, *β-Zerfall, Betaumwandlung, β-Umwandlung,* die Arten des radioaktiven Zerfalls, an denen Elektronen oder Positronen beteiligt sind. Man unterscheidet Elektronenemission (β^--Zerfall), Positronenemission (Positronenzerfall, β^+-Zerfall) und Elektroneneinfang. Der B. tritt sowohl bei der natürlichen Radioaktivität als auch bei künstlichen Kernumwandlungen der β-Strahler auf. Die Lebensdauern für solche Prozesse liegen zwischen 10^{-2} Sekunden bei $^{12}_{8}$N und $6 \cdot 10^{14}$ Jahren bei $^{115}_{49}$In.

Da die Elektronen keine Kernbausteine sind, müssen sie bei der β-Umwandlung entstehen. Dabei gelten die Erhaltungssätze für die Anzahl der Nukleonen, die Energie, den Impuls und den Drehimpuls. Zu ihrer Erfüllung postulierte Pauli 1933 die Existenz des Neutrinos, das die Ladung Null, die Masse Null, den Spin 1/2 und das magnetische Moment Null hat. Die Summe der kinetischen Energien des Elektrons und des Neutrinos ist gleich der insgesamt verfügbaren Energie, aus ihrer Verteilung ergibt sich das → Betaspektrum. Die Theorie des B.s wurde 1934 von Fermi zunächst mit einer skalaren Kopplung unter Annahme der schwachen Wechselwirkung entwickelt, und daraus wurde das Energiespektrum als kontinuierlich erklärt (→ Fermi-Theorie). Heute wird sie nach der V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung behandelt, die auf Grund der von Lee und Yang 1956 vorausgesagten und 1957 durch das Wu-Experiment (→ Parität) nachgewiesenen Paritätsverletzung aufgestellt wurde.

1) Beim *β^--Zerfall* (*Elektronenemission*) wandelt sich ein Neutron n in ein Proton p um, dabei entstehen ein Elektron e^- und ein Anti-Elektronneutrino $\bar{\nu}_e$ (Antineutrino $\bar{\nu}$): $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; allgemein gilt für Atomkerne der Massezahl A und der Ordnungszahl Z: $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$.

2) Beim *β^+-Zerfall* (*Positronenzerfall, Positronenemission*) wandelt sich ein Proton p in ein Neutron n um, dabei entstehen ein Positron e^+ und ein Elektronneutrino ν_e (Neutrino ν): $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$; allgemein gilt für Atom-

kerne der Massezahl A und der Ordnungszahl Z: $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu_e$. β^+-Zerfall tritt nur bei künstlich radioaktiven Elementen auf. Bei schweren Kernen ist wegen der hohen Coulomb-Schwelle die Positronenemission stark behindert. Hier überwiegt der *K*-Einfang (s. unten).

3) *Beim Elektroneneinfang*, abg. *E-Einfang*, auch *Kerneinfang* genannt, tritt ein Proton eines protonenreichen Kerns mit einem Hüllenelektron in Wechselwirkung. Dadurch bilden sich ein Neutron und ein Neutrino. Der Elektroneneinfang ist bei verfügbaren Zerfallsenergien von weniger als $2m_0c^2 = 1{,}02$ MeV, wenn die Positronenemission vollständig behindert ist, die einzige Möglichkeit des B.s von Kernen. Entsteht der Tochterkern in angeregtem Zustand, wird der Elektroneneinfang von γ-Strahlung begleitet. Die genauere Theorie des Elektroneneinfangs berücksichtigt den quantenmechanischen Zustand des Elektrons vor dem Einfang und erklärt so den z. B. beim Elektroneneinfang des Kerns $^7_4$Be beobachteten Einfluß der chemischen Bindung. Mit wachsender Kernladungszahl kommen die innersten Elektronen dem Kern immer näher, daher wird der Elektroneneinfang häufiger und überwiegt bei den schwersten Kernen die Positronenemission völlig. Elektroneneinfang ist sowohl aus der *K*-Schale, genannt *K-Einfang*, als auch aus der *L*-Schale, genannt *L-Einfang*, usw. möglich, letztgenannter aber weniger wahrscheinlich. Allerdings ist auch reiner *L*-Einfang bekannt. Beim Auffüllen der Leerstelle in der Elektronenhülle des Tochterkerns treten charakteristische Röntgenstrahlen und Auger-Elektronen auf.

Die kinetische Energie E_ν der Neutrinos ergibt sich aus der Zerfallsenergie E und der Elektronenbindungsenergie E_K, E_L (je nach Elektronenschale) usw. zu $E_\nu = E - E_K$ usw. Das Neutrinospektrum ist allerdings nicht meßbar; lediglich aus der Energie der Rückstoßkerne sind Aussagen möglich, allerdings mit ungenügender Auflösung.

4) Neben dem normalen B. können noch zwei weitere Zerfallsarten auftreten, der umgekehrte und der doppelte B. a) Beim *umgekehrten B.* rufen Neutrinos bzw. Antineutrinos im Kern Umwandlungen der Art $\nu + n \rightarrow p + e$ und analog hervor. Prozesse dieser Art konnten nachgewiesen werden. b) Unter *doppeltem B.* versteht man, daß gg-Kerne durch gleichzeitige Emission zweier β-Teilchen zerfallen, ohne daß der zwischen Ausgangs- und Endkern liegende isobare uu-Kern entsteht. Dieser uu-Kern ist wegen seiner kleineren Bindungsenergie energetisch nicht erreichbar. Der doppelte B. tritt nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auf, ist aber experimentell nachgewiesen. Beispielsweise zerfällt das Tellurisotop $^{130}_{52}$Te durch Emission zweier Elektronen im $^{130}_{54}$Xe. Der doppelte B. erlaubt es, Schlüsse über die Identität oder Nichtidentität von Neutrino und Antineutrino zu ziehen. Im ersten Fall müssen beim doppelten B. unbedingt zwei Neutrinos bzw. Antineutrinos emittiert werden, im zweiten Fall kann das beim ersten Prozeßschritt (Bildung eines Elektrons bzw. Positrons) entstehende Neutrino im zweiten Prozeßschritt (Entstehung des zweiten β-Teilchens) wieder absorbiert werden, so daß insgesamt überhaupt kein Neutrino emittiert wird. Der Emission zweier Neutrinos würden theoretisch Halbwertszeiten von 10^{21} Jahren entsprechen; werden andererseits keine Neutrinos emittiert, so sind Halbwertszeiten bis herab zu 10^{14} Jahren zu erwarten. Die experimentell bestimmte große Halbwertszeit des $^{130}_{52}$Te von 10^{21} Jahren spricht daher für die Nichtidentität von Neutrino und Antineutrino.

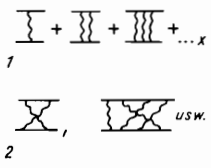
Lit. → Kernphysik.

BET-Gleichung, → Adsorption.

Bethe-Bloch-Formel, → Bremsvermögen.

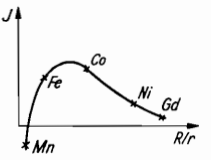
Bethe-Loch-Koppler, → Richtkoppler.

Bethe-Salpeter-Gleichung, Integralgleichung für die relativistische Wellenfunktion eines gebundenen Zweiteilchenzustands, die der *Leiternäherung* entspricht, wonach zwischen Anfangs- und Endzustand beliebig viele virtuelle Teilchen ausgetauscht werden, die sich nicht überkreuzen. Das heißt, es werden nur die Feynman-Graphen der Abb. 1 berücksichtigt und alle anderen Graphen, z. B. von der Art der Abb. 2, vernachlässigt.



Bethe-Salpeter-Gleichung

Bethe-Slater-Kurve, graphische Darstellung des Austauschintegrals J zwischen benachbarten Atomen in Kristallen der Übergangselemente als Funktion des Verhältnisses ihres Abstandes R zum Durchmesser r der nichtaufgefüllten Schale (Abb.). Die B.-S.-K. hat sich bei der Diskussion des magnetischen Verhaltens der Übergangsmetalle bewährt, obwohl sie theoretisch bisher nur unzureichend begründet werden konnte. Alle Metalle mit positivem J sind ferromagnetisch (z. B. Eisen, Kobalt, Nickel, Gadolinium), die mit negativem J antiferromagnetisch (z. B. Mangan) oder paramagnetisch.



Bethe-Slater-Kurve

Bethe-Weizsäcker-Formel, → Massenformel von Bethe und Weizsäcker.

Bethe-Weizsäcker-Zyklus, → Kernfusion, → Stern.

BET-Methode, ein von Brunauer, Emmett und Teller angegebenes Verfahren zur Bestimmung des für die Bildung einer Monoschicht erforderlichen Gasvolumens mit Hilfe einer experimentell ermittelten Adsorptionsisotherme. Die B.-M. dient zur Bestimmung der tatsächlichen Oberflächengröße feinteiliger und hochporöser Stoffe. Die Adsorptionskräfte bei der physikalischen Adsorption von Gasen sind so lange besonders stark, bis sich eine Monoschicht auf der Festkörperoberfläche ausgebildet hat. Aus dem zweidimensionalen Platzbedarf der adsorbierten Teilchen einer Monoschicht läßt sich die gesuchte Oberflächengröße bestimmen.

Betriebstemperatur des Reaktors, die sich bei stationärem Leistungsbetrieb im Reaktor einstellende Temperatur. Neben der konstruktiven, wärmetechnischen und hydraulischen Auslegung des Reaktorkerns, die u. a. durch die B. d. R. beeinflußt und bestimmt wird, hängt der für den Reaktorbetrieb notwendige Reaktivitätseinbau von der B. d. R. ab. Aus Sicherheitsgründen ist eine Temperaturzunahme im Reaktor im allgemeinen mit einer Abnahme der → Reaktivität Δk_t verbunden. Der für den Abbrand echt verfügbare Reaktivitätsüberschuß muß also bei der B. d. R. bestimmt werden, er ist gegenüber dem Wert bei kaltem Reaktor um den Betrag Δk_t verringert.

Bettischer Satz, → Reziprozitätssatz.

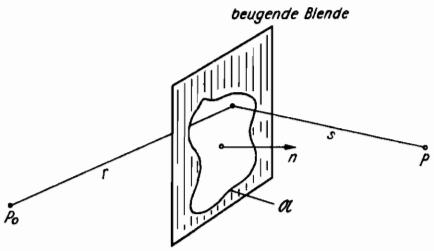
Bettungsziffer, → elastische Bettung.

Beugung, jede nicht durch Refraktion oder Reflexion bedingte, aber auch nicht als Streuung zu bezeichnende Abweichung von der geradlinigen Ausbreitung von Teilchenstrahlen oder einer Wellenbewegung, d. h. von ihrer Ausbreitung in Richtung der Wellennormalen.

1) *B. des Lichts, Lichtbeugung,* die Änderung der Ausbreitungsrichtung des Lichtes, die nicht auf Brechung, Reflexion oder Streuung zurückzuführen ist, sondern allein auf die Wellennatur der Strahlung. Die B. wird immer dann beobachtet, wenn das Licht in einer freien Ausbreitung durch Blenden, Schirme oder Körper behindert wird. Die Beugungserscheinungen werden im Prinzip durch die Lösung der entsprechenden Wellengleichung theoretisch behandelt. Aus der Wellengleichung des elektromagnetischen Feldes kann näherungsweise die für viele Probleme geeignete *Kirchhoff-Formel* (Abb. 1) hergeleitet werden:

$$U(P) = \frac{A}{2i\lambda} \int_{\mathfrak{A}} \frac{e^{2\pi i(r+s)/\lambda}}{rs} \times$$

$$\times \left[\cos \sphericalangle (n, r) - \cos \sphericalangle (n, s)\right] dS. \qquad (1)$$



1 Kirchhoff-Formel

Dabei bedeuten $U(P)$ die Amplitude im Punkt P, A die Amplitude im Punkt P_0, λ die Wellenlänge, A die Aperturbegrenzung, r die Entfernung Quellpunkt P_0—Apertur, s die Entfernung Aufpunkt P—Apertur, n die Normale der Apertur, dS das Flächenelement der Apertur. Qualitativ lassen sich die Beugungserscheinungen auf Grund des → *Huygensschen Prinzips* der Elementarwellen verstehen: Jeder Punkt einer Wellenfläche wird als Ausgangspunkt einer Elementarwelle angesehen. Die Überlagerung aller dieser Elementarwellen ergibt die neue Wellenfront. Die Kirchhoffsche Beugungsformel (1) kann als mathematische Formulierung dieses Prinzips verstanden werden.

Die Beugungserscheinungen lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: in die Frauenhoferschen Beugungserscheinungen und in die Fresnelschen Beugungserscheinungen.

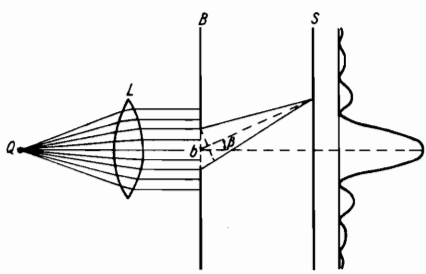
Die *Fraunhofer-Beugung* ist mathematisch dadurch gekennzeichnet, daß im Exponenten des Integralausdrucks für die Amplitudenverteilung (1) die Integrationsvariable nur linear eingeht. Experimentell bedeutet das, daß die beugende Blende (Apertur) klein gegen die Entfernung der Quelle und des Aufpunktes (Beobachtungsebene) ist. Die Fraunhofer-Beugung liegt insbesondere auch dann vor, wenn die Quelle und der Beobachtungspunkt durch optische Hilfsmittel (Kollimator, Fernrohr) ins Unendliche verlegt werden.

Die *Fresnel-Beugung* liegt dann vor, wenn die Entfernung der Lichtquelle und des Beobachtungspunktes mit den Abmessungen der beugenden Objekte vergleichbar sind. In diesem Fall tritt in dem entsprechenden Integralausdruck in der Exponentialfunktion die Integrationsvariable quadratisch auf. Die so hergeleiteten *Fresnel-Integrale* können mit Hilfe der *Cornu-Spirale* in übersichtlicher Form dargestellt und diskutiert werden.

Im Rahmen der Beugungstheorie wird das *Babinetsche Theorem* hergeleitet, das Aussagen über die B. an zueinander komplementären Beugungsschirmen erlaubt. Danach ist die Amplitudenverteilung hinter einem ausgedehnten Schirm mit einer Öffnung und einem zweiten Schirm, der die äußeren Abmessungen der Öffnung des ersten Schirms hat, bis auf das Vorzeichen (180° Phasenverschiebung) gleich. Da die Intensitätsverteilung aus dem Quadrat der Amplitudenverteilung hervorgeht, sind die Intensitätsverteilungen hinter beiden Schirmen identisch. Das Babinetsche Theorem ist eine wertvolle Hilfe bei der Diskussion von Beugungserscheinungen.

Die Fraunhofer-Beugung am Spalt führt zu abwechselnd hellen und dunklen Streifen, deren Intensität mit dem Abstand vom zentralen Maximum (Abb. 2) quadratisch abnimmt. Die Intensitätsverteilung in der Beugungsfigur errechnet sich aus der Kirchhoffschen Beugungsformel (1):

$$\frac{I(\beta)}{I_0} = \frac{b^2 \sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\beta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin\beta\right)^2}. \qquad (2)$$



2 Beugung am Spalt. *Q* Lichtquelle, *L* Linse, *B* Blende mit Spalt, *b* Spaltbreite, β Beugungswinkel, *S* Schirm

Dabei bedeuten $I(\beta)$ die Intensität in Richtung β, I_0 die einfallende Intensität, b die Spaltbreite, λ die Wellenlänge und β den Beugungswinkel. Danach ergeben sich Maxima in den Richtungen $\sin\beta = 0$; 1,430 λ/b; 2,459 λ/b; 3,471 λ/b; ..., sowie Minima in den Richtungen $\sin\beta = m(\lambda/b)$ mit $m = 1, 2, 3, \ldots$ Die Intensitätsmaxima nehmen in dem Verhältnis 1 : 1/20 : 1/56 : 1/100 : ... ab. Die äquidistante Anordnung vieler Spalte führt zu einem → Beugungsgitter.

Die B. am Rechteck kann als B. an zwei zueinander senkrecht angeordneten Spalten betrachtet werden. Die Intensitätsverteilung ergibt sich aus dem Produkt der Beugungsverteilung (2)

beider „Spalte", da in diesem Fall die B. in den zueinander senkrechten Richtungen nicht voneinander abhängt:

$$\frac{I(\alpha,\beta)}{I_0} = a^2b^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\alpha\right)\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\beta\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda}\sin\alpha\right)^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\sin\beta\right)^2}. \quad (3)$$

Dabei bedeuten a die Höhe des Rechtecks, α die Richtung zur Flächennormalen, senkrecht zu β.

Die B. an einer kreisförmigen Blende führt zu einer rotationssymmetrischen Beugungsverteilung, die häufig als Beugungsscheibchen bezeichnet wird. Ihre Intensitätsverteilung läßt sich durch die Einführung von Polarkoordinaten berechnen und ergibt den Ausdruck

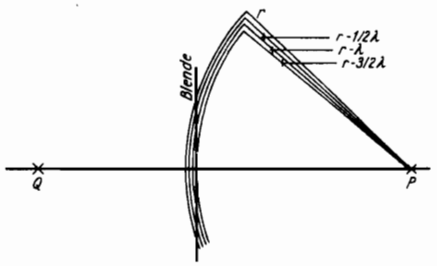
$$\frac{I(w)}{I_0} = \frac{\pi r^2}{\lambda}\left[\frac{2J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda}rw\right)}{\frac{2\pi}{\lambda}rw}\right]^2 \quad (4)$$

Dabei bedeuten r den Radius der Blende und J_1 die Bessel-Funktion. $w = \sqrt{\sin^2\alpha + \sin^2\beta}$; α, β sind die Winkel zur Normalen der Blendenfläche (Beugungswinkel). Der Intensitätsabfall ähnelt der B. am Spalt. Die Minima der Beugungsverteilung (dunkle Ringe) liegen bei $w = 0{,}610\,\lambda/r$; $1{,}116\,\lambda/r$; $1{,}619\,\lambda/r$.

Die auf das zentrale Maximum (= 1) bezogene Höhe der Nebenmaxima beträgt 0,0175; 0,0042; 0,0016. Vergleicht man die Intensitätsverteilung des an einer kreisförmigen Öffnung und an einer rechteckigen Blende gleicher Breite gebeugten Lichtes, so liegen die Minima bei der kreisförmigen Blende in größerem Abstand vom zentralen Maximum, während die Nebenmaxima nicht so hoch sind.

Die B. an einer absorbierenden Halbebene (ausgedehnter Schirm) bedingt an der Hell-Dunkel-Grenze hinter dem Schirm abwechselnd helle und dunkle Streifen. Der Intensitätsverlauf dieser Fresnel-Beugung kann an Hand der Cornu-Spirale übersichtlich diskutiert werden. Dabei ergibt sich, daß die Intensität an der geometrisch-optischen Schattengrenze $^1/_4$ der geometrisch-optischen Intensität im beleuchteten Bereich beträgt. Die Intensität nimmt in dieser Richtung anfangs weiterhin monoton zu, danach geht sie in einen oszillierenden Verlauf mit abnehmender Amplitude über. Das Intensitätsmaximum liegt im beleuchteten Gebiet, eine gewisse Strecke vom Rand des Schirms entfernt.

Die beugungsbedingte Intensitätsverteilung hinter einem Schirm mit kreisrunder Öffnung läßt sich nach dem Huygensschen Prinzip durch die *Fresnelsche Zonenkonstruktion* bestimmen. Die Öffnung möge von einer punktförmigen Lichtquelle im Punkt Q (Abb. 3) auf der Mittelsenkrechten der Blendenöffnung beleuchtet werden. Um die Amplitudenverteilung im Aufpunkt P auf der anderen Seite der Blende zu finden, wird die Öffnung in Fresnel-Zonen unterteilt. Die Berandungen dieser Zonen ergeben sich aus dem Schnitt der Öffnung mit Kugelflächen, deren Radien sich um $\lambda/2$ des verwendeten Lichtes unterscheiden. Die Beiträge der Elementarwellen einer Zone verstärken sich im Aufpunkt. Die Elementarwellen zweier benachbarter Zonen löschen sich dagegen im Aufpunkt P bis auf einen Restbetrag aus, der sich aus den unterschiedlichen Flächeninhalten ergibt. Die Summe der Zonenbeiträge ergibt die Lichtverteilung in P. Fresnel-Zonen ergeben sich auch als Hologramm einer punktförmigen Lichtquelle. Die Fresnelsche Zonenkonstruktion hat als Linsenelement eine gewisse praktische Bedeutung erlangt.



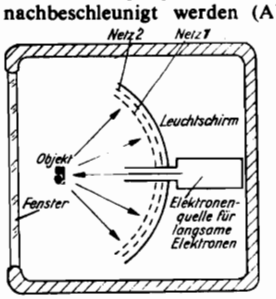
3 Anwendung des Huygensschen Prinzips zur Zonenkonstruktion. Q Lichtquelle, P Aufpunkt, r, $r-1/2\lambda$ usw. Entfernungen der einzelnen aufeinanderfolgenden Zonenbegrenzungslinien von P. Die Abbildung ist zu QP rotationssymmetrisch zu denken

Über die B. des Lichtes an kolloiden Teilchen → Streuung B 6).

2) ***B. elektromagnetischer Wellen,*** → Hertzsche Versuche.

3) ***B. von Materiewellen.*** Da jedem bewegten Teilchen nach de Broglie eine Materiewelle zugeordnet ist, treten bei der Wechselwirkung dieser Teilchen mit Materie Beugungserscheinungen auf. Am bekanntesten sind hierbei die Elektronenbeugung und die Neutronenbeugung. Im Vergleich zur → *Röntgenbeugung*, mit der man im wesentlichen die Elektronendichteverteilung im Untersuchungsobjekt erfaßt, gibt die → *Elektronenbeugung* Aussagen über die Potentialverteilung in der zu untersuchenden Substanz; die → *Neutronenbeugung* erfaßt die Kernstreufunktion, ist aber auch zur Aufklärung von Ordnungszuständen der magnetischen Momente der Elektronen geeignet.

4) ***B. mit langsamen Elektronen, Low Energy Electron Diffraction,*** abg. *LEED*, empfindliche Methode zur Untersuchung der Struktur von Oberflächen bzw. dünnen Schichten, die durch die geringe Eindringtiefe der langsamen Elektronen (Energie von einigen 10 bis einigen 100 eV) gegeben ist. In modernen Apparaturen wird das Beugungsbild direkt auf einem Leuchtschirm sichtbar gemacht, indem die Elektronen durch Einfügung geeigneter Netzelektroden nachbeschleunigt werden (Abb. 4). In einem



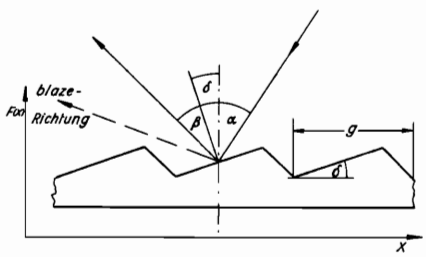
4 Prinzip einer Beugungsanlage für langsame Elektronen

Beugungsgitter

Vakuumrezipienten befinden sich das zu untersuchende Objekt, eine Elektronenquelle für langsame Elektronen und der Leuchtschirm mit zwei davor angeordneten Netzen. Durch mehrere elektrostatische Linsen wird der Elektronenstrahl auf die zu untersuchende Objektoberfläche fokussiert. Beobachtet werden die rückwärtig gebeugten, zum Leuchtschirm gelangenden Elektronen. Das Netz 1 befindet sich auf dem Potential des Objekts. Zwischen diesem Netz und dem Leuchtschirm liegt eine Spannung von etwa 4 kV, durch welche die Elektronen nachbeschleunigt werden. Das Netz 2 ist etwas negativer als das Netz 1 aufgeladen und hält die unelastisch gestreuten Elektronen (diffuser Streuuntergrund) von der Bildentstehung fern. Das auf dem Leuchtschirm entstehende Beugungsdiagramm kann von außen durch ein Fenster beobachtet oder abphotographiert werden. Damit die zu untersuchende Oberfläche nicht durch undefinierte Adsorptionsschichten verfälscht ist, wird die B. im Ultrahochvakuum (10^{-10} Torr) ausgeführt.

Die Methode der B. mit langsamen Elektronen ist heute eines der bekanntesten Untersuchungsverfahren in der Grenzflächenphysik. Sie dient z. B. zur Untersuchung der Struktur reiner Oberflächen, zum Erfassen definierter Adsorptionsschichten und hat besondere Bedeutung auf dem Gebiet der Katalyseforschung.

Beugungsgitter, 1) *optisches Gitter*, eine regelmäßige Anordnung beugender Elemente mit bestimmten, durch eine Funktion $\underline{F}(x)$ beschreibbaren Amplituden- und Phaseneigenschaften. Der Abstand zweier sich entsprechender Punkte benachbarter Elemente heißt *Gitterkonstante g*. Die einfallende Lichtwelle wird an jedem der Elemente gebeugt (Abb. 1). Die Summe



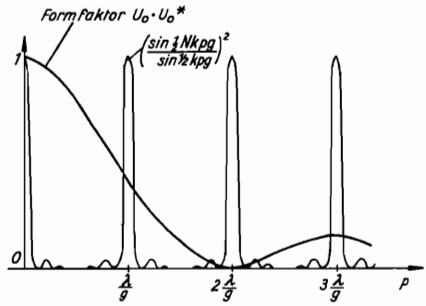
1 Beugung an einem Reflexionsgitter

der abgebeugten Teilwellen ergibt die Beugungsverteilung $\underline{U}(p)$ des Beugungsgitters. Die *Intensitätsverteilung* in der Beugungsverteilung ist dann $J(p) = \underline{U} \cdot \underline{U}^* = \left(\frac{\sin \frac{Nkgp}{2}}{\sin \frac{kgp}{2}} \right) J_0$;

$J_0 = \underline{U}_0 \cdot \underline{U}_0^*$ mit dem Formfaktor $\underline{U}_0(p) = \int \underline{F}(x') e^{-ikpx'} dx'$, der die Fraunhofer-Beugung an einem Gitterelement der Breite g beschreibt. In Abhängigkeit vom Verlauf der Funktion $\underline{F}(x')$ spricht man von *Strick-*, *Stufen-*, *Phasen-* und *Echelettegittern*. $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $p = \sin\beta - \sin\alpha$;

N = Anzahl der Gitterelemente. Die Beugungsverteilung besitzt Intensitätsmaxima, die durch die *Gittergleichung* $g(\sin\beta - \sin\alpha) = n\lambda$ beschrieben werden. $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ = *Beugungsordnung*.

Die Intensitätsverteilung setzt sich multiplikativ aus zwei Funktionen zusammen. Die Funktion $\frac{\sin \frac{Nkpg}{2}}{\sin \frac{kpg}{2}}$ ist mit p stark veränderlich und hängt wesentlich von der Gitterkonstanten ab. Die Funktion $J_0(p)$ hängt von den Beugungseigenschaften des einzelnen Gitterelementes ab und bestimmt die Verteilung der Intensität über die einzelnen Beugungsordnungen (Abb. 2). Durch geeignete Formgebung der



2 Intensitätsverteilung der Beugungsordnungen

Gitterelemente kann $J_0(p)$ so beeinflußt werden, daß die eingestrahlte Energie im wesentlichen in einer Beugungsordnung konzentriert wird. Häufige Anwendung finden Beugungsgitter zur spektralen Zerlegung des Lichtes.

Bei der Herstellung von Gittern werden auf einen Rohling (im allgemeinen Glas) mit einem Diamanten eine große Anzahl paralleler Gitterfurchen geritzt. Gute Gitter besitzen bis zu 1 200 Striche/mm. Die Gitterkonstante muß dem vorgesehenen Arbeitswellenlängenbereich angepaßt werden.

B. können als *Transmissionsgitter* und als *Reflexionsgitter* hergestellt werden. Reflexionsgitter finden häufiger Anwendung, da der Rohling nicht für die verwendete Strahlung durchlässig sein muß. Den Furchen wird bei der Herstellung ein „Sägezahnprofil" mit einem bestimmten Anstiegswinkel, dem blaze-Winkel, gegeben. Dadurch erreicht man, daß solch ein Phasengitter für eine bestimmte Beugungsrichtung geometrisch-optisch reflektiert. Auf diese Weise wird im *blaze-Bereich* der überwiegende Teil des eingestrahlten Lichtes in einer Beugungsordnung konzentriert.

Die periodische Anordnung von beugenden Öffnungen in zwei zueinander geneigten Richtungen stellt ein zweidimensionales Gitter oder *Kreuzgitter* dar. Die zugehörige Beugungserscheinung ergibt sich nach dem Huygensschen Prinzip aus der Überlagerung der einzelnen Elementarwellen. Eine einfache Form des Kreuzgitters geht aus der Kombination zweier Strichgitter hervor, deren Striche rechtwinklig zueinander verlaufen. Zur Festlegung der Richtungen, in denen sich die am Kreuzgitter abgebeugten Wellen verstärken, muß die Bedingung der beiden Teilgitter gleichzeitig erfüllt werden: $g_1(\sin\beta_1 - \sin\alpha_1) = n_1\lambda$; $g_2(\sin\beta_2 - \sin\alpha_2)$

$= n_2\lambda$. Dabei bedeuten $g_{1,2}$ die Gitterkonstante des 1. bzw. 2. Teilgitters, $n_{1,2}$ die Beugungsordnungen in zwei verschiedenen Richtungen, $\beta_{1,2}$ die Beugungswinkel, $\alpha_{1,2}$ die Einfallsrichtung. Für die eindeutige Kennzeichnung der räumlichen Beugungsrichtung wird der dritte Bestimmungswinkel γ nach der Beziehung $\alpha_i^2 + \beta_i^2 + \gamma_i^2 = 1; i = 1, 2$ gefunden. Bei einem dreidimensionalen Gitter muß den beiden Gittergleichungen (Laue-Bedingung) des zweidimensionalen Gitters eine weitere Gittergleichung für die dritte räumliche Richtung hinzugefügt werden, → Raumgitter.

B. werden auf Plan- und Konkavflächen geritzt. *Plangitter* benötigen eine zusätzliche Abbildungsoptik (→ Spektrograph, → Monochromator) und werden vorwiegend im sichtbaren und infraroten Spektralbereich angewendet. *Konkavgitter* vermitteln gleichzeitig eine spektrale Zerlegung und optische Abbildung. Ihr Hauptanwendungsgebiet liegt im vakuumultravioletten Spektralbereich. In diesem Bereich muß man wegen des geringen Reflexionsvermögens und der kleinen Durchlässigkeit der optischen Materialien ohne Abbildungsoptik arbeiten.

Wird ein Gitter mit Licht verschiedener Wellenlängen bestrahlt, so wird dieses Licht wegen der wellenlängenabhängigen Beugung in unterschiedliche Richtungen aufgefächert. Quantitativ wird dieser Vorgang durch die *Winkeldispersion* $\frac{\partial\beta}{\partial\lambda}$ des B.s beschrieben. Diese Größe vermittelt die Änderung des Beugungswinkels mit der Wellenlänge λ in Abhängigkeit von den Gitterdaten: $\frac{\partial\beta}{\partial\lambda} = \frac{n}{g\cos\alpha}$.

Jede auf das B. eingestrahlte Wellenlänge gibt Anlaß zu verschiedenen Ordnungen n des abgebeugten Lichtes. Diese *Beugungsordnungen* verschiedener Wellenlängen können sich überlagern, so daß keine eindeutige Zuordnung der Wellenlängen zum Beugungswinkel möglich ist. In diesem Fall muß der *freie Spektralbereich* λ_1 bis λ_2 durch eine Vorzerlegung so weit eingeengt werden, daß die n-te Ordnung der Wellenlänge λ_2 nicht mit der $(n + 1)$-ten Ordnung der Wellenlänge λ_1 ($\lambda_1 < \lambda_2$) zusammenfällt, wenn für λ_2 in der n-ten Ordnung gearbeitet werden soll. Wird das Gitter in der 1. Ordnung benutzt, dürfen z. B. im Spektrum nicht Wellenlängen kleiner $\frac{\lambda_2}{2}$ der im Spektrum vertretenen längsten Wellenlänge λ_2 vorkommen. Allgemein gilt für den freien Spektralbereich $\Delta\lambda$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_2} = \frac{1}{n+1}.$$

Über Gittergeister → Gitterspektrograph.

2) *akustisches Gitter*, ein B. zur spektralen Zerlegung eines aus mehreren Teiltönen bestehenden Schallsignals. Da Wellenlänge und Gitterkonstante in einer bestimmten Relation zueinander stehen müssen, moduliert man mit dem zu analysierenden Primärschallsignal eine harmonische Ultraschallwelle einer Frequenz von etwa 50 kHz und strahlt dieses Sekundärschallsignal von einem Schallsender gegen ein aus einigen hundert Stahlnadeln bestehendes Gitter. Die Gitterkonstante beträgt dann 10 mm. Ein im Beugungsbereich aufgestelltes Ultraschallmikrophon tastet auf einem → Rowland-Kreis das Beugungsspektrum ab. Nach Gleichrichtung des aufgenommenen Schalls ergibt sich das Beugungsspektrum des Primärschallsignals.

Beugungskontrast, → elektronenmikroskopischer Bildkontrast.

beugungsoptisches Auflösungsvermögen, → Abbildung.

Beugungsordnung, → Beugungsgitter.

Beugungsstreuung, → quantenmechanische Streutheorie.

Bevatron, ein → Teilchenbeschleuniger.

bewegende Kraft, → Zwangskraft.

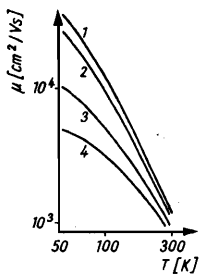
Beweglichkeit, *allgemein* das Verhältnis von mittlerer Geschwindigkeit und äußerer Kraft für ein Teilchen, das unter dem Einfluß eines äußeren Kraftfeldes und der Reibung eine Bewegung mit konstanter mittlerer Geschwindigkeit (*Driftbewegung*), die der thermischen Bewegung überlagert ist, ausführt. Diese B. μ wird häufig auch *Driftbeweglichkeit* genannt. In isotropen Medien ist μ ein Skalar, im allgemeinen Fall ein Tensor 2. Stufe. μ ist umgekehrt proportional zur Teilchenmasse und zur Stoßfrequenz der Teilchen. Bei einem klassischen System im thermodynamischen Gleichgewicht hängt die B. mit dem Diffusionskoeffizienten D durch die *Einsteinsche Relation* $\mu = D/(kT)$ zusammen (→ Schwankungserscheinungen). Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Diese Relation wurde zuerst von A. Einstein in der Theorie der Brownschen Bewegung angegeben. In Tabellenwerken wird oftmals nicht die B. selbst, sondern meist das Produkt aus B. und Gasdruck bei 0 °C angegeben.

Bei der Analyse der elektrischen Leitfähigkeit wird die B. abweichend definiert als Quotient aus mittlerer Geschwindigkeit der Ladungsträger, z. B. Elektronen in Metallen oder Halbleitern, Ionen in Elektrolyten bzw. Plasmen, und elektrischer Feldstärke. Diese B. unterscheidet sich von der obigen durch einen Faktor $n \cdot e$, wobei n die Ionisationsstufe und e die Elementarladung ist.

B. von Ladungsträgern. Wenn ein Ladungsträger sich in einem Medium bewegt, erfährt er einen Widerstand durch die Wechselwirkung mit seiner Umgebung, der von spezifischen Eigenschaften, z. B. Dichte und elastische Konstanten beim Festkörper, Reinheitsgrad des Materials und Temperatur, abhängt. Diese Wechselwirkung mit der Umgebung kann häufig durch eine Relaxationszeit charakterisiert werden. Im skalaren Modell ist die B. μ mit dieser durch $\mu = \frac{2}{3}\frac{e\langle\varepsilon\tau\rangle}{m^*}$ verbunden, wobei e die Elementarladung, m^* die effektive Masse und $\langle\varepsilon\tau\rangle$ der Mittelwert des Produktes von relativer Ladungsträgerenergie ε und Relaxationszeit τ über die energetische Verteilung der Ladungsträger sind. Diese Beziehung läßt sich für die Hauptdiagonalkomponenten des Tensors der B. erweitern, und es gilt dann $\mu_{ii} = \frac{2}{3}e\langle\varepsilon\tau\rangle(m^{-1})_{ii}$, wobei $(m^{-1})_{ii}$ die entsprechende Komponente des Tensors der reziproken effek-

tiven Masse und τ_{ll} die zugehörige Komponente des Relaxationszeittensors sind.

In Festkörpern ist die B. durch die Wechselwirkung mit Gitterschwingungen, Verunreinigungen und Stößen der Ladungsträger untereinander bedingt. In Abhängigkeit vom vorherrschenden Typ der Streuung treten verschiedene Temperaturabhängigkeiten auf. In Halbleitern dominieren bei tiefen Temperaturen in Abhängigkeit von der Dotierung die Streuungen an neutralen und ionisierten Störstellen, bei hohen Temperaturen die Wechselwirkungen mit den Gitterschwingungen, so daß im Bereich der Störstellenstreuung die B. μ mit wachsender Temperatur T ansteigt, in dem der Gitterstreuung jedoch mit zunehmenden Werten von T abnimmt (Abb.), wie aus den Übergangs-



Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von Ladungsträgern μ für verschieden stark dotiertes n-Silizium.

1 $n_D = 6{,}9 \cdot 10^{13}$, $n_A = 0{,}95 \cdot 10^{13}$
2 $n_D = 1{,}9 \cdot 10^{15}$, $n_A = 6{,}5 \cdot 10^{13}$
3 $n_D = 1{,}9 \cdot 10^{16}$, $n_A \approx 10^{14}$
4 $n_D = 8{,}5 \cdot 10^{16}$, $n_A \approx 10^{14}$.
n_D Dichte der Donatoren in cm^{-3}, n_A Dichte der Akzeptoren in cm^{-3}

wahrscheinlichkeiten bei den entsprechenden Stößen für die Energieabhängigkeit der einzelnen Streuprozesse folgt. Die B. kann bei Kenntnis der Ladungsträgerkonzentration aus der elektrischen Leitfähigkeit ermittelt werden, falls sich ein isotropes Modell zugrunde legen läßt. Bei Trägerkonzentrationen und Temperaturen, bei denen die Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander keine dominierende Rolle mehr für die Impulsrelaxation spielt, ist die aus der Leitfähigkeit bestimmte B. gleich der, die bei Drift injizierter Minoritätsladungsträger beobachtet wird. Sonst können sie sich unterscheiden, weil im zuletzt genannten Fall eine Wechselwirkung der betrachteten Minoritätsladungsträger mit den Majoritätsladungsträgern vorliegt.

Die bei Halbleitern auftretende Hallbeweglichkeit ist $\langle\tau^2\rangle/\langle\tau\rangle$ proportional.

Beweglichkeitssonde, → Plasmasonde.

bewegte Uhren, → Zeitdilatation.

Bewegt-Film-Methoden, Röntgenaufnahmeverfahren, bei denen die Einkristallreflexe auf bewegtem Film aufgezeichnet werden, so daß sie eindeutig indiziert werden können.

Grundprinzip der meisten B.-F.-M.: Der Kristall wird — wie bei den Drehkristall- und Schwenkaufnahmen — um eine Achse im Röntgenstrahl gedreht, und zwar so, daß sich eine bestimmte Schar reziproker Gitterebenen in sich dreht und die den Gitterpunkten einer Gitterebene entsprechenden reflektierten Strahlen auf einem Kegelmantel liegen (→ reziprokes Gitter). Durch eine Ringblende werden nur die Strahlen eines solchen Kegelmantels durchgelassen, und der Film wird synchron mit der Kristalldrehung so an der Ringblende vorbei bewegt, daß die Lage des Reflexes auf dem entwickelten Film auch die Orientierung zu bestimmen gestattet, die der Kristall bei der Reflexion hatte. Im Gegensatz zu Drehkristallaufnahmen wird bei B.-F.-M. der Winkel zwischen Primärstrahl und Drehachse oft von 90° verschieden gewählt.

Die wichtigsten B.-F.-M. sind Weißenberg-, de-Jong-Bouman- und Buergersche Präzessions-Aufnahmen.

Bei *Weißenberg-Aufnahmen* ist die Ringblende als Schlitz in einem Zylinder ausgebildet, dessen Achse mit der Drehachse des Kristalls zusammenfällt, der Film bildet einen zu diesem koaxialen Zylinder mit etwas größerem Durchmesser und wird in Richtung der Achse hin und her bewegt (→ Kristallstrukturanalyse, Tafel 55). Weißenberg-Aufnahmen haben den Vorteil, daß mit ihnen alle Reflexe bis zu großen Beträgen $|R^*|$ des reziproken Vektors erhalten werden können. Nachteilig ist die Verzerrung der reziproken Gitterebene durch diese Aufnahmen. Sie läßt sich jedoch rechnerisch oder mit Hilfe eines Umzeichengerätes kompensieren.

Bei *de-Jong-Bouman-Aufnahmen* sind Film und Ringblende eben und stehen auf der Drehachse senkrecht, wobei der Film um eine zur Drehachse des Kristalls parallele Achse gedreht wird. Dabei werden der Winkel zwischen Primärstrahl und Drehachsen, der Abstand der Drehachsen voneinander und der Abstand des Films vom Kristall so gewählt, daß auf dem Film ein unverzerrtes Bild der reziproken Gitterebene entsteht.

Bei *Präzessionsaufnahmen nach Buerger* wird zwar auch ein Kegelmantel von reflektierten Strahlen, die den Gitterpunkten einer reziproken Ebene entsprechen, ausgeblendet, jedoch wird der Kristall nicht gedreht, sondern führt eine komplizierte Taumelbewegung aus. Planfilm und Ringblende werden so mitgeführt, daß, ähnlich wie bei de-Jong-Bouman-Aufnahmen, ein unverzerrtes Bild der reziproken Gitterebene entsteht. Bei den Präzessions-Aufnahmen ändert sich die Orientierung des Kristalls im Raum nur wenig, was in manchen Fällen von praktischer Bedeutung ist.

Das de-Jong-Bouman-Verfahren und das Buergersche Präzessionsverfahren werden als *Retigraph-Verfahren* bezeichnet, von manchen Autoren auch nur das erstere.

B.-F.-M. dienen vor allem der Erfassung von Intensitätsdaten für die → Kristallstrukturanalyse. Da bei B.-F.-M. die Röntgenreflexe leicht zu indizieren sind, lassen sich mit ihrer Hilfe die Symmetrie der Reflexintensitäten und → Auslöschungsregeln besonders bequem ermitteln. Auch zur Bestimmung der Gitterkonstanten werden B.-F.-M. eingesetzt (→ Indizierung, → Elementarzelle), insbesondere dann, wenn die Intensitäten anschließend mit Zählrohrdiffraktometern gemessen werden sollen (→ Röntgendiffraktometer).

Bei *Schiebold-Aufnahmen* und *Schiebold-Sauter-Aufnahmen* stehen die Drehachsen des Kri-

stalls und des Films aufeinander senkrecht. Diese Methoden werden kaum noch benutzt.

Bewegung, Daseinsweise der Materie, ihr innewohnende Grundeigenschaft, die sich in der Änderung des Zustands physikalischer Systeme widerspiegelt. Die zeitliche Aufeinanderfolge der Zustände eines Systems wird durch Bewegungsgleichungen bestimmt. Die B. kann als Bahnkurve im Zustandsraum (d. i. die Gesamtheit aller möglichen Zustände) dargestellt werden. Die Ursache der B. wird dabei auf die Wechselwirkung der Komponenten des Systems bzw. die zwischen diesen wirkenden Kräfte zurückgeführt. Die Aufstellung der Bewegungsgleichungen und die Angabe von Methoden zu ihrer Lösung ist eine der Hauptaufgaben der → Dynamik.

Die bei der B. unveränderlichen Größen, wie die Gesamtenergie oder der Gesamtimpuls des Systems, heißen *Bewegungskonstanten* oder *-invarianten.* Besonders wichtig sind die additiven Bewegungskonstanten, wie Energie, Impuls und Drehimpuls, für die sich der Wert der Bewegungskonstanten eines zusammengesetzten Systems additiv aus denen der Teilsysteme zusammensetzt. Die Bewegungskonstanten sind Ausdruck bestimmter physikalischer Symmetrien, die Anlaß zu den Erhaltungssätzen für diese Größen geben. Sie hängen im allgemeinen von anderen physikalischen Größen ab. Man bezeichnet die Bewegungskonstanten als erste Integrale oder Zwischenintegrale, auch als *Bewegungsintegrale,* da sie aus den Bewegungsgleichungen durch Ausführungen einer oder mehrerer Integrationen folgen, ohne jedoch eine vollständige Integration derselben darzustellen.

Oft wird lediglich die „äußere", d. i. die raumzeitliche Änderung, betrachtet, wie in der Mechanik die zeitliche Aufeinanderfolge der Orte eines Körpers oder Massepunktes, während „innere" Veränderungen der Körper unberücksichtigt bleiben (→ mechanisches System).

Die Beobachtung einer B. erfolgt stets von einem → Bezugssystem aus. Da es keine ausgezeichneten, absolut ruhenden Bezugssysteme gibt, ist jede B. *relative B.*; *absolute B.* ist physikalisch sinnlos.

Die Lehre von der B. wird als → Kinematik bezeichnet.

Bewegungsenergie, svw. kinetische Energie.

Bewegungsgleichungen, → Dynamik.

Bewegungsgleichungen in der allgemeinen Relativitätstheorie, die Gleichungen, die den Einfluß des Gravitationsfeldes auf die phänomenologische Materie beschreiben. Sie folgen aus den Einsteinschen Gravitationsgleichungen.

In der Einsteinschen Gravitationstheorie (→ allgemeine Relativitätstheorie) folgt aus den Feldgleichungen für das Gravitationsfeld

$$R^{\mu\nu} - \tfrac{1}{2} g^{\mu\nu} R = -\varkappa T^{\mu\nu} \qquad (1)$$

die Beziehung

$$T_{\mu}{}^{\nu}{}_{;\nu} = 0 \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3), \qquad (2)$$

wobei $T_{\mu}{}^{\nu} \equiv \sqrt{-g}\, T_{\mu}{}^{\nu}$ ist (g ist die Determinante des metrischen Tensors, das Semikolon bedeutet die kovariante Ableitung). Die Gleichung (2) ist die dynamische Gleichung der allgemeinen Relativitätstheorie. Aus den Gleichungen (1) und (2) lassen sich im Prinzip die Bewegungsgleichungen explizit berechnen, denn (2) läßt sich in der Form

$$(T^{\mu\nu} + t^{\mu\nu})_{;\nu} = 0 \qquad (3)$$

schreiben, wobei $t^{\mu\nu}$ eine nur vom → Gravitationspotential und seinen Ableitungen nach den x^{μ} abhängende Größe ist. Durch Integration über das Volumen V des Körpers (außerhalb des Körpers ist $T^{\mu\nu} = 0$) erhält man aus (3) mit $P^{i} = \int T^{i0}\, \mathrm{d}V$ $(i = 1, 2, 3)$ als Impuls des Körpers die Bewegungsgleichungen

$$\frac{\mathrm{d}P^{i}}{\mathrm{d}t} = -\int \frac{\partial t^{i\nu}}{\partial x^{\nu}}\, \mathrm{d}V.$$

Der auf der linken Seite stehende Ausdruck ist als die von dem Gravitationsfeld auf den Körper ausgeübte Kraft zu interpretieren.

In der allgemeinen Relativitätstheorie ist die Bewegungsgleichung also keine zu den Feldgleichungen zusätzlich zu postulierende Gleichung. Diese Tatsache, die eine Folge des nichtlinearen Charakters der Einsteinschen Gravitationsgleichungen (1) ist, wurde von Einstein und Grommer 1927 erkannt. Sie sichert die logische Widerspruchsfreiheit der Theorie. Die Gleichungen $T_{\mu}{}^{\nu}{}_{;\nu} = 0$ würden somit zusätzliche Bedingungen für den auf der linken Seite der Gravitationsgleichungen stehenden Term liefern, wodurch das Gravitationsfeld überbestimmt wäre.

Diese Eigenart der allgemeinen Relativitätstheorie hatte weitreichende Konsequenzen. In einer nicht-einheitlichen Feldtheorie (→ einheitliche Feldtheorie) wird ein abgeschlossenes physikalisches System immer in die beiden Teile Feld und phänomenologische Materie zerlegt. Die phänomenologische Materie wird dabei durch den → Energie-Impuls-Tensor charakterisiert, während das Feld durch Feldfunktionen beschrieben wird, die einem System von Differentialgleichungen genügen müssen. Die Feldgleichungen beschreiben die Erzeugung des Feldes durch die Quellen. Die Wirkung des Feldes auf die phänomenologische Materie wird durch die Bewegungsgleichungen beschrieben. In diesem Sinne hatte A. Einstein die Gleichung für die → geodätische Linie zunächst als die zusätzlich zu den Feldgleichungen zu postulierende Bewegungsgleichung angesehen. Die Erkenntnis, daß die Bewegungsgleichung keine zusätzliche Forderung, sondern eine Folge bzw. eine Integrationsbedingung der Feldgleichungen ist, machte dieses Zusatzaxiom aber überflüssig. Trotz der Trennung von Gravitationsfeld und phänomenologischer Materie besitzt die allgemeine Relativitätstheorie damit schon eine Eigenschaft, die eine einheitliche Feldtheorie auszeichnet. Diese Tatsache bestärkte A. Einstein in seiner Hoffnung, eine unitäre physikalische Theorie auf der Grundlage der Ideen der allgemeinen Relativitätstheorie, d. h. auf der Grundlage der Geometrisierung der Physik zu erreichen (→ Geometrodynamik).

Bewegungsgröße, Betrag des → Impulses.

Bewegungsgruppe, spezielle Transformationsgruppe eines Raumes, bei der die Metrik des Raumes ihre Form nicht ändert. Für eine infinitesimale Transformation der Gestalt

$$\bar{x}^{i} = x^{i} + \varepsilon \xi^{i}(x^{k}) \text{ mit } \varepsilon \ll 1 \qquad (1)$$

Bewegungsinvarianten

und für die Metrik g^{IJ} bedeutet das:

$$\bar{g}^{IJ}(\bar{x}^k) = \frac{\partial \bar{x}^I}{\partial x^l} \frac{\partial \bar{x}^J}{\partial x^m} g^{lm}(x^k) = g^{IJ}(\bar{x}^k). \qquad (2)$$

Wenn man die rechte Seite von (2) in eine Potenzreihe entwickelt, erhält man aus (2) mit (1) die *Killing-Gleichung* für den die infinitesimale Transformation beschreibenden Vektor ξ^I:

$$g^{lI}\xi^I{}_{;l} + g^{lJ}\xi^I{}_{;l} = g^{IJ}{}_{;l}\xi^I = 0. \qquad (3)$$

Mit der kovarianten Ableitung ∇^I läßt sich (3) auch in der Form:

$$\nabla^I \xi^k + \nabla^k \xi^I = 0 \qquad (4)$$

schreiben.

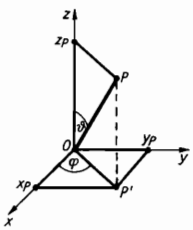
Die Gleichung (2) bzw. (4) drückt eine Symmetrie des Raumes aus. Man kann eine infinitesimale Verlagerung eines Körpers von einem Punkt P des Raumes nach einem Punkt P', die der rechten Seite von (1) entspricht, auch ersetzen durch die Koordinatenstransformation (1), denn die Änderung der Metrik ist in beiden Fällen gleich (2). So ist es in einem euklidischen Raum gleich, ob man einen Körper um seine Achse um einen Winkel φ dreht, oder das Koordinatensystem, in dem man diesen Körper beschreibt. In einem Riemannschen Raum gibt es analoge Symmetrien nur, wenn ein Killing-Vektor ξ^I existiert, der die Gleichung (4) erfüllt.

Bewegungsinvarianten, → Bewegung.

Bewegungskonstanten, → Bewegung.

Bewegungssternhaufen, → Sternhaufen.

Bewegungsstudien, in der Biophysik die Analyse der bei Bewegung der Gliedmaßen und des gesamten menschlichen Körpers erhaltenen Weg-Zeit-Funktionen. Die B. dienen zur Erforschung der Bewegungsgesetze, nach denen sich zweibeinige Individuen fortbewegen. Man ermittelt die linearen Beschleunigungen und die Winkelbeschleunigungen und benutzt die analytischen Verfahren der Vektoranalysis sowie der Fourieranalyse, um z. B. Unterschiede im Gang eines gesunden Menschen und eines Gehbehinderten quantitativ zu fassen. Die Schrittfrequenz eines gesunden Menschen ist näherungsweise umgekehrt proportional zur dritten Wurzel aus seiner Körpermasse.



1 Bezugssystem

Bezirksstruktur, *Bereichsstruktur, Domänenstruktur, magnetische Struktur*, Anordnung der Weißschen Bezirke innerhalb einer Probe oder eines Kristalls, so daß die Gesamtenergie $W = W_\gamma + W_M + W_\sigma + W_K + W_A$ ein Minimum annimmt. Dabei ist W_γ die Wandenergie, W_M die magnetostatische Energie, W_σ die Spannungsenergie, W_K die Kristallenergie und W_A die Austauschenergie. Die B. hängt wesentlich von Form und Größe der Probe ab. An Kristallstörungen (Oberfläche, Poren) auftretende Streufelder werden durch Ausbildung kleinerer Abschlußbezirke geeigneter Form (Zipfelmützen) vermieden. Die B. bildet die Grundlage zum Verständnis der Magnetisierungskurve, sie kann an der Probenoberfläche sichtbar gemacht werden (→ Bitter-Streifen). Bei sehr kleinen Kristallen ist eine Unterteilung in Weißsche Bezirke energetisch ungünstig (→ Einbereichsteilchen).

bezogene Farben, → Farbensehen.

Bezugselektrode, → Elektrode, → Plasmasonde.

Bezugsfarben, → Farbenlehre.

Bezugsmolluske, → Relativitätsprinzip.

Bezugsstrahl, derjenige Strahl eines Strahlenbündels bei der geometrisch-optischen → Abbildung, auf den die Gesetzmäßigkeiten, die bei der Abbildung von außerhalb der optischen Achse liegenden Objektpunkten auftreten, bezogen werden. Der B. hat besondere Bedeutung bei der rechnerischen Bestimmung der → Abbildungsfehler. Geht der B. durch die Mitte der Öffnungsblende (→ Strahlenraum der optischen Abbildung), so wird er als *Hauptstrahl* bezeichnet. Stellt er den energiemäßigen Schwerpunkt des wirksamen Strahlenbündels dar, so heißt er *Schwerstrahl*.

Bezugssystem, *Beobachtersystem*, System von materiellen Körpern und Mechanismen, z. B. starren → Maßstäben und → Uhren, mit deren Hilfe die Lage anderer Körper zu einem durch die Uhren des B.s bestimmten Zeitpunkt relativ zu den Maßstäben des B.s angegeben werden kann. Die Einführung von B.en ist zur quantitativen Behandlung physikalischer Probleme unumgänglich; sie gestattet, den Raum durch Anlegen und Abtragen von Maßstäben und die Zeit durch Einführen von Zeitmarken mittels Uhren zu metrisieren, d. h. durch Einführung einer Metrik meßbar zu machen.

Die Markierung eines Punktes P im Raum erfordert die Angabe von drei Koordinaten; wie diese beschaffen sind, hängt von der an und für sich willkürlichen Wahl geeigneter → Koordinatensysteme ab. Im allgemeinen benutzt man geradlinig rechtwinklige, seltener krummlinige bzw. schiefwinklige Koordinatensysteme. In kartesischen Koordinaten (x, y, z) ist der Punkt P durch die orthogonalen Projektionen auf drei paarweise aufeinander senkrecht stehende, von dem Ursprung O des B.s ausgehende Richtungen, die x-, y- und z-Achse, eindeutig bestimmt: P hat die Koordinaten (x_P, y_P, z_P). In räumlichen Polarkoordinaten (r, ϑ, φ) ist die Lage von P durch den Abstand $r = \overline{OP}$ vom Ursprung O, den Winkel ϑ zwischen $\overline{OP}$ und der z-Achse und den Winkel φ zwischen der Projektion $\overline{OP'}$ von $\overline{OP}$ auf die x,y-Ebene und der x-Achse bestimmt (Abb. 1). Ein in P stattfindendes Ereignis, z. B. ein Lichtblitz, ist durch 4 Zahlenangaben bestimmt: die drei Koordinaten x, y, z und die Zeit t.

Von außerordentlicher Bedeutung ist die Tatsache, daß es kein absolutes B. gibt; ein absoluter Raum, d. h. ein dem Raum eingeprägtes Koordinatennetz, und eine absolute, d. i. eine für alle Ereignisse gleiche Universalzeit existieren nicht; die Wahl des B.s ist daher weitgehend beliebig. Von besonderer Einfachheit sind → Inertialsysteme, d. s. B.e, in denen sich alle kräftefreien Körper geradlinig gleichförmig bewegen und in gleichen Zeiteinheiten gleiche Wegstrecken durchlaufen (vgl. erstes → Newtonsches Axiom). Die Erfahrung zeigt, daß man sich ein solches Inertialsystem mit dem Fixsternhimmel fest verankert denken kann, wobei die Zeit durch den mittleren Sonnentag bestimmt wird. Es ist zweckmäßig, physikalische Gesetze in Inertialsystemen zu formulieren, da sie in diesen die einfachste Gestalt annehmen.

Es ist jedoch nicht immer möglich, die Bewegung in Inertialsystemen zu betrachten: Unser

wichtigstes B., die Erde, ist kein Inertialsystem. In nichtinertialen B.en erscheint eine kräftefreie Bewegung beschleunigt. Es treten Schein- oder Trägheitskräfte auf (→ Relativbewegung).

Bei vielen Betrachtungen spielt die Erdrotation jedoch nur eine untergeordnete Rolle, und ein mit der Erdoberfläche fest verbundenes B., z. B. die von einer Ecke des Labors ausgehenden drei Kanten und Laboratoriumsuhr, kann in erster Näherung als inertiales B. angesehen werden; dies ist das für praktische Untersuchungen wichtige → Laborsystem. Daneben wird für theoretische Überlegungen häufig das → Schwerpunktsystem benutzt.

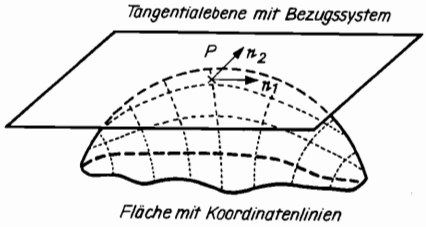
Die Wahl eines B.s erlaubt, Raum-Zeit-Punkte durch Zahlenangaben zu fixieren. Präzisiert man diesen Sachverhalt, so kann ein B. als Basis des makroskopischen physikalischen Vektorraums definiert werden.

Eine *Basis* eines n-dimensionalen Vektorraums besteht aus n linear unabhängigen Vektoren dieses Raumes. Man spezialisiert im allgemeinen auf orthonormierte Basen, in denen die Basisvektoren aufeinander senkrecht stehen und den Betrag 1 haben. Unter Zuhilfenahme eines B.s kann man Vektoren und Tensoren durch Zahlen darstellen. Ein Vektor $\vec{a}$ des dreidimensionalen Raumes wird nach drei Basisvektoren $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$ und $\vec{e}_3$ zerlegt: $\vec{a} = a_1\vec{e}_1 + a_2\vec{e}_2 + a_3\vec{e}_3$. Die Koeffizienten a_1, a_2 und a_3 sind reelle oder komplexe Zahlen. Die lineare Unabhängigkeit der Basisvektoren sichert die Eindeutigkeit der Koeffizienten. Die Koeffizienten werden mit Hilfe der reziproken Basis $\vec{g}_l$ dargestellt: $a_i = \langle \vec{g}_l, \vec{a} \rangle$, wobei das Klammersymbol das skalare Produkt bezeichnet. Die reziproke Basis ist durch die Ausgangsbasis über die Gleichungen

$$\langle \vec{g}_l, \vec{e}_k \rangle = \delta_{lk} = \begin{cases} 0 \text{ für } i \neq k \\ 1 \text{ für } i = k \end{cases}$$

bestimmt. Ist die Basis orthonormiert, dann ist sie mit der reziproken Basis identisch. Der im Sinne einer Basis präzisierte Begriff des B.s und der des Koordinatensystems sind inhaltlich verschieden, obwohl sie formal einander entsprechen können. Im euklidischen oder pseudoeuklidischen Raum wird im allgemeinen ein kartesisches Koordinatensystem gewählt; die Einheitsvektoren in Richtung der Koordinatenlinien bilden dann an jedem Punkt des Raumes eine orthonormierte Basis des zugehörigen Vektorraums. Hinzu kommt, daß in diesen Räumen auch die gerichteten Verbindungslinien zwischen zwei Punkten als Vektoren angesehen werden können. Die Komponenten des Ortsvektors vom Koordinatenursprung zu einem P bezüglich der Basis längs der Koordinatenlinien entsprechen dann den Koordinaten (Abb. 2). Transformationen des Koordinatensystems in andere kartesische Systeme bedeuten dann homomorphe Transformationen der B.e. (→ Galilei-Gruppe, → Lorentz-Gruppe). In der → allgemeinen Relativitätstheorie werden die B.e nach Lorentz transformiert, nur können die Koordinatensysteme wegen der Krümmung des Raumes nicht mehr in der speziellen kartesischen Form benutzt werden. Die Vektorräume an den einzelnen Punkten des Raumes sind nicht mehr so einfach miteinander verknüpft.

In der allgemeinen Relativitätstheorie ist es unumgänglich, zwischen Koordinatensystemen und B.en zu unterscheiden. Die Koordinaten sind nur Numerierungen der Punkte des Raumes, dagegen besitzt jeder Punkt einen eigenen tangentialen Vektorraum, dessen Basis das B. an diesem Punkt darstellt (Abb. 3).



3 Bezugssystem und Tangentialraum eines Punktes eines gekrümmten zweidimensionalen Raumes

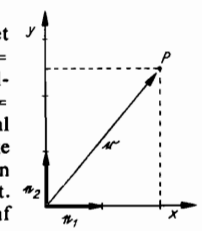
Jeder Punkt hat eine eigene Basis seines Vektorraums, die parallel zu den Koordinatenlinien liegen kann, aber nicht liegen muß. Orthonormierte Basen können im allgemeinen nicht parallel zu den Koordinatenlinien liegen, nur auf zweidimensionalen Flächen lassen sich immer orthogonale Koordinaten einführen.

Ist für jeden Punkt ein B. ausgewählt, dann ist ein Vergleich von Vektoren an verschiedenen Punkten des Raumes möglich. Sowohl im euklidischen Raum als auch im pseudoeuklidischen Raum liefern die kartesischen Koordinaten die gewöhnliche Vorschrift für den Fernvergleich von Vektoren.

Die Riemannsche Geometrie gekrümmter Räume ist dadurch gekennzeichnet, daß die Vektoranalysis die explizite Form der B.e nicht benötigt. Als formale Basis wählt man die Koordinatenlinien $e_\mu = \dfrac{\partial P}{\partial x^\mu}$. Damit ist die infinitesimale Punktverschiebung durch $\mathrm{d}P = \mathrm{d}x^\mu e_\mu$ gegeben (→ Summationskonvention). Die Basis ändert sich allerdings bei Koordinatentransformationen $\tilde{x} = \tilde{x}(x) : e_\mu = \dfrac{\partial \tilde{x}^\nu}{\partial x^\mu}\,\tilde{e}_\nu$. Die Koeffizienten eines Vektors werden bezüglich dieser Basis berechnet ($\vec{a} = a^\mu e_\mu$), die Zahlen a^μ bezeichnen den Vektor. Wegen der Invarianz von $\vec{a}$ lautet das Transformationsgesetz für die Koeffizienten: $\tilde{a}^\mu = \dfrac{\partial \tilde{x}^\mu}{\partial x^\nu} \cdot a^\nu$. Da hier das Transformationsgesetz des B.s umgekehrt wird, heißt a^μ ein kontravarianter Vektor.

Das Skalarprodukt zweier Vektoren lautet $\langle \vec{a}, \vec{b} \rangle = a^\mu b^\nu \langle e_\mu e_\nu \rangle$, die Produkte $\langle e_\mu e_\nu \rangle = g_{\mu\nu}$ bilden den metriscehn Fundamentaltensor. Der Wert des Linienelements $\mathrm{d}P^2 = \mathrm{d}s^2 = g_{\mu\nu}\mathrm{d}x^\mu\,\mathrm{d}x^\nu$ ist unabhängig von der Wahl der Koordinaten. Die Metrik ist die einzige Eigenschaft der Basis, die in der eigentlichen Riemannschen Geometrie Verwendung findet. Deshalb kann die Riemannsche Geometrie auf eine explizite Nennung der Basis e_μ verzichten.

Die Basis e_μ ist genau dann durch Koordinatentransformation im ganzen Raum zugleich orthonormierbar, wenn der Raum eben (euklidisch oder pseudoeuklidisch) ist. Im allgemeinen kann die Basis nur längs einer einzelnen Geodäte orthonormiert werden. Auch kann mit den e_μ



2 Ortsvektor $\vec{r}$ und kartesische Koordinaten in der Ebene $P = (x; y) = (2{,}0; 2{,}5)$; $\vec{r} = 2\vec{e}_1 + 2{,}5\vec{e}_2$

kein Fernvergleich definiert werden, der unabhängig vom Koordinatensystem, somit unabhängig von der Numerierung der Punkte des Raumes ist. Dazu muß eine koordinatenunabhängige Basis $\mathfrak{H}_A$ $(A = 1, \ldots, n)$, $\mathfrak{H}_A = h^\mu_A e_\mu$, gewählt werden, die dann auch orthonormiert werden kann: $\langle \mathfrak{H}_A \mathfrak{H}_B \rangle = h^\mu_A h^\nu_B g_{\mu\nu} = \eta_{AB}$. Der Fernvergleich und damit die Basis $\mathfrak{H}_A$ wird in der Raum-Zeit der allgemeinen Relativitätstheorie benötigt, wenn die Spinoren auch hier eingeführt werden müssen.

Im ebenen Raum wird als Standard $h^\mu_A = \delta^\mu_A$ gewählt, die Transformationen der Koordinaten werden mit denen des B.s gekoppelt. Dadurch werden die Koordinatentransformationen ausgeschlossen, die nichtkartesische Koordinaten einführen. Dieses Vorgehen ist außerhalb der allgemeinen Relativitätstheorie die Regel.

Bezugstemperatur, *Justiertemperatur,* die international auf 20 °C festgelegte Temperatur. Alle technischen Geräte müssen – wenn nicht anders vereinbart – bei dieser Temperatur geeicht und justiert sein (→ Justierung).

bfm, Tabelle 2, Volumen.

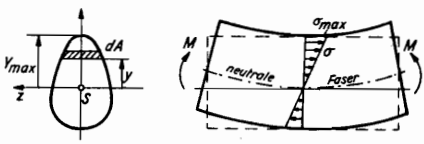
BGK-Stoßterm, → Modellstoßterme.

$(BH)_{max}$, → maximale magnetische Energiedichte.

Bhabha-Streuung, → Feynman-Diagramm.

Biegemoment, eine → Schnittreaktion. Das B. für die Stelle x hält dem auf den Querschnittsschwerpunkt bezogenen Moment der äußeren Kräfte rechts oder links von dieser Stelle das Gleichgewicht. Bei räumlichen Problemen ist eine Zerlegung der resultierenden Momentenwirkung um die Koordinatenachsen z. B. $M_y = M_y(x)$ und $M_z = M_z(x)$ üblich.

Biegung, Verformung von dünnen Stäben, wenn der Momentenvektor senkrecht zur Stablängsachse steht. Bei reiner Biegung wird das Material nur gedehnt oder zusammengedrückt, es treten keine Schubspannungen auf. Im mittleren Teil des Stabes befindet sich die spannungsfreie neutrale Faser; entsprechend der Bernoullischen Annahme wachsen die Spannungen proportional zum Abstand von der neutralen Faser.



Biegung des ursprünglich geraden Stabes

Größe der Biegespannung $\sigma = \frac{M}{I} \cdot y$, mit y als Abstand von der neutralen Faser und I als äquatorialem Flächenträgheitsmoment des Querschnitts. Der Spannungsgrößtwert ist

$$\sigma_{max} = \frac{M}{I} \cdot y_{max} = \frac{M}{W},$$

mit y_{max} als Randfaserabstand und $W = \frac{I}{y_{max}}$ als Widerstandsmoment.

bifilare Wicklung, 1) in der Elektrotechnik eine → Wicklung (Spule), bei der der Draht vor dem Wickeln in der Mitte geknickt, zusammengelegt und von der Knickstelle aus aufgewickelt wird. Dadurch fließen die Ströme entgegengesetzt durch benachbarte Leiter, ihr Magnetfeld hebt sich auf, und die Induktivität der Spule wird sehr gering. Die Kapazität ist dagegen recht hoch. Die b. W. wird besonders bei Präzisionswiderständen verwendet.

2) eine → Wicklung, bei der die Drähte von zwei Spulen gemeinsam aufgewickelt werden, so daß eine gute magnetische Kopplung zwischen beiden entsteht. Dieser Vorteil wird bei Wicklungen von Überträgern (→ Transformator) ausgenutzt.

Bifokalglas, → Augenoptik.

bionische Potentiale, nichtstationäre Potentiale, die bei Anordnungen folgenden Typs, z. B. für kationpermeable Membrane, entstehen (entsprechend auch für anionpermeable Membrane).

Lösung 1	Membran,	Lösung 2
Elektrolyt	ausschließlich	Elektrolyt
$K_1 + A^- c_1$	für Kationen permeabel (*permselektiv*)	$K_2 + A^- c_1$

Die permeierenden Ionen heißen *„kritische Ionen"*. Vorzeichen und Beträge der b.n P. hängen ab von der relativen Geschwindigkeit, mit der die kritischen Ionen die Membran zu permeieren vermögen. Hierbei bestehen Parallelen zur lyotropen → Hofmeisterschen Reihe. Die b.n P. sind ein Spezialfall der → polyionischen Potentiale und von großem biophysikalischem Interesse.

Bikonkavlinse, → Linse.

Bikonvexlinse, → Linse.

Bild, 1) *geometrisch-optisches B.*, durch ein optisches System projizierte Darstellung eines Objekts. Jedem Objektpunkt ist ein Bildpunkt zugeordnet, der den Schnittpunkt der von ihm ausgehenden Lichtstrahlen nach dem Durchgang durch das optische System darstellt. Dabei kann der Schnittpunkt sowohl reell als auch (in der rückwärtigen Verlängerung der Bildstrahlen) virtuell sein. → Abbildung.

2) **elektrisches** *B.*, → Bildladung.

Bildaufnahmeröhre, eine Elektronenröhre, die beim Fernsehen zur Umwandlung und Zerlegung eines optischen Bildes in elektrische Bildsignale dient. Das optische Bild wird auf die ebene Frontscheibe der B. projiziert, hinter der sich eine lichtelektrisch wirksame Schicht befindet. Es gibt B.n, die mit dem äußeren lichtelektrischen Effekt arbeiten (z. B. → Ikonoskop, → Superorthikon), und B.n, in denen der innere lichtelektrische Effekt benutzt wird (→ Vidikon, → Plumbikon). In allen modernen B.n läßt man den lichtelektrischen Strom in einen *Speicher* (*Speicherplatte*) fließen, in dem die Ladung für die Dauer eines Bildes ($^1/_{25}$ s) aufgespeichert wird. Für jeden Bildpunkt ist in diesem Speicher ein kleines als Kondensator wirkendes Speicherelement vorhanden. Ein feiner Abtastelektronenstrahl, der durch zeitlich veränderliche elektrische oder magnetische Querfelder zeilenweise über den Speicher bewegt wird, bringt alle Speicherelemente wieder nacheinander in den Grundzustand zurück. Die bei dieser Umladung der Speicherelemente fließenden kleinen Stromstöße bilden das *Bildsignal*, das entweder direkt am Speicher abgenommen wird oder in einem Sekundärelektronenvervielfacher, der sich innerhalb der B. befindet, ver-

stärkt wird. Nur durch Einführung des Speicherprinzips konnte die hohe Lichtempfindlichkeit der modernen B.n erreicht werden. Es gibt B.n ohne und mit Vorabbildung (→ Bildwandlerröhre).

Bildaufrichtung, die Veränderung der Bildlage bei der → Abbildung durch Zufügen zusätzlicher Spiegel, Prismen oder Linsen zum Wiederherstellen der objektgetreuen Lage des Bildes.

Bildebene, → Kardinalelemente.

Bildfehler, svw. Abbildungsfehler.

Bildfeldebnung, das Beheben der Bildfeldwölbung, → Abbildungsfehler. → Petzval-Bedingung.

Bildfeldwinkel, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

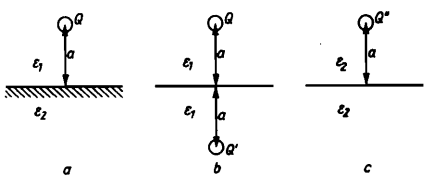
Bildfeldwölbung, → Abbildungsfehler.

Bildgröße, → Abbildung, → Abbildungsmaßstab.

Bildhelligkeit, die Leuchtdichte in den einzelnen Teilen eines optisch erzeugten Bildes. Die B. ist maßgeblich beeinflußt durch die Größe der Öffnungsblende (→ Strahlenraum der optischen Abbildung) bzw. durch die relative Öffnung (→ Öffnungsverhältnis).

Bildkraft, die Kraft $F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q^2}{4d^2}$, mit der die von einer Probeladung Q im Abstand d vor einer leitenden Fläche influenzierte Ladung (→ Bildladung) $-Q$ auf die Probeladung Q wirkt, also ist die B. die zwischen einer Probeladung und ihrer Bildladung in Richtung der Verbindungslinie wirkende Kraft.

Bildladung, *elektrische B.*, die spiegelsymmetrisch angeordnete Ladung Q' (*elektrisches Bild*) einer elektrischen Ladung Q, die sich in der Nähe einer Grenzebene befindet, die zwei Gebiete mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten ε_1 und ε_2 trennt. B.en führt man zur Berechnung des Feldes ein, wobei mit den Ladungen gerechnet wird, ohne die unterschiedlichen Gebiete zu berücksichtigen. Soll das Feld im Bereich der Ladung Q mit ε_1 berechnet werden, so wird $Q' = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} Q$ eingeführt. Bei Berechnung des Feldes im Gebiet mit ε_2 ist anstelle von Q eine Ladung $Q'' = \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} Q$ anzusetzen (Abb.). Befindet sich die Ladung



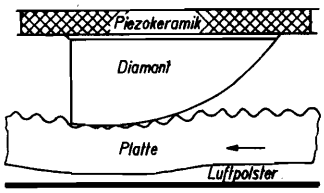
Leiterspiegelung an einer Grenzfläche: *a* Ladung im Gebiet mit der Dielektrizitätskonstante ε_1 im Abstand *a* vor einer Grenzfläche mit Übergang in ein Gebiet mit ε_2. *b* Ersatzanordnung mit Spiegelladung Q' für die Berechnung des Feldes im Gebiet mit ε_1. *c* Ersatzanordnung mit Q'' für die Berechnung des Feldes im Gebiet mit ε_2

gegenüber einer metallischen Oberfläche, wodurch die Grenzebene zur Äquipotentialfläche wird, so gilt $Q' = -Q$. Diese *elektrische Spiegelung* läßt sich folgerichtig auf stromdurchflossene Leiter über ebenen Grenzflächen und auf Ladungen über metallischen Kugeloberflächen erweitern.

Bildleiter, → Faseroptik.

Bildortverlagerung, entsteht, wenn in dem Strahlengang einer geometrisch-optischen → Abbildung eine Planparallelplatte mit der Dicke d und der Brechzahl n_p vorhanden ist. Hierbei verlagert sich der Bildort in Achsrichtung um die Strecke $\Delta = d\left(1 - \frac{n}{n_p}\right)$. Dabei ist n die Brechzahl des umgebenden Mediums. Bei einer Planparallelplatte aus Glas ($n \approx 1{,}5$) in Luft beträgt die B. etwa $d/3$.

Bildplattenverfahren, zur Wiedergabe über ein Fernsehgerät geeignetes mechanisches Bildaufzeichnungsverfahren. Die Bildplatte hat auf 1 mm Speicherbreite 120 bis 140 Rillen, was einer Speicherdichte von 500000 bit/mm² entspricht, d. i. eine 10mal höhere Speicherdichte als bei photographischen Aufzeichnungen. Informationsträger ist eine dünne einseitig geprägte PVC-Folie, die durch einen zentralen Mitnehmer mit 1500 U/min über einen festen Teller rotiert. Dadurch entsteht ein Luftpolster, auf dem die Bildplatte stabil läuft. Der Abtaster, ein Saphir oder Diamant, liegt über mehrere Rillenbreiten auf der Bildplatte auf. Unter dem Einfluß der Auflagekraft tritt eine elastische Verformung der Plattenoberfläche ein, dadurch werden die Höhenunterschiede des Rillengrundes in entsprechende Druckunterschiede umgewandelt. Die Verteilung des Druckes auf die kufenförmige Abtasterspitze entspricht näherungsweise der aufgezeichneten Information im Auflagebereich. Wesentlich ist, daß die Abtastkufe unsymmetrisch ist. Sie hat auf der einen Seite eine sanfte Verrundung und auf der anderen eine scharfe Kante, dadurch gleitet der Abtaster wie ein Schlitten leicht über die modulierte Rille hinweg. Neben der zeitlich konstanten Auflagekraft wird eine ihr überlagerte Wechselkraft wirksam, die dem aufgezeichneten Signal



Elastische Verformung der Bildplatte bei der Druckabtastung

entspricht. Die durch den Abtaster zusammengepreßten Modulationsberge der Rille werden schlagartig in dem Augenblick entlastet, wenn sie unter der Abtastkante hinweggleiten. Diese plötzliche Entlastung wird vom Abtaster registriert. Durch dieses Prinzip wird erreicht, daß nicht die vermischte aus dem gesamten Auflagebereich stammende Information, sondern nur die Information am Ort der Kante abgetastet wird. Der abtastende Saphir oder Diamant ist fest mit einem Körper aus Piezokeramik (→ Piezoeffekt) verbunden, der als mechanisch-elektronischer Wandler dient. Der Abtaster wird nicht frei in den Rillen geführt, sondern erhält einen Zwangsvorschub je

Plattenumdrehung. Je Umdrehung entstehen zwei Halbbilder, das Verfahren arbeitet mit 250 Zeilen.

Das Verfahren wurde 1970 entwickelt.

Bildpunkt, → Abbildung.

Bildröhre, → Fernsehbildröhre.

Bildschale, → Abbildungsfehler.

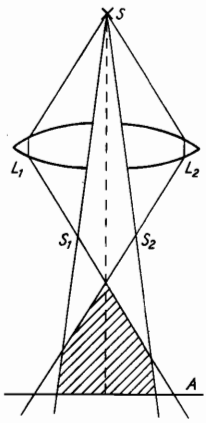
Bildtrennung, → stereoskopisches Sehen.

Bildumkehr, die Umkehrung des Bildes bei der geometrisch-optischen → Abbildung.

Bildungsenergie, → Bildungswärme.

Bildungsenthalpie, → Bildungswärme.

Bildungswärme, die Wärme, die bei der Bildung eines Mols (molare B.) einer chemischen Verbindung aus den Elementen abgegeben oder aufgenommen wird. Man unterscheidet die B. bei konstantem Druck, die *Bildungsenthalpie*, und die B. bei konstantem Volumen, die *Bildungsenergie*. In der Praxis spielt vor allem die Bildungsenthalpie eine Rolle. Sie ist die Differenz zwischen der Enthalpie des gebildeten Stoffes und den Enthalpien der Ausgangsstoffe. Ist die B. positiv, so wurde bei der Entstehung der Verbindung Wärme benötigt, die Reaktion ist endotherm; ist sie negativ, so wurde bei der Bildung Wärme an die Umgebung abgegeben, die Reaktion ist exotherm. Da die B. von der Temperatur und dem Druck abhängt, bei der die Reaktion stattfindet, gibt man Standard-Bildungsenthalpien für definierte Bedingungen an, meistens für 1 atm und 25 °C. Für die Elemente wird sie definitionsgemäß gleich Null gesetzt. So bedeutet die Aussage, daß die Bildungsenthalpie für NO_2 8,0 kcal/Mol beträgt, daß bei der Bildung von 1 Mol NO_2 von 1 atm Druck aus N_2 und O_2 von 1 atm Druck bei 25 °C eine endotherme Reaktionsenthalpie von 8 kcal auftreten würde.



Billetsche Halblinsen. L_1 und L_2 Halblinsen, S Lichtquelle, S_1 und S_2 durch die Halblinsen erzeugte Lichtquellenbilder, A Auffangschirm

Bildwandler, 1) Gerät, das mit Hilfe einer → Bildwandlerröhre elektromagnetische Strahlung eines bestimmten Frequenzbereiches, z. B. Infrarotstrahlung oder Röntgenstrahlung, in sichtbares Licht umwandelt. Je nach der einfallenden Strahlung spricht man von Röntgenbildwandlern, die in der medizinischen Diagnostik zur Verstärkung des Leuchtschirmbildes eingesetzt werden, oder von Infrarotwandlern, die z. B. zur Verbesserung der Sichtmöglichkeit für die Luftfahrt bei dunstigem Wetter Verwendung finden.

2) → Ultraschall-Sichtverfahren.

Bildwandlerröhre, ein elektronenoptisches Bauteil, das optische Bilder in Elektronenbilder umsetzt, die dann wieder als Bilder auf einem Leuchtschirm dargestellt werden. Durch ein lichtstarkes Objektiv wird das zu beobachtende Bild auf einer ebenen Photokatode abgebildet und löst, entsprechend seiner Lichtstärke, die Emission von Elektronen aus. Nach dem Durchgang durch ein elektrisches Linsensystem lösen die Elektronen auf einem parallel zur Katode liegenden Leuchtschirm das Elektronenbild aus. Ist die Photokatode für Infrarotstrahlung empfindlich, kann die B. zur visuellen Infrarotbeobachtung eingesetzt werden.

Der Leuchtschirm kann als Speicherplatte ausgebildet, und das Elektronenbild kann mit einer Abtaströhre (→ Superorthikon, → Superikonoskop) abgetastet werden.

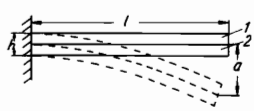
Bildweite, → Kardinalelemente.

Bildwerfer, *Projektionsapparat*, Gerät zur optischen Wiedergabe bildmäßiger Vorlagen in vergrößertem Maßstab auf einem Bildschirm, so daß ein gleichzeitiges Betrachten durch eine größere Zahl Zuschauer möglich wird. Der B. besteht aus dem Beleuchtungssystem mit Lichtquelle und Kondensor, der Haltevorrichtung für die Bildvorlage und dem Projektionsobjektiv. Man unterscheidet *Stehbildwerfer* für die Wiedergabe von Einzelbildern und *Laufbildwerfer* für Zwecke der Kinematographie. Je nach Gestaltung des Beleuchtungssystems können undurchsichtige Bildvorlagen oder durchsichtige Bildvorlagen (Diapositive) verwendet werden. B. für undurchsichtige Vorlagen heißen *Episkope*. B. mit umschaltbarem Beleuchtungssystem für beide Arten von Vorlagen werden als *Epidiaskope* bezeichnet.

Bilinearform, ein homogenes Polynom $A(x, y) = \sum_{i,k=1}^{n} A_{ik} x_i y_k$ vom Grade zwei in den $2n$ Variablen $x_1, x_2, \cdots, x_n$; $y_1, y_2, \cdots, y_n$. Seine Koeffizienten A_{ik} bilden eine quadratische Matrix n-ter Ordnung.

Billetsche Halblinsen, eine Anordnung zum Erzeugen von Interferenzen. Eine Sammellinse wird in der Mitte durchgeschnitten, und die beiden Halblinsen werden parallel zueinander seitlich etwas verschoben. Von einer Lichtquelle werden zwei Lichtquellenbildchen erzeugt. Die von ihnen ausgehenden Teilstrahlenbündel überlagern sich in dem gemeinsam überdeckten schraffierten Bereich. Dort entstehen nichtlokalisierte Interferenzen in Querbeobachtung. Werden die Halblinsen in axialer Richtung gegeneinander verschoben, so entstehen halbkreisförmige Interferenzen.

Bimetall, ein aus zwei verschiedenen Metallen oder Legierungen bestehender Verbundwerkstoff. Auf Grund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α der beiden Komponenten krümmt sich das B. bei Erwärmung (Abb.). Auslenkung a des freien Endes ist



Bimetall aus den Metallen 1 und 2 mit den thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha_1 > \alpha_2$

ein Maß für die Temperaturänderung ΔT und wird beim *Bimetallthermometer* zur Temperaturmessung benutzt. Für kleine Auslenkungen gilt die Beziehung $a = \frac{3}{4}(\alpha_1 - \alpha_2)\frac{l^2}{h}\Delta T$, wobei l die Länge und h die Breite der Streifen bedeuten. Die Empfindlichkeit des B.s steigt mit wachsender Länge l. In der Praxis werden deshalb spiralförmige Bimetallstreifen verwendet, z. B. in Form der Breguet-Spirale. B.e werden in großem Umfang auch bei der Temperaturregelung angewendet.

bindende Elektronen, → Molekülzustand.

Bindigkeit, → Wertigkeit.

Bindung, 1) Einschränkung der Bewegungsmöglichkeiten mechanischer Systeme mit endlich vielen Freiheitsgraden durch vorgegebene Kurven oder Flächen für die Bewegung der Massepunkte des Systems bzw. bestimmte Verbindungen der Massepunkte untereinander,

die durch Führungen oder Gelenke realisiert werden können. Beispielsweise kann sich ein Stabpendel, bei dem sich der Pendelkörper am Ende eines starren, masselos gedachten Stabes der Länge l befindet und um das festgehaltene andere Ende O des Stabes schwingt, nur auf einer Kugelfläche bewegen, die durch die Gleichung $f(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - l^2 = 0$ bestimmt ist, wenn der Koordinatenursprung mit O zusammenfällt (Abb. 1). Ein Beispiel für die B. mehrerer Massepunkte ist die → Atwoodsche Fallmaschine (Abb. 2), ferner ist der starre Körper ein System von gebundenen Massepunkten.

Die B. von Massepunktsystemen kann man durch *Bedingungs-* oder *Bindungsgleichungen* der Form $f_l(\vec{r}_l, \dot{\vec{r}}_l, t) = 0$ ausdrücken, wobei $l = 1, 2, \cdots, h < 3N$, $i = 1, 2, \cdots, N$ und N die Anzahl der Massepunkte ist. Eine B. heißt nach H. Hertz *holonome B.*, falls die Geschwindigkeiten $\dot{\vec{r}}_l$ nicht explizit in den h Bindungsgleichungen auftreten und daher lediglich Bedingungen für die Koordinaten des Systems vorliegen. Tritt mindestens eine der $\dot{\vec{r}}_l$ explizit auf, und ist die dann vorliegende Differentialgleichung nicht integrabel, so heißt die B. *nicht-* oder *anholonome B.* (Eine Differentialgleichung ist nicht integrabel, wenn sich keine Gleichung angeben läßt, aus der sie durch Differentiation – hier nach der Zeit – folgt.) Holonome und anholonome B.en werden nach Boltzmann *skleronome*, d. s. *starre B.en* genannt, wenn die Zeit nicht explizit in die Bindungsgleichungen eingeht; andernfalls heißen sie *rheonome*, d. s. *fließende B.en.* Durch Wahl eines Bezugssystems, das sich mit einer B. mitbewegt, wird diese skleronom; bei mehreren, verschieden bewegten B.en lassen sich rheonome B.en nicht vermeiden. Gemäß dieser Einteilung der B.en werden auch → mechanische Systeme bezeichnet.

Holonome B.en reduzieren die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems um h auf $n = 3N - h$. Durch Einführung von n verallgemeinerten Koordinaten $q_j (j = 1, 2, \cdots, n)$ können diese holonomen B.en eliminiert werden; es treten dann nur so viele Koordinaten auf, wie das System Freiheitsgrade hat. Anholonome B.en reduzieren die Anzahl der Freiheitsgrade nur im Infinitesimalen um h, jedoch nicht im Endlichen. Dies rührt daher, daß z. B. Drehungen sich berührender Körper unter gleichzeitiger Verschiebung des Drehpunktes möglich sind, wie etwa bei einem scharfkantigen Rad oder auch einem Schlittschuh: Die Bewegung von P_1 nach P_2 (Abb. 3) ist zwar im Infinitesimalen unmöglich, aber im Endlichen kann sie durch Schleifen- (Wege *a* und *b*) oder Umkehrbewegungen (Weg *c*) ausgeführt werden. Ein anderes Beispiel ist das gleitungsfreie Rollen, z. B. auf einer schiefen Ebene.

Anholonome B.en können durch *nichtholonome Koordinaten*, auch *Pseudo-* oder *Quasikoordinaten* genannt, eliminiert werden. Durch Einführung geeigneter *nichtholonomer Geschwindigkeitsparameter* (*Pseudoparameter der Geschwindigkeit*)

$$\omega_l = \sum_{j=1}^{n} a_{lj}\dot{q}_j + a_{l0} \quad (i, j = 1, 2, \cdots, n),$$

wobei die a_{lj} und a_{l0} Funktionen der q_j und der Zeit t sein können, lassen sich die anholonomen B.en in der Form $\omega_l = 0$ schreiben und daher die Anzahl der Bewegungsgleichungen auf einen minimalen Wert reduzieren. Diese minimale Zahl von Bewegungsgleichungen heißt *Ordnung der Nichtholonomität* des Systems. Obwohl die Anzahl der q_j nicht reduziert werden kann, lassen sich die infinitesimalen, nicht integrierbaren Größen $\mathrm{d}\varkappa_l = \omega_l \,\mathrm{d}t$ einführen, wobei die $\varkappa_l$ die nichtholonomen Koordinaten sind.

Physikalisch lassen sich die B.en durch Zwangs- oder Reaktionskräfte ersetzen, die senkrecht auf den durch die B.en definierten Kurven bzw. Flächen stehen und ein Entfernen von diesen verhindern; sie zwingen das System an die vorgeschriebenen B.en. Bei skleronomen B.en leisten diese Zwangskräfte keine Arbeit, bei holonomen B.en haben sie ein Potential.

Neben den *zweiseitigen B.en*, die durch Gleichungen der oben angegebenen Form ausgedrückt werden können, lassen sich auch *einseitige B.en*, und zwar mittels Ungleichungen, formulieren: $f_l(\vec{r}_l, \dot{\vec{r}}_l, t) \geqq 0$. Beispielsweise sind die Ortskoordinaten aller Teilchen, wenn sich das System in einem Kasten mit undurchdringlichen Wänden befindet (etwa bei einem Gas) durch Ungleichungen der Gestalt $\vec{a} \leqq \vec{r}_l \leqq \vec{b}$ eingeschränkt, die selbstverständlich auch in der Form $\vec{a} - \vec{r}_l \leqq 0$ und $\vec{r}_l - b \leqq 0$ geschrieben werden können.

2) → chemische Bindung.

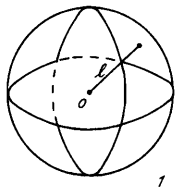
Bindungsabstand, svw. Bindungslänge.

Bindungscharakter, → Bindungsordnung.

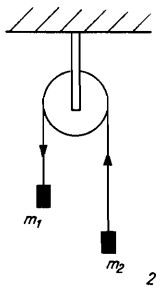
Bindungsenergie, allgemein die Differenz zwischen der Energie eines gebundenen Systems mehrerer Teilsysteme oder Teilchen und der Summe der Einzelenergien der Teile, wenn sie sich in unendlicher Entfernung voneinander befinden.

1) *Chemische B.*, eine für die chemische Bindung charakteristische Konstante, die als Maß ihrer Festigkeit dient. Die *wahre B.* (Bindungsfestigkeit) ist diejenige Energie, die zur Aufspaltung einer Bindung aufzuwenden ist, ohne die ursprünglich im Molekül vorhandene geometrische Anordnung und den Elektronenzustand der Bindungspartner zu ändern. Dieser Vorgang ist experimentell jedoch nicht zu verwirklichen. Näherungsweise kann die wahre B. mit Hilfe der aus der Kinetik von Gasreaktionen und thermochemischen Daten experimentell direkt bestimmbaren → Trennungsenergie ermittelt werden. Die Trennungsenergie enthält außer der Energie zum Auseinanderführen der Spaltstücke noch Energieanteile, die durch Umordnung der Elektronenzustände der Bindungspartner auftreten. Diese *Umordnungsenergien* entstehen dadurch, daß sich zahlreiche Atome in den Verbindungen durch Promovierung und Hybridisation in energetisch höheren Valenzzuständen befinden. Besonders große Umordnungsenergien treten dann auf, wenn mit der Dissoziation eine Änderung der Mesomerieenergie verbunden ist.

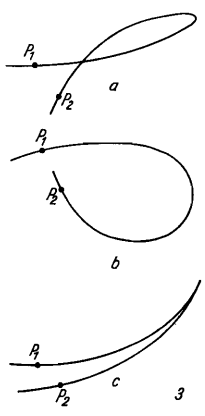
In guter Näherung läßt sich die wahre B. E zur Trennung eines beliebigen Moleküls mit lokalisierten Einfachbindungen in seine atomaren Bestandteile als Summe von Bindungs-



1



2



Bindung

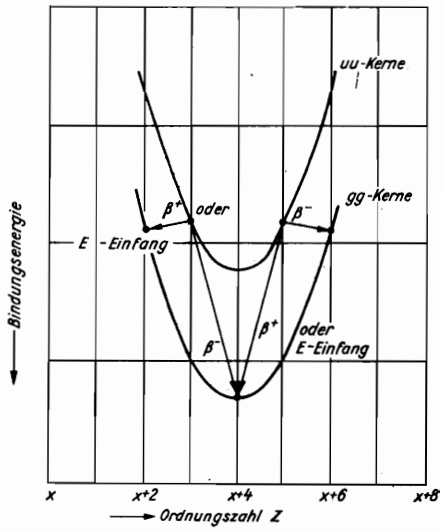
inkrementen $E_{A,B}$ darstellen, die jeder Bindung zwischen zwei Atomen A und B zugeordnet werden können und in allen Molekülen nahezu den gleichen Wert haben: $E \approx \sum_{A,B} E_{A,B}$. Diese Bindungsinkremente werden als *mittlere B.n* oder *Valenzenergien* bezeichnet. Sie entsprechen den Vorstellungen vom Wesen der kovalenten Bindungen, denen eindeutig Elektronenpaare mit abgesättigtem Spin zugeordnet werden. Diese Näherung ist nur so lange anwendbar, als die Wechselwirkungen zwischen den Bindungen zu vernachlässigen sind und damit Änderungen der Elektronenkonfiguration und des Bindungsabstandes einer Bindung die übrigen Bindungen nicht beeinflussen.

Nach Pauling läßt sich die B. einer Einfachbindung $E(A-B)$ durch die B.n $E(A-A)$ und $E(B-B)$ und ein Korrekturglied Δ_{AB} ausdrücken: $E(A-B) \approx 1/2\{E(A-A)+E(B-B)\} + \Delta_{AB}$. Für Δ_{AB} (in kcal/Mol) besteht die empirische Zahlenwertgleichung $0{,}208\sqrt{\Delta_{AB}} \approx \chi_A - \chi_B$. Hierbei bedeuten χ_A und χ_B die Elektronegativitäten der Atome A und B. Anstelle dieser Beziehungen wird auch der Zusammenhang $E(A-B) \approx \sqrt{E(A-A)+E(B-B)} + \Delta'_{AB}$ verwendet, wobei für Δ'_{AB} die Gleichung $0{,}18\sqrt{\Delta'_{AB}} \approx \chi_A - \chi_B$ gilt. Bei aromatischen und ungesättigten Verbindungen gilt $E = \sum_{A,B} E_{A,B} + E_R$. Der zusätzliche Energiegewinn E_R berücksichtigt die Beteiligung mehrerer Valenzstrukturen an den Bindungen des Moleküls und wird Resonanzenergie genannt (→ Mesomerie).

Lit. Pauling: Die Natur der chemischen Bindungen (dtsch 2. Aufl. Weinheim/Bergstraße 1964); Preuss: Grundriß der Quantenchemie (Mannheim 1962).

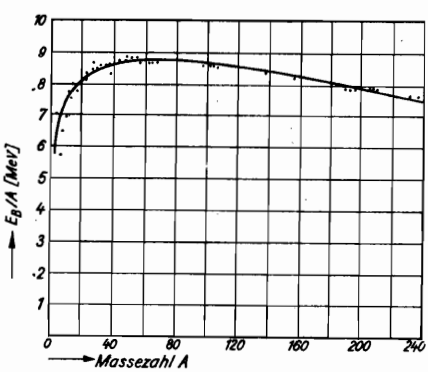
2) *B. der Kerne*, die Energie, die erforderlich ist, einen Kern in die einzelnen Nukleonen zu zerlegen. Wegen der Einsteinschen Masse-Energie-Beziehung wird die B. durch den Massedefekt, die Differenz ΔM zwischen der Kernmasse $M(Z,N)$ und der Summe der einzelnen Nukleonenmassen gegeben: $E_B = \Delta M \cdot c^2 = [M_H Z + M_N N - M(Z,N)]\,c^2$, wobei M_H die Masse des Wasserstoffatoms, M_N die Neutronenmasse, Z die Protonenzahl, N die Neutronenzahl und c die Lichtgeschwindigkeit ist; E_B wird in MeV gemessen. Da die B. aufgebracht werden muß, um einen Kern in seine Bestandteile zu zerlegen, wird sie negativ gerechnet. Die mittlere B., d. h. die B. je Nukleon, zeigt Abb. 1 in Abhängigkeit von der Massezahl A. Die mittlere B. ist für mittlere und schwere Kerne nahezu konstant rund 8 MeV je Nukleon.

Zur Beschreibung der Abhängigkeit des Massedefekts bzw. der B. der Kerne von der Massezahl wurden halbempirische Formeln entwickelt, die beste ist die → Massenformel von Bethe und Weizsäcker. Die B.n der Kerne unterscheiden sich für gg-, gu-, ug- und uu-Kerne. Abb. 2 zeigt den Verlauf für uu- und gg-Kerne

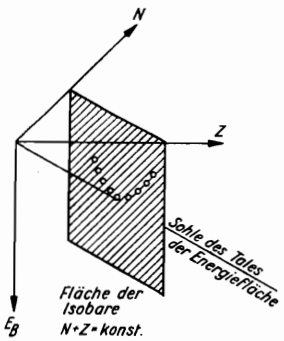


2 **Bindungsenergie der Isobare gerader Massezahl (schematisch)**

bei konstantem A, d. h. für Isobare. Wegen des halbzahligen Spins der Nukleonen wird ein paariges Proton oder Neutron energetisch fester gebunden als ein unpaariges. Daher ist die B. der gg-Kerne größer als die der uu-Kerne. Im gezeigten Beispiel existieren drei stabile gg-Kerne und kein stabiler uu-Kern. Die instabilen Kerne zeigen β-Zerfall (Elektronenemission β^- und Positronenemission β^+ bzw. Elektronen- oder E-Einfang). Solche Betrachtungen der B.n der Kerne führen zu den → Isobarenregeln. Abb. 3 zeigt schematisch den Verlauf der B. der



1 **Bindungsenergie je Nukleon**



3 **Verlauf der Bindungsenergie (schematisch)**

Kerne in Abhängigkeit von Z und N. Das Tal der Energiefläche (Energietal) verläuft wellenförmig. Die Abweichungen vom ausgeglichenen

mittleren Verlauf treten an den magischen Zahlen auf; sie trugen mit zur Entwicklung des Schalenmodells der Kerne bei.
Lit. → Kernphysik.

3) *B. der Atomhülle*, → Atomhülle.

Bindungsfestigkeit, → Bindungsenergie.

Bindungsgleichung, → Bindung.

Bindungsinkremente, → Bindungsenergie.

Bindungskräfte, Kräfte, die im Molekül die Bindung zwischen den Atomen und in den Atomkernen zwischen den Nukleonen bewirken. Die B. in den chemischen Bindungen können auf elektrostatische Kräfte zurückgeführt werden. Die B. in den Atomkernen sind die auf sehr kurze Entfernung wirkenden Kernkräfte zwischen den Nukleonen.

Bindungslänge, *Bindungsabstand*, Abstand miteinander verbundener Atome im Molekül. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die B. einer Bindung in einem mesomeriefreien Molekül (→ Mesomerie) weitgehend unabhängig vom Molekülrest und bei gleichem Bindungstyp in verschiedenen Verbindungen nahezu konstant ist. Nach L. Pauling läßt sich jedem Atom ein bestimmter → Kovalenzradius zuordnen und die B. als Summe der Kovalenzradien der an der Bindung beteiligten Atome darstellen. Für die kovalente Bindung (→ chemische Bindung) $A - B$ errechnet sich die B. d_{A-B} aus den B.n der Kovalenzbindungen $A - A$ und $B - B$ nach der Beziehung $d_{A-B} \approx 1/2(d_{A-A} + d_{B-B}) = r_A + r_B$, wobei $r_A = 1/2 d_{A-A}$ und $r_B = 1/2 d_{B-B}$ die Kovalenzradien der beiden Bindungspartner A und B sind. Diese Beziehung gilt erfahrungsgemäß für lokalisierte Einfach- und Mehrfachbindungen, solange der Ionenanteil der Bindung nicht zu stark wird. Bei stark polarer Kovalenzbindung ist eine Korrektur anzubringen, die die Differenz der Elektronegativitäten χ der Bindungspartner enthält: $d_{A-B} \approx 1/2(d_{A-A} + d_{B-B}) - \beta(\chi_A - \chi_B)$. Hierbei ist β eine Konstante, die für Einfachbindungen den Wert 0,09 und für Doppelbindungen den Wert 0,06 annimmt.

Mit abnehmender B. nimmt die → Bindungsenergie zu. Eine allgemeingültige Beziehung für diesen Zusammenhang ist bisher nicht gefunden worden. Von den empirischen Gleichungen zwischen B. und den Kraftkonstanten ist besonders die → Badgersche Regel zu erwähnen. Empirisch gefundene Zusammenhänge bestehen zwischen der B. und der → Bindungsordnung.

Für Verbindungen mit mesomerem Charakter besteht zwischen den B.n und dem Doppelbindungscharakter x die empirische Beziehung $d = d_E - (d_E - d_D) \cdot \frac{3x}{2x + 1}$, wobei d_E und d_D die B.n in nm für die normalen Einfach- und Doppelbindungen sind.

Bindungsmoment, elektrisches Dipolmoment einer chemischen Bindung. Es hängt außer von den beteiligten Partnern und ihren Bindigkeiten von den Nachbarbindungen und den Mesomerieverhältnissen ab. Das gesamte Dipolmoment eines Moleküls läßt sich durch vektorielle Addition aus den einzelnen B.en ermitteln, allerdings wegen gegenseitiger Störungen und infolge von Mesomerieeinflüssen nur genähert. Bei zweiatomigen Molekülen ist das gesamte Dipolmoment gleich dem B. Es hat den Wert Null, wenn beide Bindungspartner, z. B. H_2 und O_2, gleich sind. Die Ursachen für die Entstehung von B.en sind vor allem die unterschiedlichen Elektronegativitäten der gebundenen Atome und die infolge der unterschiedlichen Größe der Bindungspartner auftretenden Kovalenzmomente. Außerdem hängen die B.e von der Hybridisation ab. Eine experimentelle Bestimmung von B.en ist mit Hilfe ultrarotspektroskopischer Methoden möglich.

Bindungslängen (in nm) von Einfach-, Doppel- und Dreifachbindung des Kohlenstoffs.

C–C	Moleküle	C=C	Moleküle	C≡C	Moleküle
0,154	Diamant	0,133	Äthen	0,121	Äthin
0,154	Äthan	0,134	Allene	0,120	Methylazetylen
0,154	Propan	0,134	Methylenzyklobutan	0,120	Dimethylazetylen
0,154	n-Pentan			0,119	Diazetylen
0,153	Zyklopropan	0,134	Isobuten		
0,152	Zyklopentan	0,135	Zyklopentadien	0,120	Bromazetylen
0,153	Zyklohexan	0,135	Pirylen	0,120	Pirylen
0,155	Butylbromid	0,135	Furan	0,118	Dijodazetylen
0,154	Paraldehyd	0,134	Ketone		

Bindungsordnung [engl. mobile bond order], ein Maß für den π-Bindungsanteil (→ Pi-Bindung) einer chemischen Bindung. Nach der Methode der Molekülzustände wird die B. p einer Bindung zwischen den Atomen i und j als Summe über alle besetzten Molekülorbitale m definiert: $p_{ij} = \sum_m \nu_m c_i^{(m)} c_j^{(m)}$. Hierbei bedeuten c_i und c_j die Koeffizienten in der das jeweilige Molekülorbital ψ bildenden Linearkombination $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 + \cdots + c_n\psi_n$, wobei angenommen wird, daß von jedem Atom nur ein einziger Elektronenzustand zur Bildung des Molekülzustandes beiträgt. Durch ν_m wird die Zahl der π-Elektronen im m-ten Molekülorbital angegeben, die auf Grund des Pauli-Prinzips entweder 0, 1 oder 2 ist. Die *Gesamtbindungsordnung* [engl. total bond order] ist um 1 größer als die Doppelbindungsordnung. Dabei wird die σ-Bindung mit 1,0 berücksichtigt.

Zwischen der B. und den → Bindungslängen bestehen empirisch gefundene Zusammenhänge, mit deren Hilfe es möglich ist, aus den theoretisch berechneten B.en mit guter Genauigkeit die Bindungslängen d zu ermitteln. Für die C—C-Bindungen ergeben sich beispielsweise die in der Tabelle aufgeführten Werte:

	p	d in nm (berechnet)	d in nm (experimentell gefunden)
Äthan	1,00	0,1543	0,1543
Benzol	1,667	0,1401	0,1397
Äthen	2,00	0,1344	0,1353
Äthin	3,00	0,1207	0,1208

Die für die B. ermittelten Werte stimmen befriedigend mit den auf der Valenzstruktur-Methode basierenden Berechnungen des totalen *Bindungscharakters* überein, der sich aus Doppelbindungscharakter +1 errechnet. Der *Doppelbindungscharakter* ergibt sich, indem für jede einzelne Bindung die Quadrate der Koeffizienten derjenigen Grenzstrukturen addiert werden, in denen die betreffende Bindung als Doppelbindung vorliegt.

Bindungsradius, *kovalenter B.*, → Kovalenzradius.

Bindungswinkel, svw. Valenzwinkel.

Bindungszahl, → Wertigkeit.

Binetsche Formel, → Zentralkraft.

Bingham-Körper, in der Modelldarstellung der Rheologie ein Material, das sich aus einem viskosen Anteil (Newtonscher Körper) und einem plastischen Anteil (St.-Venantscher Körper) in Parallelanordnung aufbaut. Diese Zusammenstellung ist nur für den Fließzustand gültig. Zieht man das gesamte Verformungsgeschehen in Betracht, und setzt man ein elastisches Verhalten unterhalb der Fließgrenze voraus, dann muß ein elastischer Anteil (Hookescher Körper) in Reihenanordnung hinzugefügt werden. Unterhalb der Fließgrenze verhält sich das Material elastisch. Oberhalb der Fließgrenze bleiben die elastischen Anteile unverändert. Die aufgebrachte Kraft muß hier gleichzeitig den plastischen und viskosen Reibungsanteil überwinden. → Viskoplastizität.

Binghamzahl, Bi, dimensionslose Ähnlichkeitskennzahl, die das Verhältnis von Kraft zur Überwindung der Fließgrenze zu Zähigkeitskraft angibt. $\mathrm{Bi} = \frac{KL}{\eta w}$. K ist die Fließgrenze, L die charakteristische Länge, η die Viskosität und w die Geschwindigkeit.

Binistor, *Siliziumtetrode*, ein dem → Thyristor ähnliches Halbleiterbauelement mit vier Schichten. Der B. läßt sich im Gegensatz zum Thyristor nicht nur in den Durchlaßzustand, sondern auch in den Sperrzustand schalten.

Binnendruck, der im Innern einer Kugel vom Radius r auf Grund der Anziehungskräfte zwischen den Molekülen bzw. der Oberflächenspannung σ herrschende Überdruck $p_B = 2\sigma/r$. → Oberflächenspannung.

Binodal-Kurven, die Trennungslinien zwischen den Bereichen stabiler Zustände und labiler sowie metastabiler Zustände auf der (Hyper-) Fläche, die die freie Energie F bzw. die freie Enthalpie G eines Mischphasensystems als Funktionen seiner Zusammensetzung bei konstanter Temperatur und konstatem Volumen bzw. Druck darstellen. Alle innerhalb der B.-K. liegenden Phasen auf der F- bzw. G-Fläche sind instabil gegenüber einem Zerfall in koexistierende Phasen; damit sind die B.-K. zugleich die geometrischen Örter paarweise einander zugeordneter Zustandspunkte koexistierender Phasen. Die diese Punktepaare verbindenden Geraden heißen *Konnoden*. Innerhalb der B.-K. liegen die → Spinodal-Kurven.

binokulares Sehen, → stereoskopisches Sehen.

Binomialentwicklung, die Reihe $\sum_{m=0}^{\infty} \binom{\alpha}{m} z^m = (1+z)^\alpha$, die für beliebige komplexe Zahlen α und für komplexe Zahlen $|z| < 1$ konvergiert und die Funktion $(1+z)^\alpha$ darstellt, für $|z| > 1$ aber divergiert. Die *Binomialkoeffizienten* $\binom{\alpha}{n}$ werden definiert durch

$$\binom{\alpha}{0} = 1, \binom{\alpha}{m} = \binom{\alpha}{m-1} \cdot \frac{\alpha - m + 1}{m} = \frac{\alpha(\alpha-1)\cdots(\alpha-m+1)}{m!}.$$

Ist α eine natürliche Zahl n, so gilt der *binomische Satz*, die Reihe $(1+z)^n = 1 + \binom{n}{1} z + \binom{n}{2} z^2 + \cdots + \binom{n}{n} z^n$ bricht nach dem n-ten Glied ab. Für die Binomialkoeffizienten gilt dann $\binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} = \binom{n}{n-k}$ und speziell $\binom{n}{n-1} = n$, $\binom{n}{k} = 0$ für natürliche Zahlen $k > n$. Da die endliche Reihe stets konvergiert, erhält man für $z = +1$ bzw. $z = -1$ die Beziehungen $2^n = \binom{n}{0} + \binom{n}{1} + \cdots + \binom{n}{n}$ bzw. $0 = \binom{n}{0} - \binom{n}{1} + \binom{n}{2} + \cdots + (-1)^n \binom{n}{n}$. Für beliebige reelle α und β gelten die Beziehung $\binom{\alpha-1}{n-1} + \binom{\alpha-1}{n} = \binom{\alpha}{n}$ und das *Additionstheorem* der Binomialkoeffizienten

$$\binom{\alpha}{0}\binom{\beta}{n} + \binom{\alpha}{1}\binom{\beta}{n-1} + \cdots + \binom{\alpha}{n}\binom{\beta}{0} = \binom{\alpha+\beta}{n}.$$

Sind k, n und $n-k$ groß gegen 1, so gilt die Abschätzung

$$\binom{n}{k} = \frac{1}{\sqrt{2\pi n\alpha(1-\alpha)}} \left\{ \frac{1}{\alpha^\alpha (1-\alpha)^{1-\alpha}} \right\}^n$$

mit $\alpha = n/k$.

Binomialkoeffizienten, → Binomialentwicklung.

Binomialreihe, → Binomialentwicklung.

Binomialverteilung, *Bernoullische Verteilung, Newtonsche Verteilung*, $p_{m,n} = \binom{n}{m} p^m (1-p)^{n-m}$, gibt die Wahrscheinlichkeit $p_{m,n}$ dafür an, daß ein gewisses Ereignis A bei n unabhängigen Versuchen m-mal auftritt, wenn bei jedem dieser Versuche p die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen des Ereignisses A ist. Man kann diese Formel auch so lesen: Ist p die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einem Schuß ein Treffer erzielt wird, dann ist $p_{m,n}$ die Trefferwahrscheinlichkeit für m Treffer bei n Schüssen.

Für große n und m geht die B. genähert in den Ausdruck $p_{m,n} \approx \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}$ über, wenn $x = (m - np)/a$ und $a = \sqrt{np(1-p)}$ ist. Diese Verteilungsfunktion heißt *Gauß-Verteilung*.

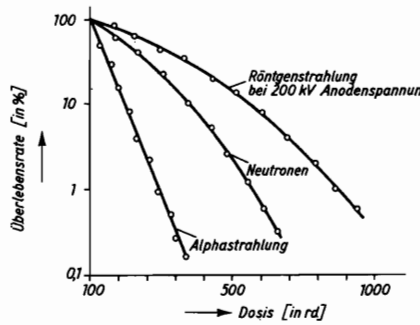
Ist $p \ll 1$, dann erhält man mit $y = np$ die *Poissonverteilung* $p_{m,n} \approx \frac{y^m}{m!} e^{-y}$. Nach dem *Satz von Laplace* nähert sich in der Grenze $n \to \infty$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die relative Häufigkeit (→ Wahrscheinlichkeitsrechnung) des Ereignisses zwischen $p - \frac{\lambda a}{n}$ und $p + \frac{\lambda a}{n}$ liegt, dem Grenzwert

$$\Phi(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\lambda e^{-x^2/2}\, dx.$$

Diese Funktion wird auch als *Gaußsches Fehlerintegral* oder *Gaußsches Wahrscheinlichkeitsintegral* bezeichnet. → Galtonsches Brett.

binomischer Satz, → Binomialentwicklung.
Binormale, → Normale.
Binormalenvektor, → Raumkurve.
Bioenergetik, → Molekularbiologie.
biologische Ähnlichkeit, → Modelltheorie.
biologischer Schild, *biologischer Schirm,* derjenige Teil der Reaktorabschirmung bezüglich γ- und Neutronenstrahlung, der die im → thermischen Schild bereits stark geschwächte Strahlung auf bzw. unter die physiologisch zulässige Grenze herabsetzt. Der biologische Schild besteht zumeist aus Schwerbeton, der gleichzeitig als Bauelement verwendet wird. Zur Erhöhung der Abschirmwirkung ersetzt man Sand und Kies im Schwerbeton oftmals durch Eisenschrott u. dgl., → Abschirmstoffe.
biologischer Schirm, → biologischer Schild.
biologische Strahlenwirkung, Wirkung → ionisierender Strahlung auf biologische Objekte, z. B. Enzyme, Mikroorganismen, Kulturen von Säugetierzellen, auf Organe, Organismen und Populationen gleichartiger Organismen. Die b. S. verläuft über mehrere Stufen. Die physikalische Strahlungsabsorption und Energieübertragung innerhalb von 10^{-16} bis 10^{-10} s verursacht Ionisation und → Anregung von Einzelmolekülen, charakteristische Energieverluste durch kollektive Wechselwirkung mit Festkörperelektronen und Anregung von Oberflächen- und Volumenplasmaschwingungen sowie elastische Streuungen mit noch ungeklärten Festkörpereffekten. Die Bedeutung aller einzelnen Prozesse ist noch keineswegs geklärt. Zur Ionisation gehören z. B. die positive Einfachionisation und Doppel- oder Mehrfachionisation, z. T. durch Auger-Effekt, die Bildung von δ-Elektronen sowie die negative Ionisation durch Elektroneneinfang. Zur Anregung gehören optisch verbotene Anregungsvorgänge und hochangeregte Zustände, deren Energie die Ionisationsenergie übersteigt. Über die unmittelbar folgenden physikalisch-chemischen Vorgänge innerhalb von 10^{-13} bis 10^{-8} s ist noch wenig bekannt. Fluoreszenz, Energie- und Ladungswanderung, Autoionisation, Dissoziation, Rotationsschwingungen u. a. treten auf. Es schließen sich chemische Reaktionen an, die noch weitgehend unerforscht sind. Kenntnisse darüber liefert gegenwärtig vor allem die Untersuchung der Radikalbildung mit Hilfe der Elektronenspinresonanz-Spektroskopie und der Impulsradiolyse. Durch physikalische Primärwirkungen und durch Vermittlung von Radikalen werden schließlich biologisch wichtige Makromoleküle wie Nukleinsäuren und Proteine geschädigt. Selbst wenn Reparaturmöglichkeiten vorhanden sind, führt dies meist zu irreversiblen Schädigungen auf dem Zellniveau, zur Störung der Eiweißsynthese, zu Zellteilungshemmung und zur Störung des Energiestoffwechsels durch Schädigung bestimmter Zellorganellen. Von besonderer Bedeutung sind Veränderungen der genetischen Merkmale durch Mutationen (→ Strahlenschaden). Bei mehrzelligen Organismen schließlich können diese Schäden auf Zellniveau weiterhin zu Disregulationen, zu Funktionsstörungen bis zum Zusammenbruch der Funktion von Organen und Organsystemen führen und im Extremfall das Absterben des Organismus bewirken.

Am wichtigsten für die b. S. sind die Ionisationen. Da das Verhältnis der über Anregung zu der über Ionisation abgegebenen Strahlungsenergie für alle Strahlungsarten in biologischen Medien annähernd übereinstimmt, ist ein grobes physikalisches Maß für die zu erwartende biologische Wirkung die je Masseeinheit absorbierte Strahlungsenergie (→ Dosis). Die Korrelation der beobachteten biologischen Strahleneffekte mit der Dosis liefert *Dosis-Effekt-Kurven,* in die verschiedene Parameter eingehen: das biologische Objekt, der beobachtete biologische Strahleneffekt, z. B. das Absterben von Zellen, der physiologische Zustand des Objektes zum Bestrahlungszeitpunkt, die Strahlungsart und -qualität, z. B. die spezifischen Eigenschaften der Strahlung bezüglich der Energieabgabe, die zeitliche Verteilung der eingestrahlten Dosis und die Dosisverteilung im Objekt. (Abb. dreier Dosis-Effekt-Kurven.)



Dosis-Effekt-Kurven für die Abtötung von Zellen in Säugetierzellkulturen bei Strahlung verschiedener LET

In *Theorien der biologischen Strahlenwirkung* wird versucht, die Dosis-Effekt-Kurven aus Besonderheiten der Strahlungsabsorption und mit Annahmen über biologische Eigenschaften des untersuchten Objektes zu erklären und mathematisch zu beschreiben. Am bekanntesten wurde die *Treffertheorie,* die zur *Treffbereichstheorie* weiterentwickelt wurde. Es wird angenommen, daß im biologischen Objekt, z. B. der Zelle, ein strahlenempfindlicher Bereich existiert, der den beobachteten Effekt bewirkt, wenn er von n Treffern geschädigt wurde. Die Treffer entstehen durch die statistisch verteilten Energieabsorptionsakte im Objekt. Die Theorie liefert für die Dosis-Effekt-Kurven die Anzahl $N = N_0\left(1 - e^{-VD}\sum_{k=0}^{n-1}\frac{(V \cdot D)^k}{k!}\right)$ der geschädigten Objekte aus dem Volumen V des Trefferbereichs und aus der Dosis D ausgedrückt in Treffern je cm^3. Der Wert $n = 1$ beschreibt einen *Eintreffervorgang* durch eine exponentielle Dosis-Effekt-Kurve, $n > 1$ aber einen *Mehrtreffervorgang.* Im Prinzip könnte man aus der Analyse der Gestalt der Dosis-Effekt-Kurven n bestimmen. V läßt sich nur bestimmen, wenn man Annahmen darüber macht, was unter einem Treffer physikalisch zu verstehen ist: ein Ionisationsakt, eine bestimmte Anzahl dicht beieinander liegender Ionisationen, der Durch-

gang eines ionisierenden Teilchens durch den Treffbereich u. ä. Die Treffertheorie wurde formal immer weiter ausgebaut, z. B. durch Annahme von m Treffbereichen im Objekt, von denen p Bereiche n Treffer erhalten müssen, um zur Schädigung des Objektes zu führen, durch Einbeziehung indirekter Treffer, die den Energietransport durch Radikale oder über molekulare Energieleitungsvorgänge zu den Treffbereichen hin über Entfernungen von etwa 10^{-2} μm berücksichtigen, durch Berücksichtigung der biologischen Variabilität sowie von Erholungsvorgängen u. a. Zu aussagekräftigen Ergebnissen gelangt die Treffertheorie höchstens bei einfachen biologischen Objekten, z. B. bei Enzymen, Viren oder Phagen, da sie die komplizierten biologischen Stoffwechselprozesse, die Regulations- und Steuerprozesse sowie die Erholungs- und Reparaturmechanismen in Zellen oder komplizierten Organismen einschließlich deren biologischer Variabilität, die den Verlauf der Dosis-Effekt-Kurven entscheidend beeinflussen, nicht oder ungenügend berücksichtigt. Im strengen Sinne liefert die Analyse der Dosis-Effekt-Kurven nur die untere Grenze der Trefferzahl n, im Falle von Eintrefferkurven also eine triviale Aussage, und — falls man weiß, was ein Treffer physikalisch bedeutet — eine untere Grenze für die Größe der strahlenempfindlichen Bereiche in der Zelle. Die häufig von biologischer Seite geäußerte Kritik an der Treffertheorie ändert nichts an ihrer historischen Bedeutung. Sie führte als *Quantenbiologie* erstmalig moderne physikalische Vorstellungen über die statistische Verteilung der Energieabsorption in die Strahlenbiologie ein und befruchtete die Entwicklung der Strahlenbiologie, vor allem der Strahlengenetik. Neuere Ansätze physikalischer Theorien der b.n S. berücksichtigen neben der physikalischen statistischen Energieabsorption auch die Stochastik der biologischen Prozesse und benutzen von vornherein an bestimmten Objekten gefundene Dosis-Effekt-Kurven bei der Formulierung der Theorie. Es wird dann versucht, die mit anderen Strahlungsarten und -energien bzw. an anderen Objekten gefundenen Dosis-Effekt-Kurven abzuleiten. Der weitere Fortschritt hängt von einer besseren Kenntnis der chemischen und biologischen Reaktionsstufen ab. Die physikalischen Untersuchungen dienen einer genaueren Erfassung der Verteilung der absorbierten Energie, die die Grundlage von exakten Strahlenwirkungstheorien liefern soll (→ LET, → Dosimetrie 4). Im Mittelpunkt steht dabei die Strahlenwirkung auf Mikroorganismen bzw. Zellkulturen. Es wird eine Erweiterung auf die Strahlentherapie von Tumoren angestrebt. Die Strahlenschäden in komplizierten Organismen wie dem Menschen entziehen sich vorläufig einer solchen theoretischen Erfassung. Sie sind Gegenstand aktueller Forschung der Strahlenbiologie und pathophysiologisch orientierten Strahlenschutzmedizin. Eine empirische grobe Korrelation von Strahlenqualität und b.r S. liefert die RBW.

Neben ionisierender Strahlung wirken auch Mikrowellen auf Körpergewebe, das die Mikrowellenstrahlung als Wärme absorbiert, wobei das Gewebe durch Überhitzung nach Überschreitung bestimmter Schwellenwerte, oft noch begünstigt durch Entstehung stehender Wellen infolge Reflexionen an Grenzflächen, Körperhöhlen (besonders beim Knochenmark), geschädigt wird. Besonders empfindliche Organe für örtliche Bestrahlung sind Gehirn, Auge, Gallenblase, Harnblase und Hoden. Auf der Grundlage des thermischen Gleichgewichtes eines Körpers mit seiner Umwelt, wonach dieser an seiner Oberfläche eine Wärme von 0,005 W/cm² abgeben muß, leiten Schwan und Li für einseitige Mikrowelleneinstrahlung auf den Körper im Frequenzbereich 100 bis 3000 MHz eine maximale Energiedichte von 0,01 W/cm² ab. Weil die Wärme vom Blut abtransportiert wird, unterscheiden sich je nach der Intensität der Durchblutung die Wirkungen bei den einzelnen Organen:

Im Gehirn wächst die Temperatur sehr stark bei Einstrahlung von oben auf den Kopf, während die Rektaltemperatur sich kaum ändert. Kopfbestrahlungen führen bei Affen zu Somnolentie und anschließender Bewußtlosigkeit, bei weiterer Bestrahlung treten Krämpfe und Lähmungen auf. Da das Auge nur von einem schwachen Blutgefäßsystem durchzogen ist, so daß die entstehende Wärme nur langsam abgeführt wird, ist es sehr empfindlich für Mikrowellenstrahlung. Es tritt bei hinreichender Bestrahlungsdauer (Strahlungsdichten > 80 W/cm² und Frequenzen um 200 MHz) ein grauer Star (Katarakt) auf, weil bei Erwärmung das Protein in der Linse zu weißen sichtbaren Flecken gerinnt. Besonders die Kataraktbildung bei den Augen zeigt, daß kurze Bestrahlungszeiten hoher Strahlungsdichte sehr viel schädlicher sind als längere Bestrahlung gleicher mittlerer Strahlungsdichte.

Die vom menschlichen Körper aufgenommene Strahlungsenergie wird an Phantomen natürlicher Größe und gleichen dielektrischen Eigenschaften bestimmt. Seit 1960 beträgt die maximal zulässige Strahlungsdichte im gesamten Mikrowellenbereich 10 mW/cm² für eine Stunde Aufenthaltsdauer. Als sichere Grenze, unterhalb der nach heutigen Erkenntnissen keine Schäden erwartet werden, gilt 1 mW/cm².

Biolumineszenz, die Umwandlung von chemischer Energie in Lichtenergie durch biologische Systeme. Das Prinzip der B. beruht auf der Oxydation der Luziferine in Anwesenheit des Enzyms Luziferase. Die Luziferine sind Stoffwechselendprodukte, die verschiedenen chemischen Systemen angehören, z. B. ein Aldehydkomplex des reduzierten Riboflavin-5-phosphats bei den Leuchtbakterien, ein 2-(4-Karbothiazol)-6-hydroxybenzo-thiazol bei den Leuchtkäfern. Die B. der bisher untersuchten Tiere liegt im blauen und grünen Bereich des Spektrums. Linsensysteme (Uratkristalle bei den Leuchtkäfern) und Reflexionsschichten (Guaninplättchen bei Fischen) können die Farbe des Lumineszenzlichtes verändern.

Bionik, Kurzwort aus Biologie und Technik, eine seit etwa 1960 bestehende wissenschaftlich-technische Arbeitsrichtung mit dem Ziel, biologische Maschinen und Systeme nach dem Vorbild der lebenden Natur zu schaffen.

Lebewesen der verschiedensten Art besitzen hochempfindliche Meßfühler, deren technische Nachbildung erhebliche Schwierigkeiten bereitet, falls die geringe Masse und die kleinen Abmessungen mit übernommen werden sollen, wie es z. B. bei der Ultraschallortung der Fledermäuse und der Unterwasserortung der Delphine der Fall ist. Neben der Nachbildung biologischer Meßfühler beschäftigt sich die B. vor allem mit der Erforschung der in jeder Muskelzelle realisierten direkten Umwandlung chemischer Energie in mechanische Energie (Muskelkontraktion). Andere Untersuchungen betreffen die Konstruktion von Maschinen für die einfache Entsalzung des Meerwassers, einem Prozeß, den die Pumpmechanismen der biologischen Membran (Membrantheorie) ständig durchführen. Die Schaffung künstlicher Neuronen in Anlehnung an die Struktur des menschlichen Gehirns sind eine weitere Aufgabe der B., Biophysik, der Kybernetik und medizinischer Elektronik, die bes. an der Entwicklung künstlicher Substitutionssysteme, z. B. künstlichen Organen und myoelektrisch gesteuerten Prothesen arbeitet.

Lit. Beier u. Glaß: Bionik (Leipzig 1968).

Biophysik, eine Wissenschaft, deren Gegenstand die lebenden Systeme sind. Sie unterscheidet sich von der Biologie dadurch, daß sie die allgemeine Methode der Physik auf ihren Forschungsgegenstand anwendet. Diese besteht in experimenteller Wechselwirkung einschließlich der Beobachtung zu allen Vorgängen der materiellen Welt, ihrer Beschreibung, Durchdringung und Erklärung mit Hilfe von Modellbildung und Systemanalyse unter Benutzung der logisch strengen Sprache der Mathematik. Die B. sieht die lebenden Wesen als materielle Systeme in Raum und Zeit, die sich von den Dingen der unbelebten Natur durch einen höheren Grad an Komplexität unterscheiden. Das Ziel der B. ist eine exakte Darstellung biologischer Modelle nach dem Vorbild der modernen Physik. Wie jede Naturwissenschaft ist auch die B. eine Erfahrungswissenschaft, die ihre Erkenntnisse zunächst aus der Beobachtung und Beschreibung der uns umgebenden Natur gewinnt. Dabei kommt dem sinnvoll geplanten Experiment, der Redundanzminderung, der Formalisierung und Mathematisierung der Resultate besondere Bedeutung zu. Neben der klassischen Methode der Einzelvariablen findet dabei die Methode der Multivariablen Anwendung. Können im ersten Fall alle Variablen bis auf eine, die unabhängige Variable, durch die Versuchsbedingungen konstant gehalten werden, so erfordert die Methode der Multivariablen die gleichzeitige Berücksichtigung mehrerer Variabler. Ihre Verarbeitung erfordert neuartige theoretische Konzeptionen. Dazu gehören die Informationstheorie, die Theorie der → Regelung, die → Systemanalyse, die → Theorie offener Systeme, die Spieltheorie, die Faktorenanalyse u. a.

Experimentelle Daten gewinnt man in der B. aus der Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen physikalischen Energieformen und lebenden Systemen, die entweder zu Meßaussagen (passive Technik) oder zu charakteristischen Veränderungen am System selbst (aktive Technik) führen, wie bei der Bestrahlung mit energiereichen Strahlungen (→ biologische Strahlenwirkung). In der B. werden aber auch Wechselwirkungen zwischen biologischen Systemen und ihrer Umwelt oder mit anderen biologischen Systemen untersucht.

Nach den Organisationsstufen der biologischen Systeme wird die B. eingeteilt in molekulare B., zelluläre B. und multizelluläre B.

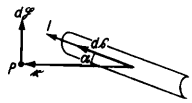
Die *molekulare B.* beschäftigt sich mit der Bestimmung der physikalischen Parameter der biologisch wichtigen Makromoleküle auf Grund von theoretischen Vorstellungen und experimentellen Methoden der Physik der Moleküle. Sie umfaßt drei Aufgabengruppen: Strukturuntersuchungen, thermodynamische Gleichgewichte und Kinetik. Bes. Aufmerksamkeit gilt der Erforschung von Struktur und physikalischen Eigenschaften der Proteine und Nukleinsäuren. Weiterhin werden die Gleichgewichtsbedingungen der molekularen biologischen Prozesse untersucht, an denen Biopolymere sowie andere Moleküle und Ionen beteiligt sind, sowie die Kinetik dieser Prozesse, die strukturellen und chemischen Umwandlungen der Proteine und Nukleinsäuren; schließlich beschäftigt man sich mit der Eiweißsynthese und der fermentativen Katalyse. In der *zellulären B.* werden mechanische, elektrische und optische Eigenschaften einzelner Zellen als Funktion ihres Lebensalters ermittelt und Vorstellungen über die Vorgänge des Zellwachstums, der Zellteilung, der Kontraktion, der Erregbarkeit und anderer Zelleigenschaften erarbeitet. Die *multizelluläre B.* beschäftigt sich mit Zellverbänden, Organen und Organismen. Hierzu gehört z. B. die B. der Blutströmung (→ Hämodynamik), des Zentralnervensystems, die Biophysik der Sinnesorgane und die → Populationstheorie. Auf allen Teilgebieten der B. sind theoretische Vorstellungen entstanden, die zur Entwicklung einer *theoretischen B.* geführt haben, deren Aufgabe in der Entwicklung einer allgemeinen Theorie des Organismus besteht.

Lit. B. Beier: Biophysik (Leipzig 1968); Einführung in die theoretische B. (Stuttgart 1965); Wolkenstein: Moleküle und Leben (dtsch Leipzig 1969).

Biot-Savartsches Gesetz, 1) Elektrodynamik: *Laplacesches Gesetz*, die von Biot und Savart gefundene Beziehung für den Beitrag $d\vec{H}$ eines vom Strom I durchflossenen Leiterelements $d\vec{s}$ zur Feldstärke im Punkt P: $d\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$.

Dabei steht $d\vec{H}$ senkrecht auf der von $d\vec{s}$ und dem Radiusvektor $\vec{r}$ gebildeten Ebene (Abb.). Für den Betrag $|d\vec{H}|$ gilt $|d\vec{H}| = \frac{I}{4\pi} \cdot \frac{ds}{r^2} \sin\alpha$.

Dabei ist α der Winkel zwischen Leiterelement und Radiusvektor.



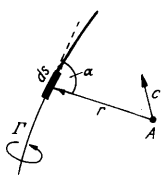
I Beitrag $d\vec{H}$ des stromführenden Leiterelements $d\vec{s}$ zur Feldstärke im Punkt P. $\vec{r}$ Radiusvektor zwischen $d\vec{s}$ und P, $\alpha = \sphericalangle(d\vec{s}, \vec{r})$, I Stromstärke im Leiter

Die von einem Stromkreis in einem Punkt hervorgerufene Feldstärke erhält man durch Zerlegung des Stromkreises in Stromfäden und Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes in Integralform $\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$ auf jeden Stromfaden, wobei über die Gesamtlänge jedes Stromfadens zu integrieren ist und alle von den

einzelnen Stromfäden erregten Feldstärken vektoriell addiert werden müssen.

Für allgemeinere, räumlich verteilte stationäre Ströme der elektrischen Stromdichte $\vec{j}$ gilt das B.-S. G. in der Form $\vec{H} = \int \frac{d\tau \vec{j} \times \vec{r}}{4\pi r^3}$, die eine spezielle Form des allgemeineren → Durchflutungsgesetzes darstellt.

2) Strömungslehre: *Biot-Savartsches Wirbelgesetz*, ein Gesetz, das den Zusammenhang zwischen → Wirbelfaden und seinem induzierten Geschwindigkeitsfeld ausdrückt. Ein Element der Länge ds des Wirbelfadens mit der Zirkulation Γ induziert in dem Punkt A, dem Aufpunkt, eine Geschwindigkeit vom Betrag $dc = \frac{\Gamma}{4\pi \cdot r^2} \cdot ds \cdot \sin\alpha$. Gemäß $\vec{c} = \frac{\Gamma}{4\pi} \times \times \int \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^3}$ steht die Geschwindigkeit $\vec{c}$ senkrecht zu der von $d\vec{s}$ und $\vec{r}$ gebildeten Ebene, ihre Richtung entspricht dem Drehsinn der Zirkulation (Abb.). Die von einem endlichen Wirbelfadenstück in A erzeugte Geschwindigkeit $\vec{c}$ ergibt sich durch Integration der Bestimmungsgleichung für $d\vec{c}$. Für den unendlich langen geraden Wirbelfaden erhält man übereinstimmend mit dem → Potentialwirbel $c = \Gamma/(2\pi \cdot a)$, wenn $a = r \cdot \sin\alpha$ den senkrechten Abstand des Aufpunktes A von der Wirbelachse bedeutet. Dem Wirbelfaden entspricht bei 1) der stromdurchflossene Leiter, der Zirkulation die Stromstärke, dem Magnetfeld das induzierte Geschwindigkeitsfeld.



2 Biot-Savartsches Wirbelgesetz

Biotsche Formel, → Drehvermögen.

Biotsches Gesetz, → Drehvermögen.

Biotzahl, svw. Nusseltzahl.

BIPM, → Meterkonvention.

Bipolartransistor, Bezeichnung für gewöhnliche → Transistoren.

Biradiale, → Kristalloptik.

Bisektrix, → Kristalloptik.

Bishop- und Hill-Theorie, vereinfachte Theorie zur Berechnung der relativen Fließgrenze M. Die B.- u. H.-T. ist eine Methode zur Berechnung der relativen Fließgrenze $M = \sigma_x/\tau$ bei der Verformung unter Zugbeanspruchung in Abhängigkeit von der Kristallorientierung. σ_x bedeutet die äußere Zugspannung, τ die zwischen kristallographischen Gleitelementen in Gleitrichtung wirkende Schubspannung.

Bispinor, → Spinor.

bit, → Bit, → Kennwort.

Bit (abgeleitet vom englischen *bi*nary digi*t*), Kurzz. bit, in der Informationstheorie Kennwort für den Zweierlogarithmus einer Dualziffer, häufig auch für die Zahl der Ja/Nein-Aussagen gebraucht, in die sich eine Information zerlegen läßt.

Bitter-Streifen, Abbild der magnetischen → Bezirksstruktur, das durch Aufbringen einer kolloidalen Lösung kleinster ferromagnetischer Teilchen auf einer elektrolytisch polierten Oberfläche der Probe sichtbar wird. Im inhomogenen Streufeld der aus der Oberfläche tretenden Bloch-Wände sammeln sich z. B. die Fe_3O_4-Teilchen einer Suspension an und markieren so den Schnitt des Bloch-Wand-Systems mit der Oberfläche.

Bjerknes-Kraft, → hydrodynamische Fernkräfte.

Bjerrum-Bande, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Bjurström-Karten, → Indizierung.

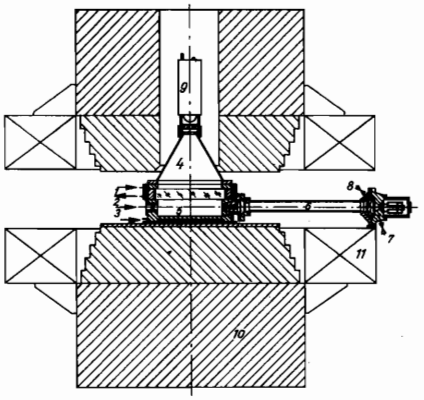
Bk, → Berkelium.

Blanket, → Reflektor.

Blasendichte, → Ionisationsmessung.

Blasenkammer, eine Spurkammer (→ Detektor). Die B. ist eines der wichtigsten Nachweisinstrumente der Hochenergiephysik. Sie besteht aus einem Gefäß mit einer Flüssigkeit, die durch passend gewählte Druck- und Temperaturbedingungen in der Nähe des Siedepunktes gehalten wird. Durch plötzliche Druckerniedrigung versetzt man die Flüssigkeit in einen überhitzten Zustand. In diesem Zustand verharrt die Flüssigkeit wegen des Siedeverzugs eine gewisse Zeit, die vom Grad der Überhitzung, von der Reinheit der Flüssigkeit und vom Zustand der Gefäßwände (scharfe Kanten u. dgl. sollten vermieden werden) abhängt. Werden im Zustand der Überhitzung, der bei modernen B.n etwa für die Dauer von 10 ms aufrechterhalten werden kann, hochenergetische Teilchen mit elektrischer Ladung durch die Flüssigkeit geschossen, beginnt diese auf Grund der von den Teilchen abgegebenen hohen Ionisierungsenergie und der damit verbundenen lokalen Überhitzung längs der Teilchenbahn zu sieden, und es entwickeln sich sichtbare Dampfblasen. Ohne diese lokale Überhitzung würden die durch statistische Wärmefluktuation entstehenden zu kleinen → Blasenkeime durch den von der Oberflächenspannung verursachten Druck am weiteren Wachstum gehindert. D. Glaser, der 1952 die B. erfand, konnte mit Hilfe einer halbphänomenologischen Theorie die notwendigen Bedingungen zum Betrieb einer B. quantitativ berechnen und die Richtigkeit seiner Überlegungen experimentell nachweisen. Der Augenblick des Aufkochens kann durch Blitzlichtaufnahmen photographisch registriert werden, und die Teilchenspuren werden als Kette kleiner Blasenbilder sichtbar (Tafel 44, 45). Nach der Aufnahme wird die Blasenkammerflüssigkeit wieder komprimiert, so daß die Blasen verschwinden. Nach erneuter Expansion ist die Kammer wiederum für ionisierende Teilchen empfindlich.

B.n werden heute an modernen Hochenergiebeschleunigern zur Untersuchung von Elementarteilchenwechselwirkungen benutzt. Das Volumen der Kammern reicht von wenigen Litern bis zu mehreren Kubikmetern. Die Wahl der Betriebsflüssigkeit hängt von der physikalischen Aufgabe und der technischen Realisierbarkeit ab. Am häufigsten wird flüssiger Wasserstoff benutzt, der ein reines Protonentarget darstellt. Wechselwirkungen in Wasserstoffblasenkammern sind daher stets Reaktionen mit Protonen. Es werden jedoch auch B.n mit Propan, Xenon, Helium und Freon benutzt. Das Schema einer mit Propan gefüllten B. zeigt die Abb. Der technische Aufwand beim Bau von B.n ist sehr hoch. Die plötzliche Druckerniedrigung zum Erreichen des überhitzten Zustands wird durch Kolbenexpansion oder einseitige Entlastung einer Membran verwirk-



Schema der 24-*l*-Propanblasenkammer des Vereinigten Instituts für Kernforschung in Dubna (UdSSR). *1* und *3* elektrische Heizung, *2* Teilchenstrahl, *4* Kohlendioxid unter einem Druck von 15 at, *5* Propan (flüssig) unter einem Druck von 24 at, *6* Wasser unter einem Druck von 24 at, *7* Luft-einlaßventil, *8* Wassereinlaßventil, *9* Stereo-Photoapparat, *10* Joch des Elektromagneten, *11* Magnetwicklung

licht. Die Dauer der Expansion beträgt je nach Größe der B. 10 bis 100 ms. Danach ist die Kammer für etwa 10 ms empfindlich. Für Arbeiten an Teilchenbeschleunigern ist das völlig ausreichend, da diese impulsartig betrieben werden. Danach muß unmittelbar die Rekompression der entstandenen Blasen erfolgen, um ein Aufsteigen an die Kammeroberfläche und den damit verbundenen unkontrollierbaren Wärmetransport, der die gleichmäßige Empfindlichkeit der B. stören würde, zu verhindern. Danach ist die B. wieder expansionsbereit. Der gesamte Zyklus dauert etwa 1 s, läßt sich aber im Prinzip auf weniger als 0,1 s herabdrücken, besonders durch in der letzten Zeit vorgeschlagene Systeme, bei denen Expansion und Rekompression durch resonanzartige Volumenänderung realisiert werden. Die Aufstellung der B.n in starken Magnetfeldern (bis zu 40000 G) erlaubt die Bestimmung der Teilchenimpulse durch Messung der Krümmung ihrer Teilchenbahnen. 1969 wurde die erste B. mit einem supraleitenden Magneten erprobt. Die Beleuchtung der B.n erfolgt entweder als Dunkelfeldbeleuchtung durch Blitzlampen, deren Licht nicht direkt in die Photoobjektive fällt, oder mit Hilfe des Scotchlite auch als Hellfeldbeleuchtung. Das *Scotchlite* besteht aus durchsichtigen mikroskopisch kleinen Kunststoffkügelchen mit einem Brechungsindex von etwa 1,5, die in ein optisches Medium (meist auch ein Kunststoff) mit einem Brechungsindex von mindestens 2 eingebettet sind. Eine solche Schicht reflektiert Licht in die gleiche Richtung, aus der es kommt. Ordnet man die Blitzleuchten zwischen den Photoapparaten an, dann wird das Licht vom Scotchlite in die Objektive zurückgeworfen, und die Blasen, an denen das reflektierte Licht gestreut wird, erscheinen dunkel auf hellem Untergrund.

Blasenkammerexperimente werden meist als parasitäre Experimente an Beschleunigern durchgeführt, da sie selten die volle Intensität des Beschleunigers benötigen. Etwa 10 bis 20 Primärteilchen je Aufnahme reichen völlig aus, um die nötige Informationsdichte zu erreichen. Durch plötzliches Einschalten eines starken Elektromagneten, des *Kickermagneten*, der durch Szintillationszähler vor oder hinter der B. gesteuert wird, kann man den Teilchenstrahl nach Erreichen einer bestimmten Teilchenzahl auslenken, so daß auf allen Bildern nahezu die gleiche Bestrahlungsdichte vorliegt. Dies ist wichtig für eine effektive Auswertung, weil Überlagerungen zu vieler Spuren zu systematischen Fehlern beim Aufsuchen der Ereignisse bzw. zu zusätzlichen Fehlern bei den Messungen führen können. Neben der Messung der Koordinaten der Spurpunkte, die über die Bestimmung der Krümmung der Teilchenbahn im Magnetfeld Aufschluß über den Teilchenimpuls gibt, werden Anzahl oder Verteilung der Blasen entlang der Teilchenbahn gemessen (→ Ionisationsmessung). Da fast ausschließlich mit einfach geladenen Teilchen experimentiert wird, genügen diese beiden unabhängigen Messungen zur Identifizierung der Teilchen. Die Rekonstruktion des räumlichen Verlaufs der Teilchenbahnen und die kinematische Behandlung der einzelnen Ereignisse aus den Messungen auf den Stereophotographien erfolgen mit Hilfe elektronischer Rechenmaschinen (→ Auswertung von Aufnahmen).

Eine besondere Abart der B. ist die *Gas-Blasenkammer*, die mit einer Flüssigkeit gefüllt ist, die ein Gas in übersättigter Lösung enthält. Die eingeschossenen Teilchen bewirken durch die lokale Erhitzung ein Ausscheiden des Gases längs der Teilchenbahn. Wegen der viel geringeren Dichte des gelösten Gases wachsen dabei die Blasen besonders langsam. Da diese Kammer mit einem Gemisch aus verschiedenen Stoffen gefüllt ist, hat man hier jedoch kein definiertes Target für die einzelne Reaktion.

Neuentwicklungen in der Blasenkammertechnik sind die schon erwähnten Resonanzsysteme, die z. B. mehrere Aufnahmen während eines Beschleunigerpulses erlauben, ferner das Anbringen eines Wasserstofftargets in einem durchsichtigen elastischen Gefäß innerhalb einer mit einem Gemisch aus Wasserstoff und Neon gefüllten B., wobei die Betriebsbedingungen so gewählt werden können, daß beide Flüssigkeiten gleichzeitig empfindlich sind, d. h., sowohl im Target als auch im H_2-Ne-Gemisch werden die Spuren der Teilchen sichtbar. Diese Kammer verbindet den Vorteil des reinen Protonentargets mit der effektiven Nachweismöglichkeit von Gammaquanten, denn die Strahlungslänge des Gemischs ist wesentlich kürzer als die des Wasserstoffs. In der letzten Zeit wurde auch versucht, die Aufnahmetechnik mit Hilfe holographischer Systeme zu verbessern sowie Ultraschallwellen zur kontinuierlichen Aufrechterhaltung des überhitzten Zustands in begrenzten Bereichen der B. zu benutzen.

Mit einer B. können im Verlauf eines Jahres mehrere Millionen Stereoaufnahmen gemacht werden, deren Auswertung einen beträchtlichen Aufwand erfordert.

Lit. → Detektor.

Blasenkeim, durch statistische Fluktuation entstehender Mikrobereich geringer Dichte in überhitzten Flüssigkeiten, in besonderen Fällen

auch in übersättigten Lösungen von Gasen in Flüssigkeiten. Die Bildung der B.e ist wichtig für die Funktion von Blasenkammern. Die Häufigkeit der Bildung steigt mit der z. B. durch ionisierende Teilchen verursachten lokalen Überhitzung exponentiell an. Ob ein einmal entstandener B. bei gegebener Größe von Temperatur und Druck zu einem sichtbaren Dampfbläschen anwächst, hängt lediglich von seinem Radius (*kritischer Radius*) ab. Der kritische Radius muß überschritten werden, damit das Bläschen zu sichtbarer Größe anwachsen kann. Die zur Erzeugung eines B.s mit kritischem Radius nötige Energie heißt *kritische Energie*. In Blasenkammern wird die starke lokale Überhitzung (das entspricht der Konzentration der kritischen Energie auf Flüssigkeitsvolumina mit etwa r_k^3, wenn r_k der kritische Radius ist) wahrscheinlich durch Deltaelektronen erzeugt.

Blasenkoeffizient, → Reaktivität.

Blasinstrumente, Musikinstrumente mit schwingenden → Luftsäulen als eigentliche Schallquelle, die durch Anblasen erregt werden. B. werden üblicherweise in Holzblasinstrumente und Blechblasinstrumente eingeteilt; physikalische Einteilungsgesichtspunkte sind jedoch Bauart, Schwingungserregungsmechanismus und Spielweise.

Grundtypen heute verwendeter *Holzblasinstrumente* sind die *Flöte*, die *Klarinette*, die *Oboe* und das *Fagott*. Durch Öffnen und Schließen der Löcher wird die Länge der schwingenden Luftsäule und damit die Tonhöhe verändert. Die Verwendung der über einen Hebelmechanismus zu betätigenden Klappen ermöglicht es, die Löcher an der für die Erzeugung eines Tones in bestimmter Stimmung akustisch notwendigen Stelle anzubringen. Die eigentliche Tonerzeugung unterteilt die Holzblasinstrumente in Lippenpfeifen und Zungenpfeifen (→ Pfeifen). Zu den ersteren zählen die *Blockflöte*, die *Querflöte*, die etwa 60 cm lang ist und einen Tonumfang von c^1 bis c^4 hat, und die *Piccoloflöte*, die etwa 30 cm lang und dadurch eine Oktave höher gestimmt ist. Die übrigen B. sind Zungenpfeifen, bei denen die Töne primär durch eine schwingende Zunge im Mundstück, ein Rohrblatt aus Schilfrohr, erzeugt werden.

Die *Blechblasinstrumente* sind Polsterpfeifen, bei denen die Lippen des Bläsers als gegeneinander schwingende Polster wirken. Die Mundstücke haben keine eigene tonerzeugende Funktion. Die notwendige Veränderung der Länge der Luftsäulen geschieht bei den Blechblasinstrumenten durch Ab- und Zuschalten von Rohrstücken. Dies kann diskontinuierlich mit Ventilen, wie bei den *Trompeten* und *Hörnern*, geschehen, aber auch kontinuierlich durch Verschieben ineinandergesteckter U-förmiger Rohrteile, wie bei der *Zugposaune*. Die Geometrien der Rohre einschließlich des Trichters bestimmen die unterschiedliche Klangfarbe der Blechblasinstrumente.

Nach physikalischen Gesichtspunkten gehören auch die *Orgel*, die Lippen- und Zungenpfeifen enthält, sowie das *Harmonium*, die *Mundharmonika* und die *Ziehharmonika* zu den B.n.

Blasiussche Formeln, Integralformeln zur Berechnung von Kräften und Momenten, die auf einen zylindrischen Körper in stationärer reibungsfreier inkompressibler Strömung wirken, mit Hilfe der komplexen Strömungsfunktion (→ komplexe Methoden 1).

Die B.n F. lauten:

$$X - iY = \frac{i\varrho}{2} \oint_K \left(\frac{dF}{dz}\right)^2 \cdot dz$$

$$M + iN = -\frac{\varrho}{2} \oint_K z \left(\frac{dF}{dz}\right)^2 dz$$

X, Y sind die Kräfte in x- und y-Richtung je Breiteneinheit, ϱ ist die Dichte des Strömungsmediums, $F = \Phi + iY$ ist die komplexe Stromfunktion, $z = x + iy$ ist eine komplexe Veränderliche, M ist das Moment um den Koordinatenursprung je Breiteneinheit, N ist das Virial zu M. Die Körperkontur K, über die die Druckkräfte zu integrieren sind, muß Stromlinie sein.

Mit den B.n F. kann die → Kutta-Joukowsky-Gleichung für beliebige Körperform exakt bewiesen werden.

Blatt, magnetisches B., svw. magnetische → Doppelschicht.

Blättchenelektroskop, *Elektroskop*, ein Gerät, das vor allem zum Nachweis kleiner elektrischer Spannungen und Ladungen dient. Das B. ist mit zwei an einem Metallstab hängenden Gold- oder Aluminiumblättchen versehen. Diese spreizen sich bei einer elektrischen Aufladung, da sie sich infolge ihrer gleichnamigen Ladung nach dem Coulombschen Gesetz abstoßen. Das B. ist ein billiges und empfindliches, jedoch nicht sehr genaues Meßgerät, so daß bei höheren Genauigkeitsforderungen → Elektrometer benutzt werden.

Spezielle B.e werden zur Ermittlung der Strahlungsintensität radioaktiver Präparate verwendet. Dabei sind die Blättchen in einem Glasgefäß angebracht, das mit einer geeigneten Gasfüllung versehen ist. Das B. wird vor der Messung auf eine bestimmte Spannung aufgeladen. Die radioaktive Strahlung ionisiert das Gas, wodurch freie Ladungsträger entstehen, die die Blättchen entladen. Diese fallen zusammen, und zwar um so schneller, je stärker das betreffende Präparat strahlt.

Blaudruck, Blaupause, → Zyanotypie.

blaue Sonne, → Streuung, Abschn. B 6).

Blauschreiber, → Oszillograph.

Blauschriftspeicherröhre, → Katodenstrahlröhre.

blaze-Bereich, → Beugungsgitter.

Bleaney-Methode, → polarisierte Kerne.

Blears-Effekt, die Erscheinung, daß bei Anwesenheit organischer Dämpfe im Vakuum die Anzeige einer Ionisationsmanometerröhre sehr stark von ihrer geometrischen Anordnung in bezug auf das auszumessende Arbeitsvolumen eines Vakuumsystems abhängig ist. In einem solchen Falle unterscheiden sich die Meßwerte einer in das Arbeitsvolumen eingetauchten Meßröhre beträchtlich von denen einer am gleichen Arbeitsvolumen in der üblichen Art außen angebauten Meßröhre.

Durch den B.-E. können die Ergebnisse einer Vakuummessung, z. B. in Anwesenheit von Öldämpfen im Gleichgewichtszustand bis um eine Größenordnung verfälscht werden. Er ist

daher vor allem bei Verwendung von Transportpumpen zur Vakuumerzeugung, die Öl als Dicht-, Schmier- oder Treibmittel enthalten, zu beachten. Eine allgemeingültige physikalische Erklärung für diesen Effekt ist noch nicht gefunden. Man nimmt heute an, daß der Leitwert des Verbindungsrohres zur außen angesetzten Meßröhre für Ölmoleküle sehr stark von dem durch die Knudsen-Formel vorgeschriebenen Verhalten abweicht, in dem Sinne, daß er um Größenordnungen kleiner ist als für ein hypothetisches Permanentgas mit gleichem Molekulargewicht. Infolge dieses kleineren Leitwertes dringen nur sehr wenig Ölmoleküle in die über ein Verbindungsrohr außen angesetzte Meßröhre ein. Die wenigen in die Röhre eingedrungenen Ölmoleküle werden hier teilweise am glühenden Heizdraht und auch durch den Elektronenstrom in Bruchstücke mit niederem Molekulargewicht zerlegt. Diese Bruchstücke sollen dann, der Knudsen-Formel besser gehorchend, schnell abgepumpt werden können. Der Leitwert für die Bruchstücke ist der Knudsen-Formel entsprechend um viele Größenordnungen höher als für die eingedrungenen größeren, undissoziierten Ölmoleküle. Dieser unterschiedliche, richtungsabhängige Strömungsmechanismus ist so ausgeprägt, daß die wenigen eindringenden Ölmoleküle praktisch gar nicht vom Meßsystem registriert werden. Auf diese Weise wird erklärt, daß die außen angesetzte Meßröhre im Gleichgewichtszustand einen bis zu einer Größenordnung geringeren Druck anzeigen kann als eine in das Arbeitsvolumen eingetauchte Ionisationsmanometerröhre. Der Effekt dürfte demnach bei Verwendung je eines eingetauchten und angesetzten Reibungsmanometers z. B. nicht auftreten.

Bleichen, bei der Absorption von Festkörpern das Verringern der Stärke einer durch Störstellen bedingten Absorptionsbande in Kristallen durch Temperaturerhöhung (*thermisches B.*) oder durch Zusatzlichteinstrahlung bei einer bestimmten Wellenlänge (*optisches B.*). Das B. wird durch Umverteilung der an die Störstelle gebundenen Elektronen oder durch photochemische Reaktionen verursacht.

Bleiglas, ein Glas mit bis zu 80% PbO-Zusatz und einer Dichte $\lesssim 6\ g/cm^3$. Es dient zur Abschirmung von γ-Strahlen. Seine Abschirmwirkung entspricht etwa der des Eisens oder 50% der von Blei.

Bleigleichwert, *Bleiäquivalent*, Dicke der Bleischicht, die unter den angegebenen Bestrahlungsbedingungen bei γ- oder Röntgenstrahlung zum gleichen Schutz führt wie das betrachtete Material. Der B. einer Substanz, die die Strahlung im wesentlichen wegen ihres Bleigehaltes schwächt, z. B. Bleiglas oder Bleigummi, ist weitgehend unabhängig von der Strahlenqualität. Der B. aller anderen Schutzmaterialien und Baustoffe für Abschirmungen, z. B. Beton oder Bariumglas, hängt von der Strahlenqualität ab.

Bleigummi, Abschirmstoff zum Schutz gegen Röntgen- und γ-Strahlen, der in Form von Handschuhen, Schürzen usw. in Laboratorien Verwendung findet. B. ist entweder ein flexibler Kunststoff, in den Bleiverbindungen zur Erhöhung der strahlenabsorbierenden Wirkung eingelagert sind oder einfach mit Bleipulver vermischter Gummi.

Bleimethoden, → physikalische Altersbestimmung.

Blende, *Diaphragma*, 1) strahlenraumbegrenzendes Element in der geometrisch-optischen Abbildung (→ Strahlenraum der optischen Abbildung). Die B. kann mechanisch fest oder veränderlich sein. Veränderliche B.n sind Revolver-, Iris- und Katzenaugenblende. Die *Revolverblende* weist stufenweise unterschiedliche Öffnungen auf. Die *Irisblende* ermöglicht eine kontinuierliche Veränderung der Öffnung und enthält eine Anzahl sichelförmiger Lamellen, die sich bei Drehen eines äußeren Ringes aufeinander zu bewegen. Die Irisblende wird besonders am Photoobjektiv benutzt. Die *Katzenaugen-* oder *Aubertblende* besitzt zwei gegenläufig bewegte Schieber, die eine auf der Spitze stehende quadratische Öffnung freilassen. Der einfache mathematische Zusammenhang zwischen Öffnung und Verschiebung macht diese Form besonders für photometrische Messungen geeignet.

2) kreisförmiges oder dem Strahlenraum angepaßtes Hilfsmittel zur Fernhaltung von Streu- und Nebenlicht bei optischen Instrumenten. Diese B.n ragen nicht in den Strahlenraum hinein. An Teilchenstrahlführungssystemen in der Kernphysik eingesetzt werden solche B.en als *Antiscatteringblenden* bezeichnet und dienen dazu, den Streuuntergrund der Zählraten möglichst klein zu halten.

3) *natürliche B.*, → Abbildungsfehler.

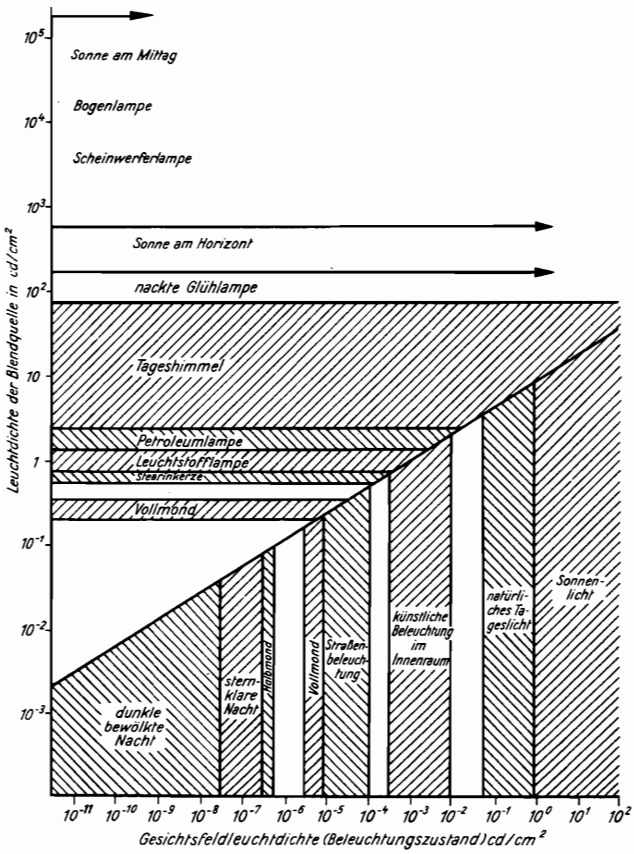
4) *kritische B.*, diejenige Größe der Öffnungsblende eines optischen Systems, bei der die Bildschärfe ein Optimum wird. Bei Vergrößerung der Blende über den kritischen Wert wächst die Unschärfe durch die öffnungsabhängigen optischen → Abbildungsfehler, bei Verkleinerung der Blende entsteht Unschärfe durch Beugung des Lichts.

Blendenfleck, durch Reflexion an den Linsenflächen eines optischen Systems entstehende reelle oder virtuelle Nebenbilder der Öffnungsblende (→ Strahlenraum der optischen Abbildung). Je nach Abstand des B.s von der Bildebene entsteht ein mehr oder weniger scharfes Nebenbild oder eine Überlagerung von Streulicht.

Blendenzahl, → Öffnungsverhältnis.

Blendung, eine starke Beeinträchtigung des Sehvermögens, die dadurch entsteht, daß infolge einer plötzlichen Änderung des Leuchtdichteniveaus ein Mißverhältnis zwischen dem Adaptationszustand des Auges (→ Adaptation) und dem Leuchtdichteniveau vorhanden ist. Die Ursachen dafür sind, daß entweder das Auge sich durch Adaptation nicht so schnell anpassen kann, so daß eine Anpassung überhaupt nicht möglich ist, oder daß im Gesichtsfeld übermäßige Leuchtdichteunterschiede vorhanden sind, die durch Lokaladaptation nicht überwunden werden können. Die B. ist um so größer, je höher der Unterschied zwischen der Leuchtdichte der Blendquelle und der durchschnittlichen Gesichtsfeldleuchtdichte ist. Diese Abhängigkeit der B. vom Leuchtdichteunterschied ändert sich mit der Änderung der durchschnittlichen Gesichtsfeldleuchtdichte (*Adaptations-*

leuchtdichte). In der Abbildung ist diese Abhängigkeit dargestellt. Die Blendungsgrenze zwischen der Blendquelle in der Ordinate und der Gesichtsfeldleuchtdichte in der Abszisse ist eine Gerade, die *Blendgerade* oder *Schwellengerade*. Eine Blendquelle wirkt für das Auge dann blendend, wenn das in der Darstellung horizontal verlaufende, schraffierte Feld, das dieser Blendquelle entspricht, die Blendungsgrenze rechts von dem senkrecht verlaufenden, schraffierten Feld trifft, das einer bestimmten durchschnittlichen Gesichtsfeldleuchtdichte entspricht. In den anderen Fällen einer Gesichtsfeldleuchtdichte, die rechts von diesem Punkt liegt, ist keine Blendwirkung dieser Blendquelle zu erwarten. Eine Stearinkerze z. B. wirkt dann als Blendquelle, wenn die durchschnittliche Gesichtsfeldleuchtdichte geringer ist als bei allgemeiner Straßenbeleuchtung.



Abhängigkeit der Blendwirkung einer Lichtquelle von der Gesichtsfeldleuchtdichte

Die Blendungsbekämpfung, die der Verhütung oder Beseitigung einer B. des Auges dienen soll, ist in erster Linie eine Aufgabe der Beleuchtungstechnik, d. h., es kann sich im wesentlichen nur um Maßnahmen handeln, die der Verhütung einer B. dienen, also um vorbeugende Maßnahmen. Zu diesen Maßnahmen gehören die zweckmäßige Anbringung der Lichtquellen, die Entfernung jeder nicht unbedingt nötigen Lichtquelle aus dem Gesichtsfeld, die Verwendung von Milch-, Matt- und Trübgläsern als Lichtquellenumhüllung, die Mattierung der Lampenkolben, die Vermeidung großer Leuchtdichteunterschiede, z. B. zwischen Arbeitsplatz- und Raumbeleuchtung oder an Skalen von Geräten im abgedunkelten Raum, und die Vermeidung von Reflexen durch reflexvermindernde Schichten.

Bei der Projektion von Diapositiven oder bei erleuchteten Skalen ist die Verwendung heller Zeichen auf dunklem Untergrund zu empfehlen; die Erkennbarkeit ist in diesem Fall im Dunkeln besser, im Gegensatz zur Erkennbarkeit im Hellen, wo schwarze Schrift und schwarze Zeichen auf hellem Untergrund vorzuziehen sind.

Die Beseitigung oder Bekämpfung einer vorhandenen B. ist erheblich schwieriger; meist muß man sich mit einer Herabsetzung der B. begnügen. Bei Reflexblendung an nichtmetallischen Flächen helfen Polarisationsbrillen. Eine bessere Wirkung erreicht man oft durch die Erhöhung der durchschnittlichen Gesichtsfeldleuchtdichte. So sollte man beim Fernsehen niemals den Raum verdunkeln, da das erleuchtete Fernsehbild auf der Netzhaut des Auges nur einen winzigen Punkt darstellt und daher als Blendquelle wirkt.

blinder Fleck, → Auge.

Blindleistung, → Wechselstromleistung.

Blindleistungskompensation, die Kompensation der Blindleistung eines elektrischen Motors, Gerätes oder Netzteils in der Nähe des Blindleistungsbedarfs. Asynchronmaschinen, Transformatoren, Leuchtstoffquellen u. a. belasten das Energieversorgungsnetz mit induktiver Blindleistung. In den Übertragungsleitungen und Generatoren erhöht sich hierdurch die Stromstärke, und in den ohmschen Widerständen treten höhere Wärmeverluste auf. Da diese Verluste, der Strom und damit die Scheinleistung bestimmte Grenzwerte nicht überschreiten dürfen, geht mit wachsender Blindleistung die Wirkleistungsübertragung zurück. Bei B. erfolgt der Blindleistungsaustausch nicht mehr mit dem Netz, sondern mit einem Kompensationsmittel, also einem → Phasenschieber oder einem → Phasenschieberkondensator. Bei *Einzelkompensation* werden Verbraucher und Kompensationsmittel zusammen ein- und abgeschaltet. Bei *Gruppenkompensation* wird der Phasenschieber in der Zentrale einer größeren Einrichtung, z. B. eines Industriewerkes, eingesetzt.

Blindleistungsmaschine, → elektrische Maschine.

Blindleitwert, → Wechselstromwiderstände.

Blindröhre, *Reaktanzröhre*, eine Elektronenröhre, die in entsprechender Schaltanordnung zur Nachbildung eines Teils des Schwingkreisblindwiderstandes dient. Die Elektronenröhre stellt dabei eine Reihenschaltung eines Widerstandes und einer Kapazität oder eines Widerstandes und einer Induktivität dar, die von der Steilheit abhängig sind. Durch Änderung der Gitterspannung kann die Größe des Blindwiderstandes beeinflußt werden. Die B. wird einem Schwingkreis parallel geschaltet, so daß die von einer Wechselspannung verursachte Gitterspannungsänderung die Eigenfrequenz des Schwingkreises ändert. B. n werden zur Frequenzmodulation (→ Modulation) bei Sendern oder Resonanzkurvenschreibern und bei der auto-

matischen Scharfabstimmung von Überlagerungsempfängern eingesetzt.

Blindstrom, der Anteil $I_{eff} \cdot \sin\varphi$ einer Wechselstromstärke. φ gibt die Phasenverschiebung der Spannung zur Stromstärke an. Multipliziert man den B. mit dem Effektivwert U_{eff} der Wechselspannung, so erhält man die Blindleistung $P_B = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot \sin\varphi$ (→ Wechselstromleistung).

Blindwatt, bW, alte Einheit der Blindleistung, ersetzt durch → Var.

Blindwiderstand, → Wechselstromwiderstände.

Blinkkomparator, ein Gerät, das dem Beobachter in raschem Wechsel zwei zu verschiedenen Zeiten gemachte astronomische Himmelsaufnahmen darbietet. Bei diesem Blinkverfahren machen sich selbst geringfügige Veränderungen in der Lage der Sternbildchen bemerkbar. Der B. wird zur Auffindung von kleinen Planeten sowie zur Kometenentdeckung und -überwachung benutzt.

Blitz, luftelektrische Erscheinung, die durch Stoßentladung in der Atmosphäre entsteht. Die Entladung kann im Innern der Wolke als *Wolkenblitz* oder zur Erde als *Erdblitz* erfolgen. Häufigste Blitzform ist der stark verästelte *Linienblitz*. *Flächenblitze* sind durch Wolken verdeckte Linienblitze. Kugel- und Perlschnurblitze sind seltene Erscheinungen, die noch nicht erklärt werden können. Der *Kugelblitz* ist ein Feuerball von 10 bis 20 cm Durchmesser, der manchmal nach einem B. auftritt und sich langsam durch die Luft oder entlang dem Erdboden bewegt. Er verschwindet gewöhnlich plötzlich mit heftiger Explosion. Der *Perlschnurblitz* ist ein in mehrere kurze Bruchstücke zerfallender geradliniger B., der für kurze Zeit wie weißglühende Perlen aufleuchtet.

Die *Blitzentladung* wird eingeleitet durch eine Ladungstrennung infolge starker vertikaler Luftströmungen zwischen verschiedenen Bereichen der niederen Atmosphäre oder dieser und der Erdoberfläche. Wenn die ungleichnamigen Raumladungen auf eine ausreichende Größe angewachsen sind, erfolgt der Ladungsausgleich durch die Blitzentladung. In 10^{-5} bis 10^{-6} s wird infolge eines elektrischen Durchschlags die Luft im *Blitzkanal* ionisiert. Dieser Plasmaschlauch kann sich bei einem Durchmesser von wenigen cm bis dm über eine Länge von mehreren km erstrecken. Im allgemeinen erfolgt der Ladungsausgleich durch den Blitzkanal nicht auf einmal, sondern durch mehrere, sehr kurzzeitige Entladungsstöße, die durch etwas längere Zwischenzeiten unterbrochen sind. Deshalb dauert eine Blitzentladung insgesamt mehrere Zehntelsekunden oder noch länger und zeigt ein charakteristisches Flackern. Danach verschwindet das Plasma des Blitzkanals sehr schnell wieder infolge der Rekombination. Obwohl die Durchbruchspannungen im allgemeinen mehrere 100 kV betragen und im Blitzkanal Ströme von 10^4 bis 10^5 A fließen, sind die in Blitzentladungen enthaltenen elektrischen Energien wegen der außerordentlichen Kürze der einzelnen Entladungsstöße nur sehr klein, gewöhnlich nur Bruchteile einer kWh.

Blitzkanal, → Blitz.

Blitzschutz, eine aus metallischen Leitern bestehende Anlage zum unschädlichen Ableiten atmosphärischer elektrischer Entladungen zur Erde. Ein oder mehrere stabförmige *Blitzableiter* ragen über den höchsten Punkt des zu schützenden Gebäudes hinaus und sind untereinander und mit einem im Erdreich – möglichst im Grundwasser – liegenden *Erder* gut leitend verbunden.

***BL*-Koordinaten,** *McIlwainsche Koordinaten,* zweidimensionales Koordinatensystem, das speziell zur Beschreibung der Driftbewegung und der Population eingefangener Teilchen in der Magnetosphäre geeignet ist. Die *BL*-K. werden mit Hilfe der adiabatischen Invarianten definiert. In einem magnetischen Dipolfeld mit der Feldliniengleichung in Kugelkoordinaten $r = R_e L \sin^2\theta$, wo L der in Erdradien R_e gemessene Feldlinienabstand in der Äquatorebene ist, ist die longitudinale adiabatische Invariante $J = J(L, B_m, T)$ eine Funktion von L, der Feldstärke B_m in den Spiegelpunkten und der kinetischen Energie T der Teilchen. Außerdem ist $J = 2pI$, mit p als in Abwesenheit paralleler Kräfte konstantem Teilchenimpuls und dem Integral $I = \int_{s_m}^{s_{m'}} [1 - B(s)/B_m]^{1/2}\,\mathrm{d}s$, das zwischen den Spiegelpunkten mit den Bogenlängen s_m und $s_{m'}$ genommen wird. $B(s)$ ist die Feldstärke längs der Feldlinie, s die Bogenlänge. I ist eine rein geometrische Größe, man nennt sie auch Rosenbluth-Invariante. Daher ist $I = LR_e f(B_m L^3 R_e^3/\mu)$ mit

$$f = \int_{-\alpha}^{\alpha} \left[1 - \frac{\mu}{B_m L^3 R_e^3} \cdot \frac{(1 + 3\sin^2\theta)}{(1 - \sin^2\theta)^3}\right]^{1/2} \times$$

$$\times \sqrt{(1 + 3\sin^2\theta)\,(1 - \sin^2\theta)}\,\mathrm{d}\theta$$

und $\alpha = \arccos\sqrt{1 - \mu/B_m L^3 R_e^3}$ eine Funktion von L, B_m und dem magnetischen Dipolmoment μ. Da I für jede Driftschale konstant ist, gibt es eine Umkehrfunktion $L = L(I, B_m, \mu)$, aus der sich der zu einem konstanten I und einem gegebenen B_m gehörige L-Wert der entsprechenden Driftschale berechnet. Im allgemeinen wird diese Umkehrfunktion dargestellt durch $L^3 R_e^3 B_m/\mu = F(I^3 B_m/\mu)$. Sie bildet eine Dipoldriftschale in eine vertikale Linie in der *BL*-Ebene ab.

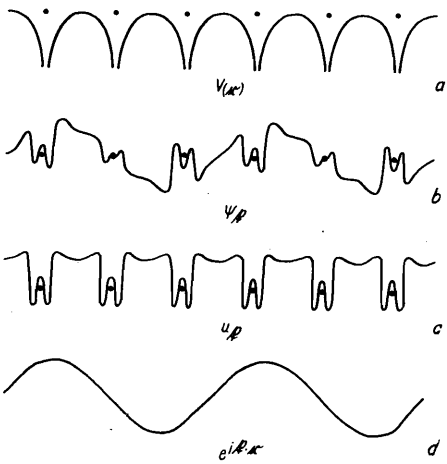
In schwach von der Dipolgeometrie abweichenden Magnetfeldern wie dem geomagnetischen Feld in Erdnähe wird durch obige Formel, in der F die gleiche Funktion ist wie im Dipolfeld, jeder Feldlinie ein L-Wert zugeordnet. Das ermöglicht die Darstellung der Driftschalen von Teilchen in solchen Feldern in der *BL*-Ebene. Die Driftschalen sind hier keine vertikalen Geraden mehr.

Blobdichte, → Ionisationsmessung.

Bloch-Faktor, → Blochsches Theorem.

Bloch-Funktion, die Eigenfunktion ψ eines Elektrons im kristallsymmetrischen Potential V, die nach dem Blochschen Theorem die Form $\psi_{k\nu}(\vec{r}) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\vec{k}\vec{r}} u_{k\nu}(\vec{r})$ mit $u_{k\nu}(\vec{r}) = u_{k\nu}(\vec{r} + \vec{R})$ hat. Dabei ist $\vec{k}$ der reduzierte Ausbreitungsvektor, ν ist der Bandindex, $\vec{r}$ der Ortsvektor des Elektrons und $\vec{R}$ ein Gittertranslationsvektor. In dieser Form kommt das nach dem → Kristallpotential zu erwartende Verhalten der Eigenfunk-

tionen zum Ausdruck. Die Eigenfunktionen sind ebene Wellen, die durch den *Bloch-Faktor* $u_{k\nu}(\vec{r})$ moduliert sind. Im interatomaren Bereich ist der Einfluß des Bloch-Faktors gering, im Rumpfbereich bewirkt der Bloch-Faktor, daß die Eigenfunktion derjenigen eines Elektrons im freien Atom ähnlich wird (Abb.).



Schematische Darstellung: *a* des Kristallpotentials, *b* des Realteils der Bloch-Funktion, *c* des Bloch-Faktors, *d* einer ebenen Welle. $V(\vec{r})$ Kristallpotential, ψ_k Bloch-Funktion, u_k Bloch-Faktor, $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ ebene Welle

B.en sind keine Eigenfunktionen des Impulses. Wegen der Gitterperiodizität des Bloch-Faktors kommen als Impulsmeßwerte für eine B. jedoch nur die Werte $\hbar(\vec{k} + \vec{K})$ in Frage. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante und $\vec{K}$ ein beliebiger reziproker Gittervektor.

Bloch-Grüneisen-Gesetz, gibt den elektrischen Widerstandsbeitrag der → Elektron-Phonon-Streuung für reine reguläre Metalle an. Für die Ableitung des B.-G.-G.es werden lediglich Normalprozesse (N-Prozesse), approximiert durch den Maximalwert ihrer Streufunktion, berücksichtigt. Umklappprozesse (U-Prozesse) werden vernachlässigt.

Weitergehende Voraussetzungen betreffen 1) das Elektronensystem: Es wird eine isotrope Verteilung der Elektronenzustände, also eine sphärische Fermi-Fläche, angenommen. 2) das Phononensystem: a) Es wird das Debye-Modell verwendet. b) Das Phononensystem wird als stationär betrachtet. c) Der optische Zweig wird vernachlässigt.

Unter diesen Bedingungen wird durch Lösen der Boltzmann-Gleichung folgender Ausdruck für den elektrischen Widerstand ϱ infolge Elektron-Phononen-Streuung gefunden:

$$\varrho = \frac{4\pi}{3} \frac{k_F^2 E_F^2 \Omega_0}{e^2 k_B \theta v_F^2 M} \left(\frac{T}{\theta}\right)^5 I_5\left(\frac{\theta}{T}\right). \qquad (1)$$

Dabei bedeutet θ die Debye-Temperatur, k_F den Radius der sphärischen Fermi-Fläche, E_F die Fermi-Energie, k_B die Boltzmannsche Konstante, v_F die Geschwindigkeit der Elektronen auf der Fermi-Fläche, Ω_0 das Volumen der Elementarzelle, M die Masse eines Metallatoms und

$$I_5\left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_0^{\theta/T} \frac{x^5\,dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})}.$$

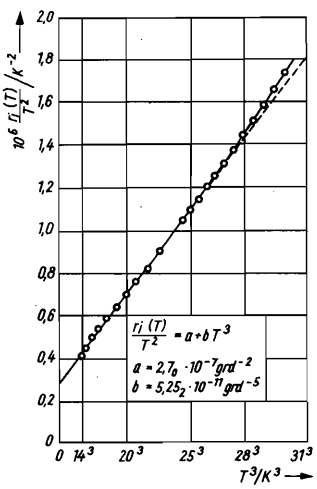
Für hohe und tiefe Temperaturen können für (1) einfache Grenzgesetze angegeben werden. Man erhält für $T > \theta$: $I_5\left(\frac{\theta}{T}\right) \approx \frac{1}{4}\left(\frac{\theta}{T}\right)^4$. Für den elektrischen Widerstand erhält man demzufolge

$$\varrho = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{\hbar k_F^2 E_F^2 \Omega_0}{e^2 k_B v_F^2 M} \cdot \frac{T}{\theta^2}. \qquad (2)$$

Tatsächlich wird im Gebiet der Raumtemperatur für viele Metalle ein mit der Temperatur ziemlich genau lineares Widerstandsgesetz gefunden. Für tiefe Temperaturen $T < \frac{\theta}{12}$ erhält man $\lim_{T\to 0} I_5\left(\frac{\theta}{T}\right) = 124{,}4$ und damit

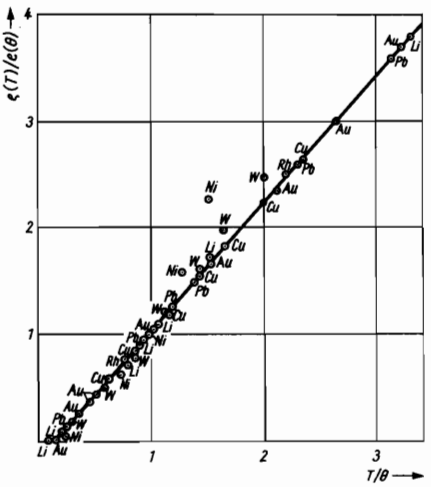
$$\varrho = \frac{497{,}7\pi}{3} \cdot \frac{\hbar k_F^2 E_F^2 \Omega_0}{e^2 k_B v_F^2 M} \cdot \frac{T^5}{\theta^6}. \qquad (3)$$

Diese Beziehung ist das schon nahezu als klassisch zu bezeichnende T^5-*Gesetz* des elektrischen Widerstandes für tiefe Temperaturen. Trotz der vielen Vereinfachungen und Voraussetzungen bei der Herleitung ist es für viele Metalle im Bereich tiefer Temperaturen erstaunlich gut experimentell bestätigt worden. An Übergangsmetallen wurden jedoch z. T. beträchtliche Abweichungen festgestellt. Diese können jedoch durch einen mit der Temperatur quadratischen Zusatzterm zum elektrischen Widerstand infolge → Elektron-Elektron-Streuung gedeutet werden. Abb. 1 zeigt experimentelle Ergebnisse an einem höchstreinen Molybdän-Einkristall, charakterisiert durch ein Restwiderstandsverhältnis von $r_0 \approx 2{,}5 \cdot 10^{-6}$. Dar-



1 T-abhängiger Teil des elektrischen Widerstandsverhältnisses $r_i\ (T) = aT^2 + bT^5$ für reinstes einkristallines Molybdän (Summe der substitutionellen und interstitiell gelösten Verunreinigungen $\leqq 2$ atppm, daraus resultierendes reziprokes Restwiderstandsverhältnis $\frac{\varrho(293\,K)}{\varrho(T \to 0\,K)} \approx 250000$)

gestellt ist der temperaturabhängige Teil des Widerstandsverhältnisses, dividiert durch T^2, über einer T^3-Achse für den Temperaturbereich $T \leqq 30$ K. Die Gerade zeigt, daß der ideale elektrische Widerstand für das Übergangsmetall Molybdän aus einem T^5-Anteil und einem T^2-Anteil besteht: $\varrho_i(T) = AT^2 + BT^5$. Es ist zu erwarten, daß mit der zunehmenden Perfektion der Reinstdarstellung von Metalleinkristallen das T^5-Gesetz im Tieftemperaturbereich an weiteren Metallen bestätigt wird. Wird Beziehung (1) durch den entsprechenden Ausdruck für $T = \theta$ dividiert, so erhält man $\frac{\varrho(T)}{\varrho(\theta)} = I_5^{-1}(1)\left(\frac{T}{\theta}\right)^5 I_5\left(\frac{\theta}{T}\right)$, und man erkennt, daß der auf der linken Seite stehende reduzierte Widerstand im ganzen Temperaturgebiet eine universelle Funktion von T/θ ist. Abb. 2 zeigt



2 Reduzierte Darstellung der T-Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes einiger Metalle (nach Grüneisen)

die experimentelle Bestätigung für einige Metalle.

Schließlich erhält man durch Division von Beziehung (1) für eine tiefe und eine hohe Temperatur $\frac{\varrho(T_1)}{\varrho(T_2)} = 497{,}7\,\frac{T_1^5}{T_2\theta^4}$, $T_1 \ll \theta < T_2$, woraus die Debye-Temperatur θ mittels zweier elektrischer Widerstandsmessungen bestimmt werden kann. Wird für $\varrho(T_1)$ der entsprechende T^5-abhängige Widerstandsterm verwendet, erhält man für viele Metalle eine befriedigende Übereinstimmung mit den entsprechenden θ-Werten aus Messungen der spezifischen Wärmekapazität.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (Leipzig 1966).

Bloch-Nordsieck-Methode, → Ultrarotkatastrophe.

Blochsche Gleichungen, ein von F. Bloch 1946 angegebenes Gleichungssystem, das eine theoretische Beschreibung des → paramagnetischen Resonanzeffekts in der → magnetischen Kernresonanz und in der → paramagnetischen Elektronenresonanz liefert. Sie gelten für Flüssigkeiten, für Festkörper jedoch nur eingeschränkt. Die B.n G. stellen Bewegungsgleichungen für die gesamte Kern- bzw. Elektronenmagnetisierung $\vec{M}$ der Probe unter dem Einfluß äußerer Magnetfelder dar und lauten in Vektorschreibweise $\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\vec{M} \times \vec{H}_a - \vec{e}_x\frac{M_x}{T_2^*} - \vec{e}_y\frac{M_y}{T_2^*} - \vec{e}_z\frac{M_z - M_0}{T_1}$. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Bewegung der Magnetisierung $\vec{M}$ im magnetischen Feld $\vec{H}_a$. γ ist das gyromagnetische Verhältnis der Atomkerne bzw. Elektronen. Da diese Teilchen miteinander und mit ihrer molekularen Umgebung in Wechselwirkung stehen, strebt die zu einem Zeitpunkt in der Probe herrschende Magnetisierung einem Gleichgewichtswert zu. Dieser Prozeß der *paramagnetischen Relaxation* wird durch die drei letzten Summanden auf der rechten Seite berücksichtigt. $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$ sind Einheitsvektoren in x-, y- und z-Richtung.

$\vec{H}_a$ besteht bei magnetischen Resonanzexperimenten aus zwei Anteilen, einem starken konstanten Magnetfeld H in z-Richtung und einem senkrecht dazu in x-Richtung angelegten hochfrequenten magnetischen Feld $2H_1 \cos \omega t$ mit kleiner Amplitude und der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$: $\vec{H}_a = \vec{e}_x \cdot 2H_1 \cos \omega t + \vec{e}_z H$, $H_1 \ll H$.

Infolge des starken Magnetfeldes H in z-Richtung strebt die z-Komponente der Magnetisierung ihrem Gleichgewichtswert $M_0 = \chi_0 H$ mit einer Zeitkonstanten T_1, der *longitudinalen* oder *Spin-Gitter-Relaxationszeit* zu. $\chi_0 = N\mu^2/3kT$ ist die statische magnetische Suszeptibilität, dabei ist N die Zahl der Kerne bzw. unpaarigen Elektronen je cm³, μ ist ihr magnetisches Moment, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Die transversalen Komponenten M_x, M_y der Magnetisierung nähern sich mit einer Zeitkonstanten T_2^*, der *transversalen Relaxationszeit*, ihrem Gleichgewichtswert Null (zweiter und dritter Term auf der rechten Seite). T_2^* wird durch Spin-Spin-, Spin-Gitter-Wechselwirkungen und Inhomogenitäten des äußeren Magnetfeldes H bestimmt.

Als stationäre Lösung der B.n G. erhält man im Falle, daß die Resonanzlinie genügend langsam abgetastet wird, folgende Ausdrücke für die Komponenten $\tilde{M}_x$, $\tilde{M}_y$ und $\tilde{M}_z$ der Magnetisierung in einem mit der Kreisfrequenz ω bezüglich des Laborsystems rotierenden Koordinatensystem:

$$\tilde{M}_x = \frac{\gamma H_1 T_2^{*2}(\omega - \omega_0)}{1 + T_2^{*2}(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*} M_0,$$

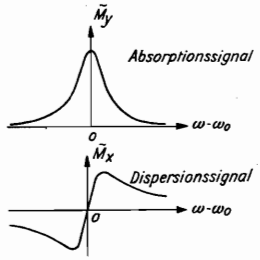
$$\tilde{M}_y = \frac{\gamma H_1 T_2^*}{1 + T_2^{*2}(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*} M_0,$$

$$\tilde{M}_z = \frac{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^{*2}}{1 + T_2^{*2}(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*} M_0.$$

Dabei ist $\omega_0 = \gamma H$. Es ergibt sich somit eine rotierende Magnetisierung, deren Komponenten M_x, M_y und M_z im Laborsystem sich unter Verwendung der Beziehungen $M_x = \tilde{M}_x \cos \omega t - \tilde{M}_y \sin \omega t$; $M_y = \tilde{M}_x \sin \omega t + \tilde{M}_y \cos \omega t$ und $M_z = \tilde{M}_z$ berechnen lassen.

Die Komponente M_x ruft im Hochfrequenzschwingkreis des Nachweissystems eine Verstimmung hervor (*Dispersionssignal*), während

die Komponente M_y eine Güteänderung verursacht (*Absorptionssignal*). Bei Resonanz, d. h. bei $\omega = \omega_0$, ist das Absorptionssignal maximal und das Dispersionssignal gleich Null (Abb.).



Stationäre Lösung der Blochschen Gleichungen

Für die Halbwertsbreite $\omega_{1/2} - \omega_0 = \Delta\omega_{1/2}$ des Absorptionssignals erhält man $\Delta\omega_{1/2} = (1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*)/T_2^*$. Sie wird bestimmt durch die transversale Relaxationszeit T_2^* und den Sättigungsfaktor $s = \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2^*$. Bei sehr großen Werten der Hochfrequenzamplitude H_1 verringern sich, wie aus den obigen Beziehungen zu ersehen ist, die Komponenten der Magnetisierung und verschwinden schließlich. Diesen Effekt bezeichnet man als *Sättigung*.

Lit. Lösche: Kerninduktion (Berlin 1957).

Blochsches Theorem. Die Eigenfunktionen ψ eines Elektrons in einem gitterperiodischen Potential $V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{R})$ kann man in der Form $\psi_{kv}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{kv}(\vec{r})$ schreiben, wobei $u_{kv}(\vec{r}) = u_{kv}(\vec{r} + \vec{R})$ eine gitterperiodische Funktion, der Bloch-Faktor, ist. Sie heißen → Bloch-Funktionen. Dabei ist $\vec{r}$ der Ortsvektor, $\vec{R}$ ein Gittertranslationsvektor und $\vec{k}$ der reduzierte Ausbreitungsvektor.

Bloch-Summe, *LCAO* (*engl. linear combination of atomic orbitals*), die Linearkombination atomarer Wellenfunktionen φ_{nlm}, die an den Gitterpunkten $\vec{R}$ lokalisiert sind: $\psi_{knlm} = \sum_{\vec{R}} e^{i\vec{k}\vec{R}} \varphi_{nlm}(\vec{r} - \vec{R})$. Die B.n haben die Eigenschaft einer → Bloch-Funktion. Sie sind nur dann orthogonal zueinander, wenn die atomaren Wellenfunktionen benachbarter Zellen sich nicht überlappen. Sie bilden geeignete Bloch-Funktionen für die Rumpfbänder. Die B. dient unter anderem zur Berechnung der → Bandstruktur mittels der LCAO-Methode.

Bloch-Wand, von E. Bloch 1932 untersuchte Grenzschicht zwischen den Weißschen Bezirken. Ihre Dicke beträgt etwa 100 bis 10000 Atomabstände, je nach dem Verhältnis von Austausch- zu Anisotropieenergie. In der B.-W. dreht sich die Magnetisierung kontinuierlich aus der Richtung in dem einen Weißschen Bezirk in die eines anderen, und zwar so, daß die Drehung in der Wandebene erfolgt. Nach Größe der Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen benachbarter Bezirke werden in kubischen Kristallen mit positiver Kristallanisotropie (z. B. Eisen) 90°- und 180°-Wände, bei negativer Kristallanisotropie (z. B. Nickel) 70,5°-, 109,5°- und 180°-Wände unterschieden. Von der Beweglichkeit der Bloch-Wände hängt maßgebend die Form der Magnetisierungskurve ab. Sowohl die Beweglichkeit der B.-W. als auch die Bereichsstruktur hängen entscheidend von der Wandenergie ab. Diese ist bis auf einen vom Wand- und Anisotropietyp abhängigen Zahlenfaktor durch $\sqrt{AK}$ gegeben. Dabei ist A die Austauschkonstante, K die Konstante der vorherrschenden Anisotropie. Außer durch Bloch-Wände können die Weißschen Bezirke durch eine Néel-Wand voneinander getrennt sein.

Blockschaltbild, → Netzplan.

B-Meson, *B-Mesonenresonanz,* → Elementarteilchen, Tab. B.

BMP-Theorie, → axiomatische Quantentheorie.

board-foot, Tabelle 2, Volumen.

Bodendruck, → hydrostatisches Paradoxon.

Bodenkörperregel, die Tatsache, daß bei kolloiden Niederschlägen die Löslichkeit nicht unabhängig von der Menge des Bodenkörpers ist. Meist zeigt sich ein Maximum bei mittlerer Bodenkörpermenge, da dann die Menge des ionischen Peptisators zur → Peptisation ausreicht, was bei größeren Bodenkörpermengen nicht der Fall ist, während die gleiche Peptisatormenge bei kleinen Bodenkörpermengen nicht peptisierend, sondern koagulierend wirkt.

Bodenunruhe, → mikroseismische Bodenunruhe.

Bodenwelle, → Wellenausbreitung.

Bodenwind, → Wind.

Bode-Titiussche Reihe, svw. Titius-Bodesche Reihe.

Body Counter, → Ganzkörperzähler.

Böe, einzelner Windstoß, d. h. kurzzeitige positive Abweichung der Windgeschwindigkeit von ihrem Mittelwert über ein vorgegebenes Zeitintervall. Schwankt die Windgeschwindigkeit um mehr als 8 m/s, spricht man von böigem → Wind. B.n treten besonders bei Einbruch einer Kaltfront durch Herabstürzen von Kaltluft auf. Vor der damit meist verbundenen vorrückenden Schauer- oder Gewitterwolke (Cumulonimbus) zeigt sich häufig eine riesige Umlagerungswalze (*Böenwalze*), nach deren Durchgang der Schauer oder der Gewitterguß einsetzt.

Bogenentladung, stromstarke elektrische Gasentladung, bei der die Elektronennachlieferung aus der Katode der Entladungsstrecke auf thermischem Wege erfolgt. Gewöhnlich brennt eine B. bei höheren Drücken mit relativ hohen Stromdichten, die die Katode stark erhitzen. Diese B.en sind selbständige Gasentladungen mit fallender Charakteristik. Wegen des hohen Druckes ist der Katodenfallraum meist auf eine sehr dünne Schicht in unmittelbarer Nähe der Katode beschränkt und gewöhnlich nur schwer feststellbar. Die in ihm beschleunigten Elektronen können kaum durch direkte Stöße ionisieren, da wegen der mit dem hohen Druck verbundenen großen Stoßhäufigkeit zwischen zwei Stößen meist weniger Energie aus dem elektrischen Feld aufgenommen wird, als zur Ionisierung erforderlich ist. Statt dessen heizen die im Katodenfallraum beschleunigten Elektronen durch elastische Stöße das Gas der *Bogensäule* sehr stark auf. Im Gerdien-Bogen, der zwischen Wolframelektroden brennt, sind Plasmatemperaturen von $5 \cdot 10^4$ bis $8 \cdot 10^4$ K über längere Zeiträume aufrecht erhalten worden. Die zerstörende Wirkung dieser B. auf gegebenenfalls vorhandene Gefäßwände wird durch einen Wasserwirbel verhindert, der

zugleich die B. auf einen geringen Durchmesser einschnürt und damit zur angegebenen Temperatursteigerung beiträgt.

In der Bogensäule jeder B. steigt das Potential nur schwach an. Wegen des hohen Drucks ist der Energieaustausch in ihr zwischen Elektronen und schweren Teilchen sehr intensiv. Es bildet sich durch thermische Ionisation ein *Bogenplasma* aus, das quasineutral und isothermisch ist und durch häufige Anregungsprozesse eine große Leuchtdichte hat. Wegen seiner hohen Leitfähigkeit ist der Spannungsbedarf für diese B.en größenordnungsmäßig nur der zehnte Teil des Bedarfs einer vergleichbaren Glimmentladung; wegen des thermodynamischen Gleichgewichts herrscht in der Bogensäule eine einheitliche Plasmatemperatur. die natürlich von Ort zu Ort verschieden, im Bogenkern am höchsten, in der Bogenhülle am tiefsten ist. Je nachdem, ob eine B. durch Elektroden- oder Wandeinflüsse bestimmt ist oder gar frei brennt und somit dem atmosphärischen Auftrieb unterworfen ist, spricht man von *elektroden-*, *wand-* oder *konvektionsstabilisierten B.en* (→ Gasentladung).

Auch bei vergleichsweise niedrigen Drücken sind stromstarke B.en möglich. Allerdings ist zu ihrer Aufrechterhaltung meist Fremdionisation (→ Dunkelentladung) erforderlich, in der *Glühkatodenentladung* z. B. emittiert die Katode durch künstliche Heizung Elektronen. Solche *Niederdruckbogenentladungen* brennen dann als unselbständige Entladungen und werden wegen der geringen Brennspannung häufig als *Niedervoltbogen* bezeichnet. → Hochstrombogen, → Hochvakuumbogen, → Knallfunke, → Kurzschlußbogen, → Unterwasserfunke, → Lichtbogen.

Bogenlampe, → Lichtbogen.

Bogenlänge, → Raumkurve.

Bogenmaß, → Winkelmaße.

Bogenplasma, → Bogenentladung.

Bogensäule, → Bogenentladung.

Bogenspektrum, früher oft verwandte Bezeichnung für das Linien- bzw. Bandenspektrum von neutralen Atomen (→ Atomspektren) oder Molekülen (→ Molekülspektren). Diese Neutralteilchenspektren werden mit großer Intensität bevorzugt in stromstarken Bogenentladungen angeregt.

Bogoljubow-Transformation, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Bohrlochkristall, spezielle Form eines NaJ(Tl)-Szintillatorkristalls, die γ-Strahlung eines Präparates mit gutem Nutzeffekt zu messen gestattet. Das Präparat wird dabei in ein in den Kristall eingebohrtes zylindrisches Loch eingesenkt. Ein Becher aus Aluminium oder organischem Glas absorbiert Teilchenstrahlung. Die Anordnung ermöglicht durch die Messung der Aktivität die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Kernreaktionen, bei denen Radionuklide entstehen.

Bohrreibung, → Reibung.

Bohrsche Bahnen, → Atommodell.

Bohrsche Frequenzbedingung, → Atommodell, → Atomspektren.

Bohrsche Postulate, → Atommodell.

Bohrscher Wasserstoffradius, → Atommodell, → Atomkonstanten.

Bohrsches Auswahlprinzip, svw. Korrespondenzprinzip.

Bohrsches Korrespondenzprinzip, svw. Korrespondenzprinzip.

Bohrsches Magneton, μ_B, das magnetische Moment eines Elektrons, dessen Bahndrehimpuls durch die Quantenzahl $l = 1$ charakterisiert ist. Es gilt im MKSA-System $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0} = (9{,}2727 \pm 4) \cdot 10^{-24}\,\mathrm{Am^2}$, dabei bedeuten e die Elektronenladung, $\hbar$ die Plancksche Konstante, m_0 die Ruhmasse des Elektrons. Infolge seines Spins hat das Elektron auch einen Eigendrehimpuls $\hbar/2$, dem ebenfalls ein Moment von $1\mu_B$ entspricht, genauer: $(1 + \alpha/2\pi)\,\mu_B$. Hierbei ist $\alpha = 1/137$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

Bohr-Sommerfeld-Quantisierung, die auf Grund des Korrespondenzprinzips von N. Bohr erschlossene und von A. Sommerfeld verallgemeinerte Methode der Quantisierung, wonach die Phasenintegrale $J_i (i = 1, \cdots, f,$ wobei f = Anzahl der Freiheitsgrade des Systems) ganzzahlige Vielfache von h, genauer $J_i = \oint p_i\,\mathrm{d}q_i = h(n + \alpha_i)$ sein sollen (h Planckssches Wirkungsquantum, α_i unbestimmte Konstanten). Die B.-S.-Q., die der älteren Quantentheorie zugrunde lag, folgt auch aus der WKB-Näherung der strengen Quantentheorie; sie wird heute nur in seltenen, gewöhnlich historisch begründeten Fällen benutzt, da sie im allgemeinen zu falschen Resultaten führt.

Bohr-Sommerfeldsches Atommodell, → Atommodell.

Böigkeit, → Wind.

Bolometer, 1) ein Widerstandsthermometer für Strahlungsmessungen. Beim B. wird die Widerstandsänderung von Halbleitern (Heißleitern) oder von mit Platinmohr elektrolytisch geschwärzten, dünnen Platindrähten oder Platinblechen (bis 0,5 μm Dicke) bei Strahlungserwärmung in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung gemessen. Höhere Empfindlichkeit wird durch Messung im Vakuum erzielt. *Spektralbolometer* sind besonders konstruierte B. zur Energiemessung in Spektren, besonders im roten und ultraroten Spektralbereich. Eine gegenüber den gewöhnlichen B.n um ein bis zwei Größenordnungen gesteigerte Empfindlichkeit weist das *supraleitende B.* auf, das die starke Änderung des elektrischen Widerstands mit der Temperatur an der → Übergangskurve eines Supraleiters ausnutzt.

2) eine Brückenschaltung zur Messung sehr kleiner Wechselströme ab 10^{-5} A. Die Meßschaltung ist die gleiche wie beim Widerstandsthermometer. Der Platindraht im Brückenkreis wird von der Meßgröße durchflossen und erwärmt. Die Widerstandsänderung ist ein Maß für die Größe des Stroms.

bolometrische Helligkeit, → Helligkeit.

Boltzmann-Faktor, Zahlenfaktor $\exp(-E/kT)$, wobei E die Energie, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur ist. Der B.-F. ist charakteristisch für die Formeln der Gleichgewichtsstatistik, er tritt z. B. auf

Boltzmann-Gleichung

im Ausdruck für die Zustandsumme, in den Formeln für die allgemeinen Verteilungsfunktionen der Gibbs-Statistik, in der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung (→ Verteilungsfunktion) – dabei ist E speziell gleich der kinetischen Energie $mv^2/2$ der Gasmoleküle – und in der barometrischen Höhenformel – dabei ist E gleich der potentiellen Energie mgh der Luftmoleküle im Schwerefeld der Erde. Bei Systemen mit diskreten Energieniveaus E_i ist der B.-F. $\exp(-E_i/kT)$ proportional der Besetzungswahrscheinlichkeit des i-ten Energieniveaus, d. h. dem Verhältnis aus mittlerer Besetzungszahl des i-ten Energieniveaus zur Gesamtteilchenzahl.

Boltzmann-Gleichung, *Boltzmannsche Stoßgleichung*, kinetische Gleichung, in der die Wechselwirkung der Moleküle untereinander in Form von Zweierstößen, d. h. Stößen, an denen jeweils zwei Teilchen beteiligt sind, erfaßt wird. Die B.-G. eignet sich insbesondere zur Beschreibung des Verhaltens verdünnter Gase. Für ein homogenes Gas lautet sie $\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{K}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \iint (f' f_1' - f f_1)\, \sigma(|\vec{v} - \vec{v}'|, \vartheta)\, |\vec{v} - \vec{v}_1|\, \mathrm{d}\Omega\, \mathrm{d}\vec{v}_1$. Dabei ist $f = f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die Einteilchen-Verteilungsfunktion, deren Bestimmungsgleichung die B.-G. ist, in Abhängigkeit von der Zeit t, dem Ort $\vec{r}$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ (→ Verteilungsfunktion). $\vec{K}$ ist die von außen auf die Gasmoleküle ausgeübte Kraft und m die Masse eines Moleküls. Im *Stoßintegral*, das auf der rechten Seite der B.-G. steht, wird über alle physikalisch möglichen Geschwindigkeiten $\vec{v}_1$ des Stoßpartners integriert, zur Abkürzung wurde f_1 für $f(t, \vec{r}, \vec{v}_1)$ geschrieben. Des weiteren gilt $f' = f(t, \vec{r}, \vec{v}')$ und $f_1' = f(t, \vec{r}, \vec{v}_1')$, wobei $\vec{v}'$ und $\vec{v}_1'$ die Geschwindigkeiten des betrachteten Moleküls bzw. des Stoßpartners nach dem Stoß sind, die sich beim elastischen Stoß zweier als punktförmig angenommener Moleküle gemäß Impuls- und Energiesatz aus den entsprechenden Geschwindigkeiten vor dem Stoß $\vec{v}$ und $\vec{v}_1$ bestimmen. Allerdings sind $\vec{v}'$ und $\vec{v}_1'$ durch Impuls- und Energiesatz nicht vollständig bestimmt, es bleiben vielmehr noch zwei Größen, der Ablenkwinkel ϑ und der Azimutwinkel φ unbestimmt. Die zweite Integration im Stoßintegral $\mathrm{d}\Omega = \sin\vartheta\, \mathrm{d}\vartheta\, \mathrm{d}\varphi$ läuft gerade über diese Winkel. $\sigma(|\vec{v} - \vec{v}'|, \vartheta)$ ist der Streuquerschnitt, der sowohl vom Ablenkwinkel ϑ als auch vom Betrag der Relativgeschwindigkeit der beiden Stoßpartner abhängt. Anstelle des Ablenkwinkels wird oft der Stoßparameter b neben dem Azimutwinkel zur Beschreibung des Stoßes verwendet. Dann schreibt man anstelle von $\sigma\, \mathrm{d}\Omega$ im Stoßintegral $b\, \mathrm{d}b\, \mathrm{d}\varphi$.

Das Stoßintegral stellt die wesentliche Erweiterung der B.-G. gegenüber der → Liouville-Gleichung im μ-Raum (→ Phasenraum) dar, in der eine Wechselwirkung der Moleküle untereinander nicht berücksichtigt ist. Ein Gasgemisch, das aus mehreren Komponenten besteht, wird durch ein Gleichungssystem von mehreren B.-G.en für die Verteilungsfunktionen der einzelnen Komponenten beschrieben, wobei die Gleichungen durch die Stoßintegrale miteinander verkoppelt sind. Bei der Herleitung der B.-G. ist Voraussetzung 1) das Dominieren der Zweierstöße, d. h., daß Stöße mit mehr als zwei Partnern kaum vorkommen, und 2) die *Unordnungsannahme* oder *Annahme vom molekularen Chaos*, die besagt, daß die lokale Ordnung der Moleküle, die sich infolge eines Stoßes ausbildet, vor dem nächsten Stoß wieder völlig verwischt ist, so daß zufällig vorhandene Regelmäßigkeiten schnell verschwinden. Ihre mathematische Formulierung, der *Stoßzahlansatz von Boltzmann*, lautet $f_2(t, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{v}_1, \vec{v}_2) = f_1(t, \vec{r}_1, \vec{v}_1) f_1(t, \vec{r}_2, \vec{v}_2)$. Die Zweiteilchen-Verteilungsfunktion f_2 wird also als Produkt zweier Einteilchen-Verteilungsfunktionen f_1 angesetzt, bzw. die Wechselwirkung der Moleküle wird vernachlässigt. Die Unordnungsannahme ist entscheidend für den irreversiblen Charakter der B.-G. Eine ähnliche statistische Annahme ist auch in der strengen Herleitung der B.-G. aus der Liouville-Gleichung im Γ-Raum auf dem Wege über die BBGKY-Hierarchie enthalten.

Die B.-G. ist die grundlegende Gleichung der höheren kinetischen Gastheorie. Sie gestattet die Berechnung der Verteilungsfunktion der Gasmoleküle während des Ablaufs irreversibler Prozesse und somit eine Berechnung von *Transportkoeffizienten*, z. B. des Koeffizienten der inneren Reibung, der Wärmeleitfähigkeit und elektrischen Leitfähigkeit sowie des Diffusions- und Thermodiffusionskoeffizienten im Falle von Gasgemischen, also von Größen, die irreversible Prozesse quantitativ beschreiben und in phänomenologischen Theorien, z. B. in Elektrodynamik und Thermodynamik, als gegeben betrachtet werden. Bei Anwesenheit von Magnetfeldern sind die Transportprozesse, z. B. elektrische Leitung, richtungsabhängig, und an die Stelle der Transportkoeffizienten treten die entsprechenden Tensoren. Aus der B.-G. lassen sich insbesondere die Grundgesetze der Hydrodynamik herleiten. Dazu geht man von der *allgemeinen Transportgleichung* aus, die man aus der B.-G. durch Multiplikation mit einer beliebig geschwindigkeitsabhängigen Größe A und anschließender Integration über alle Geschwindigkeiten erhält:

$$\frac{\partial n\bar{A}}{\partial t} + \frac{\partial n\overline{A\vec{v}}}{\partial \vec{r}} - n\frac{\partial \overline{A\vec{K}/m}}{\partial \vec{v}} = n\left(\frac{\partial \bar{A}}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}}.$$

Der Querstrich kennzeichnet hierbei eine Mittelung über alle Geschwindigkeiten $\bar{A} = (1/n) \int A f\, \mathrm{d}\vec{v}$. n ist dabei die Teilchenzahldichte, es gilt $n = \int f\, \mathrm{d}^3v$. Ist A speziell eine Potenz der Geschwindigkeit bzw. eine ihrer Komponenten, so wird die Größe $\bar{A}$ als *Moment* bezeichnet. Auf der rechten Seite der allgemeinen Transportgleichung steht das mit A multiplizierte Stoßintegral, zusätzlich integriert über $\mathrm{d}^3v = \mathrm{d}v_x\, \mathrm{d}v_y\, \mathrm{d}v_z$, d. h., es wird eine Volumenintegration im Geschwindigkeitsraum ausgeführt. Man kann durch Umformung von $\int A \cdot$ „Stoßintegral“ d^3v leicht zeigen, daß es für die 5 linear unabhängigen Größen, die *Stoßinvarianten*, $A = 1$, $A = v_x$, $A = v_y$, $A = v_z$ und $A = v^2$ verschwindet, wobei v_x, v_y und v_z die drei Komponenten der Geschwindigkeit sind, während v deren Betrag ist. Das Verschwinden ist eine unmittelbare Folge der Erhaltungssätze für die Teilchenzahl, den Impuls und die Energie beim einzelnen Stoß.

Setzt man speziell für A nacheinander irgendeine Potenz der Geschwindigkeitskomponenten oder des Betrages der Geschwindigkeit ein, so liefert die allgemeine Transportgleichung der Reihe nach die *Momentengleichungen*. Für $A = 1$ ergibt sich die *Kontinuitätsgleichung* $\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n\vec{v}}{\partial \vec{r}} = 0$ oder nach Multiplikation mit der Molekülmasse $\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho \vec{v}}{\partial \vec{r}} = 0$, wobei ϱ die Massendichte ist. Setzt man $A = \vec{v}$, d. h., daß die drei Stoßinvarianten v_x, v_y und v_z zum Vektor $\vec{v}$ zusammengefaßt werden, so erhält man die *Eulersche Gleichung der Hydrodynamik*. $A = v^2$ liefert den *Energiesatz der Hydrodynamik*. Im lokalen Gleichgewicht hat die Verteilungsfunktion die Gestalt $f(t, \vec{r}, \vec{v}) = f^0(t, \vec{r}, \vec{v}) \times$

$$\times n(\vec{r}, t)[m/2\,\pi k T(\vec{r}, t)]^{3/2} \exp\left\{-\frac{m[\vec{v} - \vec{\delta}(\vec{r}, t)]^2}{2kT(\vec{r}, t)}\right\}.$$

Für die *lokale Maxwell-Verteilung* mit den zeit- und ortsabhängigen Parametern lokale Teilchenzahldichte $n(\vec{r}, t)$, lokale Strömungsgeschwindigkeit $\vec{\delta}(\vec{r}, t)$ und lokale Temperatur $T(\vec{r}, t)$, die sich aus den Grundgleichungen der Hydrodynamik bestimmen, verschwindet das Stoßintegral und demgemäß auch die linke Seite der B.-G., d. h., im lokalen Gleichgewicht sind die Grundgleichungen der Hydrodynamik streng richtig. Bei den meisten Anwendungen treten geringe Abweichungen vom lokalen Gleichgewicht auf. Für die Verteilungsfunktion kann man dann die Relation $f(t, \vec{r}, \vec{v}) = f^0(t, \vec{r}, \vec{v}) \times (1 + \Phi(t, \vec{r}, \vec{v}))$ mit der Bedingung $|\Phi| \ll 1$ ansetzen, wobei f^0 eine lokale Maxwell-Verteilung ist. Auf diesem Ansatz beruhen die bekanntesten Methoden der Lösung der B.-G.: 1) die von Maxwell angegebene Lösung für Maxwellsche Moleküle (→ Molekülmodelle der Gastheorie); 2) die Enskogsche Lösung (1917), die mit sukzessiven Näherungen bei der Berechnung von Φ verbunden ist. Sie liefert in erster Näherung die Navier-Stokes-Gleichung anstelle der Eulerschen Gleichung der Hydrodynamik, die sich im lokalen Gleichgewicht ergibt. Die Enskogsche Theorie konnte auch den Thermodiffusionseffekt vorhersagen, der später experimentell bestätigt wurde. Auf einer Reihenentwicklung nach Ableitungen der lokalen Maxwellverteilung f^0 beruht die *Gradsche Lösung*. Hierfür lautet der Ansatz $f(t, \vec{r}, \vec{v})$

$$= \left(1 + \vec{A}_1(t, \vec{r}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} + \vec{A}_2(t, \vec{r}) : \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}\,\partial \vec{v}} + \cdots\right) \times$$

$\times f^0(t, \vec{r}, \vec{v})$, wodurch die Lösung der B.-G. auf die Lösung sämtlicher Momentengleichungen zurückgeführt wird. Grad betrachtet 13 *Momente*: die lokale Teilchenzahldichte, 3 Komponenten der lokalen Strömungsgeschwindigkeit, 6 linear unabhängige Komponenten des Drucktensors und 3 Komponenten der Wärmestromdichte. Diese *Gradsche Momentenmethode* liefert z. B. wieder die Navier-Stokes-Gleichung.

Die B.-G. wird angewandt 1) hauptsächlich bei verdünnten Gasen. Die Berechnungen von Transportkoeffizienten aus der B.-G. auf der Basis genauer → Molekülmodelle, der Gastheorie, z. B. Molekülmodell von Lennard-Jones, und ihr Vergleich mit experimentell ermittelten Werten gestatten auch Angaben über die tatsächliche Gestalt der molekularen Anziehungs- und Abstoßungskräfte.

2) für die Elektronen in Metallen und Halbleitern. Insbesondere konnte hierbei das Ohmsche Gesetz durch Berechnung der Beweglichkeit der Elektronen statistisch begründet und bei Metallen das Wiedemann-Franzsche Gesetz über die Proportionalität von elektrischer und Wärmeleitfähigkeit weitgehend bestätigt werden. Für das entartete Elektronengas der Metallelektronen liefert die Fermi-Dirac-Verteilung (→ Fermi-Dirac-Statistik) die Gleichgewichtsverteilung der Elektronen, während für Elektronen bzw. Defektelektronen in Halbleitern im allgemeinen die klassische Maxwell-Boltzmann-Verteilung als Näherung ausreicht. Die Bandstruktur in Kristallen bewirkt, daß an Stelle der Massen und Geschwindigkeiten freier Teilchen die effektiven Massen und Wellenvektoren der Ladungsträger auftreten. Zu den Stößen der Teilchen — im vorliegenden Fall der geladenen Partikeln — untereinander, kommen noch die Stoßterme für die Wechselwirkung mit der Umgebung hinzu. Dabei sind die Streuungen an Phononen der akustischen und optischen Zweige des Gitters und bei tieferen Temperaturen (in Abhängigkeit vom Kristallmaterial und seiner Dotierung) an ionisierten und neutralen Störstellen zu berücksichtigen. Oft kann man voraussetzen, daß der Einfluß der Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und den Phononen deren Verteilung gegenüber der Gleichgewichtsverteilung nicht wesentlich verändert. Bei starker Phononenemission durch heiße Ladungsträger kann die Abweichung der Phononen vom Gleichgewicht stark sein. Dann sind gekoppelte Gleichungen für die Verteilungsfunktionen der Ladungsträger und der Phononen zu lösen.

Der Stoßterm für Elektronen an Phononen bzw. Störstellen wird aus der Übergangswahrscheinlichkeit $W(\vec{k}, \vec{k}')$ zwischen zwei Zuständen, die durch Wellenvektoren $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ gekennzeichnet sind, und den Verteilungsfunktionen für Anfangs- und Endzustand berechnet. Dabei wird für die freien Endzustände vorausgesetzt, daß ihre Zahl nach dem Pauli-Prinzip gleich der Differenz von Gesamtzahl der Zustände und Zahl der besetzten Zustände ist. Es wird über alle Zustände, aus denen ein Übergang zu dem betrachteten Endzustand führt oder in die das Teilchen aus dem betrachteten Anfangszustand gelangen kann, summiert bzw. integriert. Im Halbleiter ist für Ladungsträgerdichten unterhalb der Entartungskonzentration die Zahl der freien Zustände groß, so daß dann bei Wechselwirkung mit dem Gitter oder mit Störstellen die Verteilungsfunktion für den Endzustand unter dem Integral gegenüber 1 vernachlässigbar ist (Linearisierung). Die Übergangswahrscheinlichkeiten $W(\vec{k}, \vec{k}')$ für die Streuung von Ladungsträgern am Gitter bzw. an Störstellen sind für verschiedene Modellpotentiale näherungsweise berechnet worden. Die Ausführung der Integration im Stoßterm ist für die meisten real vorliegenden Fälle wegen der Bandstrukturen nicht möglich. Bei der *Elektron-Elektron-Streuung* hängt der Stoßterm vom Produkt der Verteilungsfunktionen beider Stoßpartner ab, und die B.-G. ist damit nicht mehr linear.

3) in der Neutronentransporttheorie, hauptsächlich bei Reaktorberechnungen in der Kerntechnik;

4) in der kinetischen Theorie von Plasmen, obwohl die Voraussetzung der Zweierwechselwirkung hier nicht mehr zutreffend ist. Landau, der für die Wechselwirkung geladener Teilchen den Rutherfordschen Streuquerschnitt verwandte, konnte aus der B.-G. eine spezielle Form der Fokker-Planck-Gleichung, die Landau-Gleichung, gewinnen.

5) auf lineare Viskosität → Flüssigkeit mit Gedächtnis.

Geschichtliches. Die B.-G. wurde als erste kinetische Gleichung 1872 von Boltzmann hergeleitet, der aus ihr das H-Theorem und die allgemeine Transportgleichung entwickelte. Als Grundgleichung der höheren kinetischen Gastheorie spielte die B.-G. eine beträchtliche Rolle in der Entwicklung der theoretischen Physik und trug insbesondere dazu bei, die Vorstellung vom molekularen und atomaren Aufbau der Materie durchzusetzen.

Lit. Landau u. Lifschitz: Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 9. Physikalische Kinetik; Sommerfeld: Thermodynamik und Statistik (2. Aufl. Leipzig 1962).

Boltzmannsche Konstante, grundlegende Konstante k der statistischen Thermodynamik zur Umrechnung von absoluten Temperaturen auf Energien. Z. B. gibt $kT/2$ in der klassischen statistischen Mechanik die mittlere Energie je Freiheitsgrad an. Allgemein ist die Wahrscheinlichkeit, einen mechanischen Zustand (Quantenzustand) der Energie E im thermodynamischen Gleichgewicht verwirklicht zu finden, proportional zu $\exp(-E/kT)$. Der Zahlenwert, der sich aus der Bestimmung der allgemeinen Gaskonstanten R_0 und der Loschmidtschen Konstanten N_L über die Beziehung $R_0 = k \cdot N_L$ ergibt, beträgt $(1{,}38040 \pm 0{,}00007) \cdot 10^{-23}$ J/grd $= 0{,}329 \cdot 10^{-23}$ cal/grd. Wegen dieser Beziehung wird die B. K. in der Theorie der idealen Gase auch als die auf ein Molekül bezogene Gaskonstante gedeutet.

Die B.-K. ist keine fundamentale Naturkonstante wie die Elementarladung, das Plancksche Wirkungsquantum oder die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, sondern stellt vielmehr einen Umrechnungsfaktor zwischen der aus Schmelz- und Siedepunkt des Wassers willkürlich definierten Temperatureinheit Grad und der Energieeinheit erg dar.

Neben ihrer Bedeutung als Umrechnungsfaktor tritt die B. K. auch als Proportionalitätsfaktor in der fundamentalen Definitionsgleichung für die Entropie $S = k \cdot \ln w$ (Boltzmannsches Prinzip) auf, worin w die thermodynamische Wahrscheinlichkeit bedeutet.

Boltzmannsches Prinzip, → Boltzmannsche Konstante.

Boltzmannsches Superpositionsprinzip. Bewirkt in einem visko-elastischen Spannungszyklus die von der Zeit t abhängige Spannung $\sigma_1(t)$ eine Verzerrung $\varepsilon_1(t)$ und entspricht dem Spannungszyklus $\sigma_2(t)$ eine Verzerrung $\varepsilon_2(t)$, dann gilt: $\sigma_1(t) + \sigma_2(t)$ ergibt $\varepsilon_1(t) + \varepsilon_2(t)$. Das Boltzmannsche S. ist die Grundlage der Theorie der → linearen Viskoelastizität. Es gestattet, die zu einem Zeitpunkt t vorliegende Verzerrung in integraler Form linear mit den in der Vergangenheit wirkenden Spannungen zu verknüpfen.

Boltzmannsche Stoßgleichung, svw. Boltzmann-Gleichung.

Boltzmann-Statistik, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Boltzmann-Wlassow-Gleichung, → Plasmastatistik.

Bombe, → Kalorimeter.

Boolesche Algebra, eine Menge, in der die Operationen der Vereinigung und des Durchschnitts erklärt sind und für die die folgenden Axiome gelten:

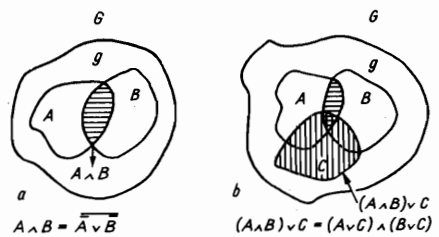
1) *Verbandsaxiome* a) $x \cap x = x$, $x \cup x = x$; b) $x \cap y = y \cap x$, $x \cup y = y \cup x$; c) $(x \cap y) \cap z = x \cap (y \cap z)$, $(x \cup y) \cup z = x \cup (y \cup z)$; d) $x \cup (x \cap y) = x$, $x \cap (x \cup y) = x$.

2) Die B. A. ist ein *distributiver Verband*, d. h., $x \cap (y \cup z) = (x \cap y) \cup (x \cap z)$.

3) Die B. A. ist ein *Verband mit Nullelement O* und *Einselelement e* in dem Sinne, daß für alle Elemente x der B.n A. gilt $O \cap x = O$, $O \cup x = x$ und $e \cap x = e$, $e \cup x = x$.

4) Zu jedem Element x der B. A. existiert ein Komplement $\bar{x}$, so daß gilt $x \cap \bar{x} = O$ und $x \cup \bar{x} = e$.

Angewandt auf Ereignisalgebra, Mengenalgebra oder Schaltfunktionen wird die B. A. auch als *Schaltalgebra* bezeichnet. Sie beinhaltet dann Beziehungen aus der mathematischen Logik, die aus der Disjunktion $A \vee B$ und aus der Negation $\bar{A}$ von A abgeleitet werden auf Grund der Axiome: 1) $A \vee B = B \vee A$, 2) $A \vee (B \vee C) = (A \vee B) \vee C$ und 3) $(A \wedge B) \vee (A \wedge \bar{B}) = A$, wenn die Konjunktion nach der *Morgan-Formel* $A \wedge B = \bar{A} \vee \bar{B}$ auf Disjunktion und Negation zurückgeführt wird. Die Beziehungen lassen sich als Venn-Diagramme veranschaulichen, wenn man die Aussagenvariablen als Mengen deutet, die Konjunktion $\wedge$ als ihren Durchschnitt $\cap$, die Disjunktion $\vee$ als die Vereinigungsmenge $\cup$ und die Negation als Komplement bezüglich einer Grundmenge G (Abb.). Bezeichnet U das



Veranschaulichung der Morganformel und des Distributivgesetzes durch Venn-Diagramme: *a* Morganformel, *b* Distributivgesetz

unmögliche Ereignis und S das sichere Ereignis, so gelten folgende Grundgesetze: 1) $A \wedge \bar{A} = U$, aber $A \vee \bar{A} = S$. 2) $\bar{\bar{A}} = A$. 3) $A = A \wedge A$ und $A = A \vee A$. 4) $A = A \wedge S$ und $A = A \vee U$. 5) Distributives Gesetz $(A \wedge B) \vee C = (A \vee C) \wedge (B \vee C)$ und $(A \vee B) \wedge C = (A \wedge C) \vee (B \wedge C)$. Außerdem gilt die Dualitätseigenschaft, daß sich durch Vertauschen von U mit S und von $\wedge$ mit $\vee$ aus gültigen Gesetzen wieder gültige ergeben. → Ereignisoperation.

Booster, 1) svw. Treibdampfpumpe. 2) → Teilchenbeschleuniger.

Booster-Diode, eine Gleichrichterröhre für hohe

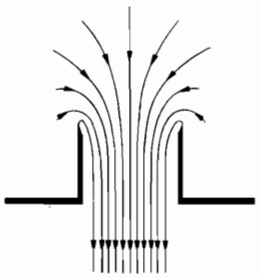
Spannungen, die speziell für die Fernsehtechnik entwickelt wurde. Sie besitzt eine → strahlungsgeheizte Katode, um eine hohe Spannungsfestigkeit zwischen Heizfaden und Katode zu erreichen. Durch besondere Abschirmungen werden Spannungsfestigkeiten zwischen Katode und Anode bis zu etwa 6 kV erreicht.

Bootstrapmodell, → analytische S-Matrix-Theorie.

Bora, heftiger böiger, trockener und im Gegensatz zum Föhn kalter Fallwind. Er tritt z. B. an der Schwarzmeerküste bei Noworossisk und an der dalmatinischen Adriaküste auf.

Borchers-Klassen, → axiomatische Quantentheorie.

Bordamündung, in der Strömungstechnik eine kreisrunde Austrittsöffnung mit einem entgegen der Strömungsrichtung angesetzten Rohrstück. Die Wandstromlinien reißen an der scharfen Eintrittskante der B. ab, der Strahl erfährt eine starke Kontraktion. Die mit dem Impulssatz



Bordamündung

bestimmbare Kontraktionsziffer α, das Verhältnis von Strahlquerschnitt zu Lochquerschnitt, beträgt 0,5. → Strahlkontraktion.

Bore, *Eager*, *Mascaret*, *Pororoca*, *Flutbrandung*, *Sprungwelle*, eine Gezeitenwelle, die in trichterförmig sich verengenden seichten Flußmündungen mauerartig rasch stromaufwärts vordringt. Der Wasserstand steigt am Vorderabhang der Welle nach dem Niedrigwasser sprunghaft an. Eine B. tritt auf im Gangesdelta und in verschiedenen chinesischen Küstenflüssen (hier gelegentlich bis 8 m hoch), im Amazonasgebiet, in der Gironde und Seine (Frankreich) sowie im Severn und Trent (England).

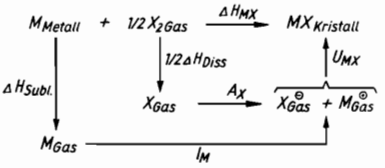
Borkammer, → Ionisationskammer.

Born-Haberscher Kreisprozeß, von M. Born und W. Haber aufgestellter thermodynamischer Kreisprozeß, der die bei der Bildung eines Ionengitters aus den Elementen auftretende Verknüpfung zwischen Ionisierungsenergie, Elektronenaffinität, Verdampfungswärme, Dissoziationswärme und Gitterenergie beschreibt. So ergeben sich z. B. für die Bildung eines Alkalihalogenids MX folgende Reaktionsschritte mit den zugehörigen Enthalpieänderungen ΔH:

$$M_{Metall} \rightarrow M_{Gas} : \Delta H_{Subl.}$$
$$1/2X_{2\,Gas} \rightarrow X_{Gas} : 1/2\Delta H_{Diss.}$$
$$M_{Gas} \rightarrow M^{\oplus}_{Gas} + e^{\ominus} : I_M$$
$$X_{Gas} + e^{\ominus} \rightarrow X^{\ominus}_{Gas} : A_X$$
$$M^{\oplus}_{Gas} + X^{\ominus}_{Gas} \rightarrow MX_{Kristall} : U_{MX}$$

$$M_{Metall} + 1/2X_{2\,Gas} \rightarrow MX_{Kristall} : \Delta H_{MX}.$$

Hierbei bedeuten I_M die Ionisierungsenergie des Alkalimetalls, A_X die Elektronenaffinität des Halogens und U_{MX} die Gitterenergie des Alkalihalogenids. Diese einzelnen Reaktionsschritte lassen sich zum B.-Haberschen K. zusammenfügen:



Die Bedingung, daß die gesamte Enthalpieänderung beim Durchlaufen des Kreisprozesses Null sein muß, führt zu der Gleichung $\Delta H_{MX} = U_{MX} + I_M + \Delta H_{Subl.} + 1/2\Delta H_{Diss.} + A_X$.

Born-Oppenheimer-Näherung, adiabatische Näherung in der Behandlung der Schwingungen von Molekülen und Kristallgitteratomen, bei der wegen des großen Massenverhältnisses von Atomkern- und Elektronenmassen die Elektronenbewegung unabhängig von der Bewegung der Kerne angenommen wird.

Der quantenmechanische Zustand der Elektronen und der Kerne läßt sich dann mit dem Hamilton-Operator der B.-O.-N. $\hat{H}_{BO} = \hat{H}_e + \hat{H}_k$ mit $\hat{H}_e = T_e + \hat{U}_e + \hat{H}_{ek}$ und $\hat{H}_k = T_k + \hat{U}_k + E_e$ bestimmen; hierbei bedeuten T und $\hat{U}$ die Operatoren der kinetischen und potentiellen Energie, $\hat{H}_{ek}$ den Elektron-Kern-Wechselwirkungsoperator und E_e die Elektronenenergie, beide bei festgehaltenen Kernkoordinaten. Die Wellenfunktion des Elektron-Kern-Systems hat dann die Gestalt $\psi_{BO}(x_e, x_k) = \psi_e(x_e, x_k)\,\psi_k(x_k)$, wobei x_e und x_k die Gesamtheit der Elektronen- bzw. Kernkoordinaten darstellen. Die Wellenfunktion der Elektronen hängt — wie auch ihre Energie — von den Kernkoordinaten als Parameter ab. Da eine Änderung der Kernposition mit einer Änderung der Elektronenenergie E_e verbunden ist, erscheint diese als zusätzliche potentielle Energie im Kern-Hamilton-Operator der B.-O.-N. In der klassischen Betrachtungsweise sagt die B.-O.-N. aus, daß die Elektronen in ihrer Bewegung den Kernen annähernd trägheitsfrei „adiabatisch" folgen; das bedeutet in der quantenmechanischen Vorstellung, daß die Kernbewegung zu keinen Änderungen der Quantenzustände der Elektronen führt.

In Festkörpern ist die B.-O.-N. sowohl in der Näherung festgebundener Elektronen als auch in der Näherung fast freier Elektronen wegen der gegenüber den Kernmassen kleinen Elektronenmasse gut erfüllt. Die B.-O.-N. wird auch oft bei valenzchemischen Berechnungen vorausgesetzt.

Bornsche Näherung, erste Näherung einer für Streuprozesse geeigneten Störungstheorie der Schrödinger-Gleichung. Die den asymptotischen Verlauf $\varphi(\vec{r}) \equiv e^{ikr} + f\dfrac{e^{ikr}}{r}$ bestimmende, im allgemeinen winkelabhängige Streuamplitude f ergibt sich zu $f = f(k, \vartheta) = -\dfrac{1}{4\pi} \cdot \dfrac{2m}{\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}'\vec{r}'} \times$ $\times\, U(\vec{r}')\, e^{i\vec{k}\vec{r}'}\, d^3\vec{r}'$, wobei $\vec{k}' = k\vec{r}/r$ bzw. $\vec{k}$ die

Bornsche Streuformel Wellenzahlvektoren der aus- bzw. einlaufenden (ebenen) Welle sind und ϑ der Winkel zwischen $\vec{k}'$ und $\vec{k}$ ist. Für ein kugelsymmetrisches Streupotential $U(r)$ hängt f nur vom Winkel ϑ zur Richtung der einfallenden ebenen Welle ab, nach Ausführung der Winkelintegrationen erhält man

$$f(\vartheta) = -\frac{m}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{k \sin(\vartheta/2)} \int_0^\infty U(r) \sin\left(2kr \sin\frac{\vartheta}{2}\right) r\,dr.$$

Im Spezialfall $U(r) = -\alpha/r$ (Coulomb-Potential) ergibt sich gerade die Rutherfordsche Streuformel, die auch bei der in diesem Fall möglichen exakten quantenmechanischen Rechnung resultiert.

Bornsche Streuformel, → Streuformel.

Born-van-Kármán-Grenzbedingung, *zyklische Grenzbedingung, periodische Grenzbedingung,* Grundlage bei der Behandlung der dynamischen Eigenschaften des Kristallgitters (→ Gitterschwingungen) ohne Berücksichtigung von Oberflächeneffekten. Im Modell eines linearen Gitters entspricht die B.-v.-K.-G. der Vorstellung eines geschlossenen Ringes von N Atomen, deren Verschiebungen $u(l)$ aus ihren Gleichgewichtslagen der Beziehung $u(l) = u(l + N)$ genügen. Für ein dreidimensionales Gitter existiert ein zyklisches Modell aus topologischen Gründen nicht. Um die Oberflächenerscheinungen nicht berücksichtigen zu müssen, geht man zur Vorstellung eines unendlich ausgedehnten Kristallgitters über, das man sich durch räumlich-periodische Fortsetzung von „Makrokristallen", Parallelepipeden der Kantenlänge $N_i\vec{a}_i$, aufgebaut denkt. Dabei sind $\vec{a}_i$ die Gittervektoren der Elementarzelle des Gitters. Einen beliebigen dieser Makrokristalle kann man als den zu untersuchenden Kristall ansehen, bei dem alle Grenzeffekte ignoriert werden. Die sich an den entsprechenden gegenüberliegenden Grenzpunkten dieses Kristalls befindlichen Gitterbausteine bewegen sich gleichartig. Die B.-v.-K.-G. entspricht im dreidimensionalen Kristallgitter der Periodizitätsbedingung $\vec{u}\begin{pmatrix}\vec{l}\\ \varkappa\end{pmatrix} = \vec{u}\begin{pmatrix}\vec{l} + N_i\vec{a}_i\\ \varkappa\end{pmatrix}$. Hierbei bedeutet $\vec{u}\begin{pmatrix}\vec{l}\\ \varkappa\end{pmatrix}$ die Verschiebung des $\varkappa$-ten Atomes in der Einheitszelle mit dem Ortsvektor $\vec{l}$ aus seiner Gleichgewichtslage. Es kann gezeigt werden, daß diese Bedingung die oberflächenunabhängigen Resultate der Gitterschwingungen nicht beeinflußt. Aus dem Ansatz einer ebenen Welle als Basis für die Bewegung des Gitters, $\vec{u}\begin{pmatrix}\vec{l}\\ \varkappa\end{pmatrix} = \vec{u}(\varkappa)\, e^{-i\omega t + i\vec{q}\vec{l}}$ ($\vec{q}$ ist der Wellenzahlvektor), ergibt sich die Forderung $e^{i\vec{q}N_i\vec{a}_i} = 1$, $i = 1, 2, 3$, die für die Einführung des Begriffes des reziproken Gitters mit den Basisvektoren $\vec{b}_i$ wesentlich ist. Diese Forderung führt wegen $\vec{a}_i\vec{b}_i = \delta_{ij}$ auf $\vec{q} = \frac{2\pi n_1}{N_1}\vec{b}_1 + \frac{2\pi n_2}{N_2}\vec{b}_2 + \frac{2\pi n_3}{N_3}\vec{b}_3$. Die Bedingung $1/2N_i < n_i \leqq 1/2N_i - 1$, $i = 1, 2, 3$ (N_i gerade) beschränkt die Wellenzahlvektoren $\vec{q}$ auf die Brillouin-Zone.

Die B.-v.-K.-G. wurde zuerst von Born und van Kármán (1912) beim Studium der Gitterschwingungen verwendet, sie dient jedoch auch als Periodizitätsbedingung bei der Behandlung der Elektronen und anderer Quasiteilchen im Kristallgitter, wenn Oberflächenerscheinungen vernachlässigt werden.

Böschungsfläche, → Sandhügelanalogie.

Bose-Einstein-Feld, → Bose-Operatoren.

Bose-Einstein-Kondensation, *Einstein-Kondensation,* der Übergang eines Systems, das der Bose-Einstein-Statistik gehorcht, in einen Zustand, in dem alle Teilchen die gleiche Energie haben, die mit der niedrigsten möglichen Energie identisch ist. In der Bose-Einstein-Statistik ist eine solche Kondensation im Gegensatz zur Fermi-Statistik möglich, da dort ein Zustand gleicher Energie beliebig oft besetzt sein kann. Die B.-E.-K. kann als grobe Erklärung der makroskopischen Quantenphänomene dienen, die bei Systemen aus Bose-Teilchen, d. h. Teilchen mit ganzzahligem Spin, auftreten können. Beispiele dafür sind die Supraflüssigkeit des Heliumisotops mit der Massezahl 4 (^{4}He), während das Heliumisotop mit der Massezahl 3 (^{3}He), das halbzahligen Spin hat, nicht supraflüssig wird, sowie die Supraleitfähigkeit, bei der die Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit), die die supraleitenden Ladungsträger darstellen, ebenfalls ganzzahligen Spin aufweisen. Bei einer analogen Paarbildung könnten bei ^{3}He ebenfalls Quasiteilchen mit ganzzahligem Spin auftreten, so daß auch dort Supraflüssigkeit, allerdings bei extrem tiefen Temperaturen, möglich erscheint. Nachgewiesen werden konnte diese Erscheinung bei ^{3}He oberhalb von etwa $5 \cdot 10^{-3}$ K allerdings nicht, so daß sie, wenn überhaupt, dort nur bei noch tieferen Temperaturen vorkommt.

Der Übergang von Helium I zum supraflüssigen Helium II, der in Abhängigkeit vom Druck etwa bei 2,18 K erfolgt, kann mittels der B.-E.-K. allerdings nur qualitativ erklärt werden. Eine quantitative Erklärung ist infolge der vorhandenen Wechselwirkung der Heliumatome, die durch die Formeln des idealen Bose-Gases nicht erfaßt wird, auf der Grundlage der Bose-Einstein-Statistik nicht möglich. Ähnliches gilt für die Supraleitfähigkeit.

Bose-Einstein-Statistik, *Einstein-Bose-Statistik, Bose-Statistik,* Quantenstatistik für ein aus Bosonen bestehendes und im Gleichgewicht befindliches System. Im Unterschied zur klassischen → Maxwell-Boltzmann-Statistik sind hier infolge der quantenmechanischen Nichtunterscheidbarkeit der Teilchen Zustände, die sich nur durch den Austausch zweier gleichartiger Teilchen unterscheiden, identisch und dürfen nicht als verschieden gezählt werden. Die Zahl der Teilchen in einem bestimmten Quantenzustand ist beliebig und nicht wie in der → Fermi-Dirac-Statistik begrenzt. Ein ideales *Bose-Gas,* d. i. ein System aus Bosonen, die nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, genügt der Bose-Einstein-Verteilung $n_i = \frac{g_i}{e^{\frac{W_i - \mu}{kT}} - 1}$. Dabei ist n_i die mittlere Zahl der Teilchen im Zustand i

mit der Energie W_l, d. h. die *Besetzungszahl*, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. μ ist das chemische Potential, es bestimmt sich aus der Nebenbedingung, daß die Summe der Teilchenzahlen der einzelnen Zustände gleich der als konstant vorgegebenen Gesamtteilchenzahl ist. Bei Systemen mit variabler Gesamtteilchenzahl, z. B. für Lichtquanten, gilt $\mu = 0$, ansonsten ist in der B.-E.-S. μ stets negativ. g_l ist das statistische Gewicht des Zustandes i. Für Bosonen mit verschwindendem Spin gilt $g = 1$. Im Falle $|\mu| \gg kT$ kann man die 1 im Nenner vernachlässigen, und man erhält genau die Maxwellsche Energieverteilung der klassischen Maxwell-Boltzmann-Statistik. Ist obige Bedingung nicht erfüllt, so weicht das Gas in seinen Eigenschaften vom klassischen idealen Gas ab, es tritt Gasentartung ein. Die Herleitung der Bose-Einstein-Verteilung erfolgt 1) ähnlich wie in der Maxwell-Boltzmann-Statistik über Abzählverfahren zur Ermittlung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit und eine Berechnung der wahrscheinlichsten Verteilung, für die gemäß der Gleichgewichtsbedingung die Entropie ein Maximum hat; 2) von der großkanonischen Verteilung in der Gibbs-Statistik aus.

Eine der wichtigsten Schlußfolgerungen der B.-E.-S. ist die Tatsache, daß sich im entarteten Bose-Gas beim Unterschreiten einer bestimmten, sehr niedrigen Temperatur fast alle Teilchen im Zustand mit der niedrigsten Energie, dem Grundzustand, sammeln (→ Bose-Einstein-Kondensation). Wendet man die Verteilungsformel der B.-E.-S. auf ein Photonengas an und läßt hierbei die Gesamtteilchenzahl variabel, d. h. $\mu = 0$, so erhält man das Plancksche Strahlungsgesetz für Hohlraumstrahlung. Auch Systeme von Quasiteilchen, insbesondere Phononen, werden durch die B.-E.-S. beschrieben.

Die B.-E.-S. wurde von D. Bose (1924) zunächst für Photonen gefunden und kurz darauf (1924) von A. Einstein für beliebige Teilchen mit ganzzahligem Spin verallgemeinert.

Bose-Gas, → Bose-Einstein-Statistik.

Bose-Operatoren, in der Quantentheorie die Gesamtheit von Operatoren, die den kanonischen Vertauschungsregeln (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren) genügen, speziell in der Quantenfeldtheorie die Feldoperatoren, deren Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren (d. s. im wesentlichen die Fourier-Transformierten des Feldes) diesen Regeln genügen (*Bose-Einstein-Feld*). Die B.-O. der Quantenfeldtheorie beschreiben Teilchen mit ganzzahligem Spin; wegen des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik genügen diese Teilchen der Bose-Einstein-Statistik.

Bose-Statistik, svw. Bose-Einstein-Statistik.

Bose-Teilchen, svw. Bosonen.

Bosonen, *Bose-Teilchen*, nach D. Bose benannte Teilchen, die der Bose-Einstein-Statistik gehorchen. Auf Grund des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik haben B. ganzzahligen Spin. B. sind die → Photonen und alle → Mesonen, aber auch alle aus einer geraden Anzahl von → Fermionen zusammengesetzten Systeme, z. B. Deuteronen oder ^{4}He-Atome, allgemeiner alle Atomkerne mit einer geraden Nukleonenzahl. Systeme aus B. werden in der Quantentheorie durch Wellenfunktionen beschrieben, die bezüglich des Austausches zweier gleichartiger Teilchen symmetrisch sind; im Gegensatz dazu haben Fermionen in dieser Hinsicht antisymmetrische Wellenfunktionen.

Bouguer-Lambertsches Gesetz, → Extinktion.

Bounce-Bewegung, *Spiegelbewegung*, eine der drei charakteristischen Bewegungsformen, die ein elektrisch geladenes Teilchen der Ladung q in einem magnetischen Feld ausführen kann. In der Orbittheorie der Teilchenbewegung im elektromagnetischen Feld läßt sich die letztere in eine Gyrationsbewegung des Teilchens mit der Frequenz $\omega_g = -qB/m$ um das Magnetfeld B, eine Bewegung parallel zum Magnetfeld und eine Driftbewegung senkrecht zum Magnetfeld zerlegen. Wird über die Gyrationsbewegung gemittelt, so führt das Führungszentrum des Teilchens nur noch Parallel- und Driftbewegung aus. Hat das Magnetfeld nun eine Spiegelsymmetrie, so werden Teilchen mit einem Pitchwinkel außerhalb des Verlustkegels im Gebiet hoher magnetischer Feldstärke reflektiert und oszillieren dabei längs der magnetischen Feldlinien. Diese Oszillationsbewegung wird als B.-B. bezeichnet. Nennen wir s die längs der magnetischen Feldlinie gemessene Bogenlänge und $\alpha(s)$ den entlang der Feldlinie veränderlichen Pitchwinkel des Teilchens, so kann aus der Konstanz des magnetischen Moments $M = v^2 \sin^2 \alpha(s)/B(s)$ während der B.-B. in Abwesenheit elektrischer Felder die Parallelgeschwindigkeit $v_{||}$ des Führungszentrums nach Einführen der Spiegelfeldstärke B_m gewonnen werden: $v_{||}(s) = v \cos \alpha(s) = v(1 - B(s)/B_m)^{1/2}$. Hieraus ist ersichtlich, daß $v_{||} = 0$ wird für $B = B_m$; die Bewegungsrichtung kehrt um. Die Periode der B.-B., die *Bounce-Periode* τ_b, erhält man aus dem Integral

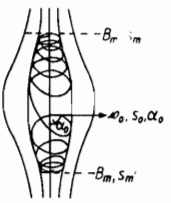
$$\tau_b = 2 \int_{s_m}^{s_{m'}} \mathrm{d}s/v_{||}(s) = \frac{2}{v} \int_{s_m}^{s_{m'}} \mathrm{d}s\,(1 - B(s)/B_m)^{-1/2}.$$

Die hier auftretenden Integrationsgrenzen sind die zu den beiden Spiegelpunkten gehörigen Bogenlängen s_m und $s_{m'}$. Die halbe Länge des parallelen Oszillationsweges, den *Bounce-Weg* s_b, gewinnt man entsprechend aus $s_b = \frac{1}{2} v\tau_b = \int_{s_m}^{s_{m'}} \mathrm{d}s(1 - B(s)/B_m)^{-1/2}$. Die in diesem Integral auftretende Singularität ist integrabel.

Muß die Wirkung zu $\vec{B}$ paralleler Kräfte auf das Teilchen berücksichtigt werden, wie z. B. die eines parallelen elektrischen Feldes, so ändert sich die kinetische Energie T des Teilchens. Aus der Konstanz von M ergibt sich jetzt mit W als Energie und $U(s)$ als Potential der parallelen Kraft $\tau_b = 2 \int_{s_m}^{s_{m'}} \mathrm{d}s \left\{ \frac{2}{m} [W - U(s) - MB(s)] \right\}^{1/2}$. Die Integrationsgrenzen s_m, s_m sind dabei Lösungen der Gleichung

$$\frac{T_0 + U_0 - U(s_m)}{B(s_m)} = \frac{T_0}{B_0} \sin^2 \alpha_0,$$

wobei die mit dem Index 0 versehenen Größen zu demjenigen Ort gehören, an dem das Teil-



Magnetfeld mit Spiegelsymmetrie. B_m Feldstärke in den Spiegelpunkten, s_m und $s_{m'}$ Bogenlängen der Spiegelpunkte, $\vec{v}_0$, s_0 und α_0 Anfangsgeschwindigkeit, -bogenlänge und -pitchwinkel. Die Spirale zeigt die Bounce-Bewegung des Teilchens an

Bounce-Frequenz

chen anfänglich die Feldlinie erreichte. Die Bewegungsgleichung der B.-B. lautet

$$\frac{m\,\mathrm{d}v_{\parallel}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial}{\partial s}\,(U(s) + MB(s)).$$ Dabei ist $U(s)$ das Potential aller Kräfte $F + qE$. Parallel zum Felde bewegt sich also das Führungszentrum im Potential der äußeren Kräfte, dem ein Potential $MB(s)$ überlagert ist. Dieses wirkt rücktreibend auf das Teilchen. Die Bewegungsgleichung für in Nähe der Äquatorebene in der Magnetosphäre gespiegelte Teilchen ist eine lineare Schwingungsgleichung

$$m\,\frac{\mathrm{d}v_{\parallel}}{\mathrm{d}t} = m\,\frac{\mathrm{d}s^2}{\mathrm{d}t^2} = -Ms\left(\frac{d^2B}{\mathrm{d}s^2}\right)_{\text{Äquator}}$$

Die entsprechende, von den Teilchen ausgeführte harmonische Schwingung hat die Periode τ_b

$$= 2\pi\sqrt{m/M\left(\frac{\mathrm{d}^2B}{\mathrm{d}s^2}\right)_{\text{Äquator}}}$$

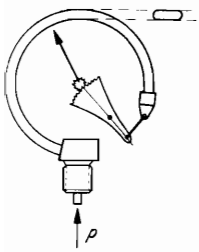
Lit. F. Cap: Einführung in die Plasmaphysik I, Wissenschaftliche Taschenbücher, Bd 72 (Berlin, Oxford, Braunschweig 1970).

Bounce-Frequenz, → Diffusion geladener Teilchen.

Bounce-Periode, → Bounce-Bewegung.

Bounce-Resonanzstreuung, → Diffusion geladener Teilchen.

Bounce-Weg, → Bounce-Bewegung.



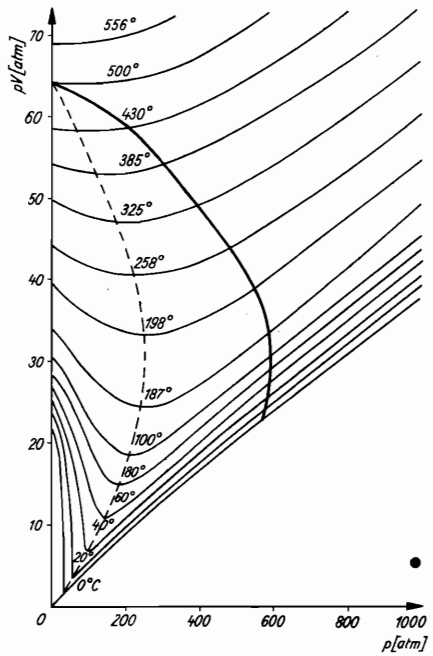
Bourdon-Röhre

Bourdon-Röhre, Meßglied bei der Druckmessung. Die B.-R. besteht aus einer kreis- oder wendelförmigen dünnwandigen Metallröhre (Röhrenfeder), die durch innere Druckbeaufschlagung elastisch verformt wird, wodurch sich ihr Durchmesser vergrößert. Der Effekt der elastischen Verformung dient als Maß für den Druck p. Mit Hilfe von Hebeln und einer Zahnradübersetzung wird die Durchmesserveränderung auf einen Zeiger übertragen. Querschnittsformen und Wandstärke der B.-R. sind abhängig von dem zu messenden Druckbereich. Zur Messung des Luftdruckes wird die B.-R. evakuiert, der zu messende Druck wirkt dann auf die Oberfläche.

Bow Shock [engl., 'Bugstoßwelle'], die sich wegen der Überschallströmung im Sonnenwind auf der Tagseite der Erde vor der → Magnetosphäre ausbildende stehende Stoßwelle. Die B. S. grenzt das durch die Anwesenheit der Erde und ihres Magnetfeldes gestörte Gebiet des Sonnenwindes vom ungestörten Sonnenwind ab. Bei Durchqueren der B. S. gelangt man stromabwärts vom Sonnenwind in die turbulente Übergangsregion, die Magnetosheath. Die Form der B. S. ist etwa die eines Rotationsparaboloids, in dessen Inneren die Erde zu denken ist. Unter normalen Bedingungen, d. h. bei geomagnetischer Ruhe, wenn der Sonnenwind als ruhige Strömung angesehen werden kann, liegt der Scheitelpunkt der B. S. in Richtung auf die Sonne zu ungefähr 14 Erdradien (R_e) von der Erde entfernt. In Höhe der Erde hat sie einen Durchmesser von etwa $50R_e$. An ihrer dünnsten Stelle, dem Scheitelpunkt, beträgt die Dicke der B. S. nur wenige Hundert Kilometer. Nach den Flanken hin verbreitert sie sich beträchtlich, und es wird vermutet, daß sie sich in größerer Entfernung auf der Nachtseite der Erde aufspaltet, ehe sie sich im Sonnenwind verliert. Im Rahmen einer magnetohydrodynamischen Theorie kann die B. S. als mathematische Diskontinuität aufgefaßt werden. Für ihre Existenz im stoßfreien Sonnenwindplasma müssen jedoch kollektive Wechselwirkungen verantwortlich gemacht werden.

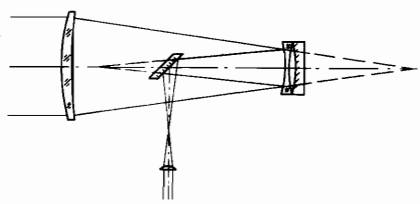
Boyle-Mariottesches Gesetz, beschreibt die Isothermen im p,V-Diagramm für ideale Gase. Es lautet pV = konst. für T = konst. Dabei ist p der Druck, V das Volumen und T die Temperatur. Reale Gase genügen diesem Gesetz um so besser, je höher die Temperatur T und je geringer der Druck p ist. Das B.-M.e G. wurde unabhängig voneinander bereits 1662 von Boyle und 1676 von Mariotte entdeckt.

Boyle-Punkt, das Minimum der Isotherme realer Gase im pV,p-Diagramm in einem bestimmten Druck-Temperatur-Bereich. Die Lage des B.-P.es verschiebt sich von Isotherme zu Isotherme (Abb.). Bei der Isothermen der



pV,p-Diagramm des Kohlendioxids. Die gestrichelte Kurve ist die Kurve der Boyle-Punkte, die durchgezogene die Idealkurve

Boyle-Temperatur liegt das Minimum bei $p = 0$, diese Isotherme hat also bei $p = 0$ eine horizontale Tangente. Auf jeder Kurve mit einem Minimum bei $p > 0$ gibt es rechts vom Minimum einen Punkt, der dieselbe Ordinate wie bei $p = 0$ hat; die Verbindungslinie dieser


Strahlengang beim Brachy-Medial (schematisch)

Punkte heißt *Idealkurve*. Unterhalb der Boyle-Temperatur ist bei kleinen Drücken das reale Gas kompressibler als das ideale, bei großen Drücken weniger kompressibel.

Brachy-Medial, ein gebrochenes → Medial. Die Abbildungsfehler der einfachen Objektivlinse sind durch ein Spiegellinsen-Kompensationssystem beseitigt. Die Baulänge ist kurz.

Brachystochrone, diejenige Kurve durch zwei feste Punkte $P_1 = P(x_1, y_1)$ und $P_2 = P(x_2, y_2)$ (Abb.) in einer zum homogenen Schwerefeld der Erde parallelen Ebene, längs der ein Massepunkt unter dem Einfluß der Schwerkraft in kürzester Zeit reibungsfrei von P_1 nach P_2 gleitet. Die B. ist Teil einer Zykloide. Die Bestimmung der B. nach obiger Aufgabe ist ein Problem der Variationsrechnung.

Brackett-Serie, → Wasserstoffspektrum.

Bragg-Brentano-Methode, eine → Pulvermethode.

Bragg-Gray-Prinzip, → Hohlraumionisation.

Bragg-Kurve, → ionisierende Strahlung.

Braggsche Indizes, → Indizes.

Braggsche Reflexionsbedingung, Bedingung für das Auftreten von Sekundärwellen bei Fraunhoferscher Beugung an einer dreidimensional periodischen Anordnung, insbesondere von Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen an Kristallen. Die Beugungserscheinung läßt sich nach Bragg als selektive Reflexion an Ebenen der Netzebenenscharen (→ Netzebene) auffassen. Dabei muß 1) die Reflexionsbedingung erfüllt sein, d. h., der Einfallswinkel $(\pi/2 - \theta)$ muß gleich dem Ausfallswinkel sein, und die Richtungen des Primärstrahls der Netzebenennormale und des reflektierten Strahles müssen zu einer Ebene parallel liegen, und 2) muß zwischen dem Netzebenenabstand d, der Wellenlänge λ und dem Glanzwinkel θ die Beziehung $n\lambda = 2d \sin\theta$ gelten, wobei n eine ganze Zahl ist (Abb.). Dann ist nämlich die Wegdifferenz zweier an aufeinanderfolgenden Netzebenen einer Schar reflektierter Strahlen das n-fache der Wellenlänge λ. Diese Bedingungen sind erfüllt, wenn der einer Netzebenenschar (hkl) (→ Indizes) zugeordnete reziproke Vektor $\vec{R}^*_{hkl} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$ mit dem Vektor $\vec{r}^* = (\vec{s} - \vec{s}_0)/\lambda$ zusammenfällt; dabei sind $\vec{s}_0$ und $\vec{s}$ Einheitsvektoren in Richtung des einfallenden bzw. reflektierten Strahls.

Brandung, Veränderung der auf die Küste auflaufenden Wellen infolge der abnehmenden Wassertiefen. Die kreisförmige Bewegung der Wasserteilchen in der Welle wird durch den ansteigenden Meeresboden deformiert, sobald die Wassertiefe geringer als die halbe Wellenlänge wird. Schließlich schwingen die Wasserteilchen auf geradlinigen waagerechten Bahnen hin und her, und die Wellenbewegung greift bis zum Meeresgrund durch. In der B. werden die Wellen steiler und steiler, bis sie instabil werden und ihre Kämme überbrechen.

Branley-Lenard-Effekt, die vollständige Volumenionisation von Luft und anderen Gasen durch ultraviolettes Licht mit einer Wellenlänge von 120 bis 150 nm.

bra-Symbol, → ket-Symbol.

Braunsche Röhre, svw. Katodenstrahlröhre.

Bravais-Gitter, → Elementarzelle.

Bravaissche Indizes, → Indizes.

Bravaissche Regel, *Bravaissches Gesetz,* besagt, daß die Flächen eines Kristalls meist morphologisch um so wichtiger (größer ausgebildet) sind, je dichter die entsprechende Netzebenenschar mit Atomen oder Ionen besetzt ist.

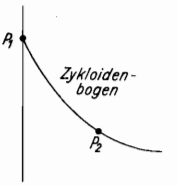
bra-Vektor, → Diracsche Schreibweise.

breathing vibration, → Spektren mehratomiger Moleküle.

brechende Fläche, Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlicher Brechzahl, → Brechung 1).

brechender Winkel, → Prisma.

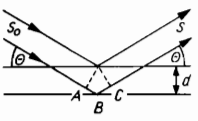
Brecher, eine Welle, deren Kamm in das voraufgehende Wellental überstürzt. B. entstehen sowohl in der Brandung als auch auf hoher See.



Brachystochrone

Brechkraft, *Brechwert,* reziproker Wert der auf Luft bezogenen Brennweite eines abbildenden optischen Systems. Die B. ist vorwiegend in der Augenoptik als Angabe der optischen Wirkung gebräuchlich. → Brennweite.

Brechung, *Strahlenbrechung, Refraktion,* **1)** *B. des Lichts, Lichtbrechung, Refraktion des Lichtes,* die Erscheinung, daß Licht beim Übergang von einem durchsichtigen Medium in ein anderes seine Richtung ändert, sofern es die Grenzfläche zwischen den beiden Medien nicht senkrecht durchdringt. Kommt das Licht aus einem Medium A mit dem Brechungsindex n_A und fällt es unter dem Winkel α (*Einfallswinkel*) gegen das Lot auf der Grenzfläche auf ein Medium B mit dem Brechungsindex n_B, so wird ein Bruchteil an der Grenzfläche reflektiert, der Rest tritt in das Medium B ein und durchdringt dieses unter dem *Ausfallswinkel* β gegen das verlängerte Einfallslot. Es gilt das um 1618 aufgestellte *Snelliussche Brechungsgesetz* $\sin\alpha : \sin\beta = n_B : n_A$. Dabei sind n_A und n_B von der Wellenlänge des Lichtes abhängig (→ Dispersion). Der Brechungsindex im Vakuum ist $n = 1$; für Luft kann man mit hinreichender Genauigkeit ebenfalls $n = 1$ setzen. Das Verhältnis $n_B : n_A$ bezeichnet man als *Brechungsverhältnis* der beiden Medien.



Braggsche Reflexionsbedingung. S_0 einfallende Strahlen, S reflektierte Strahlen, Θ Glanzwinkel, d Netzebenenabstand. Wegdifferenz ABC $= 2d \times \sin\Theta$

Beim Übergang von einem optisch dichteren Medium (Medium mit höherem Brechungsindex) in ein optisch dünneres ($n_B < n_A$) kann bei Überschreiten eines gewissen Grenzwinkels α_g kein Licht in das dünnere Medium B mehr eintreten, da dann β größer als 90° sein müßte. In diesem Falle tritt Totalreflexion ein. Für den Grenzwinkel gilt $(\beta = 90°)$ $\sin\alpha_g = \dfrac{n_B}{n_A}$.

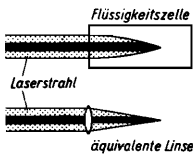
Die B. des Lichtes läßt sich mit der Wellentheorie begründen. Eine ebene Welle wird beim Übertritt vom Medium A in das Medium B gebrochen, wenn sie in A und B verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten c_A und c_B besitzt. Aus geometrischen Betrachtungen ergibt sich $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \dfrac{c_A \cdot t}{c_B \cdot t} = \dfrac{c_A}{c_B}$.

Durch Vergleich mit dem Snelliusschen → Brechungsgesetz erhält man $\dfrac{n_B}{n_A} = \dfrac{c_A}{c_B}$ und insbesondere $n_A = 1$ (Vakuum); $n_B = c_{Vak}/c_B$. Der Brechungsindex eines Mediums ist also gleich dem Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zur Lichtgeschwindigkeit in dem Medium.

Über die Lichtbrechung in der Atmosphäre → atmosphärische Strahlenbrechung.

2) Daß nicht nur Lichtwellen, sondern auch andere elektromagnetische Wellen gebrochen werden können, wird in den → Hertzschen Versuchen gezeigt.

Atomistisch läßt sich die Größe des Brechungsindexes und seine Frequenzabhängigkeit durch die Polarisierbarkeit der einzelnen Atome bzw. Moleküle des betrachteten Mediums erklären. In diesem wird durch eine auffallende elektromagnetische Welle ein elektrisches Dipolmoment $\vec{P} = \varkappa \cdot \vec{E}$ induziert. $\varkappa$ ist die molekulare Polarisierbarkeit und $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke innerhalb des Mediums. Entsprechend der Frequenz der auffallenden Welle ändert sich das Dipolmoment mit der gleichen Frequenz. Die Größe des Dipolmomentes hängt, wenn die äußeren Elektronen der Atome als elastisch gebundene Teilchen aufgefaßt werden, nach der Theorie der erzwungenen Schwingungen von dem Frequenzabstand der erregenden Kraft, von der Eigenfrequenz und von der Größe der Dämpfung ab (→ Dispersionstheorie). Eine Änderung des Dipolmomentes führt nach der Hertzschen Theorie zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen. Dadurch werden bei der Ausbreitung solcher Wellen in einem Medium von den einzelnen Atom- bzw. Molekülдipolen sphärische Wellen zu der durchlaufenden Welle addiert. Die resultierende Welle ist von der Größe der induzierten Dipolmomente und damit von der Frequenz abhängig und breitet sich in Übereinstimmung mit dem Brechungsgesetz mit einer Geschwindigkeit aus, die kleiner als die Vakuumgeschwindigkeit ist.



Schematische Beschreibung des Selbstfokussierungseffektes im Vergleich zu einer äquivalenten Linse

Nichtlineare B. Bei hohen Strahlungsintensitäten ist χ nicht mehr unabhängig von der angreifenden Feldstärke. Entwickelt man das induzierte Dipolmoment nach Potenzen der elektrischen Feldstärke, erhält man neben einem linearen Anteil der Polarisierbarkeit nichtlineare Zusatzterme nach der Gleichung $P = \varkappa_1 E + \varkappa_2 EE + \varkappa_3 EEE$. Nach den obigen Ausführungen ergab sich, daß der Brechungsindex von der Größe der induzierten Dipolmomente abhängt, die die gleiche Frequenz wie die auffallende Welle besitzen. Betrachtet man die Polarisation in einem Medium, auf das eine ebene elektromagnetische Welle der Frequenz ω auftrifft und an das zusätzlich ein statisches elektrisches Feld angelegt ist, so erhält man in zweiter und dritter Ordnung ein zusätzliches Glied der Polarisation mit der gleichen Frequenz ω. Dies führt zu einer Veränderung des Brechungsindexes für diese Frequenz. In der zweiten Ordnung ist die Größe der Brechungsindexänderung der Größe der statischen Feldstärke proportional. → Näheres Kerr-Effekt, → Pokkels-Effekt. In der dritten Ordnung ist die Brechungsindexänderung proportional dem Quadrat des statischen Feldes (→ quadratischer Kerr-Effekt). Beide Effekte sind schon lange bekannt und werden technisch zum Schalten und Modulieren elektromagnetischer Strahlung benutzt.

Liegt kein statisches Feld an dem Medium, und wird nur Strahlung einer Frequenz ω_1 eingestrahlt, so erhält man aus dem Polarisationsglied dritter Ordnung neben Anteilen mit neuen Frequenzen (→ Frequenzwandlung) ein Glied mit der Frequenzabhängigkeit ω_1. Auch dies führt ebenfalls zu einer Änderung des Brechungsindexes, die proportional der Intensität der einfallenden Welle ist. Entsprechend kann auch das elektrische Feld einer Welle der Frequenz ω_2 den Brechungsindex für eine andere Welle mit einer anderen Frequenz verändern. Dies läßt sich zur Phasenmodulation ausnutzen und wird als *optischer Kerr-Effekt* bezeichnet.

Aus der Form der zuständigen molekularen Polarisierbarkeit dritter Ordnung ergibt sich, daß die Änderung des Brechungsindexes in Richtung parallel und senkrecht zur angelegten Feldstärke unterschiedlich groß ist. Es entsteht bei der nichtlinearen Brechungsindexänderung eine induzierte Doppelbrechung, die im allgemeinen zu einer Drehung der Polarisationsebene der Strahlung führt. Dieser Effekt ist ebenfalls experimentell nachgewiesen.

In Flüssigkeiten mit anisotropen Molekülen ist der optische Kerr-Effekt vorwiegend mit der Orientierung der Moleküle im Feld derart verbunden, daß die Achse mit der größten Polarisierbarkeit mehr oder weniger in die Feldrichtung gedreht wird.

Im allgemeinen wird die Intensität innerhalb des Strahlquerschnittes nicht konstant sein, sondern z. B. in der Mitte den höchsten Wert haben und zum Rand hin abfallen. Dadurch wird bei hohen Intensitäten der Brechungsindex in der Mitte des Strahlquerschnittes stärker erhöht als am Rand, was zu einer Linsenwirkung führt. Dieser Effekt wird als *Selbstfokussierung* bezeichnet. Für ihn existiert eine Leistungsschwelle für die Strahlung, unterhalb welcher der Effekt nicht auftritt. An der Schwelle ist die „Brechkraft" der „induzierten Linse" gleich der durch die Beugung bedingten Divergenz. Die Abb. gibt eine schematische Beschreibung des Effektes. Für die induzierte Linse läßt sich eine äquivalente Fokuslänge in Abhängigkeit von der Strahlungsleistung angeben. Auf diese Weise entsteht entsprechend der jeweiligen Materialkonstanten und Strahlungsintensitäten nach einer gewissen Länge eine sehr hohe Strahlungsdichte, die zu einer immer stärkeren Querschnittsverminderung führen müßte. Bei sehr hohen Strahlungsdichten treten aber neue lineare und nichtlineare Effekte auf, z. B. Erhitzung des Mediums im Strahlquerschnitt, Elektrostriktion, Strahlungsumwandlung, Sättigung des optischen Kerr-Effektes usw., die eine Defokussierung bzw. Verminderung der Strahlungsdichte je Frequenzintervall hervorrufen. Bei annäherndem Gleichgewicht bildet sich bei geeigneter Bestrahlung im Medium ein Kanal (Faden), in dem der Brechungsindex höhere Werte als in der Umgebung erhält (*Selbstkanalisierung*). Wegen des wesentlich höheren Brechungsindexes innerhalb der Fäden kann die Strahlung den Kanal nicht ohne weiteres nach außen verlassen. Abhängig von den Bedingungen entstehen Mikro- oder Makrofäden mit Durchmessern von wenigen μm bis zu 200 μm. Diese Fäden sind sehr kurzlebig mit einer Lebensdauer von 10^{-10} bis 10^{-11} s.

Im allgemeinen erhöht sich der Brechungsindex aus energetischen Gründen durch die beschriebene Orientierung der Moleküle. Vor

allem bei Dauerstrichlasern mittlerer Leistung tritt keine Orientierung der Moleküle, sondern nur eine Erwärmung innerhalb des Strahlvolumens auf. Dies führt zu einer Erniedrigung des Brechungsindexes und damit zu einer zeitabhängigen Defokussierung des Strahls.

Wird statt der Wirkung von elektrischen Feldern auf Medien die Wirkung von magnetischen Feldern betrachtet, so erhält man ebenfalls eine Abhängigkeit des Brechungsindexes von der Größe der magnetischen Felder. So gelingt es zum Beispiel, eine → Doppelbrechung magnetisch durch Ausrichten induzierter magnetischer Dipole im Magnetfeld zu induzieren, → Magnetooptik.

3) → elektronenoptisches Brechungsgesetz.

Brechungsexponent, svw. Brechzahl.

Brechungsgesetz, 1) *Snelliussches B.*, der für alle Wellenarten geltende und von Snellius 1618 an Lichtstrahlen (→ Brechung 1) entdeckte Zusammenhang zwischen Einfallswinkel α und Ausfallswinkel β bezüglich des Einfallslotes bei Wellenausbreitung vom Medium A ins Medium B. Es hat die Form $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_A}{c_B} = \frac{n_B}{n_A}$. Darin bedeuten c_A bzw. c_B die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium A bzw. im Medium B und n_A bzw. n_B den Brechungsindex im Medium A bzw. im Medium B.

2) *B. im stationären elektrischen Strömungsfeld*, die Änderung der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ und der elektrischen Stromdichte $\vec{J}$ nach Betrag und Richtung an der Grenzfläche zweier Leiter mit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit σ_1 bzw. σ_2 im stationären elektrischen Feld. Aus der Wirbelfreiheit von $\vec{E}$ und der Quellenfreiheit von $\vec{J}$ folgt die Stetigkeit der Tangentialkomponente E_t und der Normalkomponente J_n bei Durchgang durch die Grenzfläche. E_n und J_t springen. Es gilt:

$$E_{t_1} = E_{t_2};\quad \frac{E_{n_1}}{E_{n_2}} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

$$J_{n_1} = J_{n_2};\quad \frac{J_{t_1}}{J_{t_2}} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$$

Im isotropen Leiter sind $\vec{E}$ und $\vec{J}$ gleichgerichtet, und es gilt, wenn diese in beiden Leitern unter dem Winkel α_1 bzw. α_2 gegen das Lot auf die Grenzfläche einfallen, das B. $\frac{\tan\alpha_1}{\tan\alpha_2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$.

Beim Übergang in einen Leiter geringerer Leitfähigkeit werden die Feldlinien zum Lot hin gebrochen.

3) *B. im elektrostatischen Feld*, die Änderung der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ und der dielektrischen Verschiebung $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$ nach Betrag und Richtung an der Grenzfläche zweier Dielektrika. Dabei bedeutet ε_0 die elektrische Feldkonstante und ε_r die relative Dielektrizitätskonstante. Aus der Wirbelfreiheit des elektrostatischen Feldes folgt die Stetigkeit der Tangentialkomponente E_t und bei Fehlen wahrer Ladungen auf der Grenzfläche aus der Quellenfreiheit von $\vec{D}$ die Stetigkeit der Normalkomponente D_n bei Durchgang durch die Grenzfläche. E_n und D_t springen. Zwischen den Medien 1 und 2 mit der relativen Dielektrizitätskonstante ε_r gilt dann

$$E_{t_1} = E_{t_2};\quad \frac{E_{n_1}}{E_{n_2}} = \frac{\varepsilon_{r_2}}{\varepsilon_{r_1}}$$

$$D_{n_1} = D_{n_2};\quad \frac{D_{t_1}}{D_{t_2}} = \frac{\varepsilon_{r_1}}{\varepsilon_{r_2}}.$$

Bei Annahme isotroper Dielektrika haben $\vec{E}$ und $\vec{D}$ gleiche Richtung, und es gilt für diese, wenn sie in den beiden Medien unter dem Winkel α_1 bzw. α_2 gegen das Lot auf die Grenzfläche einfallen, $E_1 \sin\alpha_1 = E_2 \sin\alpha_2$, $\varepsilon_{r_1}E_1\cos\alpha_1 = \varepsilon_{r_2}E_2\cos\alpha_2$. Daraus folgt das B. $\frac{\tan\alpha_1}{\tan\alpha_2} = \frac{\varepsilon_{r_1}}{\varepsilon_{r_2}}$.

Bei Übergang in ein Medium niedrigerer Dielektrizitätskonstante werden die Feldlinien zum Lot hin gebrochen.

4) *B. im magnetostatischen Feld*, die Änderung der magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ und der magnetischen Induktion $\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$ nach Betrag und Richtung an der Grenzfläche zweier Medien mit den relativen Permeabilitäten μ_{r_1} und μ_{r_2}. Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante. Aus der Wirbelfreiheit von $\vec{H}$ und aus der Quellenfreiheit von $\vec{B}$ folgt die Stetigkeit der Tangentialkomponente H_t und der Normalkomponente B_n beim Durchgang durch die Grenzfläche. H_n und B_t springen. Es gilt

$$H_{t_1} = H_{t_2};\quad \frac{H_{n_1}}{H_{n_2}} = \frac{\mu_{r_2}}{\mu_{r_1}}$$

$$B_{n_1} = B_{n_2};\quad \frac{B_{t_1}}{B_{t_2}} = \frac{\mu_{r_1}}{\mu_{r_2}}$$

Im isotropen Medium sind $\vec{H}$ und $\vec{B}$ gleichgerichtet, und es gilt, wenn diese in den beiden Medien unter dem Winkel α_1 bzw. α_2 gegen das Lot auf die Grenzfläche einfallen, ein dem elektrischen Fall analoges B.: $\frac{\tan\alpha_1}{\tan\alpha_2} = \frac{\mu_{r_1}}{\mu_{r_2}}$.

Beim Übergang in ein Medium niedrigerer Permeabilität werden die Feldlinien zum Lot hin gebrochen, → Abschirmung.

5) → elektronenoptisches Brechungsgesetz.

Brechungsindex, 1) svw. Brechzahl.

2) *elektronenoptischer B.*, → elektronenoptisches Brechungsgesetz.

Brechungsvermögen, veraltete Bezeichnung für → Brechzahl.

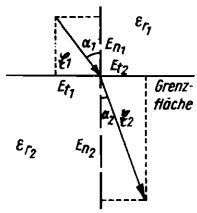
Brechungszahl, svw. Brechzahl.

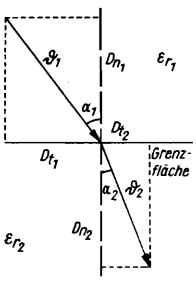
Brechwert, svw. Brechkraft.

Brechzahl, *Brechungszahl*, *Brechungsexponent*, *Brechungsindex*, veraltet *Brechungsvermögen*, n, eine wellenlängenabhängige Materialkonstante, die für die Ausbreitung des Lichtes in einem bestimmten Stoff maßgeblich ist. Die absolute B. ist definiert als Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zu der in dem Medium. → Brechung 1), → optisches Medium, → Dispersion.

Brechzahlmessung, nach spektrometrischen, refraktometrischen, interferometrischen oder auch Immersions-Methoden ausgeführte Bestimmung der Brechzahl.

1) Die spektrometrische B. beruht unmittelbar auf der Anwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes. Der Prüfling hat in der Regel Prismenformen mit zwei polierten Planflächen, die den brechenden Winkel χ einschlie-

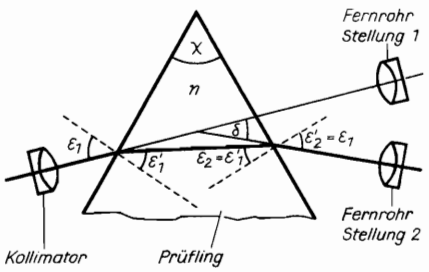




Brechungsgesetz im elektrostatischen Feld für Dielektrika mit $\varepsilon_{r_2} = 1/2\varepsilon_{r_1}$

ßen. Die Messung erfolgt auf einem → Prismenspektrometer.

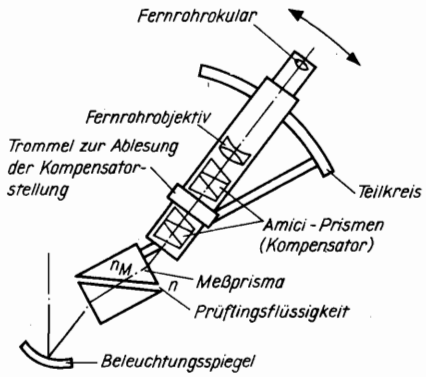
Durch Ausnutzung der Reflexion an den Prismenflächen wird der brechende Prismenwinkel χ bestimmt. Die Bestimmung des Ablenkungswinkels δ erfolgt, indem das Fernrohr einmal auf das nicht abgelenkte Spaltbild vom Kollimator und zum anderen auf das durch den Prüfling abgelenkte Spaltbild ausgerichtet wird. Der Verschwenkungswinkel zwischen diesen beiden Einstellungen entspricht dem Ablenkungswinkel δ. Vorwiegend angewendet wird die Methode des symmetrischen Durchgangs (*Minimum der Ablenkung*, Abb. 1) nach Fraun-



1 Strahlenverlauf am Spektrometer bei Anwendung der Methode des symmetrischen Durchgangs

hofer (der Einfallswinkel an der ersten Fläche ist gleich dem Brechungswinkel nach der zweiten Fläche). Dabei wird der Strahl um den Winkel δ abgelenkt. Aus dem Brechungsgesetz ergibt sich für die Bestimmung der wellenlängenabhängigen Brechzahl n_λ der Zusammenhang $n_\lambda = \dfrac{\sin\frac{\chi+\delta_\lambda}{2}}{\sin\frac{\chi}{2}}$. δ_λ ist wellenlängenabhängig und kann für verschiedene Spektrallinien bestimmt werden. Damit ergeben sich die wellenlängenabhängigen Brechzahlen, aus denen sich auch die Dispersion des Prüflings ermitteln läßt. Der Fehlereinfluß von z. B. $\Delta\chi = \Delta\delta = 2''$ bei dieser Methode ist relativ klein; bei $n = 1{,}5$ und $\chi = 20°$ beträgt er $\Delta n = 3 \cdot 10^{-5}$, bei $\chi = 80°$ ist $\Delta n = 3 \cdot 10^{-6}$. Es ist also günstig, einen großen brechenden Winkel zu wählen. Zur B. von Flüssigkeiten kann ein Hohlprisma mit angesprengten hochgenauen Planparallelplatten verwendet werden.

2) Die refraktometrische B. beruht auf der Bestimmung des Grenzwinkels α der Totalreflexion mit einem → Refraktometer. Der Grenzwinkel α ist derjenige, bei dem der von einem optisch dichteren Medium auf eine Grenzfläche zu einem optisch dünneren Medium treffende Strahl nicht in das optisch dünnere Medium eintreten kann und streifend an dieser Grenzfläche verläuft. Die Brechzahl n des Prüflings ergibt sich aus der Beziehung $n = n_M \cdot \sin\alpha$. Dabei ist n_M die Brechzahl des Meßprismas, mit dem der Prüfling in Kontakt gebracht wird. Die Bedingung $n_M > n$ muß eingehalten sein. Es können feste oder flüssige Prüflinge verwendet werden. Ein fester Prüfling braucht nur eine Planfläche zu haben, die mit einer Kontaktflüssigkeit hoher Brechzahl auf das Meßprisma gebracht wird. Beim Strahlenverlauf durch den Prüfling (durchfallendes Licht) oder bei der Betrachtung des am Prüfling total reflektierten Lichtes wird durch ein Fernrohr eine Trennlinie beobachtet. Zur Beleuchtung wird monochromatisches Licht verwendet. Beim Abbe-Refraktometer (Abb. 2) ist die Verwendung von weißem Licht möglich.



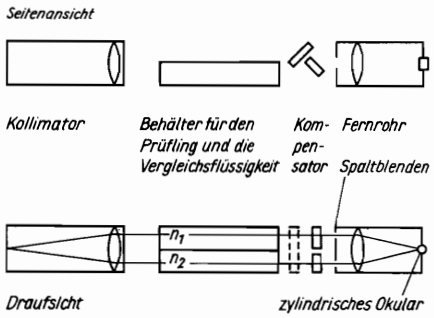
2 Aufbau des Abbe-Refraktometers

3) Bei der interferometrischen B. benutzt man von der Brechzahldefinition

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

den letztgenannten Quotienten, wobei λ_1 und λ_2 die Wellenlängen bei gleicher Lichtfrequenz in den zwei verschiedenen Medien 1 und 2 sind. Auf die gleiche geometrische Weglänge l entfällt auf beide Medien somit eine unterschiedliche Anzahl von Ordnungen der Wellenlängen. Die Differenz z der Ordnungen wird als Gangunterschied bezeichnet. Man kann diesen sichtbar machen durch Beobachtung der dadurch verursachten Interferenzerscheinungen. Bei einer Brechzahldifferenz $(n_1 - n_2)$ tritt ein Gangunterschied von z Ordnungen auf, so daß sich der Zusammenhang $(n_1 - n_2) \cdot l = z \cdot \lambda_0$ ergibt. l ist die Länge, die bei beiden Medien gleich ist, λ_0 ist die verwendete Lichtwellenlänge für Vakuum vor und hinter den Medien, da diese in der Regel bekannt ist und die Brechzahldifferenz auf das Vakuum bezogen werden soll. Zur B. im Vergleich mit einer bekannten Brechzahl nach diesem Zusammenhang sind folgende Elemente notwendig: Zwei gleich lange Behälter für die beiden Medien mit bekannter Länge l, eine Strahlaufteilung einer einzigen Lichtquelle in zwei Lichtbündel, die die Behälter durchsetzen, sowie ein Element, das die zwei Lichtbündel wieder vereinigt, so daß sie interferieren können. Die Strahlenteilung und -vereinigung kann mit verschiedenen Interferometern erfolgen. Im → Jamin-Interferometer geschieht sie mit Hilfe von zwei parallel justierten Planparallelplatten, die zu den einfallenden Lichtstrahlen geneigt sind. Zwischen den Platten ist das Lichtstrahlenbündel in zwei parallele Bündel geteilt, die die zu vergleichenden Medien von gleicher Länge l durchsetzen. Nach der zweiten Platte sind die beiden Bündel

wieder vereinigt und interferieren miteinander. Haben die beiden Medien gleiche Brechzahl, so entstehen bei geringer Neigung einer der beiden Platten Interferenzstreifen. Durch Änderung der Brechzahl eines der beiden Medien wandern die Streifen entsprechend dem oben angegebenen Zusammenhang. Die Anzahl der vorbeigewanderten Streifen ist ein Maß für die Brechzahländerung, aus der sich die Brechzahl im Vergleich mit der bekannten ermitteln läßt. Beim → Mach-Zehender-Interferometer ist der Vorgang der Strahlenteilung und -vereinigung ähnlich wie beim Jamin-Interferometer, er ermöglicht jedoch einen größeren Abstand der beiden Gefäße, in denen sich die zu vergleichenden Medien befinden. Eine weitere Interferenzanordnung zur B. ist mit zwei → Fizeau-Doppelplatten und einem nachgeschalteten Dispersionsprisma möglich. Interferenzen lassen sich auch durch einfache Fraunhofersche Beugung nach der Rayleigh-Anordnung erzielen (Abb. 3).



3 Brechzahlmessung nach der Rayleigh-Anordnung im Interferenzrefraktometer nach Löwe

Hinter den beiden vom gleichen Strahlenbündel durchsetzten Medien befinden sich zwei parallele Spaltblenden, durch die ein Streifensystem entsteht. Die Brechzahländerung eines Mediums verursacht eine Verschiebung dieses Streifensystems, die gegen ein anderes Streifensystem verdeutlicht wird, das ebenfalls durch die zwei Spaltblenden, jedoch ohne Durchgang durch die Medien entstanden ist.

Die Änderung eines der beiden Medien bei all diesen Anordnungen kann auf zweierlei Arten vorgenommen werden. So kann man den Einfluß der Zustandsänderungen (Druck, Temperatur) auf die Brechzahl durch Aufprägen solcher Änderungen von außen auf ein Medium ermitteln, wobei das andere Medium konstant bleiben muß. Der Einfluß von Druck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit ist bei der interferometrischen B. erheblich, und Schwankungen dieser Parameter haben einen großen Einfluß auf die Messung. Ferner ist es möglich, ein bekanntes Medium gegen das zu messende auszutauschen.

Die Auswertung der interferometrischen Verfahren zur B. kann durch Auszählen der durchlaufenen Ordnungen erfolgen, durch Kompensation mittels definierter Änderung der durchstrahlten Länge eines Mediums oder durch einen Keil- bzw. Plattenkompensator.

Eine interferometrische B. ohne Vergleich mit einem bekannten Medium ist möglich, wenn man die Schichtdicke des Mediums um Δl ändert und die Änderung der Ordnungen beispielsweise bei einem → Fabry-Perot-Interferometer auszählt. Dann gilt der Zusammenhang $n = \frac{z \cdot \lambda}{2\Delta l}$. Es kann auch die verwendete Lichtwellenlänge geändert werden. Letztere Verfahren werden auch für die B. im Infrarot-Bereich verwendet.

4) Die Immersionsmethoden zur B. beruhen darauf, daß man den Prüfling in eine Immersionsflüssigkeit bekannter Brechzahl taucht und diese Brechzahl variiert, bis sie mit der Brechzahl des zu untersuchenden Objekts übereinstimmt. Bei Übereinstimmung der Brechzahlen von Prüfling und Immersionsflüssigkeit treten keine Phasenunterschiede mehr auf, was z. B. an einem Schlierengerät geprüft werden kann. Für mikroskopisch kleine Objekte wird zur Feststellung des Brechzahlunterschiedes zwischen dem Objekt und der Immersionsflüssigkeit die *Beckesche Methode* angewendet. Diese beruht darauf, daß bei Beobachtung im Mikroskop von der Grenze des Objekts aus beim Anheben des Mikroskoptubusses eine helle Linie beobachtet wird, die zu dem höher brechenden Medium hinwandert.

Lit. Flügge: Einführung in die Messung der optischen Grundgrößen (Karlsruhe 1954).

Breitbanddipol, → Antenne.

Breitbandpentode, eine Elektronenröhre für Breitbandverstärker, bei der durch entsprechende Konstruktion des Röhrensystems ein großes → *S/C*-Verhältnis erreicht wurde.

Breitbandverstärker, Einrichtung zur Verstärkung breiter Frequenzbänder, die vor allem in der Impuls- und Meßtechnik verwendet wird. B. haben je nach dem Verwendungszweck eine Bandbreite von einigen MHz bis hinauf zu einigen 100 MHz, wobei die untere Grenzfrequenz bei 0 Hz oder einigen Hz liegt. Derartige breite Frequenzbänder lassen sich direkt oder nach dem Trägerfrequenzverfahren verstärken. Außer der Bandbreite ist für die Anwendung die Abhängigkeit des Betrages und der Phase der komplexen Verstärkung von der Frequenz von Bedeutung. Im Zusammenhang damit steht bei Impulsverstärkern die Forderung nach möglichst formgetreuer Impulsverstärkung. Als aktive Verstärkerelemente werden Röhren und Transistoren verwendet. Infolge der immer vorhandenen Kapazitäten sowie der endlichen Steilheit der aktiven Elemente lassen sich keine Verstärkerstufen mit beliebiger Bandbreite und mit einer Verstärkung größer Eins realisieren. Die Stufenverstärkung sinkt mit wachsender Bandbreite und ist von der verwendeten Röhre oder dem verwendeten Transistor abhängig. Extrem große Bandbreiten (bis etwa 500 MHz) lassen sich mit *Kettenverstärkern* verwirklichen. Während sich bei der Parallelschaltung von normalen Verstärkerstufen die auf die Bandbreite bezogene Stufenverstärkung nicht vergrößern läßt, erreicht man bei den Kettenverstärkern durch Zwischenschalten von Laufzeitgliedern zwischen die einzelnen parallelgeschalteten aktiven Elemente eine Erhöhung der Verstärkung der gesamten Verstärkerstufe. Durch diese Maßnahme addieren sich die Verstärkungen der einzelnen

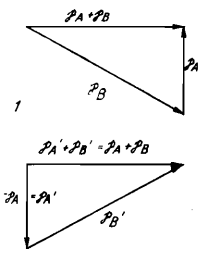
aktiven Verstärkerelemente, und man erreicht eine Verstärkung größer Eins.

Lit. Meinke u. Grundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Breite, → astronomisches Koordinatensystem.

Breitenschwankung, *Polhöhenschwankung,* die Veränderlichkeit der geographischen Breite eines Ortes bzw. die Ortsveränderung des Durchstoßpunktes der momentanen Rotationsachse der Erde durch die Erdoberfläche. Sie wird seit 1899 systematisch auf den Breitenkreisen 39,08′ N und 34,54′ S beobachtet. Die B. beträgt etwa ± 0,3″ und weist eine Periodizität von 422 bis 456 Tagen auf. Der Durchstoßpunkt beschreibt dabei ungefähr einen Kreis mit einem maximalen Durchmesser von ≈ 20 m. Die B. entsteht durch Massenverlagerungen (Eis- und Schneebedeckung, Meeresströmung, Zirkulationseinflüsse der Atmosphäre) und den dadurch verursachten Unterschied zwischen der Rotationsachse und der Achse des größten Trägheitsmomentes. Aus den B.en kann man auf die elastischen Eigenschaften des Erdkörpers als Ganzem schließen.

Breitlinienkernresonanz, ein Teilgebiet der → magnetischen Kernresonanz.



Breit-System

Breit-System, spezielles Bezugssystem, das zur Beschreibung der Rückwärtsstreuung von Teilchen besonders geeignet ist. Stoßen zwei Teilchen A und B mit den Impulsen $\vec{p}_A$ und $\vec{p}_B$ sowie den Energien E_A und E_B aufeinander und bezeichnen die gestrichenen Größen $\vec{p}_A'$, $\vec{p}_B'$ und E_A', E_B' die Impulse und Energien nach dem Stoß, dann ist das B.-S. durch $\vec{p}_A + \vec{p}_A' = 0$ charakterisiert. Haben die Teilchen gleiche Masse, so folgt $|\vec{p}_B| = |\vec{p}_B'|$, $E_A = E_A'$, $E_B = E_B'$, und die Impulsvektoren vor und nach dem Stoß setzen sich gemäß Abb. 1 und Abb. 2 zusammen. Der Impulsübertrag ist $\Delta = \frac{1}{2}(\vec{p}_A' - \vec{p}_A) = \vec{p}_A'$; sein Quadrat fällt mit dem Quadrat des 4-Impulsübertrags $\Delta^2 = (p_A' - p_A)^2$ zusammen, wobei $p_A = (E_A, \vec{p}_A)$ und $\vec{p}_A' = (E_A', \vec{p}_A')$ die Viererimpulse des Teilchens A vor und nach dem Stoß sind.

Breit-Wigner-Formel, Formel für die Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten in der Nähe einer isolierten Resonanz. Diese Resonanzen sind mathematisch mit dem Auftreten komplexer Pole in der S-Matrix und einem Durchgang der Streuphase durch $\pi/2$ (→ quantenmechanische Streutheorie) physikalisch durch die Bildung langlebiger Zwischenzustände bei einem beliebigen Streuprozeß charakterisiert. Solche langlebigen Zwischenzustände können sowohl bei der Absorption elektromagnetischer Strahlung durch atomare Systeme, bei der Streuung von Teilchen mit Ruhmasse an einem einfachen Potential oder an einem komplizierten Mehrteilchensystem auftreten. Der letzte Fall ist von großer Bedeutung für Kernreaktionen, die über die Bildung eines Compoundkerns verlaufen. In allen Fällen kommt es zunächst zur Resonanzabsorption des Primärteilchens mit dem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_{\text{res}})^2 + (\Gamma/2)^2}.$$ Dabei sind

$k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl der Primärwelle und E die Energie im Schwerpunktsystem, E_{res} die Resonanzenergie, Γ die Breite der Resonanz und Γ_a die Partialbreite für den Einfangprozeß. Bei einer Compoundkernreaktion ist E_{res} die Energie des quasistationären Compoundniveaus. Bei rein elastischer Streuung ist $\Gamma_a = \Gamma$ und $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{streu}}$. Der Querschnitt nimmt dann den theoretisch maximal möglichen Wert $4\pi/k^2 \sim \lambda^2$ an, der bei langsamen Teilchen sehr groß werden kann. Γ bestimmt über $\Gamma = \hbar/\tau$ direkt die mittlere Lebensdauer des quasistationären Compoundsystems, sehr schmale Resonanzen entsprechen also besonders langlebigen Zwischenzuständen, die sich in vieler Hinsicht sehr ähnlich wie stationäre Zustände verhalten. Im allgemeinen kann der gebildete Compoundzustand nicht nur über den elastischen oder Ausgangskanal, sondern über mehrere offene Reaktionskanäle, deren Zahl i. a. mit der Energie anwächst, zerfallen. Dann setzt sich die Gesamtbreite $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ additiv aus allen Partialbreiten Γ_i zusammen. Entsprechendes gilt für den Querschnitt $\sigma_{\text{tot}} = \sum_i \sigma_i$ mit $\sigma_i = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_a \Gamma_i}{(E - E_{\text{res}})^2 + (\Gamma/2)^2}$. Dabei stimmt die Streubreite $\Gamma_s = \Gamma_a$ mit der Breite für den inneren Einfangprozeß überein. Die Faktorisierbarkeit der Querschnitte in dem gesamten Bildungsquerschnitt σ_{tot} und die relativen Zerfallsverhältnisse Γ_i/Γ sind typisch für Resonanzprozesse. Die angegebenen Formeln für σ_{tot} bzw. σ_i berücksichtigen noch keine Drehimpulseffekte; bei Streuung von Partialwellen mit von Null verschiedenem Drehimpulsquadrat $\hbar^2 l(l+1)$ tritt ein Zusatzfaktor $(2l+1)$, bei von Null verschiedenen Spins von Ausgangs- und Compoundsystemen noch ein statistischer Faktor g hinzu.

Das Charakteristische der durch die B.-W.-F. beschriebenen Resonanzprozesse ist die stark selektive Absorption mit einem maximalen Wirkungsquerschnitt der Größenordnung λ^2, der sowohl bei Licht- als auch bei Teilchenabsorption den geometrischen Querschnitt der Atome bzw. Atomkerne mehrere millionenmal übertreffen kann.

Das Hauptanwendungsgebiet der B.-W.-F. sind die neutroneninduzierten Kernreaktionen. Die Einfangbreite Γ_a wird Neutronenbreite Γ_n genannt. Ein sehr wichtiger Folgeprozeß ist der Strahlungseinfang, bei dem der hochangeregte Compoundkern seine Energie in Form von elektromagnetischer γ-Strahlung abgibt. Die zugehörige Partialbreite Γ_i wird mit Γ_γ bezeichnet und Strahlungsbreite genannt. Für diese Kernreaktionen hat der statistische Faktor g die Form $g = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2I+1}$, wobei J den Spin des Compoundkerns und I den Spin des Targetkerns bedeuten. Außerhalb der Resonanz liegt Potentialstreuung vor, wobei das Neutron kaum in den Targetkern eindringt. Bei genauerer Betrachtung muß im Wirkungsquerschnitt ein Interferenzkern zwischen Potential- und Resonanzstreuung berücksichtigt werden. Auf der Grundlage der B.-W.-F. erfolgt die Analyse der gemessenen Resonanzquerschnitte. Im Ergebnis solcher Analysen sind die Resonanzparameter g, Γ_γ, Γ_n, Γ sehr vieler Neutronenresonanzen

in mittelschweren und schweren Kernen bekannt.

Sind mehrere Resonanzniveaus vorhanden, deren Abstand nicht wesentlich größer als die Resonanzbreite Γ ist, so interferieren im Wirkungsquerschnitt die verschiedenen Beiträge von den einzelnen Resonanzniveaus zu sehr komplizierten Resonanzstrukturen, die B.-W.-F. wird dann praktisch wertlos.

Bremsfeldröhre, *Barkhausen-Kurz-Röhre,* eine Laufzeitröhre, meist in der Form einer Triode. B.n haben heute wegen ihrer Instabilität und ihrer geringen abgegebenen Leistungen kaum noch Bedeutung. → Barkhausen-Kurz-Schwingung.

Bremsgitter, eine Elektrode der Elektronenröhren. Es wird zwischen Anode und Schirmgitter angeordnet und erhält ein so niedriges Potential, daß die aus der Anode herausgeschlagenen Sekundärelektronen wieder zu ihr zurückkehren, auch für den Fall, daß das Schirmgitter höhere Momentanspannung als die Anode hat. Meist ist das B. innerhalb des Röhrensystems mit der Katode verbunden.

Bremsgleichung, → Age-Theorie.

Bremskontinuum, → Röntgenstrahlen, → Röntgenspektrum.

Bremslänge, → Neutronenbremsung.

Bremsneutronen, Bezeichnung für Neutronen, die einen Bremsprozeß durchmachen (→ Neutronenbremsung), z. B. die Spaltneutronen in einem Moderator. Wenn keine Absorption erfolgt, hat der Fluß der B. einen $1/E$-Verlauf wie die Neutronen oberhalb des thermischen Gebiets in einem Reaktor, wobei E die Neutronenenergie bedeutet.

Bremsnutzung, der Faktor p in der → Vierfaktorenformel, der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein schnelles Neutron aus der Kernspaltung während des Prozesses der Neutronenbremsung nicht eingefangen wird, sondern geringe, im allgemeinen thermische Energien erreicht. Meist betrachtet man die Abbremsung von der Spaltenergie bis auf die Neutronenenergie, die der Betriebstemperatur des Reaktors entspricht. Der größte Teil der beim Bremsprozeß verlorengehenden Neutronen wird im Energiebereich der Resonanzstellen der Spaltelemente absorbiert (→ Resonanzabsorption). Daher stammen auch die an Stelle von B. manchmal gebrauchten Bezeichnungen *Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit* bzw. *Resonanzentkommwahrscheinlichkeit,* engl. *resonance escape probability.* Man kann die B. im Reaktor erhöhen, d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß die Bremsneutronen in den Resonanzen eingefangen werden, herabsetzen, indem man die räumlich getrennte Anordnung der Spaltelemente und des Moderators variiert. Eine gebräuchliche Verteilung ist beim heterogenen Reaktor realisiert: Uranstäbe in regelmäßiger, gitterförmiger Aufstellung in der Moderatorsubstanz.

Bremsprozeß, → Neutronenbremsung.

Bremsspektrum, Darstellung der Bremsstrahlungsintensität über die Wellenlänge. Das B. ist kontinuierlich und hat eine scharfe kurzwellige Grenze bei der Grenzwellenlänge λ_g. Diese Grenzwellenlänge ist quantentheoretisch dadurch bestimmt, daß die kinetische Energie $mv^2/2$ eines Elektrons bei der Abbremsung vollständig in die Energie hc/λ_g eines Strahlungsquants umgesetzt wird. Dabei ist m die Elektronenmasse, v die Elektronengeschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum. Auf der genauen Messung der Grenzwellenlänge beruht eine Präzisionsmethode zur Bestimmung von h.

Bremsstrahlung, elektromagnetische Strahlung im Wellenlängengebiet der Röntgenstrahlung und der γ-Strahlung, die bei der Ablenkung schneller Elektronen im Coulomb-Feld eines Kerns emittiert wird und das → Bremsspektrum ergibt. Beispielsweise werden Katodenstrahlen an den Kernen des Antikatodenmaterials einer Röntgenröhre abgebremst. Die Entstehung von B. ist als umgekehrter lichtelektrischer Effekt aufzufassen. Beim Vorbeiflug am Kern sieht das Elektron ein sich änderndes Kernfeld. Von der Änderung dieses elektromagnetischen Feldes rührt die Strahlungsemission gemäß der klassischen Elektrodynamik her. Die quantenmechanische Beschreibung, die den Prozeß als eine Folge zweier virtueller Übergänge betrachtet, wurde 1934 von Bethe und Heitler gegeben. → Röntgenstrahlen.

Bremsstrahlungsverluste, → ionisierende Strahlung.

Bremssubstanz, svw. Moderator, → Neutronenbremsung, → Age-Theorie.

Bremsverhältnis, → Neutronenbremsung.

Bremsvermögen, die Eigenschaft stofflicher Medien zur Abbremsung

1) von ungeladenen Teilchen, → Neutronenbremsung.

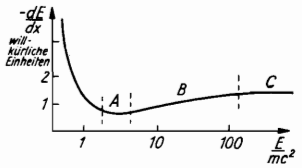
2) von elektrisch geladenen Teilchen, die beim Durchgang durch Materie einen Energieverlust (Ionisationsverlust) erleiden, der von Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens sowie von den Eigenschaften des durchquerten Mediums abhängt.

Der auf elektromagnetischer Wechselwirkung beruhende mittlere Energieverlust $-\overline{(\mathrm{d}E)}$ schwerer Teilchen je Wegstrecke $\mathrm{d}x$ wird durch die von Bethe und Bloch abgeleitete Formel (*Bethe-Bloch-Formel*)

$$-\overline{\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)} = \frac{4\pi n e^4 z^2 Z}{(4\pi\varepsilon_0)^2 m\beta^2 c^2}\left[\ln\frac{2m\beta^2c^2W_{\max}}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U\right]$$

beschrieben. Dabei bedeutet e die Elektronenladung, z die Ladung des Teilchens, $\beta = v/c$ das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit v zu Vakuumlichtgeschwindigkeit c, m die Elektronenmasse, n die Anzahl der Atome je Kubikzentimeter im Medium mit der Kernladungszahl Z, $W_{\max}$ die maximal auf ein Elektron beim Stoß übertragbare Energie und I das mittlere Ionisationspotential des durchquerten Mediums; δ und U sind Korrekturgrößen, die die Dichteeffekte und die Schaleneffekte berücksichtigen. Da die Werte theoretisch nicht völlig bekannt sind, wird die Funktion durch exakte Messungen geeicht. Der allgemeine Verlauf der Kurve wird in der Abb. dargestellt. Der durch die Bethe-Bloch-Formel beschriebene Energieverlust erfolgt in diskreten Schritten (durch suk-

zessive Stöße mit den Atomen), die jedoch im allgemeinen so klein sind, daß der Energieverlust hochenergetischer Teilchen als kontinuierlich angesehen werden kann. Eine Messung des spezifischen Energieverlustes (→ Ionisationsmessung) kann zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit benutzt werden. Durch Integration der Bethe-Bloch-Formel kommt man zur Energie-Reichweite-Beziehung (→ ionisierende Strahlung).



Allgemeiner Verlauf des spezifischen Energieverlusts hochenergetischer Teilchen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie in Einheiten der Ruhenergie. *A* Bereich des minimalen Energieverlusts bei $\frac{E}{mc} 2 \approx 4$, *B* Bereich des relativistischen Wiederanstiegs, *C* Bereich der ultrarelativistischen Plateau-Ionisation

In der Hochenergiephysik spielt auch das auf starker Wechselwirkung (Kernwechselwirkung) beruhende Bremsvermögen von Materie eine Rolle, z. B. bei der Absorption von Kernstrahlung. Der Energieverlust erfolgt dabei sprunghaft, da bei einem einzigen Stoß die gesamte Energie umgesetzt werden kann.

Bremszeit, → Neutronenbremsung.

Brennebene, die in den Brennpunkten (→ Kardinalelemente) senkrecht zur optischen Achse stehende Ebene.

Brennelementkassette, → Kernbrennstoff.

Brennfläche, → Kaustik.

Brennfleck, → Katodenbrennfleck.

Brenngeschwindigkeit, svw. Verbrennungsgeschwindigkeit.

Brennpunkt, → Kardinalelemente.

Brennspannung, → Gasentladung.

Brennstoff, 1) ein natürlicher oder veredelter, fester, flüssiger oder gasförmiger Stoff, der zur Wärmegewinnung durch Verbrennung verwendet wird (Umwandlung chemisch gebundener Energie in Wärme). B.e, deren chemisch gebundene Energie unmittelbar in mechanische Arbeit umgesetzt werden kann, bezeichnet man als Kraftstoffe. B.e bestehen vorwiegend aus Kohlenstoff und Wasserstoff, wobei der Kohlenstoff der Hauptträger der Wärme ist und der Wasserstoff besonders die Entzündlichkeit und Brennbarkeit bestimmt. Ferner enthalten die B.e noch Sauerstoff, Stickstoff und Schwefel sowie Ballaststoffe, z. B. Asche und Wasser. Die prozentuale Zusammensetzung des B.s beeinflußt seinen Heizwert.

Man teilt die B.e ein in feste (Heizwert von 7,5 bis $36 \cdot 10^6$ J/kg), flüssige (Heizwert von 19,6 bis $44{,}5 \cdot 10^6$ J/kg) und gasförmige B.e (Heizwert der Arm- oder Schwachgase bis zu $8{,}4 \cdot 10^6$ J/kg, der Starkgase von 8,4 bis 20,9 $\cdot 10^6$ J/kg und der Reichgase über $20{,}9 \cdot 10^6$ J/kg) (Tab.).

Brennstoff-Tabelle

Feste B. (Heizwert in J/kg)

Anthrazit	bis $36 \cdot 10^6$
Holzkohle	29 bis $33 \cdot 10^6$
Flammkohle	$33 \cdot 10^6$
Gasflammkohle	bis $34 \cdot 10^6$
Gaskohle	bis $35 \cdot 10^6$
Fettkohle	bis $35{,}5 \cdot 10^6$
Eßkohle	$35{,}5 \cdot 10^6$
Magerkohle	bis $35{,}6 \cdot 10^6$
Koks	über $29 \cdot 10^6$
Steinkohlenschwelkoks	etwa $29 \cdot 10^6$
Braunkohlenschwelkoks	etwa $23 \cdot 10^6$
Grudekoks	21 bis $23 \cdot 10^6$
Braunkohlenbriketts	$21 \cdot 10^6$
Torf	9,5 bis $16 \cdot 10^6$
Holz	12 bis $16 \cdot 10^6$
Weichbraunkohle	7,6 bis $12{,}5 \cdot 10^6$
Hartbraunkohle	20 bis $30 \cdot 10^6$

Flüssige B. (Heizwert in J/kg)

Benzin	$43 \cdot 10^6$
Dieselkraftstoff	38 bis $44{,}5 \cdot 10^6$
Rohpetroleum	$42 \cdot 10^6$
Benzol	$40{,}5 \cdot 10^6$
Braunkohlenteeröl	$40 \cdot 10^6$
Steinkohlenteeröl	$37{,}6 \cdot 10^6$
Äthanol	$26{,}6 \cdot 10^6$
Methanol	$19{,}5 \cdot 10^6$

Gasförmige B. (Heizwert in J/m³ i. N.)

Stadtgas	14,2 bis $18 \cdot 10^6$
Wassergas	10,4 bis $10{,}9 \cdot 10^6$
Generatorgas	3,4 bis $7{,}1 \cdot 10^6$
Gichtgas	3,0 bis $4{,}0 \cdot 10^6$
Erdgas, naß	21 bis $54{,}5 \cdot 10^6$
Erdgas, trocken	19 bis $33{,}5 \cdot 10^6$

Lit. Boie: Vom B. zum Rauchgas (Leipzig 1957); Goedicke: Technische Brennstoffverwertung (Leipzig 1960); Gumz: Kurzes Handb. der Brennstoff- und Feuerungstechnik (3. Aufl. Berlin 1962); Krist: Die festen B.e (Leipzig 1951).

2) → Kernbrennstoff.

Brennstoffelement, 1) *Brennstoffzelle,* ein galvanisches Element, in dem kontinuierlich die Reaktionsenergie der Oxydation von Wasserstoff, Kohlenstoff, Kohlenwasserstoffen, Methanol, Ammoniak oder Hydrazin u. ä. mit Hilfe eines Oxydationsmittels, wie Sauerstoff, Luft, Chlor und Peroxide, direkt in elektrische Energie ohne den Umweg über Wärmekraftmaschinen umgewandelt wird. Dabei wird an einer Katode das Oxydationsmittel, meist Luftsauerstoff, reduziert und an einer Anode der Brennstoff oxydiert. Charakteristisch für B.e sind hohe Leistungen je Masseeinheit, günstige Stromspannungscharakteristiken und Energie-Wirkungsgrade (≧50%). Zur Zeit ist der Einsatz von B.en noch auf Spezialzwecke, wie Raketen- und Raumfahrttechnik, Signalwesen, Elektronik, beschränkt. Im Unterschied zu den anfänglichen Versuchen mit Hochtemperaturelementen auf Kohlebasis konzentriert man sich heute auf solche Typen von B.en, die bei Normal- oder mittleren Temperaturen (bis etwa 400 °C) arbeiten; Zink-Luftsauerstoff-Elemente, in denen Zink unmittelbar durch Luftsauerstoff oxydiert wird, werden seriemäßig hergestellt. Weiterhin sind in der Praxis am meisten Mitteltemperaturzellen für Knallgas mit Nickel- oder porösen Kohleelektroden erprobt, ferner Zellen mit Ionenaustauschermembranen als Elektrolyt sowie Zellen, bei denen der Brennstoff Methanol zunächst in Wasserstoff umgesetzt wird. Die Hauptproblematik bei der Entwicklung von B.en liegt in der Konstruktion von Elektroden, die eine hohe Übertrittsgeschwindigkeit mit geringen Reak-

tionshemmungen (→ Überspannungen) erbringen und die bei den oft extremen Arbeitsbedingungen (z. B. hochkonzentrierte oder geschmolzene Elektrolyte, hohe Arbeitstemperaturen) ihre Aktivität und mechanische Festigkeit genügend lange aufrechterhalten. Als Elektrodenmaterial verwendet man vorwiegend poröse Metalle (Platin, Palladium, Nickel) oder elektrokatalytisch aktive Kunstkohle, deren Wirksamkeit durch Zusatz radioaktiver Strahler noch erhöht werden kann.

Die technische Realisierung der Knallgaszelle oder ähnlicher Elemente mit Gasdiffusionselektroden erfordert ein kompliziertes Regelungs- und Sicherheitssystem. Weniger Aufwand bedingen B.e, die mit flüssigen oder metallischen Brennstoffen und unter Ausnutzung des Sauerstoffs der Luft betrieben werden. Diese Typen sollen in der Zukunft für den Elektroantrieb kommunaler Fahrzeuge eingesetzt werden. Man will auf diese Weise vor allem der in Großstädten durch die Auspuffgase von Kraftfahrzeugen zunehmenden Vergiftung der Atmosphäre Einhalt gebieten.

Das Prinzip der B.e wurde erstmalig 1894 von W. Ostwald wissenschaftlich erklärt.

2) → Kernbrennstoff.

Brennstoffvergiftung, in der Reaktortechnik das vorzeitige Unbrauchbarwerden von Kernbrennstoff infolge unerwünschter, neutronenabsorbierender Spaltprodukte, die beim Kernspaltungsprozeß entstehen und auf die Kernkettenreaktion „vergiftend" wirken. Einen sehr großen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen haben besonders die Isotope Xe-135 mit $3{,}5 \cdot 10^6$ barn und Sm-149 mit $3{,}5 \cdot 10^4$ barn. Sie bewirken damit eine erhebliche Verminderung des Faktors der thermischen Ausnutzung (→ Vierfaktorenformel). Xe-135 bildet sich sowohl als unmittelbares Spaltprodukt mit einer Ausbeute von 0,3% als auch als Folgeprodukt beim Zerfall von J-135, das aus dem Spaltprodukt Te-135 mit einer Halbwertszeit von 2 min und einer Ausbeute von 5,9% entsteht. Für die *Xenonvergiftung* ist in erster Linie dieser Prozeß maßgebend. Sowohl Xe-135 als auch J-135 verschwinden durch natürlichen Zerfall und durch Einfang von Neutronen. Da J-135 eine Halbwertszeit von 6,7 h hat, Xe-135 eine von 9,2 h, stellt sich nach entsprechend langer Betriebszeit des Reaktors eine Gleichgewichtskonzentration dieser Elemente ein, deren Größe von der Intensität des Neutronenflusses im Reaktor bestimmt ist. Neben Xe-135 ist auch Sm-149 ein hinsichtlich der B. sehr wichtiges Spaltprodukt; es tritt als Endprodukt der Zerfallsreihe Nd-149 → Pm-149 auf und ist stabil. Sm-149 verschwindet nur durch Neutroneneinfang.

Wenn der Reaktor längere Zeit in Betrieb ist, können sich die Gifte so stark anhäufen, daß die Kernkettenreaktion erlischt. Die Xenon-Vergiftung z. B. bestimmt entscheidend die Möglichkeit des Anfahrens nach kurzzeitigem Abschalten des Reaktors, sie kann dies bei zu kleiner eingebauter → Reaktivität für viele Stunden unmöglich machen. Das Problem der *Samarium-Vergiftung* ist im Vergleich zu dem der Xenon-Vergiftung nicht bedeutend. Etwa $^1/_3$ der gesamten B. wird durch das Spaltprodukt Xe-135 verursacht, die übrige Vergiftung verteilt sich annähernd folgendermaßen: Seltene Erden etwa 45%, Cäsium und Strontium etwa 6%, Krypton und Xenon (ohne Xe-135!) etwa 10%, Rhodium und Kadmium etwa 6%.

Brennstoffzelle, svw. Brennstoffelement.

Brennweite, f, wichtigste Kenngröße einer Linse oder eines optischen Systems (→ Abbildungsgleichungen, → Kardinalelemente). Die B. ist exakt nur für das paraxiale Gebiet angebbar und wird definiert durch die Beziehung

$$f = \lim_{\sigma_B \to 0} \frac{y'}{\tan \sigma_B} \quad \text{oder} \quad f = \lim_{h \to 0} \frac{h}{\sin \sigma'}.$$

Dabei sind y' die Bildgröße, σ_B der Winkel des Hauptstrahls gegen die optische Achse, h die Einfallshöhe eines achsenparallelen Strahls und σ' der Winkel des Bildstrahls gegen die optische Achse. Bei endlicher Öffnung des Systems und Größe des Bildfeldes kann die B. nur auf die jeweilige → Einstellebene bezogen werden und wird dann zu einer dem Verwendungszweck angepaßten Systemkonstante.

Der Kehrwert der B. (in m), d. h. $1000/f$ in Metern, wird als *Brechkraft* bezeichnet und in Dioptrien gemessen.

Brennweitenmessung, die Bestimmung der Brennweite eines optischen Systems mit Hilfe physikalischer Verfahren, die dem jeweiligen Verwendungszweck des Systems möglichst angepaßt sind. Die B. kann entweder mit laboratoriumsmäßigen Mitteln oder mit speziellen Meßeinrichtungen, den *Fokometern*, erfolgen. Die Methodik der B. kann entweder auf den Abbildungsgleichungen oder auf den Definitionsgleichungen aufgebaut sein.

1) Bei der B. auf der Grundlage der → Abbildungsgleichungen, d. h. der gegenseitigen Zusammenhänge zwischen Brennweite, Abbildungsmaßstab und Bildgröße bei gegebenen Objektlagen und -größen, ist die Messung von Bildgrößen der Messung von Verschiebungen längs der Achse vorzuziehen, da letztere stets mit größeren Unsicherheiten behaftet sind. Ferner gehen die → Abbildungsfehler des zu messenden Systems als Summe in die Messung ein. Deshalb stellt das Ergebnis stets nur eine für bestimmte Nebenbedingungen (relative Öffnung, Objektweite, Bildwinkel, Wellenlänge) geltende Näherung an die definitionsgemäße → Brennweite dar. Bei den Fokometern wird meist das Objekt in die Entfernung Unendlich verlegt (z. B. mittels eines Kollimators) und die durch ein Markenpaar in der Brennebene des Kollimators vorgegebene Winkelgröße des Objekts als Bestimmungsgröße benutzt. Bei Präzisionsmessungen ist das Verfahren dem Verwendungszweck des zu messenden Systems weitestgehend anzupassen. Man spricht deshalb bei den derart gemessenen Brennweiten von Objektiven für hochwertige Geräte (z. B. Kollimatoren, Meßkameras) besser von *Systemkonstante* (z. B. *Kollimatorkonstante*, *Kamerakonstante*) als von Brennweite.

2) Bei der B. auf der Grundlage der Definitionsgleichungen (→ Brennweite) kann die Brennweite in Abhängigkeit von der Einfallhöhe achsenparalleler Strahlenbündel bestimmt und hieraus die exakte paraxiale Brennweite

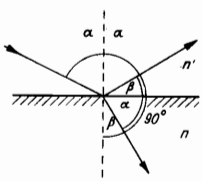
errechnet werden. Die für solche Messungen geeigneten Geräte sind so aufgebaut, daß das Ergebnis durch Unsicherheiten axialer Bildortfestlegungen völlig unbeeinflußt bleibt. Das *Abbesche Fokometer* benutzt zwei in bekanntem Abstand voneinander stehende Teilungen, die durch das zu messende System hindurch mit dem Mikroskop abgelesen werden, wobei durch meßbare Verschiebung des Mikroskops die Einfallshöhe h festgelegt wird. Man erhält so den Wert $\tan\sigma'$ und berechnet nach der bei größeren Höhen h notwendigen Umwandlung die Brennweite nach der Gleichung $f = h/\sin\sigma'$. Auf einem Autokollimationsverfahren beruht das *Koinzidenzfokometer von Hodam*. Das vom Kollimator mit Spaltmarke erzeugte Strahlenbündel wird im Prisma in zwei Teilbündel aufgespalten, wobei der gegenseitige Abstand $2h$ der Teilbündel durch axiales Verschieben des Prismas meßbar variiert werden kann. Eine Hilfslinse bildet den Spalt auf der Spiegelplatte mit Längsspalt ab. Der diesen Spiegelspalt durchsetzende Teil der Bündel gelangt zu dem zu messenden System und zu dem Spiegelpaar, das den Öffnungswinkel σ' verifiziert. Nach Reflexion an den Spiegeln des Spiegelpaars entsteht im Längsschlitz des Spiegels ein zweites Spaltbild, das bei Erfüllung der Definitionsgleichung mit dem ersten zur Koinzidenz kommt. Verwendet man eine Reihe von Meßspiegelpaaren mit verschiedenen Winkeln, so kann der jeweils zugehörige Wert der Einfallshöhe h durch Verschieben des Prismas gemessen und die Brennweite aus der Definitionsgleichung $f = h/\sin\sigma'$ ermittelt werden.

Lit. Kessler: Optische Konstanten, in Handb. der Physik (Geiger-Scheel), Bd XVIII (Berlin 1927); Flügge: Einführung in die Messung der optischen Grundgrößen (Karlsruhe 1954); Hodam: Technische Optik (Berlin 1965).

Brewster-Punkt, → Polarisation des Himmelslichtes.

Brewstersches Gesetz, → Brewster-Winkel.

Brewster-Winkel, *Polarisationswinkel,* ein Winkel, der dadurch ausgezeichnet ist, daß bei Reflexion von natürlichem Licht an der Grenzfläche zweier nichtabsorbierender Medien (z. B. Luft — Glas) das reflektierte Licht vollständig linear polarisiert ist, wenn das auftreffende Licht unter diesem Winkel einfällt. Teilweise elliptisch polarisiertes Licht tritt bei Reflexion an einem absorbierenden Medium auf. Für den B.-W. gilt die Beziehung $\tan\alpha = \frac{n'}{n}$; n' bzw. n ist der Brechungsindex des Mediums, das den einfallenden und reflektierten bzw. gebrochenen Strahl enthält. Bei Lichteinfall unter dem B.-W. stehen reflektierter und gebrochener Strahl aufeinander senkrecht (*Brewstersches Gesetz*, Abb.). An der Grenzfläche Luft — Glas beträgt der B.-W. ungefähr 57°.



Reflexion unter dem Brewster-Winkel α an der Grenzfläche zweier nichtabsorbierender Medien

Bridgman-Effekt, → Thermoelektrizität.

Bridgman-Verfahren, → Kristallzüchtung.

Bridgman-Wärme, → Thermoelektrizität.

Brillenglas, → Augenoptik.

Brillouin-Funktion, → Curiesches Gesetz.

Brillouin-Streuung, die von Brillouin 1914 und 1922 und Mandelstam 1918 bis 26 vorausgesagte und von Gross 1930 erstmals experimentell bestimmte → Streuung von Licht an akustischen Phononen in Festkörpern und Flüssigkeiten. Erst mit dem Laser als Lichtquelle, der sich durch hohe Lichtintensität und Monochromasie auszeichnet, erfuhr die B.-S. ein weites Anwendungsfeld. Elastische Wellen in reinen Festkörpern und Flüssigkeiten mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$, dem Polarisationsindex j, der Frequenz $\omega(j\vec{q})$ und der Gruppengeschwindigkeit $\vec{v}(j\vec{q})$ stellen räumlich und zeitlich periodisch veränderliche Inhomogenitäten der Dichte dar, an denen eine Lichtstreuung (analog der der Röntgenstrahlen an den periodisch eingebauten Gitteratomen) erfolgen kann. Für die Wellenvektoren des einfallenden und des gestreuten Lichtes $\vec{k}_i$ bzw. $\vec{k}_f$ gilt der Impulserhaltungssatz $\vec{k}_i - \vec{k}_f = \vec{q}$ oder — mit dem Streuwinkel 2θ zwischen $\vec{k}_i$ und $\vec{k}_f$ und mit $|\vec{k}_i| = k$, $|\vec{q}| = q$ — die Bragg-Beziehung $2k\sin\theta = q$. Da $|\vec{v}(j\vec{q})| = v(j\vec{q}) \neq 0$ ist, ergibt sich in der klassischen Betrachtungsweise infolge des Doppler-Effektes eine Frequenzverschiebung des gestreuten gegenüber dem einfallenden Licht von

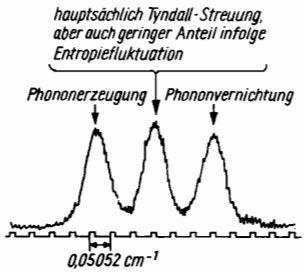
$$\omega_i - \omega_f = \pm qv(j\vec{q}) = \pm k\sin\theta\, v(j\vec{q})$$
$$= \pm 2\omega_i \frac{v(j\vec{q})}{c/n}\sin\theta, \qquad (1)$$

wobei c/n die Lichtgeschwindigkeit im Medium und n dessen Brechungsindex bedeutet. Wegen $c/n \gg v(j\vec{q}) \approx 10^5$ cm/s ist bei Lichtfrequenzen $\omega_i \approx 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ die relative Frequenzverschiebung $\frac{\omega_i - \omega_f}{\omega_i}$ ($\approx 10^{-5}$) klein und nur mit optischen Geräten von hohem Auflösungsvermögen, z. B. dem Fabry-Perot-Interferometer, nachweisbar. Berücksichtigt man weitere Wechselwirkungsmechanismen nicht, so erhält man aus (1) für Kristalle im allgemeinen drei nach höheren und drei nach niedrigen Frequenzen bezüglich der Frequenz des einfallenden Lichts verschobene Linien, deren Verschiebungen vom Streuwinkel θ und von der Orientierung des Kristalls zum einfallenden Licht abhängen. Wegen der zwei Polarisationsrichtungen des einfallenden und gestreuten Lichtes können im allgemeinen sechs Linien noch jeweils in vier Linien aufspalten. Mit der Methode der B.-S. kann man die Änderung der Schallgeschwindigkeit als Funktion der Kristallorientierung messen. In Flüssigkeiten ist die Schallgeschwindigkeit in allen Richtungen gleich, und es sind nur longitudinale Wellen ausbreitungsfähig. Daher findet man bei der Streuung von monochromatischem Licht im Spektrum zu beiden Seiten der Frequenz des einfallenden Lichtes nur eine Linie. Für die Intensitäten der gestreuten Linien erhält man mit $\hbar qv(j\vec{q}) \ll k_B T$ die Beziehung

$$I_j = \left(\frac{V}{\varrho}\right)\frac{k_B T\omega_i^4}{8\pi^3(c/n)^3 v^2(j\vec{q})}\sum_{\varkappa\alpha\beta\gamma\delta} n_\alpha^\varkappa n_\beta^\varkappa g_{\alpha\gamma}(j)\times$$
$$\times\, g_{\beta\delta}(j)\, E_\gamma^+ \cdot E_\delta^-. \qquad (2)$$

Hierbei sind $\vec{n}^\varkappa$ ($\varkappa = 1, 2$) Einheitsvektoren senkrecht zu $\vec{k}_f$; $\vec{E}^- = (\vec{E}^+)^*$ die komplexe Amplitude des elektrischen Feldvektors des einfallenden Lichtes, V das Kristallvolumen, ϱ die Massendichte, k_B die Boltzmannsche

Konstante, T die absolute Temperatur und $g_{\alpha\beta}(j)$ Tensorkomponenten, die sich aus den elasto-optischen Konstanten (Pockel) ableiten lassen. In den Brillouin-Spektren tritt immer auch eine unverschobene Linie auf (Abb.), die

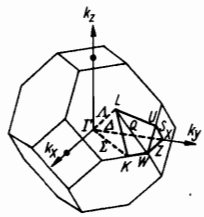


Brillouin-Spektrum von Toluol

in den meisten Proben auf eine Streuung an Verunreinigungen bzw. Kristallfehlern zurückzuführen ist (*Tyndall-Streuung*). Jedoch bleibt bei der sorgfältigsten Reinigung immer eine Restkomponente mit der Primärfrequenz, deren Ursache Landau und Placzek (1934) deuteten. Die durch die Schallwellen verursachten Dichteschwankungen können sich einerseits in einer Druckänderung bei konstanter Entropie und andererseits in einer Entropieänderung bei konstantem Druck auswirken. Während die erste Wirkung mit einer Frequenzänderung des gestreuten Lichtes verbunden ist, bleibt bei der Entropieänderung bei konstantem Druck die Frequenz bei der Streuung unverändert (analog zur Rayleigh-Streuung). Das Verhältnis der Intensitäten dieser „Rayleigh"-Streuung zur Summe der Intensitäten der verschobenen Linien ist $(c_p - c_v)/c_v$, wobei c_p, c_v die spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen bedeuten. Dabei ist der infolge der Tyndall-Streuung auftretende Anteil an der unverschobenen Linie im experimentellen Brillouin-Spektrum von dem Anteil infolge der Entropieschwankungen zu unterscheiden. Die Linienbreite der Linien im Spektrum der gestreuten Linien hängt von der Lebensdauer der Schallwellen ab, d. h. von der Stärke der anharmonischen Prozesse und von Phononenstreuprozessen an Verunreinigungen, Gitterfehlstellen, Elektronen u. a., bzw. von der Lebensdauer der Entropiefluktuationen.

Brillouin-Zone, die symmetrische Elementarzelle des reziproken Gitters. Sind $\vec{K}$ die reziproken Gittervektoren, so ist die 1. B.-Z. (auch kurz B.-Z. genannt) derjenige Bereich, der dem Ursprung am nächsten liegt und von *Brillouinschen Zonenebenen* oder *Zonengrenzen* begrenzt wird. Brillouinsche Zonenebenen erhält man, wenn man für jedes $\vec{K}$ durch den Punkt $\frac{1}{2}\vec{K}$ eine Ebene mit $\vec{K}$ als Normale legt. Die B.-Z. ist allein durch die Translationsgruppe des Gitters festgelegt. Die Wellenzahlvektoren aus der 1. B.-Z. heißen *reduzierte Ausbreitungsvektoren* $\vec{k}$ und dienen zur Unterscheidung der Energiezustände eines Energiebandes (→ Bandstruktur). Bestimmte Punkte der B.-Z., die besonders symmetrisch liegen, werden speziell bezeichnet, z. B. der Punkt $\vec{k} = 0$ durch Γ (Abb.)

Höhere B.-Z.n erhält man aus der oben definierten 1. B.-Z. dadurch, daß man zu jedem Vektor $\vec{k}$ der 1. B.-Z. alle Vektoren $\vec{k} + \vec{K}$ bildet, der Größe nach ordnet und der Reihe nach den höheren B.-Z.n zuordnet. Jede B.-Z. hat somit das gleiche Volumen. Auch die höheren B.-Z.n werden durch die oben beschriebenen Brillouinschen Zonenebenen begrenzt. Jede Zonenebene trennt zwei aufeinanderfolgende B.-Z.n. Die höheren B.-Z.n bestehen meist aus einzelnen Teilgebieten, die längs einzelner Flächen oder nur an einzelnen Geraden zusammenhängen und durch Vektoren $\vec{K}$ translatorisch in die 1. B.-Z. verschoben werden können.



Brillouin-Zone des kubisch-flächenzentrierten Gitters mit Bezeichnung der Symmetriepunkte

Brinell-Verfahren, → Härtemessung.

Brisanz, Sprengkraft, kennzeichnet besonders die zertrümmernde Kraft eines detonierenden Explosivstoffes. Langsamer abbrennende Sprengstoffe dagegen haben eine mehr treibende Wirkung. Zum zahlenmäßigen Vergleich der B. verschiedener Explosivstoffe dient der *Brisanzwert*. Er ist das Produkt aus Detonationsgeschwindigkeit, spezifischem Detonationsdruck und Dichte des Explosivstoffes.

British thermal unit, Tabelle 2, Arbeit.

Brix-Grad, → Dichtegrade.

Brockengespenst, → Kranz.

Brownsche Bewegung, Wärmebewegung von größeren Teilchen in Gasen oder Flüssigkeiten (→ Schwankungserscheinungen).

Bruchlinie, svw. Grenzlinie, → Gleitlinien.

Brückendetektor, → magnetische Kernresonanz.

Brückenschaltung, → Meßbrücke.

Brückner-Theorie, eine Methode zur Behandlung von Korrelationen zwischen den Nukleonen im Kern und zur theoretischen Begründung des Schalenmodells. Dabei wird nicht die Bewegung eines Nukleons im Potential der anderen betrachtet, sondern die korrelierte Bewegung zweier Nukleonen im Potential der anderen. Die Bewegung wird durch die Bethe-Goldstone-Gleichung, eine Modifikation der Bethe-Salpeter-Gleichung für das quantenmechanische Zweiteilchenproblem, beschrieben. Damit konnte gezeigt werden, daß bei geeigneten Annahmen über die Kernkräfte eine weitgehend unabhängige Bewegung der Nukleonen trotz der kurzreichweitigen Kernkräfte möglich ist. Die Grundlage dafür bildet das Pauli-Prinzip, nach dem die Mehrzahl der Nukleonenstöße ohne Energieaustausch abläuft, weil die möglichen Endzustände, die die Nukleonen nach einem Energieaustausch besetzen würden, bereits besetzt sind. Mit entsprechenden Annahmen über die Kernkräfte, wie hard-core-Abstoßung, Austauschcharakter gemäß der Serber-Kraft, relativ große Reichweite, z. B. beim Yukawa-Potential, und einer Stärke, die gerade ausreichend zur Bindung des Deuterons ist, sind Berechnungen der Kernstruktur, insbesondere der Dichte und der Energie je Teilchen von nicht durch Oberflächen begrenzter (und damit gestörter) Kernmaterie, möglich, die bei Verwendung realistischer, d. h. mit den Experimenten der (n, p)- und (p, p)-Streuung in Einklang stehender, Wechselwirkungspotentiale auch zu brauchbaren Werten

für die Kernmaterie führen und damit insbesondere die Absättigung erklären.

brute-force-Methode, → polarisierte Kerne.

Brüter, → Reaktor 6).

Brutfaktor, *Brutrate,* Verhältnis von gebildetem zu verbrauchtem Spaltstoff. Die Bezeichnung B. sollte aber erst eingeführt werden, wenn eine Verteilung der Spaltisotope entsprechend der Gleichgewichtskonzentration vorliegt. Da diese Konzentration von den jeweiligen Reaktortypen (→ Reaktor) abhängig ist und aus ökonomischen Gründen eine zentrale Brennstoffaufbereitung betrieben wird, wäre eine solche Gleichgewichtskonzentration eigentlich nie exakt erreicht. Für Reaktoren mit Pu-Brennstoff sind die Unterschiede zwischen dem definierten B. als reinem Mengenverhältnis und dem relativen Reaktivitätswert von erzeugtem zu verbrauchtem Spaltstoff jedoch relativ gering, so daß von einem Brutfaktor gesprochen werden kann.

Bei der ersten Generation von Brutgeneratoren, die noch mit U-235 angefahren werden, ist die Verwendung des Begriffes B. irreführend und zu vermeiden. Man spricht hier besser von einem → Konversionsfaktor.

Brutgewinn, der effektive Spaltstoffanteil, den ein Brutreaktor über seinen eigenen Brennstoffbedarf hinaus produziert. Damit wird die Erstbeschickung weiterer Brutreaktoren realisiert. Die Bedeutung der Größe des Brutgewinns für die Höhe der Energiezuwachsrate ist offensichtlich. Der B. B_g ist mit Hilfe der Brutrate B_r als $B_g = B_r - 1$ definiert. Eng verbunden mit dem B. ist der Begriff der → Verdopplungszeit.

Brutmaterial, → Plutonium.

Brutprozeß, Vorgang der Spaltmaterialerzeugung. Bei der Kernspaltung werden in Abhängigkeit von Spaltmaterial und Energie der Neutronen 2,4 bis 2,9 Neutronen je Spaltung frei. Zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion wird davon nur 1 Neutron benötigt. Der Rest geht durch parasitäre Absorption und Ausfluß aus dem Reaktorkern verloren oder trägt zum B. bei. Es gelingt den relativen Anteil des Brutprozesses zu vergrößern, indem eine → Brutzone um den Reaktorkern angeordnet und der Reaktor günstig ausgelegt wird, d. h. beispielsweise Verwendung neutronenökonomisch günstiger Strukturmaterialien und Realisierung eines harten Neutronenspektrums.

In Kernreaktoren verwendete Brutmaterialien sind U-238 und Th-232, daraus wird durch den B. Pu-239 resp. U-233 gebildet. Neben diesen ersten Gliedern der Brutkette bauen sich bis zur Gleichgewichtskonzentration durch Neutroneneinfang höhere Pu- bzw. U-Isotope auf, wovon die Isotope mit ungerader Massezahl wieder spaltbar sind.

In Brutreaktoren läuft der B. mit so großer Effektivität ab, daß mehr Spaltmaterial erzeugt als verbraucht wird.

Brutrate, svw. Brutfaktor.

Brutzone, Anordnung von Brutmaterial um den Reaktorkern, wo ein → Brutprozeß stattfindet, um die daraus ausströmenden Neutronen, die für den Spaltprozeß verloren gehen, zur Erzeugung von Spaltmaterial auszunutzen.

Man unterteilt in radiale und axiale B. Während die *radiale B.* aus reinen *Brutstoffelementen* aufgebaut ist, wird die *axiale B.* durch die mit Brutmaterial gefüllten oberen bzw. unteren Teile der *Brennelemente* gebildet. Die B. ist ungefähr 40 cm dick. Ihr Anteil an der Spaltstoffproduktion beträgt etwa 30 bis 40%. An der Leistungserzeugung ist die B. mit etwa 5% beteiligt. Das ermöglicht einen geringen Kühlmittel- und Strukturmaterialanteil in der radialen B. und erlaubt relativ große Brutelementdurchmesser.

Btu, Tabelle 2, Arbeit.

bu, Tabelle 2, Volumen.

Büchsenlicht, → Dämmerung.

Buckingham-Reiner-Gleichung, die dem Hagen-Poiseuilleschen Gesetz analoge Gleichung für ein viskoplastisches Material mit konstanten Stoffparametern.

buckling, → inkohärente Drehung.

Buergersche Präzessionsaufnahme, → Bewegt-Film-Methoden.

Bügelmeßschraube, → Meßschraube.

build-up-Faktor, *B,* charakterisiert den Anteil der bei der Abschirmung schneller Neutronen auftretenden gestreuten, langsamen Neutronen hinter der Abschirmvorrichtung, vor allem in bezug auf die Bestimmung der Dosis. Das exponentielle Abschwächungsgesetz nimmt unter Berücksichtigung des b.-u.-F.s folgende Exponentialform an: $I(z) = B \cdot I(0) \cdot \exp(-z/\lambda)$; → removal-Querschnitt. Hierbei bedeuten $I(z)$ die Intensität im Abstand z von der Neutronenquelle mit der Intensität $I(0)$ und λ einen Schwächungskoeffizient. Für eine Po-Be-Neutronenquelle in Wasser oder Paraffin gilt etwa $B = 5$.

Bulg, → Magnetosphäre.

Bulge *m* (engl.), die Aufwölbung der oberen Atmosphärenschichten über der Tagesseite der Erde infolge der Erwärmung der Thermosphäre. Der B. verursacht den Einfluß der Tageszeit auf die Reibungsabbremsung künstlicher Erdsatelliten in der Atmosphäre.

Bullerton, svw. Wolfston.

Bündelleiter, eine elektrische Übertragungsleitung, die aus 2 bis 4 Teilleitern besteht. Durch Anwendung von B.n wird der Wellenwiderstand von Freileitungen herabgesetzt und damit die übertragbare Leistung heraufgesetzt, außerdem werden die Koronaverluste vermindert. Bei B.n aus 2 Leitern liegen diese waagerecht oder senkrecht etwa 40 cm auseinander, bei 3 oder 4 Teilleitern bilden diese ein gleichseitiges Dreieck oder ein Quadrat.

Bündelung elektromagnetischer Wellen, → Hertzsche Versuche.

Bunn-Karten, → Indizierung.

Bunt, → Farbe.

Buntgehalt, → Farbenlehre.

Burch-Theorie, → Hohlraumionisation.

Bürde, der Belastungswiderstand eines Wandlers infolge des angeschlossenen Meßinstruments bzw. Relais und seiner Zuleitungen.

Bureau International des Poids et Mesures, → Meterkonvention.

Burgerskörper, ein Modellkörper, der sich aus einem Maxwell-Körper und einem Kelvin-Körper in Reihenanordnung aufbaut.

Burgersumlauf, → Burgersvektor.

Burgersvektor, Vektor zur Charakterisierung der Gitterverzerrungen einer → Versetzung. Der B. wird durch die Konstruktion eines *Burgersumlaufes* um das „schlechte" Kristallgebiet der Versetzung gewonnen: Man ordnet der Versetzung (Abb. 1) ein vollständig perfektes Kristallgebiet, den Bildkristall (Abb. 2), zu. Alle Stellen des wirklichen Kristalls, denen man eindeutig entsprechende Stellen des Bildkristalls zuordnen kann — z. B. ABCD in Abb. 1 zu A′B′C′D′ in Abb. 2 —, bezeichnet man als „gutes" Kristallgebiet, alle anderen, z. B. den Ort der Versetzung L —, als „schlechtes". Zur Beschreibung der „Versetzungsstärke" umschreibt man die Versetzung im wirklichen Kristall durch einen nur im „guten" Gebiet verlaufenden geschlossenen Weg, d. i. der Burgersumlauf (AEFG in Abb. 1). Der korrespondierende Weg im Bildkristall (A′E′F′G′ in Abb. 2) ist nicht geschlossen, da der Burgersumlauf das „schlechte" Gebiet der Versetzung umschrieben hat. Der zur Schließung des Weges im Bildkristall notwendige Vektor B′A′ ist dann der B. $\vec{b}$. Über die Festlegung des Richtungssinnes gibt es mehrere, voneinander abweichende Konventionen. $\vec{b}$ ist unabhängig von der Art der Erzeugung der Versetzung und von der Lage des Burgersumlaufes, wenn dieser vollständig in „gutem" Kristallgebiet verläuft. Der B. eines mehrere Versetzungen umschließenden Burgersumlaufes ist die Summe der B.en der einzelnen Versetzungen. Umschreibt der Burgersumlauf eine unvollständige Versetzung, so kann er nicht vollständig im guten Kristallgebiet verlaufen; er muß den mit der Versetzung verbundenen Stapelfehler schneiden. Man trifft dann über den Verlauf des Burgersumlaufes besondere Festlegungen. Im elastischen Kontinuum kann man den B. durch das Linienintegral $\vec{b} = \int_C \frac{\partial u}{\partial \vec{s}}\,ds$ längs eines geschlossenen Weges C um die Versetzung definieren (u elastische Verschiebungen in dem die Versetzung umgebenden Medium).

Burlin-Theorie, → Hohlraumionisation.

Bürste, ein auf dem Stromwender oder den Schleifringen einer elektrischen Maschine schleifendes Kontaktstück, über das die ruhenden Zuleitungen mit den bewegten Läuferspulen in Verbindung stehen. B.n werden aus amorpher Kohle, graphitischer Kohle und Metallstaub in verschiedenen Mischungsverhältnissen hergestellt.

Burstein-Moss-Verschiebung, die Verschiebung der → Absorptionskante in Halbleitern bei Dotierung durch die Auffüllung des Leitungsbandes mit Elektronen in n-Typ-Materialien bzw. die Auffüllung des Valenzbandes mit Löchern in p-Typ-Materialien.

Bürstenfeuer, bei elektrischen Maschinen Funkenbildung zwischen den ablaufenden Kanten der Bürste und den Stromwenderlamellen infolge nicht einwandfreier Stromwendung. Bei der Stromwendung werden Spulen kurzgeschlossen und wieder geöffnet. Durch die Streuinduktivität der Spulen und durch magnetische Felder in der Stromwendezone, z. B. durch das Ankerquerfeld, entstehen beim Öffnen der Spule Abschaltfunken. Das B. beginnt mit dem *Perlfeuer*; bei weiterer Verschlechterung der Stromwendung durch zu hohe Belastung, falsche Bürstenstellung oder Wicklungsschluß geht das Perlfeuer in *Spritzfeuer* über, das die Stromwenderoberfläche angreift. Bei zu hoher Spannung zwischen Stromwenderlamellen oder Verschmutzung des Stromwenders durch Graphitstaub kann schließlich *Rundfeuer* als Lichtbogenentladung zwischen ungleichnamigen Bürsten am Umfang des Stromwenders auftreten. Rundfeuer zerstört den Stromwender und schließt das Netz kurz.

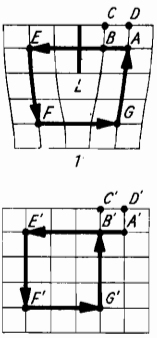
Büschelentladung, *Spitzenentladung, Sprühentladung,* Gasentladung, die in der Natur und mitunter auch im Labor von spitzen Gegenständen aus in die umgebende Luft erfolgt, wenn an diesen unter bestimmten atmosphärischen Bedingungen die luftelektrische Feldstärke groß genug wird, um die umgebende Luft zu ionisieren. Im Volksmund wird die B. *Elmsfeuer* genannt.

bushel, Tabelle 2, Volumen.

Bussole, → Tangentenbussole.

Buys-Ballotsches Gesetz, *barisches Windgesetz,* nach dem Niederländer Buys-Ballot (1817 bis 1890) benannte Regel, nach der die Windrichtung mit der Lage der Gebiete hohen und tiefen Luftdrucks verknüpft ist. Hat ein Beobachter auf der Nordhalbkugel den Wind im Rücken, dann liegt das → Tiefdruckgebiet links vor ihm, das → Hochdruckgebiet rechts hinter ihm. Die von den Gebieten hohen Druckes nach den Gebieten tiefen Druckes strömende Luft nimmt also nicht den gradlinigen, senkrecht zu den → Isobaren gerichteten Weg, sondern sie wird infolge der Corioliskraft bei fehlender Reibung in höheren Luftschichten isobarenparallel geführt. In Erdbodennähe bewirkt die Reibung eine Ablenkung der isobarenparallelen Strömung zum Kern des Tiefdruckgebietes hin, so daß auf der Nordhalbkugel die Luft vom Hochdruckgebiet im Sinne des Uhrzeigers ausströmt und in ein Tiefdruckgebiet entgegen dem Uhrzeiger einströmt.

bW, → Blindwatt.



1 Burgersumlaut um eine Stufenversetzung L im wirklichen Kristall. *2* Der zu Abbildung *1* korrespondierende Burgersumlauf in einem vollständig perfekten Kristall (Bildkristall)

c, 1) → Zenti. **2)** cycle per second, Tabelle 2, Frequenz. **3)** c, → Wärmekapazität (spezifische).

c, → Neuminute.

C, 1) → Coulomb. **2)** C, → Ladungskonjugation. **3)** C, → Kapazität (elektrische). **4)** C, → Molwärme, → Wärmekapazität.

°C, → Temperaturskala.

C_n, → C-Paritat.

Cagniard-de-la-Tourscher Zustand, svw. kritischer Zustand.

Cailletet-Matthiassche Regel, → Dampf.

cal, → Kalorie, → Tafelkalorie.

Californium, → Kalifornium.

Callier-Effekt, → photographische Schwärzung.

Callier-Quotient, → photographische Schwärzung.

Calutron, eine magnetische Trennanlage zur vollständigen Anreicherung von Isotopen, besonders des Urans, nach dem Prinzip des Massenspektrometers. Das C. wurde 1941 von Lawrence durch Umbau (im wesentlichen Einsetzen einer Uranionenquelle) eines Zyklotrons, worauf die Bezeichnung C. [*Cal*ifornia

*U*niversity Cyclo*tron*] hinweist, konstruiert und für die Abtrennung des U-235 aus dem natürlichen Uran benutzt. Anfänglich konnte damit je Stunde etwa 1/1000 mg reines U-235 gewonnen werden. C.s sind während des 2. Weltkrieges in großem Ausmaße betrieben worden und hatten für die Entwicklung der Atombombe eine große Bedeutung. Die Benutzung von C.s, allgemein von Massenseparatoren zur Anreicherung von Isotopen bzw. zur Isotopentrennung ist heute veraltet und wird nur noch für Spezialprobleme verwendet.

Camera lucida, historische Einrichtung zum Nachzeichnen von Gegenständen, bei der durch ein aus Spiegeln bestehendes System dem Auge der Gegenstand und die Zeichenebene gleichzeitig erscheinen. In verbesserter Form wird das Prinzip der C. l. heute bei Hilfseinrichtungen zur zeichnerischen Wiedergabe mikroskopisch beobachteter Bilder angewendet.

Candela, cd, SI-Grundeinheit der Lichtstärke. Vorsätze erlaubt. Die C. ist die Lichtstärke, die ein schwarzer Körper der Fläche 1/600000 m^2 bei der Erstarrungstemperatur des Platins beim Druck 101325 N/m^2 senkrecht zu seiner Oberfläche ausstrahlt. Bis 1948 galt für diese Einheit der Name Neue Kerze.

Candela/Quadratmeter, cd/m^2, SI-Einheit der Leuchtdichte. Die Candela/Quadratmeter ist der 600000ste Teil der Leuchtdichte eines Schwarzen Strahlers bei der Temperatur des beim Druck einer physikalischen Atmosphäre erstarrenden Platins. $1\ cd/m^2 = 10^{-4}\ cd/cm^2$.

Caratheodory-Prinzip, → Hauptsätze der Thermodynamik (2. Hauptsatz).

Carcinotron, *Rückwärtswellenröhre,* eine Lauffeldröhre, bei der, im Gegensatz zur normalen Wanderfeldröhre, auf der Verzögerungsleitung eine rücklaufende Welle vorhanden ist. Die durch die Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Hochfrequenzfeld gewonnene Energie wird am Eingang der Verzögerungsleitung abgegeben, wodurch sich hochfrequente Schwingungen in der Schaltung erregen. Da die Frequenzen der sich erregenden Schwingungen nicht von einem Schwingkreis, sondern nur von der optimalen Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahl und Hochfrequenzfeld abhängt, kann durch Änderung der Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahles die Frequenz in großen Bereichen geregelt werden.

Carnot-Maschine, reversibel und periodisch mit dem Carnotschen Wirkungsgrad arbeitende Wärmekraftmaschine (→ Carnotscher Kreisprozeß).

Carnotscher Energieverlust, → Stoß.

Carnotscher Kreisprozeß, von S. Carnot 1824 entwickelter wichtigster reversibler Kreisprozeß in der Thermodynamik, der die theoretische Grundlage zur Berechnung des Wirkungsgrades aller (periodisch arbeitenden) Wärmekraftmaschinen bildet. Er besteht aus je zwei Isothermen und Adiabaten. Dem Carnotschen K. liegt folgendes, mit einem idealen Gas durchzuführendes Gedankenexperiment zugrunde: Das Gas befindet sich in einem Zylinder mit einem beweglichen Kolben und kann mit einem Wärmebehälter mit der absoluten Temperatur T_1 und einem weiteren Wärmebehälter mit der niedrigeren absoluten Temperatur T_2 Wärme austauschen. Die weiteren Folgerungen sind jedoch vom Arbeitsstoff unabhängig. Der Carnotsche K. besteht aus vier Teilprozessen:

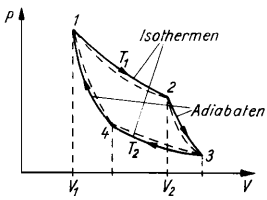
1) Das Gas wird mit dem Wärmebehälter der Temperatur T_1 in Wärmekontakt gebracht. Es expandiere isotherm und vergrößere unter Arbeitsleistung sein Volumen von V_1 auf V_2. Im p,V- bzw. T,S-Diagramm wird dann die Isotherme 1 – 2 durchlaufen. Bei dieser isothermen Expansion wird einerseits dem Wärmebehälter die Wärme W_1 entzogen und andererseits vom Gas die Arbeit $A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p\,dV = \nu R T_1 \ln (V_2/V_1)$ nach außen abgegeben. Es bedeuten ν die Anzahl der Gasmole im Zylinder und R die universelle Gaskonstante.

2) Das Gas wird adiabatisch unter weiterer Arbeitsleistung so weit expandiert, bis es sich auf die Temperatur T_2 abgekühlt hat. Dabei wird die Adiabate 2 bis 3 durchlaufen ($A_{23} = C_V(T_1 - T_2)$ mit der Wärmekapazität C_V des Gases).

3) Das Gas wird mit dem Wärmebehälter der Temperatur T_2 in Wärmekontakt gebracht und unter Aufwendung äußerer Arbeit isotherm komprimiert. Es ergibt sich die Isotherme 3 bis 4. Dabei gibt das Gas die Wärme W_2 ab ($A_{34} = \nu R T_2 \ln (V_4/V_3)$).

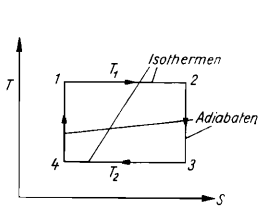
4) Das Gas wird adiabatisch unter weiterer Aufwendung äußerer Arbeit komprimiert, bis es die Temperatur T_1 wieder erreicht hat. Hier ergibt sich die Adiabate 4 bis 1 ($A_{41} = -C_V \cdot (T_1 - T_2)$). Das Gas befindet sich damit wieder in seinem Anfangszustand ($A = \nu R(T_1 - T_2) \ln (V_2/V_1)$).

Wesentlich ist, daß alle Prozesse reversibel ablaufen, d. h., sie können auch in umgekehrter Richtung verlaufen. Im p,V-Diagramm (Abb. 1)



1 p,V-Diagramm des Carnotschen Kreisprozesses. p ist der Druck, den das Gas auf den Kolben ausübt, V Gasvolumen. Die gestrichelten Kurven stellen einen realen Carnotschen Kreisprozeß dar. Die umschlossene Fläche ist gleich der Arbeit $A = \oint p\,dV$, die bei einem Zyklus geleistet wird

ist die umschlossene Fläche gleich $A = \oint p\,dV$, also gleich der Arbeit, die bei einem Carnotschen K. auf Kosten des ersten Wärmespeichers geleistet wird. Besonders einfach läßt sich der Carnotsche K. im T,S-Diagramm (Abb. 2) wiedergeben. Die beiden Isothermen sind die beiden waagerechten Geraden $T = T_1$ und $T = T_2$, während die beiden Adiabaten durch die senk-



2 T,S-Diagramm des Carnotschen Kreisprozesses. T und S sind die Temperatur bzw. Entropie des Gases

rechten Geraden (S = konst.) dargestellt werden, da sich die Entropie S bei einem reversiblen adiabatischen Prozeß nicht ändert.

Durch Verwendung des 1. und 2. Hauptsatzes der Thermodynamik läßt sich leicht der Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses, der *Carnotsche Wirkungsgrad* η, berechnen.

Nach dem 1. Hauptsatz muß die gewonnene Arbeit $A = W_1 - W_2$ sein. Da alle vorkommenden Prozesse reversibel sind, gilt außerdem nach dem 2. Hauptsatz $\oint \mathrm{d}S = \oint \delta W/T = 0$. Diese Beziehung reduziert sich auf $W_1/T_1 - W_2/T_2 = 0$, weil für die beiden adiabatischen Prozesse $\delta W = 0$ gilt und die Isothermen in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden. Damit erhält man für den *Carnotschen Wirkungsgrad* oder den Wirkungsgrad einer Carnot-Maschine, die als Wärmekraftmaschine arbeitet: $A/W_1 = (T_1 - T_2)/T_1 < 1$. Bei einer Lokomotive z. B. ist T_1 die Temperatur des Heißdampfes und T_2 die Temperatur des Abdampfes. Läßt man den Carnotschen K. in umgekehrter Richtung ablaufen, so wird dem Wärmebehälter mit der tieferen Temperatur T_2 die Wärmemenge W_2 entzogen und dem Wärmebehälter mit der höheren Temperatur T_1 die Wärmemenge W_1 zugeführt. Dabei wird die Arbeit A verbraucht. Diese Umkehrung des Carnotschen Kreisprozesses ist auf Grund der vollständigen Reversibilität aller Teilprozesse möglich. Für den Wärmebehälter T_1 wirkt dann die Carnot-Maschine als Wärmepumpe und für den Wärmebehälter T_2 als Kältemaschine. Den Wirkungsgrad einer Wärmepumpe definiert man durch $\eta' = W_1/A = T_1/(T_1 - T_2) = 1/\eta > 1$, den einer Kältemaschine durch $\eta'' = W_2/A = T_2/(T_1 - T_2) = 1/\eta - 1$.

Jede reversibel arbeitende Maschine muß genau den Carnotschen Wirkungsgrad haben, da im anderen Falle durch geeignete Kombination zweier Maschinen mit unterschiedlichem Wirkungsgrad ein perpetuum mobile 2. Art möglich wäre. Beim realen Carnotschen K. treten irreversible Anteile auf, so daß er nicht mehr in gleicher Weise vorwärts und rückwärts durchlaufen werden kann. Der Wirkungsgrad ist in diesem Falle kleiner als der Carnotsche Wirkungsgrad.

Carnotscher Wirkungsgrad, → Carnotscher Kreisprozeß.

Carnotsche Theoreme, Aussagen über den Wirkungsgrad η einer Wärmekraftmaschine. Das *1. Theorem* besagt, daß der Wirkungsgrad einer Carnot-Maschine (→ Carnotscher Kreisprozeß) unabhängig vom Arbeitsstoff gleich dem Carnotschen Wirkungsgrad ist. Das *2. Theorem* besagt, daß der Wirkungsgrad einer irreversibel arbeitenden Wärmekraftmaschine stets kleiner ist als bei einer reversibel arbeitenden, also $\eta_{\mathrm{Irrev}} < \eta_{\mathrm{rev}}$.

Carrésche Eismaschine, eine → Kältemaschine.

Cartesischer Taucher, ein kleiner, hohler, unten offener Glaskörper (oft in Form eines Teufelchens), der mit so viel Wasser gefüllt wird, daß er geringfügig leichter als Wasser ist. Beim Schwimmen ragt der Cartesische T. deshalb nur wenig über den Wasserspiegel hinaus. Der Glaskörper wird in ein vollkommen mit Wasser gefülltes Gefäß gebracht, das oben mit einer Membran verschlossen ist. Durch Krafteinwirkung auf die Membran erhöht sich der Druck im Gefäß. Dieser breitet sich durch das Wasser aus und verdichtet die im Glaskörper befindliche Luft. In den Glaskörper dringt mehr Wasser ein, sein Auftrieb verringert sich, der Körper taucht unter. Bei Entlastung der Membran dehnt sich die Luft wieder aus und treibt das eingedrungene Wasser hinaus. Der Auftrieb wird größer, der Glaskörper steigt wieder auf.

Cascode-Schaltung, svw. Kaskode-Schaltung.

Casimirsche Koeffizienten, → phänomenologische Koeffizienten.

Casorati-Weierstrass, Satz von, → Funktionentheorie.

Cassegrain-Spiegelteleskop, → Spiegelteleskop.

Castiglianosche Sätze. In einem elastischen System ist die partielle Ableitung der Formänderungsarbeit W nach einer angreifenden Kraft F gleich der Verschiebung v_F des Kraftangriffspunktes in Kraftrichtung $v_F = \dfrac{\partial W}{\partial F}$. Analoges gilt für ein Moment M und den Drehwinkel φ_M: $\varphi_M = \dfrac{\partial W}{\partial M}$. Weiterhin gilt die Inversion $F = \dfrac{\partial W}{\partial v_F}$ und $M = \dfrac{\partial W}{\partial \varphi_M}$. Hierin ist auch der sogenannte Minimumsatz enthalten: Da an einem unnachgiebigen Lager die Verschiebung und an einer festen Einspannstelle die Verdrehung gleich Null ist, erhält man dort $\dfrac{\partial W}{\partial F_{\mathrm{Lager}}} = 0$; $\dfrac{\partial W}{\partial M_{\mathrm{Ein}}} = 0$, d. h., die statisch unbestimmten Lagerkräfte und Momente machen die Formänderungsarbeit zu einem Minimum.

Castillejo-Dalitz-Dyson-Pole, → analytische S-Matrix-Theorie.

Cauchy-Riemannsche Differentialgleichungen, → Funktionentheorie.

Cauchysche Anfangsbedingungen, → Differentialgleichung.

Cauchysche Integralformel, → Funktionentheorie.

Cauchyscher Integralsatz, → Funktionentheorie.

Cauchysches Konvergenzkriterium, → Folge.

Cauchysches Polarisationsellipsoid, → Kristalloptik.

C-Band, → Frequenz.

cc, → Neusekunde.

cd, 1) → Candela. **2)** Tabelle 2, Volumen.

CDD-Pole, → analytische S-Matrix-Theorie.

Ce, Symbol für → Zer.

Cedenbergsche Gleichung, → Troutonsche Regel.

Celsius-Skala, → Temperaturskala.

cent, → Cent.

Cent, Kurzz, cent, Intervallmaß für die bei akustischen Tonskalen auftretende Größe Intervall. C. ist eine arithmetische Zählungseinheit, der das Frequenzverhältnis der das Intervall bildenden Töne zugrunde liegt. Da das Verhältnis f_2/f_1 und nicht die Differenz der Frequenzen die musikalische Bewertung eines Tonintervalls bestimmt, wurde die C.-Einteilung logarithmisch vorgenommen. Das Intervallmaß i ist durch die Beziehung $i = 1200 \cdot \lg(f_2/f_1)/\lg 2$ definiert.

Diese Intervalleinteilung ist speziell auf die 12-stufig gleichteilig temperierte Stimmung der chromatischen Tonskala zugeschnitten. Jedem

der Halbtonschritte dieser Tonskala entspricht die Intervallgröße $i = 100$ cent, der Oktave die Größe $i = 1200$ cent.

cental, Tabelle 2, Masse.

centigrade heat unit, Tabelle 2, Arbeit.

centigrade thermal unit, Tabelle 2, Arbeit.

centweight, Tabelle 2, Masse.

Cer, → Zer.

Čerenkov..., → Tscherenkow...

CERN, Abk. für Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung), Institut für Kernforschung in Genf, Zentrum der Hochenergiephysik in Westeuropa.

Cf, Symbol für → Kalifornium.

CFM, → Chapman-Ferraro-Modell.

CF-Schicht, svw. Chapman-Ferraro-Schicht, → Chapman-Ferraro-Modell.

CGS-System, → Maßsystem.

ch, Tabelle 2, Leistung.

Champeney-Versuch, → Michelson-Versuch.

Channellingeffekt, → Protonenstreuungsmikroskop.

Chaos, *molekulares C.*, → Boltzmann-Gleichung.

Chapman-Enskog-Modell, → Molekülmodelle der Gastheorie.

Chapman-Ferraro-Modell, CFM, von S. Chapman und V. C. A. Ferraro 1931 entwickelte und nach ihnen benannte Vorstellung von der Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und geomagnetischem Hauptfeld (→ Erdmagnetismus), mit der sich gleichzeitig eine Modellvorstellung von der Gestalt der Magnetosphäre verbindet. Das CFM war ursprünglich zur Erklärung starker magnetischer Stürme gedacht, die infolge Kompression des geomagnetischen Feldes durch schnelle, von der Sonne kommende Plasmawolken entstehen sollten. Diese Kompression existiert jedoch beständig. Der in der Hauptsache aus Protonen und Elektronen bestehende Sonnenwind dringt nur wenig in das geomagnetische Feld ein. Die Eindringtiefe der Ionen ist auf Grund ihrer größeren Masse und ihres größeren Gyrationsradius größer als die der Elektronen, so daß sich eine *Chapman-Ferraro-Schicht*, auch *CF-Schicht* genannt, ausbildet, in der ein effektiver Strom fließt. Das Magnetfeld dieses Stromes überlagert sich demjenigen des geomagnetischen Feldes und hebt dieses außerhalb der CF-Schicht praktisch auf, während es das Feld im Inneren ungefähr verdoppelt. Die Lage der CF-Schicht und die Stärke des CF-Schicht-Stromes hängen von der kinetischen Energie der Sonnenwindteilchen ab.

In der magnetohydrodynamischen Theorie des CFM wird von der Annahme einer vollständigen Auslöschung des Magnetfeldes außerhalb der Magnetosphäre Gebrauch gemacht. Aus der Gleichheit von Druck p_s im Sonnenwind und magnetischem Druck im Inneren der Magnetosphäre, die wie im CFM als plasmafreie Kavitation angesehen wird, kann die Form der äußeren Magnetosphärenbegrenzung berechnet werden. Letztere wird als unendlich dünne Diskontinuität aufgefaßt. Die Gleichgewichtsbedingung für den Druck entspricht dann der einer tangentialen Diskontinuität: $p_s = \frac{B^2}{2\mu_0}$, $B_n = 0$. Der Index n bezeichnet die Komponente von $\vec{B}$ in Richtung der äußeren Normalen $\vec{n}$ auf der Magnetosphärenbegrenzung. Die vektorielle Schreibweise des Druckgleichgewichts mit $p_s = K\varrho_s(\vec{v}_s \cdot \vec{n})^2$, wo K eine Proportionalitätskonstante, ϱ_s die Sonnenwinddichte und $\vec{v}_s$ die Sonnenwindgeschwindigkeit ist, $2\mu_0 K\varrho_s(\vec{v}_s \cdot \vec{n})^2 = (\vec{n} \times \vec{B})^2$, $\vec{n} = \frac{\partial F/\partial \vec{r}}{|\partial F/\partial \vec{r}|}$, $F \equiv r - R(\theta, \varphi) = 0$, mit $F \equiv 0$ als Gleichung der Fläche, liefert die gewünschte Differentialgleichung für die Grenzfläche in Kugelkoordinaten. Diese ist nichtlinear und kann, da $\vec{B}$ und $\vec{v}_s$ selbst von R abhängen, nicht allgemein gelöst werden. Nach Vorgabe von $\vec{v}_s$ und unter der Annahme, daß $\vec{B}$ dem Dipolfeld der Erde proportional ist, nimmt sie folgende Gestalt an: $\frac{1+3\cos^2\theta}{R^6}\left(\frac{1}{R\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial\varphi}\right)^2 + \frac{1}{R^6}\left(\sin\theta + \frac{2\cos\theta}{R}\frac{\partial R}{\partial\varphi}\right)^2 = \left(\sin\varphi\sin\theta - \frac{\sin\varphi\cos\theta}{R}\frac{\partial R}{\partial\theta} - \frac{\cos\varphi}{R\sin\theta}\frac{\partial R}{\partial\varphi}\right)^2$. Dabei ist $R = r/r_s$ auf den Abstand des Subsolarpunktes (→ Magnetosphäre) von der Erde $r_s = R_e(2f^2 B_0^2/\mu_0 K\varrho_s v^2)^{1/6}$ normiert. f ist eine Konstante, B_0 der Wert des geomagnetischen Feldes am Äquator. Die Lösungen dieser Gleichung liefern für vorgegebene r_s nur eine mögliche, aus zwei Teilen bestehende Fläche als Magnetosphärengrenze (→ Magnetopause). Ihre Schnittkurve mit der Mittags-Mitternachtsebene auf der der Sonne zugewandten Seite ist bis zu den Neutralhörnern ein Halbkreis. Daran schließt sich eine auf der Nachtseite der Erde allmählich gegen eine Parallele zur Ekliptik konvergierende Kurve an. In den Neutralhörnern hat diese Grenzfläche Knickpunkte. Das vom CFM auf diese Weise gelieferte Magnetopausenmodell ist auf der Nachtseite der Erde nicht geschlossen, sondern geht in einen unendlich langen Zylinder über. Die Magnetopause selbst ist eine Stromfläche. Satellitenmessungen haben diese Voraussagen auf der Tagseite der Erde zum Teil recht gut bestätigt. Da das CFM aber weder eine magnetische Kopplung, noch eine Durchströmung der Magnetopause erlaubt, liefert es keinerlei Aussagen über Konvektion oder Injektion von Teilchen ins Innere der Magnetosphäre. Es ist von diesem Gesichtspunkt aus ein „wechselwirkungsfreies" Magnetosphärenmodell. Das ist der Grund dafür, daß neben ihm zur Deutung der Erscheinungen in der Magnetosphäre andere Modellvorstellungen entwickelt wurden, welche einen Übergang von Energie oder Teilchen zwischen Sonnenwind und Magnetosphäre zulassen. Diese „dynamischen" Modelle (→ Axford-Hines-Modell, → Reconnectionmodell) nehmen aber gleichfalls die vom CFM gelieferte Magnetopausenform in Anspruch. Das CFM erscheint daher als niedrigste Näherung einer modellmäßigen Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Magnetosphäre.

Chapman-Ferraro-Schicht, → Chapman-Ferraro-Modell.

Chapman-Schicht, die erstmalig 1932 von dem englischen Physiker S. Chapman theoretisch abgeleitete Form der Verteilung der Ionisation in der Ionosphäre als Funktion der Höhe über der Erdoberfläche unter der vereinfachten Annahme einer monochromatischen ionisierenden Strahlung der Sonne und einer konstanten Temperatur und Zusammensetzung der Atmosphäre.

Charakter, → Permutation.

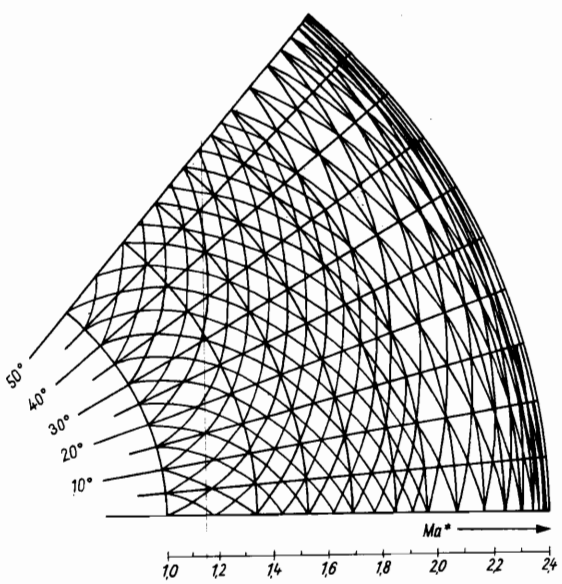
Charaktere einer Darstellung, → Gruppentheorie.

Charakteristik, 1) svw. Kennlinie. **2)** → Differentialgleichung.

Charakteristikenverfahren, Methode zur Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes einer isentropen Überschallströmung. Die → Potentialgleichung für Überschallströmungen ist vom hyperbolischen Typ, daher existieren in jedem Feldpunkt zwei reelle Charakteristiken. Im folgenden soll die Anwendung der Charakteristikentheorie auf stationäre ebene gasdynamische Strömungsprobleme behandelt werden, ohne auf die Charakteristikentheorie der partiellen Differentialgleichungen einzugehen. Das Geschwindigkeitsfeld einer Überschallströmung kann ermittelt werden, wenn im Anfangsquerschnitt die Geschwindigkeitsverteilung und für die seitlichen Begrenzungen die Randbedingungen vorgegeben sind. Das C. ist ein Näherungsverfahren, bei dem die Geschwindigkeit im Feld durch ein graphisches Fortsetzungsverfahren oder durch schrittweises Berechnen (numerische Verfahren) ermittelt wird. Die Lösungen des Verfahrens konvergieren bei Verkleinerung der Schrittweite gegen die exakten Lösungen des Anfangswertproblems.

1) Graphische Verfahren. Die Charakteristiken des Strömungsfeldes sind die Machschen Linien (→ Machsche Welle), sie werden beim C. als Koordinatenlinien verwendet. Auf die Machschen Linien transformiert man die Differentialgleichungen. Entlang der Machschen Linie pflanzen sich kleine Störungen fort. Die auf ihr senkrecht stehende Geschwindigkeitskomponente ist immer gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit, so daß sich die infinitesimalen Störungen nur stromabwärts auswirken können. Ableitungen von Zustandsgrößen des Gases längs der Machschen Linien sind unabhängig von den Ableitungen quer zu ihnen. In ebenen Strömungen existieren immer zwei sich kreuzende Scharen im allgemeinen gekrümmter Machscher Linien. Dabei braucht eine Störung in Wirklichkeit nicht gegeben zu sein. Die Machschen Linien sind gegen die Richtung des Geschwindigkeitsvektors um den Machschen Winkel (→ Machsche Welle) geneigt. Von einem Kreuzungspunkt in Strömungsrichtung blickend bezeichnet man die links befindliche Machsche Linie als *linksläufige Charakteristik* und die rechts befindliche Machsche Linie als *rechtsläufige Charakteristik*. Aus dem Netz der Machschen Linien können die Stromlinien ermittelt werden, indem die Winkelhalbierenden zwischen sich kreuzenden Machschen Linien gezeichnet werden. Von den im Strömungsfeld möglichen unendlich vielen Machschen Linien kann nur eine beschränkte Anzahl zur Berechnung benutzt werden. Man nimmt daher an, daß der Gaszustand in den kleinen Feldern, die durch das Überkreuzen der beiden Scharen der Machschen Linien entstehen, konstant ist. Die Zustandsänderungen erfolgen dabei sprungartig in den Machschen Linien, die entweder Verdichtungs- oder Verdünnungswellen (→ Druckwelle) sein können. Die dabei auftretenden → Verdichtungsstöße sind so schwach, daß sie in sehr guter Näherung als isentrope Zustandsänderung behandelt werden dürfen. Das C. wird in diesem Zusammenhang auch als *Feldverfahren* bezeichnet. Stromlinien und Machsche Linien sind dann keine stetigen Kurven, sondern Polygonzüge. Dieses Verfahren enthält eine Dualität, da in den kleinen Feldern der Strömungsebene ein konstanter Zustand herrscht, während in einem Kreuzungspunkt Machscher Linien alle Übergangszustände der vier angrenzenden Felder auftreten. Als Begrenzung des Netzes der Machschen Linien können die Trennungslinie zwischen Unter- und Überschallbereich, also die Isotache $Ma^* = 1$, und die auch als Grenzkurven (→ Rückkehrkanten) bezeichneten Hüllkurven einer der beiden Scharen der Machschen Linien auftreten.

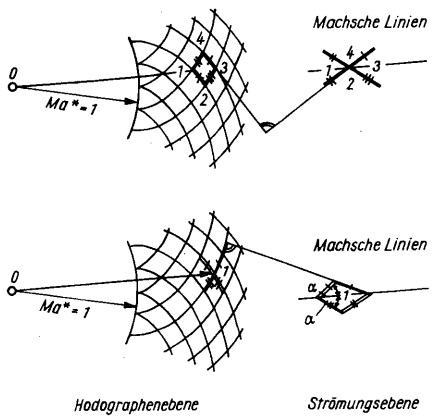
In der Geschwindigkeitsebene bzw. Hodographenebene (→ Hodographenmethode) bilden sich die Machschen Linien als Charakteristiken in der Form von Epizykloiden ab, wie sie für die → Prandtl-Meyer-Strömung abgeleitet wurden. Den rechts- bzw. linkslaufenden Machschen Linien der Strömungsebene entsprechen die rechts- bzw. linkslaufenden Charakteristiken des Hodographen. Das Netz der beiden Epizykloidenscharen erhält man aus zwei spiegelbildlichen Epizykloiden, die durch Drehung um den Ursprung des Hodographen um konstante Winkeldifferenzen verschoben werden. Dieses Netz wird als *Charakteristikendiagramm* (Abb. 1) bezeichnet und ist ein regelmäßiges kreissymmetrisches Netzwerk, dessen einzelne Epizykloiden um eine Winkeldifferenz von 2° verschoben gezeichnet sind. Die Diagonalen der



1 Charakteristikendiagramm für Isentropenexponent $\varkappa = 1{,}4$

viereckigen Maschen sind die Geraden durch den Nullpunkt und die konzentrischen Kreise. Auf den Radien ist der Ablenkwinkel ϑ und auf den konzentrischen Kreisen die Machzahl Ma* konstant. Die Charakteristiken ebener Überschallströmungen im Hodographen sind unabhängig von den Randbedingungen, sie liegen bei isentroper Strömung von vornherein fest.

Der Zusammenhang zwischen der Strömungsebene und der Hodographenebene ist durch eine orthogonal-reziproke Beziehung gegeben. Diese besagt, daß die Tangenten an die Charakteristik $Ma^*(\vartheta)$ in jedem Punkt senkrecht auf den durch die entsprechenden Punkte der Strömungsebene hindurchgehenden Machschen Linien stehen (→ Prandtl-Meyer-Strömung). Die linksläufige Machsche Linie steht dabei senkrecht auf der Tangente an die rechtsläufige Charakteristik im Bildpunkt der Hodographenebene, die rechtsläufige Machsche Linie steht dementsprechend senkrecht auf der Tangente an die linksläufige Charakteristik. Daraus folgt, daß ein Maschenviereck der Hodographenebene $Ma^*(\vartheta)$ einem Kreuzungspunkt Machscher Linien in der Strömungsebene entspricht (Abb. 2). Ein Kreuzungspunkt von Epizykloiden stellt sich in der Strömungsebene als Viereck Machscher Linien dar.

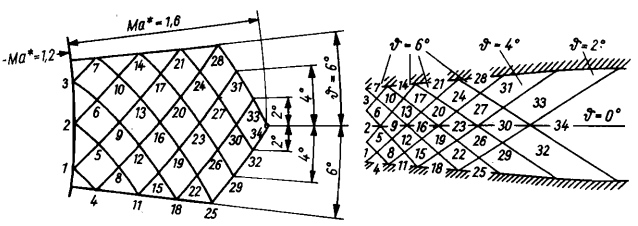


2 Zusammenhang zwischen Strömungsebene und Hodographenebene

Zur Erleichterung der Arbeit mit dem Charakteristikendiagramm bezeichnet man dessen Knotenpunkte mit Ziffern. In der Strömungsebene sind die Ziffern entsprechend den aufgezeigten Zusammenhängen dem Mascheninneren zugeordnet. Die Ziffernfolge der Netzpunkte im Charakteristikendiagramm beim Umfahren eines Maschenviereckes entspricht der Ziffernfolge aneinandergrenzender Maschenfelder der Strömungsebene in der Umgebung eines Kreuzungspunktes. Der Umlaufsinn kann allerdings verschieden sein. Die Machzahl Ma* und der Ablenkwinkel ϑ eines Netzpunktes im Charakteristikendiagramm gilt für das gesamte gleichbezifferte Maschenviereck der Strömungsebene, in dem damit Parallelströmung vorausgesetzt wird. Die Genauigkeit des C.s nimmt mit der Verkleinerung der Maschenabmessungen zu. Jedoch sollte man die Winkelsprünge zwischen den verwendeten Epizykloiden des Charakteristikendiagramms nicht kleiner als 2° wählen, weil sonst die Zeichenfehler infolge der kleinen Maschenweite zu groß werden. Die Zeichengenauigkeit kann erhöht werden, wenn zur Bestimmung der Richtung der Machschen Linie die *Isentropenellipse*, eine Darstellung der Machzahl Ma* abhängig vom Machschen Winkel α, verwendet wird. Dabei ist es zweckmäßig, $Ma^*(\alpha)$ auf Transparentpapier im gleichen Maßstab wie das Charakteristikendiagramm zu zeichnen. Nachdem die Nullpunkte beider Diagramme zur Deckung gebracht sind, wird die Ellipse so weit gedreht, bis ihre Kontur die Mitte des zu betrachtenden Epizykloidenabschnittes schneidet. Durch den Schnittpunkt ist der Vektor $\overrightarrow{Ma^*}$ festgelegt. Die große Halbachse der Ellipse liegt parallel zur Richtung der Machschen Linie. Der Winkel zwischen der großen Halbachse der Isentropenellipse und dem Vektor $\overrightarrow{Ma^*}$ ist der Machsche Winkel α.

Zur Lösung ebener Strömungsprobleme müssen auf einem Querschnitt die Geschwindigkeit nach Größe und Richtung und an den beiden seitlichen Begrenzungen entweder der Druck oder die Strömungsrichtung vorgegeben sein. Die Vorgabe konstanten Druckes entspricht einer freien Strahlgrenze, die Vorgabe der Strömungsrichtung einer festen Wand. Die Randbedingungen werden dadurch erfüllt, daß die Scharen von rechts- und linksläufigen Machschen Wellen an der Berandung reflektiert werden. Da an der freien Strahlgrenze die Geschwindigkeit konstant ist, wird eine Verdünnungswelle als Verdichtungswelle und eine Verdichtungswelle als Verdünnungswelle reflektiert. An der festen Wand wird eine Verdünnungswelle als Verdünnungswelle und eine Verdichtungswelle als Verdichtungswelle reflektiert.

Als Anwendungsbeispiel des C.s soll die Korrektur einer ebenen geradflankigen Überschalldüse mit einem Öffnungswinkel von 12° auf paralleles Ausströmen mit der Machzahl Ma* = 1,6 behandelt werden. In Abb. 3 ist links der benutzte Abschnitt des Charakteristikendiagramms dargestellt. Als Randbedingung wurde dabei am Anfang eine kreisförmige Isotache bei Ma* = 1,2 vorgegeben, was bei genügend großem Abstand vom engsten Querschnitt der Düse zulässig ist. Damit das Gas die Düse als paralleler Überschallstrahl verläßt, dürfen die an der Wand ankommenden Wellen nicht mehr reflektiert werden. Dies erreicht man, indem die Richtung der Wand an der Auftreffstelle der Welle eine entsprechende Änderung erfährt. Ohne Richtungsänderung der Wand wird die Machsche Welle wieder als Verdünnungswelle reflektiert. Die Wand muß



3 Korrektur einer ebenen Düse auf paralleles Ausströmen

nun um einen solchen Winkel abgeknickt werden, daß sich allein durch die Abknickung eine gleich starke Verdichtungswelle ergeben würde. Auf diese Weise löschen sich Verdünnungswelle und Verdichtungswelle gegenseitig aus. Beim Übergang der Maschen von 28 auf 31, 31 auf 33 und 33 auf 34 wurde deshalb die Wand jeweils um $\Delta\vartheta = 2°$ abgeknickt. Die Begrenzungswände am Düsenaustritt verlaufen dann parallel zur Symmetrieebene der Düse.

Bei der isentropen Überschallumströmung eines ebenen Tragflügels sind alle rechtsläufigen Machschen Linien durch eine einzige Epizykloide in der Hodographenebene darstellbar. Die Epizykloide ist durch die Zuström-Machzahl Ma* und den Ablenkwinkel $\vartheta = 0$ festgelegt. Die Geschwindigkeit in einem Punkt der Profiloberfläche ist damit nur abhängig von der Oberflächenneigung in diesem Punkt; sie ist unabhängig von der übrigen Profilform, wenn die Strömung überall stetig verläuft. Die linksläufige Machsche Welle ist eine Gerade, die im Hodographen zu einem Punkte zusammenschrumpft. Dabei wird die gesamte Strömungsebene über dem Profil durch eine einzige rechtsläufige Charakteristik wiedergegeben. Der Machsche Winkel nimmt mit zunehmender Machzahl ab. In beschleunigter Strömung divergieren daher die Machschen Linien, und in verzögerter Strömung konvergieren sie, bis es durch Überschneiden zur Ausbildung von Verdichtungsstößen kommt. Die Stöße sind an konkave Wandkrümmungen gebunden. Bei anstellungsfreier Strömung ist das stets an der Vorder- und Hinterkante des Profils der Fall.

2) Numerische Verfahren. Genauer als die graphischen Verfahren sind die numerischen Verfahren, bei denen in den Maschenfeldern der Strömungszustand nicht mehr konstant vorausgesetzt wird. Man arbeitet hier nach dem *Gitterpunktverfahren*. Aus bereits bestimmten Punkten werden neue berechnet, bis das gesamte Fortsetzungsgebiet bekannt ist. Besonders durch den Einsatz der maschinellen Rechentechnik konnte die Genauigkeit des C.s beträchtlich erhöht werden. Auch für rotationssymmetrische und eindimensionale instationäre Strömungen sind ähnliche C. ausgearbeitet worden.

Eine Erweiterung fand das C. durch Anwendung auf wirbelbehaftete Strömungen. Die Konstruktionsvorschriften für die Strömungsfelder längs der Machschen Linien erhält man ebenfalls durch Transformation der Grundgleichungen der Strömungsebene auf die Richtung der Machschen Linien. Die Arbeitsweise ist jedoch komplizierter als bei isentropen Strömungen, und der Arbeitsaufwand nimmt beträchtlich zu.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Oswatitsch: Gasdynamik (Wien 1952); Sauer: Einführung in die theoretische Gasdynamik (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960).

charakteristische Energieverluste, die für jedes Material charakteristischen Verluste an Energie, die schnelle Elektronen mit einer Energie von etwa 10 bis 100 keV beim Durchgang durch dünne Festkörperfolien erleiden. Die Verluste erfolgen in diskreten Stufen $\hbar\omega_p$, $2\hbar\omega_p$ ... Dabei ist $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2N}{m\varepsilon_0}}$ die Plasmafrequenz der Elektronen im Festkörper, $\hbar$ ist das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch 2π, e die Elementarladung, m die Elektronenmasse, ε_0 die Influenzkonstante und N die Konzentration der Elektronen. Die Energieverlustfunktion, die die Zahl der Elektronen mit einem Energieverlust zwischen E und $E + dE$ angibt, steht in engem Zusammenhang mit → der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(\omega)$ bei der Frequenz $\omega = \frac{E}{\hbar}$. Dabei ist E der Energieverlust. Die Verluste sind der Anregung von → Plasmonen zuzuschreiben.

charakteristische Funktion, → Wirkung.

charakteristische Gleichung, → Differentialgleichung, → Hauptachsentransformation.

charakteristische Gruppenfrequenz, → Spektren mehratomiger Moleküle.

charakteristische Schlüsselfrequenz, → Spektren mehratomiger Moleküle.

charakteristische Strahlung, → Röntgenstrahlung.

charakteristische Wurzeln, → Differentialgleichung, → Hauptachsentransformation.

Chatelier-Braunsches Prinzip, → Le-Chatelier-Braunsches Prinzip.

chemische Bindung, im engeren Sinn der durch verschiedenartige → Bindungskräfte bewirkte Zusammenhalt von zwei oder mehreren Atomen bzw. Atomgruppen innerhalb von Molekülen und Kristallgittern. Im weiteren Sinn gehören zu den c.n B.en auch die durch → zwischenmolekulare Kräfte erzielten Wechselwirkungen zwischen gesättigten Molekülen. Die c. B. wird nach der Größe der Bindungsenergie in starke innermolekulare *Hauptvalenzbindungen* und in die durch zwischen- und schwach innermolekulare Wechselwirkung entstehenden *Nebenvalenzbindungen* unterschieden. Gelegentlich bezeichnet man als Nebenvalenzbindung nur diejenigen Bindungen, die durch eine gerichtete van-der-Waalssche Wechselwirkung mit Sättigungscharakter zustande kommt, z. B. die → Wasserstoffbrückenbindung. In Hauptvalenzbindungen sind die Bindungsenergien größer als 10 kcal/Mol, in Nebenvalenzbindungen kleiner als 10 kcal/Mol. Diese Unterscheidung ist nicht in allen Fällen streng gültig. Bei den Hauptvalenzbindungen unterscheidet man drei Grenzfälle: die heteropolare Bindung, die kovalente Bindung und die metallische Bindung. Eine anschauliche Erklärung für die Bindungsbildung gibt das → Oktett-Prinzip. Eine vollständige Erklärung ist jedoch nur mit Hilfe quantenmechanischer Vorstellungen möglich.

1) *Die heteropolare Bindung* (*Ionenbeziehung, Ionenbindung, Elektrovalenz, elektrostatische Bindung, polare Bindung*) beruht auf der Wirkung elektrostatischer Kräfte zwischen entgegengesetzt geladenen Ionen. Die meisten heteropolaren Bindungen entstehen zwischen Elementen entgegengesetzter Bereiche des Periodensystems. Typische Vertreter sind die salzartigen Verbindungen der anorganischen Chemie, vor allem die Alkalihalogenide. Sie bestehen aus einem metallischen Element, dessen Atome leicht ihre äußeren Elektronen abgeben,

und einem nichtmetallischen Element, dessen Atome das Bestreben haben, zusätzliche Elektronen aufzunehmen. Die auf diese Weise gebildeten stabilen Kationen und Anionen treten zu einem stabilen Molekül oder einem Kristall zusammen, indem sie ihre Elektronenstruktur im wesentlichen beibehalten. In der organischen Chemie treten echte heteropolare Bindungen z. B. bei den Salzen von Karbon- und Sulfonsäuren auf.

Voraussetzung zur Bildung heteropolarer Bindungen sind eine relativ kleine Ionisierungsenergie des Metallatoms und eine relativ große Elektronenaffinität des Nichtmetallatoms bzw. -radikals. Ist die Summe aus Elektronenaffinität und der bei der Zusammenführung der Ionen zum Ionengitter frei werdenden Coulombschen Anziehungsenergie größer als die Ionisierungsenergie des Kationbildners, so findet ein Elektronenübergang vom Metallatom zum Nichtmetallatom statt, und es kommt zwischen den Ionen zur heteropolaren Bindung. Im Normalfall einer Reaktion, in der die Reaktionspartner im festen Aggregatzustand oder molekularen Gaszustand vorliegen, sind die Verdampfungs- oder Dissoziationswärmen der beteiligten Elemente zu berücksichtigen.

Die gegenseitige Verknüpfung dieser Größen erfolgt im Born-Haberschen Kreisprozeß. Die Coulomb-Energie eines Kristallgitters, d. h. die elektrostatische Energie, die bei der Bildung des Kristalls aus den freien Ionen frei wird, errechnet sich je Mol zu $E = -N\frac{e^2Z^2}{4\pi\varepsilon_0 r}A$, wenn die Ionen als starre Kugeln betrachtet werden. Dabei bedeuten N die Loschmidtsche Zahl, e die Elementarladung, Z die Zahl der Elementar-, ladungen eines Ions und r die kleinste Entfernung zwischen Anion und Kation. A ist die *Madelungsche Konstante*, die für jeden Gittertyp einen charakteristischen Wert hat und die anziehenden und abstoßenden Coulomb-Kräfte mit allen Ionen des Gitters – sowohl den unmittelbar benachbarten als auch den entfernteren Ionen – berücksichtigt. Für das kubische flächenzentrierte NaCl-Gitter ergibt sich für A der Wert 1,7475, für das einfach kubische CsCl-Gitter 1,7626. Aus der Größe der Madelungschen Konstanten folgt, daß die Gitterenergie infolge der allseitigen Wechselwirkung der Ionen größer ist als die elektrostatische Bindungsenergie isolierter Ionenpaare, bei denen sich je ein Kation und ein Anion zu einem *heteropolaren Molekül* verbinden. Moleküle mit heteropolarer Bindung können daher höchstens in der Dampfphase vorliegen, während es im festen Zustand stets zur Ausbildung des energetisch günstigeren Ionengitters kommt. Werden die bei Annäherung der Ionen infolge Überlappung der Elektronenwolken auftretenden Abstoßungskräfte berücksichtigt, ergibt sich für die gesamte Gitterenergie $E = -N\frac{e^2Z^2}{4\pi\varepsilon_0 r}A + \frac{NB}{r^n}$. Hierbei sind B und n für das betreffende Ionenpaar charakteristische Konstanten. B läßt sich aus der Gleichgewichtsbedingung $dE/dr = 0$ bestimmen. n ergibt sich aus Messungen der Kompressibilität des festen Stoffes. Für NaCl nimmt n den Wert 9,1 an.

Abgesehen von den idealen Grenzfällen der heteropolaren Bindung, wie sie bei den typisch salzartigen Verbindungen, z. B. NaCl, KF, vorliegen, kommt es im allgemeinen bei Annäherung zweier entgegengesetzt geladener Ionen zu einer Deformation der Elektronenhülle, die die Elektronen des Anions so weit zum Kation hinüberzieht, daß sie dort freie Elektronenbahnen besetzen und sich damit den Verhältnissen bei der kovalenten Bindung nähern.

2) *Die kovalente Bindung* (*homöopolare, unpolare Bindung, Atombindung, Elektronenpaarbindung, Austauschbindung*) kommt bei Verbindungen zwischen Nichtmetallen, d. h. vorwiegend in den Verbindungen der organischen Chemie vor. Am reinsten ausgebildet ist sie bei Gasmolekülen, die sich aus zwei gleichen Atomen zusammensetzen. Die kovalente Bindung ist eine Folge der Austauschwechselwirkung der Valenzelektronen der Bindungspartner. Diese Austauschwechselwirkung ist eine quantenmechanische Erscheinung, die mit der Ununterscheidbarkeit der Elektronen zusammenhängt. Nach der klassischen Oktett-Theorie von Lesiw wird die kovalente Bindung durch ein Elektronenpaar vermittelt, das den beiden miteinander verbundenen Atomen gemeinsam angehört. Dadurch entsteht eine der Edelgaskonfiguration entsprechende Elektronenanordnung. Als Symbol der kovalenten Bindung werden der Valenzstrich (z. B. H—H, $\overline{\text{Cl}}$—$\overline{\text{Cl}}$) oder die Punktschreibweise (z. B. H:H, $:\ddot{\text{Cl}}:\ddot{\text{Cl}}:$) verwendet. Während an den Einfachbindungen nur ein Elektronenpaar beteiligt ist, werden die Mehrfachbindungen durch mehrere gemeinsame Elektronenpaare gebildet. Zum Verständnis dieser Erscheinungen müssen neben den σ-Elektronen (→ Sigma-Elektronen) noch π-Elektronen (→ Pi-Elektronen) angenommen werden. Verbindungen mit Einfach- und Doppelbindungen in abwechselnder Folge heißen *konjugierte Verbindungen*. Bei vielen Atomen werden die Valenzzustände durch Mischung verschiedener Elektronenfunktionen gebildet. (→ Hybridisation). Im Unterschied zu den heteropolaren Bindungen sind die kovalenten Bindungen gerichtet. Die Winkel zwischen zwei Bindungsrichtungen heißen → Valenzwinkel. Eine physikalische Erklärung der kovalenten Bindung gelang mit Hilfe der Quantenmechanik. Die wichtigsten Näherungsverfahren, die dabei gewöhnlich angewendet werden, sind unter der Bezeichnung → Valenzstruktur-Methode und → Methode der Molekülzustände bekannt. 1927 gelang es Heitler und London, die Bindung im Wasserstoffmolekül mit Hilfe der Valenzstruktur-Methode zu berechnen und damit die klassische Vorstellung von der Elektronenpaarbindung quantenmechanisch zu begründen. Die für die Bindung im Wasserstoffmolekül dargelegten Vorstellungen lassen sich mit mehr oder weniger großem rechnerischen Aufwand auf andere Moleküle übertragen.

In Molekülen vom Typ AB mit ungleichen

Atomen erhält die kovalente Bindung wegen der unterschiedlichen Elektronegativitäten polaren Charakter. Aber auch bei Molekülen aus gleichen Atomen, z. B. H_2, Cl_2, O_2, ergibt ein Vergleich der errechneten mit den experimentell gefundenen Bindungsverhältnissen, daß neben der reinen unpolaren Bindung geringe Anteile einer polaren Bindung beteiligt sind. Stoffe mit reiner kovalenter Bindung leiten den elektrischen Strom nicht. Ein weiteres charakteristisches Merkmal der kovalenten Bindung ist die → Sättigung und ihre räumliche Orientierung (→ Tetraedervalenz). Kommt eine kovalente Bindung nur durch ein einziges, beiden Bindungspartnern gemeinsames Elektron zustande, so liegt eine *Einelektronenbindung* vor. Das einfachste Molekül mit einer solchen c.n B. ist das Wasserstoffmolekülion H_2^+. Jedoch ist die Einelektronenbindung im Wasserstoffmolekülion nur halb so fest wie die Elektronenpaarbindung. Sie kommt durch Mesomerie der beiden Grenzstrukturen $H_A \cdot H_B^+$ und $H_A^+ \cdot H_B$ zustande. Einelektronenbindungen sind nur dann stabil, wenn die beiden verbundenen Atome identisch oder sehr ähnlich sind.

Sind bei einer kovalenten Bindung anstelle eines Elektronenpaars drei Elektronen an der Bindung beteiligt, so spricht man von *Dreielektronenbindung*. Die Stabilität dieser c.n B. beruht auf einer Mesomerie der Grenzstrukturen A:·B und A·:B. Die Dreielektronenbindung läßt sich durch das Symbol A···B darstellen. Ihre Bindungsenergie ist etwa halb so groß wie die einer Elektronenpaarbindung. Dreielektronenbindungen sind nur dann stabil, wenn die beiden Atome A und B identisch oder ihre Elektronegativitäten wenig voneinander verschieden sind.

3) *Die semipolare Bindung* (*koordinative Bindung*) ist ein Spezialfall der kovalenten Bindung, bei der beide Elektronen des bindenden Elektronenpaares von einem der beiden Bindungspartner stammen. Die gebundenen Atome haben dadurch entgegengesetzte *formale Ladungen*: $A: + B \rightarrow A:B$. Formal läßt sich das Zustandekommen einer semipolaren Bindung dadurch erklären, daß das Atom A ein Elektron an das Atom B abgibt, so daß in beiden ein energetisch günstiges Atomorbital mit nur einem Elektron besetzt ist. Damit sind die Voraussetzungen zur Bildung einer normalen kovalenten Bindung gegeben. Eine semipolare Bindung tritt z. B. im Trimethylaminoxid $(CH_3)_3\overset{+}{N}:\overset{\cdot\cdot}{\underset{\cdot\cdot}{O}}:$ auf.

4) Die *metallische Bindung* ist der Bindungstyp von Metallen und Legierungen. Sie ist durch die im Metallgitter auftretenden quasifreien Elektronen (*Elektronengas*) charakterisiert, die den Raum zwischen den positiven Ionen ausfüllen und diese zusammenhalten. Aus den in Metallgittern nahezu immer auftretenden großen Koordinationszahlen folgt, daß die Bindungen nicht von der Art der lokalisierten Bindungen sind, sondern daß ein extremer Fall von Bindungsdelokalisierung vorliegt. Die den Metallen und Legierungen eigenen wichtigsten Eigenschaften, z. B. großes elektrisches und thermisches Leitvermögen sowie ihre Plastizität, sind direkt eine Folge dieser in den Metallen vorliegenden Bindungsart.

Lit. Becker: Einführung in die Elektronentheorie organisch-chem. Reaktionen (2. Aufl. Berlin 1965); Coulson: Die c. B. (Stuttgart 1969); Hartmann: Theorie der c. n B. auf quantentheoretischer Grundlage (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1954), Die c. B. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955); Dorfman: Diamagnetismus und c. B. (dtsch Leipzig 1964); Pauling: Die Natur der c.n B. (3. Aufl. Weinheim/Bergstraße 1968); Seel: Atombau und c. B. (7. Aufl. Stuttgart 1969); Sutton: C. B. und Molekülstruktur (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961).

chemische Energie, → Energie.

chemisches Gleichgewicht, Spezialfall des thermodynamischen Gleichgewichts in einem System, in dem chemische Reaktionen ablaufen. Es gelten naturgemäß die allgemeinen thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen, aus denen zusätzlich folgt, daß die Affinitäten aller möglichen Reaktionen in dem System Null sind, d. h., daß die Reaktionen zum Abschluß gekommen sein müssen. Makroskopisch erscheint ein c. G. als Ruhezustand, mikroskopisch dagegen wandeln sich in der Zeiteinheit gleich viele Moleküle entsprechend den Reaktionsgleichungen ineinander um, so daß insgesamt der Anteil jeder Komponente konstant bleibt. Damit sich ein c. G. einstellen kann, darf die Reaktionsgeschwindigkeit nicht zu klein sein, sonst entsteht ein eingefrorener Zustand.

Besteht das betrachtete System aus einer Phase, z. B. einer Gasphase oder aus sich mischenden Flüssigkeiten bzw. Lösungen, so spricht man vom *homogenen chemischen G.* Sind mehrere Phasen vorhanden, z. B. beim Boudouardschen Gleichgewicht $C_{(fest)} + CO_{2(gasf.)} \rightleftharpoons 2CO_{(gasf.)}$, so spricht man vom *heterogenen chemischen G.* Beim homogenen chemischen G. kann kein Partner durch die Reaktion verschwinden, beim heterogenen nur dann, wenn ein Reaktionsprodukt in eine andere Phase übergeht und dem Gleichgewicht entzogen wird.

Ein metastabiles c. G. erfüllt wie ein stabiles die Gleichgewichts- und Stabilitätsbedingungen, die Aussagen über das thermodynamische Potential bei infinitesimalen Änderungen der Zustandsvariablen (z. B. Druck, Temperatur, Molenbrüche) machen, ist aber instabil gegen große Änderungen dieser Größen. So befindet sich z. B. eine unterkühlte wäßrige Lösung von Essigsäure im Gleichgewicht bezüglich der Dampfphase und der Dissoziation, ist aber instabil gegen das Gleichgewicht der festen Eisphase mit der Lösung bei gleichem Druck, gleicher Temperatur und Konzentration.

Vorteilhaft behandelt man chemische Reaktionen mit der Reaktionslaufzahl ξ, die einen inneren Parameter darstellt. Es soll die allgemeine Reaktion $\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \cdots \rightleftharpoons \nu_n A_n + \nu_{n+1} A_{n+1} + \cdots$ betrachtet werden, die $\sum_i \nu_i A_i = 0$ geschrieben wird. ν_i sind die stöchiometrischen Koeffizienten, die für die Ausgangsstoffe negativ gezählt werden, A_i sind die miteinander reagierenden Stoffe. Da eine chemische Reaktion Molekül für Molekül stattfindet, verhalten sich die umgesetzten Molekülzahlen bzw. umgesetzten Mole n_i wie die stöchiometrischen Koeffizienten $n_1 : n_2 : n_3 : \cdots = \nu_1 : \nu_2 : \nu_3 : \cdots$. Hieraus folgt, daß die Änderung einer Molzahl

n_i um δn_i die Änderung aller anderen Molzahlen mitbestimmt. Der Ablauf der Reaktion kann daher in der Form $\delta n_j = \nu_j \delta\xi$ beschrieben werden. Bei Beginn der Reaktion ist $\xi = 0$; es bedeutet $\xi = 1$, daß ν_1 Mole von A_1 usw. in ν_n Mole von A_n usw. umgesetzt wurden (*Formelumsatz*). Die thermodynamische Gleichgewichtsbedingung z. B. in der Energiedarstellung lautet

$$\sum_{\alpha=1}^{P} \delta U_\alpha = \sum_{\alpha=1}^{P} T_\alpha \delta S_\alpha - \sum_{\alpha=1}^{P} p_\alpha \delta V_\alpha + \sum_{\alpha=1}^{P} \left(\sum_{i=1}^{K} \mu_{i,\alpha} \delta n_{i,\alpha} \right) \geqq 0.$$

Die Summe über α erstreckt sich über alle Phasen P, die über i über alle Komponenten K. Es sind U die innere Energie, T die absolute Temperatur, S die Entropie, p der Druck, V das Volumen und μ das chemische Potential. Die Nebenbedingungen lauten $\sum_{\alpha=1}^{P} \delta S_\alpha = 0$; $\sum_{\alpha=1}^{P} \delta V_\alpha = 0$, $\sum_{\alpha=1}^{P} \delta n_{i,\alpha} = 0$. Die letzte Nebenbedingung gilt für alle Komponenten i, die nicht an der chemischen Reaktion teilnehmen. Für deren Änderung gilt $\delta n_j = \nu_j \delta\xi$, so daß folgt $\sum_{\alpha=1}^{P} \delta U_\alpha = \sum_{\alpha=1}^{P} (\sum_j \mu_{j,\alpha} \nu_{j,\alpha})\ \delta\xi \geqq 0$. C. G. herrscht also, wenn $\sum_{\alpha,j} \nu_{j,\alpha} \mu_{j,\alpha} = 0$ gilt. Da diese Summe gleich der Änderung der freien Enthalpie je Formelumsatz und diese gleich der Affinität ist, muß im chemischen G. die Affinität Null sein.

Die Berechnung chemischer G.e erfolgt oft mit dem → Massenwirkungsgesetz.

Lit. Kortüm: Einführung in die chemische Thermodynamik (3. Aufl. Göttingen u. Weinheim 1960); Münster: Chemische Thermodynamik (Berlin 1969).

chemisches Potential, μ, eine Zustandsgröße, die bei der Untersuchung thermodynamischer Systeme mit veränderlicher Teilchenzahl eingeführt werden muß. Es hängen dann alle thermodynamischen Potentiale zusätzlich von den Teilchenzahlen N_i der einzelnen Komponenten ab; das chemische P. wird durch die entsprechenden Ableitungen definiert. Für ein System mit mehreren Komponenten, z. B. ein Gemisch oder Mehrphasensystem, kann man daher schreiben: $\mu_i = (\partial U/\partial N_i)_{S,V,N_j} = (\partial H/\partial N_i)_{S,p,N_j} = (\partial F/\partial N_i)_{T,V,N_j} = (\partial G/\partial N_i)_{p,T,N_j}$. Es ist μ_i das chemische P. der i-ten Komponente, U die innere Energie, H die Enthalpie, F die freie Energie, G die freie Enthalpie, S die Entropie, V das Volumen, N_i die Teilchenzahl der i-ten Komponente, p der Druck und T die Temperatur. Das chemische P. ist eine wichtige Größe zur Beschreibung des thermodynamischen Gleichgewichtes, wenn Phasenumwandlungen oder chemische Reaktionen stattfinden. In diesem Fall gilt: $\delta G = \sum_i \mu_i \delta N_i = 0$, $\delta p = 0$, $\delta T = 0$. Speziell für ein Zweiphasensystem (Phasen a und b) findet man $\mu_i^a = \mu_i^b$ wegen $\delta N_i^a = -\delta N_i^b$ für alle i. Handelt es sich um ein Phasengleichgewicht bei nur einer einzigen Komponente, so bestimmt $\mu^a(p,T) = \mu^b(p,T)$ die Kurve $p = p(T)$ für die gleichzeitige Existenz beider Phasen, z. B. die Dampfdruckkurve. So wie der Energieaustausch zwischen Teilsystemen zum Temperaturausgleich führt, ist das Gleichgewicht von zwei Systemen im Teilchenausgleich durch die Gleicheit ihrer chemischen P.e gekennzeichnet. In die Energieverteilungsfunktionen in der Maxwell-Boltzmann-Statistik, der Bose-Einstein-Statistik und der Fermi-Dirac-Statistik geht das chemische P. ein. Speziell bei einem stark entarteten Fermi-Gas (z. B. Elektronengas in Metallen) ist das chemische P. gleich der Fermi-Energie (→ Fermi-Dirac-Statistik).

chemische Verschiebung, *chemical shift*, → hochauflösende Kernresonanz.

Chemisorption, svw. Chemosorption.

Chemorheologie, alle zeitabhängigen Erscheinungen im mechanischen Verhalten, die sich aus chemischen Veränderungen ergeben.

Chemosorption, *Chemisorption*, Adsorption oder Absorption von Gasen oder Dämpfen durch Flüssigkeiten oder Festkörper, wenn dabei chemische Reaktionen stattfinden, Die C. stellt einen irreversiblen Prozeß dar.

cheval-heure, Tabelle 2, Arbeit.

cheval-vapeur, Tabelle 2, Leistung.

Chew-Frautschi-Diagramm, → analytische S-Matrix-Theorie.

Chew-Goldberger-Low-Gleichungen, nach G. F. Chew, M. L. Goldberger und F. E. Low benanntes Gleichungssystem zur hydrodynamischen Beschreibung eines stößefreien Plasmas in der Einflüssigkeitsnäherung. Voraussetzung für die Gültigkeit der C.-G.-L.-G. ist das Vorliegen eines starken äußeren Magnetfeldes $\boldsymbol{B}$ und die Abwesenheit von Wärmetransporten parallel zu $\boldsymbol{B}$. Die ursprünglich von Chew, Goldberger und Low durch Integration der selbstkonsistenten Wlassow-Gleichung mit Hilfe einer Entwicklung der Verteilungsfunktion nach dem Verhältnis von Ionenmasse m zur Elementarladung e gewonnenen Gleichungen unterscheiden sich von den Gleichungen der dissipationsfreien Magnetohydrodynamik nur durch das Auftreten eines Drucktensors p, dessen zum Magnetfeld parallele und senkrechte Komponenten $p_{\parallel}$ und $p_{\perp}$ den adiabatischen Gesetzen

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(p_{\parallel} B^2/\varrho^3) = 0, \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(p_{\perp}/\varrho B) = 0$$

genügen. ϱ ist hier die Massendichte. Das gesamte C.-G.-L.-G.-System lautet damit

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \varrho v = 0,$$

$$\frac{\partial \varrho \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \varrho \vec{v}\vec{v} = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot p + \vec{J} \times \vec{B},$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \vec{B} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t},$$

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B},$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \left\{ \left(p_{\perp} + \frac{1}{2} p_{\parallel} + \frac{1}{2} \varrho v^2 \right) \vec{v} + p\vec{v} + \vec{E} \times \vec{B}/\mu_0 \right\} = 0.$$

Dabei ist $\vec{v}$ die hydrodynamische Geschwindigkeit des Plasmas, $\vec{E}$ das elektrische Feld J der Strom und $w = p_\perp + \frac{1}{2}p_{||} + \frac{1}{2}\varrho v^2 + B^2/2\mu_0$ die Energiedichte des Plasmas. Die letzte Gleichung beinhaltet den Energiesatz. Es ist klar, daß wegen der vollständigen Bestimmtheit von $\vec{E}$ durch $\vec{v}$ und $\vec{B}$ zwischen den C.-G.-L.-G. und den Gleichungen der Orbittheorie in der Driftnäherung ein enger Zusammenhang besteht. Das Magnetfeld übernimmt in einem solchen magnetfelddominierten Plasma mit $\beta = 2p\mu_0/B^2 \ll 1$ die Rolle der „Stöße". Genauere Entwicklungen nach m/e bzw. nach dem Gyrationsradius der Ionen im stößefreien Plasma für $\beta \ll 1$ und $\beta \lessapprox 1$ führen auf von den C.-G.-L.-G. abweichende Gleichungen, in denen auch Spannungsterme und Reibungsglieder auftreten. Diese Gleichungen spielen in der → Quasimagnetohydrodynamik eine große Rolle.

Chézysche Gleichung, → Schießen und Strömen.

chh, Tabelle 2, Arbeit.

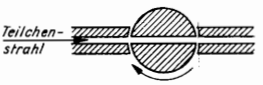
Chiralität, Rechts- bzw. Linkshändigkeit, auch als *Spiralität*, Schraubensinn, bezeichnet. Die C. ist genauer der Eigenwert des Chiralitätsoperators γ^5, wobei $\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ und $\gamma^\mu (\mu = 0, 1, 2, 3)$ die Diracschen γ-Matrizen sind, die der Antivertauschungsregel $\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2\delta^{\mu\nu}$ genügen. Ist ψ ein Dirac-Spinor, so ist durch $\psi \to \gamma^5\psi$, $\bar{\psi} \to -\bar{\psi}\gamma^5$ die Chiralitätstransformation definiert, die die innere Parität der Teilchen umkehrt. Die Operatoren $\hat{\Sigma}_\pm = \frac{1}{2}(\mathbf{1} \pm \gamma^5)$ führen ψ in Eigenzustände von γ^5 mit den Eigenwerten $+1$ (Rechtshändigkeit) und -1 (Linkshändigkeit) über: $\gamma^5\psi_\pm = \pm\psi_\pm$ mit $\psi_\pm = \hat{\Sigma}_\pm\psi$. Da $(\hat{\Sigma}_\pm)^2 = \hat{\Sigma}_\pm$ und $\hat{\Sigma}_+\hat{\Sigma}_- = \hat{\Sigma}_-\hat{\Sigma}_+ = 0$ gilt, sind die Operatoren $\hat{\Sigma}_\pm$ Projektionsoperatoren (Chiralitätsprojektoren); sie zerlegen den Hilbert-Raum in die beiden orthogonalen Unterräume der rechts- bzw. linkshändigen Zustände.

Die Chiralitätsoperation hat besondere Bedeutung für die Zweikomponententheorie des Neutrinos (→ Weyl-Gleichung) und für die Theorie der schwachen Wechselwirkung, speziell des β-Zerfalls, in die sie 1958 von Marshall und Sudarshan eingeführt wurde; sie wurde auch für Bosonen erklärt. Die C. kann mit der inneren → Helizität der Elementarteilchen identifiziert werden.

Chladnische Klangfiguren, die auf gleichmäßig mit Sand bestreuten und danach zu Eigenschwingungen angeregten Platten und Membranen entstehende charakteristische Verteilung des Sandes derart, daß der Sand von den schwingenden Flächen, den Schwingungsbäuchen, fortgewirbelt wird und sich an den in Ruhe befindlichen Knotenlinien und Knotenpunkten ansammelt. Die Knotenlinien werden durch die Art der Halterung bestimmt: Bei einer nur in der Mitte gehalterten kreisförmigen Platte entstehen konzentrische Kreise als C. K., deren Anzahl durch die erregten Oberschwingungen der Platte bestimmt wird. Wird dieselbe Platte noch dazu an einigen Punkten ihres Randes befestigt, so entstehen strahlenförmig vom Plattenmittelpunkt ausgehende C. K.

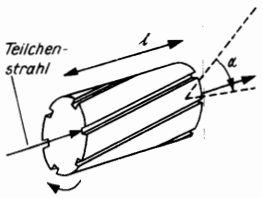
cholesterische Phase, → mesomorphe Phase.

Chopper, mechanischer Zerhacker für Teilchenstrahlen, der einen kontinuierlichen Teilchenstrahl abblendet und nur kurze Teilchenimpulse durchläßt. Eine mögliche Ausführungsform zeigt schematisch Abb. 1. Die rotierende



1 Chopper zur Erzeugung von Teilchenimpulsen (schematisch)

Trommel läßt nur in der gezeichneten Stellung die Teilchen durchtreten. Spezielle Ausführungsformen ermöglichen auch eine Auswahl der Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit. Abb. 2 zeigt schematisch eine mögliche Kon-



2 Chopper als Geschwindigkeitsselektor (schematisch)

struktion. Die Teilchen laufen durch die Längsnut der Trommel. Nur diejenigen Teilchen treten aus, die in der zur Drehung der Trommel um den Winkel α benötigten Zeit den Weg l zurückgelegt haben, also die Geschwindigkeit $v = \dfrac{2l\pi f}{\alpha}$ haben, wobei f die Umdrehungsfrequenz des C.s ist. Derartige Anordnungen werden vor allem zur Energieselektion von Neutronenstrahlen verwendet. → Monochromator 1).

Christiansen-Filter, → Dispersionsfilter.

Christoffel-Symbole, die für eine quadratische Differentialform $g_{\mu\nu}\,dx^\mu\,dx^\nu$ mit der Determinante $\det g \neq 0$ definierten Ausdrücke:

$$\Gamma_{\mu\nu,\lambda} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} - \frac{\partial g_{\nu\lambda}}{\partial x^\mu} + \frac{\partial g_{\lambda\mu}}{\partial x^\nu}\right)$$

bzw. $\Gamma^\varrho_{\mu\nu} = g^{\varrho\lambda}\Gamma_{\lambda\mu;\nu}$.

Die $\Gamma_{\mu\nu;\lambda}$ sind die C.-S. erster Art und die $\Gamma^\varrho_{\mu\nu}$ die C.-S. zweiter Art.

chromatisch, → Tonskalen.

chromatische Fehler der Abbildung, → Abbildungsfehler.

Chrominanz-Signal, → Fernsehen.

Chromophore, → Farbstofftheorie.

Chromosphäre, → Sonne.

Chronograph, → Uhr.

chronologisches Produkt, svw. zeitgeordnetes Produkt.

Chronometer, → Uhr.

chu, Tabelle 2, Arbeit.

Ci, → Curie.

CIPM, → Meterkonvention.

circ in, Tabelle 2, Fläche.

circ mil, Tabelle 2, Fläche.

circular inch, Tabelle 2, Fläche.

circular mil, Tabelle 2, Fläche.

Circulator, *Zirkulator*, eine im englischen Sprachgebrauch übliche Bezeichnung für eine Richtungsgabel, → nichtreziproke Bauelemente.

Cirrocumulus, → Wolken.

Cirrostratus, → Wolken.

Cirrus, → Wolken.

cis-Form, → Isomerie.

Cl, → Clausius.

Clapeyronscher Kreisprozeß, ein Kreisprozeß, der aus je zwei Isothermen und Isochoren besteht. Der Wirkungsgrad des reversiblen Clapeyronschen Kreisprozesses ist gleich dem Carnotschen Wirkungsgrad (→ Carnotscher Kreisprozeß).

Clapeyronsche Zustandsgleichung, einfachste thermische → Zustandsgleichung für ideale Gase. Sie lautet: $pV = nRT$. Dabei sind p der Druck, V das Volumen, n die Zahl der Mole, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur. Reale Gase genügen der C.n Z. um so besser, je kleiner die potentielle Energie der Gasatome infolge der Wechselwirkung im Vergleich mit ihrer kinetischen Energie ist, d. h., je geringer der Druck und je höher die Temperatur sind.

Clausius, Cl, Einheit der Entropie. Das C. ist die Entropie, die in einer Gasmenge bei der absoluten Temperatur T die Wärmemenge 1 Kalorie erzeugt. 1 Cl = 1 cal/K.

Clausius-Clapeyronsche Gleichung, die Differentialgleichung für die Temperaturabhängigkeit des Gleichgewichtsdruckes $p(T)$ bei Phasengleichgewichten: $dp/dT = Q/T(V_1 - V_2)$. Hierbei bedeuten T die Umwandlungstemperatur, Q die Umwandlungswärme und V_1, V_2 die Volumina der entstehenden und der sich auflösenden Phase für eine beliebige, aber in allen drei Fällen gleiche Substanzmenge. Die C.-C. G. folgt aus der allgemeinen thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung für die chemischen Potentiale. Sie gilt nur für bestimmte Phasengleichgewichte, die *Phasenreaktionen*, bei denen die sich ineinander umwandelnden Phasen die gleiche Zusammensetzung haben. Da dies bei einkomponentigen Systemen stets der Fall ist, gilt die C.-C. G. für deren Schmelz-, Siede-, Sublimationsgleichgewichte und polymorphe Umwandlungen (→ Polymorphie). Q ist dann jeweils die Schmelz-, Siede-, Sublimations- bzw. Umwandlungswärme, T, V_1 und V_2 die entsprechenden Temperaturen und Volumina, dp/dT die Neigung der Schmelz-, Siede-, Sublimations- und Umwandlungskurve. Bei mehrkomponentigen Systemen gibt es Phasenreaktionen nur bei bestimmten Zusammensetzungen, z. B. beim Übergang flüssig — gasförmig bei azeotropen Mischungen und beim Übergang fest — flüssig bei der eutektischen Zusammensetzung (→ Schmelzdiagramm). Entsprechend gibt dp/dT die Steigung der Dampfdruckkurve azeotroper Gemische bzw. der Schmelzkurve der Eutektika an. Außerdem läßt sich die C.-C. G. bei Lösungsgleichgewichten anwenden. Q ist dann die Verdünnungswärme, $V_1 - V_2$ der Unterschied des Molvolumens des Dampfes und der Lösung, dp/dT der Unterschied des Dampfdruckes des Lösungsmittels gegenüber der Lösung. Durch Integration der Gleichung lassen sich die → Siedepunktserhöhung und die → Gefrierpunktserniedrigung berechnen. Bei thermischer Dissoziation bedeutet Q die Dissoziationswärme, dp/dT gibt die Steigung der Dissoziationsdruckkurve an.

Voraussetzung für die Gültigkeit der C.-C.n G. ist eine Volumenänderung bei der Phasenreaktion, wie es bei den genannten Beispielen der Fall ist. Sie gilt also nur für → Phasenübergänge 1. Art. Erweiterungen für Phasenumwandlungen höherer Art sind möglich, für solche 2. Art z. B. erhält man $\frac{dp}{dT} = \frac{C_1 - C_2}{T\left(\frac{\partial V_1}{\partial T} - \frac{\partial V_2}{\partial T}\right)}$.

Hierbei sind C_1 und C_2 die Wärmekapazitäten.

Lit. Kortüm: Einführung in die chemische Thermodynamik (3. Aufl. Göttingen u. Weinheim 1960); Münster: Chemische Thermodynamik (Berlin 1969).

Clausius-Mossottische Gleichung, eine Beziehung, die einen Zusammenhang zwischen makroskopisch meßbaren Größen, z. B. der relativen Dielektrizitätskonstanten ε und der Dichte ϱ sowie der molekularen Polarisierbarkeit herstellt. Sie lautet $\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{N} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$.

Dabei ist α die molekulare Polarisierbarkeit oder das molekulare Dipolmoment je Feldstärkeeinheit, ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante und $N = \frac{L}{M/\varrho}$ die Zahl der Moleküle je Volumeneinheit (M ist die Molmasse). Diese Gleichung ist ein Sonderfall der → Langevin-Debye-Gleichung. Ihre Gültigkeit erstreckt sich auf nichtpolare Festkörper und Flüssigkeiten, die kein permanentes Dipolmoment aufweisen. Für sehr verdünnte Stoffe wird daraus $\alpha = \frac{\varepsilon_0}{N}(\varepsilon - 1)$. Diese Näherungsformel wird für Gase angewandt.

Clausius-Prinzip, von R. J. E. Clausius geprägte äquivalente Formulierung des 2. → Hauptsatzes der Thermodynamik.

Clausius-Rankine-Prozeß, idealer Vergleichsprozeß für Kreisprozesse, die in Dampfmaschinen (Kolben- und Turbinenmaschinen) vor sich gehen. Er setzt sich aus folgenden Teilprozessen zusammen:

1) ausgehend von Druck und Temperatur des Kondensators adiabatische Kompression bis zur Erhöhung des Druckes auf den Kesseldruck;

2) isobare Erwärmung bis zum Siedepunkt;

3) isotherm-isobare Verdampfung des Wassers;

4) isobare Überhitzung des Dampfes;

5) adiabatische Expansion bis zum Kondensatordruck;

6) isobare Kondensation.

Clausiussche Gleichung, Formulierung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik in integraler Form: $\oint \delta W_{rev}/T = 0$. Hierbei ist W die Wärme und T die absolute Temperatur. Die C. G. ist für quasistatische Prozesse gültig. Da für solche Prozesse $dS = \delta W/T$ gilt, besagt die C. G., daß die Entropie S eine → Zustandsgröße ist. Für irreversible (nichtstatische) Prozesse gilt die Clausiussche Ungleichung $\oint \delta W_{Irrev}/T < 0$, falls es überhaupt möglich ist, für das genannte System eine Temperatur zu bestimmen.

Clausiussche Zustandsgleichung, thermische Zustandsgleichung, die eine modifizierte Form der → van-der-Waalsschen Zustandsgleichung dar-

stellt. Dabei wird die Konstante a durch $a = a_0/(1 + c/V)^2$ ersetzt. a_0 und c sind neue Konstanten.

Clebsch-Gordan-Koeffizient, Vektoradditionskoeffizient, der die Kopplung zweier Drehimpulseigenfunktionen beschreibt. Zwei Drehimpulse mit vertauschbaren Operatoren $\hat{J}(1)$, $\hat{J}(2)$ bilden ein System, das sich in durch die Einzelwellenfunktion $|j_1 m_1\rangle$ und $|j_2 m_2\rangle$ beschriebenen Zuständen befinden kann, wobei j_i die Drehimpulseigenwerte, m_i die Projektionen sind. Die Eigenfunktion zum Gesamtdrehimpulsoperator $\hat{J} = \hat{J}(1) + \hat{J}(2)$ kann als Linearkombination $|j_1 j_2 jm\rangle = \sum_{m_1 m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 | jm) \cdot |j_1 m_1\rangle\, |j_2 m_2\rangle$ der Einzelwellenfunktionen dargestellt werden. Die Koeffizienten $(j_1 m_1 j_2 m_2 | jm)$, die den Beitrag der Einzelwellenfunktionen zur Gesamtwellenfunktion angeben, sind die C.-G.-K.en. Die Phasenfaktoren in der Linearkombination werden so gewählt, daß die C.-G.-K.en reell sind. Die C.-G.-K.en sind für ganzzahlige und halbzahlige Werte von j_1, j_2 und j definiert und tabelliert. Sie sind Null, wenn nicht $m_1 + m_2 = m$ und $|j_1 - j_2| \leqq j \leqq j_1 + j_2$ ist. Orthogonalitätseigenschaften und Symmetrierelationen erleichtern die Berechnung und Handhabung der C.-G.-K.en. Die Summe von Produkten aus drei oder mehreren Clebsch-Gordan-Koeffizienten läßt sich durch die Racah-Koeffizienten $W\,(abcdef)$ ausdrücken, wobei a, b, c, d, e und f ganz- oder halbzahlige Drehimpulsquantenzahlen sind. Racah-Koeffizienten werden häufig in der Theorie der Kernreaktionen bei der Untersuchung von Prozessen verwendet, die in mehreren Stufen ablaufen, z. B. Winkelkorrelationen. Weiteres → Vektoraddition von Drehimpulsen, → direktes Produkt von Darstellungen.

Lit. Dawydow: Quantenmechanik (dtsch Berlin 1967).

Clément-Désormes-Versuch, Methode zur Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmekapazitäten $\varkappa = c_p/c_v$. Bei dem C.-D.-V. wird ein unter dem Druck p stehendes Gas durch kurzzeitiges Öffnen eines Hahnes adiabatisch bis auf den Außendruck p_0 entspannt. Dabei kühlt sich das Gas ab und erwärmt sich nach Schließen des Hahnes wieder auf die Ausgangstemperatur, und der Druck steigt auf p'. Für kleine Druckunterschiede gilt dann $\varkappa = c_p/c_v = (p - p_0)/(p' - p_0)$. Der C.-D.-V. wird praktisch nicht mehr verwendet und ist vorwiegend von historischem Interesse.

Cliffordsche Algebra, eine Algebra mit Einselement e, die von n Größen $c_1, \cdots, c_n$ erzeugt wird, für die die Vertauschungsrelationen $c_i c_k + c_k c_i = 2\delta_{ik} \cdot e$ gelten. Der für die Physik wichtigste Spezialfall ist der einer C.n A. über dem Körper der komplexen Zahlen. Jedes Element einer solchen Algebra hat eine Darstellung der Gestalt $a = \sum_{l=1}^{2^n} a_l c_l$ in der die a_l komplexe Zahlen sind. Die Anzahl der Basiselemente c_l ist 2^n. Für diese können das Einselement und die $\sum_{\nu=1}^{n} \binom{n}{\nu}$ Produkte $c_{i1} \cdots c_{i\nu}$ gewählt werden. Die Elemente der Cliffordschen A. werden für $n \geqq 4$ auch als *Cliffordsche Zahlen* bezeichnet. Im Falle $n = 4$ sind die *Diracschen Matrizen* erzeugende Elemente der C.n A. Der Fall $n = 3$ führt auf die *Biquaternionen*, der Fall $n = 2$ auf die *Quaternionen* und der Fall $n = 1$ schließlich auf die komplexen Zahlen.

Cliffordsche Zahlen, → Cliffordsche Algebra.

Clogston-Leitung, → Doppelleitung.

cloudy crystal ball model, → Kernmodelle.

Clusius-Dickel-Verfahren, → Thermodiffusion.

cluster, → Mischkristall.

Clustereigenschaft [engl. cluster, 'Gruppe'], die für alle physikalischen Vielteilchensysteme verifizierte Eigenschaft, daß sich zwei räumlich hinreichend weit entfernte Gruppen von Teilchen gegenseitig nicht beeinflussen. Die C. spielt in der statistischen Physik im Zusammenhang mit Näherungsverfahren zur Berechnung der Zustandssumme eine wesentliche Rolle, und zwar bei der Ursell-Mayer-Entwicklung in der klassischen Statistik und bei der Kahn-Uhlenbeck-Entwicklung in der Quantenstatistik. In der Quantenfeldtheorie wird die C. für ein reelles, skalares Feld so formuliert: Seien $\hat{\varphi}(x)$ der von $x = (ct, \vec{r})$ abhängende Feldoperator und $|0\rangle$ das zugehörige Vakuum, dann gilt für einen beliebigen raumartigen Vektor $\vec{a}$ und einen reellen Parameter ϱ die Gleichung

$$\lim_{\varrho \to \infty} \{\langle 0|\, \hat{\varphi}(x_1) \cdots \hat{\varphi}(x_j)\, \hat{\varphi}(x_{j+1} + \varrho\vec{a}) \cdots \cdots \hat{\varphi}(x_n + \varrho\vec{a})\, |0\rangle - \langle 0|\, \hat{\varphi}(x_1) \cdots \hat{\varphi}(x_j)\, |0\rangle \cdot \langle 0|\, \hat{\varphi}(x_{j+1}) \cdots \hat{\varphi}(x_n)\, |0\rangle\} = 0,$$

d. h., der Vakuumerwartungswert eines Produktes von zwei Gruppen raumartig separierter Feldoperatoren zerfällt im Grenzfall unendlicher Entfernung in das Produkt der Vakuumerwartungswerte der beiden Gruppen von Operatoren. In der axiomatischen Quantentheorie kann man darüber hinaus noch Aussagen machen, wie der in der Klammer stehende Ausdruck gegen Null geht.

Clusterentwicklung, von J. E. Mayer und M. Goeppert-Mayer erstmals ausgeführte Reihenentwicklung zur Berücksichtigung der Wechselwirkung der Moleküle in einem klassischen realen Gas. Zur Berechnung der Zustandsgleichungen realer Gase mit möglichst großem Gültigkeitsbereich auf der Basis der Gleichgewichtsstatistik benötigt man das Zustandsintegral für das betreffende Gas. Mit Hilfe der Hamilton-Funktion der N Gasmoleküle

$$H = \frac{1}{2m}(\vec{p}_1^{\,2} + \cdots + \vec{p}_N^{\,2}) + U(r_{12}) + U(r_{13}) + \cdots + U(r_{ij}) + \cdots + W_{\text{wand}},$$

wobei m die Molekülmasse, $U(r_{ij})$ die vom gegenseitigen Abstand r_{ij} der Moleküle i und j abhängige potentielle Energie, W_{wand} der Wechselwirkungsenergieanteil der Moleküle mit der Gefäßwand und $\vec{p}_1, \cdots, \vec{p}_N$ die Impulse der einzelnen Moleküle sind, findet man nach Integration über die Impulse für das Zustandsintegral die Formel

$$Z = \frac{1}{\lambda^{3N} N!} \int \cdots \int \exp\left\{-\frac{1}{kT} \sum_{1 \leqq i \leqq j \leqq N} U(r_{ij})\right\} \cdot \mathrm{d}^3\vec{r}_1 \cdots \mathrm{d}^3\vec{r}_N.$$

Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante, T

die absolute Temperatur, $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi mkT}}$ die statistische de-Broglie-Wellenlänge (h ist das Plancksche Wirkungsquantum). Die Wechselwirkung mit der Wand wird durch die Integrationsgrenzen berücksichtigt. Der Mayersche Kunstgriff zur Auswertung der obigen Formel besteht darin, anstelle $U(r_{ij})$ die Größen $f_{ij} = f(r_{ij}) = \exp\left\{-\frac{U(r_{ij})}{kT}\right\} - 1$ einzuführen. $U(r_{ij})$ wird für $r_{ij} \to 0$ positiv und sehr groß (Abstoßung bei kleinen Abständen), f_{ij} geht dann einfach gegen -1. Mit diesen Größen erhält man für den Integranden in Z eine unendliche Reihe der Gestalt

$$\left\{1 + \sum_{1 \leqq i < j \leqq N} f_{ij} + \sum_{\substack{1 \leqq i < j \leqq N \\ 1 \leqq i' < j' \leqq N}} f_{ij} f_{i'j'} + \cdots\right\}.$$

Symmetriebetrachtungen gestatten es, Terme gleichen Wechselwirkungscharakters zu Clustern zusammenzufassen und die Summe entsprechend umzuordnen. Die Zustandssumme ergibt sich dann als ein Produkt von *Clusterintegralen*. Die näherungsweise Berechnung der Zustandssumme auf der Basis dieser Clusterintegrale und darauf beruhende Aussagen über Zustandsgleichungen, vor allem in Form der Virialentwicklung, und weiterer Eigenschaften realer Gase und Flüssigkeiten bringen viele Schwierigkeiten mit sich, die bisher nur zum Teil gelöst sind.

Clusterionen, → Komplexverbindungen.

Clustermodelle, → Kernmodelle.

Clusterverbindungen, *Metallatom-Inselstrukturen,* Verbindungen mit Metall-Metallatom-Bindungen (noch nicht eindeutig geklärter Art), bei denen die Metallatome an alle (oder fast alle) anderen Metallatome gebunden sind, z. B. $Os_3(CO)_9$, $(Mo_3Cl_{13})^{7-}$, $Fe_5(CO)_{15}C$, $Ru(CO)_{17}C$.

Cm, Symbol für → Curium.

C · m, → Coulombmeter.

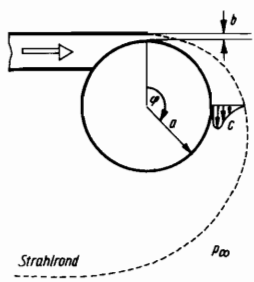
C/m², → Coulomb/Quadratmeter.

C-N-O-Zyklus, → Kernfusion, → Stern.

C-N-Zyklus, → Kernfusion, → Stern.

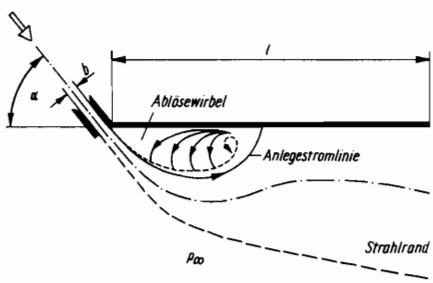
Coanda-Effekt, die Eigenschaft von Flüssigkeits- und Gasstrahlen, sich an in der Nähe befindliche feste Wände anzulegen und daran entlang zu strömen. Man unterscheidet zwei Erscheinungsformen:

1) Aus einem unmittelbar an einem Kreiszylinder vom Radius a angeordneten schmalen Schlitz der Breite b tritt ein Strahl tangential in gleiches, aber ruhendes Medium vom Druck p_∞ aus. Der Strahl strömt um den Zylinder herum, bis er sich bei einem bestimmten Zentriwinkel φ ablöst. Bei ausreichend großer Reynoldszahl ist der Strahl, der auch als Wandstrahl bezeichnet wird, turbulent und reißt ruhendes Medium mit (→ Freistrahl). Dadurch nimmt die Breite des Wandstrahles mit zunehmendem Abstand vom Schlitz zu, seine Geschwindigkeit c aber nimmt ab. Der Druck am Zylinder ist in unmittelbarer Nähe der Austrittsöffnung kleiner als p_∞. Dadurch wird der Strahl gezwungen, der Kontur des Zylinders zu folgen. In dem Maße, wie er von außen ruhendes Medium ansaugt, wird die Geschwindigkeit im Strahl kleiner und der Druck größer. Ist der Druck im Wandstrahl gleich dem Umgebungsdruck p_∞, so löst sich die Grenzschicht von der Wand ab. Der maximale Umlenkwinkel φ ist eine Funktion des Verhältnisses von Schlitzbreite zu Zylinderradius b/a und der Reynoldszahl. Bei großer Reynoldszahl und sehr kleinem b/a beträgt der maximale Umlenkwinkel $\varphi = 245°$. Er kann näherungsweise nach der Beziehung $\varphi = 245 - 391 \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{1 + \frac{9b}{8a}}$ berechnet werden.



1 Die Strömung eines ebenen Strahls um einen Kreiszylinder

2) An der Vorderkante einer ebenen Platte der Länge l tritt ein zweidimensionaler Strahl der Breite b unter einem Winkel α aus. Für große Werte l/b legt sich die an der Plattenvorderkante ablösende Strömung wieder an die Wand an. Die Anlegestromlinie teilt das gesamte Strömungsgebiet in zwei Bereiche: das Ablösungsgebiet (auch als Ablösewirbel bezeichnet), in dem Rückströmung auftritt (→ Grenzschichtablösung), und den sich an die Wand anlegenden Strahl. Das Wiederanlegen des Strahles kommt dadurch zustande, daß der Strahl aus der Umgebung ruhendes Medium ansaugt. So entsteht zwischen Strahl und Platte ein Unterdruck, durch den sich der Strahl zur Platte hin krümmt und schließlich wieder an diese anlegt. Der maximale Winkel α, bis zu dem sich der Strahl noch an die Platte anlegt, ergibt sich bei großen Reynoldszahlen und großem l/b zu $\alpha = 75°$. Der C. wird zur Auftriebssteigerung an Tragflügeln ausgenutzt.



2 Das Wiederanlegen eines zweidimensionalen Strahls an eine geneigte ebene Platte

Cockcroft-Walton-Generator, → Kaskadengenerator.

Coehnsches Aufladungsgesetz, → Berührungselektrizität, → Berührungsspannung.

Cole-Cole-Diagramm, die Darstellung der Debye-Gleichungen für ein mit Verlusten behaftetes polares Dielektrikum. K. S. Cole und R. H. Cole zeigten, daß eine Darstellung

ε'' gegen ε' in einem rechtwinkligen Koordinatensystem einen Halbkreis ergibt. ε'' bzw. ε' sind der Imaginär- bzw. Realteil der komplexen Dielektrizitätskonstanten. Für den Halbkreis Γ gilt die Formel $\left\{\varepsilon' - \frac{(\varepsilon_S + \varepsilon_\infty)}{2}\right\}^2 + \varepsilon''^2 = \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)^2}{2}$. Dabei ist ε_S die relative Dielektrizitätskonstante bei der Kreisfrequenz der Meßspannung $\omega = 0$, und ε_∞ ist die relative Dielektrizitätskonstante bei $\omega = \infty$. Der Vorteil der Anwendung von C.-C.-D.en für die Ermittlung der Frequenzabhängigkeit der komplexen Dielektrizitätskonstanten besteht darin, daß man damit ε_S und ε_∞ finden kann, ohne sehr niedrige bzw. sehr hohe Meßfrequenzen anwenden zu müssen. Man mißt $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ $(\text{mit } j = \sqrt{-1})$ in einem begrenzten Frequenzbereich und extrapoliert auf das gesamte Gebiet, für das die Beziehungen anwendbar sind (Abb.). Genau betrachtet gilt die skizzierte Darstellung nur für eine einheitliche Relaxationszeit. Ist ein Bereich unterschiedlicher Relaxationszeiten für die Polarisationsvorgänge im Material verantwortlich, so verschiebt sich der Mittelpunkt des Kreisbogens auf einen Punkt unterhalb der ε'-Achse.

Colidar, → Radar.

Colonetti-Prinzip. Für gegebene Werte der Last und der bleibenden Formänderungen liefern die tatsächlich im Bauteil vorhandenen Kräfte einen kleineren Wert der den Gesamtformänderungen entsprechenden fiktiven Formänderungsarbeit als jedes andere System von Kräften, das mit der gegebenen Last im Gleichgewicht ist.

Colpitts-Schaltung, → Dreipunktschaltung.

Comité International des Poids et Mesures, → Meterkonvention.

Compound-Interferometer nach Houston, → Multiplex-Interferenzspektroskop.

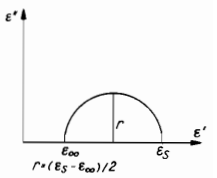
Compoundkern, → Compoundzustand, → Kernmodelle.

Compoundkernreaktion, eine Kernreaktion $A(a, b)\,B$, die als Zweistufenprozeß verläuft. Liegt die Energie des Systems nahe der Energie eines → Compoundzustandes, so wird dieser gebildet. Die Wahrscheinlichkeit des Einfangs des Teilchens a ändert sich mit der Einschußenergie. Wenn die Niveaudichte im Compoundkern so gering ist, daß die Compoundzustände nicht überlappen, so wird der Wirkungsquerschnitt durch die Breit-Wigner-Formel wiedergegeben. Der Zerfall wird durch Wahrscheinlichkeitsgesetze bestimmt, die verschiedenen Kanäle konkurrieren miteinander. C.en werden vor allem bei niedrigen Einschußenergien bis zu $\approx$10 MeV beobachtet, bei höheren Energien wird die → direkte Kernreaktion wahrscheinlicher.

Compoundmaschine, → elektrische Maschine.

Compoundprisma, → Dispersionsprisma.

Compoundzustand, *Zwischenzustand, Resonanzniveau, quasistationärer Zustand,* der hochangeregte Zustand des *Compoundkerns*, d h. des zusammengesetzten Systems $A + a$ bzw. $B + b$, bei der → Compoundkernreaktion $A(a, b)\,B$. Für Compoundkern sind auch die Bezeichnungen *Zwischenkern* oder *Verbundkern* üblich. Seine Anregungsenergie E_C ist durch die Bindungsenergie E_a des Teilchens a an den Kern A und die kinetische Energie E_{kin} des Teilchens a nach $E_C = E_a + E_{kin}$ bestimmt. Ein Compoundkern bildet sich bei nicht zu hohen Energien des einfallenden Teilchens. Die kinetische Energie und die Bindungsenergie des einfallenden Teilchens verteilen sich praktisch gleichmäßig auf die Nukleonen, so daß keines der Nukleonen genug Energie erhält, um den Compoundkern verlassen zu können. Obwohl der C. nur etwa 10^{-16} s existiert, ist diese Zeit doch sehr lang gegenüber der Zeit von 10^{-22} s, die ein Geschoßteilchen braucht, um durch den Kern hindurch zu fliegen. Daher wird er auch als quasistationär bezeichnet. Die Lebensdauer von etwa 10^{-16} bis 10^{-20} s genügt, die Energie auf alle Nukleonen statistisch zu verteilen. Die Breite Γ des C.s hängt nach $\Gamma \cdot \tau = \hbar$ mit seiner Lebensdauer τ zusammen, nimmt mit höheren Anregungsenergien zu; der Abstand zwischen den Compoundzuständen nimmt ab. Die Compoundzustände können in der Anregungskurve der Kernreaktion als scharfe Resonanzen nachgewiesen werden. Bei Anregungsenergien des Zwischenkerns von etwa 12 bis 15 MeV überlappen sich die einzelnen Compoundzustände und bilden ein Kontinuum. Der C. zerfällt unabhängig von seiner Bildung wie ein gewöhnlicher radioaktiver Kern, d. h., der C. kann zu Gammaabregung, Emission des Teilchens a, des Teilchens b und möglicherweise auch anderer Teilchen führen. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten $\gamma_i = 1/\tau_i$ für die verschiedenen möglichen Zerfälle, die offenen Kanäle, können durch die Partialbreiten ausgedrückt werden: $\Gamma_i = \gamma_i \cdot \hbar$ und zwar für Neutronenemission Γ_n, für Gammaabregung Γ_γ u. dgl. Die Summe der Partialbreiten ist gleich der Niveaubreite: $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \cdots$. → Breit-Wigner-Formel.



Cole-Cole-Diagramm im Falle einer diskreten Relaxationszeit

Compton-Effekt, Vergrößerung der Wellenlänge λ von elektromagnetischen Wellen, z. B. monochromatischem Licht, bei der Streuung an freien Elektronen um den Wert $\Delta\lambda = \Lambda_0(1 - \cos\vartheta)$, wobei ϑ der Streuwinkel, d. h. der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der ein- bzw. auslaufenden Welle, und $\Lambda_0 = h/mc$ die *Compton-Wellenlänge* des Elektrons ist, die vom Planckschen Wirkungsquantum h, der Masse des Elektrons m und der Lichtgeschwindigkeit c abhängt. Der Wert von Λ_0 kann aus der Streuung von Röntgenstrahlen an den Hüllenelektronen der Atome bestimmt werden, da diese bezüglich der Röntgenstrahlung näherungsweise als frei angesehen werden können; er ergibt sich zu $\Lambda_0 = 0{,}00242621$ nm.

$\Delta\lambda$ ergibt sich aus dem (relativistischen) Impuls- und Energieerhaltungssatz. Die genauere Beschreibung der Streuung von Photonen an Elektronen mit Hilfe der Quantenelektrodynamik liefert auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt (→ Klein-Nishina-Formel) und die Intensität der Compton-Streuung.

Bei der Compton-Streuung wurde durch den direkten Nachweis des einzelnen Streuakts erstmals die Gültigkeit des Energie- und Impulssatzes auch bei Elementarvorgängen experimentell bestätigt (Bothe und Geiger, 1926).

Der Begriff der Compton-Wellenlänge ist auch für andere Elementarteilchen eingeführt worden, wobei man nur die entsprechende

Comptonsches Streukontinuum

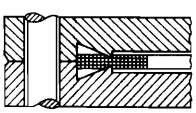
Ruhmasse an Stelle der Elektronenmasse einzusetzen hat; sie kann als Größenordnung für die lineare Ausdehnung der Elementarteilchen angesehen werden. Die Compton-Wellenlänge des Protons $\lambda\!\!\!^{-}_p \approx 0{,}7\,\mathrm{f} = 0{,}7 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}$ wird häufig als kleinste Länge angesehen.

Comptonsches Streukontinuum, → kontinuierliche Atomspektren.

Compton-Spektrometer, ein spezielles in der γ-Spektrometrie angewandtes Szintillationsspektrometer. Erfährt die γ-Strahlung im Detektor eine Compton-Streuung, so kann das gestreute Quant in einem zweiten Detektor, der in einem bestimmten Winkel zum ersten steht, nachgewiesen werden. Der Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Energieverlust ist bekannt (→ Compton-Effekt), mit der Analyse koinzidenter Ereignisse wird das Spektrum gewonnen. Im *Compton-Summenspektrometer* werden beide Detektorimpulse summiert und die Summen analysiert. Man erhält, unter Ausnutzung eines größeren Raumwinkels, ein Spektrum ohne Compton-Verteilung. Das C.-S. ist für γ-Energien zwischen 0,2 und 2 MeV verwendbar.

Compton-Streuung, → Streuung von Photonen an freien Elektronen, allgemeiner auch die Streuung von Photonen an anderen geladenen Elementarteilchen, wie Protonen und π-Mesonen (→ Compton-Effekt, → Feynman-Diagramm). Die C.-S. kann im Rahmen der Quantenelektrodynamik vollständig behandelt werden.

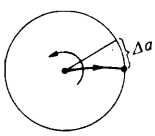
Compton-Wellenlänge, → Compton-Effekt.



Conflat-Flansch (nach Wheeler und Carlson)

Condon-Näherung, bei der theoretischen Behandlung einer Störstelle in Kristallen die Annahme, daß die Matrixelemente für einen optischen Elektronenübergang in der Störstelle unabhängig von den Koordinaten der Kerne des Kristallgitters sind. Die momentanen Werte der Kernkoordinaten werden durch einen konstanten mittleren Wert ersetzt. Zusammen mit der Born-Oppenheimer-Näherung (adiabatische Näherung) ermöglicht die C.-N. allgemeine Aussagen über Bandenform und Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite optischer Absorptions- und Emissionsbanden von Störstellen in Kristallen ohne Kenntnis der Störstelleneigenfunktionen.

Condon-Parabel, → Spektren zweiatomiger Moleküle.



Corioliskraft

Conflat-Flansch, ein ausheizbarer Flansch aus rostfreiem Edelstahl für die Herstellung von trennbaren, ultrahochvakuumdichten Verbindungen von Rohrleitungen und Bauelementen sowie von Bauelementen untereinander in Ultra-Hochvakuumsystemen aus Metall. Die Dichtung wird hergestellt durch Zusammenpressen einer Kupferdichtung zwischen zwei gleichen Flanschteilen mit sorgfältig mechanisch polierten Oberflächen. Die Kupferdichtung ist eingeschlossen zwischen zwei scharfen Kanten, die relativ hohe spezifische Anpreßdrücke zu erreichen gestatten und die eigentliche Dichtung vermitteln, und der äußeren Wand des Flansches, gegen die sie beim Zusammenpressen gedrückt wird. Dadurch wird verhindert, daß das Kupfer beim Ausheizen oxydiert und die Oxidschicht relativ schnell durch die Dichtungsfläche hindurchwächst. Gleichzeitig werden durch diese Konstruktion die sehr empfindlichen, mechanisch polierten Dichtungsflächen der Flanschteile gegen Beschädigungen von außen geschützt. Der C.-F. kann mehrmals bis zu 500 °C ausgeheizt werden, ohne undicht zu werden.

Conrad-Diskontinuität, → Erde.

constant-sagitta-Methode, → Coulomb-Vielfachstreuung.

Cooper-Paar, ein aus zwei Elektronen mit entgegengesetzt gerichteten Spins und entgegengesetzter Fermi-Grenzgeschwindigkeit bestehendes Paar (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit).

cord, Tabelle 2, Volumen.

Core, → Reaktor 6).

core level shift, die durch die Summe der Potentiale aller Nachbaratome im Kristall am Ort jedes Kristallatoms auftretende Absenkung der Rumpfniveaus des Kristalls gegenüber denen des freien Atoms. Da die c.l.s. die Kenntnis der Beiträge der Valenzelektronen zum → Kristallpotential voraussetzt, ist seine Berücksichtigung meist nur approximativ möglich.

Coriolisbeschleunigung, → Corioliskraft.

Corioliskraft, Trägheitswiderstand, der auf Körper in rotierenden Bezugssystemen wirkt. Die C. steht senkrecht auf der durch die Drehachse und die Bewegungsrichtung des Körpers gegebene Ebene und ist durch $\vec{F}_C = 2m\vec{v} \times \vec{\omega}$ gegeben, wobei $\vec{v}$ die Geschwindigkeit des Körpers, m seine Masse und $\vec{\omega}$ die Winkelgeschwindigkeit des Bezugssystems ist. Infolge der C. wird eine vom Mittelpunkt eines Karussells nach außen geworfene Kugel entgegen der Drehrichtung um Δa abgelenkt (Abb.). Durch die C. werden bewegte Körper, z. B. Geschosse, und Strömungen, z. B. von Wasser und Luft, falls sie sich nicht längs Breitenkreisen bewegen, auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links abgelenkt (→ Fall, → Foucaultsches Pendel, → Ballistik).

Die *Coriolisbeschleunigung* ist infolge des für konstante Massen geltenden Zusammenhangs zwischen Kraft und Beschleunigung $\vec{a}_C = 2\vec{v} \times \vec{\omega}$.

Cornea, *Hornhaut,* ein aus mehreren Epithelschichten bestehendes kollagenes Bindegewebe im abbildenden System des → Auges. Die einzelnen Schichten verhalten sich wie semipermeable Membranen, welche wahrscheinlich den Stofftransport aktiv beeinflussen können. Für elektrische Messungen läßt sich die C. durch ein Ersatzschaltbild aus Parallel- und Reihenschaltungen weniger ohmscher Widerstände und Kondensatoren darstellen. Den Elementen des Ersatzschaltbildes entsprechen der Gleichstromwiderstand quer zur C. und die Kapazität der die C. begrenzenden Membranen.

Cornu-Prisma, → Dispersionsprisma.

Cornu-Spirale, eine geometrische Darstellung der in der Theorie der Fresnelschen Beugung, aber auch bei der beugungstheoretischen Behandlung der Abbildungsfehler, besonders der sphärischen Aberration und des Astigmatismus, auftretenden Fresnelschen Integrale

$$C(s) = \int_0^s \cos\left(\frac{\pi}{2}v^2\right)\mathrm{d}v; \quad S(s) = \int_0^s \sin\left(\frac{\pi}{2}v^2\right)\mathrm{d}v.$$

Dabei werden $C(s)$ und $S(s)$ als die kartesischen (rechtwinklig-rechtshändigen) Koordina-

ten x, y eines Punktes $P = P(x, y) = P(s)$ betrachtet, der bei variablem s (≥ 0) eine spiralförmige Kurve durchläuft, die man nach A. Cornu benennt. Die Bogenlänge dieser Spirale bis zum Punkte $P(x, y) = P(s)$, gemessen vom Punkte $(x, y) = (0, 0)$, ist

$$\int_0^s \sqrt{\left(\frac{dC}{ds}\right)^2 + \left(\frac{dS}{ds}\right)^2}\, ds = s.$$

Die Fresnelschen Integrale $C(s)$ bzw. $S(s)$ sind durch Projektion der räumlichen C.-S. in die $C(s)$, s-Ebene bzw. in die $S(s)$, s-Ebene zu erhalten. Die Projektion der räumlichen C.-S. in die $S(s)$, $C(s)$-Ebene ist eine Spirale, die ebene C.-S.

Die Krümmung K der Spirale ist in jedem ihrer Punkte $P(s)$ der Bogenlänge s proportional, so daß $s = \text{konst.} \cdot K$ die natürliche Gleichung der Spirale ist. – Spiegelt man die – zunächst im ersten und dritten Quadranten eines rechtwinkligen Koordinatensystems gelegene – Cornu-Spirale an der x- oder y-Achse, so ist sie besonders auch zur beugungstheoretischen Diskussion des Astigmatismus bei quadratischer oder rechteckiger Öffnung des abbildenden Strahlenbündels geeignet.

Cortisches Organ, das auf der → Basilarmembran aufliegende akustische Sinnesepithel. Dort wird ein Teil der auf das Ohr auftreffenden Schallenergie in elektrische Energie transformiert (→ Hören). Über die Art des Transformationsmechanismus herrscht noch Unklarheit. Eine Hypothese nimmt piezoelektrische Eigenschaften der Haarzellen des Cortischen Organs an. Die Haarzelle stellt ein vielseitig verwendbares Meßinstrument dar, welches sowohl auf statische Auslenkungen als auch auf das in Frage kommende Frequenzspektrum mechanischer Schwingungen anspricht. Erst durch vor- oder nachgeschaltete Filter erfahren die Haarzellen eine Einstellung auf einen bestimmten Anzeigebereich.

cos-Gesetz, svw. Lambertsches Gesetz.

Cosmotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Cosserat-Toupinsches Theorem, ein spezieller Fall des Prinzips der materiellen Bezugsindifferenz. Das C.-Toupinsche T. besagt: In einem orientierten hyperelastischen Material, das dem Toupinschen Wirkungsprinzip unterliegt, ist die Wirkungsdichte genau dann euklidisch invariant, wenn die für das bewegte Kontinuum auftretenden Impulsanteile für sich und die auftretenden Energieanteile ebenfalls für sich im Gleichgewicht sind.

Cotton-Mouton-Effekt, → Doppelbrechung 3).

Cottrell-Lomer-Versetzung, eine nicht gleitfähige Versetzung, die für die Gleitbewegungen anderer Versetzungen ein starkes Hindernis darstellt. Zwei in einem kubisch flächenzentrierten Kristall als Gleitversetzungen vorkommende Versetzungen mit den Burgersvektoren 1/2[011], 1/2 [10$\bar{1}$] und den Gleitebenen (11$\bar{1}$), (111) (Abb. a) ziehen sich gegenseitig an und können deshalb miteinander reagieren. Beide Versetzungen können in Teilversetzungen aufgespalten sein. Dann treten bei der Reaktion nur die beiden der Schnittgeraden der beiden Gleitebenen zugewandten Teilversetzungen unter hohem Energiegewinn zu einer Versetzung zusammen. Die anderen beiden Teilversetzungen werden von dieser Versetzung abgestoßen, so daß sie in den ursprünglichen Gleitebenen verbleiben und mit der aus der Reaktion hervorgegangenen Versetzung durch Stapelfehler verbunden sind (Abb. b). Da die sehr stabile Gesamtversetzung dann in zwei Ebenen aufgespalten ist, eine aufgespaltene Versetzung jedoch nur in der Ebene ihres Stapelfehlers beweglich ist, so kann sie weder gleiten noch klettern. Außer den C.-L.-V.en gibt es noch eine Reihe nicht gleitfähiger Versetzungen, die aus anderen Versetzungsreaktionen resultieren. An C.-L.-V.en können sich Versetzungsaufstauungen bilden, die wegen ihres weitreichenden Spannungsfeldes zur Verfestigung der Kristalle beitragen.

Cottrell-Möller-Verfahren, → Elektrofilter.

Couette-Strömung, stationäre laminare Strömung zwischen parallelen ebenen Wänden, die sich in ihrer Ebene relativ zueinander bewegen können. Da die Trägheitskräfte wegfallen, stehen nur Druck- und Zähigkeitskräfte im Gleichgewicht, die C.-S. ist somit eine exakte Lösung der → Navier-Stokes-Gleichung. Bewegt sich die obere Platte mit der Geschwindigkeit c_{x0}, während die untere ruht (Abb.), so haftet die Flüssigkeit an beiden Platten (→ Haftbedingung). Damit ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit c_x an der Stelle $y = 0$ gleich Null und bei $y = 2h$ gleich c_{x0}; x, y sind kartesische Koordinaten, $2h$ ist der Plattenabstand. Dadurch entsteht auch im Flüssigkeitsinneren eine Strömung in x-Richtung, und wenn der Plattenabstand h klein gegen die Plattenlänge x ist, stellt sich eine lineare Geschwindigkeitsverteilung ein:

$$c_x = (y/2h) \cdot c_{x0} \qquad (1)$$

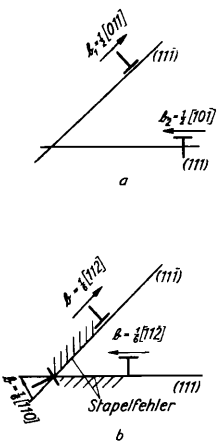
Zur Aufrechterhaltung der stationären Strömung zwischen den Platten muß an der oberen Platte dauernd eine Tangentialkraft in Bewegungsrichtung angreifen, die den Reibungskräften der Flüssigkeit das Gleichgewicht hält. Die Tangentialkraft F_t bezogen auf die Plattenfläche A ist dabei gleich der Schubspannung τ und beträgt

$$F_t/A = \tau = \eta(c_{x0}/2h); \qquad (2)$$

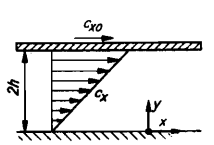
η ist die dynamische Zähigkeit. Im allgemeinen Fall kann für $c_{x0}/2h$ auch dc_x/dy gesetzt werden. Damit entspricht Gleichung (2) dem → Newtonschen Schubspannungssatz. Die C.-S. wird in diesem Zusammenhang auch als *einfache Scherströmung* bezeichnet. Sie läßt sich z. B. verwirklichen zwischen zwei konzentrischen Zylindern vom Radius r_1 und r_2, von denen der eine rotiert. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß die Spaltweite $r_2 - r_1$ sehr viel kleiner ist als der Zylinder vom Radius r_1 oder r_2. Nimmt man an, daß in Strömungsrichtung ein Druckgradient $\frac{dp}{dx}$ vorhanden ist, so lautet die Gleichung für die Geschwindigkeitsverteilung

$$\frac{c_x}{\bar{c}} = \frac{1}{2}\,\frac{c_{x0}}{\bar{c}} \cdot \frac{y}{h} - \frac{\mathrm{Ha}}{16} \cdot \frac{y}{h}\left(\frac{1}{2}\,\frac{y}{h} - 1\right);$$

dabei bedeutet $\bar{c}$ eine Bezugsgeschwindigkeit, z. B. die mittlere Geschwindigkeit; Ha ist die → Hagen-



Cottrell-Lomersche-Versetzungsreaktion: *a* Die beiden Versetzungen vor der Reaktion. *b* Die in zwei Gleitebenen aufgespaltene Cottrell-Lomer-Versetzung (Zur Vereinfachung wurden die Schraubenanteile weggelassen). *b* Burgersvektor



Couette-Strömung

zahl; $-\frac{\mathrm{Ha}}{16}=\frac{\frac{dp}{dx}\cdot h^2}{\eta\bar{c}}=\frac{d^2\left(\frac{c_x}{\bar{c}}\right)}{d\left(\frac{y}{h}\right)^2}$. Bei negativer Hagenzahl ist c_x stellenweise negativ, es erfolgt Rückströmen in der Nähe der ruhenden Wand. Die Schleppwirkung benachbarter Schichten reicht in Wandnähe nicht aus, um den Druckanstieg zu überwinden. Für Druckabfall in Strömungsrichtung, d. h. für positive Hagenzahl, ist die Geschwindigkeit über der gesamten Spaltbreite positiv. Damit überhaupt ein Druckgradient auftreten kann, müssen die Platten geringfügig gegeneinander geneigt sein.

Die C.-S. mit Druckgradient ist von Bedeutung für die hydrodynamische Schmierungstheorie von Gleitlagern.

Coulomb, C, SI-Einheit der Elektrizitätsmenge und der elektrischen Ladung. Vorsätze erlaubt. Das Coulomb ist die Elektrizitätsmenge, die während der Zeit 1 s bei einem zeitlich unveränderlichen Strom der Stärke 1 A durch den Querschnitt des Leiters fließt. 1 C = 1 A · s (→ Amperesekunde).

Coulomb-Anregung, die Anregung niedriger Kernniveaus durch die elektrostatische Wechselwirkung zwischen einem schweren geladenen Teilchen, z. B. einem Proton, und den Protonen eines Kerns. Die C.-A. ist nur beobachtbar, wenn das Geschoßteilchen den Coulomb-Wall nicht überwinden und deswegen die kurzreichweitige Kernkraft nicht wirken kann. Das Geschoßteilchen wird lediglich inelastisch gestreut. Der Wirkungsquerschnitt für die C.-A. hängt von zwei Bestimmungsstücken bzw. -gruppen ab. Die erste Gruppe bilden die dynamischen Größen, wie die Teilchenenergie, die Teilchenmasse und die Anregungsenergie. Dafür liegen Tafeln vor. Das zweite Bestimmungsstück ist die auch für den Gammaübergang maßgebliche innere Übergangswahrscheinlichkeit, die aus Messungen der C.-A. bestimmt werden kann. Die Übergänge sind meist Quadrupolübergänge zu Kernniveaus kollektiver Natur. C.-A. ist besonders wesentlich als Anregungsmechanismus für die Rotationsniveaus deformierter Atomkerne.

Coulomb-Barriere, svw. Coulomb-Wall.

Coulomb-Eichung, spezielle Eichung der elektrodynamischen Potentiale. Sie besteht in der Forderung, daß die Divergenz des Vektorpotentials $\mathfrak{A}$ verschwindet: $\mathrm{div}\,\mathfrak{A}=0$. Mit dieser Eichung lauten die aus den Maxwellschen Gleichungen folgenden Bestimmungsgleichungen für die Potentiale:

$$-\Box\mathfrak{A}+\frac{1}{c}\,\mathrm{grad}\,\dot{\Phi}=\frac{4\pi}{c}\,\mathfrak{j}$$

$$\Delta\Phi=-4\pi\varrho$$

$$\left(\dot{\Phi}\equiv\frac{\partial\Phi}{\partial t};\quad \Delta\equiv\Box+\frac{\partial^2}{c^2\,\partial t^2};\right.$$

$$\left.\Box\equiv\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}-\frac{\partial^2}{c^2\,\partial t^2}\right).$$

Das skalare Potential Φ wird so bestimmt, als ob die Ladung in Ruhe wäre. Die C.-E. spielt in der Quantenelektrodynamik eine wichtige Rolle.

Coulomb-Integral, → Valenzstruktur-Methode.

Coulombmeter, 1) Cm, gesetzliche Einheit (SI-Einheit) des elektrischen Dipolmoments. Das C. ist das Moment eines elektrischen Dipols, dessen Ladungen vom absoluten Betrag 1 C den Abstand 1 m haben. 1 Cm = 1 m · As.

2) svw. Voltameter.

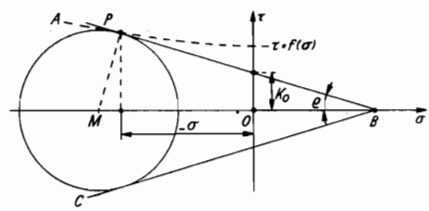
Coulomb/Quadratmeter, C/m², 1) gesetzliche Einheit der elektrischen Verschiebung oder der Verschiebungsdichte. Das Coulomb/Quadratmeter ist die elektrische Verschiebung in einem Plattenkondensator, dessen beide im Vakuum parallel zueinander angeordnete, unendlich ausgedehnte Platten je 1 m² Fläche gleichmäßig mit einer Elektrizitätsmenge von 1 C aufgeladen sind. 1 C/m² = 1 As/m².

2) gesetzliche Einheit der elektrischen Polarisation. Das C. ist die elektrische Polarisation, durch die in dem Volumen 1 m³ das elektrische Dipolmoment 1 Cm hervorgerufen wird. 1 C/m² = 1 As/m².

Coulombsche Fließbedingung, Bruchhypothese für sprödes Material. 1773 stellte Coulomb diese Fließbedingung auf. Sie wird zur Berechnung des Erddruckes auf Wände benutzt und dient noch heute der Bodenmechanik als Ausgangsgleichung. Danach wird das Gleichgewicht durch die Bedingung ausgedrückt, daß die Schubspannung τ in einer Gleitschicht durch die in dieser Schicht wirkende Reibungskraft begrenzt ist, daß also

$$|\tau|\leqq K_0+\sigma\tan\varrho$$

gelten soll. K_0 ist dabei die Schubfließgrenze, σ ist die Normalspannung und $\sigma\tan\varrho$ die Reibungskraft in der betrachteten Schnittfläche.



Im Bild wird diese Beziehung mit Hilfe des Mohrschen Spannungskreises dargestellt. Für alle innerhalb des Gebietes *ABC* liegenden Spannungszustände findet kein Gleiten statt.

Coulombsches Gesetz, 1) *C. G. für elektrische Ladungen,* ein von Coulomb 1785 aufgestelltes Gesetz über die Kraftwirkung zwischen elektrischen Ladungen. Danach ist die Kraft $\vec{F}$ zwischen zwei punktförmigen Ladungen Q_1 und Q_2 dem Produkt aus den beiden Ladungen direkt proportional und dem Quadrat des Abstandes zwischen den beiden Ladungen umgekehrt proportional und wirkt in Richtung der Verbindungslinie der beiden Ladungen. Die Proportionalitätskonstante hängt vom Maßsystem ab. Im MKSA-System setzt man sie $1/4\pi\varepsilon$. $\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r$ ist die Dielektrizitätskonstante, sie setzt sich zusammen aus der Dielektrizitätskonstante des freien Raumes (Vakuum), der elektrischen Feldkonstante $\varepsilon_0=8{,}854\cdot10^{-12}$ As/Vm, und der vom (unendlich ausgedehnten homogenen) Medium abhängenden, relativen Dielektrizitätskonstante ε_r. Befinden sich die Ladungen an Punkten mit den Orts-

vektoren $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ (Abb.), so lautet das Coulombsche G. für die von Q_1 auf Q_2 ausgeübte Kraft $\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r} \frac{Q_1 \cdot Q_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2} \frac{(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|}$. Dabei bedeutet $(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$ den Einheitsvektor von Q_1 nach Q_2. Diese Kraft ist entgegengesetzt gleich der von Q_2 auf Q_1. Ungleichnamige Ladungen ziehen sich an, gleichnamige Ladungen stoßen sich ab.

Das Coulombsche G. wurde in Anlehnung an das Gravitationsgesetz vom Standpunkt der Fernwirkungstheorie formuliert.

2) *C. G. für Magnetpole*, ein dem Coulombschen G. für elektrische Ladungen analoges Gesetz für die Kraft $\vec{F}$ zwischen zwei punktförmigen Magnetpolen der Polstärke p_1 und p_2: $\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\mu_0\mu_r} \frac{p_1\, p_2}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^2} \frac{(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|}$. Dabei bedeuten $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ die Ortsvektoren der Punkte, in denen sich die Magnetpole befinden. Die Permeabilität μ setzt sich aus der Permeabilität des freien Raumes, der magnetischen Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi\ 10^{-6}$ Vs/Am, und der relativen Permeabilität μ_r des den Raum erfüllenden Mediums zusammen. Gegenüber dem Coulombschen G. für elektrische Ladungen ist dieses Gesetz für Magnetpole nur von beschränkter physikalischer Bedeutung, da im Gegensatz zu den elektrischen Ladungen keine isolierten Magnetpole (wahre magnetische Mengen) auftreten, sondern stets nur magnetische Dipole, → Magnetismus.

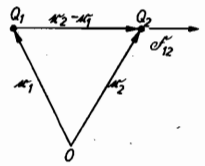
Coulombsche Wechselwirkungsenergie, → Energie.

Coulomb-Streuung, → Streuung B).

Coulomb-Vielfachstreuung, sukzessive Coulomb-Streuung hochenergetischer Teilchen an den Atomkernen eines durchquerten Mediums. Nach der Theorie von Molière ist der mittlere Winkel der C.-V. gegeben durch $\bar{\alpha} = K \frac{z t^{1/2}}{p\beta}$. Dabei ist z die Teilchenladung, p der Impuls, β die Geschwindigkeit des Teilchens und K eine vom streuenden Medium abhängige Konstante, die außerdem schwach von der Geschwindigkeit und der Meßlänge t der Teilchenbahn, der Zellenlänge, abhängt. Die Messung der C.-V., als *Streumessung* bezeichnet, dient zur Energiebestimmung in der Kernspuremulsion. Sie erfolgt mit Hilfe von Kernspurmeßmikroskopen. Die betreffende Teilchenspur wird annähernd parallel zur Tischbewegung des Mikroskops gestellt, und man mißt in äquidistanten Abständen (t) die Bahnkoordinaten senkrecht zu der vorgegebenen Richtung, d. h. der Bewegungsrichtung des Mikroskops. Aus dem Mittelwert der Beträge der zweiten Koordinatendifferenzen kann das Produkt $p\beta$ ermittelt werden. In Verbindung mit Messungen anderer Parameter, z. B. des Impulses, kann die Messung der C.-V. daher zur Teilchenidentifizierung benutzt werden.

Bei langsamen Teilchen, die in der Kernspuremulsion vollständig abgebremst werden, ändert sich das Produkt $p\beta$ sehr rasch. Variiert man nun, ausgehend vom Spurende, die Zellenlänge so, daß der Erwartungswert des Streuwinkels konstant bleibt (*constant-sagitta-Methode*), kann man die Teilchenmassen direkt bestimmen. Die dazu notwendige Folge der Zellenlängen ist für vorgegebene mittlere Streuwinkel und für die verschiedenen diskreten Teilchenmassen in Tabellenform berechnet worden. Die Messung nach dieser Methode ergibt den vorgegebenen Streuwinkel genau dann, wenn die zu der richtigen Teilchenmasse gehörende Folge der Zellenlängen eingehalten wird.

Coulomb-Wall, *Coulomb-Barriere*, der Potentialverlauf um einen Kern, gegen den ein positives Teilchen anlaufen muß, um in den Kern eindringen oder aus ihm herauskommen zu können. Die wirksame Höhe des C.-W.s hängt außer von der Ladung von der kinetischen Energie des Teilchens und seinem Drehimpuls ab und beträgt z. B. beim Uran für Protonen ungefähr 15 MeV. Infolge des quantenmechanischen Tunneleffektes besteht auch noch dann eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Durchdringen des C.-W.s, wenn die Energie kleiner als die Höhe des C.-W.s ist.



Coulombsches Gesetz: Abstoßung ($\vec{F}_{12} > 0$) für Q_1, Q_2 gleichnamig, Anziehung ($\vec{F}_{12} < 0$) für Q_1, Q_2 ungleichnamig

Cox-Othmer-Diagramm, graphische Darstellung, die sich durch Auftragen des Logarithmus des Dampfdruckes einer Substanz gegen die Logarithmen des Dampfdruckes einer Bezugssubstanz bei jeweils gleichen Temperaturen ergibt. Für strukturell verwandte Substanzklassen ergeben sich jeweils Scharen annähernd paralleler Geraden.

***C*-Parität,** *Ladungsparität*, C_n; innere Eigenschaft des Photons und der elektrisch neutralen Mesonen mit der Hyperladung $Y = 0$, die deren Verhalten gegenüber der *Ladungskonjugation C* angibt. Nur die neutralen Teilchen sind Eigenzustände der Ladungskonjugation, d. h. können mit ihren Antiteilchen identisch sein; n weist auf neutral hin. Auf Grund der Invarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung unter C gilt für einen n-Photon-Zustand $|n\gamma\rangle$: $C|n\gamma\rangle = (-1)^n\,|n\gamma\rangle$, d. h., ein einzelnes Photon hat $C_n = -1$; wegen des Zerfalls $\pi^0 \to 2\gamma$ hat das neutrale Pion $C_n = +1$. Allgemein gilt für ein Teilchen-Antiteilchen-Paar $C_n = (-1)^{l+s}$, wobei l ihr relativer Bahndrehimpuls und s der Gesamtspin ist. Diese Aussage liefert Auswahlregeln, in wieviele Photonen oder π^0-Mesonen solch ein Zustand zerfallen kann.

***CP*-Invarianz,** *PC-Invarianz*, Invarianz physikalischer Gesetze gegenüber der gemeinsamen Anwendung der Paritätsoperation P (→ Parität) und der Ladungskonjugation C. Außer der schwachen Wechselwirkung sind alle Wechselwirkungen gegenüber P und C allein invariant. 1964 wurde eine Verletzung der *CP*-I. beim K_L^0-Zerfall festgestellt (→ Kaon).

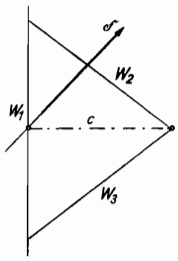
cpm, Tabelle 2, Frequenz.

***CP*-Parität,** → Parität.

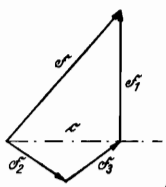
cps, Tabelle 2, Frequenz.

***CPT*-Invarianz,** → *CPT*-Theorem.

***CPT*-Theorem,** *Lüderssches Theorem*, fundamentale Aussage der Quantenfeldtheorie, wonach alle Naturgesetze gegenüber der kombinierten Anwendung von Ladungskonjugation C, Parität P und Zeitumkehr T, d. h. der Transformation CPT, invariant sind (*CPT-Invarianz*): Durch Anwendung der antiunitären *CPT*-Operation gehen Teilchen in Antiteilchen über (→ Teilchen-Antiteilchen-Konjugation), und daher ergeben sich aus physikalischen



a



b

1 Graphische Zerlegung einer Kraft in drei Richtungen nach Culmann-Verfahren: *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

Prozessen andere, ebenfalls mögliche Prozesse mit denselben Wirkungsquerschnitten. Bis zur Entdeckung der Verletzung der Parität (1956) glaubte man an die Invarianz der Naturgesetze gegenüber jeder einzelnen der Transformationen *C*, *P* und *T*, dann an die Invarianz gegenüber der kombinierten Parität *CP* und der Zeitumkehr *T*. 1964 wurde jedoch beim K_L^0-Zerfall die Verletzung der *CP*-Invarianz nachgewiesen (→ Kaon); wegen des *CPT*-T.s hat diese die gleichzeitige Verletzung der Invarianz gegenüber der Zeitumkehr zur Folge. Die Voraussetzungen des *CPT*-T.s, nämlich Lorentz-Invarianz, schwache Lokalität und Spektralität, sind aber so grundlegend, daß an seiner Gültigkeit nur schwer gezweifelt werden kann.

Craftsche Regel, gibt den Unterschied der Siedepunkte einer Flüssigkeit beim Druck p in Torr und beim Normaldruck 760 Torr durch die Beziehung $\Delta T_S = c\,(760 - p)\,T$ an. Hierbei ist T die Siedetemperatur, c eine empirische Konstante, die für die meisten Stoffe den Wert 0,00012 hat. Für Wasser, Alkohole und Karbonsäuren ist $c = 0{,}00010$ und für sehr niedrig siedende Flüssigkeiten (z. B. Ammoniak) $c = 0{,}000140$.

Cramersche Regel, → lineares Gleichungssystem.

Cremonaplan, ein Verfahren zur graphischen Bestimmung der Stab- und Lagerkräfte eines statisch bestimmten Fachwerkes. Der zeichnerischen Kraftzerlegung nach dem C. liegt ein bestimmter Umfahrungssinn zugrunde, der die Reihenfolge der in den Kräfteplan einfließenden Kräfte festlegt, so daß sich alle Stab- und auch die Lagerkräfte in einem Plan zeichnen lassen, der jede Kraft nur einmal enthält.

Crookesche Lichtmühle, → Radiometer.

Crookescher Dunkelraum, → Dunkelräume.

Crossingmatrix, → analytische S-Matrix-Theorie.

Crossingrelationen, → analytische S-Matrix-Theorie.

Crossingsymmetrie, → analytische S-Matrix-Theorie.

Crova-Wellenlänge, *wirksame Wellenlänge, effektive Wellenlänge*, eine in der optischen Pyrometrie zur Bestimmung der Temperatur eines schwarzen Körpers verwendete Größe. Zur Temperaturbestimmung eines schwarzen Körpers wird davon ausgegangen, daß gemäß den Strahlungsgesetzen zwischen den beiden → Strahlungsdichten S_T und S_0 und den beiden Temperaturen T und T_0 bei fester Wellenlänge λ ein eindeutiger Zusammenhang besteht. Reale Messungen werden jedoch nicht bei einer festen Wellenlänge, sondern in einem durch Filter ausgeschnittenen und nach Möglichkeit engen Spektralbereich ausgeführt. Die den beiden Temperaturen entsprechenden Leuchtdichten sind dann durch die Integrale

$$B_T = \int_0^\infty S_{T,\lambda} \cdot D_\lambda \cdot V_\lambda \cdot \mathrm{d}\lambda \text{ und}$$

$$B_0 = \int_0^\infty S_{0,\lambda} \cdot D_\lambda \cdot V_\lambda \cdot \mathrm{d}\lambda \text{ gegeben. Dabei ist}$$

D_λ die spektrale Durchlässigkeit des benutzten Filters, V_λ die spektrale Hellempfindlichkeit des Auges oder des Strahlungsempfängers und $S_{T,\lambda}$ und $S_{0,\lambda}$ sind die beiden Strahldichten bei der Wellenlänge λ. Die C.-W. ist dann eine mittlere Wellenlänge, für die $B_T/B_0 = (S_T/S_0)_{\lambda_m}$ gilt. Ihre Größe hängt vom Temperaturbereich ab, in dem das Pyrometer benutzt werden soll.

crowdion [engl.], ein Zwischengitteratom in einer dichtgepackten Atomreihe. Durch das zusätzliche Atom werden mehrere benachbarte Atome der dichtgepackten Atomreihe aus ihren regulären Gitterlagen verschoben. c.s haben meist in der Richtung ihrer Ausdehnung eine sehr hohe Beweglichkeit, so daß sie bei der Diffusion in Festkörpern eine Rolle spielen können. Ob das c. eine stabile Gitterfehlstelle ist, kann z. Z. nicht entschieden werden. Sicher ist, daß c.s als Strahlenschäden in Festkörpern gebildet werden können.

ctl, Tabelle 2, Masse.

ctu, Tabelle 2, Arbeit.

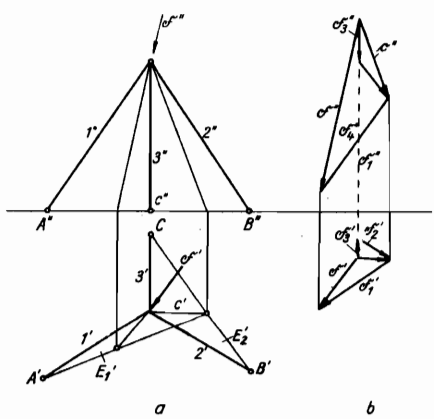
cu, → cubic.

cubic, Symbol cu, Vorsatz bei englischen Volumeneinheiten für die 3. Potenz von Längeneinheiten, vgl. Tabelle 2, Volumen.

Cucumber, → Kernfusion.

Culmann-Verfahren, eine Methode zur Kraftzerlegung. Bei der zeichnerischen Zerlegung von Kräften in der Ebene nach Culmann bringt man eine der gegebenen Wirkungslinien, z. B. W_1, mit der Wirkungslinie der gegebenen Kraft $\vec{F}$ zum Schnitt und verbindet diesen Schnittpunkt mit dem der beiden anderen Wirkungslinien W_2 und W_3 (Abb. 1). Hiernach zerlegt man $\vec{F}$ in die Teilkraft $\vec{F}_1$ und die Hilfskraft $\vec{c}$ in Richtung der Verbindungsgeraden c, die in $\vec{F}_2$ und $\vec{F}_3$ zerlegt werden kann.

Bei der Zerlegung einer Kraft in drei vorgegebene Wirkungslinien, die nicht in einer Ebene liegen, geht man zeichnerisch nach dem C.-V. so vor, daß man nach Abb. 2 durch die gegebene Kraft $\vec{F}$ und eine Wirkungslinie eine Ebene E_1 legt. Diese wird zum Schnitt gebracht



2 Graphische Zerlegung einer Kraft in drei Richtungen am räumlichen Kräftebüschel: *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

mit einer Ebene E_2, durch die die beiden anderen Wirkungslinien gehen. Hiernach zerlegt man in der Ebene E_1 die Kraft $\vec{F}$ in $\vec{F}_1$ und die Hilfskraft $\vec{c}$ in Richtung der Schnittgeraden c. $\vec{c}$ wird dann in der Ebene E_2 in $\vec{F}_2$ und $\vec{F}_3$ zerlegt. Diese Zerlegungen erfolgen in zwei Rissen,

aus denen die wahren Größen der Kräfte noch zu ermitteln sind.

Cumulonimbus, → Wolken.

Cumulus, → Wolken.

Curie, Ci, inkohärente Einheit der → Aktivität radioaktiver Substanzen. Vorsätze erlaubt. Das Curie ist die Aktivität eines radioaktiven Stoffes, bei dem die Anzahl der radioaktiven Zerfallsakte je Sekunde $3{,}7 \cdot 10^{10}$ beträgt. $1\,\text{Ci} = 3{,}7 \cdot 10^{10}\,\text{s}^{-1}$.

Curie-Konstante, → Curiesches Gesetz, → Curie-Weißsches Gesetz.

Curie-Punkt, svw. Curie-Temperatur.

Curiesches Gesetz, von P. Curie gefundenes Gesetz, das die Abhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität χ paramagnetischer Substanzen von der Temperatur T angibt: $\chi = C/T$. Hierbei ist C die *Curie-Konstante*. Das experimentell gut bestätigte Gesetz gilt, wenn die magnetischen Momente der Atome temperaturunabhängig sind, nicht miteinander wechselwirken und wenn der diamagnetische Einfluß vernachlässigbar klein ist. Bei einer quantenstatistischen Berechnung der Magnetisierung erhält man $M = M_\infty B(\alpha)$. Hierbei ist M_∞ die maximale Magnetisierung bei unendlich hohem äußerem Feld, für α gilt $\alpha = \frac{gJ\mu_B H}{kT}$. $B(\alpha)$ ist die *Brillouin-Funktion* $B(\alpha) = \frac{J+1/2}{J}\coth\left(\frac{J+1/2}{J}\alpha\right) - \frac{1}{2J}\coth\left(\frac{\alpha}{2J}\right)$. Es bedeuten J die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses, μ_B das Bohrsche Magneton, g den gyromagnetischen Faktor, k die Boltzmannsche Konstante, H das äußere Feld. Für $J \to \infty$ geht die Brillouin-Funktion in ihr klassisches Analogon, die *Langevin-Funktion*, über. Für χ folgt aus $B(\alpha)$, daß das Curiesche G. gilt, wenn $\alpha \ll 1$ ist; bei sehr hohen Feldern und sehr tiefen Temperaturen treten also Abweichungen auf. Für die Curie-Konstante erhält man $C = ng^2\mu_B^2 J(J+1)/3k$, wobei n die Teilchendichte ist. Mit Hilfe dieser Beziehung kann aus der magnetischen Suszeptibilität das magnetische Dipolmoment von Atomen und Molekülen bestimmt werden (→ Curie-Weißsches Gesetz).

Curie-Temperatur, *Curie-Punkt*, θ, 1) *ferromagnetische C.-T.*, die Temperatur, bei der in Ferromagneten die spontane Magnetisierung verschwindet und die magnetische Ordnung sich auflöst. Je nachdem, ob vom ferromagnetischen oder paramagnetischen Zustand aus auf die C.-T. extrapoliert wird, erhält man die ferromagnetische oder paramagnetische C.-T., wobei allgemein die letztere etwas höher liegt. Bei der C.-T. erfolgt ein Phasenübergang zweiter Art. Zahlreiche Eigenschaften, z. B. der elektrische Widerstand, der thermische Ausdehnungskoeffizient sowie die spezifische Wärme, zeigen bei der C.-T. Anomalien. Die C.-T. ist stoffabhängig (→ Curie-Weißsches Gesetz, Tab.).

Über die Festlegung und Messung der C.-T. → Curie-Weißsches Gesetz.

2) *ferroelektrische C.-T.*, die Temperatur, bei der der Ordnungszustand eines Ferroelektrikums durch Temperaturerhöhung verlorengeht. Bei dieser Temperatur erfolgt eine Phasenumwandlung zwischen polarem und nichtpolarem Zustand. Die C.-T. eines Ferroelektrikums ist dadurch ausgezeichnet, daß bei dieser Temperatur von hohen Temperaturen beginnend das erste Mal spontane Polarisation auftritt. Oberhalb der Umwandlungstemperatur T_0 gehorcht die Dielektrizitätskonstante ε eines Ferroelektrikums dem → *Curie-Weißschen Gesetz* $\varepsilon = C/(T - T_0)$. Dabei sind T die absolute Temperatur und C die Curie-Konstante. Die ferroelektrischen C.-T.en liegen bei 10 K bis zu einigen 100 K.

Curie-Weißsches Gesetz, besagt, daß die Suszeptibilität der vom Curie-Punk aus gemessenen Temperatur umgekehrt proportional ist. Für die Mehrzahl paramagnetischer Substanzen gilt nicht das Curiesche Gesetz. Es bleibt jedoch die lineare Abhängigkeit der reziproken Suszeptibilität von der Temperatur. Es gilt die von Weiß experimentell gefundene Beziehung $\chi = \frac{C'}{T - \theta}$. Dabei bedeutet χ die magnetische Suszeptibilität, C' die Curie-Konstante, T die absolute Temperatur und θ die Curie-Temperatur. Diese Beziehung ist längst nicht so universell wie das Curiesche Gesetz, da einerseits die Curie-Temperatur von der Substanz abhängig ist und andererseits das Curie-Weißsche Gesetz nur in einem gewissen Bereich nicht zu tiefer Temperaturen die empirisch gefundene Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Temperatur richtig wiedergibt. Das Auftreten der Curie-Temperatur wird theoretisch begründet als Folge der Wechselwirkung der atomaren bzw. molekularen Dipole (→ Austauschwechselwirkung). Die Curie-Temperaturen können sowohl positiv als auch negativ sein (Tab.), wobei bei positivem θ das Gesetz bei Annäherung von T an θ seine Gültigkeit verliert.

Curie-Temperatur einiger paramagnetischer und ferromagnetischer Stoffe

Material	Curie-Temperatur [°C]
Eisen	768
Erbium	−233
Kobalt	1075
Nickel	360
Bariumferrit	435
Magnetit	525
Heuslersche Legierungen	60···380

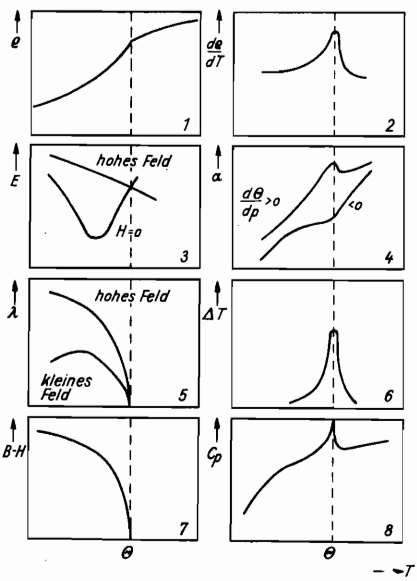
Für ferromagnetische Stoffe gilt das Curie-Weißsche Gesetz oberhalb der Curie-Temperatur oder des Curie-Punktes. Ferromagnetische Stoffe verhalten sich also oberhalb der Curie-Temperatur wie paramagnetische Stoffe. Da dieser Übergang sich in einem gewissen Temperaturintervall vollzieht und sich außerdem auch die physikalischen Eigenschaften des Körpers ändern, hat man folgende Möglichkeiten zur Festlegung und Messung der Curie-Temperatur:

1) Das Quadrat der spontanen Magnetisierung ferromagnetischer Stoffe nimmt in der Nähe der Curie-Temperatur linear mit der Temperatur ab. Die Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung erhält man aus der Messung der Magnetisierung in Abhängigkeit des Feldes bis in das Sättigungsgebiet und aus der Messung der Temperatur. Durch Extrapolation des Verlaufes im Sättigungsgebiet auf $H = 0$ ergeben sich für verschiedene Tempera-

turen die Werte der spontanen Magnetisierung. Die Extrapolation dieser Werte auf Null liefert den ferromagnetischen Curie-Punkt θ_f.

2) Genügend weit oberhalb des Curie-Punktes nimmt die reziproke Suszeptibilität auf Grund des Curie-Weißschen Gesetzes linear mit der Temperatur zu. Die Extrapolation dieses Temperaturverlaufes auf $1/\chi = 0$ liefert den paramagnetischen Curie-Punkt θ_p, der im allgemeinen um wenige Grad oberhalb des ferromagnetischen Curie-Punktes liegt.

3) Da der Übergang vom ferromagnetischen zum paramagnetischen Zustand mit einer Änderung der inneren Struktur der Substanzen verbunden ist, treten Anomalien des Temperaturverlaufes physikalischer Eigenschaften in der Nähe der Umwandlungstemperatur auf, deren ausgezeichnete Punkte, insbesondere Maxima, als Curie-Punkte definiert werden können: die spezifische Wärmekapazität c_p, der Temperaturkoeffizient des spezifischen elektrischen Widerstandes $d\varrho/dT$, der spezifische elektrische Widerstand ϱ, der zweite Differentialquotient der Thermokraft gegen einen anderen Körper, der sich auf konstanter Temperatur befindet, die magnetische Suszeptibilität χ im Sättigungsgebiet bei genügend hoher konstanter Feldstärke, die Anfangspermeabilität, der magnetokalorische Effekt (ΔT), die Magnetostriktion λ, der Elastizitätsmodul E, der thermische Ausdehnungskoeffizient. Wie experimentell nachgewiesen wurde, fallen diese Punkte nur bei reinen Metallen (z. B. Ni) zusammen.



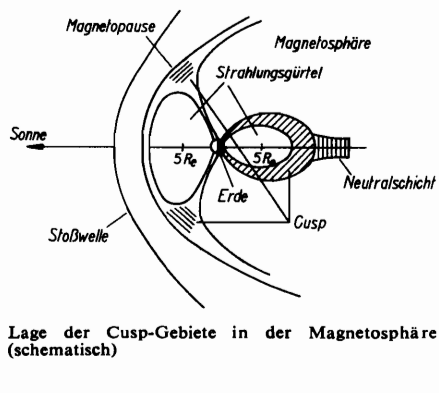
Bestimmung des Curie-Punktes Θ. Spezifischer Widerstand (1), Ableitung des spezifischen Widerstandes (2), Elastizitätsmodul (3), linearer Ausdehnungskoeffizient (4), Magnetostriktion (5), magnetokalorischer Effekt (6), Magnetisierung (7), spezifische Wärmekapazität (8), ϱ spezifischer Widerstand, E Elastizitätsmodul, T Temperatur, α thermischer Ausdehnungskoeffizient, λ Magnetostriktion, B magnetische Induktion, H magnetisches Feld, c_p spezifische Wärmekapazität, p Druck

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Curium, Cm, sehr stark radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 96, ein Transuran. Bekannt sind 13 Isotope der Massezahlen 238 bis 250. Das längstlebige Isotop ist ^{247}Cm mit einer Halbwertszeit von $>4 \cdot 10^7$ Jahren; am schnellsten zerfällt ^{249}Cm mit einer Halbwertszeit von 64 Minuten. Zuerst hergestellt wurde ^{242}Cm von Seaborg, James, Morgan und Ghiorso aus Plutonium-239 nach der Reaktion ^{239}Pu(α, n)^{242}Cm.

curling, → inkohärente Drehung.

Cusp [engl., ‚Spitze', ‚Horn'], *magnetosphärische C.*, hornähnlich geformtes, ungefähr zwischen 7 und 12 R_e auf der Nachtseite im → Schweif der → Magnetosphäre gelegenes, um Mitternacht zentriertes erdnächstes Ende der magnetischen → Neutralschicht. Die C. ist ein in vieler Hinsicht interessantes Gebiet in der Magnetosphäre. Sie ist der Übergangsbereich von geschlossenen magnetischen Feldlinien in Erdnähe, auf denen die Teilchen eine azimutale Driftbewegung um die Erde herum ausführen können, zu den den magnetosphärischen Schweif bildenden „offenen" magnetischen Feldlinien, auf denen eine azimutale Drift unmöglich ist. Das Gebiet des Quasieinfangs dagegen fällt ungefähr in die C. Diejenigen Feldlinien, die die C. nach innen und außen begrenzen, entspringen in hohen geomagnetischen Breiten auf der Nachtseite im Gebiet des Polarlichtovals, in welchem das Maximum der magnetosphärischen Substürme (→ Sturm) beobachtet wird. Nach dem Schweif zu grenzt sie an die Neutralschicht, in der es plasmaphysikalischen Vorstellungen zufolge zu Plasmainstabilität kommen und wo nach den Vorstellungen des → Reconnectionsmodells eine Teilchenbeschleunigung erfolgen sollte. Gegenüber der sie umgebenden Magnetosphäre ist die Dichte geladener Teilchen in der C. erhöht. Ein Teil der in der Magnetosphäre driftenden Ionen ist in der C. eingefangen. Wegen des Vorhandenseins eines elektrischen Korotationsfeldes (→ Korotation) greifen nach der Drifttheorie ihre Bahnen nicht auf die Tagseite der Erde über (→ eingefangene Teilchen), so daß sie eine geschlossene Driftbewegung im Inneren der C. vollführen. Bei zusätzlichem Einstrom von Teilchen aus der Neutralschicht kann die C. zum Ausgangspunkt von Teilchenprecipitationen in die Polarlichtzone werden. Diese Precipitation wird auf nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Plasma-



Lage der Cusp-Gebiete in der Magnetosphäre (schematisch)

wellen zurückgeführt. Auf der Basis von Vorstellungen über in der C. ablaufende plasmaphysikalische Prozesse ist es zur Ausarbeitung von Modellen für die Erzeugung magnetosphärischer Stürme (→ Sturm) gekommen.

Neben der C. im Schweif gibt es in der Magnetosphäre zwei weitere C.-ähnliche Gebiete. Diese befinden sich in der Umgebung der magnetischen → Neutralhörner auf der Tagseite der Magnetosphäre und könnten mit dem sich auf der Tagseite in hohen Breiten befindenden Polarlichtoval in Verbindung stehen. Neuere Messungen scheinen den Einstrom geladener Teilchen über diese Zonen in die polare Ionosphäre zu belegen.

cut-off, svw. Abschneidevorschrift.

CVC-Hypothese, → schwache Wechselwirkung.

cwt, Tabelle 2, Masse.

cycle per minute, Tabelle 2, Frequenz.

cycle per second, Tabelle 2, Frequenz.

c-Zahl, → Quantentheorien.

c-Zahl-Funktionen, → Quantisierung.

Czochralski-Verfahren, → Kristallzüchtung.

d, 1) → Dezi. **2)** → Tag. **3)** → degree. **4)** → Deuteron. **5)** *d*, → Dichte.

°d, → Härtegrade.

D, 1) → Deuterium. **2)** → Debye. **3)** *D*, → Dichte. **4)** *D*, → Dosis (Energiedosis). **5)** *D*, → Verschiebung (dielektrische).

da, → Deka.

Dachkantprisma, → Reflexionsprisma.

Dahlander-Wicklung, → Polumschaltung.

d'Alembertsche Lösung, → Wellengleichung.

d'Alembertscher Ansatz, → d'Alembertsches Prinzip.

d'Alembertscher Operator, der Differentialoperator

$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta = \Box$, wenn Δ der Laplacesche Operator

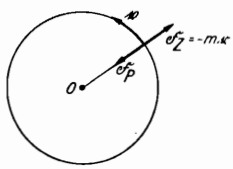
$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ ist.}$$

Die Gleichung $\Box u(x, y, z, t) = 0$ ist die Wellengleichung. Oft wird $\Box$ auch mit den entgegengesetzten Vorzeichen definiert.

d'Alembertsches Paradoxon. In unendlich ausgedehnter reibungsfreier Strömung ist die als → Strömungswiderstand bezeichnete Kraft in Strömungsrichtung bei beliebiger Körperform gleich Null. Das steht im Gegensatz zu Beobachtungen, die infolge der Reibung für jeden Körper einen Widerstand ergeben, der bei schlanken, in ihrer Längsrichtung angeströmten Profilen klein ist.

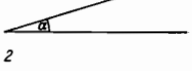
d'Alembertsches Prinzip, *Prinzip von d'Alembert*, Prinzip der Mechanik, mit dessen Hilfe die Bewegung gebundener mechanischer Systeme behandelt werden kann, dem heute vor allem wegen der überholten formalen Begriffsbildung aber lediglich historische Bedeutung zukommt. Die Behandlung der Bewegung mechanischer Systeme kann nach d'Alembert formal auf ein statisches Gleichgewichtsproblem zurückgeführt werden, wenn man $-m_i\ddot{\vec{r}}_i$, wobei m_i die Massen und $\ddot{\vec{r}}_i$ die Beschleunigungen der Massepunkte $P_i (i = 1, \cdots, N)$ sind, als Trägheitskräfte (→ Trägheitswiderstand) interpretiert: Die an den Massepunkten eines mechanischen Systems angreifenden Kräfte, d. s. die eingeprägten Kräfte $\vec{F}_i$, die Zwangskräfte $\vec{Z}_i$ und die Trägheitskräfte $-m_i\ddot{\vec{r}}_i$, sind bei der wirklichen Bewegung im Gleichgewicht, d. h., $\vec{F}_i + \vec{Z}_i - m_i\ddot{\vec{r}}_i = 0$ (*d'Alembertscher Ansatz*). Das d'Alembertsche P. besagt dann, daß die Gesamtheit aller Zwangskräfte des Systems im Gleichgewicht ist, so daß mit Hilfe des → Prinzips der virtuellen Arbeit im Falle zweiseitiger Bindungen und dem d'Alembertschen Ansatz $\delta A = \sum_{i=1}^{N} \vec{Z}_i \delta\vec{r}_i = \sum_{i=1}^{N} (\vec{F}_i - m_i\ddot{\vec{r}}_i)\,\delta\vec{r}_i = 0$ folgt; diese von Lagrange stammende Formulierung des d'Alembertschen P.s umgeht somit die explizite Berücksichtigung der zunächst unbekannten Zwangskräfte. Die Resultierende aus eingeprägter und Trägheitskraft $\vec{F}_i - m_i\ddot{\vec{r}}_i = -\vec{Z}_i$ wird auch als verlorene Kraft bezeichnet, da sie keine Beschleunigung am Massepunkt P_i hervorruft, sondern von der Zwangskraft $\vec{Z}_i$ kompensiert wird. Bei einseitigen Bindungen ist $\delta A \leq 0$ zu setzen.

Ein einfaches Beispiel zur Erläuterung des d'Alembertschen P.s ist die Bewegung eines an einem Faden um einen festen Punkt O herumgeschleuderten Körpers P. Sieht man von der Erdanziehung, d. h. von äußeren eingeprägten Kräften ab, so müssen Zwangskraft und Trägheitskraft im Gleichgewicht sein (Abb. 1).



Zwangskraft ist die stets nach dem Bewegungsmittelpunkt gerichtete Zentripetalkraft $\vec{F}_P$, die sich in der Seilspannung äußert, während die nach außen gerichtete Zentrifugalkraft $\vec{F}_Z$ die der Kreisbewegung entsprechende Trägheitskraft ist.

Entsprechend läßt sich die verminderte Beschleunigung $a = \ddot{s}$ einer auf einer schiefen Ebene abrollenden Kugel berechnen: $(mg \sin\alpha - m\ddot{s})\,\delta s + (0 - \theta\dot{\omega})\,\delta\varphi = 0$, wobei s der Bahnparameter, d. h. das Bogenmaß, φ der Drehwinkel, $\dot{\omega}$ die Winkelbeschleunigung, $\theta = 2mr^2/5$ das Trägheitsmoment, r der Radius der Kugel ist und δs bzw. $\delta\varphi$ die virtuellen Verschiebungen sind (Abb. 2). Wegen der Bedingung des reinen Rollens gilt $\delta s = r\,\delta\varphi$ oder $\dot{s} = r\omega$. Damit folgt wegen der willkürlichen Wahl von δs die Bewegungsgleichung für die auf der schiefen Ebene abrollende Kugel zu $\ddot{s} = (5/7)g \sin\alpha$.



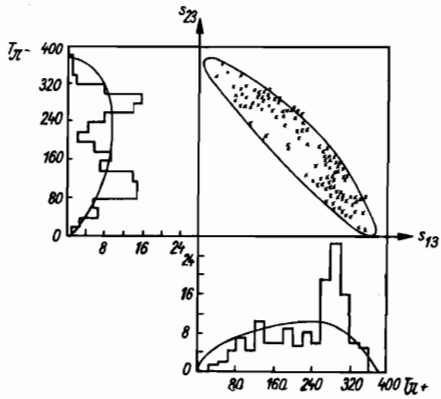
2

Aus dem d'Alembertschen P. folgen mit Hilfe der Lagrangeschen Multiplikatorenmethode die Lagrangeschen Gleichungen 1. Art. Aus diesen oder mit Hilfe des Befreiungsprinzips von Lagrange (→ Zwangskraft) lassen sich die Zwangskräfte explizit bestimmen.

Dalitz-Diagramm, svw. Dalitz-Plot.

Dalitz-Plot, *Dalitz-Diagramm*, Darstellung der einzelnen Ereignisse einer Streuung von zwei Teilchen, z. B. $K^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \Lambda$, oder des Zerfalls von Elementarteilchen, z. B. $\eta \rightarrow \pi^+$

$+ \pi^- + \gamma$ oder $\omega \rightarrow 3\pi$, in einem Koordinatensystem, das von den effektiven Massen (s. u.) zweier bei Streuung möglichen Resonanzen bzw. den (kinetischen) Energien zweier Zerfallsprodukte aufgespannt wird. Die Gesamtheit aller Ereignisse liegt wegen der kinematischen Zusammenhänge zwischen den Energien und Impulsen der Teilchen ganz innerhalb einer geschlossenen Kurve, die das gesamte der Reaktion zugängliche Phasenraumvolumen umschließt. Allein auf Grund der Kinematik müßten die Ereignisse gleichmäßig über dieses Volumen verteilt sein, d. h., die Abweichungen von der Uniformität sind auf die spezielle Dynamik oder bestimmte Symmetrien der Teilchen zurückzuführen (Abb.). Das Eintragen der



Ereignisse von Streu- bzw. Zerfallsexperimenten ermöglicht daher die Bestimmung der Massen von Resonanzen bzw. die Bestimmung von deren Spin und Parität.

Werden die Viererimpulse der drei Teilchen des Endzustandes der Reaktion $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$ mit p_1, p_2 bzw. p_3 bezeichnet, so ist $s = (p_1 + p_2 + p_3)^2$ bzw. $s_{12} = (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 \cdot c^{-4} - (p_1 + p_2)^2 = s + m_3^2 - 2E_3\sqrt{s}$ das Quadrat der Gesamtenergie bzw. der effektiven oder invarianten Energie der Teilchen 1 und 2 (oder nach Division durch c^2 deren *invariante Masse*). Entsprechendes gilt für s_{23} und s_{13}. Bilden nun die Teilchen 2 und 3 eine Resonanz x mit der Masse M_x, d. h., verläuft der Streuprozeß gemäß $a + b \rightarrow 1 + x$, $x \rightarrow 2 + 3$, so findet man im D.-P. dieses Streuprozesses über der Energie $s_{23} = c^4 M_x^2$ eine Häufung der Ereignisse. Wegen der endlichen mittleren Lebensdauer $\hbar/\Gamma$ ist die Häufung innerhalb eines „Bandes" mit der Halbwertsbreite Γ zu finden; Γ wird daher auch als Halbwertsbreite von x bezeichnet. In der Abb. ist der D.-P. für die Reaktion $K^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \Lambda$ wiedergegeben, der zur Entdeckung der ersten Resonanz Y_1^* (1385) führte — das senkrechte bzw. waagerechte Band gehört zu $(Y_1^*)^+$ bzw. $(Y_1^*)^-$, das in $\pi^+\Lambda$ bzw. $\pi^-\Lambda$ zerfällt —, und zusätzlich sind die Projektionen des D.-P.s auf die Ordinate bzw. Abszisse als Histogramm über der kinetischen Energie T_{π^+} bzw. T_{π^-} angegeben. Diese Projektionen machen das Auftreten der Resonanz bei einer Schwellenenergie von $T_\pi \approx 280$ MeV durch Auftreten eines deutlichen Peaks über dem Phasenraum (ausgezogene Linie) deutlich.

Dalton, Bezeichnung für die Enheit der relativen Atom- bzw. Molekülmasse, seit 1961 bezogen auf den 12. Teil der Masse eines ^{12}C-Nuklids.

Daltonsches Gesetz, 1) von J. Dalton 1801 angegebenes *Gesetz der Partialdrücke* in Gasgemischen: In einem Gemisch idealer, chemisch nicht miteinander reagierender Gase ist der Gesamtdruck gleich der Summe der Partialdrücke. Der Partialdruck ist der Druck des jeweiligen Gases, den man messen würde, wenn dieses Gas allein in dem Gesamtvolumen vorhanden wäre. Eine Folge des Daltonschen G.es ist, daß der Dampfdruck einer Flüssigkeit unabhängig davon ist, ob sich über ihr Luft oder Vakuum befindet. Für reale Gase gilt das Daltonsche G. um so genauer, je ähnlicher sich die Gase sind, d. h., wenn sie ähnliche kritische Daten haben. Bei hohen Drücken treten große Abweichungen auf; → Absorption.

2) D. G. der multiplen Proportionen. J. B. Richter (1792) und J. L. Proust (1799) stellten das *Gesetz der konstanten Proportionen* auf, das besagt, daß sich chemische Elemente nur nach ganz bestimmten Gewichtsverhältnissen vereinigen können. Daraus entwickelte Dalton (1808) das *Gesetz der multiplen Proportionen.* Es besagt, daß es oft nicht nur ein, sondern mehrere derartige Gewichtsverhältnisse gibt, die in einfachem zahlenmäßigem Verhältnis stehen. Daraus schloß Dalton auf die Existenz der Atome. Dieses Gesetz wird durch das → Gesetz der äquivalenten Proportionen erweitert.

Dämmerung, die Zeit zwischen der Tageshelligkeit und der Nachthelligkeit, bestehend aus *Abenddämmerung* und *Morgendämmerung.* Jede D. dauert in unseren Breiten etwa 2 Stunden. Man unterscheidet die helle D. bei Sonnenhöhen zwischen $+2°$ und $-2°$, die 20 min dauert und bei der man noch lesen kann; die *bürgerliche D.* bis zu $-6°$ Sonnenhöhe (*letztes Büchsenlicht*) und die *astronomische D.* bis zu $-16°$ Sonnenhöhe. Die Beleuchtungsstärke der horizontalen Erdoberfläche durch den Himmel bei wolkenlosem Himmel ist in der Tabelle wiedergegeben (bei bedecktem Himmel 10mal geringer).

Sonnenhöhe	Beleuchtungsstärke in lx
2°	1500
0°	500
−2°	100
−5°	5
−7°	0,5
−10°	0,03
−15°	0,002

Während der D. treten farbige *Dämmerungserscheinungen* mehr oder weniger ausgeprägt auf. Sie lassen sich im allgemeinen nur weit entfernt von den beleuchteten menschlichen Siedlungen wahrnehmen. Die Abenddämmerung ist infolge des höheren Dunstgehaltes der abendlichen Atmosphäre farbenfreudiger als die Morgendämmerung. Die Beschreibung der Dämmerungserscheinungen bei wolkenlosem Himmel erfolgt daher für den Abendhimmel. Aus einem gelblich-grünen Horizontalstreifen in Sonnenrichtung bildet sich unter Verbreiterung bis

etwa 5° das *Abendrot* kurz nach Sonnenuntergang, am Morgenhimmel das analoge *Morgenrot* kurz vor Sonnenaufgang. 10 min nach Sonnenuntergang ist der klare Schein (helles Segment) etwa 30° hoch mit bräunlicher Begrenzung in Zenitrichtung voll ausgebildet. Zu diesem Zeitpunkt beginnt sich die *Gegendämmerung* aus dem dunklen Segment oder Erdschatten gegenüber der Sonne zu bilden, die nach oben durch den leuchtenden Dämmerungsbogen begrenzt wird. Darüber entsteht der Widerschein; bei 4° Sonnentiefe bildet sich aus dem klaren Schein der *Purpurfleck* von etwa 30° Durchmesser; er ist durch ein bräunlich-weißes Zenitzweieck mit dem Dämmerungsbogen verbunden. Die Erscheinung heißt *Hauptpurpurdämmerung*; sie ist der Höhepunkt der Dämmerungserscheinungen und dauert bis 6° Sonnentiefe an. In diesem Zeitabschnitt kann im Hochgebirge das *Alpenglühen* erscheinen. Die Dämmerungserscheinungen sind eine Folge des Zusammenwirkens der → Streuung des Sonnenlichts in der Atmosphäre durch die Luftmoleküle (Rayleigh-Streuung) einerseits und das atmosphärische Aerosol (Mie-Streuung) andererseits. Die Bevorzugung des gelben und roten Lichts beim Durchdringen der großen atmosphärischen Strecken bei tiefstehender Sonne in Verbindung mit der Bevorzugung der Vorwärtsstreuung und der Rückwärtsstreuung bei der Mie-Streuung geben Veranlassung zur Entstehung des Abendrots bzw. der Gegendämmerung. Das Purpurlicht ist durch Farbmischung von blauer Himmelsfärbung höherer Luftschichten mit rotem Streulicht unterer Dunstschichten zu erklären. Die verschiedenen atmosphärischen Grenzschichten geben Veranlassung zur Entstehung der verschiedenen Dämmerungsbögen.

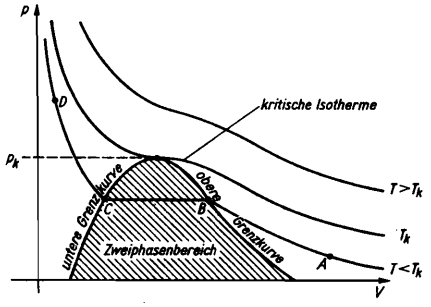
Lit. Dietze: Einführung in die Optik der Atmosphäre (Leipzig 1957).

Dämmerungsempfindlichkeit, → Augenempfindlichkeit.

Dämmzahl, → Schalldämmung.

Dampf, gasförmige Phase eines Stoffes, der entweder in Wechselwirkung mit seiner flüssigen oder festen Phase steht oder der sich in einem Zustand befindet, aus dem er durch kleine Temperatur- oder Druckänderungen zur Kondensation gebracht werden kann.

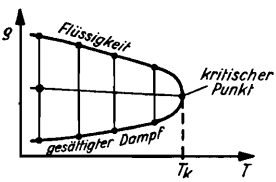
Meist entsteht D. durch Verdampfung (→ Sieden) bzw. Sublimation, d. h. durch Austritt von Molekülen aus der Oberfläche der flüssigen bzw. festen Phase in die dampf- oder gasförmige Phase. Zwischen der Flüssigkeit bzw. dem festen Körper und ihrem Dampf stellt sich ein Gleichgewicht ein, das nur von der Temperatur abhängt und durch einen bestimmten → Dampfdruck charakterisiert ist. Alle drei Aggregatzustände, fest, flüssig und gasförmig, stehen beim Tripelpunkt im Gleichgewicht. Der Zusammenhang zwischen einer Flüssigkeit und ihrem Dampf läßt sich im p,V-Diagramm gut erkennen (Abb. 1). Komprimiert man ein Gas entlang einer *Isotherme* (z. B. bei *A* beginnend), so erreicht man bei *B* eine obere Grenzkurve. Von *B* aus ist zunächst keine weitere Drucksteigerung durch Volumenverminderung möglich. Unter Nebelbildung tritt Verflüssigung ein, und es entsteht eine Flüssigkeitsoberfläche. An



1 p,V-Diagramm eines realen Gases

der unteren Grenzkurve bei *C* ist alles flüssig. Unter starker Drucksteigerung ist weitere Volumenverminderung möglich (*D*). Oberhalb der kritischen Isotherme läßt sich das Gas isotherm nicht verflüssigen. Der D. im Zweiphasengebiet (zwischen oberer und unterer Grenzkurve) ist gesättigter D. und wird technisch *Naßdampf* genannt, der ebenfalls gesättigte D. auf der oberen Grenzkurve heißt *Sattdampf*, *Trockendampf* oder *trockengesättigter D.*, der ungesättigte D. rechts der oberen Grenzkurve *überhitzter D.* oder *Heißdampf*.

Für die Dichte einer Flüssigkeit ϱ_F und ihres D.es ϱ_D gilt die *Cailletet-Matthiassche Regel*, wonach der Mittelwert der Dichten eine lineare Funktion der absoluten Temperatur T ist (Abb. 2): $(\varrho_F + \varrho_D)/2 = a + bT$. Dabei sind a



2 Darstellung der Cailletet-Matthiasschen Regel

und b Stoffkonstanten. Aus der Cailletet-Matthiasschen Regel läßt sich bei bekannter kritischer Temperatur T_k die kritische Dichte berechnen. Der D. über flüssigen Mischungen setzt sich im allgemeinen aus dem D. der Komponenten der Mischung zusammen, die Komponente mit höherem Dampfdruck ist im D. angereichert.

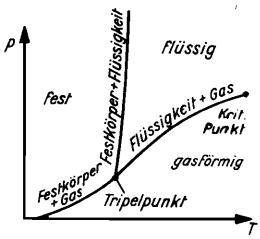
Der in Natur und Technik wichtigste D. ist der *Wasserdampf*.

Dampfdichte, *Gasdichte*, die Masse je Volumeneinheit eines Dampfes oder Gases. Sie wird in der Technik meist in kg/m³ i. N., sonst in g/cm³ i. N., also für 0 °C und 760 Torr angegeben. Auf Grund der aus der Zustandsgleichung idealer Gase folgenden Beziehung $M = \varrho \frac{RT}{p}$, wobei ϱ die D., R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur und p den Druck bedeuten, sind die Molekulargewichte M aller Gase ihrer D. proportional, so daß auf der Messung der D. Verfahren zur Molekulargewichtsbestimmung beruhen. Ferner läßt sich das Molekulargewicht eines unbekannten Gases durch Vergleich seiner D. mit der D. eines Gases mit bekanntem Molekulargewicht ermitteln, da sich die D. der Gase wie die Massen ihrer Mole-

küle und damit wie ihre Molekulargewichte verhalten (*Avogadrosches Gesetz*).

Gebräuchliche Meßverfahren sind z. B. Wägung eines bekannten Dampfvolumens (nach Dumas), des Dampfvolumens einer bekannten Flüssigkeitsmenge (nach Gay-Lussac und Hofmann), des Dampfvolumens durch Luftverdrängung (nach V. Meyer).

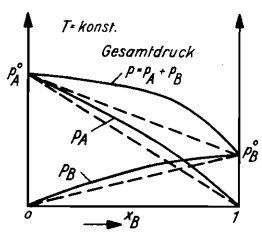
Dampfdruck, *Dampfspannung,* Druck des gesättigten Dampfes, d. h. des Dampfes, der sich in einem geschlossenen Gefäß im Gleichgewicht mit seiner flüssigen oder festen Phase befindet (→ Dampf). Der D. ist bei einkomponentigen Stoffen nur von der Temperatur abhängig, dagegen nicht von der Menge der beteiligten Phasen. Den Zusammenhang zwischen dem D. und der Temperatur geben die *Dampfdruckkurven* im *p, T*-Diagramm an (Abb. 1). Die drei



1 Phasendiagramm eines reinen Stoffes

möglichen Phasen fest, flüssig und dampf(gas-)förmig sind durch drei Kurvenzweige getrennt. Nur auf diesen Zweigen sind jeweils zwei Phasen im Gleichgewichtszustand möglich. Die Grenzkurve zwischen flüssig und gasförmig gibt den D. der Flüssigkeit an und damit auch den zur Verflüssigung von Dampf notwendigen Druck (bzw. die Siedetemperatur in Abhängigkeit vom Druck). Sie endet am kritischen Punkt. Die Grenzkurve zwischen fest und gasförmig gibt den D. des festen Stoffes, den Sublimationsdruck, an und damit den zur Verfestigung notwendigen Druck (bzw. die Sublimationstemperatur in Abhängigkeit vom Druck). Die Grenzkurve zwischen flüssig und fest, die Schmelzkurve, gibt die Abhängigkeit der Schmelztemperatur vom Druck an. Alle drei Phasen können gleichzeitig im Gleichgewicht nur am Schnittpunkt der Kurven, am *Tripelpunkt*, existieren.

Für den D. einer Flüssigkeit folgt aus der Clausius-Clapeyronschen Gleichung die experimentell gut bestätigte Gleichung $\log p = -A/T + B$, wobei A und B Stoffkonstanten sind. Genauere Gleichungen erhält man, wenn man A als Funktion der Temperatur ansetzt.



2 Dampfdruckkurve einer binären Mischung bei konstanter Temperatur. x_B Molenbruch der Komponente B, p_A^0 und p_B^0 Drücke der reinen Komponenten, p_A und p_B Partialdruckkurven der reinen Komponenten in der Mischung, p Gesamtdruckkurve der Mischung

Der D. über Lösungen und Mischungen hängt von der Konzentration der Lösung bzw. der Zusammensetzung der Mischung ab. Er setzt sich aus den *Partialdrücken* der Komponenten zusammen. Die gestrichelten Geraden in Abb. 2 (Raoultsche Geraden) geben das ideale Verhalten an, wie es aus dem → Raoultschen Gesetz folgt. Die Dampfdrücke realer Systeme liegen sowohl über (wie in Abb. 2) als auch unter den Raoultschen Geraden.

Der D. sehr kleiner Tröpfchen ist etwas größer als bei Systemen mit ebener Oberfläche, z. B. bei Wassertröpfchen mit einem Radius von 10^{-5} cm um 1 %. Die Abhängigkeit des D.s kleiner Tröpfchen vom Radius gibt die → Thomsonsche Beziehung an. Infolgedessen sind kleine Tröpfchen nicht stabil gegenüber größeren.

Dampfdruckdiagramm, 1) *Indikatordiagramm,* ein *p,V*-Diagramm, das für Dampfmaschinen und andere Kolbenmaschinen den Dampfdruck in Abhängigkeit vom Kolbenhub (Volumen) angibt. Es wird mit einem „Indikator" aufgenommen, wobei die Ordinate durch ein Manometer und die Abszisse mechanisch durch den Kolbenhub gesteuert werden. Man erhält eine geschlossene Kurve, die von ihr umschlossene Fläche ist ein Maß für die Leistung der Maschine. Mit dem D. wird die Steuerung eingestellt und der Zustand der Maschine überprüft. 2) allgemeine Bezeichnung für ein Zustandsdiagramm, das den Zusammenhang zwischen Temperatur, Dampfdruck und Aggregatzustand einer oder mehrerer Komponenten angibt, → Siedediagramm, → Dampfdruck.

Dampfdruckerniedrigung, → Raoultsches Gesetz.

Dämpfer, ein Hilfsmittel zur Beeinflussung der Klangfarbe von Musikinstrumenten. Durch den D. wird die Dämpfung der schwingenden Systeme, z. B. Saiten und Luftsäulen, erhöht. Da die Dämpfung frequenzabhängig ist, werden einzelne Teiltöne verschieden stark gedämpft und dadurch der Klang verändert. Der auf den Steg von Streichinstrumenten aufgesetzte D., auch *Sordine* genannt, ändert die Schwingungscharakteristik der Saiten, indem die Resonanzlage zu tieferen Frequenzen verschoben wird. In den Schallabstrahlungstrichter von Blechblasinstrumenten eingefügte Teile wirken ebenfalls dämpfend.

Dampferzeuger, svw. Dampfkessel.

Dampfkalorie, eine früher verwendete Wärmeeinheit, definiert als die Wärmemenge, die nötig ist, um 1 kg Wasser bei 100 °C in Dampf überzuführen. Sie ist also gleich der → Verdampfungswärme des Wassers bei 100 °C (538,1 kcal/kg).

Dampfkalorimeter, → Kalorimeter.

Dampfkessel, *Dampferzeuger,* eine Einrichtung zur Erzeugung von Dampf bestimmter Enthalpie durch Wärmezufuhr. Der D. besteht aus dem *Verdampfer*, in dem Sattdampf erzeugt wird, dem *Überhitzer*, in dem der Sattdampf auf die gewünschte Überhitzungstemperatur erwärmt wird, dem *Speisewasservorwärmer* oder *Economiser*, in dem das Speisewasser auf Siedetemperatur erwärmt und z. T. auch verdampft wird, der *Feuerung* bzw. *Wärmequelle* und in verschiedenen Anlagen dem *Luftvorwärmer.* Charakteristische Größen für den D. sind die

Dampfleistung, der Betriebsdruck, die Heißdampftemperatur, die Speisewassereintrittstemperatur, die Brennstoff- und die Feuerungsart. Für die Berechnung und Konstruktion ist besonders der Wert der → Heizflächenbelastung von Bedeutung.

Der Wirkungsgrad von D.n ist definiert als das Verhältnis der an Dampf und Wasser übertragenen Wärme zu dem im Brennstoff zugeführten Wärmeinhalt.

Eine Einteilung der D. kann z. B. nach der Art des Wasserraumes, nach dem Wasserumlauf und nach der Art der Wärmezufuhr erfolgen. Die gebräuchlichste Einteilung nach der Bauart erfolgt in Großwasserraumdampfkessel, Wasserrohrdampfkessel mit Natur- und Zwangwasserumlauf sowie Zwangdurchlaufdampfkessel. *Großwasserraumdampfkessel* (*Behälterdampfkessel*) sind D., die aus einem oder mehreren zum größten Teil mit Wasser gefüllten Behältern bestehen. Die Behälter erhalten die Wärme meistens durch eingelagerte Flammrohre mit Rostfeuerung oder durch äußere Beheizung. Typische Vertreter sind der Flammrohr-, der Flammrohr-Rauchrohr- und der Walzen-Dampfkessel. Sie haben infolge des großen Wasserraumes eine hohe Speicherfähigkeit, jedoch auf Grund der konstruktiven Gestaltung nur kleine Betriebsdrücke und kleine Leistungen.

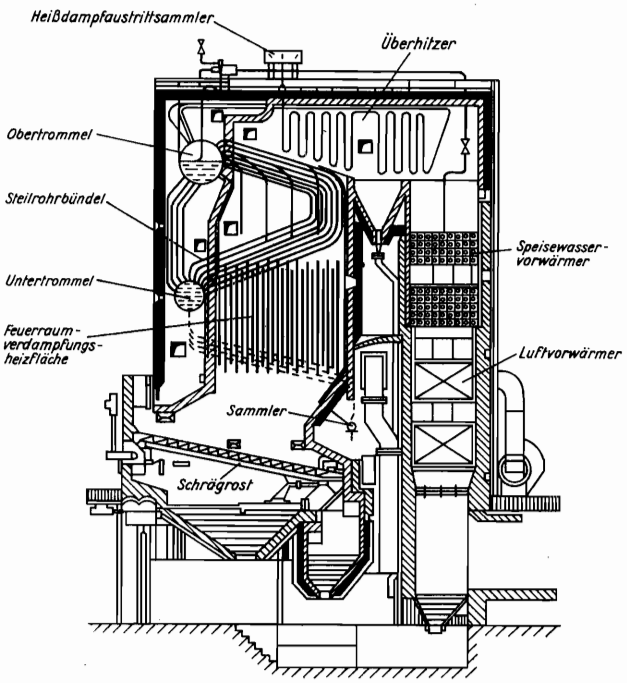
Bei den *Wasserrohrdampfkesseln* mit Naturumlauf bestehen die Verdampfungsheizflächen ausschließlich aus Wasserrohren, die von Rauchgasen umströmt und damit beheizt werden. Der Wasserumlauf im Verdampferteil beruht auf dem Druckhöhenunterschied zwischen unbeheizten Fallrohren und beheizten dampferzeugenden Steigrohren. Die Fall- und Steigrohre bilden in Verbindung mit unten und oben angebrachten Trommeln den Verdampferteil, wobei sich der gebildete Sattdampf in der oberen Trommel sammelt. Vertreter sind Kammer-, Teilkammer-, Steilrohr- (Abb.) und Strahlungsdampfkessel. Bei letzteren bedeckt die Verdampferheizfläche vornehmlich die Brennkammerwände, und die Wärmeübertragung erfolgt vorwiegend durch Wärmestrahlung. Bei den Wasserrohrdampfkesseln mit Zwangwasserumlauf erreicht man die Wasserzirkulation im Verdampferteil mittels einer Umwälzpumpe. Das ermöglicht eine gedrängtere Bauweise durch konzentrierte Heizflächenanordnung und -gestaltung. Wichtigste Ausführungsform ist der La-Mont-Dampfkessel.

Zwangdurchlaufdampfkessel bestehen aus einem Rohrsystem, in dem das Wasser bei dem einmaligen Durchlauf durch die Rohre erwärmt, verdampft und der Dampf überhitzt wird, wobei keine Trommel zur Dampf-Wasser-Trennung notwendig ist. Den Wasserdurchlauf bewirkt die Speisewasserpumpe. Vertreter dieser Konstruktionsart sind der Benson-, Ramsin- und Sulzer-Dampfkessel.

Nach der Form der Wärmezufuhr unterscheidet man brennstoffgefeuerte D., Abhitze-, Elektro- und Kerndampfkessel. Im *brennstoffgefeuerten D.* erfolgt die Wärmeübertragung durch Strahlung der Flamme und Berührung der Heizflächen durch die Rauchgase. Im *Abhitzedampfkessel* wird Abwärme hoher Temperatur aus technologischen Prozessen noch zur Dampferzeugung genutzt, was zur Verbesserung der Wärmewirtschaft der Anlage beiträgt. *Elektrodampfkessel* sind Großwasserraumdampfkessel, deren Wärmezufuhr über Elektroden- oder Widerstandsheizung erfolgt. Die *Kerndampfkessel* sind konstruktionsmäßig Röhrenwärmeübertrager, wobei die Art des Reaktortypes die Dampfkesselgestaltung und -form erheblich beeinflußt.

D. müssen von Baubeginn an ständig überwacht werden, um die gesetzlichen Bestimmungen zum Bau und Betrieb von D.n einhalten zu können. So sind zur sicheren Betriebsweise für D. folgende Einrichtungen vorgeschrieben: Wasserstandanzeiger, Manometer, Sicherheitsventil, Absperr- und Entleerungsvorrichtungen und mindestens zwei Speisevorrichtungen u. a.

Lit. Gumz: Kurzes Handb. der Brennstoff- und Feuerungstechnik (3. Aufl. Berlin 1962); Kolbe: Der wirtschaftliche Dampfkesselbetrieb (4. Aufl. Halle 1958); Witte: Handb. der Energiewirtschaft, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1965).



Steilrohrdampfkessel

Dampfmaschine, eine als Wärmekraftmaschine arbeitende Kolbenmaschine, in der durch Entspannung von Wasserdampf hohen Druckes Arbeit geleistet wird. Infolge der Druckwirkung des Wasserdampfes wird der Kolben im Zylinder hin und her bewegt und wandelt dabei direkt Druckenergie in mechanische Energie um. Die Zustandsänderung des Dampfes während der Arbeitsleistung ist im Dampfdruck- oder Indikatordiagramm dargestellt, wobei der Dampfdruck in Abhängigkeit vom Kolbenschub für diesen Kreisprozeß erfaßt ist. Nach der Art des verwendeten Frischdampfes unterscheidet man Satt- und Heißdampfmaschinen,

nach der Größe des Austrittsdruckes Gegendruck-, Auspuff- und Kondensationsmaschinen. Bei der *Gegendruckmaschine* hat der Abdampf einen höheren Absolutdruck als die Umgebung, und es schließt sich eine wärmewirtschaftliche Nutzung des Abdampfes, z. B. für Heizungen, dem Kraftprozeß an. Bei der *Auspuffmaschine* strömt der Wasserdampf nach der Arbeitsleistung ins Freie, wobei Flüssigkeits- und Kondensationswärme verlorengehen, z. B. in Dampflokomotiven. Man spricht dabei analog zum Verbrennungsmotor von Auspuffbetrieb im Gegensatz zum Kondensationsbetrieb, bei dem der Enddruck der Dampfentspannung mit Hilfe eines Kondensators bis zu 10^4 N/m^2 gesenkt werden kann. Bei der *Kondensationsmaschine* wird der Abdampf in einem anschließenden Kondensator kondensiert, wobei das nutzbare Druckgefälle zwischen Ein- und Austritt des Wasserdampfes erheblich vergrößert wird. Eine Sonderform der D. ist die → Gleichstrommaschine.

Die Entspannung des Wasserdampfes kann in Einfach-Expansionsmaschinen, d. h. einstufig in einem Zylinder, oder in Mehrfach-Expansionsmaschinen, d. h. mehrstufig in mehreren Zylindern, erfolgen. Die Dampfzufuhr wird über Steuersysteme mit Steuerschiebern oder Ventilen geregelt.

Nach der Lage der Zylinder unterscheidet man liegende und stehende D.n, wobei die liegende D. mehr Platz beansprucht. Die liegende D. wurde für Leistungen bis zu 22000 kW, die stehende D. bis zu 1500 kW gebaut. Infolge ihrer im Verhältnis zur Leistung sehr großen, schweren und platzaufwendigen Bauweise wurde die D. durch die → Turbine verdängt. Nennenswerte Bedeutung hat heute noch der *Dampfmotor*, eine stehende, schnellaufende D. für kleinere Leistungen bis 800 kW, die relativ leicht und raumsparend gebaut ist.

Der mechanische Wirkungsgrad als das Verhältnis der effektiven zur indizierten Leistung beträgt bei der D. 85 bis 95%. Die indizierte Leistung stellt dabei die auf den Kolben ausgeübte Leistung dar. Der innere oder indizierte Wirkungsgrad (Gütegrad) als das Verhältnis der indizierten Leistung zur theoretischen Leistung beträgt 60 bis 80%. Dieser Gütegrad hängt ab von der Konstruktion der Maschine, von der Dichtheit von Kolben und Steuerorganen, von Drosselverlusten u. a. und kann somit nicht vorausberechnet werden. Der effektive thermische Wirkungsgrad als das Verhältnis von effektiver Leistung zur zugeführten thermischen Leistung beträgt 10 bis 20%.

Lit. Tieroff: Die Kolbendampfmaschine, 2 Bde (Leipzig 1956/59); Wiegand: Schiffskolbendampfmaschinen (Berlin 1953).

Dampfpunkt, T_D, Gleichgewichtstemperatur zwischen reinem Wasser und Wasserdampf bei einem Druck von 760 Torr. Der D. T_D ist einer der beiden Fundamentalpunkte der Temperaturskale. T_D = 100 °C = 373,16 K.

Dampfspannung, svw. Dampfdruck.

Dampfspeicher, eine in Wärmekraftanlagen benutzte Einrichtung, die vorübergehend nicht benötigten Dampf von Dampfkesseln oder Abdampf von Kraftmaschinen oder Wärmeprozessen speichert, bis erneuter Dampf- bzw. Wärmebedarf vorliegt. D. ermöglichen unter Umständen eine Erweiterung von Produktionsanlagen ohne Vergrößerung der gesamten vorliegenden Kesselleistung. Als Speichermedium wird Wasser verwendet.

Der *Gleichdruckspeicher* speichert den Überschußdampf in Form von Heißwasser, das in einem mit dem Dampfkessel verbundenen Behälter durch Einblasen des Dampfes in Wasser erzeugt wird. Der Druck in diesem D. ist gleich dem des Dampfkessels. Bei Dampfbedarf verwendet man das gespeicherte Heißwasser als vorgewärmtes Kesselspeisewasser. Der Gleichdruckspeicher eignet sich besonders zur kleineren Spitzenlastdeckung.

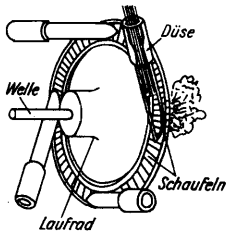
Der *Gefällespeicher* (*Ruths-Speicher*) speichert ebenfalls den Überschußdampf in Form von Heißwasser, wobei aber bei der Ladung des D.s mit dem Einblasen des Dampfes und der Erwärmung des Wassers der Druck im D. steigt. Die Wärmeabgabe erfolgt durch die Kondensation des Dampfes im Wasser. Bei der Entladung ergibt sich eine Druckabsenkung im D.; das Wasser nimmt entsprechend dem veränderten Druck eine neue Sattdampftemperatur an, wobei Dampf frei wird. Der Gefällespeicher ist zum Ausgleich größerer Belastungsschwankungen geeignet und wird häufig angewendet, z. B. in feuerlosen Lokomotiven.

Dampfsperre, *Baffle*, eine gekühlte Prallfläche in der Saugleitung von Öldiffusionspumpen. Sie verhindert die Rückströmung der Treibmittelmoleküle aus dem Dampfstrahl in den evakuierten Raum.

Dampfstrahlpumpe, eine → Treibdampfpumpe mit hoher Dampfstrahldichte. Der Arbeitsbereich liegt je nach Treibmittel zwischen etwa 10^{-1} und 10^{-6} Torr. Die Durchmischung von angesaugtem Gas und treibendem Dampf erfolgt bei höheren Drücken durch Turbulenz und bei niederen Drücken durch Diffusion des angesaugten Gases in die Randschichten des Dampfstrahles. Die D. wird zur Vakuumerzeugung im Bereich von 10^{-1} bis 10^{-6} Torr eingesetzt, hat ein großes Saugvermögen und eine große Saugleistung bis 10^{-2} Torr und zeichnet sich durch hohe Vorvakuumbeständigkeit aus. Wegen dieser hohen Vorvakuumbeständigkeit werden häufig Kombinationen von Dampfstrahl- und Diffusionsstufen in einem Düsenstock verwendet.

Dampfturbine, eine → Turbine mit Wasserdampf als Arbeitsmedium. In der D. erfolgt die Umwandlung der potentiellen Energie, die in Form des überhitzten Wasserdampfes hohen Druckes vorliegt, über die kinetische Energie des strömenden Dampfes in die mechanische Energie der Rotation der Turbinenwelle. Als Maß der in der D. umgesetzten Energie dient die Enthalpiedifferenz — als Wärmegefälle bezeichnet — zwischen Ein- und Austrittszustand des Dampfes. Je höher Eintrittsdruck und -temperatur des Dampfes sind und je tiefer der Enddruck am Abdampfstutzen ist, desto größer ist das nutzbare Wärmegefälle.

Wirkungsweise (Abb.). Der Dampf durchströmt am Eintritt Düsen. Auf Grund der Druckabsenkung in den Düsen erfolgt eine starke Beschleunigung des Dampfes. Je nach



Wirkungsweise der Dampfturbine

Düsenform lassen sich am Düsenaustritt bestimmte Dampfgeschwindigkeiten erreichen. Die höchsten Geschwindigkeiten ergeben sich in der Laval-Düse, die eine Beschleunigung auf überkritische Geschwindigkeiten ermöglicht. Der Dampf strömt aus der Düse in die Laufschaufeln des Turbinenrades, die am Laufrad angebracht sind und durch die Kraftwirkung des Dampfstrahles angetrieben werden. Die Geschwindigkeit des Dampfes vermindert sich dabei entsprechend der Energieabgabe an das Laufrad. Das Grundschema Düse/Laufschaufel kann mehrfach hintereinander angeordnet werden, so daß der Dampf in mehreren Stufen seine Druckenergie abgeben kann. Eine Unterteilung in mehrere Stufen ist notwendig, da bei einem größeren zu verwertenden Druckgefälle in einer richtig geformten Düse Geschwindigkeiten entstehen, die zu sehr hohen Turbinendrehzahlen und damit zu technisch und wirtschaftlich ungünstigen Lösungen führen. Die Ausnutzung der Strömungsenergie des Dampfes ist am vollkommensten, wenn die Geschwindigkeit der Laufschaufeln gleich der halben Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes ist.

Nach dem Arbeitsverfahren unterscheidet man Gleichdruck- und Überdruckturbinen. *Gleichdruckturbinen* (*Aktionsturbinen*) sind D.n, bei denen der Ein- und Austrittsdruck des Dampfes aus der Laufschaufel gleich ist. Das Laufrad der Gleichdruckturbine erhält seine Energie somit nur aus der Geschwindigkeitsverminderung des Dampfes in der Laufschaufel. Bei D.n mit Geschwindigkeitsstufen unterteilt man das Geschwindigkeitsgefälle im Laufrad in zwei oder drei Stufen, in denen die Geschwindigkeit stufenweise ausgenutzt wird. Eine Gleichdruckturbine mit nur einem Laufschaufelkranz auf einem Laufrad bezeichnet man auch als *Laval-Dampfturbine*; befinden sich 2 bis 4 Laufschaufelkränze auf einem Laufrad, spricht man von der *Curtis-Dampfturbine*. Bei D.n mit Druckstufen wird das Druckgefälle in mehrere Stufen aufgeteilt. Damit kann die Dampfgeschwindigkeit nach Wahl der Druckdifferenz je Druckstufe beliebig variiert werden, und man kann zu große Dampfgeschwindigkeiten vermeiden. Diese Gleichdruckturbinen mit Druckstufen bezeichnet man als *Zoelly-Dampfturbinen*. D.n mit Geschwindigkeitsstufen haben einen schlechteren thermodynamischen Wirkungsgrad als D.n mit Druckstufen.

Überdruckturbinen (*Reaktionsturbinen*, *Parsons-Dampfturbinen*) sind D.n, in denen die Druckabsenkung nicht nur in den Düsen, sondern auch in den Laufschaufeln der Laufräder stattfindet. Die Energieumwandlung in den Laufschaufeln setzt sich dadurch aus der Geschwindigkeitsumsetzung und dem bei der Entspannung auftretenden Rückdruck zusammen. Der Eintrittsdruck in die Laufschaufeln ist größer als der Austrittsdruck, so daß eine axiale Druckwirkung auf den Turbinenläufer auftritt, die durch Ausgleichskolben ausgeglichen wird. Die Überdruckturbine hat eine hohe Stufenzahl mit niedrigem Stufendruckgefälle und durch günstige Strömungsgestaltung einen guten thermodynamischen Wirkungsgrad.

D.n großer Leistung werden aus bautechnischen und technologischen Gründen mehrgehäusig ausgeführt, wobei entsprechend dem Druckniveau in Hoch-, Mittel- und Niederdruckteil unterschieden wird. Moderne D.n sind kombiniert aus Geschwindigkeitsstufen im Hochdruckteil und Druck- oder Überdruckstufen im Mittel- und Niederdruckteil.

Nach der Betriebsart unterscheidet man Kondensations-, Gegendruck-, Vorschalt-, Entnahme-, Abdampf- und Sattdampfturbinen. In der *Kondensationsturbine* erfolgt die Druckabsenkung des Dampfes bis auf den Kondensatordruck, der je nach Kühlart bis zu 3000 N/m² absenkbar ist. In der *Gegendruckturbine* wird nur ein Teil der Druckenergie in mechanische Energie umgewandelt, da der aus der Turbine austretende Dampf noch in Wärmeverbrauchsanlagen genutzt wird. *Vorschaltturbinen* sind Gegendruckturbinen, die vor bestehende Turbinenanlagen angeordnet werden, wenn durch Veränderungen der Kesselanlage höhere Dampfzustände zur Verfügung stehen. Bei *Entnahmeturbinen* kann in bestimmten Druckstufen Dampf des gewünschten Druckes und der verlangten Menge entnommen werden, um zu Vorwärmzwecken und anderen technischen Aufgaben verwendet zu werden. *Abdampfturbinen* nützen den aus Dampfmaschinen oder anderen Anlagen stammenden Abdampf bis zum Kondensatordruck. *Sattdampfturbinen* sind D.n, deren Dampfeintrittszustand dem Sattdampfzustand entspricht. Bei der Druckabsenkung tritt eine teilweise Kondensation des Dampfes in der Turbine ein, so daß zur Vermeidung von Erosionen abschnittsweise Dampfseparatoren zur Entwässerung vorgesehen werden müssen.

D.n werden vorwiegend in Kraftwerken – die Sattdampfturbinen besonders in Kernkraftwerken mit Druckwasserreaktor – verwendet. Die Entwicklungstendenzen beinhalten das Streben nach großen Leistungseinheiten, z. B. 1000 MW, da der spezifische Aufwand für die Anlage und die Bedienung mit zunehmender Turbinenleistung sinkt.

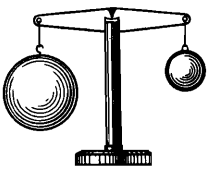
Lit. Kraft: Die neuzeitliche D. (7. Aufl. Berlin 1954); Traupel: Thermische Turbomaschinen, 2 Bde (Berlin 1958/1960); Witte: Handb. der Energiewirtschaft, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1965); Zietemann: D.n (2. Aufl. Berlin 1955).

Dampfüberhitzer, ein Wärmeübertrager, in dem durch äußere Wärmezufuhr Sattdampf ohne Steigerung des Druckes erhitzt wird. Der D. ist meistens Bestandteil des Dampfkessels, seltener auch selbstgefeuerter gesonderter Bestandteil des Dampfkraftprozesses. Mit der Überhitzung des Dampfes erhält man trockenen

Dampf in den Rohrleitungen und an der Verwendungsstelle, was durch die schlechte Wärmeleitung des überhitzten Dampfes zu geringen Wärmeverlusten auf dem Transport, zu höherem Wärmeinhalt des Arbeitsdampfes und damit zur Steigerung des thermischen Wirkungsgrades im Dampfkraftprozeß führt. Die Überhitzungstemperatur wird von Eigenschaften der Rohrwerkstoffe begrenzt; für ferritische Stähle gelten Grenztemperaturen von etwa 530 °C, für austenitische Stähle von etwa 650 °C.

Nach der Art der Wärmeübertragung an den D. im Dampfkessel unterscheidet man *Strahlungs-* und *Berührungsüberhitzer*.

Dämpfung, zeitliches oder auch räumliches Abklingen von Schwingungen oder Wellen. Die D. wird verursacht durch Übergang von Schwingungsenergie in andere Energieformen, zumeist in Wärme, bei mechanischen Schwingungen gewöhnlich infolge äußerer oder innerer Reibung, bei elektrischen Schwingungen durch ohmsche Widerstände und Abstrahlung elektromagnetischer Wellen. Ungedämpfte Schwingungen erfordern daher Zuführung von Energie zu geeigneten Zeiten (→ Schwingkreis) oder Beseitigung der D., z. B. bei Supraleitern. Die *schwache D.* wird durch das *Dämpfungsverhältnis* $K = a_1/a_2 = e^{-\Lambda}$ zweier aufeinander folgender Amplituden oder das *logarithmische Dekrement* Λ gemessen; für die *starke* oder *aperiodische D.* ist $\Lambda = \infty$, da das System nach einer Erregung asymptotisch in die Gleichgewichtslage zurückkehrt (→ Oszillator). Die mechanische D. wird technisch zur Unterdrückung unerwünschter Schwingungen genutzt, z. B. in Stoßdämpfern bei Kraftfahrzeugen und im Schlingertank bei Schiffen sowie in Dämpferflügeln zur D. des Ausschlages von Meßinstrumenten.



Dasymeter

Die D. elektromagnetischer Schwingungen durch Ausstrahlung spielt bei den → Antennen eine wichtige Rolle. Bei der D. durch Strahlung (→ Strahlungsdämpfung) wird ein Teil der Energie in den Raum abgestrahlt, wodurch die Schwingung ebenfalls gedämpft wird. In elektrischen Schwingkreisen wird die D. durch die ohmschen Verluste verursacht (Erwärmung des Leiters). Elektrische Ladungen (z. B. Elektronen), die harmonische Schwingungen ausführen, werden durch die Strahlungsdämpfung und durch Zusammenstöße zwischen den Atomen und Elektronen beeinflußt. Auf Kabeln und Leitungen sich ausbreitende elektromagnetische Wellen werden ebenfalls infolge des ohmschen Widerstands der Leitung und infolge der geringen Leitfähigkeit des Dielektrikums gedämpft. Man beobachtet eine exponentielle Abnahme, die von der Frequenz abhängig ist. Dadurch finden Verzerrungen von nichtsinusförmigen Vorgängen (z. B. der Sprache) statt. In der Leitungs- und Vierpoltheorie ist es üblich, die Proportionalität zwischen der komplexen Eingangsamplitude $\mathcal{A}_1$ und der komplexen Ausgangsamplitude $\mathcal{A}_2$ eines Netzwerkes oder einer Leitung durch den Ansatz $\mathcal{A}_2 = \mathcal{A}_1 e^{-\underline{g}}$ zu beschreiben, wobei $\underline{g}$ als Übertragungsmaß bezeichnet wird. Das komplexe Übertragungsmaß $\underline{g}$ wird in der Form $\underline{g} = a + jb$ angesetzt. Setzt man dies in die obige Gleichung ein, so folgt daraus, wenn man noch die komplexen Amplituden durch $\mathcal{A}_i = \mathcal{A}_i e^{j\varphi_i}$ $(i = 1, 2)$ ausdrückt, die Beziehung $A_2 \cdot e^{j\varphi_2} = A_1 \cdot e^{j\varphi_1} \cdot e^{-(a+jb)}$. Daraus ergibt sich $a = \ln \frac{A_1}{A_2}$ und $b = \varphi_1 - \varphi_2$. Solange $a > 0$ ist, kennzeichnet es die D. der betreffenden Schwingung und wird deshalb als *Dämpfungsmaß* bezeichnet (→ Schwingkreis). b dagegen ist identisch mit dem Phasenwinkel und wird als *Phasenmaß* bezeichnet. Ist l die Gesamtlänge einer homogenen Leitung, so gilt für den Zusammenhang zwischen $\underline{g}$ und der Ausbreitungskonstanten γ, a und der Dämpfungskonstanten α sowie b und der Phasenkonstanten β die Beziehung $\underline{g} = l\underline{\gamma}$, $a = l\alpha$, $b = l\beta$.

Damit ist es möglich, die D. einer beliebig langen Leitung aus ihrem Ersatzschaltbild zu berechnen (→ Vierpol, → Leitungsgleichungen).

Über D. elektromagnetischer Wellen → Absorption 2).

Dämpfungsverhältnis, → Dämpfung.

Daniell-Element, → Element 2).

Darsteller, svw. Repräsentant.

Darstellung einer Gruppe, → Gruppentheorie.

Darstellungen der Quantentheorie, → Transformationstheorie.

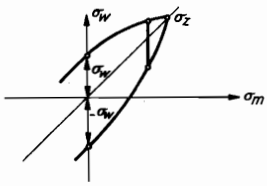
Dasymeter, Gerät zur Demonstration des Auftriebs der Körper in Luft. Es besteht aus einem kleinen Waagebalken, an dessen beiden Enden zwei ungleich große, aber in Luft gleich schwere Körper hängen. Bringt man dieses Gerät in den luftleeren Rezipienten einer Vakuumapparatur, so befindet es sich nicht mehr im Gleichgewicht; der Körper mit dem größeren Volumen sinkt nach unten. Der größere Körper ist in Wirklichkeit schwerer als der kleinere Körper; er erscheint nur deshalb in Luft mit dem kleineren Körper gewichtsgleich, weil er in der Luft einen größeren Auftrieb erfährt.

Datenfernübertragung, Signalübertragung zwischen Teilsystemen. Die Signale können Meßwerte, Rechengrößen oder Programmbefehle sein; die Übertragung erfolgt von Meßstellen zu Rechenautomaten, zwischen diesen und zurück zur Kontrollstation. Als Signalenergie wird die elektrische Energie bevorzugt; vor allem im Maschinenbau bei Entfernungen kleiner als 200 m wird auch pneumatische und hydraulische Hilfsenergie verwendet. Obwohl viele Meßgrößen in analoger Form anfallen, z. B. Spannung, Druck, Temperatur, Behälterstand, bevorzugt man digitale Signale. Sie können z. B. in Lochbändern gespeichert werden. Es sind deshalb A/D- und D/A-Wandler sowie Umkodiergeräte für Programme und ihre Ergebnisse im Gebrauch. Häufig benutzt man zur D. über größere Entfernungen übliche Fernschreibeeinrichtungen der Post. Ein Haupteinsatzgebiet der D. selbst ist die *Datenverarbeitung*. Hier ist die Einrichtung eines Netzes von Rechnern anzustreben, die miteinander verkoppelt sind, Informationen und Aufgaben austauschen oder eine gemeinsame Programmbibliothek verwenden. Die einzelnen Rechenzentren sind miteinander durch Kanäle der D. verbunden.

Dauerfestigkeit, *Dauerschwingfestigkeit,* bei schwingender Beanspruchung der Gleichgewichtszustand zwischen Verfestigung und Zer-

rüttung. Wird der Spannungswert der D. nicht überschritten, dann erträgt das Material den Lastwechsel beliebig oft.

Dauerfestigkeitsdiagramm. Trägt man für ein Material sämtliche Knickpunkte K der → Wöhler-Kurve über der Mittelspannung σ_m auf, dann erhält man das D. nach Smith. Je höher σ_m, um so kleiner der ertragbare schwingende Spannungsanteil.



Dauerfestigkeitsdiagramm nach Smith. σ_m ist die Mittelspannung, σ_W die Wechselfestigkeit, σ_z die Zugspannung

Dauermagnet, → Magnet, → magnetische Werkstoffe.

Dauerstandfestigkeit, die Belastungsgrenze, bis zu der das Materialkriechen durch Verfestigung zum Stillstand kommt. Maßgebend dabei ist die Rekristallisationstemperatur.

Dauerstrom, → elektrischer Dauerstrom.

Daumenregeln, → Schraubenregel.

dB, → Dezibel.

D-Band, → Frequenz.

d-d-Prozeß, *d-d-Reaktion,* eine Art der Kernfusion, bei der beschleunigte Atomkerne des schweren Wasserstoffs, die Deuteronen, mit Deuteriumatomen wechselwirken. Es entstehen Neutronen und Kerne des Heliumisotopes He-3: ^2D (d, n) $^3He + 3{,}25$ MeV. Bei der Wechselwirkung zwischen Neutronen tritt noch eine zweite Kernreaktion mit etwa gleicher Wahrscheinlichkeit auf: ^2D (d, p) $^3T + 4{,}0$ MeV. Von besonderer praktischer Bedeutung ist die erste Reaktion, die an d-d-Generatoren als Quelle schneller Neutronen ausgenutzt wird (→ Neutronenquellen). Der Q-Wert der Reaktion von +3,25 MeV und der niedrige Coulomb-Wall des Deuteriumatomkernes erlauben es, daß bereits mit Deuteronenenergien von einigen 100 keV monoenergetische Neutronen mit Energien um 2,5 MeV erzeugt werden können.

d-d-Reaktion, svw. d-d-Prozeß.

Deborazahl, das Produkt aus der den Viskoelastizitätseffekt kennzeichnenden Relaxationszeit der Flüssigkeit und der Quadratwurzel der substantiellen Ableitung der Quadratwurzel der zweiten Grundinvariante des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors nach der Zeit.

de-Broglie-Beziehung, → Materiewellen.

de-Broglie-Wellen, svw. Materiewellen.

de-Broglie-Wellenlänge, → Materiewellen.

Debye, D, nach P. J. Debye benannte Maßeinheit für Dipolmomente von Molekülen. $1\ D = 3{,}3 \cdot 10^{-30}\ C \cdot m = 10^{-18}$ elektrostatische Einheiten · Zentimeter.

Debye-Frenkel-Schicht, elektrische Raumladungsdoppelschicht an der Oberfläche von Ionenkristallen. In Ionenkristallen, z. B. Alkalihalogeniden, ist im allgemeinen die Bildungsenergie für Leerstellen (→ Eigenfehlstellen) des Kationenteilgitters kleiner als die der Anionleerstellen und somit die Gleichgewichtskonzentration der Kationleerstellen höher als die der Anionleerstellen. Die zusätzlichen Kationleerstellen diffundieren vom Ort ihrer Bildung, der Kristalloberfläche, auf Grund des Konzentrationsgradienten ins Innere. Diese Bewegung wird durch das mit der Ladungstrennung verbundene elektrische Feld behindert, so daß sich nahe der Kristalloberfläche eine Raumladungsdoppelschicht ausbildet. Der Effekt wird durch Fremdatome mit vom Wirtsgitter abweichender Wertigkeit beeinflußt. Das Auftreten geladener Versetzungen in Ionenkristallen beruht auf dem gleichen Prozeß.

Debye-Funktion, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

Debye-Gleichungen, Beziehungen, die den theoretischen Zusammenhang zwischen den Eigenschaften eines Dielektrikums und der Beobachtung klären, daß die Phasenlage zwischen angelegtem elektrischen Wechselfeld und dielektrischer Verschiebung frequenzabhängig ist. Formal kann der Zusammenhang hergestellt werden durch den Ansatz $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \int_0^\infty \alpha(t)\, e^{j\omega t}\, dt$. Dabei sind $\varepsilon(\omega)$ die komplexe relative Dielektrizitätskonstante, $\alpha(t)$ ein Abklingfaktor, der das Nachhinken der Polarisation hinter dem Wechselfeld vermittelt, ω die Kreisfrequenz des Wechselfeldes, ε_∞ die Dielektrizitätskonstante bei $\omega = \infty$, t die Zeit und $j = \sqrt{-1}$. Debye setzt für den Abklingfaktor $\alpha(t) = \alpha(0)\, e^{-t/\tau}$ mit einer festen Relaxationszeit τ (*Debyesche Relaxationszeit*) an. Damit folgt mit der Randbedingung $\varepsilon(0) = \varepsilon_S = \tau\alpha(0) + \varepsilon_\infty$ für die komplexe Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(\omega) = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 - j\omega\tau}$.

Aus dieser Gleichung gewinnt man die D.-G.

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)\,\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$$

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)\,\omega\tau}{\varepsilon_S + \varepsilon_\infty\omega^2\tau^2}$$

Dabei ist $\tan\delta$ der Verlustwinkel. Aus den D.-G. ergeben sich die *Debye-Kurven,* die in den → Cole-Cole-Diagrammen praktisch angewendet werden.

Debye-Hückel-Parameter, in der Theorie der Elektrolytlösungen die phänomenologische Größe

$$\varkappa = \left[\frac{4\pi e^2 \sum c_i z_i^2}{kT}\right]^{1/2}.$$

Hierbei ist $\varkappa^{-1}$ ein Maß für die mittlere Dicke der Ionenwolke und der diffusen → Doppelschicht, c_i ist die Konzentration der Ionensorte i im Phaseninneren der Lösung, z_i ihre Ladung, e die Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur. In mikroskopischer Betrachtungsweise wird der D.-H.-P. und oft auch sein Reziprokes als → Debyescher Abschirmradius bezeichnet.

Debye-Hückel-Theorie, → interionische Wechselwirkungen.

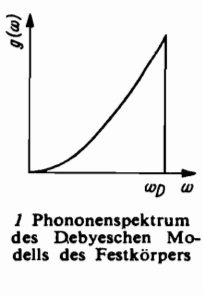
Debye-Länge, → Debyescher Abschirmradius.

Debye-Potential, → Plasmastatistik.

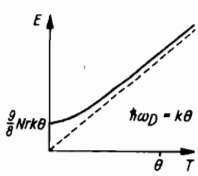
Debyesche Dipoltheorie, → dielektrische Verluste.

Debyescher Abschirmradius, charakteristischer Abstand von einem geladenen Körper (z. B. Ion, makroskopischer Körper) in einem ihn umgebenden Medium (z. B. Plasma, Lösung eines Elektrolyten), bei dem infolge der Polarisation des Mediums das von diesem Körper erzeugte elektrische Feld sehr klein, d. h. abgeschirmt wird.

Der Debyesche A. hängt von den Eigenschaften des Mediums ab: der Konzentration der geladenen Teilchen, ihrer Masse, Ladung und Beweglichkeit. Für verdünnte Elektrolytlösungen und verdünnte Plasmen, die annähernd den Gesetzen des idealen Gases folgen, in dem die mittlere kinetische Energie der Teilchen wesentlich größer als die Wechselwirkungsenergie ist, kann der zu einem Teilchen gehörige Debyesche A. mit Hilfe der Methode des selbstkonsistenten Feldes berechnet werden. Um eine Ladung Q bei $r = 0$ bildet sich ein elektrostatisches Potential $\varphi(r)$ aus, indem geladene Teilchen der Ladung $z_i e$ im Gleichgewicht eine Dichteverteilung $N_i(r) = c_i \exp\left(-\frac{z_i e \varphi(r)}{kT}\right)$ einnehmen. Dabei ist $N_i(r)$ die Teilchendichte der Teilchensorte i, c_i die entsprechende Teilchendichte im homogenen System (Konzentration), e die Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur. Das Potential des abgeschirmten elektrischen Feldes $\varphi(r)$ erhält man aus der Poisson-Gleichung zu $\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{e^{-r/D}}{r}$, wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist und $D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 \sum_i c_i z_i^2}}$ den Debyeschen A. bedeutet. D bestimmt auch die Dicke der diffusen → Doppelschicht. In dem Bereich, in dem die Wechselwirkungsenergie zwischen den Ladungen mit der thermischen Energie vergleichbar ist, läßt sich das Modell der Debyeschen Abschirmung nicht mehr anwenden. Bei sehr hohen Dichten des Plasmas (z. B. Elektronen in einem Metall) setzt die Entartungserscheinung, d. h. die Abweichung des Verhaltens der Teilchen von der Boltzmann-Statistik, ein. Infolge des Pauli-Prinzips wächst bei zunehmender Teilchendichte c die mittlere kinetische Energie der Teilchen und kann größer als kT werden. In diesem Fall tritt an die Stelle des Debyeschen A. die *Debye-Länge* D_e (→ Plasmastatistik). Sie beträgt für Elektronen $D_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 E_F}{e^2 c}}$, wobei E_F die Fermi-Energie bedeutet.



1 Phononenspektrum des Debyeschen Modells des Festkörpers



2 Energie der Gitterschwingungen nach dem Debyeschen Modell

Debyesche Relaxationszeit, → Debye-Gleichungen.

Debye-Scherrer-Methode, eine → Pulvermethode.

Debyesches T^3-Gesetz, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

Debyesches T^4-Gesetz, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, 1912 von Debye begründete Theorie der spezifischen Wärmekapazität von Festkörpern. Diese Theorie geht von einem vereinfachten Modell des Festkörpers als einem isotropen elastischen Medium aus, das elastische Schwingungen in einem Frequenzintervall $0 \leq \omega \leq \omega_D$ ausführen kann. Die *Debyesche Abbruchfrequenz* ω_D bestimmt sich aus der Anzahl der möglichen → Gitterschwingungen $3Nr$, d. i. die Anzahl der Bewegungsfreiheitsgrade eines Kristalls mit N Einheitszellen und r Atomen in der Elementarzelle. Das *Debyesche Modell des Festkörpers* stellt eine Extrapolation des gitterdynamischen Verhaltens des Festkörpers bei tiefer Temperatur, bei der Gitterschwingungen mit niedriger Frequenz $\omega \sim T$ (in der Vorstellung des elastischen Mediums) vorherrschen, zu höheren Temperaturen dar. Für das elastische Medium gilt die Dispersionsbeziehung $\omega = vq$, wobei $q = |\vec{q}|$ der Betrag des Wellenvektors und v die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_t bzw. v_l von transversalen bzw. longitudinalen elastischen Wellen im isotropen Medium sind. Da die Zustandsdichte im $\vec{q}$-Raum, d. h. die Anzahl der Normalschwingungen je Volumeneinheit des $\vec{q}$-Raums, $V(2\pi)^{-3}$ ist (V ist das Kristallvolumen), fallen in das Intervall $[q, q + \mathrm{d}q]$ für jede der drei Polarisationen (zwei transversale und eine longitudinale) $V(2\pi)^{-3} 4\pi q^2 \,\mathrm{d}q$ Schwingungen. Die Gesamtzahl der möglichen „quasi"diskreten q-Werte in der Brillouin-Zone ist $3Nr$. Durch die Gleichung $3Nr = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi q_D^3$ wird der Radius q_D der Debye-Kugel im reziproken Gitter definiert, durch die im Debye-Modell die Brillouin-Zone ersetzt wird. Die Anzahl der Normalschwingungen bezüglich des Frequenzintervalls $[\omega, \omega + \mathrm{d}\omega]$ ergibt sich unter der Berücksichtigung der Dispersionsrelation und der Beiträge der drei Polarisationen zu $g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = \frac{3V}{2\pi^2 c^3} \omega^2 \,\mathrm{d}\omega$. Hierbei ist c eine mittlere Schallgeschwindigkeit, die sich aus $3/c^3 = 2/v_t^3 + 1/v_l^3$ ergibt. Aus der Normierung

$$\int_0^{\omega_D} g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = 3Nr$$

ergibt sich die Grenzfrequenz zu $\omega_D = [6\pi^2 Nr]^{1/3} c$. Die Frequenzverteilung der Gitterschwingungen (Phononenspektrum) im Debyeschen Modell des Festkörpers wird damit durch

$$g(\omega) = \begin{cases} 3Nr \cdot \dfrac{3\omega^2}{\omega_D^3} & \text{für } 0 \leq \omega \leq \omega_D \\ 0 & \text{für } \omega > \omega_D \end{cases} \qquad (1)$$

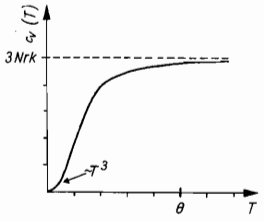
gegeben (Abb. 1).

Die Energie E der Gitterschwingungen (Abb. 2), aus der sich gemäß $C_V = (\partial E/\partial T)_V$ die Wärmekapazität des Festkörpers bei konstantem Volumen berechnet, ist

$$E(T) = \int_0^{\infty} \hbar\omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}\right) g(\omega)\,\mathrm{d}\omega$$
$$= 3Nr\left[\frac{3}{8}\hbar\omega_D + kT\,D\left(\frac{\theta}{T}\right)\right]. \qquad (2)$$

Hierbei bedeutet $D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{z^3\,\mathrm{d}z}{e^z - 1}$ die *Debye-Funktion*, θ die → *Debye-Temperatur*, die sich aus der Relation $\hbar\omega_D = k\theta$ bestimmt,

$\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Für die spezifische Wärmekapazität (Abb. 3) erhält man somit im Debyeschen



3 Spezifische Wärmekapazität nach dem Debyeschen Modell

Modell des Festkörpers

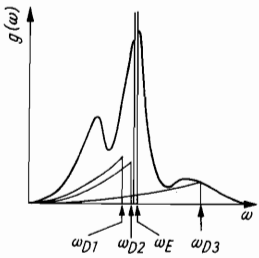
$$c_V(T) = 3Nrk \left[D\left(\frac{\theta}{T}\right) - \frac{\theta}{T} D'\left(\frac{\theta}{T}\right) \right]. \quad (3)$$

Die spezifische Wärmekapazität erhält man aus der Wärmekapazität der Nr Atome des Gitters, wenn man die Zahl Nr durch die Zahl der Atome je Masseeinheit (massespezifisch) oder durch die Zahl der Atome je Mol (molspezifisch) ersetzt. Für hohe Temperaturen $T \gg \theta$ läßt sich die Debye-Funktion nach θ/T entwickeln und kann in erster Näherung durch $D\left(\frac{\theta}{T}\right) \approx 1$ approximiert werden, so daß aus (3) $c_V(T) \approx 3Nrk$ folgt. Dies stimmt mit der → Dulong-Petitschen Regel überein. Für Temperaturen $T \ll \theta$ kann man die obere Grenze in der Debye-Funktion in erster Näherung durch ∞ ersetzen und das Integral direkt ausrechnen: $D\left(\frac{\theta}{T}\right) \approx \frac{\pi^4}{5}\left(\frac{T}{\theta}\right)^3$. Aus (3) ergibt sich dann das *Debyesche T^3-Gesetz* für die Wärmekapazität

$$C_V(T) = \frac{15}{5}\pi^2 Nrk \left(\frac{T}{\theta}\right)^3. \quad (4)$$

Dieses Gesetz wird für sehr niedrige Temperaturen vom Experiment bestätigt und beschreibt das Verschwinden der spezifischen Wärmekapazität bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt der Temperatur (3. → Hauptsatz der Thermodynamik). Die D. T. d. s. W., deren Ergebnis die Beziehung (3) ist, erweist sich als außerordentlich nützliche einparametrige (Debye-Temperatur) Interpolation zwischen den beiden Grenzfällen hoher und niedriger Temperaturen. Größere Abweichungen treten bei Kristallen mit komplizierter, insbesondere mit stark anisotroper Kristallstruktur auf. In Metallen liefern die Elektronen einen zusätzlichen Beitrag zur spezifischen Wärmekapazität des Festkörpers.

Modifizierungen der D.n T. d. s. W. Unterscheidet man die Beiträge, die einzelne akustische Zweige (transversale und longitudinale) zur spezifischen Wärmekapazität liefern, so kann man im Modell des isotropen Kontinuums den Zweigen eigene Debye-Temperaturen $\theta_p (p = 1, 2, 3)$ zuordnen. Der Mittelwert θ in (4) ergibt sich dann aus $\frac{1}{\theta^3} = \frac{1}{3}\Sigma_p \frac{1}{\theta_p^3}$. In diesem Näherungsgrade lassen sich auch die optischen Schwingungen oder Peaks im Phononenspektrum durch das Einstein-Modell beschreiben, in dem eine δ-förmige Frequenzverteilung der Gitterschwingungen angenommen wird (Abb. 4). Anisotrope Kristallstruktu-



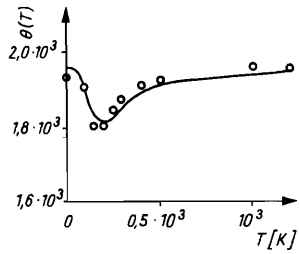
4 Approximation des NaCl-Spektrums durch eine Kombination des Einstein- und Debye-Modells (nach Kellermann)

ren können approximativ durch eine Deformation der Debye-Kugel berücksichtigt werden, wobei Debye-Temperaturen $\theta_p(\Omega)$ (Ω ist der Raumwinkel im reziproken Gitter) eingeführt werden, für die $\frac{1}{\theta_p^3} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{d\Omega}{\theta_p^3(\Omega)}$ gilt. Die Schwierigkeiten des Debyeschen Modells, dem die Kontinuumsvorstellung des Festkörpers zugrunde liegt, können erst durch ein atomistisches Herangehen überwunden werden, das von Born und von Kármán eingeleitet wurde (→ Phononenspektrum).

Debye-Sears-Effekt, die Gitterwirkung von Ultraschallwellen, ein bei Flüssigkeiten zu beobachtender Effekt. Ultraschallwellen rufen bei senkrechtem Einfall des einfarbigen Lichtes auf die Ausbreitungsrichtung des Schalles periodische Dichteschwankungen hervor. Auf diese Weise entsteht eine Art optisches Beugungsgitter. Die dadurch bedingten periodischen Änderungen des Brechungsindexes bewirken eine Änderung der Wellenlänge des hindurchgehenden Lichtes und gleichzeitig eine periodische Schwankung der Phase zwischen Bauch und Knoten der stehenden Schallwelle (Phasengitter). Bedeutet α_n den Winkel, unter dem das n-te Beugungsbild bezüglich des 0-ten, d. i. das Zentralbild, abgebeugt wird, λ_S die Ultraschallwellenlänge und λ_S die Lichtwellenlänge, so gilt $\sin \alpha_n = n\lambda_L/\lambda_S$. Die Gitterkonstante dieses Beugungsgitters ist gleich der Ultraschallwellenlänge λ_S im Medium (Flüssigkeit) und bleibt auch beim Auftreten stehender Schallwellen z. B. infolge von Reflexion unverändert (Tafel 20).

Debye-Temperatur, θ, charakteristischer Parameter der → Debyeschen Theorie der spezifischen Wärmekapazität. Die D.-T. wird durch $h\nu_D = k\theta$ definiert. Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, ν_D die Debyesche Abbruchfrequenz, die in der Nähe der Maximalfrequenz der elastischen Schwingungen eines Kristalls liegt, und k die Boltzmannsche Konstante. Im Debye-Modell der Gitterschwingungen ist die D.-T. eine stoffspezifische Konstante über den ganzen Temperaturbereich. In modifizierten Debye-Modellen werden zur Darstellung des realen Gitterspektrums, meist für wesentlich anisotrope Kristalle, mehrere D.-T.en eingeführt. Dem Debyeschen Modell wurde in der Vergangenheit aus Gründen seiner Einfachheit und überraschend weitreichenden Gültigkeit eine solche Bedeutung beigemessen, daß man Abweichungen der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität fester Körper

vom Debye-Modell in einer Temperaturabhängigkeit der D.-T. selbst ausdrückte (Abb.).



Temperaturabhängigkeit der Debye-Temperatur für Diamant

Die aus den elastischen Konstanten bestimmte D.-T. ist in vielen Fällen mit der aus den thermischen Eigenschaften ermittelten D.-T. in guter Übereinstimmung.

Debye-Temperaturen:

Substanz	Pb	Hg	Cd	Na	Ag	Cu	Mg
θ [K]	88	97	168	172	226	345	405
Substanz	KBr	KCl	NaCl	CaF	FeS	LiF	Diamant
θ [K]	177	230	281	474	645	740	1860

Debye-Waller-Faktor, Faktor, der im Wirkungsquerschnitt bei der Streuung von Röntgenstrahlen, Elektronen, Neutronen, beim Mößbauer-Effekt u. a. auftritt und jeweils die Wahrscheinlichkeit bestimmt, mit der End- und Anfangszustand der Kristallgitterschwingungen beim Streuprozeß zusammenfallen. Der D.-W.-F. beschreibt die Temperaturabhängigkeit der Intensität der an → Phononen gestreuten Teilchen. Insbesondere gibt der D.-W.-F. die Intensitätsverringerung bei der Neutronenstreuung und Streuung von Röntgenstrahlen als Folge der thermischen Gitterbewegung an. → Null-Phonon-Übergang.

Deckoperation, → Symmetrie.

DECTRA, → Funkortung.

Dedekindscher Schnitt, → Rationalzahl.

Deduktion, allgemeine Form der Beweisführung, der logischen Ableitung von Aussagen aus anderen bereits vorhandenen, im engeren Sinne die Ableitung des Besonderen aus dem Allgemeinen. Die *deduktive Methode* wird in der Mathematik und der theoretischen Physik zum Ausbau und zur Darstellung von Theorien benutzt, um aus einem → Axiomensystem sämtliche Aussagen der Theorie abzuleiten. Gegensatz → Induktion.

Dees, → Teilchenbeschleuniger.

Defektelektron, svw. Loch.

definite Form, → quadratische Form.

Definition, eindeutige genaue Bestimmung des Wesens, des Inhalts oder der Bedeutung von Dingen, Eigenschaften, Begriffen oder Symbolen und deren gegenseitige Begrenzung unter Befolgung logischer Regeln. Man unterscheidet Real-, Nominal- und Zuordnungsdefinition, induktive D. sowie die D. durch Axiome.

Die *Realdefinition* (*Sachdefinition*) bezieht sich auf Klassen von Gegenständen und Eigenschaften. Sie gibt an, in welchen Beziehungen zu anderen Gegenständen oder Eigenschaften das zu Definierende, das *Definiendum*, steht. Eine spezielle Form der Realdefinition ist die *genetische D.*, die angibt, wie das Definiendum entstanden oder zu konstruieren ist.

Die *Nominaldefinition* bezieht sich auf die Bezeichnungen von Gegenständen, auf Begriffe und gedankliche Abbildungen; zusätzlich unterscheidet man *synthetische D.*, wobei Zeichengruppen oder Symbole durch andere ersetzt werden, und *semantische D.*, die die Bedeutung von Zeichen oder Symbolen erklärt.

Die *Zuordnungsdefinition* stellt Relationen zwischen verschiedenen Zusammenhängen her. Beispielsweise ist die Festlegung des Nullpunktes der Celsiusskala der Temperatur oder der → Gleichzeitigkeit räumlich getrennter Ereignisse eine Zuordnungsdefinition.

Die *induktive D.* leitet unter Voraussetzung von sinnvollen Grundaussagen und zulässigen Ableiteregeln mit Hilfe der mathematischen Logik neue sinnvolle Ausdrücke, d. h. Aussagen ab.

Die *D. durch Axiome* (*axiomative D.*) erklärt den Sinn von Symbolen über die Relationen eines Axiomensystems und nur innerhalb von dessen Wirkungsbereich.

In der Physik treten alle Formen der D. auf, am häufigsten Real- und Zuordnungsdefinitionen. Insbesondere ist zu beachten, daß alle physikalischen D.en als Realdefinitionen gegeben werden müssen, daß auch Begriffe wie Energie, Impuls u. dgl. über eine konkrete Meßvorschrift eingeführt werden müssen, erst dann können sie durch eine Zuordnungsdefinition mit mathematischen Symbolen verknüpft und dann durch induktive oder axiomative D. mit Grundausdrücken oder Axiomen von Theorien in Bezug gesetzt werden.

Definitionsgleichung, 1) eine Gleichung, die den gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen Größenarten darstellt und danach eine von ihnen bestimmt, z. B. Kraft = Masse mal Beschleunigung oder $F = ma$. 2) die einer allgemeinen Größengleichung entsprechende Einheitengleichung, die eine abgeleitete Einheit definiert.

Definitionshelligkeit, von K. Strehl eingeführtes Kriterium für die Güte der Behebung der optischen → Abbildungsfehler bei optischen Systemen. Die D. gibt das Verhältnis der Intensität in einem (beliebigen) Punkte eines Strahlenbündels zu der Intensität im Brennpunkt der idealen Kugelwelle gleicher Öffnung an. Von besonderem Interesse ist bei Öffnungsfehlern die D. im axialen Bildpunkt der Abbildung.

Definitionsvorrat, → Funktion.

Deflagration, → Wärmeexplosion fester Explosivstoffe.

Deformation, → Kernspaltung, → Verzerrung.

Deformationspolarisation, Oberbegriff für Atompolarisation (→ Polarisation 3b) und → Elektronenpolarisation. Dabei werden Bausteine des Dielektrikums, z. B. Atome, Atomgruppen oder Moleküle nichtpolaren Charakters, durch die Wirkung eines äußeren Feldes deformiert. Es entsteht durch die Deformation und die damit verbundene Verschiebung der Ladungs-

schwerpunkte am Ort der Bausteine ein induziertes Dipolmoment.

Deformationspotential, die Änderung der Energie eines Elektronenzustandes der Bandstruktur durch eine homogene Deformation des Kristalls. Wird der Deformationszustand eines homogen verzerrten Kristalls durch seinen Dehnungstensor ε_{ij} beschrieben, so wird die Verschiebung einer jeden nicht durch Bandentartung (→ Bandstruktur) entarteten Energie $E_\nu(\vec{k})$ durch den Deformationspotentialtensor $\Xi_{ij}(\vec{k}, \nu)$ des entsprechenden Elektronenzustandes gegeben:

$$\delta E_\nu(\vec{k}) = \sum_{i,j=1}^{3} \Xi_{ij}(\vec{k}, \nu) \cdot \varepsilon_{ij}.$$

Dabei sind $\vec{k}$ der reduzierte Ausbreitungsvektor und ν der Bandindex. Die Eigenwerte des D.-Tensors heißen Deformationspotentialkonstanten oder kurz auch D.e. Für Halbleiter spielen vor allem die D.e an den Bandkanten eine besondere Rolle, da sie ein Maß für die Streuung der Elektronen an langwelligen Phononen sind. Für die Leitungsbandkante von Silizium und Germanium gibt es wie beim Effektivmassetensor zwei wesentliche D.e, die durch die Energieverschiebung bei zwei Standarddeformationen definiert werden, und zwar

bei *Dilatation* $\left(\varepsilon_{ij}^{d} = \frac{1}{2}\varepsilon \begin{pmatrix} 0 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{pmatrix}; \delta E_d = \Xi_d \cdot \varepsilon\right)$

und *uniaxialer Scherung* $\left(\varepsilon_{ij}^{u} = \frac{1}{2}\varepsilon \begin{pmatrix} 2 & & \\ & -1 & \\ & & -1 \end{pmatrix}; \delta E_u = \Xi_u \cdot \varepsilon\right)$, jeweils bezogen auf die Talachse.

Im Achsenraum des Tales ist der Deformationspotentialtensor dann

$$\Xi_{ij} = \begin{pmatrix} \Xi_u + \Xi_d & & \\ & \Xi_d & \\ & & \Xi_d \end{pmatrix}.$$

Infolge einer Deformation des Kristalls verschieben sich also die Täler unterschiedlich stark, was eine Umverteilung der Elektronen und damit eine starke Änderung der Leitfähigkeit zur Folge hat (→ Piezowiderstand).

Bandentartete Energien spalten unter dem Einfluß der Deformation im allgemeinen auf. Der Grad der Aufspaltung wird ebenfalls durch Deformationspotentialkonstanten angegeben. Die Zusammenhänge sind allerdings komplizierter. Dieser Fall liegt an der Valenzbandkante vor. Experimentell leicht zugänglich ist der Druckkoeffizient der Breite der verbotenen Zone, der sich aus den Deformationspotentialkonstanten der Leitungs- und Valenzbandkante zusammensetzt.

Deformationspotentialtheorie, → Streuung (von Ladungsträgern).

Deformationsschwingung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

deformierte Fläche, svw. asphärische Fläche.

deformierte Kerne, Kerne, die im Grundzustand eine von der Kugelgestalt abweichende Form und demzufolge auch ein großes elektrisches Quadrupolmoment aufweisen. Die angeregten Zustände dieser Kerne sind im Rahmen des Kollektivmodells zu beschreiben. D. K. treten in bezug auf ihre Protonen- und Neutronenzahl in bestimmten Gruppen auf, und zwar jeweils zwischen den magischen Zahlen, wo also viele Nukleonen außerhalb geschlossener Schalen vorhanden sind. Die stärksten Deformationen mit den deutlichsten Rotationsniveaus zeigen dabei die schweren Kerne im Gebiet der Aktiniden mit $Z > 82$ und $A > 126$ sowie der Lanthaniden mit $50 < Z < 82$ und $82 < A < 126$. Dabei bedeutet Z die Kernladungszahl und A die Nuklonenanzahl.

deg, → degree, → Temperaturgrad.

degree, 1) °, englische Einheit der Temperatur in Zusammenhang mit der Skalenbezeichnung einer Temperaturskala.

2) deg, für Temperaturdifferenzen mit vorangestellter Skalenbezeichnung.

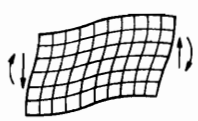
3) d, englische Einheit des ebenen Winkels. $1\,\mathrm{d} = 1{,}745 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{rad} = 1°$.

Der Einheit degree entspricht in Frankreich die Einheit *degré*.

de-Haas-van-Alphen-Effekt, das Auftreten von Quantenoszillationen der magnetischen Suszeptibilität von Metallen als Funktion eines homogenen Magnetfeldes. Zur Messung dieses Effektes wird der Kristall z. B. innerhalb einer Spule angeordnet und in ein starkes konstantes Magnetfeld gebracht, dem ein schwaches magnetisches Wechselfeld überlagert ist. Das Wechselfeld induziert in der Spule eine Spannung, die bei Veränderung des konstanten Magnetfeldes oszilliert und aus der sich direkt die magnetische Suszeptibilität der Probe ermitteln läßt. Die magnetische Suszeptibilität oszilliert periodisch als Funktion des reziproken Magnetfeldes. Aus der Oszillationsperiode werden die Extremalquerschnitte der Fermi-Fläche senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes bestimmt (→ Quantenoszillationen). Der d.-H.-v.-A.-E. ist in vielen Metallen experimentell untersucht worden und stellt die wichtigste und genaueste Methode zur Bestimmung von Fermi-Flächen dar. Die relativen Meßfehler sind in den günstigsten Fällen kleiner als 0,01 %.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch, München und Wien 1968).

Dehngitterverfahren. An aufgedruckten Rastern mißt man die Verformung des Materials bei Belastung und errechnet hieraus die Spannung. Methode nach Vocke: Rastermessung im Inneren des Materials durch Zusammenkleben von durchsichtigen Teilen.



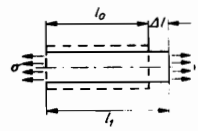
Verzerrtes Gitter am Balken mit Querkraft und Biegemoment

Dehngrenze, Punkt der Spannungs-Dehnungs-Linie, bei dem 0,2 % bleibende Verformung auftritt. Elastische und plastische Anteile sind etwa gleich groß. Die D. ist ein Ersatz für die Definition der → Fließgrenze.

Dehnung, ε, auf die Anfangslänge bezogene Längenänderung des Materials, hervorgerufen durch → Zugspannungen σ oder meist positive Temperaturänderungen. Gegensatz: Zusammendrückung. Die drei üblichen Definitionen der D. sind

Lagrangesche D.: $\varepsilon_{\mathrm{L}} = \dfrac{l_1 - l_0}{l_0} = \dfrac{\Delta l}{l_0}$

Eulersche D.: $\varepsilon_{\mathrm{E}} = \dfrac{l_1 - l_0}{l_1} = \dfrac{\Delta l}{l_1}$

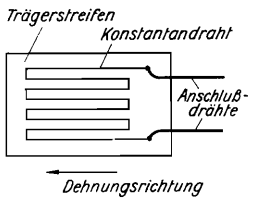


Dehnung und gleichzeitige Querkontraktion eines gezogenen Stabes

logarithmische D. (*Henckysche D.*):

$$\varepsilon = \ln\left(1 + \frac{\Delta l}{l_0}\right)$$

Dehnungsmeßstreifen, ein Meßwandler, bei dem Dehnungen, Stauchungen und Torsionen von festen Körpern in die Änderungen eines Widerstandes umgesetzt werden, die in einer Brückenschaltung elektrisch gemessen werden. D. bestehen aus einem Widerstandsdraht oder einer Widerstandsfolie aus Konstantan oder anderen Widerstandslegierungen, die auf einem Papier- oder Kunststoffträger aufgeklebt sind. Die D. werden auf den zu untersuchenden Körper fest aufgekittet oder aufgeklebt. Bei Dehnung oder Stauchung ändern sich Querschnitt und Länge des Meßdrahtes, wodurch die Widerstandsänderung in erster Linie bewirkt wird. D. sind sehr billige Meßwandler und können auch bei Wechselschwingungen bis zu etwa 50 kHz eingesetzt werden. Indirekt lassen sich über die Dehnung bzw. Stauchung Druck- und Zugspannungen sowie Biege- und Drehmomente bestimmen.



Aufbau eines Dehnungsmeßstreifens (Mäanderform)

Dehnungsrest. Die Gesamtwirkung vieler mikroskopischer plastischer Verformungen auf Grund der Kerbwirkung in der unmittelbaren Nähe von Poren, Rissen u. a. wird im makroskopischen D. nach Entlastung offensichtlich. Der D. stellt sich sofort nach Belastung ein und kann nicht wiedergewonnen werden. Die Spannungskonzentration ist um so höher ausgebildet, je spitzer der Winkel an der Kerbe oder je kleiner der kleinste Krümmungsradius an einem Loch ist. Eine örtliche plastische Verformung wird dazu neigen, den Winkel zu strecken oder den Krümmungsradius zu vergrößern. Eine zweite, gleich große Belastung kann deshalb schon beinahe vollkommen elastisch sein. Tritt jedoch örtlich Bruch auf, wird der Winkel spitzer und führt zu scharfen in das Material eintretenden Rissen. Weitere Belastungen bringen wiederum D.e hervor, und nach einer Anzahl solcher wiederholter örtlicher Schäden kann sich der Bruch über den ganzen Körper ausbreiten. Die Zerstörung des Materials durch wiederholtes Be- und Entlasten wird *Ermüdung* genannt.

Dehnviskosität, eine Viskositätsgröße, die sich aus einer Troutonströmung ergibt. Für äußerst zähe Medien sind die herkömmlichen Methoden der Viskositätsbestimmung, z. B. Untersuchungen im Rotationsviskosimeter, nicht brauchbar. Das Material wird einer Zugbeanspruchung unterworfen und die Dehnungsgeschwindigkeit gemessen. Das Verhältnis Belastung je Einheit der Querschnittsfläche zu Dehnungsgeschwindigkeit ist ein Maß für die D.

de-Jong-Bouman-Aufnahme, → Bewegt-Film-Methoden.

Deka, da, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^1, → Vorsätze.

Dekadenwiderstand, → Widerstand 2).

Dekadenzählröhre, eine Elektronenröhre, die eine dekadische Zählung von Impulsen bei gleichzeitiger Anzeige erlaubt. Eine Kaltkatoden- bzw. Elektronenstrahlröhre wird durch zugeführte Zählimpulse in 10 diskrete Schaltzustände geschaltet. Nach dem zehnten Zählimpuls liefert die Röhre einen Ausgangsimpuls zur Zählung in einer weiteren D. und kehrt selbständig in die Ausgangsstellung zurück.

Dekameterwellen, → Frequenz.

Deklination, → astronomisches Koordinatensystem 2).

Dekontamination, *Entaktivierung, Entseuchung,* die Beseitigung radioaktiver Verunreinigungen an Geräten, Kleidern, von der Haut, aus dem Wasser, der Luft u. ä. mittels chemischer oder physikalischer Verfahren. Da es sich fast immer um außerordentlich kleine Stoffmengen handelt, spielen Oberflächenkräfte für die Haftfestigkeit dieser unerwünschten radioaktiven Substanzen eine ausschlaggebende Rolle. Für die D. fester Oberflächen sind daher die für normale Verschmutzungen eines Gegenstandes üblichen Reinigungsverfahren wie Abwischen, Waschen, Bürsten u. ä. oft nicht ausreichend. Entsprechend dem Ausmaß und der Menge der radioaktiven Substanzen existieren verschiedene Methoden zur D.: Abwaschen mit gesondert aufzubereitendem Wasser; Abtragen von Oberflächenschichten, z. B. bei der Haut durch Ablösen der radioaktiven Nuklide mit der obersten Hornschicht, ohne jedoch das Hautgewebe zu beschädigen, damit keine radioaktiven Nuklide in das tiefere Gewebe eindringen können und zur Inkorporation von radioaktiver Substanz führen; Behandlung mit anorganischen und organischen Säuren, wie Salpetersäure, Natriumfluorid, Zitronensäure, Äthylendiamintetraessigsäure, Oxalsäure, welche nichtdissoziierende Komplexverbindungen mit den anorganischen Ionen der radioaktiven Elemente bilden; Verwendung von Ionenaustauschern und Filtern; Ultraschallbehandlung usw. Bei porösen Stoffen, insbesondere bei Lebensmitteln, ist eine ausreichende D. meist nicht möglich. Zur D. von Luft verwendet man Aerosolfilter, bes. Radioaktivfilter, zur D. von Wasser Ionenaustauscher und Verdampfer.

Der *Dekontaminationsfaktor*, auch *Entseuchungsgrad* genannt, gibt das Verhältnis der Aktivitätskonzentration oder der Flächenaktivität vor und nach der D. an. Sein dekadischer Logarithmus heißt *Dekontaminationsindex.*

Dekontaminationsfaktor, → Dekontamination.

Dekontaminationsindex, → Dekontamination.

Dekorporation, die Entfernung der durch Inkorporation in den Organismus gelangten radioaktiven Stoffe mit Hilfe therapeutischer Maßnahmen, insbesondere mittels bestimmter Medikamente. Das Gebiet der Dekorporationstherapie steht noch am Anfang seiner Entwicklung, problematisch sind vor allem die toxischen Nebenwirkungen der benutzten Arzneimittel.

Dekrement, → Dämpfung.

Delaborne-Prisma, → Reflexionsprisma.

Delaunay-Reduktion, → Elementarzelle.

delayed neutrons, → verzögerte Neutronen.

Delta Cephei-Stern, → veränderlicher Stern.

Delta-*E*-Effekt, *ΔE-Effekt*, Abnahme des Elastizitätsmoduls $E = \sigma/\varepsilon$ um ΔE bei magnetischen Stoffen infolge magnetostriktiver Dehnung ε_m, die sich der rein elastischen Gitterdeformation ε überlagert. Mit zunehmender mechanischer Spannung σ erreicht ΔE einen konstanten Endwert. Über die Richtungsverteilung der spontanen Magnetisierung kann ε_m durch Spannungen oder Magnetfelder beeinflußt werden. So unterdrückt ein starkes Längsmagnetfeld den bei Spannungseinfluß auftretenden ΔE-E., da die Richtung der spontanen Magnetisierung bereits durch das Feld festliegt.

Der ΔE-E. ist bei kleinen inneren Spannungen proportional der Sättigungsmagnetostriktion und führt am Curie-Punkt wegen $\Delta E = 0$ zu einem Maximum des Elastizitätsmoduls. Bei Werkstoffen mit großer Volumenmagnetostriktion wird unter der Wirkung von σ neben der Richtung zusätzlich die Intensität der spontanen Magnetisierung geändert. Sie vermindert auch den Elastizitätsmodul, jedoch ohne Magnetfeldeinfluß. Diese Effekte werden bei Unruhespiralen in Uhren zur Kompensation der Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls und der Eigenfrequenz technisch ausgenutzt.

Deltaelektronen, *δ-Elektronen, Deltastrahlen, δ-Strahlen*, von geladenen Teilchen, insbesondere α- und β-Strahlen, beim Durchgang durch Materie ausgelöste energiereiche Elektronen. Die maximale Energie der D. hängt bei Erzeugung durch schwere Primärteilchen nicht von deren Masse ab, sie ist gleich $2mv^2$, wobei m die Elektronenmasse und v die Geschwindigkeit des Primärteilchens ist. In vielen Fällen ist die Energie der D. bedeutend kleiner als diese Grenzenergie, jedoch ausreichend zur Ionisation anderer Atome, auf die sie treffen. Deshalb erzeugen D. auf Photoplatten und in der Wilsonschen Nebelkammer sichtbare Spuren, die sich als kurze Abzweigungen von der Spur des Primärteilchens zeigen. Aus der Dichte der D. kann man die Ladung und Geschwindigkeit des Primärteilchens bestimmen. Darin besteht die Bedeutung der D. für die Untersuchung der kosmischen Strahlen. Für die Beurteilung der Strahlenschäden kann die Freisetzung von D. häufig nicht mehr als lokale Energieübertragung aufgefaßt werden, sondern sie entspricht dem Durchgang eines Primärteilchens. Die Energie, bis zu welcher die Energieverluste als lokal (→ LET) betrachtet werden dürfen, hängt vom Durchmesser des betrachteten Objekts, z. B. Eiweißmolekül, ab. → Mikrodosimetrie, → Hohlraumionisation.

Deltafunktion, svw. Diracsche Deltafunktion.

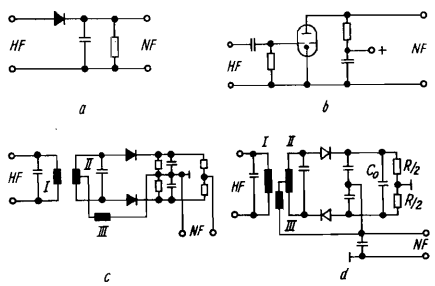
Delta-Meson, *Delta-Mesonenresonanz*, → Elementarteilchen, Tab. B.

Delta-Resonanzen, → Elementarteilchen.

Deltastrahlen, svw. Deltaelektronen.

Dember-Effekt, eine spezielle Erscheinung des inneren Photoeffekts in Halbleiter- bzw. Isolatorkristallen. Wenn die auf einen Halbleiter auftreffenden Photonen in einer dünnen Oberflächenschicht absorbiert werden, so fließt im allgemeinen ein Diffusionsstrom von Ladungsträgern in das Innere des Kristalls. Der D.-E. besteht in der Ausbildung einer Potentialdifferenz in Richtung der Lichteinstrahlung bei unterschiedlicher Beweglichkeit der Elektronen und Defektelektronen.

Demodulation, die auf der Empfängerseite notwendige Trennung der Modulationsfrequenz vom hochfrequenten Träger zur Rückgewinnung des in der Modulationsfrequenz enthaltenen Nachrichteninhalts (z. B. Bildsignal, Sprache, Musik). Wie bei der → Modulation ist auch bei der D. ein Schaltelement mit nichtlinearer Kennlinie erforderlich. Ihm ist ein Trägheitsglied (Filter) nachgeschaltet, dessen Zeitkonstante so bemessen ist, daß die Modulationsfrequenz weiterläuft, die Trägerfrequenz jedoch nicht durchgelassen wird. Für die D. amplitudenmodulierter Schwingungen hat sich weitgehend die Diodengleichrichtung durchgesetzt. Der Diodengleichrichter (Abb. a) besteht aus einer Diode (Halbleiterdiode oder Röhrendiode) und dem aus dem Ladekondensator und dem aus dem Ladekondensator und dem Entladewiderstand gebildeten Trägheitsglied. Bei genügend großer Aussteuerung durch die Hochfrequenz wird der Kondensator über die Diode nahezu auf die Amplitude des hochfrequenten Trägers aufgeladen. Die Hochfrequenzamplitude schwankt aber im Takte der Modulationsfrequenz, so daß am Ausgang (am Kondensator) eine Spannung erhalten wird, die der Hüllkurve, d. h. dem Modulationsinhalt, entspricht. Wird anstelle einer Diode eine Elektronenröhre (Triode, Pentode) verwendet, so kann die D. entweder leistungslos an der Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinie erfolgen (*Anodengleichrichtung*) oder nicht ganz leistungslos an der Gitterstrom-Gitterspannungs-Kennlinie (*Gittergleichrichtung*). Die Anodengleichrichtung, die heute keine große Bedeutung mehr hat, beruht auf der Krümmung der Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinie einer Triode. Für kleine Wechselspannungen ergibt sich infolge der Krümmung im unteren Teil der Kennlinie eine quadratische Abhängigkeit des Richtstromes ΔI von der



HF-Gleichrichterschaltungen: *a* Diodengleichrichter, *b* Gittergleichrichter, *c* Diskriminator, *d* Ratiodetektor

Wechselspannung U ($\Delta I \sim U^2$). Dies kann zur Effektivwertanzeige bei entsprechender Wahl des Arbeitspunktes ausgenutzt werden. Für große Wechselspannungen ergibt sich nur eine

genäherte Proportionalität zwischen Richtstrom und Wechselspannung (Arbeitspunkt in der Nähe des Anodenstromeinsatzpunktes).

Der Gittergleichrichter (Abb. b) stellt im Prinzip die Kombination eines Diodengleichrichters (Katoden-Gitterstrecke) mit einem Niederfrequenzverstärker dar. Die Gleichrichterkennlinie entspricht der einfachen Diodenkennlinie. Die Gleichrichtung selbst erfolgt nicht leistungslos (Gitterstrom). Der Richtstrom wird mit Hilfe des großen Gitterkreiswiderstandes in eine Richtspannung umgewandelt, die eine nachfolgende Verstärkung über die Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinie der Röhre ermöglicht. An der Anode der Röhre erhält man eine verstärkte Niederfrequenz. Man spricht in diesem Fall von einer *Audiongleichrichtung*. Der Audiongleichrichter wird kurz auch als Audion bezeichnet. Audiongleichrichter weisen mit steigender Eingangsspannung stark wachsende Verzerrungen auf, so daß sie heute kaum noch verwendet werden.

Die D. einer frequenzmodulierten Schwingung kann mit Hilfe eines frequenzabhängigen Widerstandes (Schwingkreis) erfolgen, der die Frequenzmodulation in eine Amplitudenmodulation umwandelt (Flankendemodulator). Damit u. U. bereits vorhandene Amplitudenschwankungen (z. B. UKW-Störungen) unwirksam werden, wird vor der D. häufig eine Amplitudenbegrenzung vorgenommen. Die klassische Schaltung zur D. frequenzmodulierter Schwingungen ist der *Rieggerkreis*, auch *Diskriminator* genannt (Abb. c). Der Diskriminator besteht im Prinzip aus einer Kombination eines Modulationsumformers (Frequenzmodulation in Amplitudenmodulation) mit einem Gegentaktgleichrichter. Ausgenutzt wird hierbei die Abhängigkeit der Phase der Spannung am Schwingkreis II von der Momentanfrequenz der frequenzmodulierten Schwingung. Die Schwingkreise I und II sind auf die gleiche Frequenz (z. B. Zwischenfrequenz) abgestimmt. Jede Diode bekommt nun die von der Frequenz beeinflußte vektorielle Summe eines Teiles der Spannung am Schwingkreis I (über Spule III) und der halben Spannung am Schwingkreis II zugeführt. Die Differenz der beiden gleichgerichteten Summenspannungen, die sich also proportional der Frequenzmodulation ändern, erscheint am Ausgang als Niederfrequenzspannung. – Heute wird meist der *Verhältnisgleichrichter* oder *Ratiodetektor* (Abb. d) zur D. von frequenzmodulierten Schwingungen verwendet. Mit dieser Schaltung ist zusätzlich noch eine Begrenzung von schnellen Amplitudenschwankungen, d. h. eine Verbesserung der Störunterdrückung möglich. Der Verhältnisgleichrichter ist im Prinzip ein Rieggerkreis mit entgegengesetzt gepolten Dioden. Dadurch erscheint an einer Brückendiagonale die Differenz der beiden gleichgerichteten Spannungen und an der anderen ihre Summe. Durch das beim Verhältnisgleichrichter verwendete Widerstands-Kondensator-Glied (RC_0-Glied) mit einer großen Zeitkonstante von einigen Zehntel Sekunden wird die Summe konstant gehalten. Deshalb stellt die Differenzspannung den demodulierten Modulationsinhalt dar. Die große Zeitkonstante des RC_0-Gliedes bewirkt, daß die Spannung auch bei störenden Amplitudenschwankungen konstant bleibt; dadurch werden die Eingangswiderstände der Gleichrichter so beeinflußt, daß sie als amplitudenabhängige Belastung des Schwingkreises II vorhandene störende Amplitudenschwankungen ausgleichen.

Dempster-Massenspektrometer, → Massenspektrograph.

Denaturierung, → Polymere.

Dendrit (Tafel 56), baumartig verzweigte (Skelett-) Wachstumsform von Kristallen. Die D.en sind einkristallin, ihre Äste sind kristallographisch orientiert. Sie entstehen z. B. beim Wachstum aus der Lösung oder Schmelze, wenn die Übersättigung bzw. Unterkühlung von der wachsenden Kristalloberfläche in die Mutterphase hinein zunehmen. Solche Systeme Kristall-Mutterphase sind instabil, ein zufällig gebildeter Vorsprung (Ast) der Kristalloberfläche wird nicht wieder eingeebnet, sondern wächst weiter vor, bis er bei einer gewissen Größe ebenfalls instabil wird, dann entstehen Seitenzweige usw. Begünstigt wird die Bildung von D.en an Ecken oder Kanten eines Kristalls, an denen auf Grund der lokalen Bedingungen, z. B. der Volumendiffusion oder der Wärmeableitung in der Mutterphase, so große Wachstumsgeschwindigkeiten möglich sind, daß die Oberflächendiffusion nicht wirksam wird. Beim Wachstum aus der Schmelze spricht man von *freien D.en*, wenn die Zunahme der Unterkühlung durch die Temperaturverteilung gegeben ist, und von *Zellulardendriten*, wenn eine konstitutionelle Unterkühlung vorliegt (→ Zellularwachstum). Das dendritische Wachstum stellt für die Kristallzüchtung wegen der Unreinheit und ungünstigen Form der Endprodukte trotz der hohen Wachstumsgeschwindigkeiten eine Störung dar.

Densitometer, Gerät zur objektiven Messung der Filmschwärzung, wodurch die Röntgenintensität eines Reflexes oder einer Linie bestimmt werden kann. Eine für das verwendete Filmmaterial und die Entwicklungsbedingungen charakteristische Eichkurve gestattet die Umrechnung der Schwärzung in Intensität. Zur Vermessung von Pulveraufnahmen genügt die Abtastung des Films entlang einer Geraden. Für Einkristallaufnahmen muß der den Film tragende Tisch relativ zum Meßstrahl nach zwei Koordinaten verschiebbar sein.

Zur Bestimmung der integralen → Intensitäten aus Einkristallaufnahmen dienen drei Verfahren: 1) Jeder einzelne Reflex wird mit einem hinreichend feinen Strahl abgetastet (*Mikrodensitometer*). 2) Es wird die Schwärzung im Inneren der Reflexe von Aufnahmen bestimmt, die nach dem → Wiebengaschen Integrierverfahren hergestellt wurden. 3) Es wird ein kugelförmiger Kristall zur Aufnahme verwendet und die Schwärzung im Maximum eines jeden Reflexes bestimmt.

Über Arbeitsweise des D.s → Photometer.

Depolarisation, 1) die teilweise bzw. vollständige Zerstörung des → Polarisationszustandes des Lichtes. D. kann durch → Streuung von Licht an kleinen Teilchen sowie durch diffuse Reflexion (Remission) hervorgerufen werden. So wird vollständig linear polarisiertes Licht bei diffuser Reflexion an einem weißen Pappschirm

fast völlig depolarisiert, das reflektierte Licht ist also nahezu natürliches Licht.

2) → Elektrodenvorgänge, → Element 2).

Depolarisationsgrad, → Polarisationsgrad.

Depression des Eispunktes, Erscheinung, daß ein Thermometer, wenn es von 0 °C auf eine höhere Temperatur erwärmt und dann schnell wieder auf 0 °C abgekühlt wird, eine Temperatur unterhalb 0 °C anzeigt. Die Ursache liegt darin, daß das Thermometerglas nur langsam sein ursprüngliches Volumen wieder annimmt. Nach einiger Zeit zeigt das Thermometer wieder die richtige Temperatur an.

Derivat, Abkömmling einer chemischen Verbindung.

Desakkommodation, → magnetische Nachwirkung.

Desaktivierung, Prozeß, der die Lumineszenz verhindert oder abschwächt, indem die Anregungsenergie statt für die Emission eines Lichtquants bei strahlungslosen Übergängen auf viele Freiheitsgrade des angeregten Systems verteilt, bei Molekülen oder Festkörpern im allgemeinen in Schwingungsenergie des Systems überführt wird. Der genaue Mechanismus der D. ist sowohl experimentell als auch theoretisch oft sehr schwer aufklärbar; experimentell, da die Informationen fehlen, die sonst aus der emittierten Strahlung entnommen werden können, theoretisch, da die Anregungsenergie im allgemeinen wesentlich größer als ein Schwingungsquant ist. In Festkörpern sind Auger-Prozesse (→ Auger-Effekt) und Multiphononenprozesse für die D. verantwortlich.

De-Sitter-Kosmos, Lösung der Einsteinschen Gleichung mit → kosmologischem Glied für das Vakuum.

Für den dreidimensionalen Raum sind dabei drei verschiedene konstante Krümmungen möglich. Diesen Kosmen liegt die Vorstellung zugrunde, daß die den Kosmos füllende Materie einen vernachlässigbaren Einfluß auf seine Struktur hat. Der *hyperbolische* D.-S.-K. (→ Weltradius) hat zu einem bestimmten Zeitpunkt einen singulären Zustand. Alle räumlichen Abstände werden zu diesem Zeitpunkt gleich Null. Im D.-S.-K. mit ebenem dreidimensionalem Raum liegt dieser Zustand in der unendlich fernen Vergangenheit. Im sphärischen D.-S.-K. gibt es einen solchen Zustand überhaupt nicht mehr. Die räumlichen Abstände haben zu dem erwähnten Zeitpunkt einen minimalen, von Null verschiedenen Wert. Der sphärische D.-S.-K. ist ein Beispiel dafür, daß die Einsteinschen Gleichungen mit kosmologischem Glied zu kosmologischen Lösungen führen können, in denen kein singulärer Zustand existiert. Die Einsteinschen Gleichungen mit kosmologischem Glied für das Vakuum können auch in der Form $R_\mu{}^\nu - \frac{1}{2}\delta_\mu{}^\nu R = \varkappa \frac{\Lambda}{\varkappa}\delta_\mu{}^\nu$ geschrieben werden und als Einsteinsche Gleichungen ohne kosmologisches Glied mit dem Energie-Impuls-Tensor $T_\mu{}^\nu = \frac{\Lambda}{\varkappa}\delta_\mu{}^\nu$ betrachtet werden.

Einen solchen Energie-Impuls-Tensor hätte eine Flüssigkeit mit der Dichte $\varrho = \frac{\Lambda}{\varkappa}$ und dem negativen Druck $p = -\Lambda c^2/\varkappa$. Das bedeutet, daß kosmologische Lösungen nicht singulär zu werden brauchen, wenn die Eigenschaften der Materie nur hinreichend weit von den uns bekannten unter extremen Verhältnissen abweichen.

Der D.-S.-K. mit ebenem dreidimensionalem Raum spielt in der → steady-state-Kosmologie eine große Rolle. Nach dieser Theorie ist er ein Kosmos, in dem herkömmliche Materie erzeugt bzw. vernichtet wird. (Das hängt von der Wahl einer Integrationskonstanten ab.) Die De-Sitterschen Lösungen haben auch eine große Rolle in der Diskussion um das Machsche Prinzip gespielt.

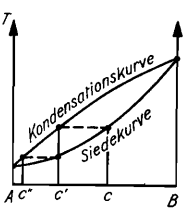
Deslandres-Formel, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Desorption, Umkehrung der Sorption, d. h. Entfernung des sorbierten Stoffes vom Sorptionsmittel. Die D. kann entweder der Gewinnung des sorbierten Stoffes oder der Regenerierung des Sorbtionsmittels dienen. Bei der D. absorbierter Gase wird ein Inertgasstrom verwendet, sofern der Zusammenhalt zwischen sorbierendem und sorbiertem Stoff physikalischer Natur ist und nicht auf chemischen Reaktionen beruht. Das gelöste Gas geht in das Inertgas über. Auch durch Verdampfen der Lösung (Auskochen) oder durch Anwendung von Vakuum kann das Austreiben der gelösten Komponenten erfolgen. An Festkörperoberflächen adsorbierte Gase lassen sich durch Erwärmung desorbieren, denn mit zunehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit, daß ein adsorbiertes Molekül die zur D. notwendige Aktivierungsenergie, die Desorptionsenergie ΔE, hat. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Molekül nach 1 Sekunde die Oberfläche verlassen hat, ist $\nu = \nu_0 \cdot e^{-\Delta E/(kT)}$. Hierbei ist ν_0 die Schwingungsfrequenz des Moleküls, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur (→ Verweilzeit). Es ist vorteilhaft, die zur D. notwendige Erwärmung im Vakuum oder in einem inerten Gas vorzunehmen, um eine erneute Adsorption zu vermeiden.

Desorptionsspektrometrie, Untersuchung der Desorption von Gasatomen mit steigender Temperatur der adsorbierenden Oberfläche. Eine praktisch völlig nackte Oberfläche erhält man z. B., wenn ein Draht aus Wolfram oder einem anderen hochschmelzenden Material unter Ultrahochvakuum-Bedingungen bei etwa 2000 °C gründlich ausgeheizt wird. Nach Abschalten des Heizstromes kühlt sich der Wolframdraht auf Raumtemperatur ab, und seine Oberfläche bedeckt sich mit den zu untersuchenden im Vakuumsystem befindlichen Gasteilchen. Unter der Voraussetzung, daß jedes auf die saubere Oberfläche treffende Teilchen dort adsorbiert wird und haften bleibt, wird eine monomolekulare Adsorptionsschicht bei einem Druck von 10^{-7} Torr in etwa 24 s, bei einem Druck von 10^{-8} Torr in etwa 240 s, d. h. in 4 min, und bei einem Druck von 10^{-9} Torr entsprechend in etwa 40 min gebildet. Nach einer bestimmten Zeit, der sogenannten Kaltzeit, wird die Temperatur des Drahtes, an dem das Adsorptions-Desorptionsverhalten eines bestimmten Gases untersucht werden soll, langsam mit einem fest eingestellten Temperatur-

anstieg von etwa 50 °C/s bis auf etwa 2000 °C erhöht. Hierbei desorbieren die auf der Drahtoberfläche adsorbierten Gasteilchen bei ganz bestimmten charakteristischen, den Desorptionsenergien der einzelnen Gasarten entsprechenden Temperaturen in das Vakuum und verursachen dabei einen kurzen Druckanstieg, der der jeweils desorbierten Gasmenge proportional ist und mit einem in der Nähe des Meßdrahtes anzubringenden Vakuummetersystem gemessen werden kann. Die auf diese Weise nacheinander registrierten einzelnen Druckanstiege in Abhängigkeit von der Temperatur ergeben das *Desorptionsspektrum*. Zur Untersuchung der Bindungszustände adsorbierter Gase ist es häufig sinnvoll, das Desorptionsverhalten dieser Gase in Abhängigkeit von den physikalischen Eigenschaften der Oberfläche, wie z. B. deren Kristallorientierung und Textur, ihrer Temperatur und dem Bedeckungsgrad zu studieren. Aus der Lage der Druckmaxima bei der Desorption konnte Redhead die Bindungsenergie einzelner adsorbierter Komponenten bestimmen.

Destillation, ein Verfahren zur Trennung, Reinigung und Analyse von Flüssigkeitsgemischen durch Verdampfen und anschließende Kondensation des Dampfes. Man kann die D. *isobar* durch Wärmezufuhr oder *isotherm* durch Druckerniedrigung durchführen, letzteres ist vorteilhaft, falls sich die Komponenten bei Erwärmung chemisch zersetzen. Bei der D. wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Zusammensetzung des Dampfes wegen der verschiedenen Flüchtigkeit der Komponenten von der des Flüssigkeitsgemisches verschieden ist. Die leichter flüchtige Komponente geht in größerem Maße in den Dampf über, so daß sich die schwerer flüchtige im Rückstand anreichert. Im *Destillat*, dem wieder kondensierten Dampf, ist die flüchtigere Komponente angereichert. Je größer der Unterschied im Siedepunkt und damit in der Flüchtigkeit ist, um so leichter gelingt die Trennung.



Stufenweise Destillation einer binären Flüssigkeit

Beispiel: Eine binäre Flüssigkeit mit den Komponenten *A* und *B*, wobei *A* die leichter flüchtige Komponente mit der Konzentration *c* sein soll, wird stufenweise destilliert (Abb.). Im Dampf ist *A* angereichert mit der Konzentration *c'*. Die Zusammensetzung des Rückstandes ändert sich beim Verdampfen zugunsten von *B*, bis im Grenzfall bei stetig steigender Siedetemperatur *B* allein zurückbleibt. *A* kann man gewinnen, indem man den Dampf mit der Konzentration *c'* kondensiert, ihn bei niedrigerer Temperatur wieder verdampft, stärker *A*-haltigen Dampf erhält (Konzentration *c''*), diesen wieder kondensiert usw. Eine vollständige Trennung in die Bestandteile *A* und *B* ist nicht möglich. Bei Systemen mit Extremwerten in der Siedekurve (→ Siedediagramm) läßt sich nur ein Bestandteil gewinnen, der andere nur in der Zusammensetzung des Extremwertes.

Azeotrope Gemische destilliert man entweder durch Änderung des Systemdrucks (Vakuum oder Überdruck), wodurch der azeotrope Punkt verschoben wird, oder durch Zusatz einer dritten Komponente, die ein Azeotrop mit der abzutrennenden Komponente des binären Gemisches bilden soll. Durch die entstandene höhere Siedetemperaturdifferenz ist eine leichtere Trennung möglich. Hat ein Flüssigkeitsgemisch nichtflüchtige Bestandteile, z. B. Salze, so bleiben sie zurück, die Flüssigkeit wird gereinigt (D. von Wasser).

Die D. kann diskontinuierlich oder kontinuierlich durchgeführt werden. Bei der *diskontinuierlichen D.* wird jeweils eine bestimmte Menge des zu trennenden Flüssigkeitsgemisches verdampft. Der Dampf bzw. das Kondensat kann entsprechend der sich ändernden Siedetemperatur in getrennten Teilen, Fraktionen, aufgefangen werden (*fraktionierte D.*). So wird z. B. Erdöl in nach der Siedetemperatur verschiedene Bestandteile zerlegt. Eine *kontinuierliche D.* von Flüssigkeitsgemischen gelingt durch eine Gegenstromdestillation (→ Rektifikation).

Hochsiedende und temperaturempfindliche Flüssigkeiten werden durch isotherme D. bei Druckerniedrigung getrennt. Bei der → *Vakuumdestillation* arbeitet man bei Drücken von 1 bis 20 Torr, bei der *Hochvakuumdestillation* bei etwa 10^{-4} Torr. Höchsten Ansprüchen genügt die → *Molekulardestillation* bei etwa 10^{-3} Torr.

Destriau-Effekt, die Elektrolumineszenz (→ Lumineszenz) von Festkörpern, bei der die Anregung durch ein an den Kristall angelegtes elektrisches Wechselfeld erfolgt. Die Intensität der Lichtemission ist proportional $\exp(-a/E)$, wobei a eine Konstante und E die elektrische Feldstärke ist.

DESY, ein → Teilchenbeschleuniger.

Detachment, Bezeichnung für die Abspaltung eines Elektrons von einem negativen Ion Die erforderliche Energie kann durch Strahlungsabsorption (*Photodetachment*), durch Stöße oder durch chemische Reaktionen des negativen Ions mit anderen Atomen oder Molekülen unter Bildung eines neuen neutralen Moleküls (*assoziatives D.*) geliefert werden. Vorgänge dieser Art spielen z. B. eine Rolle in den tieferen Schichten der D-Region der → Ionosphäre.

Im Gegensatz zum D. bezeichnet man die Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Atom oder Molekül, wobei ein negatives Ion entsteht, als *Attachment*. Beim Attachment wird Energie frei, die entweder durch Strahlung oder durch einen dritten Stoßpartner (Dreierstoß-Attachment) abgeführt wird oder bei Anlagerung an Moleküle eine Dissoziation des Moleküls bewirkt (dissoziatives Attachment). Negative Ionen dieser Art wie O_2^- und O^- spielen z. B. in der unteren D-Region der → Ionosphäre eine Rolle,

detailliertes Gleichgewicht, → Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht.

Detektor, Gerät oder Einrichtung der Strahlungsmeßtechnik zum Nachweis und zur Messung (→ Meßgrößenaufnehmer) der Eigenschaften sowohl von Korpuskularstrahlung als auch von elektromagnetischer Strahlung, einschließlich der Atom- und Kernstrahlung. Die Wirkungsweise von D.en beruht auf verschiedenartigen Wechselwirkungsprozessen von Teilchen, Quanten oder elektromagnetischen Wellen mit Materie. In D.en wird die absorbierte Strahlungsenergie in eine für die Registrierung angepaßte andere Form, zumeist in die des elektrischen Stromes, umgewandelt.

In der Nachrichtentechnik ist der D. im weiteren Sinne eine Vorrichtung zur Demodulation von hochfrequenten, amplitudenmo-

dulierten Schwingungen, im engeren Sinne ein Kristallgleichrichter, z. B. aus Galenit (Bleiglanz) oder Chalkopyrit (Kupferkies) mit Metall- oder Graphitspitze. Dieses Bauelement wurde durch die Elektronenröhre und später durch die Halbleiterdioden völlig verdrängt. Im *Detektorempfänger* befinden sich ein Kristallgleichrichter und ein Schwingkreis. Beide zusammen gestatten Kopfhörerempfang ohne zusätzliche Stromquellen. Mit der Entwicklung der Transistortaschenempfänger ist der Detektorempfänger bedeutungslos geworden. Weiteres → Strahlungsempfänger.

In der Kernphysik werden D.en zur Zählung, Identifizierung, Klassifizierung und Energiebestimmung von Korpuskeln und Quanten der Atom- und Kernstrahlung (Zähler) und zur Registrierung der räumlichen Orientierung der Bahnspuren geladener Teilchen (Spurkammer) verwendet (→ Hochenergiephysik, Abb.). Die Mehrzahl der D.en nutzt die Ionisation oder Anregung von Atomen oder Molekülen aus. Durch direkten ionisierenden Stoß entstehen elektrische Ladungsträger (*Ionisationsdetektor*) und durch Anregung Lichtquanten, die von einem optisch angekoppelten Strahlungsempfänger, z. B. Photovervielfacher, in Elektronen umgewandelt werden (*Anregungsdetektor*). Die an die Detektormaterie abgegebene Energie ist im allgemeinen so klein, daß die Anzahl der Informationsträger (Lichtquanten oder elektrische Ladungsträger) für eine direkte Registrierung nicht ausreicht. Deshalb benutzt man nachgeschaltete Licht- bzw. Ladungsverstärker oder nimmt schon frühzeitig eine Energietransformation in elektrische Ladungsträger, die sich relativ einfach verstärken lassen, vor. Andere D.en benutzen einen inneren „Verstärkungsmechanismus", z. B. die Gasverstärkung in Zählrohren und Gasspurkammern.

Die Auswahl von D.en für konkrete physikalische Experimente wird sowohl durch die Eigenschaften der zu untersuchenden Teilchen oder Quanten als auch durch den Charakter ihrer Wechselwirkung mit der Detektormaterie bestimmt (→ Neutronendetektor). Wesentlichen Einfluß haben ferner das Auflösungsvermögen (Raum-, Zeit- und Energieauflösung) und die Totzeit der D.en.

Das elektrische Ausgangssignal von *Zählern* (z. B. → Ionisationskammer, → Halbleiterdetektor, → Zählrohr, → Szintillationszähler und → Tscherenkow-Zähler) enthält Informationen über den Zeitpunkt des Einfalls und über den Energieverlust der Teilchen oder der Quanten. Eine Aussage über den Einfallsort ist in einigen Fällen durch Messungen der Laufzeit der Informationsträger oder durch Analyse der Signalamplitude möglich. Zur Registrierung der räumlichen Orientierung von Bahnspuren

Eigenschaften von Detektoren

Detektortyp	Auflösungsvermögen Zeitauflösung	Raumauflösung	Energieauflösung	Totzeit	Detektormaterie	Zähl- bzw. Arbeitsgeschwindigkeit
	µs	mm	%	s		Ereignisse/s
Impulsionisationskammer	0,1···1	·	< 1	·	gasförmig	$\approx 10^5$
Proportionalzählrohr	0,1···1	1···10	1···10	10^{-6}	gasförmig	$\approx 10^5$
Geiger-Müller-Zählrohr	0,1···1	1···10	·	10^{-4}···10^{-3}	gasförmig	$\approx 10^3$
Halbleiterdetektor	10^{-3}	1···2	0,2···0,3	·	fest	$\approx 10^6$
Szintillationszähler	10^{-3}	> 10	5···10	·	gasförmig flüssig fest	$\approx 10^8$
Tscherenkow-Zähler	$< 10^{-3}$	·	$\Delta\beta/\beta$ $< 10^{-5}$	·	gasförmig flüssig fest	$\approx 10^9$
Nebelkammer	10^4	1	< 1 *)	> 10	gasförmig H_2 + Beimengungen	$< 0{,}1$
Blasenkammer	10^3	0,1	< 1 *)	$> 10^{-1}$	flüssig H_2 rein	< 10
Gasspurkammer	0,5	$< 0{,}5$	< 1 *)	10^{-3}	gasförmig	> 10
Proportionalkammer	$< 0{,}05$	< 1	< 10	$< 10^{-6}$	gasförmig (flüssig)	$> 10^5$
Lumineszenzkammer	$< 0{,}1$	> 1	·	·	fest	$> 10^6$
Kernspuremulsion	·	10^{-3}	10 *)	·	fest	·

*) Genauigkeit der Impulsbestimmung $\frac{\Delta p}{p}\Big/\%$

werden Zähler auch zu → Hodoskopen oder → Zählrohrteleskopen zusammengeschaltet. Die Verarbeitung der Informationen von Zählern erfolgt sowohl durch Zeit- als auch durch Amplitudenanalysen der elektrischen Ausgangssignale. Zähler in Verbindung mit Amplitudenanalysatoren dienen zur Aufnahme von Kernstrahlungsspektren, z. B. zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung von Teilchen oder Quanten in Abhängigkeit von ihrer Energie, d. h. zur Ionisationsmessung. Der Vorteil solcher Anordnungen liegt in der unmittelbaren und schnellen Aufbereitung und Verarbeitung der Informationen. Dafür sind jedoch am Bestrahlungsort umfangreiche und aufwendige Geräte zur elektronischen Datenverarbeitung erforderlich. Die Bearbeitung muß nach einem vorher festgelegten Programm erfolgen. Unter Umständen geht damit ein Teil der durch die D.en gelieferten Informationen verloren.

Spurkammern haben im Gegensatz zu Zählern den Vorteil einer direkten Beobachtungsmöglichkeit der Bahnspuren, aber auch den Nachteil einer größeren Totzeit und damit eine kleinere Registrierungsgeschwindigkeit. Die Totzeit ist durch den für die photographische Registrierung notwendigen inneren Verstärkungsmechanismus bedingt. Sie ist für gas- und flüssigkeitsgefüllte Spurkammern eine nicht zu vernachlässigende Größe und wird deshalb zur Charakterisierung angegeben. Der Informationsgehalt von Bahnspuren, d. h. die räumliche Lage und die Spurdichte (Ionisationsvermögen des betreffenden Teilchens, → Ionisationsmessung), wird in der Kammermaterie kurzfristig gespeichert (→ Speicherzeit) und kann über verschiedenartige physikalische Effekte (Verstärkungsmechanismus) entweder photographisch oder filmlos registrierbar (langfristige Speicherung) gemacht werden. Die → Auswertung von Aufnahmen der Spurkammern erfolgt durch genaue punktweise Vermessung auf automatisierten Geräten. Die Speicherung von Bahnspuren ist in Gasen (→ Gasspurkammer), in Gas/Dampf-Gemischen (→ Nebelkammer), in Flüssigkeiten (→ Blasenkammer) und in Festkörpern (Lumineszenzkammer, → Kernspuremulsion, → Festkörperspurdetektor) möglich.

Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik (Bd I, 2. Aufl. Leipzig 1966); Kment u. Kuhn: Technik des Messens radioaktver Strahlung (Leipzig 1967); Neuert: Kernphysikalische Meßverfahren (Karlsruhe 1966).

Determinante, aus den Elementen der quadratischen Matrix

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ a_{n1} & \cdots & a_{nn} \end{pmatrix} \text{ abgeleitete Summe}$$

$$\|A\| = \begin{vmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ a_{n1} & \cdots & a_{nn} \end{vmatrix} =$$

$$= \sum_P \operatorname{sgn}(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n)\, a_{1\alpha_1} a_{2\alpha_2} \cdots a_{n\alpha_n},$$

in der der Betrag jedes Summanden das Produkt der n Diagonalelemente der Matrix A ist, nachdem ihre Spalten durch eine Permutation P die Reihenfolge $\alpha_1, \alpha_2, \ldots \alpha_n$ erhalten haben; $\operatorname{sgn}(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n)$, der *Charakter* der jeweiligen → Permutation, bestimmt das Vorzeichen des Summanden. Summiert wird über alle Permutationen; die Summe hat somit $n!$ Summanden. Von einer Diagonalmatrix D sind alle Summanden bis auf einen Null, es gilt

$$\|D\| = a_{11} a_{22} \cdots a_{nn}.$$

Eigenschaften der D.n:

1) Besteht eine Zeile oder eine Spalte von A aus lauter Nullen, so ist $\|A\| = 0$.

2) Multipliziert man alle Elemente einer Zeile oder einer Spalte mit einer Zahl a, so geht $\|A\|$ in $a \cdot \|A\|$ über.

3) Haben die Elemente der i-ten Zeile oder der k-ten Spalte von A die Gestalt $a_{ik} = b_{ik} + c_{ik}$, dann ist $\|A\| = \|B\| + \|C\|$, wenn b_{ik} die Elemente der Matrix B und c_{ik} die der Matrix C sind.

4) $\|A\|$ geht in $-\|A\|$ über, wenn man in A zwei Zeilen bzw. zwei Spalten miteinander vertauscht.

5) Sind zwei Zeilen oder Spalten von A einander gleich, dann ist $\|A\| = 0$.

6) Addiert man zu den Elementen einer Zeile von A die mit einem beliebigen Faktor multiplizierten Elemente einer anderen Zeile, so ändert sich $\|A\|$ nicht; wegen 7) gilt das Entsprechende für Spalten.

7) $\|A\|$ ändert sich nicht, wenn man Zeilen und Spalten miteinander vertauscht; d. h., $\|A\| = \|A^T\|$, wenn A^T die transponierte Matrix ist.

8) Die Determinante des Produkts zweier Matrizen ist gleich dem Produkt der Determinanten dieser Matrizen: $\|AB\| = \|A\| \cdot \|B\|$. Aus der Eigenschaft 7) ergibt sich, daß man $\|AB\|$ auch erhält, wenn man die Zeilen von A mit den Zeilen von B, oder die Spalten von A mit den Spalten von B, oder die Spalten von A mit den Zeilen von B multipliziert.

Die Berechnung der D. erfolgt entweder nach der gegebenen Definition, durch *Entwicklung* oder in Spezialfällen nach besonderen Regeln. Für eine zweizeilige Matrix gilt

$$\|A\| = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} = a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}.$$

Die Entwicklung einer D. nach der i-ten Zeile lautet: $\|A\| = a_{i1} A_{i1} + a_{i2} A_{i2} + \cdots a_{in} A_{in}$; dabei ist jedes A_{ik}, das *algebraische Komplement* des Elements a_{ik}, die mit $(-1)^{(i+k)}$ multiplizierte *Unterdeterminante*, die man aus $\|A\|$ dadurch erhält, daß man die i-te Zeile und die k-te Spalte streicht:

$$A_{ik} = \begin{vmatrix} a_{11} & \cdots a_{1k-1} & a_{1k+1} & \cdots a_{1n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ a_{i-1\,1} & \cdots a_{i-1\,k-1} & a_{i-1\,k+1} & \cdots a_{i-1\,n} \\ a_{i+1\,1} & \cdots a_{i+1\,k-1} & a_{i+1\,k+1} & \cdots a_{i+1\,n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ a_{n1} & \cdots a_{n\,k-1} & a_{n\,k+1} & \cdots a_{n\,n} \end{vmatrix}$$

Determinismus, philosophische Lehre von der allgemeinen wechselseitigen Bedingtheit der Erscheinungen. Der D. als philosophisches Prinzip wurde bereits von der antiken griechi-

schen Philosophie formuliert. Mit den großen Erfolgen der Mechanik im 18. Jh. und der Übertragung mechanischen Denkens auf alle Bereiche wurde er als *mechanischer D.*, wonach bei vollständiger Kenntnis des Zustands eines mechanischen Systems, d. h. aller Orts- und Impulskoordinaten seiner Bestandteile zu einer Zeit t_0, die künftigen und vergangenen Zustände des Systems bei Kenntnis der Kräfte exakt aus den dynamischen Grundgleichungen bestimmbar sind, in mechanistischer Weise verschärft und für alle Erscheinungsformen der Materie als gültig angenommen; das gipfelt in einer Verabsolutierung der Notwendigkeit und der Leugnung jeden Zufalls. Dieser *universelle mechanische* oder *Laplacesche D.* fand seine folgerichtige Formulierung durch Laplace: Gäbe es ein intelligentes Wesen (den *Laplaceschen Dämon*), das in der Lage wäre, die Koordinaten und Impulse aller Teilchen der Materie und die auf diese wirkenden Kräfte zu einem bestimmten Zeitpunkt zu erfahren, so könnte es prinzipiell alle künftigen und vergangenen Konstellationen der gesamten Materie berechnen. — Selbst nach der Aufklärung der Eigenständigkeit der Elektrodynamik, die nicht auf mechanische Gesetze zu reduzieren ist, wurde diese fatalistische Auffassung des D. beibehalten, da sich der Typ der elektrodynamischen Grundgleichungen in diese Vorstellungen einordnen ließ. Erst durch die Aufstellung der Quantenmechanik wurde der Laplacesche D. als physikalisch unhaltbar erkannt, da wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation die Voraussetzungen bereits unerfüllbar sind: Man kann niemals zugleich den Ort und den Impuls eines Teilchens mit absoluter Genauigkeit bestimmen. Dies führte in idealistisch-bürgerlichen Philosophien zu der Schlußfolgerung, daß die Quantentheorie den Indeterminismus beweise, da von diesen Philosophien der D. mit dem Laplaceschen D. und absoluter Voraussagbarkeit (→ Voraussage) identifiziert wurde. In der Quantenmechanik ist der Zustand jedoch durch die Wellenfunktion bereits vollständig bestimmt, die entweder eine Funktion der Orte oder der Impulse der Teilchen sein kann (→ Zustand); ihre zeitliche Entwicklung ist bei vollständiger Kenntnis der Wellenfunktion zu einer beliebigen Zeit t_0 und des Hamilton-Operators des Systems durch die Schrödinger-Gleichung eindeutig bestimmt. Der D. läßt sich daher in der Quantenmechanik so formulieren, daß aus der vollständigen Kenntnis des quantenmechanischen Zustands zu einer beliebigen Zeit und der auf das System wirkenden Kräfte, d. h. des Hamilton-Operators, das künftige und das vergangene Verhalten eines abgeschlossenen Systems vollständig bestimmt werden kann. Über die Resultate von Messungen an Quantensystemen lassen sich im allgemeinen nur statistische Aussagen machen (→ statistische Interpretation). Daher ist das System im Sinne des Laplaceschen D. indeterminiert.

Das bedeutet nicht, daß die Bewegungen von Quantensystemen ungesetzmäßig sind, sondern nur, daß sie nicht den Gesetzen der klassischen Physik gehorchen. Die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden z. B. eines Elektrons im Atom innerhalb eines bestimmten Gebietes ist eindeutig voraussagbar, wenn der quantenmechanische Zustand des Elektrons bekannt ist.

Die Einführung eines mechanischen D. in die Quantentheorie wurde von einigen Physikern versucht, indem das statistische Verhalten auf die ungenügende Kenntnis, d. h. auf → verborgene Parameter, zurückgeführt wird; diese Versuche konnten sich wegen z. T. auch praktischer Schwierigkeiten nicht durchsetzen. Die Richtigkeit der Quantenmechanik ist durch deren vielfältige Voraussagen und Erklärungen zweifelsfrei erwiesen.

Ein wesentliches Element des D. ist die → Kausalität.

Detonation, *Kettenexplosion,* ein Sonderfall der → Explosion. Sie stellt die schnellstmögliche Umsetzung eines Explosivstoffes dar, verursacht durch eine chemische → Kettenreaktion. Im Gegensatz zur Verbrennung, bei der die Wärmeübertragung von der Zündstelle auf die benachbarten Schichten des Reaktionsgemisches durch normale Wärmeleitung erfolgt, kommt es hier zur Ausbildung einer mit entsprechender Wärmeentwicklung verbundenen Stoßwelle, der *Detonationswelle*, die sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Durch die Temperaturerhöhung hinter der Stoßwelle infolge der dynamisch adiabatischen Kompression werden die Reaktionshemmungen im Explosivstoff beseitigt. Die Explosionsgase strömen der Reaktionszone in Stoßrichtung nach. In der Umsetzungszone entstehen, namentlich bei festen Sprengstoffen, Drücke bis $3 \cdot 10^{10}$ N/m^2. Daraus ergeben sich enge Beziehungen zur dynamischen → Hochdruckphysik. Bei Gasen und Dämpfen tritt die D. nur innerhalb der *Detonationsgrenzen* ein. Das sind diejenigen Grenzen in der Zusammensetzung eines Gasgemisches, außerhalb derer durch Fremdzündung keine stationäre D. erzeugt werden kann. Die zur D. führende Reaktion wird durch eine Stoßwelle (*Initialwelle*) ausgelöst, und diese wiederum wird von der Reaktion aufrechterhalten. Die Stoßwelle übt auf ihre unmittelbare Umgebung eine zertrümmernde (brisante) Wirkung aus. Zur Beurteilung der Brisanz wird die Stauchung eines Kupfer-Zylinders (Kastscher Stauchapparat) oder die Zerkleinerung spröder Stoffe herangezogen. Die Sprengkraft einer D. bestimmt man technisch mit dem ballistischen Pendel, die Arbeitsleistung durch die plastische Aufbauchung eines Bleiblockes mit Innenbohrung (Trautzlscher Bleiblock).

Lit. Jost: Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen (Berlin 1939); Handb. der physikalischen und technischen Mechanik, Bd. VI (Leipzig 1927).

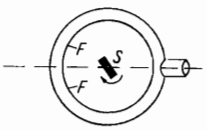
Detonationsdruck, Druck in der Umsetzungszone bei der Detonation eines Explosivstoffes. Die Explosionsgase werden hier über die Dichte des unzersetzten Sprengstoffs hinaus komprimiert, im Gegensatz zu dem nur durch die Ausdehnung der Gase erzeugten → Explosionsdruck. Den maximalen D. kann man in Druckgefäßen mit Stahlmembranen, beweglichen Kolben oder eingespannten, sich ausbauchenden Bleiplatten messen. Die bei gasförmigen Explosivstoffen entstehenden Detonationsdrücke können bis zum 30fachen des ursprünglichen Druckes des Explosionsgemisches ansteigen.

Detonationsgeschwindigkeit

Die Tab. zeigt für drei detonationsfähige Gasgemische die gemessenen Detonationsdrücke. Bei festen Sprengstoffen wurden Detonationsdrücke bis $3 \cdot 10^{10}$ N/m² beobachtet.

Gasgemisch	D. [10^6 N/m²]
$2H_2 + O_2$	2,067
$CH_4 + O_2$	3,445
$C_2H_2 + O_2$	4,197

Detonationsgeschwindigkeit, stationäre Geschwindigkeit der zündenden Welle bei einer Detonation, die durch die Kopplung von Stoß und Reaktion entsteht. Sie ist gleich der Summe aus Schallgeschwindigkeit der Reaktionsprodukte und deren Strömungsgeschwindigkeit (Chapman-Jouguet-Bedingung). Zur Messung der D. verwendet man meist das photographische Verfahren. Der Film ist dabei auf einer Trommel angebracht, die entweder selbst rotiert oder im Innern einen doppelseitigen Stahlspiegel enthält, der sich mit hoher Geschwindigkeit dreht. Für lichtschwache Detonationen wird die Schlierenmethode benutzt.



Photographische Methode zur Messung der Detonationsgeschwindigkeit. *F* Film, *S* Spiegel

Bei Gasen ist die D. praktisch unabhängig vom Druck, sie beträgt etwa 3000 m/s. Bei festen, meist gegossenen oder gepreßten Explosivstoffen wächst die D. nahezu linear mit der Ladungsdichte. Es wurden hier Geschwindigkeiten bis 9000 m/s gemessen. Wenn der Ladungsdurchmesser mit der Länge der Reaktionszone, darunter versteht man den Abstand Stoßfront—Fläche nach abgeschlossener Reaktion, vergleichbar ist, hängt die D. auch vom Durchmesser ab.

Deuterium, *schwerer Wasserstoff,* D, $^2_1$D, $^2_1$H, Wasserstoffisotop mit der Massezahl 2. Physikalische Daten: Atomgewicht 2,01408 (bezogen auf ^{12}C), F. −254,5 °C, Kp. −249,5 °C. Die Dissoziationsenergie des Deuteriummoleküls beträgt 4,5557 eV, der Atomabstand 0,07417 nm. D. ist im gewöhnlichen Wasserstoff zu 0,016% enthalten, und zwar analog diesem als *Orthodeuterium* und *Paradeuterium.* Der Atomkern des D.s wird als → Deuteron bezeichnet. Der Masseunterschied zwischen einem D-Atom und einem ^{1}H-Atom ist mit etwa 100% der größte von allen isotopen Atomarten. Daher sind alle Isotopieeffekte für die Isotope des Wasserstoffes stärker ausgeprägt als für die Isotope aller anderen Elemente. D. und Protium unterscheiden sich recht merklich in ihren physikalischen Eigenschaften, z. B. in Schmelz- und Siedepunkt, Dichte, Dampfdruck, Verdampfungswärme und Wärmeleitfähigkeit. Im chemischen Verhalten sind sowohl D. als auch seine Verbindungen dem gewöhnlichen Wasserstoff und seinen Verbindungen qualitativ völlig gleich. Die wichtigste Verbindung des D.s ist *Deuteriumoxid* (*schweres Wasser*) D_2O. Nachgewiesen wird D. durch Massenspektroskopie oder durch Messung der Wärmeleitfähigkeit der Wasserstoff-Deuterium-Gemische. Man gewinnt D. am einfachsten über das Deuteriumoxid, das durch Natrium, glühendes Wolfram oder Eisen oder durch Elektrolyse zerlegt wird, oder großtechnisch nach dem Heiß-Kalt-Verfahren, das auf der Temperaturabhängigkeit des Isotopenaustausch-Gleichgewichts beruht.

Die große Bedeutung des D.s besteht hauptsächlich in seiner Verwendung in der Kernenergietechnik. D. ist ferner Ausgangsprodukt bei der Gewinnung von thermonuklearer Energie durch Kernfusion. In Form von schwerem Wasser ist D. die beste Bremssubstanz für Neutronen in Kernreaktoren. In der Chemie verwendet man D. häufig zur Markierung von Molekülen für die Untersuchung von Reaktionsmechanismen, in der physiologischen Chemie auch als Indikator. D. wurde 1932 von Urey durch Spektralanalyse entdeckt.

Deuteron, *Deuton,* d, gebundener Zustand von Proton und Neutron, Kern des Deuteriumatoms D (schwerer Wasserstoff), der einfachste der zusammengesetzten Atomkerne. Das D. hat eine Bindungsenergie von 2,2 MeV. Wegen dieser im Vergleich mit der Bindungsenergie je Nukleon in schweren Kernen sehr geringen Bindungsenergie wird es häufig als Inzidenzteilchen für Kernreaktionen verwendet, weil es sich dabei leicht in seine Bestandteile aufspaltet. Auf hohe Energien beschleunigt, dient es zum Studium der Kernkraft, insbesondere über seine Streuung an Protonen und Neutronen. Auf Deuterium oder Tritium geschossen, wird es zur Erzeugung von Neutronen verwendet (→ Neutronenquelle). Die Masse des D.s ist 2,01355 Kernmasseeinheiten oder $3{,}3433 \cdot 10^{-24}$ g, es hat den Spin 1 und das magnetische Moment 0,857348 $\pm$ 0,000009 μ_K (μ_K = Kernmagneton). Die elektrische Ladung des D.s ist nicht genau kugelsymmetrisch verteilt, sondern zeigt ein Quadrupolmoment von $Q_D = (2{,}738 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-27}$ cm². Protonen- und Neutronenspin sind gleichgerichtet (Triplettzustand); der Singulettzustand mit entsprechenden Spins ist nicht stabil, sondern kann lediglich virtuell auftreten. Das D. ist als einfachster Bindungszustand stark wechselwirkender Teilchen theoretisch ausgiebig untersucht worden, vor allem mit Hilfe der Dispersionsrelationen. Wegen des von Null verschiedenen Quadrupolmoments kann die zur Beschreibung der Bindung eingeführte Kernkraft zwischen Proton und Neutron keine reine Zentralkraft sein. 1964 wurde das zugehörige Antiteilchen $\bar{d}$ (mit Baryonenzahl $A = -2$) entdeckt.

Deuton, svw. Deuteron.

Deviationsmoment, svw. Zentrifugalmoment.

Deviator, ein symmetrischer → Tensor zweiter Stufe, dessen Spur verschwindet.

Dewar-Gefäß, *Weinholdsches Gefäß, Vakuummantelgefäß,* doppelwandiges, aus Glas oder Metall gefertigtes Gefäß, das eine gute Wärmedämmung sichert. Der Hohlraum zwischen den zusätzlich verspiegelten Wänden ist teilweise evakuiert (auf mindestens 10^{-5} Torr). Dadurch wird die Wärmeleitung stark herabgesetzt. Die Verspiegelung bewirkt eine Reflexion möglicher Wärmestrahlung. D.-G.e dienen zum Aufbewahren von flüssiger Luft und von Kältemischungen, zum Warmhalten von Flüssigkeiten (Thermosflasche), als Tauchgefäße, Blasenkammern, Heber und Transportgefäße für flüssige Gase. Transportgefäße für flüssige Gase werden aus Metall hergestellt. Da sich ein genügend hohes Vakuum im Zwischenraum dieser metallischen Doppelwandgefäße nicht dauernd aufrecht erhalten läßt, bringt man in

den Vakuummantel ein organisches oder anorganisches Adsorbens, das bei der Temperatur der flüssigen Luft ein sehr hohes Adsorptionsvermögen für Gase hat, wodurch während des Betriebes ein Druck $p < 10^{-4}$ Torr aufrecht erhalten wird. *Doppel-Dewar-Gefäße* werden für die Lagerung und den Transport von flüssigem Helium mit einer Siedetemperatur bei 4,2 K und flüssigem Neon (27 K) sowie flüssigem Wasserstoff (20 K) verwendet. Das D.-G. für die Aufnahme dieser sehr tief siedenden Gase ist in ein D.-G. für flüssigen Stickstoff eingebaut; dadurch wird besonders die Wärmezufuhr durch Strahlung herabgesetzt. Die Außenwand des inneren D.-G.es wird durch den flüssigen Stickstoff auf 80 K gehalten.

Dewar-Strukturen, → Grenzstruktur.

Dez, gesetzlich nicht zulässige Einheit des ebenen Winkels. 1 Dez = 10^0 = 0,17453 rad.

Dezi, d, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-1}, → Vorsätze.

Dezibel, dB, Kennwort für den zwanzigfachen dekadischen Logarithmus des Verhältnisses zweier Drücke, Spannungen u. a. zur Angabe von Übertragungs- und Dämpfungsverhältnissen, Schalldruck- und Schalleistungspegel, Dämmzahl u. ä. Bezieht sich die Angabe dieses Pegelmaßes auf elektrische Leistungen N, so ist nur der zehnfache dekadische Logarithmus des Leistungsverhältnisses, d. h. $10 \lg (N_1/N_2)$, zwecks Übereinstimmung mit den aus den Spannungen U erhältlichem Pegel zu benutzen, denn es gilt $10 \lg (N_1/N_2) = 10 \lg \left(\frac{U_1^2}{R} \Big/ \frac{U_2^2}{R} \right) = 10 \lg (U_1/U_2)^2 = 2 \cdot 10 \lg (U_1/U_2)$. Das D. wird wie eine Einheit benutzt.

Dezimeterwellen, → Frequenz.

D-Gebiet, → Ionosphäre.

Diagonalelemente einer Matrix, → Matrix, → Hauptachsentransformation.

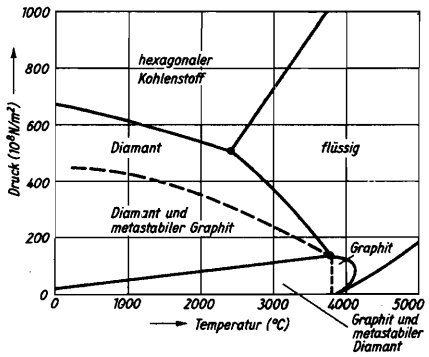
Dialyse, Verfahren zur Trennung von Molekülen verschiedener Größe, besonders der Kolloide von Kristalloiden (z. B. Proteine von niedermolekularen Begleitelektrolyten), indem die Lösung mittels einer Dialysemembran mit dem Lösungsmittel in Kontakt gebracht wird. Die Membran besteht aus einem semipermeablen hydrophilen Film aus Zellulose, Azetylzellulose, Porzellan, Ton o. ä. geeigneter Porengröße. Die *Dialysegeschwindigkeit* ist abhängig von der Oberflächengröße der Membran im Verhältnis zu der dialysierenden Flüssigkeitsmenge und dem Konzentrationsunterschied der Stoffe auf beiden Seiten der Membran. Erhöht man die Geschwindigkeit durch Temperaturerhöhung und Anlegen einer elektrischen Spannung, so spricht man von *Elektrodialyse*.

diamagnetische Resonanz, svw. Zyklotronresonanz.

diamagnetisches Atom, Atom, das erst durch Wechselwirkung mit einem äußeren Magnetfeld ein magnetisches Dipolmoment erhält. Wird ein Atom in ein nicht zu starkes Magnetfeld $\vec{H}$ gebracht, so führt es als Ganzes eine → Larmor-Präzession um die Richtung des äußeren Feldes aus. Durch diese Drehung entsteht ein Kreisstrom mit dem magnetischen Moment $\vec{m}_d = -\frac{e^2 \mu_0}{4m} \vec{H} \sum_i \overline{a_i^2}$. Hierbei bedeuten a_i den Abstand des i-ten Elektrons von der Rotationsachse, m die Elektronenmasse, e die Elementarladung und μ_0 die Induktionskonstante. Die Summation erstreckt sich über alle Elektronen der Atomhülle, während der Querstrich die Bildung des → Erwartungswertes bedeutet. → Diamagnetismus.

Diamagnetismus, Erscheinung, daß ein äußeres Magnetfeld innerhalb einer Substanz entsprechend der Lenzschen Regel eine Magnetisierung $\vec{M}$ induziert, die dem angelegten Feld $\vec{H}$ entgegengerichtet ist. Da allgemein $\vec{M} = \chi \vec{H}$ gilt, folgt, daß in diamagnetischen Stoffen die Suszeptibilität χ negativ ist. Sie ist nahezu temperaturunabhängig. D. tritt als Induktionseffekt immer auf, er wird jedoch oft vom Paramagnetismus überdeckt. D. ist daher nur dann einfach nachweisbar, wenn die Atome kein permanentes magnetisches Moment aufweisen oder wenn sie es bei der Bindung zum Kristall verloren haben. Zum D. eines Fermi-Gases → Landau-Diamagnetismus.

Diamantsynthese, Erzeugung künstlicher Diamanten aus Graphit in einem Höchstdruck-Höchsttemperatur-Prozeß. Die D. ist das markanteste und populärste Problem der Hochdruckforschung, die die Hochdrucktechnik in engem Zusammenhang mit den Bemühungen um diese Synthese entwickelte. Die Diamantdarstellung ist geradezu ein Test für die Leistungsfähigkeit einer Hochdruck-Hochtemperatur-Apparatur. Wie bereits Lavoisier im Jahr 1788 durch Verbrennen von Diamant mit Sauerstoff zu Kohlendioxid zeigen konnte, ist Diamant reiner kristalliner Kohlenstoff, dessen Atome tetraedrisch mit dem gleichen Abstand von 0,154 nm voneinander angeordnet sind. Graphit dagegen hat ein Schichtgitter. Die Dichte des Diamanten beträgt 3,5 g/cm³, die des Graphits dagegen nur 2,2 g/cm³. Die Kohlenstoffatome sind demnach im Diamantgitter viel dichter gepackt als im Graphitgitter. Bei der Verbrennung von 1 g Diamant werden 37 cal Wärme mehr frei als bei der Verbrennung der gleichen Menge Graphit. Der Graphit ist unter Normalbedingungen demnach die stabilste Form des Kohlenstoffs. Deshalb dürfte im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht unter den gleichen Bedingungen überhaupt kein Diamant existieren, er müßte sich in Graphit umwandeln. Da diese Umwandlung bei Zimmertemperatur unendlich langsam abläuft, befindet sich der Diamant in einem metastabilen („eingefrorenen") Zustand. P. W. Bridgman untersuchte im Jahre 1947 die Umwandlung von Diamanten in Graphit. Diese Umwandlung findet erst bei Temperaturen oberhalb 2000 °C mit meßbarer Geschwindigkeit statt. Bei einer Temperatur von 2700 °C und dem Druck $15 \cdot 10^8$ N/m² ergab sich noch eine völlige Graphitisierung der in der Hochdruckapparatur eingesetzten Diamantkristalle. Auch bei $20 \cdot 10^8$ N/m² konnte noch eine weitgehende Graphitisierung beobachtet werden. Erst bei einem Druck von $30 \cdot 10^8$ N/m² und einer Temperatur von 2700 °C hörte sie völlig auf. Die Stabilität der verschiedenen Phasen des Kohlenstoffs in bestimmten Temperatur- und Druckbereichen zeigt das Zustandsdiagramm (Abb.). Aus ihm ist zu erkennen, daß die



Zustandsdiagramm des Kohlenstoffs

Kohlenstoffatome des Graphits nur durch extrem hohen Druck in die dichtere Packung des Diamantgitters zu bringen sind. Bei 0 °C wären $13 \cdot 10^8$ N/m² erforderlich, die Umwandlungsgeschwindigkeit ist dabei aber verschwindend klein. Eine technisch brauchbare Umwandlungsgeschwindigkeit läßt sich bei 2000 °C und etwa $50 \cdot 10^8$ N/m² erreichen. Durch die Anwendung sehr hoher Drücke wurde noch eine weitere hexagonale Modifikation des Kohlenstoffs entdeckt, die sich aus kristallisiertem Graphit bei Temperaturen über 1000 °C und Drücken über $130 \cdot 10^8$ N/m² bildet und deren Dichte von 3,51 g/cm³ mit der des kubischen Diamanten übereinstimmt. In Meteoriten wurden Diamanten gefunden, die zu 30% aus hexagonalem Kohlenstoff bestehen. Die künstliche Herstellung von Diamanten bereitete außerordentliche Schwierigkeiten. Erst 1954, nach 50 Jahren Hochdruckforschung, gelang es etwa gleichzeitig in den USA und in Schweden, in Autoklaven mit Drücken bis über $100 \cdot 10^8$ N/m² und bei Temperaturen bis 4000 °C künstliche Diamanten herzustellen. Allgemein verwendet man zur D. Graphit bzw. energiereichere Karbide, die, wie beispielsweise HgC_2, Kohlenstoff in „statu nascendi" freisetzen. Ziel der Synthese sind gut ausgebildete, möglichst große und reine Kristalle, die wegen der technisch-experimentellen Schwierigkeiten in kurzer Zeit gebildet sein müssen. Als besonders guter Katalysator der D. hat sich metallisches Nickel erwiesen, das in Verbindung mit Kohlenstoff als $Ni_nC (n \approx 4)$ ein Eutektikum bildet und so neben der epitaktischen Fremdimpfung (Aufwachsen des Diamants auf einen Fremdkristall, → Epitaxie) durch eine schmelzflüssige Reaktionszone die Diffusion von Kohlenstoff erleichtert. Auch kompliziertere Gemische aus Nickel, Eisen und Chrom bzw. Fe_3C — Graphit-Mischungen haben zu guten Ergebnissen geführt. Nach verschiedenen Verfahren werden bereits seit 1958 synthetische Diamanten für industrielle Zwecke hergestellt. Die Weltproduktion liegt bei etwa 1000 kg im Jahr.

Über technologische Probleme der D. → Hochdruck-Hochtemperatur-Technik.

Diaphragma, 1) eine poröse Scheidewand zwischen zwei Bereichen eines Elektrolyten, die deren konvektive Vermischung hindert, ohne dem Strom einen wesentlich erhöhten Widerstand zu bieten. Als Diaphragmen dienen Pergament, Schweinsblasen, Tonzellen, Asbestpapier u. ä.

2) svw. Blende.

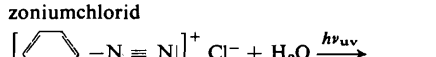
Diaphragmentrennstufe, spezielle Apparatur zur Anreicherung von Isotopen. Die Arbeitsweise einer D. beruht auf den besonderen Strömungsverhältnissen beim Ausströmen einer Gasmischung aus einem (großen) Behälter durch eine besonders geformte Düse oder enge Kapillare (Poren des Diaphragmas) in ein Gebiet niedrigen Drucks. Wichtige Parameter einer D. sind das Druckgefälle am Diaphragma, Struktur und Porendurchmesser des Diaphragmas, die Strömungsform vor und hinter dem Diaphragma und das Aufteilungsverhältnis der Ströme. Die Wirkungsweise der zur Isotopentrennung geeigneten, besonders geformten Trenndüse beruht darauf, daß bei Gasstrahlen, die mit Überschallgeschwindigkeit z. B. aus einer Lavaldüse austreten, die schweren Isotope im Inneren, die leichten in den Mantelzonen des Gasstrahles angereichert werden. Der Isotopentrenneffekt speziell bei der Trennung von Gasmischungen aus Uranhexafluoriden $^{235}UF_6$ und $^{238}UF_6$ ist vergleichsweise groß. Von G. Hertz sind zwei Verfahren entwickelt worden, die *Hertzschen Diffusionsverfahren* (1932), die zu einer weitgehenden Trennung von Isotopen geeignet sind. Das erste Verfahren benutzt die Diffusion des gasförmigen Isotopengemisches durch D.n in Form poröser Tonrohre, das zweite die Diffusion durch Quecksilberdampf, der gleichzeitig den Transport der an- und abgereicherten Fraktion übernimmt.

Diasolyse, Trennungsverfahren, das auf der Löslichkeit einer Komponente des zu trennenden Gemisches in einer die Mischung umgebenden (im Idealfall porenfreien) Membran beruht und vorwiegend zur Isolierung hydrophober von hydrophilen Substanzen angewandt wird. Das Membranmaterial besteht entweder aus Zellulosederivaten, aus Kautschuk oder aus Filmen, z. B. aus Polyvinylchlorid, Polystyrol oder Polyäthylen.

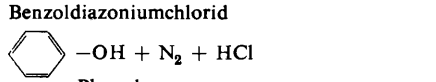
Diasporameter, → Ablenkprisma.

diatherman [aus dem Griech., ‚wärmedurchlässig'], die Eigenschaft der Körper, Wärmestrahlen oder allgemeiner elektromagnetische Wellen hindurchzulassen. D. sind alle elementaren Gase und verschiedene Stoffe in Abhängigkeit von ihrer Dicke, z. B. Glas bis zu 1,5 μm, Quarz bis zu 4 μm. Gegensatz: → adiatherman.

Diazotypie, photographisches Verfahren, bei dem die Lichtempfindlichkeit von Diazoniumverbindungen ausgenutzt wird, das also nicht auf der Grundlage von Silberhalogenid arbeitet. Diazoniumsalze haben die allgemeine Formel $[R - N \equiv N|]^+X^-$, wobei R ein aromatischer Rest, z. B. Phenylrest, und X^- ein Säurerest, z. B. Chlorid oder Sulfat, ist. Die einfachste Verbindung in dieser Reihe ist das Phenyldiazoniumchlorid

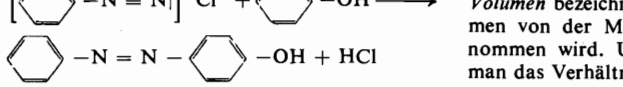


Benzoldiazoniumchlorid



Phenol

Das Diazoniumchlorid wird durch UV-Licht unter Mitwirkung von Luftfeuchtigkeit in Phenol, Stickstoff und Salzsäure gespalten. Andererseits kuppelt die Diazoverbindung leicht mit Phenolen, d. h. aromatischen Verbindungen mit ein oder mehreren Hydroxygruppen und aromatischen Aminen zu Azofarbstoffen, die sehr stabil sind. Diese Reaktionen verlaufen nur im alkalischen Bereich, deshalb „entwickelt" man in der D. auch mit Ammoniak oder aliphatischen Aminen in der Dampfphase.



orangefarbenes p-Hydroxyazobenzol

Mit Hilfe der D. stellte West bereits 1885 Farbbilder her. Größere Bedeutung erlangte das Verfahren aber erst 1923, als Köge fand, daß man Diazoverbindung und Kupplungskomponente zusammen auf eine Unterlage bringen kann (*Ozalidverfahren*). Durch Variation der Diazo- und Kupplungskomponente können je nach Anwendungszweck verschiedenste Farbtöne sowie Positiv- und Negativ-Kopien erzeugt werden. In den letzten Jahren hat dieses Verfahren in der Mikroverfilmung eine große Bedeutung erlangt, sowohl für Aufnahme- als auch für Wiedergabematerialien (*Diazomikrofilm, Diazorückvergrößerungspapier*).

Dichroismus, → Pleochroismus.

Dichte, 1) im weiteren Sinne der Quotient bzw. Differentialquotient aus einer physikalischen oder auch mathematischen Größe und einer Längeneinheit (*Liniendichte*), Flächeneinheit (*Flächendichte*) oder Raumeinheit (*Raumdichte*). Je nachdem, welche Größen zueinander ins Verhältnis gesetzt werden, spricht man beispielsweise in der Elektrodynamik von der *Flächenladungsdichte*, d. i. die elektrische Ladung q je Einheit der Fläche A; sie ist allgemein der Differentialquotient $\sigma = \mathrm{d}q/\mathrm{d}A$; von der *Raumladungsdichte* $\varrho = \mathrm{d}q/\mathrm{d}V$, die als Quotient von Ladungselement $\mathrm{d}q$ im Volumenelement $\mathrm{d}V$ (von der Größe der Einzelladung) definiert wird; von der elektrischen *Stromdichte*, d. i. der Vektor $\vec{J}$ mit der Richtung des Ladungsflusses und dem Betrag $|\vec{J}| = \mathrm{d}I/\mathrm{d}A_\perp$, der der Quotient aus infinitesimaler Stromstärke $\mathrm{d}I$ und senkrecht zum Stromfluß durchsetzter Querschnittsfläche $\mathrm{d}A_\perp$ ist.

Analoge D.n und Stromdichten können für zahlreiche weitere Größen definiert werden, beispielsweise für Energie, Impuls, elektrisches oder magnetisches Dipolmoment. In den letzten beiden Fällen nennt man die D.en Polarisation und Magnetisierung. Über die eingangs gegebene Erklärung hinaus wird der Begriff D. oft auch benutzt, wenn eine Größe nicht auf geometrisch erklärte Längen, Flächen oder Volumina bezogen wird. Zum Beispiel versteht man unter der *Spektraldichte* bei Spektren die Intensität je Wellenlängenintervall $\mathrm{d}\lambda$ oder unter *Zustandsdichte* die Zahl der stationären Quantenzustände je Energieintervall $\mathrm{d}E$.

2) im engeren (ursprünglichen) Sinne die mit D, d, ϱ oder μ bezeichnete *Raumdichte der Masse* physikalischer Körper, d. h. die Masse eines Stoffes je Volumeneinheit. Bei homogenen Körpern gilt: $d = m/V$, wobei m die Masse und V das Volumen des betrachteten Körpers ist. Als Dimension gilt hierbei g cm^{-3} oder kg m^{-3}. Wenn man von kleinen örtlichen Unterschieden der Fallbeschleunigung g absieht, hat die in g cm^{-3} angegebene D. die gleiche Maßzahl wie die in p cm^{-3} ausgedrückte *Wichte*. Da die D. und die Wichte γ durch die Beziehung $\gamma = gd$ zusammenhängen, ist im gleichen Maßsystem die Wichte stets um den Faktor g größer als die D. Der Kehrwert der D. $1/d$ wird als *spezifisches Volumen* bezeichnet. Er gibt an, welches Volumen von der Masseeinheit des Stoffes eingenommen wird. Unter der *Dichtezahl* versteht man das Verhältnis der Masse des Körpers zur Masse einer volumengleichen Wassermenge bei 4 °C. Das Symbol D_4^{20} gibt die Dichtezahl für eine Körpertemperatur von 20 °C und eine Wassertemperatur von 4 °C an.

Die D. fester Körper bestimmt man direkt aus Masse und Volumen; läßt sich letzteres nicht berechnen, so wird es durch Eintauchen in eine geeignete Flüssigkeit bekannter D. ermittelt, indem man entweder das Steigen des Flüssigkeitsspiegels in einem Meßzylinder beobachtet oder die aus einem randvollen Gefäß (Überlaufgefäß) abfließende Menge bestimmt. Bei der Wägung ist der vom Luftdruck abhängige Auftrieb in Luft zu berücksichtigen. Eine weitere Möglichkeit bietet das *Auftriebsverfahren*, bei dem sich die D. aus der Gewichtsabnahme beim Eintauchen in eine spezifisch leichtere Flüssigkeit ergibt (hydrostatische Waage). Beim Schwebeverfahren erhält man sogar unmittelbar die D. des Körpers, da sie der der Flüssigkeit gleich ist, wenn der Körper schwebt, deren D. aber durch Mischen zweier Flüssigkeiten bekannter D. gegeben ist.

Die D. von Flüssigkeiten wird am genauesten durch Wägen der Probesubstanz im → Pyknometer bestimmt. Da der Auftrieb in einer Flüssigkeit ihrer D. ϱ_F und dem verdrängten Volumen V proportional ist, kann ϱ_F an einem Aräometer (→ Senkwaage) bei geeigneter Kalibrierung seiner Skale direkt abgelesen werden. Der Meßbereich reicht von 0,025 bis 0,20 kg/dm^3 bei einer Fehlergrenze von 10^{-4} kg/dm^3, falls die Viskosität $\eta \leqq 10^2$ cP ist.

Die D. von Gasen wird meist auf Normalbedingungen, d. h. auf die Temperatur von 0 °C und den Druck von 760 Torr bezogen. Als Vergleichsgas wird oft Luft benutzt. Gasdichten können in Glasballons ermittelt werden, indem man diese evakuiert und zunächst mit Wasser gefüllt und dann mit dem zu messenden Gas gefüllt wiegt. Bei der Umrechnung auf Normalbedingungen müssen Druck, Temperatur und Wasserdampfgehalt berücksichtigt werden. Dem Auftriebsverfahren entspricht bei Gasen die Bestimmung der D. mit der → Gaswaage. Gasdichtemessungen dienen häufig zur Molekulargewichtsbestimmung, da die D.n proportional den Molekulargewichten sind.

Da in den Massenschwächungskoeffizienten für → ionisierende Strahlung die D. eingeht, kann aus der Messung der Schwächung einer das Meßgut durchsetzenden Röntgen-, γ- und unter Umständen auch von β-Strahlung bei be-

Dichtegrade

Festkörper	Dichte bei 20 °C in g cm^{-3}	Flüssigkeit	Dichte bei 20 °C in g cm^{-3}	Gas	Litergewicht bei 0 °C in 760 Torr g l^{-1}
Aluminium	2,7	Äthanol (100%ig)	0,7894	Chlor	3,22
Blei	11,34	Äther	0,7135	Helium	0,1785
Diamant	3,5	Benzol	0,8789	Kohlendioxid	1,9768
Eisen	7,86	Kohlenstofftetrachlorid	1,5939	Luft	1,2928
Glas	2,2···6	Quecksilber	13,546	Sauerstoff	1,429
Gold	19,3	Wasser	0,9982	Stickstoff	1,2505
Kork	0,2			Wasserstoff	0,0899
Kupfer	8,92			Wasserdampf (gesättigt 100 °C)	0,5977
Messing	≈ 8,3				
Nickel	8,85				
Osmium	22,48				
Platin	21,4				
Schwefel (rhombisch)	2,06				
Silizium	2,35				
Silber	10,50				
Stahl	≈ 7,85				
Uran	18,7				
Zink	7,12				

(weitere Werte s. Landolt u. Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961)).

kannten Massenschwächungskoeffizienten auf die D. des durchstrahlten Stoffes geschlossen werden, solange die Absorption der Dichte proportional ist.

Wenn die D. durchsichtiger Stoffe von der Brechzahl und von der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts abhängt, läßt sie sich interferometrisch bestimmen.

Dichtebestimmung für Strömungsuntersuchungen. Die Dichte in ebener gasdynamischer Strömung kann man mit Hilfe von Interferometern ermitteln, wobei vorwiegend das Mach-Zehnder-Interferometer benutzt wird. Man unterscheidet zwei Verfahren:

1) Wenn alle vier Spiegel genau parallel stehen und die optischen Wege beider Lichtstrahlen gleich lang sind, müßte bei fehlender Strömung theoretisch die Nullinterferenz vorliegen und das gesamte Gesichtsfeld eine gleichmäßig getönte Fläche sein. In der Praxis ist jedoch immer eine Restfigur mit großem Streifenabstand vorhanden. Nach dem Ingangsetzen der Strömung werden Streifen sichtbar, die Linien gleicher Dichte darstellen. In isentroper Strömung sind es gleichzeitig Linien konstanter Geschwindigkeit, konstanten Druckes und konstanter Temperatur.

2) Im Ruhezustand ist ein Nullgitter vorhanden. Aus der Ablenkung der Streifen infolge von Dichteunterschieden in der Strömung können die Linien konstanter Dichte ermittelt werden. Man bestimmt die Ablenkung entweder durch Übereinanderkopieren der Bilder von Nullgitter und Versuchsaufnahme oder durch punktweises Ausmessen.

Als Maß für die → photographische Schwärzung bzw. Anfärbung einer photographischen Schicht dient die *photographische D.*

Dichtegrade, Einteilungen von Aräometerskalen auf Grund willkürlicher Festlegungen und für unterschiedliche Bezugstemperaturen. Die D. sind meist nach ihren Erfindern benannt. Mit einer gewissen Unsicherheit lassen sie sich in die gesetzliche Dichteeinheit Kilogramm je Kubikdezimeter (kg/dm^3) umrechnen. In den nachstehend angegebenen Umrechnungsgleichungen ist n die Gradangabe in der betreffenden Skala. Das Zeichen $\pm$ bedeutet, daß die Gleichung für leichte Flüssigkeiten (+) und für schwere Flüssigkeiten (−) gilt.

Name	Symbol	Umrechnungsgleichung	Bezugstemperatur
Baumé-Grad	°Bé	$\varrho = \frac{144{,}3}{144{,}3 \pm n}$	15 °C
Balling-Grad		$\varrho = \frac{200}{200 \pm n}$	17,5 °C
Brix-Grad, Fischer-Grad		$\varrho = \frac{400}{400 \pm n}$	12,5 Grad Réaumur ≙ 15,556 °C
Twaddle-Grad*)		$\varrho = \frac{200 + n}{200}$	60 °F ≙ 15,556 °C

*) nur für schwere Flüssigkeiten

Dichtematrix, *Dichteoperator, statistischer Operator,* quantenmechanischer Operator, der in der Quantenstatistik breit angewandt wird. Läßt sich ein quantenmechanisches System vollständig durch die Angabe einer Zustandsfunktion $\psi(x, t)$ charakterisieren — x repräsentiert dabei sämtliche Ortskoordinaten des Systems —, so wird es im Sinne der Quantenstatistik als eine *reine Gesamtheit* bezeichnet. Zur Beschreibung einer solchen reinen Gesamtheit kann anstelle der Zustandsfunktion die D. $\hat{\varrho}$ eingeführt werden. Dazu wird die Zustandsfunktion in eine Reihe nach Funktionen $u_n(x)$ eines vollständigen orthonormierten Funktionensystems entwickelt: $\psi(x, t) = \sum c_n(t)\, u_n(x)$. Hierbei sind c_n Koeffizienten der Reihenentwicklung. Die Auswahl eines der möglichen Orthonormalsysteme liefert eine spezielle quantenmechanische Darstellung, in der die Elemente der D. ϱ_{nm} für eine reine Gesamtheit durch die Gleichung $\varrho_{nm} = c_m^* c_n$ definiert sind. Die D. ist also stets hermitesch. Aus der Normierung der Wellenfunktion folgt, daß für die D. die Gleichung $\mathrm{Sp}\hat{\varrho} = 1$ gilt, wobei die Spur Sp die Summe der Matrixelemente der Hauptdiagonale ist. Der quantenmechanische Erwartungswert $\langle F \rangle$ einer beliebigen Größe F, die durch einen Operator $\hat{F}$ in

Matrixform dargestellt wird, ergibt sich aus $\langle F\rangle = \mathrm{Sp}(\hat{\varrho}\hat{F}) = \mathrm{Sp}(\hat{F}\hat{\varrho})$.

Im allgemeinen ist in der Quantenstatistik die Sachlage wesentlich komplizierter. Analog zu der Tatsache, daß man bereits in der klassischen Statistik für die meisten Größen des betrachteten Systems, z. B. die Gesamtenergie, keine Werte angeben kann und quantitative Wahrscheinlichkeitsaussagen nur mittels der Einführung einer Gesamtheit von Systemen, z. B. einer Gibbsschen kanonischen Gesamtheit (→ Gibbs-Statistik), machen kann, lassen sich in der Quantenstatistik im allgemeinen nur Wahrscheinlichkeiten angeben, das System in einem bestimmten Quantenzustand zu finden. Das System kann also nicht durch eine Zustandsfunktion beschrieben werden. Ein derartiges quantenstatistisches System wird durch eine *gemischte Gesamtheit* (*statistisches Gemisch*), beschrieben, d. h., daß zusätzlich zu dem statistischen Charakter der Quantenmechanik selbst noch eine – im Prinzip klassische – Statistik der quantenmechanischen Zustände selbst hinzukommt. Um also den Mittelwert $\langle F\rangle$ einer physikalischen Größe zu berechnen, hat man zunächst die quantenmechanischen Mittelwerte $\langle F\rangle_n$ für einzelne Wellenfunktionen ψ_n und danach einen weiteren Mittelwert $\sum_n w_n\langle F\rangle_n$ zu bilden. Mit der D., deren Elemente in gewissem Sinne Mittelwerte über die einzelnen Quantenzustände sind, können beide Mittelungsprozesse zusammengefaßt werden. Den statistischen Mittelwert $\langle F\rangle$ erhält man unabhängig von der gewählten Darstellung wieder aus der Formel $\langle F\rangle = \mathrm{Sp}(\hat{\varrho}\hat{F})$. Es gilt wieder die Normierungsbedingung $\mathrm{Sp}\hat{\varrho} = 1$.

Die D. spielt also hinsichtlich der Berechnung von Mittelwerten in der Quantenstatistik eine ähnliche Rolle wie die Verteilungsfunktion in der klassischen Statistik. Sie ist die wichtigste quantenmechanische Verallgemeinerung des Begriffes Verteilungsfunktion und deshalb auch in der Quantenstatistik besonders wichtig. Die D. ist sowohl für die Beschreibung einzelner Zustände als auch gemischter Gesamtheiten gleichermaßen anwendbar. Für reine Zustände gilt $\hat{\varrho}^2 = \hat{\varrho}$. In der Darstellung, in der die D. diagonal ist, stellen die Diagonalelemente gerade die Wahrscheinlichkeiten dar, das System in einem bestimmten quantenmechanischen Zustand zu finden. Bei der Berechnung der D., vor allem bei irreversiblen Prozessen, geht man von der quantenmechanischen → Liouville-Gleichung aus. Im Gleichgewichtszustand ergibt sich für eine kanonische Gesamtheit (→ Gibbs-Statistik) für die D. $\hat{\varrho} = (1/Z)\exp(-\hat{H}/kT)$. Dabei ist $\hat{H}$ der Hamilton-Operator, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und $Z = \mathrm{Sp}\exp(-\hat{H}/kT) = \sum_i \exp(-E_i/kT)$ (E_i = i-tes Energieniveau) die Zustandssumme des betrachteten Systems. Wegen der Invarianz der Spur gegenüber unitären Transformationen kann die Zustandssumme in einer beliebigen quantenmechanischen Darstellung ausgewertet werden, d. h., die Berechnung der Energieeigenwerte E_i ist nicht Voraussetzung für die Berechnung der Zustandssumme, aus der sich alle thermodynamischen Zustandsgrößen berechnen lassen.

Dichteoperator, svw. Dichtematrix.

Dichteschwankungen, im weiteren Sinne Schwankungen der Dichte makroskopischer physikalischer Größen von Gasen, Flüssigkeiten u. ä., im engeren Sinne Schwankungen der Teilchen- oder Massedichte. Durch die Wärmebewegung der mikroskopischen Teilchen ändert sich die Teilchenzahl in einem herausgegriffenen Teilgebiet des Mediums und damit die Konzentration der Teilchen (*Konzentrationsschwankung*) und die Dichten der makroskopischen physikalischen Größen, die sich durch Summation der Beiträge von den mikroskopischen Teilchen ergeben (→ Schwankungserscheinungen).

Dickenmessung, → Länge.

Dickschichttechnik, eine Technik zur Herstellung elektronischer Schaltungen auf einem Substrat, auf das die Bauelemente mit Schichtdicken von etwa 10^{-2} mm aufgedruckt oder nach anderen Verfahren (→ gedruckte Schaltung) aufgebracht werden. Dabei werden neben Leiterbahnen auch passive Bauelemente mit erzeugt; z. B. lassen sich Dickschichtwiderstände aus Palladium-Silber-Legierungen mittels Siebdruckverfahren aufbringen und anschließend brennen. Die D. ist eine Vorstufe der → Dünnschichttechnik.

Dielektrikum, *Isolator*, *Nichtleiter*, ein Material mit der Eigenschaft, elektrisch nichtleitend zu sein und bei einer Anordnung zwischen den Belegungen eines Kondensators dessen Kapazität gegenüber dem Vakuumwert zu erhöhen. Eine Abgrenzung gegen die Halbleiter ist problematisch, da eine scharfe Grenze nicht exakt definiert ist. Ein ideales D. hat keine freien Ladungsträger. Auf Grund theoretischer Überlegungen ist das für Halbleiter durchgängig anwendbare Bändermodell auf das ideale D. nicht mehr übertragbar. Die *Beweglichkeit der Ladungsträger* ist in einem D. außerordentlich klein. Konkurrenzmechanismen für den Ladungstransport sind der *Hoppingmechanismus* und der *Tunnelungsprozeß*. Auch *Ionenleitung* wird beobachtet. Kennzeichen eines D.s ist ein extrem hoher energetischer Abstand der verbotenen Zone > 3 eV zwischen den Valenzelektronenniveaus und den Niveaus, von denen aus Elektronenleitung erfolgen kann. Man kann als Grenze des spezifischen Widerstandes $\varrho \geqq 10^{14}\,\Omega$m angeben. An dielektrischen Materialien werden Erscheinungen der *dielektrischen Polarisation* beobachtet. Das D. selbst kann aus polaren oder unpolaren Bausteinen aufgebaut sein. Der dielektrische Zustand ist in allen Aggregatzuständen anzutreffen. Er ist sowohl in kristallinen als auch in amorphen Stoffen realisiert. Zur Charakterisierung eines D.s werden die → *Dielektrizitätskonstante* und der → *Verlustwinkel* benutzt.

Man teilt die Dielektrika zweckmäßig in *anorganische* und *organische Dielektrika* ein. Da sie neben einer extrem kleinen elektrischen Leitfähigkeit auch eine niedrige thermische Leitfähigkeit aufweisen, liegen ihre Anwendungsgebiete hauptsächlich auf dem Gebiet der elektrischen und thermischen Isolierung. Anorganische Dielektrika sind: einige Elemente, z. B. Schwefel, Phosphor, Bor, Diamant; die meisten Gase (auch im verflüssigten und festen Zustand);

ferner Metalloxide, wie Siliziumoxid, Siliziumdioxid, Aluminiumoxid, Tantaloxid; Gläser, Keramiken, Glimmer, Asbest. Ebenfalls zu den anorganischen Dielektrika gehören die → Ferroelektrika, die → Antiferroelektrika und die Ferrielektrika (→ Ferrielektrizität). Organische Dielektrika sind praktisch alle organischen Verbindungen außer solchen mit einem ausgeprägten System konjugierter Doppelbindungen, einigen Molekülkomplexen und pyrolysierten graphitähnlichen Produkten. Bekannte Vertreter sind Polymere, wie Polystyrol, Polyäthylen, Polyester, Polyvinylchlorid, Polytetrafluoräthylen; Bernstein, Harze, Paraffine, Öle und viele organische Flüssigkeiten.

Eine andere Einteilung der Dielektrika geht vom möglichen Polarisationszustand aus:

1) *Nichtpolare Dielektrika* sind Materialien, bei denen Änderungen der Dielektrizitätskonstanten bei Frequenzen im sichtbaren Bereich auftreten (→ Elektronenpolarisation). Zu dieser Gruppe gehören alle festen, flüssigen oder gasförmigen Dielektrika mit einem einzigen Typ von Atomen. 2) *Polare Dielektrika* mit Änderungen der Dielektrizitätskonstanten im infraroten Bereich haben Atomgruppen, bei denen durch ein elektrisches Feld elastische Verschiebungen auftreten. Wichtig ist, daß das Netto-Dipolmoment eines Bausteins (Moleküls) = 0 ist. Beispiele sind Kohlendioxid, Paraffin, Benzol, Kohlenstofftetrachlorid, Öle, Ionengitter-Festkörper, wie Natriumchlorid und andere Alkalihalogenide oder Titan(IV-)oxid. 3) *Dielektrika mit Dipolen*, bei denen Orientierungspolarisation (→ Polarisation) beobachtet wird. Zu dieser Gruppe gehören alle Materialien, die aus Dipolmolekülen bestehen. Bei tiefen Temperaturen friert die Fähigkeit der Dipole ein, sich in einem Feld auszurichten. Deshalb verhalten sich dipolare Dielektrika bei tiefen Temperaturen wie Materialien der Gruppe 2). Dielektrika mit permanentem Dipolmoment heißen → Elektrete.

In der Technik werden Dielektrika mit extrem hoher Durchschlagfestigkeit, Kriechstromfestigkeit, hoher mechanischer Festigkeit und guter chemischer Stabilität benötigt.

Bezeichnung	spez. Widerstand (Meßtemperatur) $\Omega \cdot$ cm
Paraffin	$10^{16}\cdots10^{18}$
Polystyrol	$> 10^{18}$
Hartgummi	$10^{15}\cdots10^{18}$
Polyvinylchlorid	10^{15}
Polytetrafluoräthylen	·
Hartpapier	$10^{12}\cdots10^{14}$
Quarzglas	10^{14} (20 °C)
Glimmer	$10^{15}\cdots10^{17}$
Eis	·
Nitrobenzol (fest)	·
Wasser	$2 \cdot 10^{7}$ (20 °C)
Nitrobenzol	·
Benzol	·
Wasserdampf	·
Luft	·

dielektrische Erwärmung, *kapazitive Erwärmung, Kondensatorfelderwärmung*, das Erhitzen metallischer oder nichtmetallischer, elektrisch schlecht leitender Stoffe im Kondensatorfeld. Das Behandlungsgut bildet zusammen mit zwei Plattenelektroden das verlustbehaftete Dielektrikum eines Kondensators, der mit Hochfrequenz gespeist wird. Durch die → dielektrischen Verluste wird das Behandlungsgut erwärmt. Da diese Verluste praktisch an jeder Stelle des Materials gleich groß sind, wird eine gleichmäßig verteilte Temperaturerhöhung erzielt. Die Speisung übernehmen Röhrengeneratoren mit 0,5···50 kW und 10···40 MHz. Die dielektrische Erwärmung wird zum Herstellen und Verschweißen thermoplastischer Teile, zum Vorwärmen von härtbaren Kunstharzpreßmassen, zur Hochfrequenzbehandlung von Nahrungsmitteln (Kochen, Braten, Sterilisieren, Entkeimen), zum Trocknen und Verleimen von Holz und zum Trocknen von Textilien angewendet. In der Medizin dient die dielektrische Erwärmung zum Erwärmen des Körperinnern. → Mikrowellenerwärmung.

dielektrische Festigkeit, → Durchschlag.

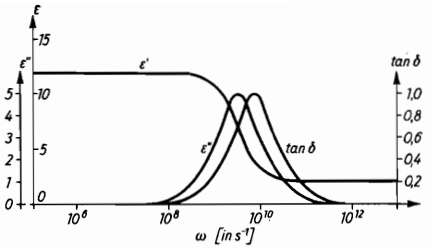
dielektrische Relaxation, → Polarisation.

dielektrischer Hohlleiter, → Oberflächenwellen.

dielektrischer Rückstand, *elektrisches Residuum*, das Auftreten von Ladungsanhäufungen im Dielektrikum eines Kondensators. Ein mit einem Dielektrikum endlicher Leitfähigkeit gefüllter Kondensator sollte sich exponentiell mit der Zeitkonstante $\tau = RC$ entladen; dabei ist C die Kapazität und R der Widerstand infolge der endlichen Leitfähigkeit des Dielektrikums. Tatsächlich wird eine größere Zeitkonstante beobachtet. Ein Isolator ist nie völlig homogen, sondern besitzt eine örtlich verschiedene Leitfähigkeit. Infolgedessen bilden sich bei Anlegen eines Feldes allmählich örtliche Ladungsanhäufungen im Dielektrikum aus, die bei der Entladung des Kondensators auch nur allmählich verschwinden und so eine größere Zeitkonstante verursachen.

dielektrischer Tensor, → Anisotropie 3).

dielektrische Verluste, die Ursache für die → dielektrische (kapazitive) Erwärmung eines Dielektrikums in einem elektrischen Wechselfeld. Als Maß für die Größe der d.n V. dient entweder der Verlustfaktor $\tan\delta$ (→ Verlustwinkel) oder eine komplexe Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$. Es gilt die Beziehung $\tan\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$. Das Auftreten der d.n V. ergibt sich aus dem Wesen der dielektrischen Polarisation (→ Polarisation 3), der Orientierungs- und der Verschiebungspolarisation. Bei der Orientierungspolarisation gleichen sich die molekularen Dipole nicht augenblicklich der sich ändernden Feldstärke an, sondern mit einer gewissen Relaxationszeit τ (→ Polarisation 3). Sobald die angelegte Kreisfrequenz ω in die Größenordnung von τ^{-1} kommt, können die elektrischen Dipole nicht mehr schnell genug dem Feld folgen. Dies bedingt ein Absinken der Dielektrizitätskonstanten und eine verstärkte Absorption von Energie aus dem Feld (Abb.), die bei noch höherer Frequenz wieder absinkt, während der Realteil der Dielektrizitätskonstanten den niedrigen Wert beibehält. Die *Debyesche Dipoltheorie* für Flüssigkeiten zur Berechnung der Relaxationszeit geht davon aus, daß sich das kugelförmige Dipolmolekül in einer Lösung der Viskosität η drehen kann. Die Viskosität bremst jedoch die Bewegung der Moleküle, wodurch eine Erwärmung entsteht. Unter Berücksichtigung der Störung der Orientierung durch die Wärmebewegung folgt für die Relaxationszeit



Frequenzabhängigkeit von ε' und $\tan\delta$ für $\varepsilon_\infty = 2$, $\varepsilon_0 = 12$ und $\tau = 10^{-10}$ s

$\tau = 4\pi\eta r^3/(kT)$; dabei ist r der Molekülradius, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. → Debye-Gleichungen.

In Festkörpern unterscheidet man zusätzlich zur Orientierungspolarisation noch die Verschiebungspolarisation leichter Gitterbausteine, die Elektronenpolarisation und die Verschiebungspolarisation schwerer Gitterbausteine, die Ionenpolarisation. Die Gitterbausteine können mit steigender Wechselfeldfrequenz immer weniger dem elektrischen Feld folgen. Insbesondere im optischen Bereich, in dem die Eigenschwingungen der Gitterbausteine liegen, treten dann eine starke Dispersion und große d. V. auf.

dielektrische Verschiebung, → Verschiebung.

Dielektrizitätskonstante, *Influenzkonstante, Verschiebungskonstante,* DK, 1) *absolute D., D. des Vakuums, elektrische Feldkonstante,* ε_0, der Proportionalitätsfaktor zwischen der elektrischen Verschiebung $\vec{D}$ und der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ im Vakuum: $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E}$. Betrachtet man einen Plattenkondensator mit einer Plattenfläche F und einem Plattenabstand d, dann entsteht durch Anlegen einer äußeren Spannung U eine Feldstärke $E = U/d$. Der Kondensator trage eine Ladung Q_0. Damit ist seine Kapazität $C_0 = Q_0/U$. Für diesen einfachen Fall ist die Verschiebung $D_0 = Q_0/F$. Damit ergibt sich $\varepsilon_0 = D_0/E = \dfrac{Q_0/F}{U/d} = \dfrac{C_0 d}{F}$. Exakte Messungen ergeben den Zahlenwert $\varepsilon_0 = 8{,}85416 \cdot 10^{-12}$ As/Vm $\approx (9 \cdot 4\pi)^{-1} \cdot 10^{-9}$ As/Vm.

2) *relative D.,* ε_r, das dimensionslose Verhältnis der absoluten D.n des isotropen Dielektrikums zu der des Vakuums. Bleibt ein Plattenkondensator mit einer konstanten Spannungsquelle verbunden und bringt man zwischen die Kondensatorplatten ein → Dielektrikum, so fließt weitere Ladung auf die Platten, bis insgesamt eine Ladung Q gespeichert ist. Die Kapazität des Kondensators hat sich erhöht. Es gilt $Q/Q_0 = D/D_0 = \varepsilon_r$. Ist $\varepsilon_r > 1$, wird der Anteil $Q(1 - 1/\varepsilon_r)$ benötigt, um eine der Polarisation des Dielektrikums äquivalente Ladung zu neutralisieren.

In anisotropen Stoffen ist ε_r ein *dielektrischer Tensor.*

Relative D.n einiger Stoffe

Stoff	ε_r
Äthylalkohol	26
Benzol	2,3
Bernstein	2,6
Calit	6,5
Glas	5 ···16
Glimmer	4,8··· 9,3
Hartgummi	2,5··· 3,5
Luft	1,000592
Papier	1,2··· 3,0
Paraffin	2,0··· 2,3
Pertinax	3,5··· 5,5
Polyäthylen	2,2
Polystyrol	2,5··· 2,7
Polytetrafluoräthylen	2,2
Polyvinylchlorid	3,5··· 4,0
Porzellan	5 ··· 6,5
Quarz	3,8··· 4,7
Silikonöl	2,2··· 2,8
Transformatorenöl	2,2··· 2,5
Wasser	80,8

3) *Komplexe D.* Wird eine Wechselspannung $U = U_0 \cdot e^{j\omega t}$ an einem Kondensator mit der Kapazität C_0 angelegt, dann fließt durch ein ideales Dielektrikum ohne Verluste ein Strom $I = j\omega\varepsilon C_0 U$. Dabei ist ω die Kreisfrequenz der anliegenden Wechselspannung und $j = \sqrt{-1}$. Bei einem idealen Dielektrikum treten keine Verluste auf. Es wird kein Stromanteil beobachtet, der mit der Spannung in Phase ist. In Wirklichkeit ist das Dielektrikum kein Material mit dem spezifischen Widerstand $\varrho = \infty$, sondern es findet ein Leistungsumsatz im Dielektrikum statt. Man ersetzt für den realen Fall ε durch die komplexe D. $\varepsilon' - j\varepsilon''$. Der Strom durch einen Kondensator ist dann $I = \omega\varepsilon'' C_0 U + j\omega\varepsilon' C_0 U$, d. h., es gibt eine reelle Komponente, die mit der anliegenden Wechselspannung in Phase ist.

Konventionell beschreibt man die Verlustleistung durch den Verlustwinkel δ, das ist der Winkel in der komplexen Ebene zwischen Gesamtstrom I und der rein kapazitiven Komponente I_c des idealen Dielektrikums:

$$|I| = (|I_v|^2 + |I_c|^2)^{1/2}$$

$$\tan\delta = |I_v| / |I_c| = \varepsilon''/\varepsilon'.$$

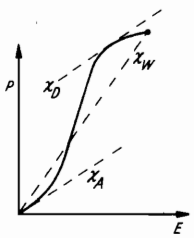
I_v ist die Verluststromkomponente infolge des ohmschen Widerstandes.

Die dielektrische spezifische Leitfähigkeit ist $\sigma_d = \omega\varepsilon_0\varepsilon''$. Sie umfaßt alle vorhandenen Verlustmechanismen.

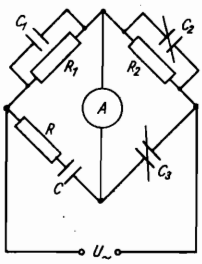
4) *D. von Ferroelektrika.* Die D. der Ferroelektrika folgt im Gegensatz zu der eines Dielektrikums, die mit fallender Temperatur abnimmt, dem Curie-Weiß-Gesetz. Der Wert der D. eines Ferroelektrikums geht durch ein ziemlich scharfes Maximum, wenn man vom nichtpolaren Material ausgeht und die Temperatur langsam absenkt. Die Curie-Konstante C_{Curie} im Curie-Weiß-Gesetz für Ferroelektrika $\varepsilon_r = \dfrac{C_{\text{Curie}}}{T - T_0}$ beträgt für Seignettesalz 100 grd und für Perowskite 10^4 grd. Die aus der Temperaturabhängigkeit der D.n entnehmbare Curie-Temperatur T_0 stimmt mit der durch Strukturuntersuchungen feststellbaren Umwandlungstemperatur vom nichtpolaren zum ferroelektrischen Zustand bis auf 10 K überein.

Sowohl in einachsigen als auch in mehrachsigen Ferroelektrika hat die relative D. Tensorcharakter. Um diesen Effekt auffinden zu können, muß man allerdings Messungen an Eindomänenkristallen vornehmen, da sonst die Anisotropie durch Überlagerung verschiedener Domänenrichtungen herausgemittelt wird. Die Angabe einer relativen D.n für die polare oder

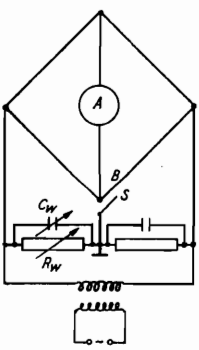
Dielektrizitätskonstante



1 Zur Definition der elektrischen Suszeptibilität bei einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen Polarisation P und elektrischer Feldstärke E. χ_A Anfangssuszeptibilität, χ_D differentielle Suszeptibilität, χ_W wahre Suszeptibilität



2 Schering-Meßbrücke. C Meßobjekt, C_2 und C_3 geeichte Kondensatoren, R_1 und R_2 geeichte Widerstände, C_1 Streukapazität, A empfindliches Meßgerät, $U_\sim$ Wechselspannungsquelle veränderlicher Frequenz. Der dielektrische Verlust ist durch R dargestellt



3 Wagner-Erde. Die Schering-Meßbrücke ist nur schematisch dargestellt. C_W regelbarer Kondensator, R_W regelbarer Widerstand, A Anzeigegerät, S Schalter

ferroelektrische Phase unterhalb der Curie-Temperatur hat nur Sinn, wenn diese mit sehr kleinen Feldstärken gemessen wird. Wendet man große Feldstärken an, so wird die Domänenstruktur bei der Messung verändert. Man unterscheidet bei Ferroelektrika nicht streng zwischen Suszeptibilität χ und D. ε_r, da $\varepsilon_r = 1 + \chi$ gilt, so daß bei den vorliegenden sehr großen Werten von ε_r (bis 10^5) die 1 vernachlässigt werden kann. Bei einem nichtlinearen Verlauf der Abhängigkeit der Polarisation von der elektrischen Feldstärke werden die Anfangssuszeptibilität, die wahre und die differentielle Suszeptibilität unterschieden. Für Vergleichszwecke wertvoll ist nur die Anfangssuszeptibilität (Abb. 1). Da Eindomänenkristalle eine nahezu rechteckige Hystereseschleife aufweisen, ist im Gebiet der steilen Flanke der Wert für ε_r sehr groß.

Dielektrische Messungen werden an ferroelektrischen Einkristallen und Keramiken mit fest eingebrannten Silberelektroden vorgenommen.

Relative Dielektrizitätskonstanten ε_r von Ferroelektrika und Temperaturkoeffizienten TK einiger Kristalle vom Perowskit- und Pyrochlortyp (nach H. J. Martin)

Chemische Formel	Strukturtyp	ε_r	TK · 10^6 (grd^{-1})
$CaTiO_3$	Perowskit	150···180	−1500
$CaSnO_3$	Perowskit	14··· 17	110
$SrSnO_3$	Perowskit	15	·
$BaSnO_3$	Perowskit	17··· 20	·
$CaZrO_3$	Perowskit	25	50
$SrZrO_3$	Perowskit	30	100
$BaZrO_3$	Perowskit	40··· 43	−160···300
$SrCeO_3$	Perowskit	27	40
$BaCeO_3$	Perowskit	28	180
$Cd_2Ta_2O_7$	Pyrochlor	113	−960
$Pb_2Ta_2O_7$	Pyrochlor	114	−340

Die *Langevin-Funktion des Dielektrikums* $L(x)$ beschreibt die Temperaturabhängigkeit der statischen D.n. Debye wandte die von Langevin entwickelte Methode für permanente magnetische Dipole auf permanente dielektrische Pole an. Zur Vereinfachung wurde ein Gas niedriger Dichte betrachtet, dessen Dipol-Dipol-Wechselwirkung klein ist gegen die Energie eines einzelnen Dipols kT. Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Wird ein elektrisches Feld $\vec{E}$ an das polare Dielektrikum angelegt, so versuchen alle Dipole, sich parallel zur Feldrichtung zu stellen. Die potentielle Energie W_p eines Dipols mit dem Dipolmoment $\vec{p}$ und einem Winkel θ zwischen Feldrichtung und Dipol beträgt $W_p = -pE \cdot \cos\theta$. Mit Hilfe der Boltzmann-Statistik läßt sich die Verteilung der Dipole $n(\theta)\,d\theta$ berechnen. Sie ist $n(\theta) = A \exp\left(\frac{pE\cos\theta}{kT}\right) 2\pi \sin\theta$. Dabei ist A eine Konstante. Diese Verteilung gestattet es, den Mittelwert des Dipolmoments eines Einzeldipols $\bar{p}$ zu berechnen:

$$\bar{p} = \frac{\int_0^\pi n(\theta)\,d\theta \cdot p\cos\theta}{\int_0^\pi n(\theta)\,d\theta}$$

Das Ergebnis dieser Integration läßt sich in der Form $\bar{p} = p\,L(pE/kT)$, $L(x) \equiv \coth x - \frac{1}{x}$, darstellen.

Die Langevin-Funktion des Dielektrikums bestimmt die Polarisation eines Gases durch ein elektrisches Feld. Im allgemeinen ist $x \ll 1$. Das führt zu der Vereinfachung $\bar{p} = \frac{p^2}{3kT} E$. Die Orientierungspolarisation ist umgekehrt proportional zur absoluten Temperatur. Da die Atompolarisation temperaturunabhängig ist, können im Überlagerungsfall beide Anteile durch Darstellung der Temperaturabhängigkeit getrennt werden.

Bei der *Messung der D.n* wird die Wahl einer geeigneten Meßmethode durch das Probenmaterial, das Frequenzgebiet und die Höhe der Verluste bedingt. Die D. bei der Frequenz 0 gewinnt man durch Messen der *Zeitabhängigkeit* der Spannung an einem Plattenkondensator mit und ohne Dielektrikum. Zur Zeit $t = 0$ wird der auf die Spannung $U = U_0$ aufgeladene Kondensator mit einem Ohmschen Widerstand R jeweils kurzgeschlossen und zur Zeit $t = t_1$ die Spannung U_1 gemessen. Dann gilt ohne Dielektrikum $\ln(U_0/U_1) = \frac{t_0}{C_0 R_0}$ (1) und mit Dielektrikum $\ln(U_0/U_2) = \frac{t_1}{C_1 R_1}$ (2), $R_0 = R$, $R_1 = \frac{RR_V}{R + R_V}$. Dabei ist R_V der Verlustwiderstand. Mit (1) findet man C_0. Aus (2) ergibt sich mit einer weiteren Entladung bei Parallelschaltung eines verlustfreien Kondensators C_2 zu C_1, wobei die Zeit $t = t_2$ gemessen wird, in der U_0 wieder auf U_2 abgesunken ist,

$$\frac{t_1}{C_1 R_1} = \frac{t_2}{C_1 + C_2 R_1}, \quad C_1 = \frac{C_2}{t_2/t_1 - 1}$$

und $\varepsilon' = C_1/C_0$. Diese Methode ist bis 100 Hz anwendbar.

Von 10^2 bis 10^7 Hz werden *Wechselstrommeßbrücken* eingesetzt, z. B. die *Schering-Brücke* (Abb. 2). Die Messung erfolgt so, daß mit einer Einstellung an C_2 bzw. C_3 der Stromfluß durch das Meßgerät auf Null gebracht wird. Dann gilt ohne Dielektrikum $C = C_0$, $R = 0$, $C_0 = C_3$. Mit Dielektrikum findet man $C = C_3$, $R = R_1 C_2/C_3$, $\tan\delta = \omega C_2 R_2$. Der Kondensator C_2 kann deshalb direkt in $\tan\delta$ geeicht werden. Die komplexe D. wird

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = (C_3/C_0) \cdot (1 - j\tan\delta).$$

Gewöhnlich untersucht man die Abhängigkeit der D.n von der Kreisfrequenz der Wechselspannung $\varepsilon(\omega)$ (→ Cole-Cole-Diagramm, → Debye-Gleichungen). Meist kann die Streukapazität C_1, die durch kapazitive Anteile von den Zuleitungen herrührt, nicht vernachlässigt werden. Man schließt deshalb an C_1 einen Kondensator mit etwa 100 pF an.

Da Streukapazitäten vor allem zwischen stromführenden Leitungen der Brücke und Erde ausgebildet werden, wird zu ihrer Eliminierung die Schering-Meßbrücke durch die *Wagner-Erde* ergänzt (Abb. 3). Über die einstellbare Kapazität C_W und den einstellbaren Widerstand R_W wird die über einen Übertrager eingespeiste Wechselspannung so symmetriert, daß am Punkt B während des Nullabgleiches Erdpotential anliegt. Das wird durch mehrmaliges Öffnen und Schließen des Schalters S erreicht, der dann

beim Meßvorgang offen bleibt. Eine derartige Meßbrücke ist bis 10 MHz einsetzbar.

Wegen des wachsenden Einflusses der Streukapazität bei hohen Frequenzen werden oberhalb 10 MHz *Resonanzkreise* verwendet. Die Information über die Meßgrößen entnimmt man einem Resonanzsignal, dessen Höhe ein Maß für ε' und dessen Breite ein Maß für $\tan\delta$ ist. Für Materialien mit hohen Verlusten werden *Doppelresonanzmethoden* verwendet. Im Frequenzgebiet > 100 MHz arbeitet man mit Methoden der *Hohlraumresonatortechnik*.

Frequenzabhängigkeit der D.n. Prinzipiell können sowohl ε' als auch ε'' mit der Frequenz ω des elektromagnetischen Wechselfeldes variieren. Man unterscheidet die beiden Grenzfälle des Relaxationsspektrums und des Resonanzspektrums $\varepsilon(\omega)$. Bei einem *Relaxationsspektrum* wird experimentell ein konstantes Gebiet für ε' beobachtet, dem im Relaxationsgebiet ein langsamer Abfall von ε' auf einen niedrigen Wert folgt. Im selben Frequenzbereich findet man ein breites Maximum für $\tan\delta$ bzw. ε'' (Abb. 4). Ein *Resonanzspektrum* zeigt einen scharfen Abfall von ε' und eine scharfe Bande für ε''. Meist liegen Relaxationserscheinungen im Mikrowellengebiet vor. Resonanzen werden im Infrarotgebiet und im Ultraviolettgebiet beobachtet.

Die Wirkungsweise eines Kondensators mit Dielektrikum in elektrischen Netzwerken wird durch Äquivalenzkreise modellmäßig erfaßt. Der einfachste Äquivalenzkreis zur Nachbildung des Relaxationsverhaltens eines Dielektrikums ist eine Parallelschaltung zwischen einer Kapazität C_p und einer Reihenschaltung aus einem Widerstand R_R und einer Kapazität C_R (Abb. 5).

Über die Berechnung des Scheinleitwertes ergibt sich

$$\varepsilon' = \frac{C_p}{C_0} + \frac{C_R}{C_0}\,\frac{1}{1+\omega^2\tau_R^2}$$

$$\varepsilon'' = \frac{C_R}{C_0}\cdot\frac{\omega\tau_R}{1+\omega^2\tau_R^2}$$

$$\varepsilon_S = \frac{C_p + C_R}{C_0}\,\varepsilon_\infty = \frac{C_p}{C_0}\,\omega_{max} = \frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{C_R R_R}$$

$$\varepsilon''_{max} = \frac{C_R}{2C_0} \text{ bei } \omega_{max}$$

Dabei ist C_0 die Kapazität des betrachteten Kondensators ohne Dielektrikum, und $\tau = C_R R_R$. Mit diesem einfachen Modellkreis ist keine gute Näherung an den experimentellen Befund möglich. Es sind weit kompliziertere Netze erforderlich, die aber immer nur aus R- und C-Gliedern aufgebaut werden. R_R muß durch einen komplexen frequenzabhängigen Ausdruck ersetzt werden. Gute Näherungen mit frequenzunabhängigen Kapazitäten und Widerständen gewinnt man nur für enge Frequenzintervalle. Ein typisches Resonanzspektrum hat das auf Abb. 6 skizzierte Aussehen. Eine derartige Abhängigkeit läßt sich mittels Netzwerken aus Kapazitäten C, Widerständen R und Induktivitäten L modellmäßig nachbilden. Der einfachste Fall ist eine Reihenschaltung von L, R und C. Man findet:

$$\varepsilon' = \frac{\dfrac{\omega_0 L}{\omega C_0 R^2}\left(\dfrac{\omega_0}{\omega} - \dfrac{\omega}{\omega_0}\right)}{1 + \dfrac{\omega_0^2 L^2}{R^2}\left(\dfrac{\omega}{\omega_0} - \dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^2}$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{\omega C_0 R\left[1 + \dfrac{\omega_0^2 L^2}{R^2}\left(\dfrac{\omega}{\omega_0} - \dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^2\right]}$$

$$\varepsilon''_{max} = \varepsilon''(\omega_0) = 1/\omega_0 C_0 R$$

Eine Unterscheidung zwischen Relaxations- und Resonanzverhalten ist durch den Verlauf von ε' möglich. Bei Resonanz tritt im Verlauf von ε' eine zweifache Änderung des Vorzeichens von $d\varepsilon'/d\omega$ auf.

5) *optische D.*, ε_∞, der langwellige Grenzwert ($\lambda \to \infty$) des Beitrages der elektronischen Polarisierbarkeit zur D. Näherungsweise ist $\varepsilon_\infty = n^2$; dabei bedeutet n den Brechungsindex in dem Bereich geringer Dispersion zwischen der Grundgitterabsorption und der Gitterabsorption, der in der Regel im infraroten Spektralbereich liegt. Die optische D. ε_∞ unterscheidet sich von der statischen Dielektrizitätskonstante ε_s um den Beitrag der Gitterpolarisation (→ Dispersionstheorie).

6) *D. des Plasmas*, → Plasmaschwingungen.

Lit. Flügge: Handb. der Physik, Bd XVII Dielektrika (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (München 1969).

Dielektrizitätsmodul, A, der reziproke Wert der Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$, also $A = 1/\varepsilon$. Der D. wird für Beziehungen zwischen elektrischer Feldstärke $\vec{E}$ und Verschiebung $\vec{D}$, wie sie zur Beschreibung von spontanen Polarisationserscheinungen benötigt werden, verwendet.

Dieselmotor, → Verbrennungsmotor.

Diesselhorst-Kompensator, → Kompensator.

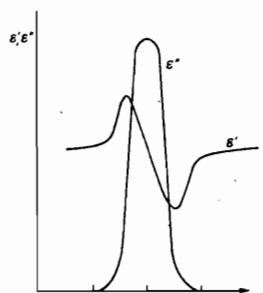
Dieterici-Gleichungen, empirische thermische Zustandsgleichungen für reale Gase. Die 1. D.-Gleichung lautet $p(V-b) = RT e^{-\frac{a}{RTVV}}$ und die 2. D.-Gleichung $\left(p + \dfrac{a}{V^{5/3}}\right)(V-b) = RT$. Hierbei sind p der Druck, V das Volumen, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, a, b und γ konstante Parameter.

Differential, → Differentialrechnung.

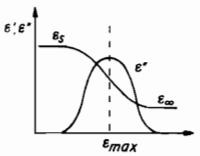
Differentialflaschenzug, → Flaschenzug.

Differentialgleichung, eine Gleichung der Form

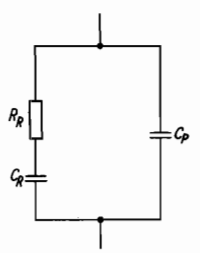
$$F\left[x_l, \ldots, \frac{\partial^3 u}{\partial x_i\,\partial x_k\,\partial x_l}, \frac{\partial^2 u}{\partial x_i\,\partial x_k}, \frac{\partial u}{\partial x_l}, u\right] = 0$$



6 Resonanzspektrum der komplexen Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, ω_0 Resonanzfrequenz



4 Relaxationserscheinung in der Abhängigkeit $\varepsilon(\omega)$. ε' Realteil der komplexen Dielektrizitätskonstante, ε'' Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätskonstante, ε_s stationärer Wert von ε', ε_∞ Wert von ε' bei $\omega = \infty$, ε''_{max} Wert von ε'' bei maximalen Verlusten



5 Äquivalenzkreis zur Nachbildung der dielektrischen Relaxation

für die Funktion $u(x_i)$ der N Veränderlichen $x_1, \ldots, x_N$. Hängt die Funktion u nur von der einen Veränderlichen x ab, so spricht man von einer *gewöhnlichen D.*, im anderen Fall von einer *partiellen D.* Treten in F nur Ableitungen höchstens n-ter Ordnung auf, so nennt man die Zahl n die *Ordnung der D.* In einer *linearen D.* ist die Funktion F linear in u und in ihren Ableitungen, in einer *homogenen D.* ist F eine homogene Funktion, in einer *inhomogenen D.* ist F nicht homogen. Die Lösung einer D. ist im allgemeinen nicht eindeutig bestimmt, sie kann willkürliche Konstanten oder auch Funktionen enthalten; z. B. ist die Lösung der D. $\frac{\partial u}{\partial x} = f(x)$ gegeben durch $u(x) = \int f(x)\,\mathrm{d}x + G$ mit beliebigem Wert von G. Die Anzahl der willkürlichen Konstanten und Funktionen hängt dabei vom speziellen Typ der D. ab. Eine Lösung, die die maximale Anzahl willkürlicher Funktionen und Konstanten enthält, bezeichnet man als *allgemeine Lösung* der D. Eine Lösung, in der die willkürlichen Funktionen bzw. Konstanten durch feste Funktionen bzw. Werte ersetzt sind, nennt man *partikuläre Lösung*; im letzten Beispiel ist

$$u(x) = \int f(x)\,\mathrm{d}x + G$$

die allgemeine, $u(x) = \int f(x)\,\mathrm{d}x + 5$ eine partikuläre Lösung. Für lineare D.en ist die allgemeine Lösung der inhomogenen Gleichung gegeben durch die allgemeine Lösung der homogenen Gleichung plus eine partikuläre Lösung der inhomogenen D.

Gewöhnliche D. Falls die höchste Ableitung der gesuchten Funktion n-ter Ordnung ist, erfordert die Lösung einer gewöhnlichen D. n Integrationen. Deshalb enthält die allgemeine Lösung n willkürliche Konstanten, die durch n Zusatzforderungen, die *Anfangsbedingungen*, bestimmt werden können, z. B. durch die Forderung, daß die gesuchte Funktion und ihre ersten $n-1$ Ableitungen an einem festen Punkt feste Werte annehmen. Im folgenden wird eine Reihe von häufig auftretenden Typen gewöhnlicher D.en untersucht.

1) Die *gewöhnliche D. erster Ordnung* hat die Gestalt $f(x, y)\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + g(x, y) = 0$. Lassen sich in ihr die *Variablen trennen*, so hat sie die Form $f(y)\,\mathrm{d}y + g(x)\,\mathrm{d}x = 0$ und kann unmittelbar integriert werden. Die entstehende Beziehung zwischen y und x enthält einen freien Parameter, mit dessen Hilfe etwa die Anfangsbedingung $y(x_1) = c$ erfüllt werden kann.

Eine *lineare gewöhnliche D. erster Ordnung* hat die Form

$$\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + f(x)\cdot y = g(x).$$

Sie läßt sich immer integrieren:

$$y = \mathrm{e}^{-F}\left[\int \mathrm{e}^{F} g(x)\,\mathrm{d}x + c\right] \text{ mit } F(x) = \int^{x} f(\xi)\,\mathrm{d}\xi.$$

Die gewöhnliche D. $\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + f(x)\,y = \varrho(x)\cdot y^n$ läßt sich mit Hilfe der Substitution $y = u^{1/(1-u)}$ in die lineare gewöhnliche D.

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} + (1-u)\,f(x)\,u = (1-u)\,\varrho(x)$$ überführen. Sie wird als *Bernoullische Differentialgleichung* bezeichnet.

Eine gewöhnliche D. erster Ordnung heißt *homogen*, wenn A und B in der Schreibweise $A\,\mathrm{d}x + B\,\mathrm{d}y = 0$ homogene Funktionen gleichen Grades sind. Durch die Substitution $y = v\cdot x$ geht die Gleichung in

$$\frac{\mathrm{d}v}{f(v) - v} = \frac{\mathrm{d}x}{x} \text{ mit } f(v) = -\frac{A(x=1, y=v)}{B(x=1, y=v)}$$

über, in der die Variablen getrennt sind. Gleichungen erster Ordnung, in denen die Ableitung der gesuchten Funktionen nichtlinear eingeht, können außer der allgemeinen Lösung noch *singuläre Lösungen* haben, die sich nicht durch eine spezielle Wahl der Konstanten aus der allgemeinen Lösung ergeben; z. B. hat die D. $y = x\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\right)^2$ die allgemeine Lösung $y = cx + c^2$, außerdem aber noch die Lösung $y = -x^2/4$, die sich nicht aus der allgemeinen Lösung ergibt. Es läßt sich zeigen, daß die graphische Darstellung der singulären Lösung die Enveloppe der die allgemeine Lösung bildenden Geradenschar ist. Falls die durch die allgemeine Lösung gegebene Kurvenschar eine Enveloppe hat, gilt allgemein, daß diese auch singuläre Lösung der D. ist.

2) Die *homogene lineare gewöhnliche D. mit konstanten Koeffizienten* hat die Gestalt

$$\frac{\mathrm{d}^n y}{\mathrm{d}x^n} + a_1\frac{\mathrm{d}^{n-1}y}{\mathrm{d}x^{n-1}} + \cdots + a_n\,y = 0.$$

Falls ihre *charakteristische Gleichung* $r^n + a_1 r^{n-1} + \cdots + a_n = 0$ n voneinander verschiedene Wurzeln r_i, $i = 1, \ldots, n$, hat, ist $y = \sum_{i=1}^{n} C_i \mathrm{e}^{r_i x}$ die allgemeine Lösung der gegebenen D. Ist etwa r_1 eine k-fache Wurzel der charakteristischen Gleichung, so lautet die allgemeine Lösung $y = [C_1 + C_2 x + C_3 x^2 + \cdots + C_k x^{k-1}]\,\mathrm{e}^{r_1 x} + C_2'\,\mathrm{e}^{r_2 x} + C_3'\,\mathrm{e}^{r_3 x} + \cdots$

3) Die Lösung der *inhomogenen linearen gewöhnlichen D. mit konstanten Koeffizienten* ergibt sich aus der allgemeinen Lösung der homogenen D. durch Addition einer partikulären Lösung der inhomogenen D. Eine partikuläre Lösung der D. $\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x} + a_1\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + a_2 y = f(x)$ ist z. B.

$$y = \frac{1}{r_1 - r_2}\left[\mathrm{e}^{r_1 x}\int \mathrm{e}^{-r_1 x} f(x)\,\mathrm{d}x - \mathrm{e}^{r_2 x}\int \mathrm{e}^{-r_2 x} f(x)\,\mathrm{d}x\right].$$

Hierbei sind r_1 und r_2 die Lösungen der charakteristischen Gleichung der homogenen D. $\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} + a_1\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + a_2 y = 0$. D.en dieses Typs treten bei fast allen Schwingungsproblemen in der Physik auf.

4) Die *lineare gewöhnliche D. zweiter Ordnung* hat die Gestalt $\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} + p(x)\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + q(x)\,y = 0$. Es erweist sich als vorteilhaft, diese Gleichung in der komplexen Ebene zu diskutieren, d. h., die D. $\frac{\mathrm{d}^2w}{\mathrm{d}z^2} + p(z)\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}z} + q(z) = 0$ zu untersuchen, in der $w(z)$, $p(z)$ und $q(z)$ komplexwertige Funktionen der komplexen Variablen z sind. Wenn $p(z)$ in der ganzen komplexen Ebene

regulär ist oder als Singularität höchstens Pole erster Ordnung (→ Funktionentheorie) hat und auch $q(z)$ regulär ist oder höchstens Pole zweiter Ordnung hat, sagt man, daß die D. vom *Fuchsschen Typ* sei. Alle Werte $z = z_0$, in denen $p(z)$ oder $q(z)$ nicht regulär sind, nennt man *singuläre Punkte* der *D.*, Punkte, in denen $p(z)$ einen Pol höchstens erster Ordnung oder $q(z)$ einen Pol höchstens zweiter Ordnung hat, nennt man *außerwesentlich singuläre Punkte* der D. Viele in der mathematischen Physik wichtigen D.en sind vom Fuchsschen Typ, z. B. die Besselsche D., die Hermitesche D., die Laguerresche D. u. a. Die Lösung einer D. vom Fuchsschen Typ kann durch Entwicklung

$$p(z) = \frac{1}{z - z_0} \sum_{k=0}^{\infty} a_k (z - z_0)^k,$$

$$q(z) = \frac{1}{(z - z_0)^2} \sum_{k=0}^{\infty} b_k (z - z_0)^k$$

der Funktionen $p(z)$ und $q(z)$ in eine Reihe z. B. um einen singulären Punkt durch einen Lösungsansatz in der Form $w = (z - z_0)^{\varrho} \sum_{k=0}^{\infty} c_k (z - z_0)^k$ und durch Koeffizientenvergleich gewonnen werden. Für ϱ und die c_k ergeben sich Bestimmungsgleichungen; die Gleichung für ϱ hat im allgemeinen zwei Lösungen, so daß man zwei partikuläre Lösungen erhält, deren Linearkombination die allgemeine Lösung der D. darstellt. Hat die Gleichung für ϱ nur eine Lösung, erhält man die zweite partikuläre Lösung aus

$$w_2 = C \cdot w_1 \int e^{-\int p(z)\,dz} \cdot \frac{dz}{w_1^2}.$$

Hat die Gleichung für ϱ zwar zwei Lösungen, unterscheiden diese sich aber lediglich um eine ganze Zahl, so erhält man durch Koeffizientenvergleich auch nur eine partikuläre Lösung, die zweite kann auf demselben Weg wie im Fall einer Lösung für ϱ aus der ersten partikulären Lösung konstruiert werden. Man kann zeigen, daß die allgemeine Lösung der Differentialgleichung überall dort existiert und regulär ist, wo die Funktionen $p(z)$ und $q(z)$ regulär sind. Im allgemeinen Fall einer linearen gewöhnlichen D. vom Nichtfuchsschen Typ kann die Lösung aus dem Ansatz

$$w_1 = (z - z_0)^{\varrho_1} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_k' (z - z_0)^k,$$

$$w_2 = (z - z_0)^{\varrho_2} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} C_k'' (z - z_0)^k$$

gewonnen werden.

Partielle D. In der Physik treten am häufigsten *lineare partielle D.en zweiter Ordnung* der Gestalt $\sum_{ik=1}^{n} a_{ik}(x_1, \ldots, x_N) \frac{\partial^2 u}{\partial x_i\, \partial x_k} + \cdots = 0$ auf, in denen die Koeffizienten a_{ik} gegebene Funktionen der Veränderlichen $x_1, \ldots, x_N$ sind; z. B. die Laplacesche D. (→ Potentialtheorie), die Wellengleichung und die Wärmeleitungsgleichung. Die nicht aufgeschriebenen Glieder enthalten keine Ableitungen zweiter Ordnung der gesuchten Funktion u. Sie können von u und ihren ersten Ableitungen auch in nichtlinearer Weise abhängen. Die Lösungen dieser Gleichungen haben grundlegend verschiedenen Charakter, der einer Klassifikation dieser Gleichungen gemäß dem folgenden Schema entspricht. Die mit der Matrix a_{ik} und den Hilfsgrößen $\xi_1, \ldots, \xi_N$ gebildete quadratische Form $\sum_{i,k=1}^{N} a_{ik}(x_1, \ldots, x_N) \cdot \xi_i \xi_k$ kann mit Hilfe einer Hauptachsentransformation $\xi_k = c_{k_1}\eta_1 + \cdots + C_{kN}\eta_N$ mit geeigneten Koeffizienten C_{kj} stets als eine Summe

$$\sum_{i,k=1}^{N} a_{ik}(x_1, \ldots, x_N)\, \xi_i \xi_k = \sum_{j=1}^{N} \lambda_j(x_1, \ldots, x_N)\, \eta_j^2$$

von Gliedern dargestellt werden, die in den η_j quadratisch sind. Haben dabei alle λ_j ein und dasselbe Vorzeichen, so nennt man die partielle D. im Punkt $x_1, \ldots, x_N$ *elliptisch*. Ist dies für alle Werte von $x_1, \ldots, x_N$ der Fall, so nennt man die partielle D. *elliptisch*. Haben alle Koeffizienten λ_j ein und dasselbe Vorzeichen mit Ausnahme eines einzigen, der das entgegengesetzte Vorzeichen hat, so nennt man die D. *hyperbolisch*. Ist wenigstens einer der Koeffizienten λ_j Null, so nennt man die partielle D. *parabolisch*. Die partiellen D.en der betrachteten Typen lassen eine große Mannigfaltigkeit von Lösungen zu. Es erhebt sich dabei die Frage, welche Zusatzbedingungen gestellt werden können, damit sich eine eindeutige Lösung ergibt. Es zeigt sich, daß die Lösung im allgemeinen eindeutig ist, wenn man als Zusatzbedingung die *Cauchysche Anfangsbedingung* wählt, die darin besteht, daß man die Werte der Funktionen und ihrer Normalableitung auf einer durch $\omega(x_1, \ldots, x_N) = 0$ bestimmten Hyperfläche vorgibt:

$$u\Big|_{\omega=0} = \varphi(x_1, \ldots, x_N), \quad \frac{\partial u}{\partial n}\Big|_{\omega=0} = \psi(x_1, \ldots, x_N).$$

Der Name Anfangsbedingung kommt daher, daß bei den meisten physikalischen Anwendungen diese Hyperfläche durch den Anfangszeitpunkt $t = t_0$ gegeben ist, also im allgemeinen durch alle räumlichen Koordinaten des Problems aufgespannt wird. Die Lösung der partiellen D. ist dann eindeutig durch diese Anfangsbedingungen bestimmt, außer in dem Fall, daß

$$\sum_{i,k=1}^{N} a_{ik} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_k} = 0$$

gilt. Die letzte Gleichung bestimmt eine Fläche, die als *Charakteristik* der partiellen D. bezeichnet wird. Neben der Vorgabe einer Anfangsbedingung spielt in den meisten physikalischen Aufgaben das *Randwertproblem* eine ausschlaggebende Rolle. Da in den meisten Anwendungen der Wertevorrat der Veränderlichen beschränkt ist — man denke etwa an eine endliche schwingende Saite —, muß neben den Anfangsbedingungen, die sich im allgemeinen auf die Veränderliche Zeit beziehen, noch das Verhalten der Funktion u am Rand des Wertevorrats der anderen Veränderlichen vorgegeben werden. Diese Randbedingungen ergeben sich aus der speziellen physikalischen Situation; z. B. ist im *Dirichletschen Problem* der Wert der Funktion u am Rand vorgegeben; im *Neumannschen Problem* ist der Wert der Normalableitung von u am Rand vorgegeben, und im *gemischten Randwertproblem* ist $u + \alpha\, \partial u/\partial n$ am Rand vorgegeben.

Differentialgleichungssystem

Die Form der Lösung einer partiellen D. wird wesentlich durch die Randbedingung bestimmt. → Potentialtheorie, → Wellengleichung, → Wärmeleitungsgleichung, → Differentialgleichungssystem.

Lit. E. Kamke: Differentialgleichungen, Lösungsmethoden und Lösungen, Bd I, Gewöhnliche Differentialgleichungen (4. Aufl. Leipzig 1951); W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tle II, III, 2 und IV (dtsch Berlin 1961); A. Sommerfeld: Partielle D.en der Physik (Leipzig 1956).

Differentialgleichungssystem, System von *gewöhnlichen Differentialgleichungen* der Gestalt

$$0 = f_i\left[x, y_i(x), \frac{\mathrm{d}y_i(x)}{\mathrm{d}x}, \ldots, \frac{\mathrm{d}^n y_i(x)}{\mathrm{d}x^n}\right]$$

mit $i = 1, \ldots, n$. Dabei sind die $y_i(x)$ gesuchte Funktionen der Veränderlichen x. Hängen die gesuchten Funktionen y_i von mehreren unabhängigen Variablen ab, so spricht man von einem *System partieller Differentialgleichungen.* Ein D. ist einer Differentialgleichung höherer Ordnung äquivalent, z. B. kann die Differentialgleichung $y''' = f(x, y, y', y'')$ durch die Substitutionen $y = y_1, y' = y_2, y'' = y_3$ in das System von drei Differentialgleichungen erster Ordnung

$$\frac{\mathrm{d}y_1}{\mathrm{d}x} = y_2, \frac{\mathrm{d}y_2}{\mathrm{d}x} = y_3, \frac{\mathrm{d}y_3}{\mathrm{d}x} = f(x, y_1, y_2, y_3)$$

umgewandelt werden und umgekehrt.

Differentialmeßbrücke, → Meßbrücke.

Differentialphotowiderstand, eine → Photowiderstandszelle mit mehreren Elementen.

Differentialprinzipe der Mechanik, → Prinzipe der Mechanik.

Differentialquotient, → Differentialrechnung.

Differentialrechnung, eine Grunddisziplin der höheren Analysis, deren Operationen auf dem Grenzprozeß zur Bildung des *Differentialquotienten* von Funktionen, auch *Ableitung* genannt, beruhen (für komplexwertige Funktionen → Funktionentheorie). 1) Ist die Funktion $f(x)$ einer reellen Veränderlichen x im Punkt x_0 und in einer Umgebung von x_0 erklärt, so ist der *Differenzenquotient* $\dfrac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}$ eine Funktion von Δx. Existiert der Grenzwert $\lim\limits_{\Delta x \to 0} \dfrac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x}$, so heißt die Funktion $f(x)$ an der Stelle x_0 differenzierbar und der Grenzwert ihr Differentialquotient an der Stelle x_0; er wird für den gesamten (stetigen) Funktionsverlauf mit $f'(x)$, $\dfrac{\mathrm{d}f(x)}{\mathrm{d}x}$ oder $Df(x)$ bezeichnet. Sind x und y kartesische Koordinaten, so bedeutet $f'(x_0)$ geometrisch den *Anstieg der Tangente* an die Kurve $y = f(x)$ im Punkte x_0 (→ Funktionalableitung).

Wenn für einen Punkt x_0 der Differentialquotient nicht existiert, aber der linksseitige bzw. rechtsseitige Grenzwert des Differenzenquotienten erklärt ist, so werden diese Grenzwerte als *linksseitige* bzw. *rechtsseitige Ableitungen* bezeichnet; geometrisch bedeutet dies, daß die Kurve $y = f(x)$ an dieser Stelle zumindest einen Knick hat.

Da der Differentialquotient selbst eine Funktion $f'(x)$ definiert, kann — unter geeigneten Voraussetzungen — diese Grenzwertbildung wiederholt werden. Man kommt dann zur zweiten bzw. zur *n-ten Ableitung*, die mit $f''(x)$, $\dfrac{\mathrm{d}^2 f(x)}{\mathrm{d}x^2}$, $\mathrm{D}^2 f(x)$ und $f^{(n)}(x)$, $\dfrac{\mathrm{d}^n f(x)}{\mathrm{d}x^n}$, $\mathrm{D}^n f(x)$ bezeichnet werden.

Regeln. Sind die Funktionen f und g differenzierbar, so ist $(f + g)' = f' + g'$ (*Summenregel*) und $(fg)' = f'g + g'f$ (*Produktregel*). Wenn $g(x)$ an der Stelle x_0 von Null verschieden ist, so gilt dort $(f/g)' = (f'g - g'f)/g^2$.

Für zusammengesetzte Funktionen gilt die *Kettenregel*: Mit $y = f(t)$ und $t = g(x)$ ist $\dfrac{\mathrm{d}y(x)}{\mathrm{d}x} = \dfrac{\mathrm{d}f(t)}{\mathrm{d}t} \cdot \dfrac{\mathrm{d}g(x)}{\mathrm{d}x}$.

Für die Ableitung der Umkehrfunktion $x = \varphi(y)$ der Funktion $y = f(x)$ gilt $\varphi' = 1/f'$. Nach dem *Mittelwertsatz der D.* existiert für eine Funktion $f(x)$, die im abgeschlossenen Intervall $[x_1, x_2]$ stetig und in seinem Inneren differenzierbar ist, mindestens ein Punkt $x_m \in [x_1, x_2]$, für den gilt $\dfrac{f(x_2) - f(x_1)}{x_2 - x_1} = f'(x_m)$.

2) Die *partielle Ableitung* der Funktion $y = f(x_1, \ldots, x_k, \ldots, x_n)$ von n reellen Veränderlichen nach der Variablen x_k wird durch die Gleichung

$$\frac{\partial y}{\partial x_k} = \lim_{\Delta x_k \to 0} \frac{f(x_1, \ldots, x_k + \Delta x_k, \ldots, x_n) - f(x_1, \ldots, x_k, \ldots, x_n)}{\Delta x_k}$$

definiert, falls dieser Grenzwert existiert. Für den Grenzübergang werden die von x_k verschiedenen Veränderlichen als fest angesehen. Von der Funktion y können im allgemeinen n partielle Ableitungen erster Ordnung gebildet werden. Zur Bezeichnung kann auch die Variable, nach der differenziert wurde, als Index verwendet werden, z. B. gelten von $z = f(x, y)$ die Bezeichnungen $\dfrac{\partial z}{\partial x} = f_x$ und $\dfrac{\partial z}{\partial y} = f_y$. Durch wiederholte partielle Differentiation erhält man höhere partielle Ableitungen, aus $\dfrac{\partial f}{\partial x_k}$ z. B. $\dfrac{\partial^2 f}{\partial x_k^2}$ oder $\dfrac{\partial^2 f}{\partial x_k \, \partial y_l}$. Man spricht von *gemischter partieller Ableitung*, wenn die partielle Ableitung nach verschiedenen Variablen vorgenommen wird, z. B. $\dfrac{\partial^2 f}{\partial x \, \partial y}$.

3) *Totales Differential.* Ist eine differenzierbare Funktion $f(x, \ldots, x_n)$ vorgegeben und sind die x_k differenzierbare Funktionen des Parameters t, dann heißt $\dfrac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t} = \sum\limits_{k=1}^{n} \dfrac{\partial f}{\partial x_k} \dfrac{\mathrm{d}x_k}{\mathrm{d}t}$ die *totale Ableitung* der Funktion f nach t und der Ausdruck $\mathrm{d}f = \sum\limits_{k=1}^{n} \dfrac{\partial f}{\partial x_k} \mathrm{d}x_k$ das totale, häufig auch *vollständige* Differential. In der Physik ist folgendes Kriterium wichtig: $\mathrm{d}\Phi = \sum\limits_i K_i \, \mathrm{d}x_i$ ist dann und nur dann ein totales Differential, wenn für alle i und k gilt $\dfrac{\partial K_i}{\partial x_k} = \dfrac{\partial K_k}{\partial x_i}$.

Aus dem Satz vom totalen Differential ergibt sich schließlich noch die Ableitung einer durch

$f(x, y(x)) = 0$ implizit definierten Funktion $y = \varphi(x)$ zu $\frac{dy}{dx} = -\frac{\partial f/\partial x}{\partial f/\partial y}$; dabei wird vorausgesetzt $\partial f/\partial y \neq 0$.

Tabelle häufig gebrauchter Differentialquotienten

$f(x)$	$f'(x)$
$u(x) + v(x)$	$u'(x) + v'(x)$
$u(x) \cdot v(x)$	$u'(x) \cdot v(x) + u(x) \cdot v'(x)$
$\frac{u(x)}{v(x)}$	$\frac{u'(x) \cdot v(x) - u(x) \cdot v'(x)}{(v(x))^2}$
x^n	nx^{n-1}
$\sin x$	$\cos x$
$\cos x$	$-\sin x$
$\log_a x$	$\frac{1}{x \ln a}$
$\ln x$	$\frac{1}{x}$
$\tan x$	$1 + \tan^2 x = \frac{1}{\cos^2 x}$
$\cot x$	$-(1 + \cot^2 x) = -\frac{1}{\sin^2 x}$
e^x	e^x
a^x	$a^x \ln a$
$\arcsin x$	$\frac{1}{\sqrt{1 - x^2}}$
$\arctan x$	$\frac{1}{1 + x^2}$
$\sinh x$	$\cosh x$
$\cosh x$	$\sinh x$
$\tanh x$	$1 - \tanh^2 x = \frac{1}{\cosh^2 x}$
$\coth x$	$1 - \coth^2 x = -\frac{1}{\sinh^2 x}$

Differentiation von Integralen, für die meisten Fälle genügt die Kenntnis der folgenden Formel:

$$\frac{d}{dx}\int_{\varphi(x)}^{\psi(x)} f(x, t)\,dt = \psi'(x) f(x, \psi(x)) - \varphi'(x) f(x, \varphi(x)) + \int_{\varphi(x)}^{\psi(x)} \frac{\partial}{\partial x} f(x, t)\,dt.$$

differentielle Ionisation, → Ionisation.

Differenzenquotient, → Differentialrechnung.

Differenzierglied, in der Impulstechnik verwendete Schaltung, deren Ausgangssignal unter bestimmten Bedingungen die zeitliche Ableitung des Eingangssignals ist. Abb. 1 zeigt ein aus einem Widerstand R und einer Kapazität C bestehendes Differenzierglied (RC-Differenzierglied). Ist $U_E(t)$ die Spannung am Eingang und $U_A(t)$ die Spannung am Ausgang, so gilt $U_E(t) = \frac{1}{RC}\int_0^t U_A(t)\,dt + U_A(t)$. Wenn sich $U(t)$ langsam gegenüber der Zeitkonstanten $\tau = RC$ ändert, fällt fast die gesamte Spannung am Kondensator ab, und man erhält (unter Vernachlässigung des 2. Gliedes auf der rechten Seite) $U_A(t) \approx RC\frac{dU_E(t)}{dt}$, d. h., die Ausgangsspannung ist proportional zur zeitlichen Ableitung der Eingangsspannung. Für sehr schnelle Vorgänge ist jedoch der Spannungsabfall am Kondensator vernachlässigbar, und es gilt $U_E(t) \approx U_A(t)$. — Als Beispiel für die Wirkungsweise eines D.es ist in Abb. 2 ein Rechteckimpuls am Eingang und am Ausgang eines D.es dargestellt, dessen Zeitkonstante $\tau \ll$ gegen die Impulslänge T ist. → Integrierglied.

Differenztöne, → Kombinationstöne, → nichtlineare Schwingungen.

Differenzverstärker ein spezieller → Verstärker, der die Differenz von zwei an seinen Eingängen liegenden Signalen bildet. Beim D. nutzt man die in der Meßtechnik weitverbreitete Differenzmethode aus, indem man nicht eine einzige, sondern die Differenz zweier gleichartiger physikalischer Größen mißt, so daß sich deren Schwankungen weitgehend kompensieren. Auf diese Weise ist es z. B. auch möglich, sehr kleine Signaländerungen vom Gesamtsignal abzutrennen. Die Meßgenauigkeit kann dadurch beträchtlich gesteigert werden.

difforme Systeme, Stoffsysteme, die sich aus Strukturelementen aufbauen, die in einer oder in zwei Raumrichtungen wesentlich stärker ausgedehnt sind als in der dritten. Im ersten Fall (z. B. Asbest- oder Zellulosefasern) spricht man von *fibrillären,* im zweiten Fall (z. B. Glimmer) von *laminären* oder *laminardispersen* Gebilden bzw. Systemen.

Diffraktionsstreuung, → quantenmechanische Streutheorie.

Diffraktometer, → Röntgendiffraktometer.

diffuse Nebenserie, → Atomspektren.

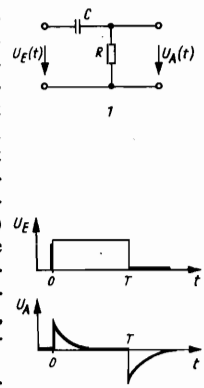
Diffusion, der Massetransport in Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern durch die mikroskopische Relativbewegung der Teilchen. Die D. erfolgt spontan durch die relativ freie Beweglichkeit in Gasen oder durch Platzwechselvorgänge von Partikeln molekularer und kolloider Größenordnung in Flüssigkeiten und Festkörpern. Neben Platzwechselmodellen sind auch Leervolumenmodelle von gleicher Bedeutung für die atomaren Mechanismen der D. in Festkörpern, z. B. Korngrenzendiffusion. Die bekannteste Wirkung der D. ist die Vermischung verschiedener Gase oder Flüssigkeiten.

Man unterscheidet zunächst bei Gasen und Flüssigkeiten folgende Arten der D.

1) *Selbstdiffusion* entsteht bei Vorhandensein eines Dichte- oder Konzentrationsgefälles innerhalb eines Stoffes. Die mit der Wärmebewegung der Teilchen verbundenen Elementarvorgänge der Selbstdiffusion finden auch im Inneren einer im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen Phase statt. Ist die Phase in sich oder mit anderen sie berührenden Phasen nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, so entsteht ein makroskopischer Massestrom in Richtung fallenden chemischen (thermodynamischen) Potentials, so lange bis dieses für die betreffende Teilchenart im ganzen System gleich ist. In vielen Fällen ist dieses Gefälle mit dem Konzentrationsgefälle gleichsinnig. Die D. versucht, dieses Gefälle auszugleichen und endet bei Einstellung des Gleichgewichts.

2) *Gegendiffusion* spielt sich bei der Durchmischung zweier Stoffe ab, wobei für die Teilchen beider Stoffe ein entgegengesetztes Konzentrationsgefälle herrscht.

3) *Druckdiffusion* ist D. infolge eines Druckgefälles in einer Mischung zweier Stoffe. Die Druckdiffusion sucht das Gefälle auszugleichen. Dabei hängt der Diffusionsstrom von den Kon-



1 Differenzierglied. *2* Spannungsverlauf $U_E(t)$ am Eingang und $U_A(t)$ am Ausgang eines Differenzierngliedes. Die Impulsdauer ist groß gegen die Zeitkonstante

zentrationen und den Molekularmassen der beiden Stoffe, dem Druckgefälle und dem Diffusionskoeffizienten ab.

4) Eine besondere Form der D. ist die → Thermodiffusion.

Die *Diffusionsgeschwindigkeit* ist bei der Ausbreitung eines Gases ins Vakuum gleich der mittleren Geschwindigkeit der Teilchen, bei einer D. von zwei Gasen ineinander aber viel kleiner, weil die frei beweglichen Teilchen auf andere stoßen. Die Diffusionsgeschwindigkeit wächst allgemein mit der Temperatur, weil sich dann die Teilchen schneller bewegen, und sinkt mit zunehmender Dichte. Die Geschwindigkeit der Diffusionsvorgänge wird vor allem durch die Dichte der Diffusionsmedien bestimmt. Bei Gasen erfolgt der auf D. beruhende Konzentrationsausgleich in Volumina von einigen Litern innerhalb von Minuten, bei Flüssigkeiten jedoch erst in Tagen und Wochen. Auch in festen Stoffen laufen Diffusionsvorgänge ab, mit merklicher Geschwindigkeit jedoch erst dicht unterhalb des Schmelzpunktes.

Der Massetransport durch eine makroskopische Strömung des Systems wird mit dem *Konvektionsstrom* beschrieben, der Massetransport infolge der Relativbewegung der Teilchen mit dem *Diffusionsstrom*. Die Größe des Diffusionsstromes I_N gibt den Teil dN der Zahl der Moleküle an, die in der Zeiteinheit dt durch eine bestimmte Fläche treten: $I_N = dN/dt$. Ein makroskopisch merkbarer Diffusionsstrom tritt aber erst dann auf, wenn die Relativbewegungen auf Grund eines makroskopischen Konzentrationsgefälles eine Tendenz in die Richtung kleinerer Konzentration (genauer kleineren chemischen Potentials) erhalten. Ursache eines Diffusionsstromes ist immer eine Abweichung des Systems vom Gleichgewicht.

Grundlage der mathematischen Behandlung der D. bilden die *Fickschen Gesetze*: Für den Fall einer räumlich isotropen und isothermen D. gilt bei Beschränkung auf eine Raumrichtung der Ansatz $dN/dt = -qD\,dc/dx$, d. h., die durch den Querschnitt q je Zeiteinheit hindurchtretende Stoffmenge ist dem Gradienten der Konzentration c proportional (1. Ficksches Gesetz). Bei zeitlich und räumlich konstantem dc/dx (*stationäre D.*) ergibt das die einfache Beziehung für die diffundierende Stoffmenge $N = qD \cdot (c_1 - c_2)\,\Delta t$. Der Faktor D ist der *Diffusionskoeffizient*, seine Dimension ist $cm^2\,s^{-1}$. Der in binären Systemen gemessene Diffusionskoeffizient ist stets ein Koeffizient der gegenseitigen D. D_{12}. Theorien des Diffusionskoeffizienten können auf kinetisch-statistischer und hydrodynamischer Grundlage entwickelt werden. Für ideale Gase ist der Selbstdiffusionskoeffizient $D = v(\lambda/3)$. Dabei ist v die thermische Geschwindigkeit und λ die mittlere freie Weglänge. Für zwei Gase mit den molaren Massen M_1 und M_2 und dem mittleren Stoßquerschnitt σ_{12} ist

$$D_{12} = \frac{2(2kT)^{0,5}}{3\pi(N_1 + N_2)\,\sigma_{12}^2\pi^{0,5}} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_1 \cdot M_2}\right)^{0,5}.$$

Hierbei sind N_1 und N_2 die Anzahl der Moleküle je cm^3, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Die Theorie der Brownschen Bewegung liefert für den Mittelwert des Quadrates der Verschiebung $\overline{x^2}$ eines Teilchens in der Zeit t die Beziehung $\overline{x^2} = 2Dt$. Für Teilchen mit einem Durchmesser a, der groß gegen die freie Weglänge ist, gelten die unter Heranziehung des Stokesschen Reibungsgesetzes gewonnenen Formeln von Einstein und Sutherland $D = RT/6\pi\eta a$ für translatorische D. und $D_{rot} = RT/8\pi\eta a^3$ (R ist die Gaskonstante, η ist die Viskosität) für rotatorische D., die besonders für Kolloide nützlich sind, jedoch auf niedermolekulare flüssige Mischungen näherungsweise auch angewandt werden können. Allgemein wird angesetzt $D \equiv BkT$; die Beweglichkeit genannte Größe B umfaßt die Einflüsse der geometrischen Gestalt, der molekularen Konfiguration, z. B. massives Teilchen oder durchspültes Fadenmolekül, und die Wechselwirkungen mit dem Dispersionsmittel bzw. Lösungsmittel. Für einfache Gase oder Flüssigkeiten stimmt B genau mit der → Beweglichkeit gegenüber äußeren Kräften überein. Die Temperaturabhängigkeit von D wird durch eine Gleichung vom Arrhenius-Typ $D = D_\infty \exp(-\Delta E_D/kT)$ beschrieben.

Der Diffusionskoeffizient wird experimentell durch Verfolgung der zeitlichen und gegebenenfalls auch örtlichen Konzentrationsänderung der interessierenden Komponenten bestimmt, nachdem zwei Phasen mit geeigneten Ausgangskonzentrationen in Kontakt, z. B. durch Überschichten, gebracht worden sind. Bei Lösungen geschieht die Messung der Konzentrationsänderung meist optisch durch Absorptions- oder Brechungsindexmessung, bei Elektrolyten durch Leitfähigkeitsmessungen. Vorteilhaft werden markierte Moleküle eingesetzt, z. B. bei der Selbstdiffusion. In Lösungen kann D auch mittels Spinechomessungen bestimmt werden. Eine sehr genaue Methode für Lösungen von Hochpolymeren beruht auf dem Doppler-Effekt eines Laserstrahls.

Die Zahlenwerte von Diffusionskoeffizienten liegen bei Gasen für Zimmertemperatur zwischen 0,1 und 1 $cm^2\,s^{-1}$, in niedermolekularen Lösungen in der Größenordnung von $10^{-5}\,cm^2\,s^{-1}$, bei hochmolekularen Lösungen von 10^{-8} bis $10^{-7}\,cm^2\,s^{-1}$, in festen Kunststoffen (Weichmacherwanderung) zwischen 10^{-12} bis $10^{-9}\,cm^2\,s^{-1}$, in Festkörpern um $10^{-15}\,cm^2\,s^{-1}$.

In allgemeiner Behandlung liefert das 1. Ficksche Gesetz eine Aussage über die Diffusionsstromdichte j_N. Ist nämlich der Diffusionsstrom durch die Fläche A an verschiedenen Stellen der Fläche verschieden groß, dann muß man die D. durch die *Diffusionsstromdichte* j_N charakterisieren, d. i. der Diffusionsstrom dJ_N bezogen auf ein Flächenelement dA. Der Gesamtstrom berechnet sich dann durch Integration über die Fläche: $J_N = \int dA \cdot j_N$. Bei Beachtung seiner Richtung ist der Diffusionsstrom ein Vektor $\boldsymbol{J}_N$, der nach dem 1. Fickschen Gesetz dem Gradienten der Konzentration c proportional ist: $\boldsymbol{J}_N = -D\,\mathrm{grad}\,c$. Das 2. *Ficksche Gesetz* (*Diffusionsgleichung*) entsteht aus der Kontinuitätsgleichung der Masse unter Verwendung des 1. Fickschen Gesetzes und beschreibt die raum-zeitliche Änderung der Konzentration: $\partial c/\partial t = D(\mathrm{grad}\,c)^2$. Die Lösung dieser Gleichung erfolgt meist unter Heranziehung von Reihenentwicklungen nach Fehlerfunktionen gemäß den Randbedingungen.

Der Fall, daß D von c und x abhängt, wird oft als *nicht-Ficksche D.* bezeichnet, insbesondere aber der Fall, daß D explizit von der Zeit abhängt. Dies kann z. B. dort eintreten, wo eine beteiligte Phase sich nicht im inneren thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Diffundiert z. B. ein organisches Lösungsmittel in einen Kunststoff, der im (eingefrorenen) Glaszustand ist, so geht dieser — oft relativ langsam — in den dem betreffenden Konzentrationsverhältnis entsprechenden inneren Gleichgewichtszustand über, was über das zugeordnete Quellungsgleichgewicht zu Anomalien im zeitlichen Verlaufe des chemischen Potentials für das Quellungs- (Lösungs-) Mittel und damit im Diffusionsverlauf führen kann.

Bei *nichtisotroper D.*, z. B. in Schichtstoffen, kann die D. durch drei Hauptdiffusionskoeffizienten D_x, D_y, D_z beschrieben werden. Bei Elektrolyten ist die D. von der Ausbildung eines *Diffusionspotentials* begleitet. Die treibende Kraft für die D. ist hierbei das elektrochemische Potential. Im elektrischen Feld wird die D. eines Elektrolyten durch die Überlagerung von D. und → Migration kompliziert. Anisometrische Teilchen weisen → Rotationsdiffusion auf.

Die *D. in Festkörpern* unterscheidet sich von der D. in Gasen und Flüssigkeiten, weil sich ein Körper im festen Zustand mit einem anderen Stoff nicht so vermischen kann wie zwei Gase oder Flüssigkeiten. Bei der Selbstdiffusion, die dem entsprechenden Vorgang in Gasen oder Flüssigkeiten analog ist, wandern eigene Kristallbausteine im Festkörper, bei der Gegendiffusion sind es Atome eines fremden Stoffes; daher nennt man die Gegendiffusion in der Kristallbautheorie *Fremddiffusion*. Wegen der meist notwendigen thermischen Aktivierung genügt der Diffusionskoeffizient D einer Arrhenius-Beziehung: $D = D_0 \cdot \exp(-E/kT)$. Dabei ist D_0 eine Konstante, E die Aktivierungsenergie, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Während interstitiell eingebaute Fremdatome (→ Verunreinigungen in Festkörpern)direkt von einem Zwischengitterplatz zum nächsten wandern können, ist die D. von substitutionell eingebauten Fremdatomen und die Selbstdiffusion nur durch direkten Austausch von Kristallbausteinen (→ Platzwechsel) oder durch die Wanderung atomarer Fehlstellen nach folgenden Mechanismen möglich:

1) Ein Zwischengitteratom springt von einem Zwischengitterplatz zum nächsten (*Zwischengittermechanismus*). 2) Ein Gitterbaustein bewegt sich von seinem regulären Gitterplatz auf einen Zwischengitterplatz. Ein benachbartes Zwischengitteratom füllt die entstandene Leerstelle auf („*interstitialcy*"-*Mechanismus*). 3) Eine Leerstelle wandert durch Bewegung eines regulär eingebauten Gitterbausteins in die benachbarte Leerstelle (*Leerstellenmechanismus*).
4) Wanderung eines crowdion.

Welcher der Prozesse in einem speziellen Material dominiert, hängt von der Konzentration und der Beweglichkeit der verschiedenen Fehlstellen in dem Material ab.

Mit Hilfe der Statistik kann D durch die Anzahl Γ der Platzwechsel bzw. der atomaren Sprünge der diffundierenden Kristallbausteine je Zeiteinheit ausgedrückt werden. Für kubische Kristalle gilt $D = \lambda^2\Gamma/6$, wenn λ die bei einem Sprung zurückgelegte Distanz ist. Bei der Selbstdiffusion über die Wanderung von Fehlstellen ist $\Gamma = zcw$, wobei z die Koordinationszahl, c die Konzentration der diffundierenden Fehlstellen und w die Anzahl der Sprünge einer Fehlstelle in der Zeiteinheit (→ Eigenfehlstellen) ist.

In realen Festkörpern gibt es oft Diffusionswege mit gegenüber dem sonstigen Kristallvolumen stark erhöhtem Diffusionskoeffizienten:

1) „*pipe*"-Diffusion entlang der Versetzungen. Die Erhöhung des Diffusionskoeffizienten entsteht durch die aufgelockerte Gitterstruktur im Zentrum der Versetzung, dem Versetzungskern.

2) *Korngrenzendiffusion* entlang der Korngrenzen. Die Vergrößerung des Diffusionskoeffizienten ist ebenfalls durch die Störung des regelmäßigen Kristallaufbaus zu erklären und äußert sich meist in einer Verminderung der Aktivierungsenergie der D. im Festkörper. Die Korngrenzendiffusion spielt deshalb besonders bei niedrigen Temperaturen eine Rolle.

Bei Kleinwinkelkorngrenzen ist die Korngrenzendiffusion mit der „pipe"-Diffusion identisch.

3) *Oberflächendiffusion*, d. i. die Bewegung von Adatomen oder Oberflächen-Leerstellen auf einer Festkörperoberfläche. Die Erhöhung des Diffusionskoeffizienten erfolgt durch eine Verkleinerung der Aktivierungsenergie. Wegen der andersartigen Geometrie der D. in Festkörpern auf der Oberfläche gegenüber dem Kristallvolumen gilt hier $D = \alpha\lambda^2\Gamma$.

Die Selbstdiffusion wird meist mit radioaktiv markierten Kristallbausteinen gemessen. Diffusionsmessungen sind ein wichtiges Hilfsmittel zum Studium der Eigenschaften atomarer Fehlstellen.

Praktische Bedeutung hat die D. in Flüssigkeiten und Gasen bei allen Mischungen von verschiedenen Gasen oder Flüssigkeiten, z. B. lassen sich in der Metallurgie in Metallegierungen bestehende Konzentrationsunterschiede durch Diffusionsglühen weitgehend ausgleichen. Auch die Ausbreitung von Duftstoffen in Luft beruht auf D.

Die praktische Bedeutung der D. in Festkörpern liegt vor allem auf dem Gebiet der Halbleiterbauelemente (→ Diffusionstechnik).

Diffusion elektrischer Felder, → atmosphärischer Dynamo.

Diffusion geladener Teilchen, der Beschreibung im Rahmen der → Orbittheorie nicht zugängliche Bewegung geladener Teilchen im Plasma, die einer Diffusionsgleichung im weitesten Sinne genügt. Es werden verschiedene Arten der Diffusion unterschieden.

1) *Diffusion in magnetohydrodynamischer Beschreibung.* Hier handelt es sich nicht um einzelne Teilchen, sondern um die Bewegung eines elektrisch leitenden Kontinuums unter dem Einfluß äußerer Felder. Aus den Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik findet man als Diffusionskoeffizienten $D_m = (\mu_0\sigma)^{-1}$. Dabei ist σ die Leitfähigkeit des Kontinuums. D_m nimmt mit zunehmender Leitfähigkeit ab und ver-

schwindet für $\sigma \to \infty$. In diesem Falle ist bei einem Einflüssigkeitssystem die → Magnetohydrodynamik bekanntlich für nicht zu starke äußere Magnetfelder der Theorie der mittleren adiabatischen Bewegung äquivalent (→ Diffusion magnetischer Felder).

2) *Theorie der D. g. T.* Die Theorie der D. g. T. geht von der → Fokker-Planck-Gleichung aus. Diese ist eine Diffusionsgleichung im Geschwindigkeitsraum:

$$\frac{Df}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot (\langle \Delta \vec{v} \rangle f) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} : (f \langle \Delta \vec{v}\, \Delta \vec{v} \rangle).$$

Dabei ist f die Phasenraumvariable der Teilchen, $\Delta \vec{v}$ die Geschwindigkeitsänderung, „:" bedeutet hier doppelte skalare Multiplikation und D/Dt den Wlassow-Operator (→ Wlassow-Gleichung). Die Klammern $\langle\rangle$ kennzeichnen die Mittelwertbildung. $\langle \Delta \vec{v} \rangle$ und $\langle \Delta \vec{v}\, \Delta \vec{v} \rangle$ sind die „Diffusionskoeffizienten" im Geschwindigkeitsraum. D. g. T. erfolgt stets, wenn eine der adiabatischen Invarianten verletzt wird. Die Tabelle zeigt die zusammengehörigen Invarianten und Phasenraumvariablen, welche bei Verletzung der Invarianten und daraus folgender Diffusion im Geschwindigkeitsraum geändert werden.

Name	Periode	Invariante	Variable
Gyration	$2\pi/\omega_g$	M (magn. Moment)	α (Pitchwinkel)
Bounce-Bewegung	τ_b	J (longit. Invar.)	λ (geomagn. Breite)
Drift	τ_d	Φ (Flußinvar.)	φ (geomagn. Länge)

Bei Erhaltung aller drei Invarianten besteht zwischen der Periode τ der Feldänderung und den Perioden τ_d, τ_b, $2\pi/\omega_g$ die Ungleichung $\tau \gg \tau_d \gg \tau_b \gg 2\pi/\omega_g$.

Die drei wichtigsten Arten der Diffusion sind radiale Diffusion, Bounce-Resonanzstreuung und Pitchwinkel-Streuung infolge von Gyroresonanz.

Von *radialer Diffusion* spricht man, wenn die Flußinvariante Φ verletzt wird, also die Feldänderung in die Größenordnung der Driftperiode gelangt: $\tau_d \gtrapprox \tau$. In diesem Falle bleiben sowohl J als auch M erhalten. Für ein geomagnetisch eingefangenes Teilchen im äußeren Strahlungsgürtel liegt die Driftperiode in der Größenordnung von einer Stunde. Kompressionen und Expansionen der Magnetosphäre haben die gleiche Zeitskala. Aus der Fokker-Planck-Gleichung folgt dann im eindimensionalen Fall mit r als Radius, n als Zahl der Teilchen je Einheit von M und r und dem radialen Diffusionskoeffizienten $D_r = \frac{1}{2}\langle (\Delta r)^2 \rangle$ die Diffusionsgleichung der radialen Diffusion $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{D_r}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 n)\right) + Q$. Q beschreibt die Gesamtheit der Quellen. Um D_r zu berechnen, muß der Verlustprozeß bekannt sein. Im geomagnetischen Feld läßt sich die radiale Diffusion durch eine Änderung des McIlwainschen Parameters L (→ BL-Koordinaten) ausdrücken. Anstelle von Δr tritt dann ΔL. Nakada und Mead haben den radialen Diffusionskoeffizienten im geomagnetischen Feld berechnet. Ihren Berechnungen liegt das Meadsche Magnetosphärenmodell (→ Magnetosphäre) zugrunde. Es wird angenommen, daß dieses stochastisch komprimiert wird. Unter dieser Voraussetzung ist $D_r \sim R_s^{-8} L^{10}$. R_s ist der in Erdradien gemessene Staupunktsabstand. Falls die radiale Diffusion infolge von Fluktuationen elektrischer Felder erfolgt, ist der radiale Diffusionskoeffizient nach Fälthammar $D_r \sim L^6$.

Radiale Diffusion tritt stets bei der Injektion geladener Teilchen auf.

Im allgemeinen ist mit einer Verletzung von Φ durch Änderungen des elektrischen und magnetischen Feldes auch eine Verletzung von J verbunden. In diesem Fall hat man zweidimensionale Diffusion, d. h., zur radialen Diffusion tritt in diesem Falle die *Pitchwinkel-Diffusion*. Die Diffusionskoeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung für die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand x im Phasenraum zum Zustand $x + \Delta x$ in der Zeit Δt, d. s. $\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x^k}(D^k f) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^k \partial x^l}(D^{kl} f)$, müssen dann allgemein aus $\begin{Bmatrix} D^k \\ D^{kl} \end{Bmatrix} = \frac{1}{\Delta t}\int \cdots \int \begin{Bmatrix} \Delta x^k \\ \Delta x^k \Delta x^l \end{Bmatrix} f(x, \Delta x) \cdot \mathrm{d}\Delta x^1 \cdots \mathrm{d}\Delta x^n$ bestimmt werden. Man erhält, da M erhalten bleibt, für die Änderungen ΔL von L und ΔW der kinetischen Energie W

$$\Delta L = \frac{1}{R_e}\int_0^T (1 - \sin^2 \lambda)^{3/2} \left\{ \frac{E_\varphi}{B_0} - \frac{1}{eB_0} \cdot \left(M + \frac{2W_{||}}{B}\right)\left(\frac{\partial B_1}{\partial \vec{r}}\right)_\varphi \right\} \mathrm{d}t$$

$$\Delta W = \int_0^T v_D \left\{ eE_\varphi - M\left(\frac{\partial B_1}{\partial \vec{r}}\right)_\varphi \right\} \mathrm{d}t.$$

Dabei sind R_e der Erdradius, B_0 die Äuatorfeldstärke, $W_{||}$ die parallele kinetische Energie, B_1 das Störungsfeld, B die Dipolfeldstärke, v_D die ungestörte Driftgeschwindigkeit, E_φ das azimutale elektrische Feld der Störung. Der im asymmetrischen Feld durch Pitchwinkel-Diffusion zusätzlich hervorgerufene radiale Diffusionskoeffizient ist $D^{LL} \sim R_s^{-8} L^{10} \mu_0^2 D_{\mu\mu}$. Er hat dieselbe $R_s L$-Abhängigkeit wie D_r im Meadschen Magnetosphärenmodell. μ_0 ist der äquatoriale → Pitchwinkelkosinus, $D_{\mu\mu}$ der Pitchwinkel-Diffusionskoeffizient.

Die radiale Diffusion kann auch in Eulerschen magnetischen Koordinaten α, β geschrieben werden. Zwischen den Fokker-Planckschen Diffusionskoeffizienten besteht dann die Beziehung $\langle \Delta\alpha \rangle = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial \alpha}\langle (\Delta\alpha)^2 \rangle$.

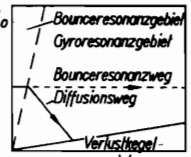
Neben der radialen D. g. T. gibt es in der Magnetosphäre zwei weitere Arten von Diffusion, die Pitchwinkel-Diffusion und die Bounce-Resonanzstreuung. Bei ersterer werden sowohl M als auch J verletzt, Bounce-Resonanzstreuung verletzt nur J. Für beide Diffusionsmechanismen werden Welle-Teilchen-Wechselwirkungen in der Magnetosphäre verantwortlich gemacht. Sie entleeren die Strahlungsgürtel und verkürzen die Lebensdauer der geladenen Teilchen. Solche Prozesse bezeichnet man auch als *Verlustprozesse*.

Bounce-Resonanzstreuung. Fluktuierende elektrische oder magnetische Felder mit Komponenten parallel zum geomagnetischen Feld ändern die äquatoriale parallele Energie der Teilchen und damit J. Dadurch wird der Pitchwinkel der Teilchen geändert, die Teilchen diffundieren in den Verlustkegel. Die Streurate $\langle W_{\|0}\rangle/t = F(f_b)/4m$ wird gegeben durch das Verhältnis von mittlerer paralleler Energieänderung $\langle W_{\|0}\rangle$ am Äquator zur Zeit t. Sie ist proportional zur spektralen Leistungsdichte $F(f_0)$ des fluktuierenden Feldes an der Stelle der *Bounce-Frequenz* $f_b = 2\pi/\tau_b$ des Teilchens der Masse m. Strahlungsgürtelelektronen besitzen Bouncefrequenzen zwischen 1 und 10 Hz. Parallele elektrische Feldfluktuationen mit $F = 10^{-4}$ bis 10^{-5} $(V/km)^2/Hz$ verkürzen die Lebensdauer der Elektronen auf 10 Tage. Die entsprechenden parallelen elektrischen Felder haben Fluktuationsamplituden von 10^{-4} bis 10^{-5} Vm^{-1}. Ebenso kann infolge Fermi-Beschleunigung (→ Plasma) durch zum Felde geneigte Ausbreitung von Kompressions-Alfvén-Wellen Bounce-Resonanzstreuung von relativistischen Elektronen durch die dabei wirkenden fluktuierenden Magnetfelder auftreten, falls deren Amplituden 10^{-4} bis 10^{-5} B_0 betragen, wobei B_0 die Dipolfeldstärke ist.

Pitchwinkel-Diffusion infolge Gyroresonanz. Wichtiger als die Bounce-Resonanzstreuung ist die Pitchwinkel-Diffusion. Strahlungsgürtelelektronen resonieren vorwiegend mit Whistlern, die sich längs der Feldlinien ausbreiten. Die Resonanzbedingung ist $\omega \pm k_{\|} v_{\|} = \Omega$; dabei sind ω die Whistlerfrequenz, $k_{\|}$ der parallele Ausbreitungsvektor, $v_{\|}$ die Parallelgeschwindigkeit und Ω die relativistische Gyrationsfrequenz der Elektronen. Wechselwirkt das Elektron mit monochromatischen Wellen bei der Resonanzfrequenz f_r, so erhält man als näherungsweisen Diffusionskoeffizienten $D_{\mu\mu}(\mu_0) = \frac{1}{3}\left(\frac{e}{m}\right)^2 F_x(f_r)$. Dabei ist e die Elektronenladung, m die Masse und F_x die Spektraldichte der Welle. Einer Lebensdauer von 10 Tagen entspricht $D_{\mu\mu} = 10^{-6}\,s^{-1}$ und $F_x = 10^{-10}\gamma^2/Hz$ ($1\gamma = 10^{-9}\,Wbm^{-2}$).

Die Theorie der Gyroresonanz mit fluktuierenden Feldern ist nichtlinear. Sie ist in jüngster Zeit mit Hilfe der quasilinearen Theorie des Plasmas behandelt worden. Diese zeigt, daß sowohl Elektronen als auch Protonen infolge Gyroresonanz der Pitchwinkel-Diffusion unterliegen. Letztere resonieren mit Ionen-Zyklotron-Wellen. Der quasilineare Diffusionskoeffizient $D^{\pm}$ für Ionen (+) und Elektronen (−) wird durch $D^{\pm} \approx (\Omega^{\pm})^2 \frac{B_k^2 \pi}{B_0^2 v_{\|}}$ gegeben. B_k^2 ist die Wellenenergie je Wellenzahl im Falle der Resonanz. Der Vergleich mit Messungen der Teilchenflüsse in den Strahlungsgürteln hat gezeigt, daß die Strahlungsgürtelteilchen der Gyroresonanz unterliegen. Diese beschränkt die mögliche Teilchendichte in den Strahlungsgürteln auf einen Höchstwert.

Diffusion magnetischer Felder, in Gebieten endlicher elektrischer Leitfähigkeit mögliche Ausbreitungsform von Magnetfeldern. In Gebieten, in denen das Ohmsche Gesetz die Form $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ hat, ergibt sich für die magnetische Induktion die Diffusionsgleichung $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \sigma^{-1}\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \mu_0^{-1} \vec{B}\right]$. Führt man hier die Feldliniengeschwindigkeit $\vec{w}$ der eingefrorenen Magnetfelder ein, so gilt im wesentlichen für die Differenz $\vec{v} - \vec{w} = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \sigma^{-1}\left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \mu_0^{-1} \vec{B}\right]$. Diese Differenzgeschwindigkeit $\vec{v}_D = \vec{v} - \vec{w}$ wird als Diffusionsgeschwindigkeit der Feldlinien bezeichnet. Sie wird in der Nähe von Neutralpunkten des Magnetfeldes, in deren Umgebung $B \to 0$ geht, sehr groß (→ Reconnection-Modell). Im Falle eines idealen Leiters geht $\vec{v}_D \to 0$, während in einem schlechten Leiter die diffusive Ausbreitung des Magnetfeldes sehr gut ist; die Feldlinien bewegen sich relativ zum Plasma.



Geschwindigkeitsraumgebiete, in denen Bounce- bzw. Gyroresonanz überwiegen. Bounceresonanz verschiebt das Teilchen ins Gyroresonanzgebiet, wo es längs des Diffusionsweges in den Verlustkegel diffundiert. $W_{\|o}$ bzw. $W_{\perp o}$ äquatoriale parallele bzw. senkrechte Energien

Diffusionsanisotropie, einachsige magnetische Anisotropie in ferro- und ferrimagnetischen Kristallen. Bei geeigneter Temperatur bildet sich durch Diffusion eine magnetisch induzierte Nahordnung, indem sich z. B. im Mischkristall Paare aus gleichen Atomen bevorzugt in einer Richtung anordnen. Diese anisotrope Atomverteilung nennt man → Richtungsordnung. Sie ist die Ursache der D.

Diffusionsdiode, → Halbleiterdiode.

Diffusionsgeschwindigkeit, → Diffusion.

Diffusionsgleichung, 1) → Diffusion. 2) → Neutronendiffusion.

Diffusionsgrenzstromdichte, → Elektrodenvorgänge.

Diffusionshemmung, → Elektrodenvorgänge.

Diffusionskoeffizient, → Diffusion.

Diffusionslänge, L, 1) Bei *Ladungsträgern* ist die D. die mittlere Entfernung, die ein Nichtgleichgewichtsladungsträger im → Halbleiter auf Grund der Diffusion während der Lebensdauer τ (→ Rekombinationszeit) zurücklegt: $L^2 = D\tau$. Dabei ist D der Diffusionskoeffizient. Die Diffusionslänge wird häufig zur qualitativen Charakteristik von Halbleiterkristallen verwendet, da sie bei vorgegebener Temperatur für ein bestimmtes Material von der Zahl der *Rekombinationszentren* und *Haftstellen* abhängt.

2) Für *Neutronen* ist die D. eine wichtige Größe in der Theorie der Neutronendiffusion. Die D. hat eine anschauliche Bedeutung als Relaxationslänge eines Neutronenfeldes; sie charakterisiert den Abfall der Exponentialfunktion, die die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses beschreibt. Formelmäßig gilt folgender Zusammenhang: $L = 1/\sqrt{3 \cdot \Sigma_s \cdot \Sigma_a} = \sqrt{\lambda_s \cdot \lambda_a/3}$ bzw. $L = 1/\sqrt{3 \cdot \Sigma_{tr} \cdot \Sigma_a} = \sqrt{\lambda_{tr} \cdot \lambda_a/3}$, wobei Σ_s bzw. Σ_a die makroskopischen Querschnitte für Streuung bzw. Absorption und λ_s bzw. λ_a die mittleren freien Weglängen für Streuung bzw. Absorption bedeuten; bei allen Diffusionsvorgängen in nichtisotrop streuenden Medien müssen für Σ_s und λ_s die entsprechenden Größen aus der Transporttheorie verwendet werden, also der Transportquerschnitt Σ_{tr} an Stelle von Σ_s und die Transportweglänge λ_{tr} an Stelle von λ_s. Berechnet man das mittlere Quadrat des Abstandes r des Absorptionsortes von der punktförmig angenommenen Quelle der ther-

mischen Neutronen, so findet man $\overline{r^2} = 6 \cdot L^2$; bis auf einen Zahlenfaktor gibt also die D. L denjenigen Abstand an, den ein thermisches Neutron in einem unendlich ausgedehnten Streumedium von seiner Entstehung bis zu seiner Absorption zurücklegt. Im Falle einer flächenhaften, ebenen Quelle thermischer Neutronen gibt die D. an, in welcher Entfernung von der Fläche die Neutronendichte infolge Absorptionen auf den e-ten Teil abgefallen ist. Die Tabelle enthält die D.n für einige Substanzen; die Messungen erfolgten an einer thermischen Säule eines Reaktors, die eine Flächenquelle thermischer Neutronen darstellt.

	H_2O	D_2O	Beryllium	Graphit
L in cm	2,85	116	20,8	54,4

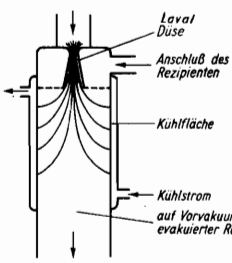
Wie man vergleichsweise feststellt, ist die D. für Wasser wesentlich kleiner als die Bremslänge für Wasser (→ Neutronenbremsung), wohingegen für schweres Wasser und für Graphit das Umgekehrte der Fall ist. Das hat zur Folge, daß der Prozentsatz der Neutronen, deren Energien oberhalb der thermischen liegen, besonders groß ist bei H_2O-moderierten Reaktoren und nur relativ klein bei Reaktoren, die D_2O oder Graphit als Moderator enthalten (→ Neutron).

Diffusionsmethoden bei der Isotopentrennung, → Anreicherung von Isotopen.

Diffusionsnachwirkung, → magnetische Nachwirkung.

Diffusionspotential, *Flüssigkeitspotential,* eine elektrische Potentialdifferenz, die an der Phasengrenzfläche zweier verschiedener Elektrolytlösungen oder von zwei Lösungen des gleichen Elektrolyten verschiedener Konzentration auftritt. Sie entsteht dadurch, daß in den sich infolge Diffusion ausbildenden Konzentrationsgefällen das schneller diffundierende Ion (z. B. H^+) dem langsameren (z. B. Cl^-) vorauseilt, zugleich aber auch von ihm verzögert wird. Es kommt so zu einer elektrischen Doppelschicht, die nach außen als EMK in Erscheinung tritt. Das D. ist ein – im Prinzip nicht vermeidbarer – die Genauigkeit aller potentiometrischen Messungen an Elektrolyten auch in der Praxis oft stark begrenzender Faktor.

Diffusionspumpe, eine Treibdampfpumpe mit relativ geringer Dampfstrahldichte, deren Arbeitsbereich bei Ansaugdrücken unter 10^{-2} Torr liegt. Ihre Pumpwirkung kommt durch Diffusion des angesaugten Gases in den Treibdampfstrahl zustande. Das Prinzip der D. wurde bereits 1915 von Gaede theoretisch und praktisch ausgearbeitet. Mit ihrer Hilfe war es möglich geworden, wesentlich höhere Vakua zu erzeugen als mit allen zuvor bekannten Pumpen. Als Treibmittel für D.n werden in der Regel Öl oder Quecksilber verwendet. Dementsprechend unterscheidet man zwischen *Öldiffusions-* und *Quecksilberdiffusionspumpen,* die sowohl in Hartglas- bzw. Quarz- als auch in Metallausführung eingesetzt werden. Als *fraktionierende* oder *selbstfraktionierende* D.n werden mehrstufige Öldiffusionspumpen bezeichnet, in denen der dem Hochvakuum nächstgelegene Stufe die am wenigsten flüchtigen Bestandteile des Treibmittels zugeführt werden, während die leichter flüchtigen Bestandteile in den vorvakuumseitigen Stufen verdampfen. Die D. in Normalausführung wird zur Vakuumerzeugung im Druckbereich von 10^{-3} bis 10^{-8} Torr eingesetzt. Innerhalb des Hauptanwendungsgebietes, d. h. unterhalb 10^{-4} Torr, ist das Saugvermögen einer D. praktisch konstant. Für das Verhältnis des tatsächlich erreichten zum theoretisch möglichen Saugvermögen von D.n wird, vor allem in der angelsächsischen Literatur, der Begriff *HO-Faktor* benutzt. Bei den meisten D.n beträgt der HO-Faktor etwa 0,6, da für den Wert 1 die Geschwindigkeit des Treibdampfes groß sein müßte gegen die mittlere Molekulargeschwindigkeit des abgesaugten Gases.



Arbeitsprinzip einer Diffusionspumpe

Diffusionsspaltdichtung, *Molekulardichtung, Kapillardichtung,* ein Spalt mit extrem kleinem Leitwert, der im molekularen Strömungsbereich Rohrsysteme mit nur kleinen Vakuumunterschieden voneinander trennt und den Ausgleich dieser Druckdifferenz verhindert. Die D. wird z. B. in ausheizbaren Kugelschliff- oder Glasplattenventilen in Ultra-Hochvakuumsystemen bzw. bei der Realisierung des Doppelwandprinzips in Ultra-Hochvakuumanlagen sowie für spezielle ausheizbare Flanschverbindungen großen Durchmessers an UHV-Systemen verwendet.

Die Abdichtung erfolgt durch Aufeinandersetzen zweier feingeschliffener Flächen, die natürlich nicht gefettet sein dürfen.

Der Leitwert derartiger D.en liegt im allgemeinen in der Größenordnung von etwa 10^{-4} Liter/s, d. h., bei einem Druck im Zwischenvakuum von 10^{-6} Torr ergibt sich ein Mengendurchsatz in das Arbeitsvolumen von 10^{-10} Torr Liter/s. Dies genügt, um bei Verwendung geeigneter Kapazitätspumpen oder Transportpumpen innerhalb des Arbeitsvolumens mit Sicherheit Drücke um 10^{-10} Torr zu erreichen.

Diffusionsstrom, → Diffusion.

Diffusionsstromdichte, → Diffusion.

Diffusionstechnik, eine Herstellungstechnik für Halbleiterbauelemente, bei denen die pn-Übergänge mittels Diffusion von Dotierungselementen (→ Dotierung) in das Innere des Halbleiterkristalls erzeugt werden. Dies erfolgt z. B. in einem elektrisch beheizten Quarzrohr bei Temperaturen von etwa 800 °C für Germanium und etwa 1200 °C für Silizium. Einige μm unterhalb der Kristalloberfläche bildet sich ein pn-Übergang. Zur Erzeugung mehrerer übereinander geschichteter pn-Übergänge, wie sie z. B. für → Transistoren benötigt werden, wird über dem ersten pn-Übergang eine weitere n-leitende Schicht eindiffundiert, wodurch sich insgesamt eine npn-Schichtenfolge ergibt. Während sich

bei der Herstellung von pn-Übergängen mittels → Legierungstechnik eine abrupte Grenzschicht ausbildet, erhält man bei der D. einen allmählichen Konzentrationsübergang. Dieser liefert bei Anlegen einer elektrischen Spannung ein die Ladungsträger beschleunigendes Driftfeld, das deren Laufzeit verringert und den Einsatz von mittels D. hergestellten Halbleiterbauelementen bei höheren Frequenzen ermöglicht.

Die D. wird auch in der → Mikroelektronik angewandt.

Diffusionstheorie, 1) → Diffusion. **2)** → Neutronendiffusion, → Transporttheorie.

Diffusionsthermoeffekt, *Dufour-Effekt, inverser Thermodiffusionseffekt,* Erscheinung, daß ein Wärmestrom durch das Vorhandensein eines Konzentrationsunterschiedes in einer Mischung zweier Gase oder Flüssigkeiten entsteht. Ein gleichzeitig vorhandener Temperaturunterschied hat zusätzlich Wärmeleitung zur Folge. Der gesamte Wärmestrom besteht dann aus einem durch den Temperaturunterschied verursachten Wärmestrom, der durch die Wärmeleitfähigkeit charakterisiert wird, und einem zweiten Anteil infolge des Konzentrationsunterschiedes. Der Koeffizient zur Beschreibung des zweiten Anteiles ist gleich dem Thermodiffusionskoeffizienten (→ Thermodiffusion). Diese Gleichheit der beiden Koeffizienten ist ein Spezialfall der Onsager-Casimirschen Reziprozitätsbeziehungen (→ Thermodynamik 5).

Diffusionstransistor, → Transistor.

Diffusionsüberspannung, → Elektrodenvorgänge.

Diffusionswärme, *Überführungswärme,* Wärmemenge, die nötig ist, um in einem Gas- oder Flüssigkeitsgemisch ein Mol eines Bestandteils von einer Stelle höherer zu einer Stelle niedrigerer Konzentration isotherm zu überführen. Die D. muß dabei der Stelle höherer Konzentration von der niedrigerer Konzentration zugeführt werden. Das Verhältnis der D. zur absoluten Temperatur heißt *Überführungsentropie.* Sie ist Grundlage des → Diffusionsthermoeffektes.

Diffusionszahl, das Produkt aus Diffusionskoeffizienten (bei unendlicher Verdünnung) und der Viskosität des Lösungsmittels $[D] = D_0\eta_0$.

Diffusionszeit, → Neutronenbremsung, → Neutronendiffusion.

Diffusor, strömungstechnisches Bauteil zur möglichst verlustarmen Umwandlung von kinetischer Energie in Druckenergie. Der D. wird in der Technik angewandt zur Durchsatzerhöhung in Rohrleitungen, zur Verminderung der Strömungsverluste in nachgeschalteten Leitungssystemen und zur Verkleinerung der Austrittsverluste in → Strömungsmaschinen. Da die Strömung im D. verzögert wird, muß seine Gestaltung und Ausführung sehr sorgfältig erfolgen, um → Grenzschichtablösung zu vermeiden und einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen. Bei der Gestaltung von Bauteilen, in denen die Strömung beschleunigt wird, z. B. bei der Düse, hat man dagegen größere Freiheiten.

1) D.en für inkompressible Strömungen. Der Querschnitt des D.s wächst nach der → Kontinuitätsgleichung in Strömungsrichtung (Abb. 1). Die Güte der Energieumwandlung gibt der Diffusor-Wirkungsgrad η_D an. Er ist das Verhältnis des tatsächlichen Druckanstiegs $p_2 - p_1$ zum theoretisch möglichen bei verlustloser Strömung:

$$\eta_D = \frac{p_2 - p_1}{(\varrho/2)(c_1^2 - c_2^2)} = \frac{p_2 - p_1}{(\varrho/2)\, c_1^2[1 - (A_1/A_2)^2]}.$$

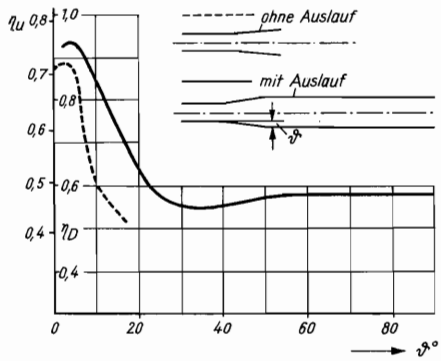
Dabei ist p der statische Druck, c die Geschwindigkeit, ϱ die Dichte, A die Querschnittsfläche; der Index 1 bedeutet den Eintrittsquerschnitt und der Index 2 den Austrittsquerschnitt. Wenn bei einem Enddiffusor die kinetische Energie am Austritt als Verlust zu betrachten ist, benutzt man den unteren Wirkungsgrad

$$\eta_u = \frac{p_2 - p_1}{(\varrho/2)\, c_1^2} = \eta_D(1 - A_1/A_2).$$

Beim *Übergangsdiffusor* wird die Austrittsenergie in der folgenden Rohrleitung genutzt, so daß der obere Wirkungsgrad verwendet wird:

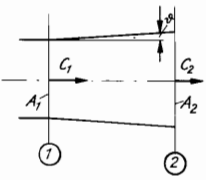
$$\eta_0 = \frac{p_2 - p_1}{(\varrho/2)\, c_1^2} + (c_2/c_1)^2 = \eta_u + (A_1/A_2)^2.$$

In reibungsfreier Strömung wären η_0 und η_D gleich eins. In zähen Strömungsmedien bemüht man sich, Verluste infolge Grenzschichtablösung zu vermeiden und die Reibungsverluste durch kurze Baulänge möglichst klein zu halten. Den Wirkungsgrad eines *Kreiskegeldiffusors* bei der Reynoldszahl $\mathrm{Re} = 2 \cdot 10^5$ und $A_1/A_2 = 2{,}34$ abhängig vom halben Öffnungswinkel ϑ zeigt Abb. 2. Danach bringen Übergangsdiffusoren



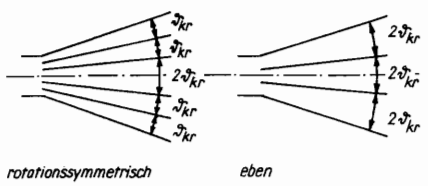
2 Abhängigkeit des Wirkungsgrades eines Kreiskegeldiffusors vom Erweiterungswinkel

mit $\vartheta = 30 \dots 90°$ gegenüber der plötzlichen Erweiterung mit $\vartheta = 90°$ keinen Vorteil. Der Wirkungsgrad wird durch Nachschalten eines Rohres, bei dem das Verhältnis von Länge zu Durchmesser 3 bis 6 beträgt, erhöht. Da am Austritt des D.s das Verhältnis von Maximalgeschwindigkeit zur mittleren Geschwindigkeit größer ist als bei der Rohrströmung, ergibt sich beim Übergang zu dessen Geschwindigkeitsprofil ein zusätzlicher Druckanstieg. Mit wachsender Reynoldszahl nimmt die zulässige Erweiterung ϑ_{kr} des D.s, bei der gerade noch Ablösung vermieden wird, etwas ab. Bei $\mathrm{Re} = 10^5$ beträgt $\vartheta_{kr} = 4°$. Bei geringer Überschreitung von ϑ_{kr} reißt die Strömung im D. einseitig ab. Ist ϑ beträchtlich größer als ϑ_{kr}, so kommt es zum symmetrischen Abreißen. Unter der Voraussetzung der Fadenströmung (→ Strömung) kann die Kontur des D.s nach dem *Diffusorkriterium* von Albring $(1/U)(\mathrm{d}A/\mathrm{d}s) \leqq \vartheta_{kr}$ berechnet werden. Dabei ist U der benetzte Umfang und s



1 Kegeldiffusor mit Kreisquerschnitt

die Koordinate in Strömungsrichtung. Das Diffusorkriterium ist auch geeignet zur Berechnung nicht kreiskegliger und nicht ebener D.en. Die D.en mit Kreisquerschnitt besitzen einen höheren Wirkungsgrad als eckige. Oft besteht die Forderung, bei geringer Lauflänge eine relativ große Flächenerweiterung vorzunehmen; dies ist mit *Radialdiffusoren* möglich, bei denen das Strömungsmedium von der axialen in die radiale Richtung umgelenkt wird. Wenn eine Umlenkung nicht erwünscht ist, kann mit Hilfe von *Multidiffusoren* (Abb. 3) die Strömungsablösung vermieden werden. Das ist unter großen zusätzlichen Verlusten auch durch Anordnung eines Drahtsiebes am Austritt des D.s zu erreichen. Strömt das Medium dem Kreiskegeldiffusor mit Drall zu, so ergibt sich eine Verbesserung von η_u nur, wenn eine Drallverteilung über dem Radius nach $c_u \sim c_{ax} \cdot r$ vorliegt. Dabei bedeuten c_u die Umfangskomponente und c_{ax} die Axialkomponente der Geschwindigkeit, r die Koordinate in radialer Richtung.



3 Multidiffusoren (Schnittdarstellung)

Der nach zweidimensionalen Verfahren berechnete *Glockendiffusor* arbeitet mit maximaler Verzögerung der Grenzschicht. Er wird für eine konstante ablösenahe → Hagenzahl ausgelegt (→ Grenzschichtbeeinflussung) und besitzt damit nur geringe Reibungsverluste. Abhängig von der Anfangsgrenzschichtdicke beträgt die Einsparung an Baulänge bei Verwendung eines Glockendiffusors gegenüber einem Kreiskegeldiffusor mit $\vartheta = 4°$ 30 bis 70% bei gleichem Druckrückgewinn. Je dünner die Anfangsgrenzschichtdicke ist, um so günstigere Werte ergeben sich.

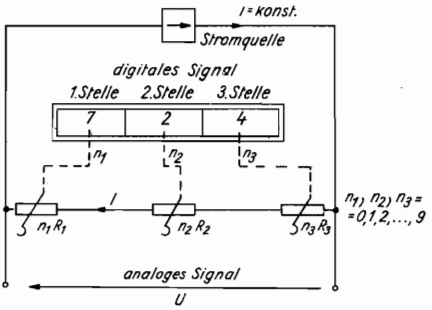
In Strömungsmaschinen verwendet man noch spezielle D.en, wie *Nabendiffusoren* und *beschaufelte Radialdiffusoren*.

2) D.en für Unterschallströmungen. Unter Anwendung der → Prandtlschen Regel können die an D.en für inkompressible Strömung gewonnenen Ergebnisse auf Unterschallströmungen angewandt werden, wenn berücksichtigt wird, daß $\operatorname{tg}\vartheta_U = \sqrt{1 - Ma^2}\operatorname{tg}\vartheta_i$ ist. Dabei bedeuten der Index U Unterschall und der Index i inkompressibel; Ma ist die Machzahl.

3) D.en für Überschallströmungen. Nach der Kontinuitätsgleichung muß der Querschnitt in Strömungsrichtung bis zum Erreichen der Schallgeschwindigkeit abnehmen und im Unterschallbereich wieder zunehmen. Mit dem nach dem Prinzip der umgekehrten Lavaldüse (→ Düse) arbeitenden *Überschalldiffusor* kann nicht kontinuierlich bis zum Erreichen der Schallgeschwindigkeit oder bis ins Unterschallgebiet verzögert werden. Es bildet sich vorher ein senkrechter → Verdichtungsstoß aus, der mit großen Verlusten verbunden ist. Mit dem *Stoßdiffusor* nach Oswatitsch kann die Verdichtung bei geringeren Verlusten ausgeführt werden. Durch eine Reihe von schrägen Stößen mit kleinem Ruhedruckverlust wird die Strömung fast bis zur Schallgeschwindigkeit verzögert. Daran schließt sich ein senkrechter Verdichtungsstoß an, der in diesem Fall nur noch mit geringen Verlusten verbunden ist.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966).

Digital-Analog-Wandler, eine elektrische Schaltung, die es ermöglicht, ein digitales Signal in ein analoges Signal umzuwandeln (→ Analog-Digital-Wandler). Je nach der Art des digitalen Codes existieren sehr viele Umsetzungsverfahren. Ein einfaches Beispiel zeigt die Abbildung.



Beispiel eines einfachen Digital-Analog-Wandlers

Hierbei werden durch die drei Stellen n_1, n_2 und n_3 einer Dezimalzahl drei hintereinander geschaltete Widerstandsdekaden, die von einem konstanten Strom I durchflossen sind, z. B. durch Schrittschaltwerke eingestellt. Für $R_1 = 10\,R_2 = 100\,R_3$ ist die abgegebene Spannung $U = IR_3(100\,n_1 + 10\,n_2 + n_3)$ und somit dem Wert der Dezimalzahl proportional.

In der Regel verwendet man schnellere elektronische Schaltnetzwerke zur Umsetzung. Solche D.-A.-W. werden z. B. in der automatischen Prozeßsteuerung (zum Umsetzen der vom Prozeßrechner ausgerechneten digitalen Führungsgrößen in die analogen Führungsgrößen für die Stelleinrichtungen) und bei der Kopplung von Digital- mit Analogrechnern verwendet. Die Umkehrung des D.-A.-W.s ist der → Analog-Digital-Wandler.

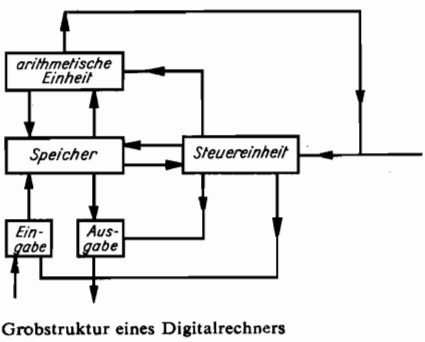
Digital-Radar, → Radar.

Digitalrechner, universeller programmierbarer endlicher Automat, der zur Modellierung eines beliebigen Algorithmus für digitale Signale geeignet ist. Die Eingabe der erforderlichen Daten und des Programms erfolgt durch Lochkarten- und Lochbandleser, Magnetbandleser oder Analog-Digital-Wandler. Zur Signal- und Befehlsdarstellung wird in der Regel das Dualalphabet verwendet. Die eingegebenen Daten durchlaufen u. U. Prüf- und Warteaggregate (Puffer) und gelangen in einen Speicher des Automaten; dabei werden die Befehlswörter von überflüssigen Bits befreit, gegebenenfalls wird ihr Adressenteil konvertiert, und die Zahlwörter werden aus der äußeren Zahldarstellung in die innere Zahldarstellung des Automaten umgesetzt. Bei der *Festkommadarstellung* der Zahlen wird die Zahl lediglich durch eine Mantisse in der Form $\pm z = a_{-1}2^{-1} + a_{-2}2^{-2} + \cdots + a_{-k}2^{-k}$ darge-

stellt; dabei ist k die Wortlänge, 2 die üblicherweise verwendete Basis des Zahlensystems; $a_i = 0$ oder $a_i = 1$. Notwendigerweise ist dann $|z| < 1$. Bei der *Gleitkommadarstellung* wird die Zahl $\pm z = 2^x (a_{-1}2^{-1} + a_{-2}2^{-2} + \cdots + a_{-k}2^{-k})$ durch einen Exponenten $x = \pm(b_l 2^l + b_{l-1}2^{l-1} + \cdots + b_1 2^1 + b_0)$ und die Mantisse dargestellt. In der normierten Gleitkommadarstellung ist $a_{-1} = 0$. Die vom Programmierer vorgegebene äußere Zahlendarstellung ist in den meisten Fällen die bekannte dezimale im Festkomma. Deren Dezimalziffern gelangen üblicherweise direkt dualverschlüsselt auf das Eingabemedium. Hier wird jede Dezimalziffer 0,1···9 durch ihre Zweierpotenzentwicklung in Form einer Tetrade dargestellt, z. B. 3 ≙ 00*LL* oder 9 ≙ *L*00*L*. Durch einen Konvertierungsalgorithmus, der im Automaten fest verdrahtet ist, wird während des Eingabevorganges die jeweilige innere Zahlendarstellung gewonnen.

Jedem eingegebenen Wort wird bei der Eingabe ein Speicheradressenwort zugeordnet, damit es jederzeit abgefordert werden kann.

Die arithmetische Einheit des Rechners ist ein flexibler endlicher Automat, dessen Übertragungsverhalten programmgesteuert so eingestellt werden kann, daß Automatenwörter arithmetisch oder logisch verknüpft werden können. Die gesamte Arbeitsweise des Rechners wird von der Steuereinheit dirigiert. Diese stellt die endlichen Teilautomaten auf die verlangte Verhaltensweise ein und regelt auch die Kommunikation zwischen den Teilsystemen.



Grobstruktur eines Digitalrechners

Durch logische Befehle können Automatenwörter logisch transformiert werden, z. B. durch Wortverschiebungen, durch bitweise Vereinigung und durch Konjunktionsoperationen von Wörtern, durch Wortspiegelung; auch Transportbefehle wie Lesen und Speichern, Sprungbefehle, durch die die Reihenfolge der Befehlsabarbeitung in Abhängigkeit von der Überprüfung bestimmter Bedingungen geändert wird, oder Testbefehle, die einer logischen Variablen nach der Überprüfung von Bedingungen den Wert 0 oder *L* erteilen, gehören zu den logischen Befehlen, ferner Adressenänderungsbefehle, durch die der Adressenteil von Befehlswörtern des Programms modifiziert wird, Ein- und Ausgabebefehle und u. U. noch spezielle Befehle, die vom konkreten Automaten abhängen.

Während der Abarbeitung des Programms können ständig erhaltene Zwischeninformationen im Speicher abgelegt bzw. über die Ausgabeeinheiten nach außen abgegeben werden.

Ausgabegeräte können Stanzer für Karten und Bänder sein, Schnelldrucker, Magnetbandschreiber oder Digital-Analog-Wandler.

Lit. Kitow u. Krinitzki: Elektronische Digitalrechner und Programmierung (dtsch Leipzig 1962); Stuchlik: Programmgesteuerte Universalrechner (Reihe Automatisierungstechnik, 12, Berlin 1964).

Digitalvoltmeter, → Analog-Digital-Wandler.

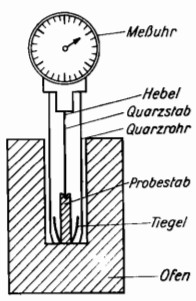
Digyre, → Drehachse.

Dilatanz, eine isotrope Volumenveränderung unter Schubbeanspruchung. Bei Volumenvergrößerung spricht man dabei von positiver, bei Volumenverkleinerung von negativer D. *Positive D.* wird bei Aufschlämmungen nahezu kugelförmiger Teilchen beobachtet. Diese nehmen im Ruhezustand ihre dichteste Packung ein. Wird das System einer geeigneten Beanspruchung unterworfen, dann geht das System in eine weniger dichte Packung über, was mit einer Volumenvergrößerung verbunden ist. Zum Beispiel beim Betreten des Strandes wird infolge Packungsänderung Flüssigkeit in die geschaffenen Hohlräume gesaugt, der Sand erscheint damit in Fußnähe trockener. Tritt bei Schubbeanspruchung eine Volumenverkleinerung ein, spricht man von *negativer D.* Negative D. wurde bei der Verformung von Lehm beobachtet. Die einzelnen Lehmpartikelchen stellen winzige Scheiben dar, so daß Lehm eine relativ lockere Packung besitzt. Bei Beanspruchung wird diese Anordnung zerstört, und die Dichte nimmt zu, was mit einer Volumenverkleinerung verbunden ist. Beide Fälle stellen Beispiele *plastischer D.* dar. Im allgemeinen gibt es elastische, plastische und viskose D. In vielen Fällen ist die Erscheinung aber nicht beobachtbar, da sie als Effekt zweiter Ordnung von quadratischen Größen des Spannungs- bzw. Verformungszustandes abhängig ist.

Dilatanzmodul, ein Proportionalitätsfaktor, der in Verbindung mit quadratischen, speziell gestaltändernden Spannungsgrößen die zusätzliche Volumenänderung beschreibt.

Dilatation, svw. Wärmeausdehnung.

Dilatometer, ein Gerät zur Messung der Dilatation. Es dient 1) zur Ermittlung der Volumenänderungen von Gasen und Flüssigkeiten bei Änderung der Temperatur. Das D. besteht im Prinzip aus einem zur Aufnahme der Untersuchungssubstanz dienenden Gefäß mit angesetzter Kapillare, in der die Verschiebung eines Flüssigkeitsmeniskus beobachtet wird. 2) auf Grund der bei Festkörpern zu beobachtenden Änderung der räumlichen Abmessungen bei einer Dilatation zur Bestimmung linearer thermischer Ausdehnungskoeffizienten und auch zur Bestimmung thermischer Umwandlungen von Metallen und Legierungen, die ebenfalls mit mehr oder weniger großen Volumenänderungen verbunden sind. Die D. sind meist als Differentialinstrumente ausgebildet, so daß die Temperaturabhängigkeit der Längenänderung der Probe, bezogen auf die Temperaturabhängigkeit der Längenänderung eines Vergleichskörpers aus Porzellan, Quarzglas oder Stahl, gemessen wird. Als Ablesegerät dient eine Meßuhr, die die rela-



Schematische Darstellung eines Dilatometers

tiven Längenänderungen des Probestabes mit einer Genauigkeit von $^1/_{1000}$ mm abzulesen gestattet.

Dilatometrie, Verfahren zur experimentellen Bestimmung der → Wärmeausdehnung.

Dimension, physikalische Qualität, die zur Beschreibung des Zusammenhangs im Rahmen eines Einheitensystems oder eines Maßsystems durch keine andere ersetzt werden kann. Die Anzahl der D.en des Systems ist dann gleich der Anzahl seiner Grund- und seiner Ergänzungsgrößenarten. Die D. einer abgeleiteten Größenart gibt deren Zusammenhang mit den Grundgrößenarten an. Die D.en werden durch Antiquabuchstaben gekennzeichnet; für das Internationale Einheitensystem SI sind es die Länge L, die Masse M, die Zeit T, die elektrische Stromstärke I, die thermodynamische Temperatur O, die Lichtstärke I_L, der ebene Winkel ω und der Raumwinkel Ω. Andere Maßsysteme haben andere D.en, das technische Maßsystem z. B. hat Länge L, Kraft F und Zeit T, die Gaußschen elektrischen und magnetischen Maßsysteme hatten $LMT\varepsilon$ und $LMT\mu$.

In Größenbetrachtungen (Größenkalkül) ist es üblich, die D. einer Größenart als $[A]$ anzugeben. So ergibt sich z. B. aus der Definitionsgleichung für die kinetische Energie $E_{kin} = mv^2/2$ die D. L^2MT^{-2}, da $[v] = LT^{-1}$ ist; der Zahlenfaktor bleibt in der D. unberücksichtigt. Dagegen ist es falsch, Einheitenkurzzeichen in eckige Klammern zu setzen, um damit eine D. anzugeben.

Die *Analyse* der D.en am Schluß einer Umrechnung kann sichern, daß die D.en erhalten geblieben sind und eine Beziehung physikalische Bedeutung haben kann.

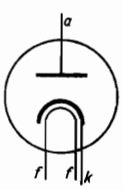
dimensionslose Naturkonstanten, → universelle Zahlenkonstanten.

Dimorphie, → Modifikation.

Dinggröße, svw. Objektgröße.

Dinistor, → Halbleiterdiode.

Diode, 1) *Hochvakuumventil*, Elektronenröhre, die zwei Elektroden, Anode und Katode, enthält. Ein Teil der von der Katode emittierten Elektronen hat genügend Energie, um auch gegen eine schwach negative Anodenspannung anzulaufen (→ Anlaufstrom). Die emittierten Elektronen umgeben die Katode in Form einer Elektronenwolke, und diese hindert durch ihre negative Ladung eine weitere Elektronenemission. Hat die Anode positives Potential gegen die Katode, wird ein Teil der Elektronen durch das elektrische Feld zur Anode beschleunigt, ein Teil der Raumladung wird abgebaut. Der Anodenstrom hängt in diesem Gebiet von der Anodenspannung und der Raumladung ab (→ Raumladungsgebiet). Hat die Anode genügend hohes Potential, werden alle emittierten Elektronen von ihr „abgesaugt", es fließt der Sättigungsstrom, und es kann sich keine Raumladungswolke bilden (→ Sättigungsstromgebiet). Die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anodenspannung graphisch dargestellt, zeigt die Kennlinie der D.



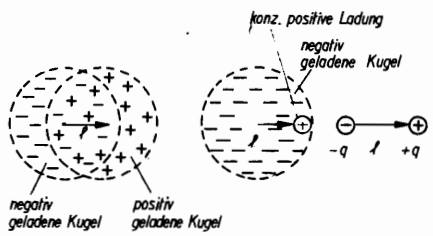
1 Schaltbild einer Diode mit indirekter Heizung. *a* Anode, *k* Katode, *f* Heizfaden

2) → Halbleiterdiode.

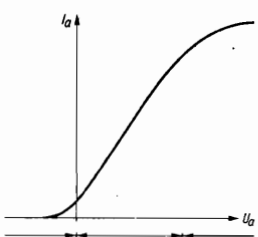
Dioptrie, dpt, SI-Einheit der Brechkraft optischer Systeme; der Kehrwert der in Meter gemessenen Brennweite. 1 dpt = 1 m^{-1}. → Eins je Meter.

Dipol, 1) in der Theorie zeitunabhängiger elektrischer und magnetischer Felder eine Ladungs- bzw. Stromverteilung, die durch ihr Dipolmoment ausreichend gekennzeichnet werden kann, selbst ein mit der dritten Potenz des Abstands vom Dipol abfallendes Feld erzeugt und in einem homogenen Feld ein Drehmoment und in einem inhomogenen Feld außerdem eine Kraft erfährt. In der Theorie zeitabhängiger elektromagnetischer Wellen ist der D. ein strahlendes System, dessen Linearabmessungen klein gegen die Wellenlänge sind, → Hertzscher Dipol; außerhalb der Elektrodynamik auch zur Kennzeichnung von Quellverteilungen mit zur Elektrodynamik analogen mathematischen Eigenschaften verwendet, z. B. in der Akustik, der Elastizitäts- oder Versetzungstheorie.

1) *Elektrischer D.*, die Verteilung elektrischer Ladungen mit der Ladungsdichte ϱ, deren Gesamtladung $\int \varrho \, d\tau = 0$ verschwindet, deren erstes Moment $\vec{p} = \int \vec{r} \varrho \, d\tau$, das elektrische Dipolmoment, aber von Null verschieden ist. $d\tau$ bedeutet das Volumenelement. Die erste Bedingung heißt, daß das System gleich viele positive und negative Ladungen enthält; die zweite Bedingung heißt, daß die Ladungsschwerpunkte der positiven und der negativen Ladungswolke ϱ_+ bzw. ϱ_- nicht zusammenfallen. Ist $Q_+ = \int d\tau \varrho_+$ die Gesamtladung der positiven Ladungswolke und $\vec{l}$ der Verbindungsvektor vom Schwerpunkt der negativen Wolke zum Schwerpunkt der positiven Wolke, so gilt $\vec{p} = Q_+ \vec{l}$. Die Abb. illustriert das für drei einfache Modellfälle. Das zweite Beispiel kann als Modell eines polarisierten Atoms aufgefaßt werden, das dritte Beispiel, nämlich die Anordnung zweier Ladungen von gleichem Betrag q und unterschiedlichem Vorzeichen, wird häufig bei der Erklärung elektrischer D.e bevorzugt, obwohl es keineswegs typisch für die Anwendungen ist. Das elektrische Dipolmoment dieser Anordnung ist $\vec{p} = q\vec{l}$. Das elektrische Potential φ des in großem Abstand $r \gg l$ vom D. vorhandenen elektrischen Dipolfeldes ist $\varphi = \vec{e}\vec{p}/4\pi\varepsilon_0 r^2$, und für das Feld selbst



Einfache Beispiele für elektrische Dipole



2 Kennlinie einer Diode

ergibt sich $\vec{E} = -\text{grad}\,\varphi = [3\vec{e}(\vec{e}\vec{p}) - \vec{p}]/4\pi\varepsilon_0 r^3$. Dabei ist $\vec{e} = \vec{r}/r$ der radiale Einheitsvektor vom D. zum Beobachtungspunkt und ε_0 die elektrische Feldkonstante, die durch $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ zu ersetzen ist, wenn ein Medium mit der relativen Dielektrizitätskonstanten ε_r den Feldraum des elektrischen D.s erfüllt. Auf den D. wirkt in einem äußeren elektrischen Feld das Drehmoment $\vec{M} = \vec{p} \times \vec{E}$ und die Kraft $\vec{F} = (\vec{p}\,\text{grad})\,\vec{E} = \text{grad}\,(\vec{p}\vec{E})$, wobei der zweite der beiden im allgemeinen mathematisch nicht gleichwertigen Ausdrücke für die Kraft bei einem elektrostatischen Feld wegen dessen Wirbelfreiheit mit dem ersten übereinstimmt. Drehmoment und Kraft entsprechen einem mechanischen System mit der potentiellen Energie $E_{\text{pot}} = -\vec{p}\vec{E}$, d. h., eine durch Drehen und/oder Verschieben des D.s im äußeren Feld geleistete Arbeit dient zur Erhöhung dieser potentiellen Energie. E_{pot} ist physikalisch eine rein elektrostatische Feldenergie, nämlich der Teil der gesamten Feldenergie, der durch die Überlagerung von Dipolfeld und äußerem Feld zusätzlich zu den Feldenergien der voneinander isolierten Einzelfelder entsteht. Die Einheit des elektrischen Dipolmomentes ist das → Coulombmeter 1 Cm = 1 As · m.

In einem polarisierten Körper hat die elektrische → Polarisation $\vec{P}$ die Bedeutung der räumlichen Dichte des elektrischen Dipolmoments, daher ist $\vec{p} = \int \vec{P} \cdot d\tau$ das gesamte Dipolmoment des Körpers, wobei das Integral über das Volumen des Körpers zu erstrecken ist.

Das elektrische Dipolmoment eines Atoms verschwindet im allgemeinen, da die stationären Zustände der Elektronen der Atomhülle bestimmte Parität haben, so daß die Verteilung der Elektronen spiegelsymmetrisch zum Atomkern ist, die Ladungsschwerpunkte also zusammenfallen. Eine Ausnahme bilden die angeregten Zustände des Wasserstoffatoms und der entsprechenden Ionen (→ Stark-Effekt).

Sind elektrische D.e so über eine Fläche verteilt, daß überall auf dieser Fläche die Richtung von $\vec{p}$ mit der örtlichen Flächennormalen zusammenfällt, so liegt eine elektrische → Doppelschicht vor.

Zahlreiche Moleküle besitzen bereits ohne äußeres Feld ein permanentes Dipolmoment; sie heißen *polare Moleküle* oder *Dipolmoleküle*. Die Größe ihres permanenten Dipolmoments kann aus der Temperaturabhängigkeit der Polarisierbarkeit, der Ablenkung von Molekularstrahlen in elektrischen Feldern, durch Bestimmung der Aufspaltung der Rotationslinien infolge des Stark-Effekts oder aus Intensitätsmessungen der reinen Rotationslinien bestimmt werden. Errechnen läßt sich das Dipolmoment aus den Bindungsmomenten durch vektorielle Addition. Abweichungen von der Additivität sind auf Einflüsse benachbarter Bindungen und auf Mesomerieeinflüsse zurückzuführen.

Infolge des Zusammenhangs zwischen den Bindungsmomenten und dem gesamten Dipolmoment existiert eine enge Beziehung des Dipolmoments zur Symmetrie des Moleküls. Beispielsweise haben Moleküle mit Symmetriezentrum kein Dipolmoment. Aus der Bestimmung des Dipolmoments lassen sich Hinweise auf die Molekülstruktur ableiten. In Molekülen ohne permanentes Dipolmoment können die Ladungsschwerpunkte durch ein äußeres elektrisches Feld getrennt werden. Damit kann man ein elektrisches Dipolmoment erzeugen, dessen Größe sich aus der Beziehung $\vec{p} = \alpha \cdot \vec{E}$ errechnet. Dabei sind α die Polarisierbarkeit und $\vec{E}$ das einwirkende elektrische Feld.

2) *Magnetischer Dipol*, ein Gebilde, das sich bezüglich magnetischer Felder genauso verhält wie ein elektrischer D. bezüglich elektrischer Felder, d. h., die oben angegebenen Formeln für Dipolfeld, Drehmoment, Kraft und potentielle Energie behalten ihre Gültigkeit mit den folgenden Ersetzungen: magnetisches Dipolmoment $\vec{m}$ anstelle von $\vec{p}$, magnetisches Feld $\vec{B}$ anstelle von $\vec{E}$, μ_0^{-1} mit der magnetischen Permeabilität $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am des Vakuums anstelle von ε_0. Häufig wird auch das magnetische Feld $\vec{H}$ benutzt; das magnetische Moment unterscheidet sich dann um einen Faktor μ_0 von dem im Zusammenhang mit $\vec{B}$ eingeführten. Das Dipolmoment kann mittels einer oder einer Kombination von mehreren seiner zu den elektrischen D.en analogen Eigenschaften definiert und gemessen werden, insbesondere eignet sich dafür das Drehmoment im homogenen Feld, → Gaußsche Hauptlagen. Die Einheit des magnetischen Dipolmoments ist das → Webermeter 1 Wbm = 1 Vsm. Die Analogie zum elektrischen D. ist dadurch beschränkt, daß es keine mikroskopischen magnetischen Ladungen gibt. Falls eine Teilung eines magnetischen D.s überhaupt möglich ist, ergibt sie immer wieder magnetische D.e und nicht etwa freie Magnetpole. Es gibt unterschiedliche Modelle für die physikalische Struktur eines magnetischen D.s:

a) Eine stationäre, in einem begrenzten kleinen Raumgebiet fließende Stromverteilung mit der Stromdichte $\vec{j}$ stellt ein magnetisches Moment mit dem Dipolmoment $\vec{m} = (1/2)\int d\tau\, \vec{r} \times \vec{j}$ dar. Das einfachste Modell einer solchen Stromverteilung ist ein Ringstrom (Kreisstrom), der mit der Stromstärke J eine ebene Fläche der Größe A umfließt. Das magnetische Moment hat dann den Betrag $|\vec{m}| = JA$, seine Richtung steht senkrecht auf der Fläche und bildet zusammen mit dem Umlaufsinn des Stromes eine Rechtsschraube. Haben die den Stromtransport bewirkenden Ladungsträger ein einheitliches Verhältnis q/μ von Ladung zu Masse – praktisch muß es sich dann um Träger einer einzigen Teilchenart, z.B. Elektronen in Metallen, handeln –, so gilt $\vec{m} = (q/2\mu)\,\vec{L}$ mit $\vec{L}$ als dem Gesamtdrehimpuls (genauer: Gesamtbahndrehimpuls) des Systems der Ladungsträger. Die Äquivalenz magnetischer D.e mit mikroskopischen Ringströmen ist der Inhalt der Hypothese von den Ampèreschen Molekularströmen.

b) Jedes Objekt, das einen Drehimpuls besitzt, hat auch ein magnetisches Moment. Das gilt auch für Spindrehimpulse, deren zugehörige magnetische Momente zwar noch modellmäßig mit der Vorstellung rotierender Ladungen in Verbindung gebracht, aber nicht mehr auf Bahndrehimpulse reduziert werden können. Das Verhältnis zwischen magnetischem Moment und Drehimpuls ist nicht mehr $q/2\mu$, für Elektronen ist es (bis auf sehr kleine Korrekturen) gerade doppelt so groß; in jedem Falle stellt es eine für die betrachteten Teilchen charakteristische Konstante dar. Wegen der verschiedenen Pro-

portionalitätsfaktoren ist das gesamte magnetische Moment nicht mehr zum Gesamtdrehimpuls proportional, wenn sich dieser aus Bahn- und Spindrehimpulsen oder Spindrehimpulsen verschiedener Teilchenarten zusammensetzt.

c) Bei der makroskopischen Beschreibung von sehr viele Einzeldipole vom Typ b) enthaltenden magnetisierten Substanzen wird deren Zustand durch die als räumliche Dichte des magnetischen Dipolmoments definierte Magnetisierung $\vec{M}$ beschrieben. Das gesamte Dipolmoment eines Körpers ist $\vec{m} = \int \vec{M}\, d\tau$. Die Quellen des mittleren Magnetfeldes $\vec{H}$ in der Substanz können darin — in vollständiger Analogie zur Elektrostatik — als magnetische Ladungen interpretiert werden; ihre räumliche Dichte ϱ_m ist durch die Quelldichte des Magnetisierungsfeldes $\vec{M}$ bestimmt. In einfachen Fällen mit homogener Magnetisierung sind es magnetische Oberflächenladungen, die beispielsweise als magnetische Pole an den Enden eines Stabmagneten sitzen. Sie können aber nicht isoliert werden, denn beim Zerschneiden des Magneten entstehen paarweise neue Magnetpole. Im Rahmen dieser makroskopischen Begriffsbildungen kann man sich magnetische D.e in Analogie zu den elektrischen aus gegeneinander verschobenen Magnetpolen aufgebaut denken. Dasjenige Ende eines Magneten, das sich bei freier Drehung im Erdfeld nach Norden ausrichten würde, ist der Nordpol oder positive Pol, das andere Ende der Südpol oder negative Pol. Eine praktische Anwendung ist die Magnetnadel. Die Größe dieser scheinbaren magnetischen Ladung, die Polstärke, ergibt sich aus dem Produkt aus Magnetisierung und Querschnitt. Die Kraftwirkungen solcher Stabmagnete aufeinander lassen sich annähernd aus dem Coulombschen Gesetz für Polstärken berechnen. Die Suche nach mikroskopischen magnetischen Polen, den Diracschen Monopolen, ist bisher ergebnislos geblieben.

Die magnetischen Dipolmomente der Atome sind die Summe der magnetischen Momente des Atomkerns und der Atomhülle. Der Beitrag der Atomhülle ist etwa um den Faktor 10^3 größer als der des Atomkerns. Kompensieren sich alle diese Beiträge, so wird das Atom als diamagnetisches Atom bezeichnet. Falls sich ein resultierendes magnetisches Dipolmoment ergibt, spricht man von einem paramagnetischen Atom.

2) *zentraler D.*, → Erdmagnetismus.

3) svw. Dipolantenne, → Antenne.

Dipolantenne, → Antenne.

Dipoldichte, → Polarisation, → Magnetisierung.

Dipolfläche, → Antenne.

Dipoleffekt, → zwischenmolekulare Kräfte.

Dipollinie, → Antenne.

Dipolmoment, 1) → Dipol. **2)** → Kernmomente.

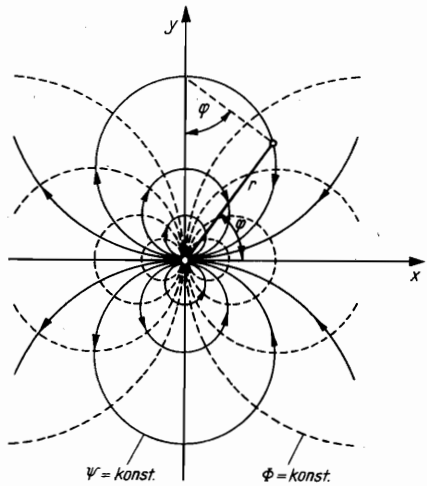
Dipolreihe, → Antenne.

Dipolschicht, svw. Doppelschicht.

Dipolstrahlung, → Hertzscher Oszillator, → Multipolstrahlung, → Übergänge im Atomkern.

Dipolströmung, inkompressible Potentialströmung (→ Strömung), die dadurch entsteht, daß der Abstand δ zwischen der auf der x-Achse befindlichen Quelle und Senke gleicher Ergiebigkeit Q (→ Quellen- und Senkenströmung) nach Null geht. Bei diesem Grenzübergang geht $Q \to \infty$, so daß das Dipolmoment $\vec{M} = Q \cdot \vec{\delta}$ konstant bleibt. Der Dipol wird daher auch als Quellensenke bezeichnet. Man unterscheidet zwischen ebener und räumlicher D.

1) *Ebene D.* Aus dem komplexen Potential $F(z) = \frac{M}{2\pi b} \cdot \frac{1}{z}$ erhält man das Potential $\Phi = \frac{M \cdot x}{2\pi b r^2} = \frac{M}{2\pi b} \cdot \frac{\cos\varphi}{r}$ und die Stromfunktion $\psi = -\frac{M \cdot y}{2\pi b r^2} = -\frac{M}{2\pi b} \cdot \frac{\sin\varphi}{r}$. Dabei bedeuten $z = x + iy$ komplexe Veränderliche; r, φ sind die Polarkoordinaten, b ist die Länge senkrecht zur x,y-Ebene. Die Stromlinien sind Kreise, die die x-Achse im Nullpunkt tangieren. Die Potentiallinien stehen senkrecht dazu; es sind Kreise, die die y-Achse im Nullpunkt berühren (Abb.). Die x-Achse wird *Dipolachse*



Strom- und Potentiallinien der ebenen Dipolströmung

genannt und gibt die Richtung des Quellensenkenpaares an, aus dem der Dipol durch Grenzübergang hervorgegangen ist. Die Geschwindigkeit $c = M/2\pi b r^2$ ist proportional $1/r^2$, während sie bei Quelle und Senke nach außen mit $1/r$ abnimmt.

b) *Räumliche D.* Das Potential der analog aus räumlicher Quelle und Senke entstehenden Strömung lautet $\Phi = Mx/4\pi r^3 = (M \cos\varphi)/4\pi r^2$.

Dipolwand, → Antenne.

Dipolzeile, → Antenne.

Dirac-Darstellung, → Dirac-Gleichung.

Dirac-Feld, → Dirac-Gleichung.

Dirac-Gleichung, *Diracsche Wellengleichung*, relativistische Wellengleichung für Teilchen mit der Masse $m \neq 0$ und dem Spin $s = 1/2$, die korrespondenzmäßig aus der relativistischen Beziehung zwischen Energie $E = cp_0$ und Impuls $\vec{p}$ des Teilchens hergeleitet werden kann, wenn man diese gemäß $p_0^2 - p^2 - m^2c^2 = \left(\sum_{\mu=0}^{3} \gamma^\mu p_\mu + mc\right)\left(\sum_{\nu=0}^{3} \gamma^\nu p_\nu - mc\right) = 0$ in das Produkt zweier Ausdrücke zerlegt, die E und p nur linear enthalten (dadurch wird die Analogie

zur Schrödinger-Gleichung, die die Energie ebenfalls nur linear enthält, hergestellt), wobei die *Diracschen γ-Matrizen* γ^μ mit $\mu = 0, 1, 2, 3$ den Relationen

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \qquad (1)$$

mit dem metrischen Tensor $g^{\mu\nu}$ genügen müssen ($g^{00} = -g^{11} = -g^{22} = -g^{33} = 1$, $g^{\mu\nu} = 0$ für $\mu \neq \nu$). Ersetzt man nun p_μ durch $-i\hbar\,\partial_\mu$ mit $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$, so folgt direkt die D.-G.

$$(-i\gamma^\mu\,\partial_\mu + \varkappa)\,\psi = 0 \text{ mit } \varkappa = mc/\hbar. \qquad (2)$$

Die γ-Matrizen spannen eine 16dimensionale Clifford-Algebra auf (ihre Erzeugende sind der Einheitsoperator **1**, γ^μ, $\gamma^\mu\gamma^\nu$ für $\mu < \nu$, $\gamma^5\gamma^\mu$ und $\gamma^5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$); man kann die γ^μ durch 4,4-Matrizen darstellen, da es gerade 16 linear unabhängige derartige Matrizen gibt, nämlich diejenigen, wo alle Elemente bis auf eines gleich Null sind, das dann gleich 1 gesetzt werden kann. Die Wellenfunktion des *Dirac-Feldes* $\psi(x)$ mit $x = (ct, \vec{r})$ ist auf Grund dessen eine 4komponentige Größe

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix};$$

in Komponentenschreibweise lautet daher die D.-G. $[-i(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}\,\partial_\mu + \varkappa\delta_{\alpha\beta}]\,\psi_\beta = 0$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ und $\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$, wobei über doppelt auftretende Indizes jeweils summiert wird. Die D.-G. wird auch häufig in der Form $(-i\,\partial_0 - i\sum_{k=1}^{3}\alpha^k\,\partial_k + \beta\varkappa)\,\psi = 0$ mit $\beta = \gamma^0$, $\alpha^k = \beta\gamma^k$ geschrieben.

Bei Lorentz-Transformationen $x^\mu \to x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu$ muß die D.-G. forminvariant sein. Daher transformieren sich $\psi(x)$ und γ^μ gemäß

$$\psi'(x') = S(\Lambda)\,\psi(x). \qquad (3)$$

Die Größen $S(\Lambda)$ bilden eine Spinordarstellung der Lorentz-Gruppe; sie sind 4,4-Matrizen, die der Relation

$$\Lambda^\mu_\nu\,\gamma^\nu = S^{-1}(\Lambda)\,\gamma^\mu\,S(\Lambda) = (\gamma^\mu)' \qquad (4)$$

genügen müssen. Andererseits ist die Gleichung (1) bei beliebigen nichtsingulären Transformationen $\gamma' = S^{-1}\gamma S$ invariant. Die konkrete Darstellung der Dirac-Matrizen ist daher nur bis auf derartige Transformationen festgelegt. Gewöhnlich wählt man die Darstellung

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & \mathbf{0} \end{pmatrix},\ \gamma^k = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^k \\ -\sigma^k & \mathbf{0} \end{pmatrix},\ \gamma^5 = i\begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{I} \end{pmatrix},$$

wobei $\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, $\mathbf{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ und $\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ +i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ die Paulischen Spinmatrizen sind; die *Dirac-Darstellung* ist gegeben durch

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{I} \end{pmatrix},\ \gamma^k = -i\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^k \\ -\sigma^k & \mathbf{0} \end{pmatrix},$$
$$\gamma^5 = -\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & \mathbf{0} \end{pmatrix},$$

und die *Majorana-Darstellung* lautet

$$\gamma^0 = -i\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^1 \\ -\sigma^1 & \mathbf{0} \end{pmatrix},\ \gamma^1 = -i\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^2 \\ -\sigma^2 & \mathbf{0} \end{pmatrix},$$
$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{I} \end{pmatrix},\ \gamma^3 = -\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{I} \\ \mathbf{I} & \mathbf{0} \end{pmatrix},$$
$$\gamma^5 = -i\begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma^3 \\ -\sigma^3 & \mathbf{0} \end{pmatrix}.$$

Die drei genannten Darstellungen gehen also im wesentlichen durch gegenseitige Vertauschung auseinander hervor.

Führt man durch $\bar\psi = \psi^\dagger\gamma^0$, wobei $\psi^\dagger$ der zu ψ hermitesch konjugierte Spinor $\psi^\dagger = (\psi_1^*, \psi_2^*, \psi_3^*, \psi_4^*)$ ist, den *adjungierten Spinor* $\bar\psi$ ein, so genügt dieser der adjungierten D.-G. $i\,\partial_\mu\bar\psi\gamma^\mu + \varkappa\bar\psi \equiv \bar\psi(\overleftarrow{\partial}_\mu\gamma^\mu + \varkappa) = 0$. $\bar\psi$ transformiert sich bei Lorentz-Transformationen gemäß $\bar\psi' = \bar\psi S^{-1}(\Lambda)$; daher transformieren sich die Größen $\bar\psi\psi$, $i\bar\psi\gamma^\mu\psi$ bzw. $\bar\psi\sigma^{\mu\nu}\psi$ mit $\sigma^{\mu\nu} = (\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)/2i$ wie ein Skalar, Vektor bzw. Tensor, und ferner transformiert sich $i\bar\psi\gamma^5\psi$ bzw. $i\bar\psi\gamma^5\gamma^\mu\psi$ wie ein Pseudoskalar bzw. -vektor. Die Größe $s^\mu = c\psi\gamma^\mu\psi$ genügt der Kontinuitätsgleichung $\partial_\mu s^\mu = \partial_t\varrho + \operatorname{grad}\vec{\jmath} = 0$, wobei

$$\varrho = \psi^\dagger\psi = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + |\psi_3|^2 + |\psi_4|^2$$

positiv definit und $\vec{\jmath} = c\psi^\dagger\vec{\alpha}\psi$ mit $\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$ ist; ϱ kann daher als Wahrscheinlichkeitsdichte und $\vec{\jmath}$ als Wahrscheinlichkeitsstrom im Sinne der Schrödingerschen Wellenmechanik interpretiert werden.

Die D.-G. hat ebene Wellen der Gestalt $\psi(x) = e^{-i(px)/\hbar}u(p)$ mit $(px) = p_0x^0 - \vec{p}\vec{r} = Et - \vec{p}\vec{r}$ zur Lösung, wobei $u(p)$ ein 4-Spinor ist, der der D.-G. im Impulsraum $(\gamma^\mu p_\mu + mc)\,u(p) = 0$ genügt. Da $E = \hbar\omega = \pm\hbar c\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2}$ sowohl positiv als auch negativ sein kann, erhält man 4 linear unabhängige Lösungen für $u(p)$ und damit 4 linear unabhängige Lösungen der D.-G.; führt man $k_0 = \overset{+}{c}\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2}$ ein, so lautet diese

$$\psi^{\uparrow}_{+}(\vec{k}, \vec{r}, t) = N\begin{pmatrix} k_0 + \varkappa c \\ 0 \\ k_3 \\ k_1 + i\,k_2 \end{pmatrix} e^{i(\vec{k}\vec{r} - k_0t)}$$

$$\psi^{\downarrow}_{+}(\vec{k}, \vec{r}, t) = N\begin{pmatrix} 0 \\ k_0 + \varkappa c \\ k_1 - i\,k_2 \\ -k_3 \end{pmatrix} e^{i(\vec{k}\vec{r} - k_0t)}$$

$$\psi^{\uparrow}_{-}(\vec{k}, \vec{r}, t) = N\begin{pmatrix} k_3 \\ k_1 + i\,k_2 \\ -k_0 + \varkappa c \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\vec{k}\vec{r} + k_0t)}$$

$$\psi^{\downarrow}_{-}(\vec{k}, \vec{r}, t) = N\begin{pmatrix} k_1 - i\,k_2 \\ -k_3 \\ 0 \\ -k_0 + \varkappa c \end{pmatrix} e^{i(\vec{k}\vec{r} + k_0t)}$$

mit dem Normierungsfaktor
$N = 1/\sqrt{2k_0(k_0 + \varkappa c)}$.

Die ersten beiden Lösungen gehören zu positiver Energie und dem Spin $+1/2$ bzw. $-1/2$, wie sich aus ihrem Verhalten gegenüber Rotationen ergibt; die letzten beiden Lösungen gehören dementsprechend zu negativer Energie

und dem Spin $+1/2$ bzw. $-1/2$. Diese Lösungen negativer Energie können im folgenden Sinne als zu Teilchen positiver Energie, aber entgegengesetzter Ladung gehörig interpretiert werden (*Diracsche Löchertheorie*, *Diracsche Theorie des Elektrons*): Man nimmt an, daß alle Zustände negativer Energie normalerweise besetzt seien und kein Elektron mit positiver Energie vorhanden ist. Da Elektronen der Fermi-Dirac-Statistik und daher dem Paulischen Ausschlußprinzip genügen, also jeden Zustand nur einmal besetzen können, ist das prinzipiell möglich, ohne daß alle Elektronen in den energetisch tiefsten Zustand absinken. Wegen der von Null verschiedenen Ruhmasse m_0 sind dann alle Zustände mit Energien $E \leqq -m_0c^2$ besetzt (*Diracscher Elektronensee*, kurz *Dirac-See*). Durch Zuführung einer Energie $E \geqq 2m_0c^2$ kann solch ein Elektron negativer Energie auf einen Zustand positiver Energie $E \geqq m_0c^2$ angehoben werden; dabei entsteht zugleich ein Loch in den Zuständen negativer Energie, das sich gegenüber dem Normalzustand durch das Fehlen einer negativen Ladung, d. h. als positive Ladung, bemerkbar macht. In einem elektrischen Feld bewegt sich dieses Loch wie ein Elektron mit positiver Ladung und positiver Energie, d. h. wie ein Positron. Die D.-G. beschreibt daher sowohl Elektronen wie auch deren Antiteilchen, die Positronen; $\psi(x)$ wird deshalb auch als *Elektron-Positron-Feld* bezeichnet. Die Anhebung eines Elektrons negativer Energie in einen Zustand positiver Energie entspricht daher der Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares; → Kleinsches Paradoxon.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit einem durch das Vierervektorpotential A_μ charakterisierten elektromagnetischen Feld $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ (→ Maxwellsche Theorie) wird durch die bei der Ersetzung $p_\mu \to -\mathrm{i}\hbar\,\partial_\mu - eA_\mu/\hbar c$ folgende D.-G. mit äußerer Quelle $(-\mathrm{i}\gamma^\mu\,\partial_\mu + \varkappa)\,\psi(x) = (e/\hbar c)\,A_\mu(x)\,\psi(x)$ erfaßt. Führt man nun durch $\psi^c = C\bar{\psi}^{\mathrm{T}}$, wobei die Matrix C durch $(\gamma^\mu)^{\mathrm{T}} = -C^{-1}\gamma^\mu C$ mit $C^{\mathrm{T}} = -C$ und $C^\dagger C = 1$ definiert ist (T bedeutet den transponierten Spinor bzw. die transponierte Matrix), den *ladungskonjugierten Spinor* ψ^c ein, so genügt dieser der Gleichung $(-\mathrm{i}\gamma^\mu\,\partial_\mu + \varkappa)\,\psi^c(x) = (-e/\hbar c)\cdot A_\mu(x)\,\psi^c(x)$ und beschreibt daher Teilchen der Masse m und der Ladung $-e$, und der elektrische Strom j_μ kann nun in einfacher Weise relativistisch kovariant gemäß $j^\mu = ecs^\mu = ec(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi - \bar{\psi}^c\gamma^\mu\psi^c)/2$ geschrieben werden.

Die D.-G. hat eine große physikalische Bedeutung. Sie beschreibt die Bewegung von Elektronen in einem äußeren Potential, z. B. im Wasserstoffatom, unter Berücksichtigung relativistischer und vom Spin herrührender Effekte (→ Feinstruktur); im nichtrelativistischen Grenzfall geht sie in die Pauli-Gleichung über. Führt man gemäß $\psi = \begin{pmatrix}\chi\\ \eta\end{pmatrix}$, $\chi = \begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$, $\eta = \begin{pmatrix}\psi_3\\ \psi_4\end{pmatrix}$ die 2-Spinoren χ und η ein und benutzt die Diracsche Darstellung der γ-Matrizen, so folgt die D.-G. in der Gestalt

$$\left[c\begin{pmatrix}0 & \sigma^k\\ \sigma^k & 0\end{pmatrix}p^k + mc^2\begin{pmatrix}\mathrm{I} & 0\\ 0 & -\mathrm{I}\end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix}\chi\\ \eta\end{pmatrix} = E\begin{pmatrix}\chi\\ \eta\end{pmatrix},$$

d. h. ein System von 2 gekoppelten Differentialgleichungen für χ und η:

$$c\sigma^k p_k\eta + mc^2\chi = E\chi \tag{5a}$$

$$c\sigma^k p_k\chi - mc^2\eta = E\eta. \tag{5b}$$

Daraus folgt $\eta = c\sigma^k p_k\chi/(E + mc^2)$. Für kleine Energien ist $E \approx mc^2$ und $p_k \approx mv_k$, d. h. $\eta \approx \sigma^k v_k\chi/2c$. Es ist daher wegen $v/c \ll 1$ auch $\eta \ll \chi$, so daß die Gleichung (5b) für η vernachlässigt werden kann. Für die Gleichung (5a) ergibt sich $c^2(\sigma^k p_k)^2\,\chi/(E + mc^2) + mc^2\chi = E\chi$. Bei Vorhandensein eines äußeren Feldes ist $p_k = -\mathrm{i}\hbar\,\partial_k - eA_k/c$ zu setzen, und es folgt mit $E' = E - mc^2$ die Pauli-Gleichung $-(\hbar^2/2m)\,\Delta\chi - (e\hbar/2mc)\,(\sigma^k H_k)\,\chi = E'\chi$, wobei $\Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2$ der Laplace-Operator und $\vec{H} = (H_1, H_2, H_3)$ das äußere Magnetfeld ist; $\mu = e\hbar/2mc$ ist das (innere) magnetische Moment des Elektrons, das erst in der Quantenelektrodynamik durch Korrekturterme höherer Ordnung ergänzt wird.

Die kräftefreie D.-G. ist ferner invariant gegenüber räumlichen Spiegelungen $\vec{r} \to \vec{r}' = -\vec{r}$. Verzichtet man auf diese Invarianz, so genügen im Fall der Masse $m = 0$ bereits zweikomponentige Spinoren zur Beschreibung dieser Teilchen (→ Weyl-Gleichung).

Die D.-G. ist eine klassische relativistische Gleichung für das Elektron-Positron-Feld $\psi(x)$. Die Interpretation von $\psi^\dagger\psi$ als Wahrscheinlichkeitsdichte entspricht der 1. Quantisierung. Die systematische Quantisierung der D.-G. im Sinne der Quantenfeldtheorie, d. h. die Einführung von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Teilchen und Antiteilchen, beseitigt auch einen Teil der mit der Löchertheorie verbundenen begrifflichen Schwierigkeiten (→ Quantenelektrodynamik).

Die D.-G. ist prinzipiell auf alle freien Teilchen mit von Null verschiedener Ruhmasse m und mit Spin $s = 1/2$ anwendbar, d. h. auch auf Protonen und Neutronen, die sie zusammen mit ihren Antiteilchen, den Antiprotonen bzw. Antineutronen, beschreibt. Die Berücksichtigung äußerer elektromagnetischer Felder führt dann in Analogie zum Elektron zu einem magnetischen Moment $\mu_p = e\hbar/2m_pc = \mu_K$ bzw. $\mu_n = 0$, im Gegensatz zur Erfahrung, wonach $\mu_p = 2{,}79\,\mu_K$ und $\mu_n = 1{,}91\,\mu_K$ ist. Diese Diskrepanz erklärt sich daraus, daß Proton und Neutron auch der starken Wechselwirkung unterliegen; aus diesem Grunde haben sie eine innere Struktur.

Dirac-Impuls, → Signal.

Diracsche Deltafunktion, $\delta(x)$, Distribution, d. h. ein stetiges lineares Funktional, das genügend gutartigen Funktionen $f(x)$ den Wert $f(0)$ zuordnet; symbolisch:

$$f(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,\delta(x)\,\mathrm{d}x.$$

Diese symbolische Schreibweise hat großen formalen Wert; es ist jedoch stets zu bedenken, daß die D. D. höchstens Sinn als Kern eines Integraloperators hat — genauer gesagt, als Grenzwert einer Folge von Integraloperatoren. Allerdings kann man bei vielen Anwendungen diese Problematik außer acht lassen.

Rechenregeln der D. D.

1) $\int \mathrm{d}x\,f(x)\,\delta(x - x') = f(x')$.

2) $\delta(x - x') = \delta(x' - x)$.

3) $\delta(cx) = \frac{1}{|c|}\delta(x)$ für alle nichtverschwindenden reellen Konstanten c.

4) $\int \frac{\mathrm{d}\delta(x)}{\mathrm{d}x} f(x)\,\mathrm{d}x = -\int \delta(x)\, f(x)'\,\mathrm{d}x = -f'(0)$, woraus $x\delta'(x) = -\delta(x)$ folgt.

5) Im dreidimensionalen Raum ist $\delta(\vec{r}) = \delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z)$ und in Kugelkoordinaten $\delta(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi}\frac{\delta(r)}{r^2}$.

6) Falls im Argument der D.n D. eine Funktion $g(x)$ steht, so gilt: $\delta(g(x)) = \sum_r \frac{\delta(x - x_r)}{|g'(x_r)|}$, wenn die x_r die einfachen Wurzeln der Gleichung $g(x) = 0$ sind.

Darstellungen der D. D.

1) $\delta(x - x') = \lim_{a\to\infty} \frac{1}{\pi}\frac{\sin a(x - x')}{x - x'}$.

2) $\delta(x - x') = \lim_{a\to 0}\left(1/\sqrt{\pi a}\right) \mathrm{e}^{-(x-x')/a}$.

3) $\delta(x - x') = \lim_{a\to\infty} \int_{-a}^{+a} \mathrm{e}^{\mathrm{i}k(x-x')}\,\mathrm{d}k$.

4) $\delta(x - x') = \lim_{N\to\infty} \sum_{n=0}^{N} \psi_n^*(x')\,\psi_n(x)$

(Vollständigkeitsrelation für ein Orthonormalsystem).

Diracsche Gammamatrizen, → Dirac-Gleichung.

Diracsche Hypothese, von Dirac gemachte Annahme, daß die Masse M des Weltalls proportional dem Quadrat des Weltalters t ist, die Materiedichte ϱ und die Gravitations„konstante" $\varkappa$ umgekehrt proportional und der Weltradius R proportional dem Weltalter t sind:

$M \sim t^2$; $\varrho \sim t^{-1}$; $\varkappa \sim t^{-1}$; $R \sim t$. Von Eddington ist die Forderung erhoben worden, folgende „große Zahlen" zu verstehen und nicht als reine Zufälligkeiten zu betrachten:

1) Bildet man das Verhältnis von elektrostatischer zu gravitativer Anziehung zwischen Elektron und Proton, so ergibt sich die Zahl $\approx 10^{39}$. 2) Wenn unser Kosmos räumlich endlich ist und angenähert positive konstante Krümmung hat, so ist auch seine Gesamtmasse endlich. Nach den heutigen Kenntnissen sollte sie ungefähr 10^{79} Nukleonenmassen betragen. Das ist ungefähr das Quadrat der Zahl 10^{39}. Diese beiden Zahlen werden *Eddingtonsche Zahlen* genannt. 3) Teilen wir die Massendichte der Atomkerne, die ungefähr 10^{14} g/cm³ beträgt, durch die mittlere Massendichte des Kosmos von ungefähr 10^{-28} g/cm³, so erhalten wir die dimensionslose Zahl 10^{42}, die von der „Größenordnung" der ersten Eddingtonschen Zahl ist.

Der → Hubble-Effekt zeigt, daß der Kosmos nicht statisch ist. Das führte Dirac zu der Vermutung, daß die oben genannten drei Zahlen keine Konstanten sind, sondern von der Zeit abhängen; und zwar soll die Zahl γ, die heute gleich der ersten Eddingtonschen Zahl 10^{39} ist, proportional dem Weltalter t sein.

Es gibt nun zwei Möglichkeiten: 1) Es wird angenommen, daß die Masse des Weltalls und die Gravitationszahl zeitlich konstant sind. Dann gilt für die Masse des Protons die Beziehung $m_p \sim \gamma^{-2}$, ferner muß $e^2/m_p m_e \sim \gamma$ sein. Dabei ist e die elektrische Elementarladung und m_e die Masse des Elektrons. 2) Es wird angenommen, daß die Gravitationskonstante $\varkappa$ proportional γ^{-1} ist und die atomaren Größen konstant sind. Dann ist die Masse des Weltalls proportional γ^2, und für die Materiedichte ϱ gilt $\varrho \sim \gamma^{-1}$. Dirac ist später der Konsequenz, daß die Masse des Weltalls proportional γ^2 ist, ausgewichen, indem er ein Weltmodell mit unendlicher Gesamtmasse betrachtet hat. Die → Jordansche Theorie ist eine Ausgestaltung der Diracschen Vermutung, daß die Gravitationszahl in Wahrheit veränderlich ist.

Diracsche Löchertheorie, → Dirac-Gleichung.

Diracscher Elektronensee, → Dirac-Gleichung.

Diracsche Schreibweise, in der Quantentheorie von Dirac eingeführte Symbolik zur Bezeichnung der Zustandsvektoren ψ und Projektoren P im Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ des physikalischen Systems. Danach wird der Zustandsvektor durch $|\psi\rangle$ (gelegentlich auch einfach $\psi\rangle$) symbolisiert; Eigenfunktionen des Orts-, Impuls- bzw. Energieoperators schreibt man auch $|\vec{r}, t\rangle$, $|\vec{p}, t\rangle$ bzw. $|E\rangle$. Die Funktionale $F_{\psi'}\{\psi\}$ auf $\mathfrak{H}$, d. s. die Elemente des zu $\mathfrak{H}$ dualen Raumes $\mathfrak{H}^*$, sind eindeutig durch ein bestimmtes Element ψ' aus $\mathfrak{H}$ charakterisierbar und können auf Grund des Satzes von Fischer-Riesz mit dem Skalarprodukt $\langle\psi'|\psi\rangle$ in $\mathfrak{H}$ identifiziert werden. Da man $\langle\psi'|$ bzw. $|\psi\rangle$ formal durch „Aufbrechen" der Klammer [engl. bracket] $\langle\ \rangle$ erhält, nennt man sie auch *bra-Vektoren* bzw. *ket-Vektoren.*

Einen bestimmten Zustand ψ in der Orts-, Impuls- oder Energiedarstellung erhält man, wenn man das Skalarprodukt mit den entsprechenden Eigenzuständen $|\vec{r}, t\rangle$, $|\vec{p}, t\rangle$ bzw. $|E\rangle$ bildet und diese Koordinaten als Veränderliche betrachtet: es ist $\psi(\vec{r}, t) \equiv \langle\vec{r}, t|\psi\rangle$, $\psi(\vec{p}, t) = \langle\vec{p}, t|\psi\rangle$ bzw. $\psi(E) = \langle E|\psi\rangle$. Eine Matrixdarstellung des Operators $\hat{A}$, z. B. in der Energiedarstellung, ergibt sich durch $\langle E|\hat{A}|E'\rangle$, wobei E und E' unabhängig voneinander alle Energieeigenwerte des Systems, die durch $\hat{H}|E\rangle = E|E\rangle$ mit dem Hamilton-Operator $\hat{H}$ und dem Eigenwert E gegeben sind, durchlaufen.

Das Symbol $|\psi\rangle\langle\psi|$ kann als Projektionsoperator P_ψ auf den Zustand $|\psi\rangle$ interpretiert werden.

Ist φ ein beliebiger Zustand, dann ist $P_\psi|\varphi\rangle = |\psi\rangle\langle\psi|\varphi\rangle = c_\varphi|\psi\rangle$, wobei das Absolutquadrat $|c_\varphi|^2$ des Skalarproduktes $\langle\psi|\varphi\rangle = c_\varphi$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, bei einer Messung die zu ψ gehörenden Eigenschaften des Systems vorzufinden, wenn es sich vor der Messung im Zustand φ befand.

Diracsche Störungstheorie, → Störungstheorie.

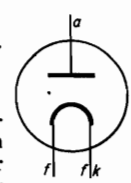
Diracsche Strahlungstheorie, → Strahlungstheorie.

Diracsche Theorie des Elektrons, → Dirac-Gleichung.

Diracsche Wellengleichung, svw. Dirac-Gleichung.

Dirac-See, → Dirac-Gleichung.

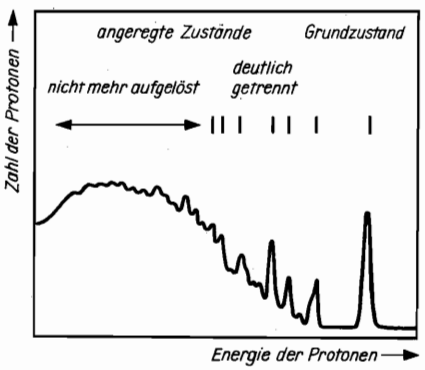
direkte Heizung, eine Heizungsart der Glühkatode, bei der der Heizfaden im elektrischen Kontakt mit dem Emissionsmaterial steht oder selbst aktiviert wurde. Bei der d.n H. kann nur Gleichstrom verwendet werden, da sonst eine Modulation des Katodenstromes durch den Heizstrom auftritt.



Schaltbild einer Diode mit direkter Heizung. *a* Anode, *f* Heizfaden, *k* Katode

direkte Kernreaktion, eine Kernreaktion, bei der kein quasistationärer Zwischenzustand entsteht, sondern die Wechselwirkung zwischen einfallenden Teilchen und Kern im wesentlichen an der Oberfläche des Kerns stattfindet. Die d. K. erfolgt vor allem bei höheren Einschußenergien über etwa 10 MeV, kann allerdings auch bei niederen Energien in Gebieten zwischen deutlichen Compoundzuständen bedeutsam werden.

Das Modell der d.n K. ist besonders vorteilhaft zur Beschreibung von deuteroneninduzierten Reaktionen. Die →Strippingreaktionen (d, p), ($^3_2$He, d) usw. und die inversen Reaktionen, die → pick-up-Prozesse (p, d), (n, d) usw., sind typische d. K.en. Bleibt der entstandene Kern angeregt zurück, ist die Energie des weiterfliegenden Teilchens verringert. Die Untersuchung seines Energiespektrums liefert die Niveauenergien des Endkerns (Abb.). Wegen der mit der Anregungsenergie zunehmenden Niveaudichte sind die von der Anregung höherer Niveaus herrührenden niederenergetischen Protonen im Protonenspektrum nicht mehr voneinander trennbar. Aus der Messung der Winkelverteilung, der Winkelkorrelation usw. lassen sich Aussagen über Spins und Paritäten der angeregten Zustände gewinnen.

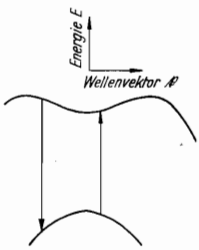


Protonenspektrum einer (d, p)-Reaktion

direkte Rekombination, → direkter Übergang.

direkter Halbleiter, → direkter Übergang.

direkter Übergang, Übergang im Energiespektrum eines Festkörpers zwischen Anfangs- und Endzustand mit gleichem Wellenvektor, im Gegensatz zum → indirekten Übergang. Bei einem Übergang durch Absorption bzw. Emission eines Lichtquants mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$ kann sich auf Grund des Impulserhaltungssatzes der Wellenvektor eines Blochelektrons nur um $\vec{k}$ ändern. Für sichtbares Licht ist k von der Ordnung 10^5 cm^{-1} und gegenüber dem Wertebereich des Wellenvektors der Blochelektronen, der sich bis 10^8 cm^{-1} erstreckt, zu vernachlässigen. Das bedeutet, daß ein Übergang allein durch Absorption bzw. Emission eines Photons (ohne Beteiligung von Phononen und Störstellen) nur als d. Ü. möglich ist.



Direkte Übergänge im Energiespektrum eines Festkörpers

Direkte Übergänge der Elektronen aus Valenzbändern in Leitungsbänder sind für weite Bereiche der → Grundgitterabsorption an Festkörpern verantwortlich. Die inversen Übergänge werden als *direkte Rekombination* bezeichnet. An der → Absorptionskante von Halbleitern und Isolatoren können direkte Übergänge nur bei solchen Substanzen auftreten, bei denen das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes beim gleichen Wellenvektor $\vec{k}$ liegen, in der Regel liegen sie dann bei $k = 0$. Man bezeichnet solche Halbleiter auch als *direkte Halbleiter*. Bei ihnen ist wiederum zu unterscheiden, ober der Übergang bereits bei $k = 0$ erlaubt ist, oder ob er bei $k = 0$ verboten und erst für $k \neq 0$ erlaubt ist. Im ersten Falle spricht man von *direkten erlaubten Übergängen*, im zweiten Falle von *direkten verbotenen Übergängen*.

direktes Produkt von Darstellungen, die Darstellung $T^{(\alpha)} \times T^{(\beta)}$ einer Gruppe G, die man aus den Darstellungen $T^{(\alpha)}$ und $T^{(\beta)}$ von G erhält, wenn man die direkten Produkte der Matrizen $T^{(\alpha)}(x)$ und $T^{(\beta)}(x)$ bildet, die die Elemente $x \in G$ darstellen. Das direkte Produkt zweier Matrizen A und B kann man z. B. in folgender Form darstellen:

$$A \times B = \begin{pmatrix} a_{11}B \cdots a_{1n}B \\ \vdots \\ a_{n1}B \cdots a_{nn}B \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} a_{11}b_{11} \cdots a_{11}b_{1m} \cdots a_{1n}b_{1m} \\ \vdots \\ a_{11}b_{m1} \cdots a_{11}b_{mm} \cdots a_{1n}b_{mm} \\ \vdots \\ a_{n1}b_{m1} \cdots a_{n1}b_{mm} \cdots a_{nn}b_{mm} \end{pmatrix}$$

Offensichtlich ist $AB \neq BA$. Das d. P. v. D. kann zum Auffinden neuer Darstellungen einer Gruppe dienen. Die Elemente der Matrix $C_{\alpha\beta\tau}$, die das direkte Produkt $T^{(\alpha)} \times T^{(\beta)}$ der irreduziblen Darstellungen $T^{(\alpha)}$ und $T^{(\beta)}$ in irreduzible Darstellungen überführt, werden *Clebsch-Gordon-Koeffizienten* genannt.

$$C^{-1}_{\alpha\beta\tau}\,(T^{(\alpha)} \times T^{(\beta)})\,C_{\alpha\beta\tau}$$

$$= \begin{pmatrix} T^{(\tau_1)} & & \\ & \ddots & \\ & & T^{(\tau_n)} \end{pmatrix}$$

Direktionskraft, svw. Richtgröße.

Direktionsmoment, svw. Richtmoment.

Direktor, sekundäres Element einer Antenne, das in einem bestimmten Abstand vom Dipol in Strahl- oder Empfangsrichtung angeordnet ist. D.en bestehen aus Stäben oder Drähten, die kürzer als der Dipol sind. In der Regel sind D.en mit dem Dipol nicht direkt verbunden, sondern strahlungsgekoppelt.

Dirichletsches Problem, → Differentialgleichung, → Potentialtheorie.

Diskontinuitäten, *Sprungflächen*, allgemein räumliche Unstetigkeiten von Feldgrößen. → Trennungsfläche.

Bei der Lösung der dissipationsfreien Gleichungen der Magnetohydrodynamik ergeben sich spezielle Lösungen, die D. darstellen. Um die Sprungbedingungen für die einzelnen Feldgrößen abzuleiten, müssen die Grundgleichungen in der Gestalt von lokalen Erhaltungssätzen geschrieben werden. Das ist nur möglich, solange

Dissipationen vernachlässigt werden können:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \varrho \vec{v} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \varrho \vec{v} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \varrho \vec{v}\vec{v} = -\frac{\partial p}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\vec{B}\vec{B}}{\mu_0},$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \vec{B} = 0,$$

$$p\varrho^{-\gamma} = \exp(Sc_v^{-1}),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varrho v^2}{2} + \varrho\varepsilon + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \left\{ \varrho \vec{v} \left(\frac{v^2}{2} + W \right) + \vec{v} B^2/2\mu_0 - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})\, \mu_0^{-1} \right\} = 0.$$

Dabei bedeuten ϱ die Dichte, $\vec{v}$ die hydrodynamische Geschwindigkeit, p den hydrodynamischen skalaren Druck, $\vec{B}$ die magnetische Induktion, γ den Polytropieexponenten, S die Entropie, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, ε die innere Energiedichte und W die Enthalpiedichte. Im Falle adiabatischer oder isothermer Zustandsänderungen gibt der Energiesatz keine neuen Informationen. In mit der Diskontinuität bewegten lokalen Bezugssystemen ändert sich die Diskontinuität zeitlich nicht. Wegen $\mathrm{d}/\mathrm{d}t = \partial/\partial t + \vec{U} \cdot \partial/\partial \vec{r} = 0$ in einem solchen System, kann $\partial/\partial t$ durch $-\vec{U} \cdot \partial/\partial \vec{r}$ ersetzt werden, wo $\vec{U}$ die konstante Geschwindigkeit der Diskontinuität ist.

Es wird nun für eine beliebige multiplikative Verknüpfung von $\partial/\partial \vec{r}$ mit einer Größe am Ort $\vec{r}_n$ der D. definiert: $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \otimes = \vec{n} \otimes [A]\, \delta(\vec{r} - \vec{r}_n)$, wobei $\otimes$ das Zeichen für die beliebige Multiplikation, $\vec{n}$ die äußere Normale der D., $\delta(\vec{r} - \vec{r}_n)$ die Diracsche δ-Funktion und $[A] = A_2 - A_1$ die Differenz der Werte von A links und rechts der D. bedeuten. Durch Integration der obigen Gleichungen über $\mathrm{d}\vec{r}$ entstehen dann die Sprungbedingungen

$$[\varrho(v_n - U_n)] = [m] = 0,$$

$$[\varrho(v_n - U_n)\vec{v} + (p + B^2/2\mu_0)\vec{n} - B_n\vec{B}/\mu_0] = 0,$$

$$[B_n\vec{v}_t - \vec{B}_t(v_n + U_n)] = 0, \quad [B_n] = 0.$$

Durch Einführung von Mittelwerten $\langle A \rangle = (A_1 + A_2)/2$ und neuen Variablen $m = \varrho(v_n - U_n)$, $V = 1/\varrho$ gewinnt man aus ihnen ein geschlossenes Gleichungssystem für die Sprünge der einzelnen Feldgrößen. Im stationären Falle lautet es

$$m[V] - [v_n] = 0,$$

$$m[\vec{v}] + [p]\vec{n} + \frac{1}{\mu_0} \langle \vec{C} \rangle \cdot [\vec{B}]\vec{n} - \frac{B_n}{\mu_0} [\vec{B}] = 0,$$

$$m\langle V \rangle [\vec{B}] + \langle \vec{B} \rangle [v_n] - B_n[\vec{v}] = 0,$$

$$[B_n] = 0.$$

Die Lösungen seiner Determinante $m\langle V \rangle^2 \cdot (\langle V \rangle m^2 - B_n^2/\mu_0)\{\langle V \rangle m^4 + (\langle V \rangle [p]/[V] - \langle \vec{B}^2 \rangle/\mu_0) m^2 - [p] B_n^2/\mu_0 [V]\} = 0$ liefern vier mögliche Arten von D.:

1) *Tangentiale D.* Für sie gilt $m = v_n = B_n = 0$ und $[p + B^2/2\mu_0] = 0$, $[\vec{v}_t] \neq 0$, $[\vec{B}_t] \neq 0$, $[\varrho] \neq 0$.

Diese Diskontinuität entspricht z. B. dem → Chapman-Ferraro-Modell der Magnetosphäre. Die Bedingungen $\neq 0$ sind Kann-Bedingungen, nicht Forderungen.

2) *Kontakt-D.* mit $m = v_n = 0$ und $B_n \neq 0$, $[\vec{v}] = [\vec{B}] = [p] = 0$, $[\varrho] \neq 0$.

3) *Rotations-D.* Ihre Eigenschaften sind festgelegt durch die Lösung $m = m_r = \pm B_n/\sqrt{\mu_0 \langle V \rangle}$: $v_n = \pm B_n/\sqrt{\mu_0 \varrho}$, $[\vec{v}_t] = [\vec{B}_t]/\sqrt{\mu_0 \varrho}$, $[\varrho] = [p] = [v_n] = [B_n] = [B^2] = 0$.

4) *Stoßwellen.* Sie sind die Lösungen von $\langle V \rangle m^4 + (\langle V \rangle [p]/[V] - \langle \vec{B}^2 \rangle m^2/\mu_0 - [p] \cdot B_n^2/\mu_0 [V]) = 0$ und werden bestimmt durch

$$[\vec{B}_t] = \frac{-m^2[V]\langle \vec{B}_t \rangle}{\langle V \rangle m^2 - B_n^2/\mu_0}, \quad [B_n] = 0, \quad [p] > 0,$$

$$[\vec{v}_t] = \frac{-m[V]\, B_n \langle \vec{B}_t \rangle/\mu_0}{\langle V \rangle m^2 - B_n^2/\mu_0}, \quad [v_n] = -m[V], \quad [V] < 0.$$

Wegen $(m^2 + [p]/[V])(\langle V \rangle m^2 - B_n^2/\mu_0) = m^2\langle \vec{B}_t \rangle^2/\mu_0 > 0$ gibt es zwei Arten von Stoßwellen, und zwar schnelle (s) Stoßwellen und langsame (l) Stoßwellen, die man auch als Kompressions- bzw. Expansionswellen bezeichnet. Ihre Massenflüsse genügen den Ungleichungen $m_s \geqq m_r \geqq m_l$, $m_s \geqq -[p]/[V] \geqq m_l$.

Eine wichtige Frage ist die nach der Stabilität von D. Da sie unter Vernachlässigung von Dissipationseffekten gewonnen werden, bleiben Dissipationen auf das Innere der D. beschränkt. Berücksichtigung von Dissipation zeigt, daß sich tangentiale D. und Rotations-D. im Laufe der Zeit verbreitern.

Gegenüber äußeren Störungen sind D. unterschiedlich stabil. Es zeigt sich, daß Rotations-D. in einem fluktuierenden Medium nicht entstehen können, sie werden als *nonevolutionary* bezeichnet.

Neben D. in der idealleitenden Magnetohydrodynamik gibt es auch D. in der Quasimagnetohydrodynamik als Lösungen der → Chew-Goldberger-Low-Gleichungen.

Lit. L. D. Landau u. E. M. Lifschitz: Elektrodynamik der Kontinua, Lehrb. der Theoretischen Physik, Bd 8, Kap. 8 (Berlin 1967).

Diskontinuitätsfläche, svw. Trennungsfläche.

Diskrepanzfaktor, svw. R-Faktor.

diskret, unstetig, nur in endlichen Schritten veränderlich. Gegensatz: kontinuierlich (→ Kontinuum). So kann sich die Energie gebundener Systeme, z. B. eines Elektrons der Atomhülle, nur sprunghaft ändern, d. h., das Energiespektrum ist d., dagegen bilden die möglichen Energiewerte freier Elektronen ein kontinuierliches Spektrum.

diskrete Gruppe, → kontinuierliche Gruppe.

diskrete Symmetrien, → Symmetrien der Elementarteilchen.

Diskriminante, Term zur Kennzeichnung der bei der Lösung von algebraischen Aufgaben auftretenden Spezialfälle; von der quadratischen Gleichung $x^2 + px + q = 0$ z. B. gibt die D. $D = q - p^2/4$ an, daß die Gleichung für $D > 0$ zwei verschiedene reelle Wurzeln, für $D = 0$ eine reelle Doppelwurzel und für $D < 0$ konjugiert komplexe Wurzeln hat. Auch bei der Lösung der kubischen Gleichung $x^3 + 3px + 2q = 0$ entscheidet das Vorzeichen von $D = q^2 + p^3$ über die Anzahl der reellen Lösungen. Bei linearen partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung gibt eine D. eine Klassifizierung der Lösungen.

Diskriminator, 1) Kernelektronik: eine elektronische Schaltung, die alle Impulse, deren

Höhe eine einstellbare Schwelle überschreitet, hindurchläßt und dann ein digitales Signal an eine elektronische Zählanordnung gibt. In der kernphysikalischen Nachweistechnik ergibt die Messung der Zählraten für verschiedene Einstellungen des Schwellwertes somit die Impulshöhenverteilung. In → Vielkanalanalysatoren wird das gesamte Impulshöhenspektrum simultan aufgenommen.

2) Hochfrequenztechnik: → Demodulation.

Dispergierung, die Herstellung einer Dispersion bzw. eines → dispersen Systems.

disperses System, allgemein ein aus mindestens zwei Bestandteilen (bzw. Phasen) zusammengesetztes Stoffsystem, bei dem der *disperse Bestandteil* (*Dispersum*) in dem anderen, dem *Dispersionsmittel* (*Dispergens*), fein verteilt ist und der disperse Anteil in mindestens einer Raumrichtung mikroskopische oder submikroskopische Abmessungen hat. Je nach diesen Dimensionen, den Aggregatzuständen (gasförmig, fest, flüssig) und nach Geometrie und Topologie können außerordentlich viele Möglichkeiten verwirklicht und je nach dem im Vordergrund stehenden Gesichtspunkt verschiedene Einteilungen der dispersen S.e vorgenommen werden. Sind Volumen, Masse, Gestalt u. ä. der dispersen Partikeln zeitlich unveränderlich, so ist das disperse S. *dispersionsinvariabel*, im anderen Falle *dispersionsvariabel*. Bei einem *kohärent dispersen S.* hängen auch die Bereiche des dispersen Anteils untereinander zusammen (Schwammstruktur), bei einem *inkohärent dispersen S.* nicht. Haben die dispersen Bestandteile ungefähr gleiche Abmessungen und Gestalt, so ist das d. S. *isodispers* oder *monodispers* bzw. *isoform* (*monoform*), im anderen Falle *polydispers* bzw. *polyform*. Diese Einteilung kann in Hinsicht auf Größe, Volumen und Masse des Teilchens und bei anisometrischen Partikeln auf das Verhältnis der Abmessungen (→ difforme Systeme) noch weiter verfeinert werden. Haben die Partikeln des dispersen Anteils in allen drei Raumrichtungen etwa gleiche Abmessungen, so liegt ein *korpuskulardisperses S.* vor. Bei Teilchenabmessungen über 10^{-4} cm handelt es sich um ein *niedrig-* oder *grobdisperses S.*; *hoch-* oder *feindisperse S.e* sind die → Kolloide und als Grenzfall die *molekulardispersen S.e* mit Teilchengrößen von weniger als 10^{-7} cm.

Disperser Anteil und Dispersionsmittel können in gleichen oder in verschiedenen Aggregatzuständen auftreten. Das gibt z. B. für korpuskulardisperse Systeme folgende Möglichkeiten:

disperses System

Bezeichnung	Dispersionsmittel	disperser Bestandteil
Nebel	gasförmig	flüssig
Aerosol	gasförmig	fest
Schaum	flüssig	gasförmig
Emulsion	flüssig	flüssig
Sol	flüssig	fest
fester Schaum	fest	gasförmig, flüssig, fest

Die Feinstruktur des dispersen Anteils kann dabei noch verschieden sein, z. B. in Solen kristallin, amorph oder auch ein einzelnes Molekül (Fadenmolekül in makromolekularen molekulardispersen Lösungen). Die praktisch wichtigen konzentrierten inkohärenten korpuskulardispersen S.e, besonders von Feststoffen in Flüssigkeiten, werden als *Pasten* oder *Schlämme* bezeichnet; ein d. S. mit kohärenten Hohlräumen heißt *Porenkörper* oder *Kapillarsystem*.

Dispersion, 1) in der physikalischen Chemie eine feine Verteilung eines Stoffes in einem anderen, → disperses System.

2) in der Wellenlehre die Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle von deren Wellenlänge λ oder allgemeiner die Wellenlängenabhängigkeit irgendeiner physikalischer Größe. Die D. im engeren Sinn bedingt die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex $n(\lambda)$, die durch den Differentialquotienten $dn/d\lambda$ charakterisiert wird (vgl. Abschn. 4, → Schalldispersion), während man von D. im allgemeinen Sinn z. B. bei der Wellenlängenabhängigkeit der Leitfähigkeit $\sigma(\lambda)$ spricht.

Die D. beherrscht auch den Zusammenhang zwischen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit eines → Wellenpaketes, d. h. einer mehr oder weniger kurzen Wellengruppe, und bedingt dessen Zerfließen. Die Gruppengeschwindigkeit v_G, die als Geschwindigkeit des Maximums oder des Schwerpunktes des Wellenpaketes definiert ist, bestimmt sich aus den Phasengeschwindigkeiten v_p der einzelnen ebenen Wellen, aus denen sich ein beliebiges Wellenpaket (auf Grund der Fourier-Zerlegung) zusammensetzt, in erster Näherung gemäß der *Rayleighschen Beziehung* $v_G = v_p - \lambda\, dv_p/d\lambda$ unabhängig von der Art der Welle, d. h. sowohl für optische, elastische und auch Materiewellen (vgl. Abschn. 3). Das Zerfließen der Wellenpakete ist eine Folge der D. $dv_p/d\lambda$ der Phasengeschwindigkeit, die für jede Wellenlänge der das Wellenpaket aufbauenden Einzelwellen verschieden ist und zu einem Ver-

disperses System

	grobdisperse Systeme	kolloiddisperse Systeme	molekulardisperse Systeme
Teilchengröße	$> 10^{-4}$ cm	$10^{-4} \cdots 10^{-7}$ cm	$< 10^{-7}$ cm
Zahl der Atome in einem Teilchen	mehr als 10^9	$10^3 \cdots 10^9$	weniger als 10^3
Betrachtungsmöglichkeiten der Teilchen	mit dem Auge bzw. im Mikroskop sichtbar	nur im Ultramikroskop sichtbar	unsichtbar
Trennungsmöglichkeit zwischen Dispersionsmittel und dispersem Bestandteil	filtrierbar mit gewöhnlichen Filterpapieren	filtrierbar mit Pergament, tierischen Membranen u. ä.	nicht filtrierbar

wischen der Phasenbeziehungen und damit zu einer Gestaltänderung des Wellenpaketes führt.

Da Signale, d. h. Informationen, nur durch Wellenpakete oder kurze Impulse, und zwar mit der Gruppengeschwindigkeit übertragen werden können, ist v_G auf Grund der speziellen Relativitätstheorie stets kleiner als die Lichtgeschwindigkeit, d. h. $v_G \leqq c$, und über große Entfernungen oder lange Zeiten werden die Signale infolge der D. verzerrt, falls keine geeigneten Vorkehrungen für eine dispersionsfreie Übertragung getroffen werden.

Die konkrete Form der D. hängt stark von der Art der Welle und des dispergierenden Mediums, durch das sich die Welle fortpflanzt, d. h. von der Wechselwirkung zwischen Welle und Medium ab. Die D. elektromagnetischer Wellen kann daher auch nur auf der Grundlage des atomaren Bildes der Materie mit Hilfe der Quantentheorie verstanden werden (→ quantenmechanische Dispersionstheorie). Man kann aber dann auch umgekehrt aus der genauen Kenntnis der besonderen Form der D. auf Grund der allgemeinen Dispersionstheorie Rückschlüsse auf die atomaren Eigenschaften ziehen. Analogien hierzu sind vor allem im Bereich der Hochenergiephysik wichtig, da aus der Streuung von Materiewellen, d. h. Strömen von Elementarteilchen, über die Dispersionsrelationen Aussagen über die Eigenschaften der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen gewonnen werden können, die sonst nicht oder nur schwierig zu erhalten sind (→ analytische S-Matrix Theorie).

3) *D. der Materiewellen*, in der Quantenmechanik das Zerfließen der aus ebenen Wellen aufgebauten Wellenpakete $\psi(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{k})\, e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}\, d^3\vec{k}$ auf Grund der Dispersionsbeziehung $\omega(\vec{k}) = \hbar\vec{k}^2/2m$ zwischen der Frequenz ω der ebenen Wellen und deren Wellenzahlvektor $\vec{k}$, wobei $\hbar$ die Plancksche Konstante und m die Masse der Teilchen ist. Die D. der Materiewellen ist einer der Gründe für die Notwendigkeit der statistischen Interpretation der Quantenmechanik.

4) *D. des Lichts*, die Farbzerlegung des Lichtes oder allgemein die spektrale Zerlegung der Strahlung. Die D. tritt beim Durchgang der Strahlung durch Medien mit verschiedenem Brechungsindex auf, da dieser von der Wellenlänge der Strahlung abhängig ist. Man nennt diese Form der D. auch *Brechungsdispersion*. Es entsteht ein Brechungsspektrum. Auch die Beugung an einem Beugungsgitter oder einem Interferenzspektroskop bedingt eine D., die *Beugungsdispersion*. Hierbei entsteht ein Beugungsspektrum.

Über *Rotationsdispersion* → Drehvermögen 1).

Besonders physikalisch gut ausnutzbar ist die D. beim Durchgang des Lichtes durch Prismen, → Dispersionsprisma. In der Abb. ist der Vorgang allgemein dargestellt. Der für die D. wirksame Prismenwinkel γ heißt auch brechender Winkel. Der Ablenkungswinkel ϑ hat die Größe $\vartheta = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2)$. Der äußere Einfallswinkel α_1 ist für alle Wellenlängen gleich, β_1 und β_2 sowie der äußere Ausfallswinkel $\alpha_2 = \arcsin(\sin\gamma \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2\alpha_1} - \cos\gamma \cdot \sin\alpha_1)$ hängen vom Brechungsindex n ab. Die Länge s des auf einer Auffangebene durch ein Prisma erzeugten Spektrums zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 ergibt sich aus der Differenz der Ablenkungswinkel ϑ und ϑ' der beiden Wellenlängen. Für verschiedene Glasarten sowie für künstliche und natürliche Kristalle, aus denen im allgemeinen Dispersionsprismen hergestellt werden, nimmt ϑ mit zunehmender Wellenlänge im Bereich der *normalen D.* ($dn/d\lambda < 0$), in dem man mit Dispersionsprismen arbeitet, kontinuierlich ab; in den vorwiegend im Ultraviolett und Infrarot gelegenen Wellenlängenbereichen der *anomalen D.* ($dn/d\lambda > 0$) treten dagegen außergewöhnliche und unstetige Abhängigkeiten des Ablenkungswinkels ϑ von der Wellenlänge auf. $D_w = d\vartheta/d\lambda$ wird als *Winkeldispersion*, $D_L = ds/d\lambda$ als *Lineardispersion* bezeichnet. Für die Winkeldispersion eines Prismas gilt allgemein $D_w = \frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{d\vartheta}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$, wobei $D_M = dn/d\lambda$ als *Materialdispersion* bezeichnet wird.

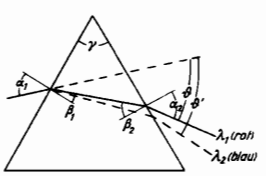
Wird ein Dispersionsprisma im Minimum der Ablenkung durchstrahlt, dann ist $\alpha_1 = \alpha_2$, und die Winkeldispersion wird $D_w = (b/d) \cdot D_M$, wobei b die Basislänge des Prismas und d die Breite des dieses durchsetzenden Strahlenbündels ist.

Zur Angabe der Materialdispersion D_M benötigt man die Abhängigkeit des Brechungsindexes von der Wellenlänge $n(\lambda)$, die man im Bereich der normalen D. nach der empirischen *Dispersionsformel von Hartmann* aus $n(\lambda) = n_0 + c/(\lambda - \lambda_0)^\alpha$ errechnen kann, wobei α zwischen 0,8 und 1,3 für die meist benutzten Glasarten variiert und λ_0, n_0 und c konstante Werte sind.

Zur Untersuchung der anomalen D. kann man sich des Verfahrens der *gekreuzten D.* bedienen, bei dem zwei gleiche Spektren senkrecht zueinander erzeugt werden.

Die Funktion $n(\lambda)$ ist niemals linear, deshalb weist die Wellenlänge im Dispersionsspektrum keine lineare Skala auf.

5) *D. der Dielektrizitätskonstante und D. der Permeabilität*. Da die Wellenlängen- bzw. Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex die Ursache der D. des Lichts ist, bezeichnet man auch diese Erscheinung selbst als D. und überträgt diese Bezeichnung auch auf die Frequenzabhängigkeit anderer Größen, insbesondere die der Dielektrizitätskonstanten und der magnetischen Permeabilität. Eine scheinbare D. der Permeabilität eines ferromagnetischen oder paramagnetischen Stoffes in einem magnetisierenden Wechselfeld tritt bei niederen Frequenzen dadurch auf, daß das Magnetfeld durch die auftretenden Wirbelströme aus dem Körper herausgedrängt wird, so daß die mittlere Induktion im Material geringer wird. Das gleiche tritt in nichtleitenden Ferriten mit sehr hohen Di-



Strahlengang für den Durchgang von Licht von zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 durch ein Dispersionsprisma

Dispersionsbeziehung

elektrizitätskonstanten ($10 \cdots 10^6$) infolge des dielektrischen Verschiebungsstromes auf. Diese scheinbare D. bedeutet eine stetige Verringerung der Permeabilität mit wachsender Frequenz. Eine *wirkliche D.*, eine Änderung des Verhältnisses von magnetischer Induktion und Feldstärke am gleichen Ort in der Probe, erscheint bei Frequenzen oberhalb 10^9 Hz. → ferromagnetische Elektronenresonanz, → paramagnetische Resonanz.

Dispersionsbeziehung, → Dispersionsrelation.

Dispersionseffekt der Leitfähigkeit, → interionische Wechselwirkungen.

Dispersionsfilter, *Dispersionslichtfilter*, ein Filter, das auf der unterschiedlichen Dispersion zweier optischer Medien beruht. D. sind erstmalig von Christiansen angegeben worden und heißen deshalb auch *Christiansen-Filter*. Für den sichtbaren Spektralbereich besteht ein D. im allgemeinen aus einer organischen Flüssigkeit, die sich zusammen mit einer dichten Schüttung eines Pulvers aus optischem Glas in einer Filterküvette befindet. Die Substanzen werden so gewählt, daß sich ihre Dispersionskurven bei einer bestimmten Wellenlänge schneiden. Dann wird alles Licht dieser Wellenlänge vom D. durchgelassen, da für diese Wellenlänge das D. als optisch planparallele und homogene Platte wirkt. Das Licht der anderen Wellenlängen wird an den vielen Grenzflächen zwischen Flüssigkeit und optischem Glas reflektiert und kann das D. nicht passieren.

Da der Brechungsindex der Flüssigkeit sich stärker mit der Temperatur ändert als der des optischen Glases, so ändert sich die Wellenlänge des durchgelassenen Lichtes stark mit der Temperatur. Der gewünschte Durchlaßbereich wird mit der Temperatur eingestellt.

Neuerdings werden temperaturunempfindliche Lösungen von Kalium und Barium in Brom- und Jodmerkurat verwendet. Den gewünschten Durchlaßbereich des D.s stellt man durch Verdünnung der Lösung ein. Im sichtbaren Spektralbereich läßt sich eine Durchlässigkeit des D.s von 90% bei einer Halbwertsbreite von 30 Å erreichen.

D. können auch für den ultravioletten und infraroten Spektralbereich hergestellt werden.

Dispersionsformel für Neutronen, die auf Neutronenresonanzen angewandte → Breit-Wigner-Formel.

Dispersionslichtfilter, svw. Dispersionsfilter.

Dispersionsprisma, vor allem in Prismenspektralapparaten zur spektralen Zerlegung der zu untersuchenden Strahlung (→ Dispersion) benutztes Prisma. Im ultravioletten Spektralbereich bis 2000 Å verwendet man für Dispersionsprismen Flußspat CaF_2 oder reines LiF, bis 4000 Å kristallinen oder geschmolzenen Quarz SiO_2, Spezialgläser oder Steinsalz NaCl, im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich (bis 3 μm) Glas (Krongläser, Flintgläser), im mittleren Infrarot von 3 bis 8 μm Flußspat, Steinsalz von 8 bis 15 μm, KBr, KRS 6 (Mischkristall aus 60 mol % TlCl und 40 mol % TlBr) oder Sylvin KCl von 15 bis 25 μm, KRS 5 (Mischkristall aus 44% TlBr und 56% TlJ) von 25 bis 40 μm. Mitunter werden im Sichtbaren und im Ultravioletten auch *Flüssigkeitsprismen* verwendet. Hierzu bringt man eine Flüssigkeit (Wasser, Kohlenstoffdisulfid, Monobromnaphthalin u. a.) in ein dünnwandiges Gefäß, das die gewünschte Prismenform besitzt. Flüssigkeitsprismen haben den Vorzug, vollkommen homogen zu sein. Ungünstig wirkt sich die größere Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes von Flüssigkeiten aus.

Man unterscheidet im wesentlichen folgende Typen von Dispersionsprismen und Dispersionsprismen-Systemen.

1) *Geradsichtprismen* stellen im allgemeinen eine Kombination aus zwei oder mehr Prismen verschiedenen Materials dar. Sie ermöglichen, daß das auf das Prisma auffallende Lichtbündel für eine bestimmte Wellenlänge keine Ablenkung erleidet. Zu den Geradsichtprismen gehören das *Amici-Prisma* oder *Browning-Prisma*. Es besteht aus einem Flintglasprisma (große Dispersion) und zwei kleineren Kronglasprismen (kleine Dispersion), die auf ersteres aufgekittet sind, oft auch aus zwei bzw. drei Flintglasprismen und drei bzw. vier Kronglasprismen. Sowohl die Gesamtdispersion als auch das Auflösungsvermögen des Amici-Prismas sind relativ klein. Das *Zenker-Prisma* besteht aus zwei gleich großen Prismen verschiedener Dispersion aus Substanzen, die für eine bestimmte Wellenlänge den gleichen Brechungsindex besitzen. Diese werden dann zu einem Parallelepiped zusammengesetzt. Die Reflexionsverluste sind erheblich kleiner als beim Amici-Prisma. Denkt man sich zwei Zenker-Prismen hintereinander angeordnet, so ergibt sich das *Wernicke-Prisma*, das durch eine große Winkeldispersion ausgezeichnet ist, da für das mittlere Prisma ein großer brechender Winkel (etwa 100°) benutzt werden kann.

Die Knickung der optischen Achse, die beim Geradsichtprisma vermieden wird, ist kein grundsätzlicher Mangel, sondern nur ein nebensächliches äußeres Merkmal. Man bevorzugt daher bei vielen Spektralapparaten wegen der Einfachheit ein ganz gewöhnliches Prisma, das häufig gleichseitig ist, also einen brechenden Winkel von 60° besitzt. Ein größerer Winkel würde zwar die Winkeldispersion steigern, doch tritt bei einem bestimmten Winkel Totalreflexion an der Austrittsfläche ein. Man benutzt daher mitunter zwei oder mehrere hintereinander angeordnete 60°-Prismen. Dies hat jedoch unter anderem zur Folge, daß durch Reflexion an den zahlreichen Prismenflächen ein mehr oder minder großer Teil des Lichtes für die eigentliche Untersuchung verlorengeht. Dieser Nachteil wird beim *Rutherford-Prisma* oder *Compoundprisma* weitgehend vermieden. Es besteht aus einem Flintglasprisma mit großem brechendem Winkel (meist 90 bis 120°) und zwei gleichen symmetrisch aufgekitteten Kronglasprismen. Durch diese Anordnung wird auch bei Verwendung dieser großen brechenden Winkel die Totalreflexion vermieden.

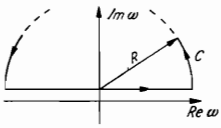
2) *Prismensysteme mit konstanter Ablenkung.* Bei einem gewöhnlichen Prisma und verschiedenen Prismensystemen ist der Ablenkungswinkel von der Wellenlänge und dem Einfallswinkel abhängig. Bei feststehendem Kollimatorrohr würde daher sowohl eine Drehung des Prismensystems als auch des Fernrohrarmes erforderlich sein, wenn die in der optischen Achse des Fern-

rohres erscheinende Wellenlänge das Prismensystem symmetrisch, d. h. im Minimum der Ablenkung passieren soll, was im allgemeinen verlangt wird. Eine Änderung der Fernrohrstellung gegenüber dem Kollimatorrohr bei Variation der Wellenlänge ist meist hinderlich. Man hat daher Prismensysteme entwickelt, die für jede Wellenlänge im Minimum der Ablenkung den gleichen Ablenkungswinkel liefern. Solche Prismensysteme mit konstanter Ablenkung kann man erhalten, wenn außer der Brechung noch eine Reflexion an einer mitgedrehten Fläche stattfindet. Das einfachste Prisma dieser Art ist das *Autokollimationsprisma*, in der Regel ein 30°-Prisma mit verspiegelter Rückfläche, mitunter auch ein halbes Rutherford-Prisma. Dasjenige Lichtbündel, das diese Spiegelfläche senkrecht trifft, wird in sich reflektiert und erfährt daher eine Ablenkung von 180°. Die diesem zugeordnete Wellenlänge kann durch Drehen des Prismas gegenüber der festen Einfallsrichtung beliebig variiert werden. Andere Ablenkungswinkel erhält man mit den *Abbe-Prismen*. Ein solches Prisma mit einer Ablenkung von 90° ist z. B. eine Kombination aus zwei 30°-Flintglasprismen (Halbprismen) und einem totalreflektierenden 90°-Prisma. Durch passende Wahl des Reflexionsprismas können auch andere feste Ablenkungswinkel, z. B. von 60°, erzielt werden. Ein anderes System konstanter Ablenkung, das *Wadsworth-Spiegelprisma* oder *Fuchs-Wadsworth-Prisma*, stellt eine Kombination eines Prismas und eines Planspiegels dar, bei der sich die Symmetrieebene des Prismas und die Spiegelebene in der Drehachse schneiden. Stehen diese senkrecht aufeinander, so beträgt der Ablenkungswinkel 0°. Bilden sie miteinander keinen rechten Winkel, so erhält man von Null verschiedene Ablenkungswinkel, z. B. bei 45° eine Ablenkung um 90°.

Ein System, das zwar keine konstante Ablenkung besitzt, jedoch in einfacher Weise für eine beliebige Wellenlänge das Minimum der Ablenkung einzustellen gestattet, ist das *Young-Prisma* oder *Young-Thollon-Prisma*. Es besteht aus zwei Halbprismen, die um eine gemeinsame Achse drehbar sind. Mitunter wird als Drehachse eine gemeinsame Kante benutzt (bei 30°-Prismen die 60°-Kante).

Wird als Prismenmaterial an Stelle eines isotropen Mediums ein anisotropes benutzt, so müssen die richtungsabhängigen optischen Eigenschaften berücksichtigt werden. Einfache Quarzprismen werden so geschliffen, daß die optische Achse des Kristalls zur Basis parallel ist. Da jedoch die durch die optische Aktivität verursachte Doppelbrechung auch in der optischen Achse des Kristalls in Erscheinung tritt, setzt man das Prisma aus zwei Halbprismen zusammen, von denen das eine aus Rechtsquarz und das andere aus Linksquarz hergestellt ist. Man erhält so das *Cornu-Prisma* oder *Quarz-Cornu-Prisma*, bei dem die Rotationsdoppelbrechung des ersten Halbprismas durch die des zweiten aufgehoben wird.

Dispersionsrelation, Beziehung zwischen dem Realteil (Re) und dem Imaginärteil (Im) der (ins Komplexe fortgesetzten) Fourier-Transformierten $g(\omega)$ einer physikalischen Größe $G(t)$ mit der Eigenschaft, daß $G(t) = 0$ für $t < 0$ ist. Da oft $\mathrm{Im}\, g(\omega)$ und $\mathrm{Re}\, g(\omega)$ beide physikalische Bedeutung haben, spielen D.en in der Physik, vor allem bei der Ausbreitung von Wellen in Substanzen, eine große Rolle. Seien $G(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)\, e^{-i\omega t} d\omega$ und $G(t) = 0$ für $t < 0$, so gilt $g(\omega) = \int_0^{\infty} G(t)\, e^{i\omega t} dt$, und $g(\omega)$ kann in die obere (komplexe) ω-Halbebene fortgesetzt werden, wo $e^{(i\,\mathrm{Re}\,\omega - \mathrm{Im}\,\omega)t}$ wegen $t > 0$ beschränkt, und $g(\omega)$ daher holomorph ist. Wegen des Cauchyschen Integralsatzes gilt $g(\omega) = \frac{1}{2\pi i}\int_C \frac{g(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'$, wobei Weg C gemäß der Abb. gewählt werden kann. Verschwindet $g(\omega)$



für $\omega \to \infty$ so stark, daß das Integral über den Halbkreis mit $r \to \infty$ verschwindet, dann ergibt sich $g(\omega) = \frac{1}{\pi i}\,\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'$, wobei das Symbol P bedeutet, daß der Hauptwert des Integrals zu nehmen ist. Daraus folgt aber $\mathrm{Re}\, g(\omega) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, g(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'$ und $\mathrm{Im}\, g(\omega) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Re}\, g(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega'$, d. h., Real- und Imaginärteil von $g(\omega)$ sind durch eine Hilbert-Transformation miteinander verknüpft. Diesen Zusammenhang bezeichnet man als D. für $g(\omega)$. Häufig geht $g(\omega)$ für $\mathrm{Im}\,\omega \geqq 0$ nicht stark genug gegen Null, aber die Funktion $f(\omega) = [g(\omega) - g(\omega_0)]/(\omega - \omega_0)$; dann gelten die abgeleiteten Relationen für f. Für g folgt dann $\mathrm{Re}\, g(\omega) = \mathrm{Re}\, g(\omega_0) + \frac{\omega - \omega_0}{\pi}\,\mathrm{P}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, g(\omega') - \mathrm{Im}\, g(\omega_0)}{(\omega' - \omega)(\omega' - \omega_0)} d\omega'$ und entsprechend für $\mathrm{Im}\, g(\omega)$. Man nennt diese Relationen einmal subtrahierte D.en, ω_0 den Subtraktionspunkt und $g(\omega_0)$ die Subtraktionskonstante. Ausgangspunkt für D.en sind im allgemeinen kausale Beziehungen zwischen einer Ursache $U(t)$ und der zugehörigen Wirkung $W(t)$ vom Typ $W(t) = \int_0^{\infty} dt'\, G(t')\, U(t - t')$, wobei also der gesamte Verlauf von U in der Vergangenheit des Zeitpunktes t den jeweiligen Wert von $W(t)$ bestimmt. Aus dem angegebenen Zusammenhang zwischen W und U folgt durch Fourier-Transformation $W(\omega) = g(\omega)\, U(\omega)$, und $g(\omega)$ genügt einer D.

D.en wurden zuerst in der Optik benutzt. Bei der Fortpflanzung einer Lichtwelle durch ein (optisches) Medium werden zunächst die Atome durch das elektrische Feld zu Schwingungen angeregt, wobei sie eine Streuwelle emittieren. Der Zusammenhang zwischen Streuwelle und elektrischem Feld ist von dem angegebenen kausalen Typ. Der Funktion $G(\omega)$ entspricht

Dispersionsrelation

die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante oder der (komplexe) Brechungskoeffizient des Mediums $n^*(\omega) = n(\omega) - ik(\omega)$, der sich aus dem reellen Brechungsindex $n(\omega)$ und dem Absorptionsindex $k(\omega)$ zusammensetzt. Für diese optischen Größen ergeben sich die folgenden D.en:

$$n^2(\omega) - k^2(\omega) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\omega' 2n(\omega')\,k(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}\,\mathrm{d}\omega' +$$

$$\text{konst.}, \quad 2n(\omega)\,k(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi}\int_0^\infty \frac{n^2(\omega') - k^2(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}\,\mathrm{d}\omega';$$

sie wurden zuerst in der Form $n^2(\omega) - 1 = \frac{2c}{\pi} \mathrm{P}\int_0^\infty \frac{a(\omega')\,\mathrm{d}\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}$ entdeckt, wobei $a(\omega') = 2k(\omega')/c$ der Absorptionskoeffizient und c die Lichtgeschwindigkeit ist (*Kramers-Kronig-Relationen*, 1926). Man bezeichnet deshalb allgemein Im $g(\omega)$ bzw. Re $g(\omega)$ als absorptiven bzw. dispersiven Teil der Größe $g(\omega)$.

Ähnlich den D.en zwischen dem Brechungsindex n und dem Absorptionsindex k bestehen Relationen zwischen der Phase und dem Logarithmus der Amplitude der reflektierten Welle bei senkrechter Inzidenz. Letztere werden insbesondere bei der Kramers-Kronig-Analyse von gemessenen Reflexionsspektren benutzt.

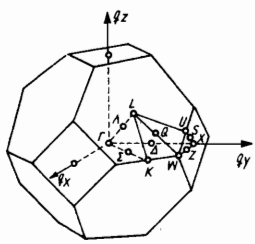
Die D.en fanden weitgehende Anwendung in der quantenmechanischen Streutheorie für den Real- und Imaginärteil der Streuamplitude. Auch hier gilt ein kausaler Zusammenhang: Zur Zeit $t = 0$ treffe ein Wellenpaket am Streuzentrum ein, von dem — unter Umständen mit einer Verzögerung — die Streuwelle emittiert wird; die Streuamplitude, als Funktion der komplexen Energievariablen, genügt einer D., die schließlich zu einer Relation umgeformt werden kann, die die Eigenschaften der gebundenen Zustände und Resonanzen mit einem Integral über dem Streuquerschnitt als Funktion der Energie der einfallenden Teilchen verknüpft. Diese Form der D.en hat in den letzten Jahren eine wesentliche Rolle in der Elementarteilchenphysik bei der Beschreibung der stark wechselwirkenden Teilchen, der Hadronen, gespielt (→ analytische S-Matrix-Theorie). Dabei wurden die im Falle der nichtrelativistischen Quantenmechanik mathematisch streng ableitbaren D.en, deren Verallgemeinerungen und weitergehenden Zusammenhänge, speziell bezüglich der Partialwellenamplituden, mit recht gutem Erfolg auf den Fall einer relativistischen Dispersionstheorie übertragen. Tatsächlich können relativistische D.en in der axiomatischen Quantenfeldtheorie, allerdings nicht in dem in der analytischen S-Matrix-Theorie benutzten Umfang streng bewiesen werden. Die Grundlage bildet auch hierbei die Kausalitätsbedingung, wonach der Kommutator (bzw. Antikommutator) zweier Bose- (bzw. Fermi-) Operatoren für raumartige Abstände $c^2(t - t')^2 - (\vec{r} - \vec{r}')^2 < 0$ verschwindet, d. h. $[A(x), B(x')]_\pm = 0$ für $(x - x')^2 < 0$ ist, da sich die Streuamplituden in der Quantenfeldtheorie als Matrixelemente solcher Kommutatoren ausdrücken lassen. Auf diese Weise erhält man über die experimentelle Prüfung der Richtigkeit solcher D.en zugleich Aufschluß über die Zulässigkeit der quantenfeldtheoretischen Annahmen, wie etwa der obigen Kausalitätsbedingung. Allerdings kennt man die Streuquerschnitte nicht bis zu beliebig hohen Energien und ist daher auf Näherungen angewiesen.

Als D. oder *Dispersionsbeziehung* wird oft auch in einer beliebigen Wellentheorie der Zusammenhang zwischen Frequenz ν und Wellenlänge λ, meist in der Form $\omega = \omega(k)$, bezeichnet, wobei $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz und $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl ist. Beispielsweise ist $\omega = ck/n$ die D. einer elektromagnetischen Welle in einem Medium mit dem Brechungsindex n (→ Dispersion).

Dispersionsrelation der Phononen, der Zusammenhang der Phononenfrequenz ω bzw. Phononenenergie $\hbar\omega$ mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$ bzw. Quasiimpuls $\hbar\vec{q}$ der Phononen:

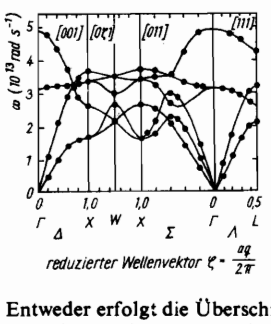
$$\omega = \omega_j(\vec{q}). \qquad (1)$$

Der Index $j = 1, \ldots, 3r$ numeriert die Lösungen (1) der Bewegungsgleichung der → Gitterschwingungen und bezeichnet damit die verschiedenen Schwingungstypen (Zweige). r bedeutet die Anzahl der Atome in der Elementarzelle. Zu jedem der quasidiskreten Wellenzahlvektoren $\vec{q}$ in der Brillouin-Zone (Abb. 1) — N



1 **Brillouin-Zone eines flächenzentrierten kubischen Gitters (z. B. NaCl) mit Symmetriepunkten und -linien Γ, L, U, X, W, K bzw. Λ, Q, S, Z, Δ, Σ**

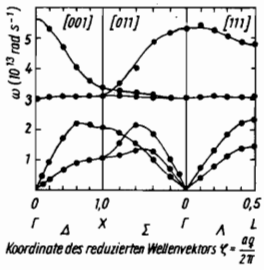
ist die Anzahl der Einheitszellen im Kristall — kann es im allgemeinen $3r$ Frequenzen ω geben. Die Funktion (1) stellt geometrisch Hyperflächen in einem vierdimensionalen Raum $R(\omega, q_x, q_y, q_z)$ dar. Diese Hyperflächen können sich gegenseitig durchdringen (Abb. 2 und 3).



2 **Dispersionskurven für NaCl bei $T = 80$ K. Punkte experimentell ermittelt, ausgezogene Linien = Theorie mit erweitertem Schalenmodell, Symmetriepunkte bzw. -linien gemäß Abbildung 1**

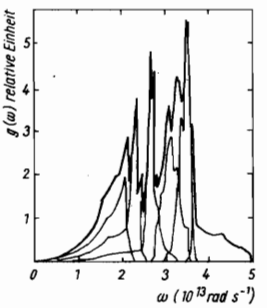
Entweder erfolgt die Überschneidung „zufällig" und die gemeinsamen Punkte bilden eine Linie in R, die nur aus der genauen Lösung der Bewegungsgleichung zu erhalten ist, oder die Überschneidung der Hyperflächen ist mit der Kristallsymmetrie verbunden und kann schon aus gruppentheoretischen Betrachtungen erklärt

werden; dabei können sich auch mehr als zwei Hyperflächen durchdringen.



3 Dispersionskurve für RbF bei $T = 80$ K (Auftreten einer verbotenen Zone zwischen akustischen und optischen Zweigen), Symmetriepunkte bzw. -linien gemäß Abbildung 1

Die *akustischen Zweige* (ein longitudinaler und zwei transversale) weisen für kleine Wellenzahlen das Verhalten von elastischen Wellen im Kontinuum auf, für die die Frequenz eine homogene Funktion erster Ordnung ist: $\omega_j(\vec{q}) = v(j)\,|\vec{q}|$; hierbei stellt $v(j \triangleq$ long.) die Schallgeschwindigkeit dar, und $v(j \triangleq$ transv.) sind Ausbreitungsgeschwindigkeiten transversaler elastischer Wellen. Die Frequenzen der $3r - 3$ *optischen Zweige*, die nur in Gittern mit mehreren Atomen in der Einheitszelle auftreten, verschwinden für $\vec{q} \to 0$ nicht, jedoch können sie infolge der Gittersymmetrie auch bei $\vec{q} = 0$ entartet sein. Im Falle der Überschneidung optischer Zweige bei $\vec{q} = 0$ ist die Funktion $\omega(\vec{q}) - \omega(\vec{q} = 0)$ je nach der Kristallsymmetrie für $\vec{q} \to 0$ eine homogene Funktion erster oder zweiter Ordnung. Falls ein optischer Zweig bei $\vec{q} = 0$ mit keinem anderen zusammenfällt, läßt sich $\omega(\vec{q})$ in der Nähe von $\vec{q} = 0$ in eine Taylor-Reihe entwickeln, in der die ungeraden Potenzen der Komponenten q_l $(l = x, y, z)$ wegen der aus der Bewegungsgleichung der Gitterschwingungen folgenden Symmetrierelation $\omega(-\vec{q}) = \omega(\vec{q})$ nicht auftreten: $\omega(\vec{q}) \approx \omega(\vec{q} = 0) + \sum_{l,k} \alpha_{lk} q_l q_k$ (α_{lk} sind konstante Koeffizienten).

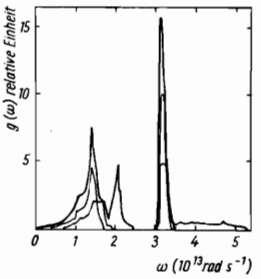


4 Phononenfrequenzspektrum von NaCl. Die dünnen Linien geben die Spektren der einzelnen Zweige an (vgl. Abbildung 2)

Die einzelnen Phononenzweige überdecken häufig einen Frequenzbereich nicht lückenlos (Abb. 3). Aus der D. d. P. kann mittels der Beziehung
Beziehung

$$g(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \sum_j \iint_{\omega_j(\vec{q}) = \omega} \frac{\mathrm{d}S}{|\mathrm{grad}_{\vec{q}}\, \omega_j(\vec{q})|}$$

die spektrale Verteilung $g(\omega)$ der Phononenfrequenzen mit der Normierung $\int_0^\infty g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = 3Nr$ erhalten werden. Hierbei ist V das Kristallvolumen; die Integration erfolgt über die Hyperfläche $\omega_j(\vec{q}) = \omega$. Beispiele für das Phononenspektrum $g(\omega)$ sind in den Abb. 4 und 5 gegeben; in Rubidiumfluorid z. B. tritt zwischen den Frequenzen der akustischen und optischen Phononen eine Lücke auf.



5 Phononenfrequenzspektrum von RbF. Die dünnen Linien geben die Spektren einzelner Zweige an (vgl. Abbildung 3)

Die D.en d. P. können aus Streuexperimenten mit thermischen Neutronen gewonnen werden (→ Neutronenstreuung in Festkörpern).

Dispersionssignal, → Blochsche Gleichungen.

Dispersionstheorie, die mikroskopische Theorie der Dielektrizitätskonstante (DK). Ziel der D. ist es, die komplexe DK und damit die → optischen Konstanten in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz, von dem Ausbreitungsvektor und von der Polarisation des Lichtes zu verstehen und zu berechnen. Die D. folgt nicht aus der Maxwellschen Theorie, in letzterer werden die optischen Konstanten als Materialkonstanten vorgegeben.

Bei Festkörpern läßt sich die komplexe DK in folgende Anteile zerlegen: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon^{(b)}(\omega) + \varepsilon^{(f)}(\omega) + \varepsilon^{(s)}(\omega) + \varepsilon^{(g)}(\omega)$. Dabei bezeichnet $\varepsilon^{(b)}(\omega)$ den Beitrag der gebundenen Elektronen, $\varepsilon^{(f)}(\omega)$ den der freien Ladungsträger, $\varepsilon^{(s)}(\omega)$ den der Elektronen der Störstellen, $\varepsilon^{(g)}(\omega)$ den der Gitteratome bzw. Gitterionen.

Der klassischen D. liegt die Idee zugrunde, daß Festkörper als ein Ensemble von → Oszillatoren aufgefaßt werden können, die durch das elektrische Feld einer elektromagnetischen Welle in erzwungene Schwingungen versetzt werden (→ Oszillatormodell für die Dielektrizitätskonstante). Gemäß diesen Vorstellungen kommen $\varepsilon^{(b)}(\omega)$ und $\varepsilon^{(s)}(\omega)$ durch die Auslenkung der an die Gitteratome bzw. Störstellen gebundenen Elektronen zustande, $\varepsilon^{(g)}(\omega)$ entsteht durch das Gegeneinanderschwingen der entgegengesetzt geladenen Ionen in Festkörpern mit polarem Bindungsanteil. Die DK auf Grund dieser Anteile erhält man einfach aus der Superposition von mehreren Oszillatoren mit verschiedenen Eigenfrequenzen und Dichten. Der Anteil der freien Ladungsträger $\varepsilon^{(f)}(\omega)$, der auf die Verschiebung der freien Träger im elektrischen Feld zurückzuführen ist, wird im Rahmen der klassischen D. durch Oszillatoren mit der Eigenfrequenz Null beschrieben. — Ein tieferes Verständnis der in der klassischen D. benutzten Parameter, die die Bewegung gedämpfter harmonischer Oszillatoren charakterisieren, ist erst auf quantentheoretischer Grundlage mög-

lich. Grundidee der quantenmechanischen D. ist, daß die Wechselwirkung eines Festkörpers mit elektromagnetischen Wellen Übergänge im Energiespektrum eines Festkörpers hervorruft. Den verschiedenen Beiträgen zur DK entsprechen verschiedenartige Übergänge im Energiespektrum, und zwar entsprechen $\varepsilon^{(b)}(\omega)$ direkte Interbandübergänge der Elektronen (→ Grundgitterabsorption), $\varepsilon^{(f)}(\omega)$ → Intrabandübergänge in einem nur teilweise besetzten Energieband (→ Metalloptik, Abschnitt optische Eigenschaften freier Ladungsträger), $\varepsilon^{(s)}(\omega)$ optische Übergänge im Energiespektrum der → Störstellen und $\varepsilon^{(g)}(\omega)$ die Anregung von optischen Phononen in Ein-Phonon-Prozessen sowie die Erzeugung und Vernichtung von Phononen in Zwei-Phonon-Prozessen (→ Gitterabsorption).

Dispersionsverteilung, → Spektrallinien.

Dispersitätsgrad, nicht genau und einheitlich definiertes Maß für den Zerteilungsgrad eines → dispersen Systems. Als D. werden verwendet: 1) der reziproke mittlere Teilchendurchmesser, 2) die spezifische Grenzfläche, 3) die Anzahl der in einem dispersen Teilchen vorhandenen Atome (→ Dispersoidanalyse).

dispersiver Teil der Streuamplitude, → analytische S-Matrix-Theorie.

Dispersoidanalyse, Zerlegung eines dispersen Systems nach der Größe und gegebenenfalls auch der Form seiner Bestandteile, die Bestimmung der Verteilungsfunktion des Dispersitätsgrades bzw. der Partikelmassen. Bei grobdispersen Systemen wird die D. als *Korngrößenverteilungsanalyse* oder *Schlämmanalyse* bezeichnet.

Dissipation, allgemein Vergeudung, Zerstörung; in der Physik als Energiedissipation die Übertragung einer Energie auf die sehr vielen Freiheitsgrade eines großen Systems, womit ein Anwachsen der Entropie dieses Systems verbunden ist.

In der *Newtonschen Mechanik* bedeutet D. die Abgabe mechanischer Energie E_m an die Umgebung durch Reibung. Für geschwindigkeitsproportionale Reibungskräfte läßt sich eine Dissipationsfunktion, die *Rayleighsche Dissipationsfunktion* $D_m = -1/2\,(dE_m/dt)$, als homogen quadratische Funktion der Zeitableitungen $\dot{q}_i$ der verallgemeinerten Koordinaten mit den konstanten Koeffizienten α_{ik} angeben: $D_m = 1/2\,(\sum_{i,k} \alpha_{ik}\dot{q}_i\dot{q}_k)$. D_m gibt also die Energieabgabe je Zeiteinheit an.

D. tritt insbesondere bei jeder plastischen Formänderung auf, im Gegensatz zu den konservativen Systemen der Elastomechanik. Die *Dissipationsleistung* $\dot{W}$ kann aus der Beziehung $\dot{W} = \int_V \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}\,dV$ berechnet werden. Dabei bedeuten σ_{ij} die Komponenten des Spannungstensors und $\dot{\varepsilon}_{ij}$ die Komponenten des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors. Es wird über das Volumen V des verformten Materials integriert.

In der *Thermodynamik* wird der Entropiezuwachs dS/dt je Zeiteinheit durch eine Dissipationsfunktion D_{th} beschrieben, die in formaler Analogie zu D_m konstruiert ist: $D_{th} = 1/2\,(\sum_{i,k} L_{ik}X_iX_k)$. Hierbei bedeuten L_{ik} die Onsagerschen Koeffizienten und X_i bzw. X_k die thermodynamischen Kräfte (→ Thermodynamik 5). Die thermodynamische Energiedissipation wird durch eine analog D_m aufgebaute Funktion D_E beschrieben. Sie gibt die zeitliche Änderung der über eine äußere Störung zugeführten und im System zerstreuten Energie an, die meist an die Umgebung wieder abgegeben wird. Die Dissipationsfunktionen spielen eine Rolle in der Thermodynamik irreversibler Prozesse und in der Schwankungstheorie. Systeme mit von Null verschiedener Dissipationsfunktionen heißen *dissipative Systeme*.

In der Informationstheorie versteht man unter D. den Informationsschwund durch Störung bei der Übertragung von (diskreten) Zeichen in den Übertragungskanälen.

Dissolution, das Auflösen eines kolloiddispersen Systems zu einem molekulardispersen.

Dissoziation, die Aufspaltung eines Moleküls in zwei oder mehrere einfache Moleküle, Atome, Atomgruppen oder Ionen. Man unterscheidet zwischen thermischer und elektrolytischer D.

1) Unter *thermischer D.* versteht man den reversiblen Zerfall einer Verbindung durch Zuführung thermischer Energie, also z. B. Wärme. Thermische D.en sind z. B. der Zerfall des Jodmoleküls in seine Atome $J_2 \rightleftarrows 2J$ und der Zerfall von Distickstofftetroxid in Monostickstoffdioxid $N_2O_4 \rightleftarrows 2\,NO_2$; in beiden Fällen stellt sich ein Dissoziationsgleichgewicht ein. Die Gleichgewichtskonstante nennt man hier *Dissoziationskonstante*. Die zur D. notwendige Energie heißt *Dissoziationsenergie, -arbeit* oder *-wärme*. Bei genügend großer Energiezufuhr dissoziiert jede chemische Verbindung, sofern sie sich nicht vorher zersetzt. Ein Maß für den thermischen Zerfall ist der *Dissoziationsgrad* α, d. i. die Anzahl der zerfallenen Moleküle n bezogen auf die Anzahl der Moleküle vor dem Zerfall n_0, z. B. für N_2O_4: $\alpha = n/n_0 = n_{NO_2}/2n_0$. Der Dissoziationsgrad ist abhängig von der Dissoziationswärme der chemischen Verbindung: Ein Molekül dissoziiert um so leichter, je kleiner die Dissoziationswärme ist. Die Dissoziationswärme wird bestimmt durch die Art der chemischen Bindung. Bei gleicher Bindungsart nimmt sie mit steigendem Atomradius ab. Da die thermische D. endothermer Natur ist, nimmt sie mit steigender Temperatur zu. Da sie weiterhin mit einer Zunahme der Molzahl verbunden ist, folgt nach dem Le-Chatelierschen Prinzip bei Erhöhung des Druckes eine Verschiebung des Dissoziationsgleichgewichts nach der Seite der undissoziierten Moleküle hin.

2) Unter *elektrolytischer D.* versteht man die Bildung getrennter, voneinander unabhängig beweglicher Ionen. Dies geschieht bei aktuellen Elektrolyten (Ionenkristallen) entweder durch Temperaturerhöhung (elektrolytische D. in der Schmelze) oder indem sich Moleküle eines Lösungsmittels zwischen die Ionen schieben und sie unter Gewinn von Entropie und Solvatationsenergie voneinander trennen. Bei potentiellen Elektrolyten kann ebenfalls Temperaturerhöhung zur elektrolytischen D. oder zu ihrer Steigerung führen (z. B. beim Wasser) oder auch eine Reaktion mit dem Lösungsmittel, z. B. $CH_3COOH + H_2O \rightleftarrows H_3O^+ + CH_3COO^-$, oder mit den Ionen des selbst dissoziierten Lö-

sungsmittels, z. B. $NH_3 + H_3O^+ \rightleftharpoons NH_4^+ + H_2O$, stattfinden. Im Prinzip ist jede elektrolytische D. eine Gleichgewichtsreaktion; auch in den Lösungen der starken Elektrolyte, z. B. NaCl, NaOH, HCl, $HClO_4$, finden sich undissoziierte Anteile, die hier als *Ionenpaare* bezeichnet werden. Der Dissoziationsgrad gibt hier das Ausmaß der elektrolytischen D., d. h. den Bruchteil der zerfallenen bzw. nicht als Ionenpaare vorliegenden Substanzmenge des Elektrolyten an. Naturgemäß ist der Dissoziationsgrad um so größer, je verdünnter die Lösung und je höher die Temperatur ist. Er kann aus Messungen der Leitfähigkeit oder aus der Messung der Aktivität des Lösungsmittels, z. B. des Dampfdrucks, ermittelt werden. Bei starken Elektrolyten beträgt er 20 bis über 80%, bei mäßig starken Elektrolyten etwa 1 bis 20%, bei schwachen 0,1 bis 1% und bei sehr schwachen unter 0,1%. Auch typischen organischen Verbindungen, die üblicherweise als Nichtelektrolyte betrachtet werden, kann eine extrem schwache elektrolytische D. zugeschrieben werden. Die elektrolytische D. kann bei geeigneten Verbindungen über mehrere Stufen verlaufen, z. B. bei der Phosphorsäure $H_3PO_4 \rightarrow H_2PO_4^- \rightarrow HPO_4^{--} \rightarrow PO_4^{---}$. Sie wird begünstigt durch eine hohe Dielektrizitätskonstante (DK) des Lösungsmittels; Wasser ist durch seine hohe DK ein besonders gutes elektrolytisches Lösungsmittel. Die elektrolytische D. beeinflußt auch die → interionische Wechselwirkung, die bei starken Elektrolyten und/oder in höheren Konzentrationen eine scheinbare Herabsetzung des Dissoziationsgrades verursacht. Die Dissoziationswärme ist bei der elektrolytischen D. die Differenz zwischen der zur Bildung bzw. Trennung der Ionen und der bei ihrer Solvatation gewonnenen Energie.

Dissoziationsarbeit, → Dissoziation.

Dissoziationsenergie, → Dissoziation.

Dissoziationswärme, → Dissoziation.

Dissymmetrie, → Tyndall-Effekt.

Dissymmetriefaktor, Bezeichnung für das Verhältnis der unter dem Streuwinkel 135° zu der unter 45° gemessenen Intensität des Streulichtes in einer kolloiden bzw. makromolekularen Lösung. Der D. ergibt ein Maß für das Molekulargewicht und gegebenenfalls auch für die Gestalt der streuenden Partikeln.

distanzmessendes Fernrohr, → Entfernungsmesser.

Distanzmesser, svw. Entfernungsmesser.

Distar, streuende Vorsatzlinse für Photoobjektive zur Verlängerung der Brennweite.

Distorsion, → Abbildungsfehler.

Distribution, eine Verallgemeinerung des Funktionsbegriffs der klassischen Analysis, bei der im allgemeinen nicht von bestimmten Werten gesprochen werden kann, die eine D. in gegebenen Punkten annimmt. Einige Grundbegriffe der D. ergeben sich aus ihrer Definition als ein *lineares stetiges Funktional* auf dem Raum D, genauer $D(R^n)$, der *Grundfunktionen*, die auch *Testfunktionen* genannt werden. Dieser Raum besteht aus allen komplexen Funktionen $\varphi(x_1, \ldots, x_n)$ über einem n-dimensionalen euklidischen Raum R^n, die beliebig oft differenzierbar sind und außerhalb eines gewissen endlichen Gebietes $G \subset R^n$ verschwinden. Den Abschluß $\bar{G}$ von G bezeichnet man auch als den *Träger der Funktion*. Auf die Grundfunktionen sollen die Verknüpfungsgesetze für Vektoren anwendbar sein. Mithin ist D ein linearer Raum, in dem durch die Forderungen eine Topologie eingeführt wird, daß die Folge $\{\varphi_j(x)\}$ der Grundfunktionen in ihm gegen 0 konvergiert, $\varphi_{jD} \rightarrow 0$, falls alle φ_j außerhalb eines eindeutig bestimmten Gebiets G verschwinden, und wenn innerhalb G die φ_j mit allen ihren Ableitungen gleichmäßig gegen Null konvergieren.

Mit diesen Definitionen kann ein lineares stetiges Funktional f auf dem Raum der Testfunktionen erklärt werden. Jedem $\varphi \in D$ wird eine komplexe Zahl (f, φ) zugeordnet, so daß $(f, a_1\varphi_1 + a_2\varphi_2) = a_1(f, \varphi_1) + a_2(f, \varphi_2)$ für alle komplexen Zahlen a_1 und a_2 gilt und daß (f, φ_k) gegen die Zahl 0 konvergiert, falls die φ_k eine Nullfolge bilden.

Ein einfaches Beispiel für eine D. stellt jede absolut integrierbare Funktion $f(x)$ über dem Raum R^1 dar. Auf $D(R^1)$ wird durch

$$\int f(x)\,\varphi(x)\,dx$$

ein lineares stetiges Funktional definiert. Ein weiteres sehr wichtiges Beispiel für eine D. ist das lineare stetige Funktional δ, das jeder Funktion $\varphi(x)$ ihren Wert im Punkte 0 zuordnet: $(\delta, \varphi) = \varphi(0)$.

Dieses Funktional $\delta(x)$ ist unter dem Namen *Diracsche Deltafunktion* bekannt. Die Bezeichnung Funktion und die übliche Schreibweise $\varphi(0) = \int \delta(x)\,\varphi(x)\,dx$ sind mathematisch nicht exakt, denn es gibt keine Funktion $\delta(x)$ im klassischen Sinne, mit der widerspruchsfrei über das obige Integral den Funktionen $\varphi(x)$ die Werte $\varphi(0)$ zugeordnet werden können. D.en, die durch solche Integrale angegeben werden können, heißen *reguläre D.en*, alle anderen heißen *singuläre D.en*.

Außer dem Raum D existieren noch weitere Räume von Grundfunktionen. Ein besonders wichtiger Spezialfall ist der Raum S, der von allen Funktionen $\varphi(x_1, \ldots, x_n)$ gebildet wird, die im Unendlichen nebst ihren Ableitungen stärker abfallen als jede Potenz:

$$\left| x_1^{k_1} \ldots x_n^{k_n} \frac{\partial^{q_1 \cdots q_n} \varphi(x_1, \ldots, x_n)}{\partial x_1^{q_1} \cdots \partial x_n^{q_n}} \right| \leqq C_{k_1 \cdots k_n q_1 \cdots q_n},$$

symbolisch: $|x^k D^q \varphi(x)| \leqq C_{kq}$.

Die Konvergenz in S definiert man für eine Folge $\{\varphi_\nu(x)\}$ wie folgt: $\{\varphi_\nu(x)\}$ heißt konvergent gegen $\varphi(x)$, falls alle Ableitungen der φ_ν in jedem beschränkten Gebiet gleichmäßig gegen die entsprechenden Ableitungen der Funktion $\varphi(x)$ konvergieren, und falls in den Ungleichungen

$$|x^k D^q \varphi_\nu(x)| \leqq C_{kq}$$

die Konstanten C unabhängig von ν gewählt werden können. Die linearen stetigen Funktionale über $S(R^n)$ werden *gemäßigte D.en* genannt. Es gilt $D(R^n) \subset S(R^n)$.

Die linearen Funktionale über einem Raum D bilden nun ihrerseits einen linearen Raum, der mit D' bezeichnet wird. Für die Räume der Distributionen gilt $S' \subset D'$.

Grundlegend für den Aufbau der Theorie der durch (f, φ) erklärten D.en ist die *Definition der Ableitung* als Größe $(g, \varphi) = (f, -\varphi')$, nach der

g ebenfalls eine D. ist. Mit dieser Definition ist gesichert, daß jede D. Ableitungen beliebiger Ordnung hat.

Zu einer interessanten Verbindung zur Theorie der → selbstadjungierten Operatoren über einem Hilbertschen Raum gelangt man, wenn man vom Raum $L^2(R^1)$ ausgeht, dem Raum der quadratisch integrablen Funktionen einer reellen Veränderlichen, und von dem auf diesem Raum definierten Operator $\mathrm{id}/\mathrm{d}x$. Dann gehören die Eigenfunktionen e^{ikx} dieses Operators bekanntlich nicht zum Hilbert-Raum $L^2(R^1)$, aber zum Raum der verallgemeinerten Funktionen $S(R^1)'$. Man weiß, daß $S(R^1) \subset L^2(R^1)$; somit gilt die Inklusion $S(R^1) \subset L^2(R^1) = L^2(R^1)' \subset S(R^1)'$. Bildungen dieses Typs werden als *Gelfandsche Raumtripel* bezeichnet. Die Theorie der D.en ist von besonderer Bedeutung für die relativistische Quantenfeldtheorie.

Lit. Gelfand, Schilow und Wilenkin: Verallgemeinerte Funktionen (dtsch Berlin 1964) 5 Bde.

Distributivgesetz, → Algebra.

divergent, → Folge.

divergentes Licht, → Strahlenbündel.

Divergenz, 1) Vektoranalysis: ein Skalarfeld $\operatorname{div} \vec{a}(\vec{r}) = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}$ das dem Vektorfeld $\vec{a}(\vec{r})$ zugeordnet wird (→ Nabla-Operator). Faßt man z. B. $\vec{a}(x, y, z)$ als die *Stromdichte* (Dichte · Geschwindigkeit) einer strömenden Flüssigkeit auf, dann hat $\operatorname{div} \vec{a}$ die Bedeutung der *Quellendichte*. Dabei werden Punkte, für die $\operatorname{div} \vec{a}(\vec{r}) > 0$ ist, als *Quellen* von $\vec{a}$ und Punkte mit $\operatorname{div} \vec{a}(\vec{r}) < 0$ als *Senken* des Vektorfeldes $\vec{a}(\vec{r})$ bezeichnet. Diese Deutung der D. hängt eng mit der folgenden äquivalenten Definition der D. zusammen:

$$\operatorname{div} \vec{a} = \nabla \vec{a} = \lim_{i \to \infty} \frac{\oint\!\!\oint_{S_i} \vec{a} \cdot \vec{n}\, \mathrm{d}A}{V_i}.$$

Dabei ist V_i eine Folge von Volumina, die sich auf den Punkt P_0 zusammenzieht; die S_i sind die Oberflächen der V_i und $\vec{n}\, \mathrm{d}A$ ist das nach außen orientierte Oberflächenelement. Diese Formel für die D. ergibt sich aus dem Satz von Gauß und dem Mittelwertsatz der Integralrechnung.

Spezielle Felder, für die die D. Null ist, heißen *quellenfrei* oder *solenoidal*. Für diese Felder existiert stets ein *Vektorpotential* $\mathfrak{A}(\vec{r})$, so daß $\vec{a}(\vec{r}) = \operatorname{rot} \mathfrak{A}(\vec{r})$ und $\mathfrak{A}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{\operatorname{rot} \vec{a}(\vec{r})}{|\vec{r}|} \mathrm{d}^3\vec{r}$ ist (→ Potentialtheorie).

2) Optik: → Strahlenbündel.

Diversity-Empfang, svw. Mehrfachempfang.

DK, → Dielektrizitätskonstante.

DK-Effekt, das Auftreten einer lichtelektrischen Wirkung bei der Phosphoreszenz. Nur bei der Erregung der Phosphore — es sind nur die Wellenlängen wirksam, die auch die Phosphoreszenz erregen — werden sowohl im Innern als auch an der Oberfläche Elektronen von den Erregungszentren abgelöst. Dieser Vorgang ist also mit einer starken elektrischen Polarisation des Materials verbunden. In einem äußeren elektrischen Feld beobachtet man eine starke Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten (DK) bei Belichtung.

DME, → Funkortung.

D-Meson, *D-Mesonenresonanz,* → Elementarteilchen, Tab. B.

Dochtkohle, Kohleelektrode für Lichtbögen, deren Kern aus artfremdem Material besteht, das dem Lichtbogen eine besondere Farbe verleiht oder in Schweißlichtbögen Flußmittel für das Schweißgut enthält.

Domäne, ein makroskopisches Gebiet im Kristall, in dem eine meist vektorielle Größe bei Abwesenheit äußerer Felder überall den gleichen Wert hat. Dabei ist der Kristall im allgemeinen in viele D.n unterteilt, so daß der mittlere Wert der Vektorgröße über den gesamten Kristall verschwindet. Beispiele dafür sind seignette-elektrische D.n oder Bereiche konstanter Magnetisierung (→ Weißsche Bezirke, → Bezirksstruktur). In einer Reihe von Halbleitern können im elektrischen Feld Gebiete auftreten, in denen die Werte der Feldstärke stark vom Mittelwert im Kristall abweichen und die *elektrische D.n* genannt werden.

Die *ferroelektrische D.* ist das Gebiet räumlich homogener Ausrichtung von elektrischen Dipolen in einem → Ferroelektrikum. Als *ferroelektrische Domänenwand* bezeichnet man die Begrenzungsfläche zwischen zwei benachbarten ferroelektrischen D.n. Auf dem Gebiet des Magnetismus sind analoge Begriffsbildungen bezüglich der Ausrichtung magnetischer Dipole üblich, z. B. ferromagnetische Domäne.

Donator, eine flache Störstelle, deren Potential in der Lage ist, ein Elektron so schwach zu binden, daß es bereits durch thermische Anregung ins Leitungsband gelangen kann (→ Bändermodell). Energetisch erzeugt das Potential des D.s in der verbotenen Zone im Abstand von größenordnungsmäßig 10^{-2} eV unterhalb der Leitungsbandkante Donator-Niveaus. Bei der Temperatur $T = 0$ K ist der Grundzustand dieser Niveaus besetzt. Mit wachsender Temperatur werden die D.en in zunehmendem Maße ionisiert und die Elektronen ins Leitungsband angeregt. Die dazu nötige Energie heißt Ionisierungs- oder Bindungsenergie des D.s. Typische D.en in Halbleitern der 4. Spalte des Periodischen Systems sind die Elemente der 5. Spalte, z. B. Arsen in Germanium. Das überschüssige Valenzelektron des D.s wird bei der Anregung in das Leitungsband abgegeben.

Donator-Akzeptor-Komplexe, Molekülkomplexe zwischen einem als → Elektronendonator und einem als → Elektronenakzeptor wirkenden Molekül. Die Stabilität dieser Komplexe ist umso größer, je kleiner die Ionisationsenergie des Elektronendonators und je größer die Elektronenaffinität des Elektronenakzeptors ist. Die Bindung der D.-A.-K. wird nach Brackmann so erklärt, daß an der Bindung zwischen den beteiligten Molekülen teilweise ionare Zustände beteiligt sind. R. S. Mulliken entwickelte diese Vorstellungen weiter zu der Deutung, daß die D.-A.-K. durch eine Mesomerie zwischen einer nichtionaren Grenzstruktur $D\cdots A$ und einer ionaren Grenzstruktur $D^+\cdots A^-$ zustande kommt: $\underset{\text{I}}{D\cdots A} \leftrightarrow \underset{\text{II}}{D^+\cdots A^-}$. Im Grundzustand überwiegt die nichtionare Grenzstruktur I, in der zwischen den Molekülen D und A nur klassische van-der-Waalssche Kräfte wirken. Im angeregten Zustand wird die Gesamtladungs-

verteilung überwiegend von der Grenzstruktur II bestimmt, in der ein Elektron vom Donatormolekül D zum Akzeptormolekül A übergegangen ist. Die Grenzstruktur II enthält Anteile Coulombscher Wechselwirkung und Polarisationseffekte sowie geringe Anteile einer kovalenten Austauschbindung zwischen den einsamen Elektronen von D^+ und A^-. Der Übergang vom Grundzustand in den angeregten Zustand ($\underline{D\cdots A} \leftrightarrows D^+\cdots A^-$) → ($D\cdots A \leftrightarrows \underline{D^+\cdots A^-}$) ist mit der für D.-A.-K. charakteristischen chargetransfer-Absorption verbunden.

Lit. Briegleb: Elektronen-Donator-Acceptor-Komplexe (dtsch Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961).

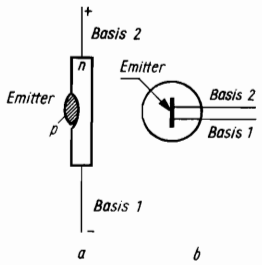
Donnan-Gleichgewicht, ein erstmals von Donnan 1911 behandeltes Membrangleichgewicht. Es stellt eine Kombination von osmotischem und elektrochemischem Gleichgewicht an einer Phasengrenzfläche dar, zu deren beiden Seiten sich Elektrolytlösungen befinden und die für mindestens eine Ionenart (z. B. das Makroion eines Polyelektrolyten) impermeabel und für mindestens einen Elektrolyten (z. B. NaCl) passierbar ist. Die Impermeabilität kann z. B. entweder durch eine zu geringe Porengröße einer Membran oder durch eine räumliche Fixierung der ionischen Gruppen, z. B. an einem makromolekularen Netzwerk in einem Gel im Inneren eines Ionenaustauscherkorns, bedingt sein. Die Verteilung der durchtrittsfähigen Ionen auf beiden Seiten der Grenzfläche wird dadurch eine andere, als sie ohne die Gegenwart der nichtpermeierenden Ionen wäre. Auf beiden Seiten der Membran ergeben sich verschiedene Gleichgewichtsdrücke P' und P''. Dabei entspricht $P' - P''$ der Differenz der osmotischen Drücke; außerdem tritt eine elektrische Potentialdifferenz (*Donnan-Potential*) auf. D.-G.e spielen vor allem in der Biologie eine große Rolle; sie sind beteiligt an der Regelung des Ionenhaushalts biologischer Systeme und der Ionenverteilung zwischen Geweben und Körperflüssigkeiten, zwischen Blutkörperchen und Blutplasma, zwischen Wurzelzellen und den Mineralsalzlösungen des Bodens u. a.

Donnan-Potential, → Donnan-Gleichgewicht.

Donner, durch plötzliche kurze Erwärmung und Ausdehnung der Luft in der Blitzbahn hervorgerufenes rollendes oder krachendes Geräusch. Die Luft wird dabei explosionsartig auseinandergetrieben und stürzt unmittelbar danach wieder in den Entladungskanal des Blitzes zurück. Dabei entstehen kurzfristige, stark gedämpfte Schwingungen der Luftteilchen von großer Anfangsamplitude. Der D. breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit von rund 333 m/s aus. Durch mehrfache Reflexionen der Schallwellen entsteht das charakteristische dumpfe Rollen des D.s.

Doppel-Anastigmat, Grundform photographischer Objektive mit besonders vollkommener Ebnung des Bildfeldes. → Photoobjektiv.

Doppelbasisdiode, *Unijunctiontransistor,* eine Halbleiterdiode mit einem → pn-Übergang, jedoch zwei sperrschichtfreien Basiskontakten. Wenn in ein n-leitendes Basismaterial ein p-leitender Emitter einlegiert wird (→ Legierungstechnik), so fließt bei einer zwischen diesen beiden Kontakten angelegten Spannung bei linearem Potentialabfall ein schwacher Majoritätsträgerstrom (Abb.). Wird am Emitter eine kleine



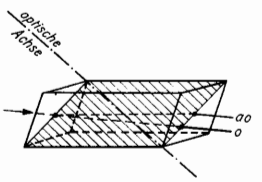
Doppelbasisdiode: *a* schematisch, *b* Schaltsymbol

gegen Basis 1 positive Spannung angelegt, so ist der pn-Übergang in Sperrichtung gepolt, und durch die Diode fließt ein schwacher Sperrstrom. Wird die Spannung am Emitter positiver, so wird schließlich die Diode in Durchlaßrichtung gepolt. Damit werden in die Basis Löcher injiziert, die sich wegen des Potentialgefälles zwischen Basisanschluß 1 und Basisanschluß 2 in Richtung zum Basisanschluß 1 bewegen und den Widerstand zwischen den beiden Basisanschlüssen stark verringern. Man kann erreichen, daß der Widerstand zwischen den Basisanschlüssen schneller abnimmt als der Diodenstrom ansteigt, d. h., der differentielle Widerstand wird negativ. Damit eignet sich die D. für Oszillatorschaltungen.

Doppelbindung, eine → Mehrfachbindung.

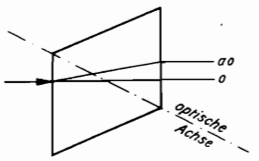
Doppelbindungscharakter, → Bindungsordnung.

Doppelbrechung, 1) *optische D.,* Eigenschaft anisotroper Kristalle (→ Kristalloptik), die darin besteht, daß ein auf den Kristall auftreffender Lichtstrahl in zwei Komponenten zerlegt wird. Die eine dieser Komponenten folgt dem Snelliusschen Brechungsgesetz (ordentlicher Strahl), die andere Komponente zeigt eine von der Art des Kristalls und von der Orientierung des Kristallgitters zur Lichtrichtung abhängige Abweichung vom Snelliusschen Brechungsgesetz (außerordentlicher Strahl). Die D. wird durch



1 Doppelbrechung am Kalkspatrhomboeder. *o* ordentlicher Strahl, *ao* außerordentlicher Strahl, schraffierte Fläche = Hauptschnitt

die Differenz der Brechzahl n_e des außerordentlichen Strahls und der Brechzahl n_o des ordentlichen Strahls charakterisiert. Die beiden Komponenten sind linear polarisiert, wobei die Schwingungsrichtungen senkrecht aufeinander stehen. Bei optisch einachsigen Kristallen bezeichnet man Ebenen, die die optische Achse enthalten, als *Hauptschnitte.* Eine Schwingungsebene fällt stets mit dem Hauptschnitt zusammen. Nur wenn die Einfallsebene (d. i. die Ebene, die das Einfallslot und den einfallenden Strahl enthält) mit dem Hauptschnitt zusammenfällt, liegen auch nach der Brechung die beiden Komponenten in der Ebene des Hauptschnittes. Andernfalls wird der außerordent-



2 Strahlenverlauf im Hauptschnitt eines Kalkspatrhomboeders. *o* ordentlicher Strahl, *ao* außerordentlicher Strahl

liche Strahl aus der Einfallsebene herausgebrochen. In Richtung zur optischen Achse erfolgt keine D. Senkrecht zur optischen Achse erreicht die D. ein Maximum. Für diese Richtung wird die Brechzahl n_e für den außerordentlichen Strahl angegeben. Die Brechzahl n_0 für den ordentlichen Strahl ist von der Richtung unabhängig. Einachsige Kristalle, bei denen $n_0 < n_e$ ist, bezeichnet man als *optisch positiv*. Ist $n_0 > n_e$, spricht man von *optisch negativen* Kristallen. Zur Darstellung der Brechzahlen bzw. Lichtgeschwindigkeiten in doppelbrechenden Kristallen bedient man sich geeigneter Referenzflächen (Indikatrix, Strahlenfläche u. a.), → Kristalloptik. Diese Referenzflächen sind zur Erklärung der geometrisch-optischen Beziehungen geeignet. Optisch zweiachsige Kristalle besitzen zwei ausgezeichnete Richtungen, in denen keine D. erfolgt. Markantestes Beispiel für einen einachsigen doppelbrechenden Kristall ist der Kalkspat (Doppelspat, Isländischer Spat), an dessen Spaltrhomboedern die D. sehr gut zu beobachten ist (Abb. 1, 2). Zu den weiteren doppelbrechenden Kristallen gehört auch Quarz, der vielfach für optische Zwecke angewandt wird.

	Brechzahlen für λ = 589,3 nm		
	n_o	n_e	$n_e - n_o$
Kalkspat	1,6584	1,4864	−0,1720 (optisch negativ)
Quarz	1,5442	1,5533	+0,0091 (optisch positiv)

D. läßt sich in Kristallen und amorphen Substanzen und Flüssigkeiten auch künstlich durch äußere Einflüsse hervorrufen (*akzidentielle D.*):

Spannungsdoppelbrechung entsteht außer in Kristallen auch in sonst isotropen Medien (z. B. Gläser, Kunststoffe) durch Spannungen infolge äußerer mechanischer Kräfte, z. B. Druck, Zug, Biegung, Torsion, oder infolge schneller Abkühlung (→ Spannungsoptik).

Deformationsdoppelbrechung wird durch eine Verschiebung der Atome aus ihrer Gleichgewichtslage infolge äußerer mechanischer Kräfte hervorgerufen (→ Spannungsoptik). Sie folgt momentan den Änderungen der äußeren Belastung und zeigt keine Relaxationserscheinungen.

Strömungsdoppelbrechung wird durch die innere Reibung bewegter zäher Flüssigkeiten hervorgerufen. Zusätzlich kann eine *Orientierungsdoppelbrechung* auftreten, wenn durch die Strömung infolge Einwirkung äußerer mechanischer Kräfte eine Orientierung von optisch-anisotropen Molekülen, von Kolloiden mit Ellipsoidform oder fadenförmigen Molekülketten (oder kristallinen Bereichen) erfolgt. Da zur Orientierung eine gewisse Zeit erforderlich ist, folgt die Orientierungsdoppelbrechung nicht trägheitslos den Änderungen der äußeren Kräfte.

Formdoppelbrechung wird durch gleichartige, nicht sphärische Teilchen einer isotropen Substanz hervorgerufen, die mit gleicher Orientierung in ein isotropes Medium abweichender Brechzahl eingebettet sind. Grenzfälle der Formdoppelbrechung sind die *Stäbchendoppelbrechung* bei gleichorientierten stäbchenförmigen Teilchen und die *Lamellendoppelbrechung* bei gleichorientierten lamellenförmigen Teilchen.

Die D. wurde zuerst von Bartholinus (1669) beschrieben und von Huygens (1678) sorgfältig untersucht.

2) *elektrische D., Kerr-Effekt*, das Auftreten von D. in einem isotropen Medium durch Anlegen eines elektrischen Feldes. Die eine Komponente ist parallel zur Feldrichtung polarisiert (außerordentliche Welle) und die andere senkrecht dazu (ordentliche Welle). Ein unter 45° gegen die Feldrichtung linear polarisierter Lichtstrahl – also bei zwei gleich großen Anfangskomponenten – wird beim Durchsetzen der Substanz elliptisch polarisiert. Der Gangunterschied Δs beider Wellen je Vakuumwellenlänge λ_0 beträgt $\Delta s/\lambda_0 = (l/\lambda_0) \cdot (n_p - n_s) = K \cdot l \cdot E^2$, dabei ist l die durchsetzte Schichtdicke, n_p der Brechungsindex der außerordentlichen, parallel zur Feldrichtung schwingenden Welle, n_s der Brechungsindex der ordentlichen, senkrecht zur Feldrichtung schwingenden Welle, K die *Kerr-Konstante* und E die elektrische Feldstärke.

Es wird zwischen positiv und negativ doppelbrechenden Substanzen unterschieden, je nachdem, ob $n_p \lessgtr n_s$. K ist eine von Dichte, Temperatur und Wellenlänge abhängige Stoffkonstante. In Flüssigkeiten, z. B. Nitrobenzol, läßt sich der Effekt in Feldern von 10^6 V/m leicht durch Bestimmung des Drehwinkels bei Anordnung zwischen Analysator und Polarisator unter Einhaltung der 45°-Bedingung nachweisen. Die Kerr-Konstante für die D-Linie und bei Zimmertemperatur von Nitrobenzol beträgt $K = 2{,}48 \cdot 10^{-14}$ m V^{-2}.

Der Kerr-Effekt hat unter anderem technische Anwendung als fast trägheitsloses Lichtrelais zur Lichtmodulation im Tonfilm und Bildfunk sowie zur Messung der Lichtgeschwindigkeit gefunden.

Lit. Stuart: Hand- und Jahrb. der Chemischen Physik 10/III (Leipzig 1939).

3) *magnetische D., Cotton-Mouton-Effekt*, durch ein Magnetfeld hervorgerufene Doppelbrechung des Lichtes, das sich in einem ohne Magnetfeld optisch isotropen Material senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausbreitet; das magnetische Analogon zur elektrischen D. Der Effekt läßt sich am besten mit Licht beobachten, dessen Polarisationsebene mit der Magnetfeldrichtung einen Winkel von 45° bildet und damit eine parallel und eine senkrecht zum Magnetfeld schwingende Komponente enthält. Diese Komponenten breiten sich mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten $c/n_{\parallel}$ und $c/n_{\perp}$ aus, so daß beim Austritt aus einem Material der Dicke d zwischen beiden Komponenten eine Phasendifferenz $\delta = \omega d(n_{\parallel} - n_{\perp})/c$ entsteht, und die insgesamt austretende Welle ellip-

tisch polarisiert ist. ω ist die Kreisfrequenz des Lichtes und c die Lichtgeschwindigkeit; $n_{||}$ und $n_{\perp}$ sind die Brechungsindizes für die parallel und senkrecht zur Feldrichtung schwingenden Komponenten des polarisierten Lichtes, ihre Differenz ist proportional zum Quadrat der magnetischen Feldstärke. Wenn einfallender Lichtstrahl und Magnetfeld $\vec{H}$ nicht parallel sind, λ_0 die Lichtwellenlänge im Vakuum und $\Delta s = a\lambda_0$ die Gangdifferenz der beiden infolge magnetischer D. entstandenen Lichtwellen bedeuten, so ergibt sich $\frac{\Delta s}{\lambda_0} = a = C \cdot d \cdot H^2$, worin C die von Dichte, Temperatur und Wellenlänge abhängige Cotton-Moutonsche Konstante ist. Der Cotton-Mouton-Effekt beinhaltet die D. infolge der polarisierenden Wirkung des Magnetfeldes auf Moleküle des Benzols, Toluols, Nitrobenzols u. a. Dabei hat z. B. für Nitrobenzol C den Wert $3{,}81 \cdot 10^{-14}\ \mathrm{mA^{-2}}$ bei $\lambda_0 = 589{,}3$ nm und Zimmertemperatur.

Die Erscheinung der magnetischen D. an kolloidalen Lösungen, besonders deutlich an Eisenoxydsole, wird als *Majorana-Effekt* bezeichnet.

Die auf der magnetischen Beeinflussung der in den Atomen oder Molekülen bewegten und somit Konvektionsströme darstellenden Elektronen beruhende, allerdings ziemlich schwache D. heißt *Voigt-Effekt*, dessen mikroskopische Theorie ähnlich der des → Faraday-Effektes ist.

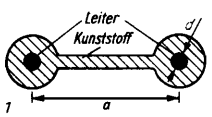
Lit. Handb. der Experimentalphysik XVI/1 (Leipzig 1936).

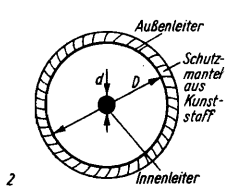
Doppeldispersionsrelation, → analytische S-Matrix-Theorie.

doppelfokussierendes Spektrometer, → Betaspektrometrie.

Doppelkäfigläufer, → elektrische Maschine.

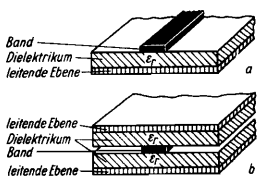
Doppelleitung, eine in der Elektrotechnik und Nachrichtentechnik häufig verwendete homogene elektrische Leitung aus zwei parallelen metallischen Leitern, deren gegenseitiger Abstand klein gegen die Längsausdehnung ist. Man unterscheidet unsymmetrische und symmetrische D.en. Eine *symmetrische D.* besteht aus zwei Leitern gleichen Querschnitts, eine *unsymmetrische D.* aus zwei Leitern ungleichen Querschnitts, von denen jeweils der eine als Hinleitung und der andere Leiter als Rückleitung dient. Eine moderne flexible, in der Hochfrequenztechnik häufig verwendete symmetrische D. besteht aus zwei durch einen Kunststoffsteg miteinander verbundenen Drähten (Abb. 1). Anstelle massiver Drähte werden auch Leiter aus sieben verseilten Einzeldrähten verwendet.





1 Doppelleitung mit Kunststoffsteg. *2* Querschnitt einer koaxialen Leitung

Falls $a/d > 2{,}5$ ist, ergibt sich näherungsweise für den Wellenwiderstand Z_L der symmetrischen D. in Ohm $Z_L = \frac{120}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln \frac{2a}{d}$. Dabei ist ε_r die relative Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums, a ist der Mittelpunktsabstand der beiden Leiter und d ihr Durchmesser. Genormt ist ein Wellenwiderstand von 240 Ω. Anstelle der kreisförmigen Leiter können auch bandförmige Leiter verwendet werden. Zu den symmetrischen D.en gehören Ausführungen, bei denen die D. mit einem kreiszylindrischen oder rechteckförmigen Mantel umgeben ist oder sich über einer leitenden Ebene oder zwischen zwei leitenden Ebenen befindet. In all diesen Fällen bildet die D. mit dem Mantel bzw. der Ebene ein Dreileitersystem, das grundsätzlich keinen eindeutigen Wellentyp mehr hat und auf dem die Wellenausbreitung bei hohen Frequenzen nicht mehr stabil ist. Der symmetrische Betrieb ist deshalb bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr möglich. Unsymmetrische D.en sind die aus zwei koaxialen, kreisförmigen Zylindern bestehenden *koaxialen Leitungen* (Abb. 2). Der Wellenwiderstand Z_L einer verlustfreien koaxialen Leitung in Ohm ist $Z_L = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln \frac{D}{d}$, wobei d der Durchmesser des Innenleiters und D der Durchmesser des Außenleiters ist. Außen- und Innenleiter werden je nach Verwendungszweck und Frequenzbereich verschieden ausgeführt. Für den Außenleiter werden häufig Geflechte aus Drähten oder Bändern verwendet. Der Innenleiter besteht im Bereich niederer Frequenzen (etwa 100 kHz bis 1 MHz) aus Litze, bei höheren Frequenzen sind glatte Oberflächen besser. Der → Skineffekt kann dadurch verringert werden, daß man den Leiter aus mehreren sehr dünnen, übereinanderliegenden und voneinander isolierten Leiterschichten herstellt (*Clogston-Leitung*). Dieser Leiter kann für Frequenzen zwischen 100 kHz und 10 MHz eine merklich kleinere Dämpfung als massive Leiter ergeben. Die Realisierung ist jedoch schwierig. Andere unsymmetrische D.en haben anstelle des kreisförmigen Innenleiters einen bandförmigen Innenleiter oder verfügen über einen rechteckigen Außenleiter. Zu den unsymmetrischen D.en gehören auch der sich über einer leitenden Ebene oder zwischen zwei leitenden Ebenen befindliche Draht sowie die *Mikrowellenbandleitungen* (Abb. 3), d. s. Bänder endlicher Dicke



3 Mikrowellenbandleitungen: *a* Band endlicher Dicke über einer leitenden Ebene, *b* Band endlicher Dicke zwischen zwei leitenden Ebenen

über einer leitenden Ebene (Abb. 3a) oder zwischen zwei leitenden Ebenen (Abb. 3b). Letztere wird als *Microstrip-Leitung* bezeichnet. Für eine Ausführung nach Abb. 3b mit Fiberglas als Di-

elektrikum erhielt man bei einer Leiterbreite von 5,5 mm und einem Leiterabstand von 1,6 mm im Frequenzbereich von 4 GHz bis 8 GHz eine Dämpfung von 1 bis 2 dB/m. Mikrowellenbandleitungen sind bei der Herstellung integrierter Schaltungen im Höchstfrequenzbereich von Bedeutung.

Die D.en gehören zu den geometrisch einfachen Gebilden, bei denen sich die von der geometrischen Anordnung abhängigen Größen wie Kapazitäts- und Induktivitätsbelag und damit der Wellenwiderstand noch rechnerisch erfassen lassen. Infolgedessen ist es auch möglich, die Probleme, die sich bei der Verwendung von Wechselströmen oder bei Ein- und Ausschaltvorgängen ergeben, noch rechnerisch zu verfolgen. Die mathematische Grundlage zur Berechnung dieser Probleme ist die → Telegrafengleichung. D.en werden häufig in der Energieverteilungstechnik verwendet (z. B. als Freileitungen, Kabel oder auch Stegleitungen), ferner in der Nachrichtentechnik und in der Hochfrequenztechnik. Die Anwendung in der Hochfrequenztechnik erfolgt sowohl als Energieleitung als auch als Meßleitung (→ Lecherleitung). Im Bereich der Mikrowellen werden aus Abschirmungsgründen und wegen der Mehrdeutigkeit des Wellentyps anstelle von Parallelleitern gleichen Querschnitts koaxiale Leitungssysteme verwendet (koaxiale Meßleitungen).

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik (Berlin 1962).

Doppellösung, → verborgene Parameter.

Doppelpendel, → Pendel.

Doppelresonanzmethoden, in der Hochfrequenzspektroskopie solche Verfahren, bei denen gleichzeitig zwei Resonanzübergänge unterschiedlicher Frequenz angeregt werden. Es wird eine Reihe verschiedener D. angewendet. So werden z. B. in der hochauflösenden Kernresonanz oder in der Breitlinienkernresonanz oftmals gleichzeitig die Kernresonanzübergänge zweier Kernsorten angeregt. Dadurch ist es möglich, störende Kopplungen zwischen den Kernspins zu beseitigen (Spinentkopplung) bzw. die Nachweisempfindlichkeit wesentlich zu erhöhen. Oder man sättigt durch ein starkes Mikrowellenfeld der Elektronenresonanzfrequenz ν_e in Metallen oder paramagnetisch verunreinigten Flüssigkeiten einen Übergang der → paramagnetischen Elektronenresonanz. Beobachtet man gleichzeitig das Signal der → magnetischen Kernresonanz bei der Kernresonanzfrequenz ν_n, so tritt eine starke Vergrößerung dieses Signals gegenüber seinem Wert auf, den es ohne Sättigung der paramagnetischen Elektronenresonanz hatte (*Overhauser-Effekt*).

In diamagnetischen Kristallen, die paramagnetisch dotiert sind, also z. B. Ionen der Übergangsgruppenelemente enthalten, kann durch Sättigung der Übergänge mit den Frequenzen $\nu_e \pm \nu_n$ mit Hilfe eines Mikrowellenfeldes eine Erhöhung der Kernpolarisation um einen Faktor der Größenordnung 10^3 erzielt werden, die sich wieder in einer Vergrößerung des gemessenen Kernresonanzsignals zeigt (*Festkörpereffekt* oder *solid state effect*).

Der Overhauser-Effekt und der Festkörpereffekt stellen dynamische Methoden zur Erzeugung → polarisierter Kerne dar, die bei kernphysikalischen Experimenten oftmals von großem Interesse sind.

Bei der ENDOR-Technik [engl. *e*lectron *n*uclear *do*uble *r*esonance] wird in Kristallen ein Elektronenresonanzübergang gesättigt und gleichzeitig ein Kernresonanzübergang stark angeregt. Dadurch wird die Sättigung der Elektronenresonanz aufgehoben, und es tritt wieder ein Elektronenresonanzsignal auf.

Häufig werden auch *optische Verfahren* mit der paramagnetischen Kernresonanz und der paramagnetischen Elektronenresonanz gekoppelt (→ optisches Pumpen).

Durch D. kann man die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen, deren Resonanzübergänge angeregt werden, studieren. Die D. erweitern den Anwendungsbereich der Hauptmethoden der Hochfrequenzspektroskopie und liefern eine große Zahl zusätzlicher Informationen über die untersuchte Substanz.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963); Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966); Lösche: Kerninduktion (Berlin 1957); Suhr: Anwendungen der kernmagnetischen Resonanz in der organischen Chemie (Berlin, Heidelberg, New York 1965).

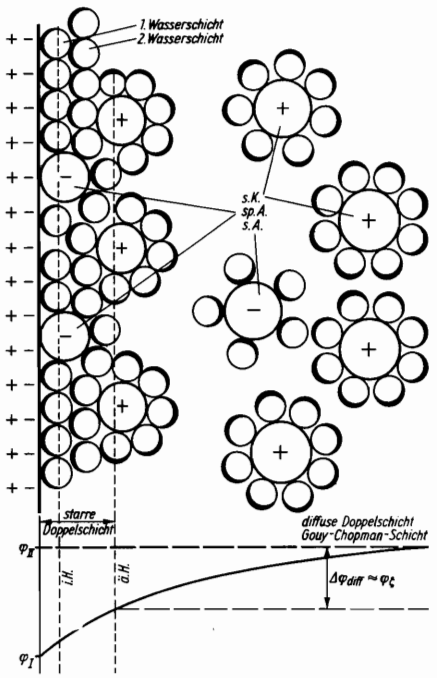
Doppelschicht, *Dipolschicht,* **1)** *elektrische D.,* eine mit elektrischen Dipolen derart belegte Fläche, daß überall auf dieser Fläche die Richtung des elektrischen Dipolmoments $\vec{p}$ mit der örtlichen Flächennormalen zusammenfällt. Das elektrische (Flächen-) Moment ist parallel zu den Dipolen und ergibt sich zu $\vec{p} = 2\sigma \cdot \vec{l}$, wenn σ die Flächenladungsdichte und $\vec{l}$ der Abstand beider Belegungen ist. Jedes Flächenelement $d\vec{f}$ stellt einen elektrischen Dipol der Größe $\vec{p} \cdot d\vec{f}$ dar. Für das elektrische Potential V im Aufpunkt r ergibt sich dann, wenn ω der Öffnungswinkel vom Aufpunkt zur elektrischen D. ist, $V = V_0 + (1/4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0) \int \vec{p} \cdot d\omega$ und, falls $\vec{p}$ konstant ist, $V = V_0 + (1/4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0)\, \vec{p}\omega$; dabei ist V_0 das Bezugspotential. In der Fläche erfährt das Potential einen Sprung um $\Delta V = \vec{p}/\varepsilon_r\varepsilon_0$. Dabei ist ε_r die relative Dielektrizitätskonstante und ε_0 die elektrische Feldkonstante.

2) *elektrochemische D.,* an der Phasengrenze zwischen zwei elektrisch leitenden oder halbleitenden Phasen ausgebildete Ladungs- oder Potentialverteilung. Sie besteht aus Schichten adsorbierter und orientierter Dipole und aus einer Ladungsdoppelschicht, bei der den überschüssigen Elektronen oder Ionen auf der einen Seite der Phasenberührungsfläche stets eine äquivalente Überschußmenge von entgegengesetzt geladenen Ladungsträgern auf der anderen Seite gegenübersteht. Als Phasenkombinationen spielen besonders die Systeme Metall/Elektrolytlösung und Halbleiter/Elektrolytlösung eine Rolle. Beim Metall erstreckt sich wegen der hohen Beweglichkeit der Ladungsträger (Elektronen) die D. nicht ins Phaseninnere.

Auf der Metallseite existiert neben den Elektronenüberschußladungen eine Dipolschicht, die dadurch verursacht wird, daß das Elektronengas des Metalls etwas über die positiven Metallionen an der Phasengrenzfläche hinausreicht.

Auf der Lösungsseite folgt eine Schicht adsorbierter Moleküle des Lösungsmittels, vorwiegend dann, wenn sie Dipolcharakter haben.

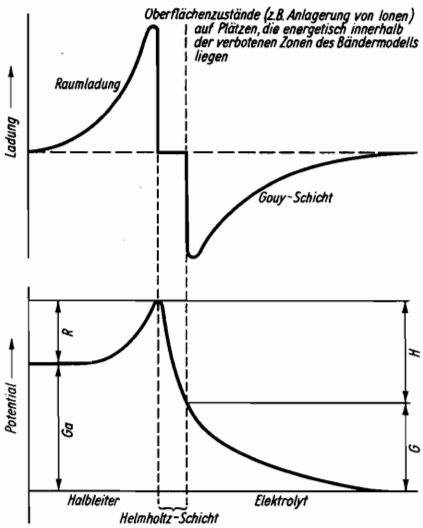
Diese Schicht ist durchsetzt mit Ionen — im Prinzip von beliebiger Ladung —, die auf Grund spezifischer Wechselwirkung, z. B. über Chemosorption, adsorbiert und teilweise desolvatisiert sind. Die durch ihre Mittelpunkte gelegte Ebene bildet die *innere Helmholtz-Fläche*. Weiter folgt eine Schicht solvastisierter Ionen, deren Mittelpunkte die *äußere Helmholtz-Fläche* (Grenze der *starren D.*) bilden. Daran schließt sich ein Bereich an, in dem die Konzentration der einen Ionenart die der entgegengesetzt geladenen überwiegt, die *diffuse D.* oder *Gouy-Chapman-Schicht* (Abb. 1). Nach dem Lösungsinneren



1 Ladungsstruktur und Potentialverlauf in einer elektrochemischen Doppelschicht zwischen Metall und Elektrolytlösung, schematisiert nach Bockris, Devanathan und Müller in Weiterentwicklung der Modelle von Helmholtz (starre Doppelschicht), Gouy-Chapman und Stern. *i.H.* innere Helmholtz-Fläche, *ä.H.* äußere Helmholtz-Schicht, *sp.A.* spezifisch adsorbiertes Anion (teilweise desolvatisiert), *s.A.* solvatisiertes Anion, *s.K.* solvatisiertes Kation (die positive polarisierte Seite der Dipole ist durch dunkle Sichelfärbung bezeichnet), φ_I und φ_{II} sind die (bis auf eine additive Konstante festgelegten) Galvani-Potentiale im Inneren des Metalls und des Elektrolyten, φ_ζ ist das Zeta-Potential

nimmt dieser Überschuß asymptotisch ab; die Ausdehnung dieser Schicht beträgt etwa 10^{-4} cm und sinkt in konzentrierten Lösungen bis auf etwa 10^{-7} cm ab. Es gilt für $\varphi_{diff} = \frac{1}{\varkappa} = [2\pi F^2 I/\varepsilon RT] - 0{,}5$. Hierbei entspricht die Größe $\varkappa$ der gleichen Größe in der Theorie der → interionischen Wechselwirkungen, F ist die Faraday-Konstante, I die Ionenstärke, ε die Dielektrizitätskonstante, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur. ε kann vor allem im Bereich der starren D. wegen der weitgehenden Orientierung der Dipole ganz andere Werte annehmen als im Phaseninneren, z. B. bei Wasser von 80 auf etwa 6 absinken; dadurch wird die Ladungsverteilung innerhalb der D. stark beeinflußt. Da φ_{diff} in konzentrierten Elektrolytlösungen auf die Dimensionen eines Ions abfällt, kann die D. als starr angesehen werden (Helmholtzsche Form der D.). Die D. erinnert in ihrem Aufbau an einen Plattenkondensator, im Unterschied zu diesem hängt die Doppelschichtkapazität jedoch von der Ladungsdichte und damit von der zwischen den inneren Bereichen der beiden Phasen bestehenden Galvani-Spannungen ab. Aus dem Verlauf der Doppelschichtkapazität mit der Galvani-Spannung werden die wichtigsten Aussagen über die Struktur der D. erschlossen.

Bei Halbleitern kann auch auf der Seite der Festphase eine deutliche Raumladung auftreten (Abb. 2). Struktur und Potentialverlauf der D.



2 Ladungs- und Potentialverlauf an der Phasengrenze Halbleiter – Elektrolyt. *R* Potentialabfall über der Raumladung am Rande des Halbleiters, *Ga* Galvani-Potential, *H* Potentialabfall in der Helmholtz-Schicht, *G* Potentialabfall in der diffusen Gouy-Schicht

sind wichtig für den Verlauf der Entladungsvorgänge an Elektroden (→ Elektrodenvorgänge), für die Beständigkeit kolloider Systeme (→ Koagulation) und für die → elektrokinetischen Erscheinungen. Für diese ist besonders der Potentialabfall von der äußeren Helmholtz-Schicht bis zum Phaseninneren, das → *Zeta-Potential*, maßgebend.

3) *magnetische D., Ampèresche D., magnetisches Blatt*, eine gedachte Fläche, deren Unter- und Oberseite mit gleichen „magnetischen Ladungen" entgegengesetzten Vorzeichens belegt sind. Da es keine magnetischen Ladungen gibt, ist die andere Vorstellung sinnvoller: Die Fläche ist mit magnetischen Dipolen belegt, die senkrecht zur Fläche stehen. Mit Hilfe des Durchflutungsgesetzes kann man zeigen, daß das Magnetfeld dieser D. identisch dem einer stromdurchflossenen Schleife ist. Die Form der aus einem dünnen Leiter bestehenden Schleife stimmt mit der Berandung der D. überein. Die von dem Strom I durchflossene Leiterschleife

mit der Fläche $\vec{A}$ ist äquivalent einer gleichmäßig belegten magnetischen D. mit dem magnetischen Dipolmoment $\vec{m} = \mu_0 \cdot \mu_{rel} \cdot I \cdot \vec{A}$ in Vs · m. Dabei bedeutet μ_0 die magnetische Feldkonstante $= 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs $A^{-1} \cdot m^{-1}$ und μ_{rel} die relative Permeabilitätskonstante.

Doppelschlußmaschine, → elektrische Maschine.

Doppelsonde, → Plasmasonde.

Doppelspektralfunktionen, → analytische S-Matrix-Theorie.

Doppelstern, ein Sternpaar, dessen beide Komponenten an der Himmelskugel dicht benachbart sind. Bei einem *optischen D.* ist dies dadurch bedingt, daß die beiden Sterne, obwohl räumlich weit voneinander entfernt, von der Erde aus gesehen sich in fast gleicher Richtung befinden. Bei einem *physischen D.* und auch bei einem → Mehrfachstern haben die Komponenten geringe räumliche Abstände und bewegen sich unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen Massenanziehung um den gemeinsamen Schwerpunkt. Nach den Beobachtungsmöglichkeiten werden die physischen D.e in visuelle, spektroskopische, photometrische und astrometrische eingeteilt. Bei den *visuellen D.en* kann jede Komponente mit optischen Hilfsmitteln getrennt gesehen werden. Bei den *spektroskopischen D.en* ist der Winkelabstand zwischen den Komponenten so gering, daß sie nicht mehr als Einzelsterne wahrgenommen werden. Im gemeinsamen Spektrum des D.s zeigen aber die Spektrallinien periodische Verschiebungen um eine Mittellage. Auf Grund des Doppler-Effektes kann daraus auf eine periodische Änderung der Radialgeschwindigkeit in Bezug auf die Sonne und damit auf eine Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt geschlossen werden. Bei den *photometrischen D.en*, den *Bedeckungsveränderlichen* (→ veränderlicher Stern), handelt es sich um D.e, bei denen die Verbindungsgerade D. – Beobachter nahezu in die Bahnebene fällt. Die Komponenten verdecken sich gegenseitig bei ihrem Umlauf um den gemeinsamen Schwerpunkt, was einen periodischen Lichtwechsel des D.s verursacht. Bei den *astrometrischen D.en* handelt es sich um Sterne mit dunklen Begleitern, wobei sich die unsichtbare Komponente durch die periodische Bewegung des sichtbaren Sterns bemerkbar macht. D.e sind relativ häufig, denn etwa 25% aller Sterne im Milchstraßensystem sind doppelt oder mehrfach.

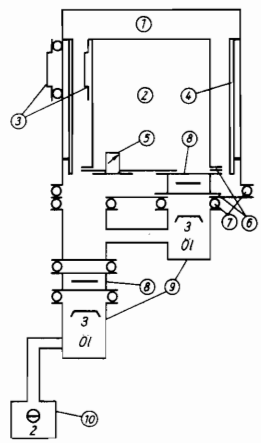
Doppelstreuung, experimentelle Technik zur Untersuchung der Kernpolarisation und der Polarisation der Teilchen bei der Kernstreuung und bei Kernreaktionen. Die an einem Target gestreuten Teilchen werden mit Hilfe der Streuung an einem zweiten Target auf ihre Polarisation hin untersucht. Auch *Dreifachstreuung* zur Untersuchung des Einflusses der zweiten Streuung wird mit Hilfe eines weiteren Targets durchgeführt.

Doppel-T-Glied, svw. magisches T-Glied.

Doppeltonverfahren, Verfahren zur Bestimmung der nichtlinearen Verzerrungen eines elektrischen oder elektro-akustischen Systems. Zwei dem System gleichzeitig zugeführte elektrische oder akustische Signale $S_1 = A \sin \omega t$ und $S_2 = A \sin(\omega + \alpha) t$ variabler Frequenz mit konstantem Frequenzabstand δ und $\alpha = 2\pi\delta$, wobei A die Amplitude, t die Zeit, ω die Kreisfrequenz und α der Nullphasenwinkel sind, würden ohne Verzerrung die Summe $S = S_1 + S_2$ ergeben, mit Verzerrung aber eine als Potenzreihe darstellbare Funktion $F = F(S) = a_0 + a_1 S + a_2 S^2 + \cdots$ Alle von Null verschiedenen Glieder dieser Reihe mit höherer Ordnung als 1 weisen auf Verzerrungen hin, die sich durch den Verzerrungsgrad und die Differenztonfaktoren erster und höherer Ordnung angeben lassen. Berücksichtigt man nur die quadratischen Glieder der Potenzreihe zur Abschätzung, erhält man außer Gliedern mit den Frequenzen $0{,}2\omega$ und $2(\omega + \alpha)$ den Ausdruck $2S_1S_2 = a_2A^2[\cos 2\pi\delta t - \cos(2\omega + 2\pi\delta) t]$. Sondert man durch Bandfilter die Differenzschwingung der Frequenz δ von den anderen, höherfrequenten Anteilen ab, so ergibt der Effektivwert deren Amplitude a_2A^2 im Verhältnis zum Effektivwert der Summe der beiden Primärschwingungen den Wert $a_2A^2/\sqrt{2} : \sqrt{2A^2}/\sqrt{2} = a_2A/\sqrt{2}$, den Differenztonfaktor 1. Ordnung.

Doppelunstetigkeiten, → analytische S-Matrix-Theorie.

Doppelwandprinzip, *Doppelglockenprinzip*, Methode, die bei der Erzeugung von Ultrahochvakuum gelegentlich angewendet wird. Dabei wird der eigentliche Ultrahochvakuumrezipient in einen zweiten Hochvakuumkessel gesetzt. Die Druckdifferenz zwischen Atmosphärendruck und Endvakuum wird durch diese Druckstufe unterteilt. Im Raum zwischen dem Außenkessel und dem ausheizbaren Innenrezipienten wird ein Vakuum von etwa 10^{-6} bis 10^{-7} Torr aufrechterhalten. Der Außenkessel ist in konventioneller



UHV-Anlage nach dem Doppelwandprinzip. ① Zwischenvakuum, ② Arbeitsvolumen, ③ Schauglas, ④ Heizung, ⑤ Bayard-Alpert-Meßröhre, ⑥ Diffusionsspalt, ⑦ Gummidichtungen, ⑧ Dampfsperre in UHV-Ausführung, ⑨ Diffusionspumpen in UHV-Ausführung, ⑩ Vorpumpe

Bauweise der allgemeinen Hochvakuumtechnik ausgeführt, alle Dichtungen des Außenkessels, der in Betrieb sich stets auf Zimmertemperatur befindet, bestehen aus Gummi. Die Anforderungen an die Dichtungen zwischen Druckstufe und Arbeitsvolumen werden durch die Anwendung dieses D.s beträchtlich herabgesetzt. Da die Leitwerte an dieser Stelle und in diesem Druckgebiet im molekularen Strömungsgebiet liegen, genügt es, die Dichtungen des Innenbehälters als Diffusionsspalt- oder Molekulardichtungen auszuführen. Dadurch kommt man bei dieser Bau-

weise am ausheizbaren Innenkessel ohne jedes Dichtungsmaterial aus. Das Fortfallen der bei einwandigen ausheizbaren Ultra-Hochvakuumanlagen benötigten Metalldichtungen ermöglicht sehr einfache Bedienung und hohe Betriebssicherheit.

Doppler-Effekt, 1) Veränderung der beobachteten Frequenz von Wellen bei einer Relativbewegung von Quelle und Beobachter. Die Frequenz wird erhöht bzw. erniedrigt, wenn sich der Beobachter auf die Quelle zu bzw. von ihr weg bewegt, da diesen dann je Zeiteinheit mehr bzw. weniger Wellenzüge passieren. Der D.-E. ist deutlich wahrnehmbar als Veränderung der Geräusche eines schnell vorüberfahrenden Rennwagens, von hohen Tönen beim Nähern zu tiefen Tönen beim Entfernen; er kann zu Geschwindigkeitsmessungen von Kraftfahrzeugen benutzt werden. Bei einer Schallquelle der Frequenz ν_0, die relativ zum Medium die Geschwindigkeit v_q besitzt und einer Geschwindigkeit v_b des Beobachters relativ zum Medium, empfängt der Beobachter die Frequenz

$$\nu = \nu_0 \frac{1 - v_b/v_s}{1 - v_q/v_s}, \tag{1}$$

wobei v_s die Schallgeschwindigkeit ist. Die beiden Fälle $v_b = v$, $v_q = 0$ und $v_b = 0$, $v_q = -v$, die der gleichen Relativgeschwindigkeit v zwischen Quelle und Beobachter entsprechen, geben beim akustischen D.-E. eine verschiedene Frequenzverschiebung. Das Relativitätsprinzip gilt nicht, da das ruhende Medium der Schallausbreitung ein ausgezeichnetes räumliches Bezugssystem liefert.

Bei Lichtwellen bzw. allgemein bei elektromagnetischen Wellen ist der D.-E. nur für sehr hohe Geschwindigkeiten des Beobachters merklich. Er unterscheidet sich vom akustischen D.-E., da es keinen ruhenden Lichtäther (→ Äther) gibt. Er ergibt sich unmittelbar aus dem Transformationsverhalten des vierdimensionalen → Wellenzahlvektors einer Lichtwelle. Auf diese Weise erhält man gleichzeitig auch den Ausdruck für die Aberration des Lichtes.

Eine Lichtwelle der Frequenz ν breite sich im Bezugssystem K parallel der x,y-Ebene aus, die Wellennormale bilde den Winkel θ mit der x-Achse. Der vierdimensionale Wellenzahlvektor k_μ hat dann die Form:

$$k_\mu = 2\pi\{(1/\lambda)\cos\theta,\ (1/\lambda)\sin\theta,\ 0,\ i\nu/c\}. \tag{2}$$

In einem Bezugssystem K', in welchem sich der Ursprung des Systems K mit der Geschwindigkeit $-v$ in Richtung der x'-Achse bewegt, hat der Vektor k_μ die Gestalt:

$$k_\mu = 2\pi\{(\cos\theta - \beta)/\lambda\sqrt{1-\beta^2},\ (1/\lambda)\sin\theta,\ 0,\ i\nu(1 - \beta\cos\theta)/c\sqrt{1-\beta^2}\} \tag{3}$$

wobei $\beta = v/c$ ist.

Das ergibt sich sofort, wenn man die Komponenten des Vierervektors k_μ sowie die des Vierervektors $x_\mu = (x, y, z, ct)$ entsprechend einer Lorentz-Transformation (→ Lorentz-Gruppe) von K auf K' transformiert. Ein Vergleich von (2) und (3) zeigt, daß sich die Lichtwelle in K' mit der Frequenz ν', der Wellenlänge λ' und einem Winkel θ' relativ zur x'-Achse ausbreitet, entsprechend den Beziehungen:

$$(1/\lambda')\cos\theta' = (\cos\theta - \beta)/\lambda\sqrt{1-\beta^2},$$
$$(1/\lambda')\sin\theta' = (1/\lambda)\sin\theta, \tag{4}$$
$$\nu' = \nu(1 - \beta\cos\theta)(1-\beta^2)^{-1/2}. \tag{5}$$

Aus (4) erhält man durch Elimination von λ' für die Aberration des Lichtes, die von astronomischen Betrachtungen her bekannt ist, die Formel:

$$\tan\theta' = \frac{\sin\theta}{\cos\theta - \beta}\cdot\sqrt{1-\beta^2}. \tag{6}$$

Wenn man in (5) mit (6) $\cos\theta$ durch $\cos\theta'$ ausdrückt, ergibt sich die Doppler-Formel, die den Zusammenhang zwischen der im relativ zur Lichtquelle ruhenden System K gemessenen Frequenz ν und der im ruhenden System K' gemessenen Frequenz ν' herstellt:

$$\nu' = \nu\sqrt{1-\beta^2}\,(1 + \beta\cos\theta')^{-1}. \tag{7}$$

Bis auf Größen zweiter Ordnung stimmt (7) mit der Formel (1) für den akustischen D.-E. überein. Man bekommt im Gegensatz zur Akustik auch bei senkrechter Beobachtung $\theta' = \pi/2$ eine Frequenzänderung:

$$\nu' = \nu\sqrt{1-\beta^2}. \tag{8}$$

Dieser transversale D.-E. wurde an Licht emittierenden Kanalstrahlen experimentell bestätigt. Der D.-E. für UKW kann zur Geschwindigkeitsmessung künstlicher Satelliten und Raumkörper herangezogen werden.

Der D.-E. spielt ferner in der Spektroskopie eine Rolle. Infolge der Wärmebewegung Licht emittierender Atome in verdünnten Gasen tritt eine statistische Verschiebung der Frequenzen des emittierten Lichts um den Normalwert und damit eine Verbreiterung der Spektrallinien, die *Doppler-Verbreiterung*, ein.

Der D.-E. hat außerordentliche Bedeutung im Zusammenhang mit der Bestimmung der Fluchtgeschwindigkeit von Galaxien aus der Rotverschiebung ihrer Spektrallinien (→ Hubble-Effekt).

Lit. A. Papapetrou: Spezielle Relativitätstheorie, (Berlin 1955).

2) *kosmologischer D.-E.*, die beobachtete Rotverschiebung der Spektrallinien, die von den fernen Galaxien kommen, wird als D.-E. gedeutet. Das heißt, man ist der Ansicht, daß sie auf eine Relativbewegung von Quelle und Empfänger zurückzuführen ist.

In der Newtonschen Kosmologie kann es sich nur um eine wirkliche Bewegung von Quelle und Empfänger handeln, die im ebenen Raum vor sich geht.

In geometrischen Gravitationstheorien gibt es noch eine andere Deutungsmöglichkeit für die Relativbewegung: Quelle und Empfänger sind im Raum fest. Der Raum dehnt sich jedoch aus (→ Expansion des Weltalls).

Doppler-Radar, → Radar.

Doppler-Verbreiterung, wichtigste Spektrallinienverbreiterung, die dann entsteht, wenn die emittierenden Objekte verschiedene Relativgeschwindigkeiten zum Beobachter haben. Die dadurch auftretenden unterschiedlichen Doppler-Verschiebungen der emittierten Quanten führen in der Überlagerung zu einer Verbreiterung der integral gemessenen Linie. D.-V. tritt bei

Doppler-Verschiebung

strahlenden oder absorbierenden Atomen oder Atomkernen auf (→ Spektrallinien).

Doppler-Verschiebung, die durch den Doppler-Effekt infolge des Rückstoßes des Targetkerns bei γ-Emission oder γ-Absorption hervorgerufene Verschiebung der Spektrallinie. Bei (γ,γ)-Prozessen wird dadurch die γ-Strahlung von derselben (wie der emittierenden) Kernart bei hinreichend kleiner Linienbreite kaum absorbiert.

Dorn-Effekt, svw. Sedimentationspotential.

Dosimeter, Meßgeräte zur Bestimmung der → Dosis. Nach dem Detektortyp unterscheidet man die folgenden D.:

1) *Aktivierungsdosimeter* verwenden Aktivierungsdetektoren, bei denen die Detektorsubstanz, z. B. Schwefel, infolge der einwirkenden Strahlung, z. B. Neutronen, radioaktiviert wird. Diese künstliche Radioaktivität dient als Meßgröße für die vom Aktivierungsdetektor empfangene Dosis. Sie werden bei einer unteren Nachweisgrenze von 1 rem in erster Linie für die Havarie-Personendosimetrie von Neutronen eingesetzt (→ Dosimetrie). Da die Wirkungsquerschnitte von der Neutronenenergie abhängen, erfordern Fluenz- und Dosismessungen Informationen über das im allgemeinen unbekannte Neutronenspektrum. Je größer die Anzahl der Aktivierungsdetektoren ist, desto genauer kann man das unbekannte Spektrum bestimmen. In der Praxis verwendet man für Kritikalitätsunfälle im allgemeinen 3 Detektoren, z. B. Gold für thermische und intermediäre Neutronen, mit Kadmium abgeschirmtes Gold für die intermediären Neutronen allein und Schwefel als Schwellwertdetektor für schnelle Neutronen. Zusätzlich wird Indium als Indikator eingesetzt. Manchmal werden auch spaltbare Substanzen verwendet. Die Genauigkeit wird verbessert durch Ortsdetektoren, die eine detaillierte Kenntnis des Neutronenspektrums liefern. Die Aktivierung des körpereigenen Natriums kann über eine Messung des entstandenen Natrium-24 im Ganzkörperzähler ebenfalls Informationen über die Neutronenhavariedosis liefern, desgleichen die Aktivierung des Schwefels im Haar, von Schmuckstücken u. a. Spezielle Aktivierungsdetektoren verwendet man in der Standard-Dosimetrie und in der technischen Dosimetrie von Neutronen.

2) *Chemische D.* nutzen die strahlenchemischen Veränderungen in der Detektorsubstanz aus und sind geeignet für alle Arten ionisierender Strahlung. Zahlreiche Oxydations- und Reduktionsprozesse sind der Energiedosis (→ Dosis) proportional. Das bekannteste ist das *Fricke-Dosimeter*, bei dem Eisen(II)-sulfat in 0,8 n-Schwefelsäure zu Eisen(III)-sulfat oxydiert wird, das z. B. durch Titration, Absorptionsspektroskopie nachgewiesen werden kann. Es existieren zahlreiche Abwandlungen, die den ursprünglichen Meßbereich von 4000···40000 rd nach oben und unten erweitern. Die strahlenchemische Ausbeute wird durch den → G-Wert gegeben, dessen exakte Bestimmung Grundlage jeder chemischen Dosimetrie ist. Er hängt von der → LET der Strahlung, geringen Beimengungen oder Verunreinigungen, Sensibilisatoren u. a. ab. Das *Fricke*-Dosimeter eignet sich als Sekundärstandard. Dosiswerte zwischen 10^4 und 10^8 rd werden durch das ebenfalls bekannte *Zersulfat*-Dosimeter nachgewiesen. Je nach Strahlungsart, Dosismeßbereich und Anwendungszweck gibt es noch viele chemische D., z. B. das Benzolsäure-, das Chinin-, das Trichloräthylen-, Chloroform-D. für niedrige Dosiswerte ab 5 rd, das Oxalsäure-Dosimeter, das Stickstoffoxid-Dosimeter, das Polyisobutylen-Dosimeter, das Ameisensäure-Dosimeter und Sauerstoff-Systeme für Dosiswerte bis 10^9 rd.

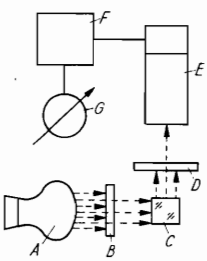
3) *Festkörper-Dosimeter* nutzen verschiedene Strahlungseffekte in Festkörpern zur Dosismessung aus. Die Abgrenzung ist willkürlich, da z. B. Film-Dosimeter und Szintillations-Dosimeter ebenfalls zu den Festkörper-Dosimetern gehören. Auch die Abgrenzung zu den chemischen D.n ist nicht eindeutig. Die Entwicklung der Festkörper-Dosimeter ist z. Z. stark im Fluß, ihre Bedeutung nimmt laufend zu. Festkörper-Dosimeter eignen sich je nach dem Meßbereich in allen Zweigen der Dosimetrie.

3.1) *Exoelektronen-Dosimeter* nutzen die Emission von Exoelektronen, Elektronen aus der Detektoroberfläche, aus, die durch Licht oder Erwärmung stimuliert und in speziellen Impulszählern registriert wird.

3.2) *Halbleiter-Sperrschicht-Dosimeter* haben Sperrschichtdetektoren zur Grundlage und lassen sich als Ionisationskammer-Dosimeter auffassen, bei denen der empfindliche Bereich ungefähr mit der Sperrschicht des pn-Übergangs oder dem i-Gebiet einer pin-Diode übereinstimmt und den großen Vorteil hoher Dichte und eines niedrigen Ionisationspotentials von nur 3,5 eV hat (→ W-Wert). Dadurch werden die D. sehr klein und empfindlich. Die Tiefe der Sperrschicht hängt von der angelegten Spannung ab; dadurch läßt sich die Dicke des empfindlichen Detektorvolumens auf Null extrapolieren. Große Tiefen des empfindlichen Bereiches kann man durch Li-gedriftete Ge- oder Si-Detektoren erzielen, deren geringe Absorption von Röntgen- und γ-Strahlung für die Dosimetrie wichtig ist. Die Energieabhängigkeit des Detektors erfordert dabei eine Kalibrierung je nach dem Anwendungszweck. Das „Eintrittsfenster" läßt sich als extrem dünne n-Schicht von 0,1 μm gestalten, dadurch ergeben sich günstige Bedingungen für die Dosimetrie von β-Strahlung. Auch eine α-Dosimetrie inkorporierter Radionuklide wurde schon durchgeführt.

3.3) *Photoleitfähigkeits-Dosimeter* nutzen die innere Verstärkung des Photoelektronenstromes um den Faktor 10^3 bis 10^4 bei Bestrahlung von CdS, CdSe bzw. einigen Kunststoffen aus. Dadurch kann man extrem kleine und epmfindliche Detektoren bauen. Deren zahlreiche andere nachteilige Eigenschaften, z. B. ihre Trägheit, beschränken ihren Einsatz.

3.4) *Radiophotolumineszenz-Dosimeter, RPL-Dosimeter*, auch *Glas-Dosimeter* genannt, da Glas als Detektorsubstanz dient. In silberaktivierten Metaphosphatgläsern (z. B. Glaskörper von $8 \times 8 \times 4{,}7\ \text{mm}^3$) durch Strahlung ins Leitfähigkeitsband gelangte Elektronen werden von Silberionen eingefangen. Die gebildeten metastabilen Silberzentren senden dann bei Bestrahlung mit UV-Licht von 360 nm im Auswertegerät Lumineszenzlicht von 650 nm aus, dessen Intensität der Energiedosis (→ Dosis) proportional ist (Abb. 1). Die Auswertung ist be-

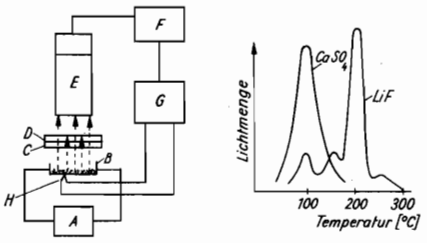


1 RPL-Auswertegerät. *A* Quecksilberdampf-UV-Lampe, *B* UV-durchlässiges Filter, *C* vor der Auswertung bestrahltes Dosimeterglas, *D* UV-undurchlässiges (Orange)-Filter, *E* SEV, *F* Verstärker, *G* Meßwertanzeiger

liebig oft wiederholbar. Zur Herabsetzung der Energieabhängigkeit bei der Messung von Gamma- und Röntgenstrahlung befinden sich die Gläser in Kapseln mit geeignet ausgelegter Filterung. Vorteilhaft ist das sehr niedrige → Fading, nachteilig der langsame, aber durch Erwärmung beschleunigbare Aufbau des RPL-Effektes. Die untere Nachweisgrenze wird durch die nicht strahleninduzierte Photolumineszenz bedingt, durch die *Vordosis*. Die Auswertung von Dosiswerten unter 1 rd stellt hohe Anforderungen an die Sauberkeit der Gläser, die auch gegenüber thermischen Neutronen empfindlich sind.

3.5) *Spaltfolien-Festkörperspur-Dosimeter.* Energiereiche schwere geladene Teilchen erzeugen in Gläsern, Kunststoffen, Glimmer u. a. submikroskopische Schäden [damages], die durch geeignete Ätzbehandlung im Lichtmikroskop sichtbar werden (→ Festkörperspurdetektor). Schichtet man über diese Substanzen geeignete Folien aus spaltbarem Material wie U-235, U-238, Np-237, evtl. mit zusätzlichen Neutronenabsorbern wie Kadmium u. a., so kann man D. zur Messung von Neutronen im gesamten Energiebereich (thermische, intermediäre, schnelle Neutronen) aufbauen, die durch Spurzählung ausgewertet werden. Man hofft, auf diese Weise die mit dem Filmdosimeter nicht meßbaren intermediären Neutronenzu erfassen.

3.6) *Thermolumineszenz-Dosimeter, TLD.* In Thermolumineszenzmaterialien gelangen Elektronen durch Bestrahlung in das Leitfähigkeitsband und werden danach in höherenergetischen Haftstellen eingefangen, in denen sie bei Zimmertemperatur längere Zeit bleiben. Bei Erwärmung des Materials werden sie mit steigender Temperatur nacheinander aus den Haftstellen befreit und senden bei Rückkehr in den Grundzustand sichtbares Licht aus (Abb. 2). Die über der jeweiligen Temperatur aufgetragene Lichtmenge heißt Glow-Kurve mit Maxima bei



2 Thermolumineszenz-Dosimeter: *a* Meßgerät. *A* Heizstromversorgung, *B* Ausheizschale mit pulverförmigem Detektor, *C* Infrarot-undurchlässiges Filter, *D* für Thermolumineszenzlicht durchlässiges Filter, *E* SEV, *F* Gleichstromverstärker, *G* Schreiber, Drucker o. ä., *H* Temperaturmeßgerät. *b* Glow-Kurve

charakteristischen Temperaturen, z. B. bei 250 °C. Die Höhe dieses Maximums bei definierten Aufheizungsbedingungen oder die integrierte Lichtsumme ist der Dosis proportional. Die Auswertung ist im allgemeinen nicht wiederholbar. Das empfindlichste TLD ist $CaSO_4$ für etwa 10^{-5} rd, das aber ein zu großes → Fading hat. CaF_2 und LiF finden breite Anwendnng in der → Dosimetrie, dabei hat LiF den großen Vorteil einer nur geringen Energieabhängigkeit bei der Dosimetrie von Röntgen- und γ-Strahlung, bei 40 keV ist die Anzeige nur 40% höher als bei 1 MeV. Wenige mrd sind noch nachweisbar. Durch Einbettung von LiF z. B. in Teflon lassen sich zahlreiche Dosimeter-Sonderformeu wie dünne Drähte oder Plättchen herstellen. Bei Anreicherung von Li-7 erhält man nur γ-empfindliche, bei der von Li-6 gegenüber thermischen Neutronen sehr empfindliche TLD.

Überblick über die Festkörperdosimeter

Durch Strahlung erzeugter Effekt	Detektoren	Ungefährer Meßbereich	Anwendungen
Verfärbung	Gläser, Kunststoffe, anorganische Kristalle	10–10^9 rd	techn. D., Persd., biol. D.
Radiophotolumineszenz	Metaphosphatgläser	10^{-2}–10^6 rd (hohe Dosen durch Verfärbung)	Persd., techn. D., biol. D.. klin. D.
Zerstörung der Lumineszenzeigenschaft	Anthrazen u. a.	10^4–10^9 rd	techn. D., biol. D.
Elektronenspinresonanz	Alanin	10–10^4 rd	techn. D., biol. D., klin. D., Persd. (Havarien)
Thermolumineszenz	$CaSO_4$: Mn, CaF_2 : Mn, LiF, Aluminiumphosphatgläser u. a.	10^{-4}–10^5 rd	Persd., klin. D., techn. D., biol. D., Standd., Raumfd.
Infrarot-stimulierte Lumineszenz	SrS : Eu in Kunststoff	10^{-3}–10^3 rd	Persd. (schnelle Neutronen)
Stimulerte Exoelektronenemission	LiF, $CaSO_4$, BeO u. a., evtl. mit Beimischungen wie C	10^{-3}–10^7 rd	Persd.
Spurerzeugung	Spaltfolien über Glas, Kunststoff oder Glimmer	10^{-1}–10^7 rem	Persd. (Neutronen)
Bleibende Leitfähigkeitsänderung	Si-Dioden	10–10^3 rd	Persd. (schnelle Neutronen bei Havarien)
Photostrom	→ Halbleiter-Sperrschichtdetektoren: Si, Ge, GaAs	10^{-4}–10^3 rd/min (Impulsmessung) 10^{-2}–10^9 rd/min (Strommessung)	klin. D., Raumfd., Ortsd. techn. D.
Photostrom mit innerer Verstärkung	CdS, CdSe (Kunststoffe)	10–10^8 rd/h (10^3–10^8 rd/h)	klin. D. (techn. D.)

Erklärung der Abkürzungen: biol. D.: biologische Dosimetrie, klin. D.: klinische Dosimetrie, Ortsd.: Ortsdosimetrie, Persd.: Personendosimetrie, Raumfd.: Raumfahrtdosimetrie, Standd.: Standarddosimetrie techn. D.: technische Dosimetrie.

4) Das *Ionisationskammer-Dosimeter* besteht aus einer → Ionisationskammer als Detektor, einem empfindlichen Ladungs- oder Strommeßgerät und einer Gleichspannungsquelle zur Erzeugung der Kammerspannung. Die Ionisationskammer kann während der Messung über ein hochisoliertes Kabel mit der elektrischen Meßapparatur verbunden oder wie bei *Kondensatorkammern* von dieser getrennt sein. Bei einer speziellen Dosimeterausführung ist das Ladungsmeßsystem konstruktiv mit der Kammer vereinigt, z. B. im *Füllhalter-Dosimeter*.

Die Art der Wandmaterialien und des Gases der Ionisationskammern hängt von der zu messenden Dosisgröße und der Strahlungsart ab; dabei sind nur die Materialien innerhalb der Reichweite der in dem Meßvolumen entstehenden geladenen Teilchen entscheidend. Für die Bestimmung der Exposition sollen die Materialien → luftäquivalent, zur Messung der Energiedosis → gewebeäquivalent sein. Zur Energiedosismessung bei schnellen Neutronen ist die Einhaltung des Wasserstoffanteils von Gewebe wesentlich. Durch eine Messung mit je einer Kammer aus wasserstoffhaltigem und wasserstofffreiem gewebeäquivalentem Material ist in gemischten Strahlungsfeldern eine Unterscheidung zwischen Neutronen- und γ-Strahlungsdosis möglich.

Die Dosis kann aus der gemessenen Ionisation absolut bestimmt werden. Im Gegensatz zu den meisten anderen Dosimetersystemen zeichnet sich die Empfindlichkeit des Ionisationskammer-Dosimeters durch eine geringe Energieabhängigkeit aus. Die Korrektion zur Ermittlung der Dosisgröße aus der Dosimeteranzeige wird *Kammerfaktor* genannt.

Frei-Luft-Ionisationskammern sind Ionisationskammern zur absoluten Messung der Exposition von Röntgen- und γ-Strahlung (→ Dosis). Zur Gewährleistung des Elektronengleichgewichts ist das Meßvolumen von einer Luftschicht ausreichender Ausdehnung umgeben, so daß diese Kammern relativ große Ausmaße haben. Bei Quantenenergien über etwa 300 keV muß die Kammer mit Luft von 10 bis 20 atm Druck gefüllt werden. Schutzelektroden und Potentialführungen sorgen für ein exakt definiertes Meßvolumen. Je nach dem Energiebereich kommen folgende Kammertypen in Frage:

5 bis 30 keV	kleine Parallelplattenkammer Wilhelmy-Kammer
30 bis 300 keV	Parallelplattenkammer Zylinderkammer (Faßkammer)
300 bis 3000 keV	Druckluftkammer.

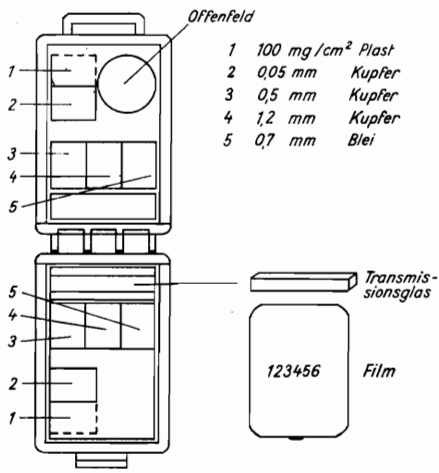
Unter optimalen Bedingungen läßt sich die Exposition auf $\pm 1\,\%$ genau messen.

Bei den *Hohlraum-Ionisationskammern* erfolgt die Ionisation in dem im allgemeinen höchstens einige cm^3 großen Meßvolumen hauptsächlich durch die aus der Wand ausgelösten Sekundärteilchen (→ Hohlraumionisation). Für energiereiche Röntgen- und γ-Strahlung kann die Exposition bei genauer Messung des Meßvolumens und der Ladung unter Berücksichtigung der Einflüsse des unterschiedlichen Bremsvermögens von Wandmaterial und Gas, der Wandschwächung usw. absolut bestimmt werden. *Gebrauchs-Ionisationskammern* sind für routinemäßige Meßaufgaben benutzte Hohlraum-Ionisationskammern, die durch eine spezielle Konstruktion der Aufgabenstellung angepaßt sind: *Fingerhut-* oder *Kugelkammern* dienen hauptsächlich zur Ausmessung von Strahlungsfeldern in Luft, z. B. zur Messung der Strahlungsausbeute von Strahlungsquellen. *Schlauch-* oder *Mikrokammern* sind zur Messung in Körperhöhlen von Patienten bei der → Strahlentherapie, innerhalb von Phantomkörpern oder von biologischen Objekten vorgesehen. *Weichstrahlungskammern*, *Topf-* oder *Phantomkammern* haben für Dosismessungen bei den Energien der Oberflächen-Strahlentherapie ein Eintrittsfenster, das nur mit einer einige μm dicken Folie abgedeckt ist. Bei *Extrapolationskammern* kann das Kammervolumen variiert werden, besonders bei Messungen an β-Strahlungsquellen. *Strahlenschutzkammern* haben ein relativ großes Meßvolumen von rund 1 *l*, um den für den → Strahlenschutz interessierenden Dosisbereich erfassen zu können. Bei den *Füllhalterdosimetern* ermöglicht ein kleines direkt an der Kammer befindliches Fadenelektrometer, jederzeit die erhaltene Dosis abzulesen.

Das *Strahlungselement*, ein D. für die Katastrophen-Personendosimetrie von γ-Strahlung ähnelt in seinem äußeren Aufbau dem Füllhalter-Dosimeter. Es ist jedoch evakuiert, und ein eingebautes Fadenelektrometer wird durch die unterschiedliche Sekundärelektronenemission der aus verschiedenartigen Materialien aufgebauten Elektroden aufgeladen. Das Strahlungselement braucht keine Spannungsquelle und ist immer meßbereit. Es wird versucht, das Strahlungselement auch zur Dosimetrie von Neutronenstrahlung zu entwickeln.

5) Das *photographische D.* benutzt die photographische Emulsion als Detektor. Man unterscheidet Film-Dosimeter und Kernspur-Dosimeter, die aber häufig auch zu den Film-Dosimetern gezählt werden.

5.1) *Film-Dosimeter* haben als Detektor eine geeignete photographische Emulsion, deren



3 Filmdosimeter der Staatlichen Zentrale für Strahlenschutz der Deutschen Demokratischen Republik

Schwärzung mit → Densitometern gemessen wird. Das Film-Dosimeter ist gegenwärtig das verbreitetste Personendosimeter (→ Dosimetrie). Bei der Messung von Röntgen- und γ-Strahlung stört die starke Energieabhängigkeit des Film-Dosimeters, durch die gleiche Dosiswerte bei 40 keV eine 20- bis 30fach höhere Schwärzung erzeugen als bei 1 MeV. Der Film wird deshalb in eine Plakette mit Absorptionsfiltern eingelegt. Unter 100 keV läßt sich durch ein einzelnes Filter keine befriedigende Energieunabhängigkeit mehr erreichen; mit Filteranalyse oder Kompensationsmethoden werden aus den Schwärzungen unter einer Anzahl von Filtern die Dosis und die energetische Zusammensetzung der Strahlung ermittelt. Mit zwei unterschiedlich empfindlichen Emulsionen läßt sich ein Meßbereich z. B. von 20 mR bis 100 R für 1 MeV-γ-Strahlung überstreichen.

Die Anzeige von β-Strahlung ist wegen der Absorption in der Filmumhüllung unter 0,3 MeV β-Strahlungsenergie unmöglich und bis 1 MeV energieabhängig. Thermische Neutronen werden über die (n,γ)-Reaktion unter einem Kadmiumfilter gemessen. Moderne Dosimeterplaketten sind für Gemische aller drei Strahlungsarten geeignet. Zusätzliche Fehler werden durch die Richtungsabhängigkeit des Film-Dosimeters und das → Fading bewirkt. Vorteilhaft ist das Fehlen des → Schwarzschild-Effektes bei Exposition mit ionisierender Strahlung.

Zu den Film-Dosimetern zählt man häufig auch die *Kernspur-Dosimeter* zur Messung schneller Neutronen.

5.2) Das *Kernspur-Dosimeter* benutzt eine Kernspuremulsion als Detektor. Schnelle Neutronen lösen in einer Kunststoffumhüllung und der Emulsion selbst Rückstoßprotonen aus, deren Spurenzahl je Flächeneinheit ein Maß für die Äquivalentdosis schneller Neutronen im Energiebereich 0,6 bis 14 MeV ist. Das Kernspur-Dosimeter wird in der Personendosimetrie angewandt (→ Dosimetrie).

6) *Szintillations-Dosimeter* haben einen Szintillationszähler als Detektor. Unter bestimmten Voraussetzungen ist die Lichtemission ein Maß für die Energiedosis im Szintillator. Die Dosisleistung von Röntgen- und γ-Strahlung läßt sich mit organischen Szintillatoren bei guter Energieunabhängigkeit erfassen, wenn man den SEV-Gesamtstrom mißt. Häufiger werden jedoch bei schlechterer Energieunabhängigkeit Impulse gewählt. Szintillations-Dosimeter haben eine hohe Empfindlichkeit.

Thermische Neutronen werden z. B. gut durch Lithiumjodid-, Bor-Zinksulfid- oder Lithiumbzw. Borglas-Szintillatoren nachgewiesen. Solche Detektoren in Moderatorkugeln dienen zur Messung der Äquivalentdosis.

7) *Zählrohr-Dosimeter* arbeiten mit Geiger-Müller- oder Proportional-Zählrohr als Detektor. Die hohe Empfindlichkeit ist ihr Vorteil. Sie werden vor allem in der Ortsdosimetrie angewendet. Geiger-Müller-Zählrohre sind als γ-Dosimeter unterhalb von 100 keV stark energieabhängig und müssen deshalb für den speziellen Anwendungszweck kalibriert werden. Proportionalzählrohre haben bei Strommessung die Eigenschaften eines Ionisationskammer-Dosimeters mit Gasverstärkung; durch eine Impulshöhenanalyse können → LET-Verteilungen bestimmt werden. β-Strahlungsdosen können mit Proportionalzählrohren aus der Fläche unter dem Impulshöhenspektrum bestimmt werden, mit Geiger-Müller-Zählrohren sind Fluenzmessungen möglich, aus denen die Dosis bei Kenntnis des Strahlers berechnet wird. Polyäthylen-Proportionalzählrohre mit Äthylenfüllung sind zur Messung der Energiedosis schneller Neutronen in menschlichem Gewebe geeignet. Zählrohre für thermische Neutronen, z. B. mit BF_3-Füllung, sind — mit Moderatoren umgeben — zur Messung der Äquivalentdosis auch schneller Neutronen geeignet (→ Dosimetrie).

Dosimetrie, Zweig der Strahlungsmeßtechnik, bei dem die → Dosis oder Dosisleistung in einzelnen Punkten bzw. die Dosisverteilung in größeren Gebieten der von der Strahlung durchsetzten Materie mit → Dosimetern gemessen oder berechnet wird. Man unterteilt die D. nach den Anwendungsgebieten, nach den Strahlungsquellen, die außerhalb von Organismen oder in inkorporierten Radionukliden bestehen und untersucht in der Mikro-Dosimetrie die Verteilung der in mikroskopischen Bereichen absorbierten Energie.

1. *Anwendungsgebiete.* Die *Standard-Dosimetrie* wird meist in Nationallaboratorien oder Eichämtern durchgeführt und befaßt sich mit dem Aufbau von Meßeinrichtungen zur Absolutmessung der Exposition, der Energiedosis oder der Fluenz bzw. von deren zeitlichen Ableitungen (→ Dosis) für Röntgen-, γ-, β- und Neutronenstrahlung. Alle anderen Dosimeter werden an den Absolutmeßeinrichtungen direkt oder indirekt geeicht. In der *Strahlenschutz-Ortsdosimetrie* wird mit tragbaren oder stationären Ortsdosisleistungsmeßgeräten der Strahlenschutz an Arbeitsplätzen kontrolliert. Spezielle Probleme ergeben sich in gemischten Strahlungsfeldern, z. B. von γ- und Neutronenstrahlung an Reaktoren oder von Teilchen- und Quantenstrahlung an Beschleunigern. Die untere Meßgrenze sollte bei der Orts-Dosimetrie unter 0,2 mrem/h liegen (→ Strahlenschutzgrenzwerte). In der *Personen-Dosimetrie* wird die von einer Person während eines bestimmten Zeitraumes empfangene Dosis als Kontrollmaßnahme des Strahlenschutzes gemessen. Dazu braucht man leichte, bequem tragbare Detektoren, die meist an stationären Anlagen ausgewertet werden. Die zentrale oder betriebliche Überwachung beruflich strahlungsexponierter Personen erfordert einen Meßbereich von 10^{-2} bis 10^2 rem für alle Strahlungsarten bei einem zulässigen Fehler von $\pm 50\,\%$. Im Havarie- oder Katastrophenfall stellt die Personen-Dosimetrie besondere meßtechnische Anforderungen, z. B. Netzunabhängigkeit, und erfordert einen Meßbereich von 1 bis 10^4 rem. Im weiteren Sinne gehört zu ihr die dosimetrische Interpretation gemessener → Inkorporationen. Die *klinische D.* dient der exakten Durchführung der → Strahlentherapie mit β-, Röntgen-, γ-Strahlung, beschleunigten Elektronen und neuerdings Neutronen bei Dosiswerten bzw. Dosisleistungen zwischen 10 und 10^5 rd bzw. rd/h. Die *technische D.* untersucht an Bestrahlungsanlagen, z. B. Beschleunigern, Reaktoren und starken

γ-Quellen, Strahlungseffekte in Festkörpern bei strahlenchemischen Arbeiten, bei der Sterilisation von Nahrungsmitteln und medizinischen Artikeln u. a. Gefordert wird die Messung hoher Dosisleistungen bzw. Dosiswerte bis 10^9 rd. Der Gewährleistung des Strahlenschutzes bei Weltraumflügen dient die *Raumfahrt-Dosimetrie*, die aus *Orts-* und *Personen-Dosimetrie* in den komplizierten Strahlungsgemischen besteht, die durch Wechselwirkung der → kosmischen Strahlung in dem Raumschiff entstehen (→ ionisierende Strahlung). Die *biologische D.* ist die Grundlage von Versuchen über die → biologische Strahlenwirkung bei äußerer Strahlung und inkorporierten Radionukliden und umfaßt einen weiten Meßbereich, der den der Orts-Dosimetrie, der Personen- und der technischen Dosimetrie überstreicht. Häufig interessieren die exakte räumliche Dosisverteilung im bestrahlten Organismus oder der biologischen Substanz und die → LET-Verteilung der Dosis.

2. *D. äußerer Strahlung.*

2.1. Die *D. von Röntgen- oder γ-Strahlung* ist am weitesten entwickelt und hat die älteste Tradition. Nur für diese Strahlungsart ist die Exposition definiert (→ Dosis). Grundlage der Standard-Dosimetrie ist das Ionisationskammer-Dosimeter, das zusammen mit dem Kalorimeter auch zur absoluten Messung der Energiedosis dient. Die Ionisationskammer spielt auch in allen anderen Anwendungsbereichen eine grundlegende Rolle: in der Personen-Dosimetrie mit Kondensator- und Füllhalter-Kammern, in der klinischen D. z. B. mit Schlauch- und Fingerhutkammern, in der Orts-Dosimetrie mit großen Strahlenschutzkammern u. a. Von den Festkörperdosimetern werden vor allem Thermolumineszenz- und Radiophotolumineszenz-Dosimeter in der Personen-, der klinischen, der Raumfahrt- und der technischen D. angewendet. In der Orts-Dosimetrie verwendet man häufig besonders bei der D. von γ-Strahlung Zählrohr- und Szintillations-Dosimeter, in der technischen D. chemische Dosimeter und Festkörperdosimeter. Ein wichtiges Hilfsmittel der Personen-Dosimeter ist schließlich das Filmdosimeter, im Katastrophenfall könnte das Strahlungselement (→ Dosimeter 4) Bedeutung erlangen.

Die Messung wird erschwert durch die Energieabhängigkeit vieler Detektoren besonders bei Energien unter 100 keV, die sich durch geeignete Strahlungsfilter häufig verbessern läßt (→ Dosimeter 5). Bei Energien über 3 MeV wird die Energiedosis in → Phantomen oder die Energiefluenz (→ Dosis) gemessen. Energien unter 20 keV erfordern extrem dünnwandige Detektoren, z. B. spezielle Ionisationskammer-Dosimeter. Die Dosis von γ-Strahlern läßt sich bei bekanntem Abstand von der Strahlungsquelle aus der Aktivität des Radionuklids und der → spezifischen γ-Strahlungskonstante berechnen.

2.2. Die *D. von β-Strahlung* setzt einen möglichst geringen Dosisabfall im Detektor und seinem Eintrittsfenster voraus, da die mittlere Energiedosis im Detektor gemessen wird und die β-Strahlung stark absorbiert wird (→ ionisierende Strahlung). Die Dosimeter werden deshalb flach und dünnwandig gebaut, das Eintrittsfenster erhält häufig eine Flächenmasse von 7 mg/cm^2, die der toten Hornschicht der Haut entspricht. Grundlage der D. äußerer β-Strahlung ist wieder das Ionisationskammer-Dosimeter (Extrapolationskammer, dünnwandige Flachkammer, wandlose Kammer), das außer in der Standard-Dosimetrie vor allem in der klinischen D. und der biologischen D. angewendet wird. In der Orts-Dosimetrie werden häufig dünnwandige Zählrohrdosimeter und Szintillationsdosimeter mit dünnen Szintillatoren benutzt. Mit geringerer Genauigkeit lassen sich auch Fluenzmessungen bei Kenntnis der Strahlungsenergie dosimetrisch interpretieren. In der Personen-Dosimetrie werden das Filmdosimeter, in der technischen Dosimetrie das chemische D. und in beiden genannten Teilgebieten verschiedene Arten von Festkörperdosimetern angewandt.

Die Dosis äußerer β-Strahlung läßt sich aus der Aktivität des Radionuklids und der β-Punktquellen-Dosisfunktion berechnen, in der die Absorption im Medium zwischen Quelle und Detektor berücksichtigt wird.

2.3. Die *D. von Neutronenstrahlung* im Energiebereich von 10^{-2} bis 10^7 eV ist besonders kompliziert, weil zahlreiche Wechselwirkungsprozesse eine Rolle spielen, die stark von der Neutronenenergie und der Zusammensetzung des bestrahlten Mediums abhängen. In der Standard-Dosimetrie beschäftigt man sich vor allem mit der (genauen) Messung der Flußdichte, der Fluenz, des Neutronenspektrums und der Quellstärke von Neutronenquellen. Bei Kenntnis der Wirkungsquerschnitte läßt sich über die Kerma die Energiedosis für kleine Gewebeproben berechnen (→ Dosis). Falls die mittlere → freie Weglänge der Neutronen kleiner als die Probenausdehnung ist, sind Vielfachstöße der Neutronen zu berücksichtigen.

Wegen der Abhängigkeit des Qualitätsfaktors von der Neutronenenergie bereitet die Bestimmung der häufig interessierenden → Äquivalentdosis besondere Schwierigkeiten. Für eine 30 cm starke Gewebeschicht läßt sich die Abhängigkeit der Oberflächenäquivalentdosis von der Fluenz für den gesamten Energiebereich angeben.

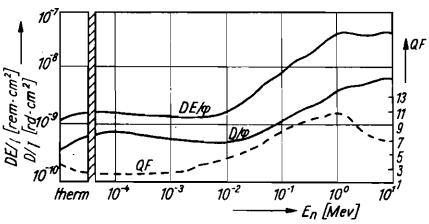
In der Standard-Dosimetrie erfolgen Flußdichte- bzw. Fluenzmessungen thermischer Neutronen mit Aktivierungsdetektoren und Borschicht-Festkörperdetektoren; mittelschnelle Neutronen lassen sich z. B. mit → Szintillationszählern (→ Dosimeter), denen Bor oder Lithium beigemischt ist, messen; schnelle Neutronen mißt man mit dem → Long Counter, mit → Schwellwertdetektoren und → Festkörperspurdetektoren.

Mit gewebeäquivalenten Ionisationskammer-Dosimetern (→ Dosimeter 4) läßt sich die Energiedosis direkt messen. Anwendung finden solche Verfahren in Standard-Dosimetrie, Orts-Dosimetrie, klinischer und biologischer D. Zur D. schneller Neutronen für diese Zwecke werden weiterhin gewebeäquivalente → Proportionalzählrohre benutzt, die auch zu einer Analyse der → LET-Verteilung der Dosis verwendet werden können. Vorhandene γ-Strahlung läßt sich durch geeignete → Diskrimination unterdrücken. Szintillationsdosimeter mit in Kunst-

stoff eingebettetem Szintillator dienen ähnlichen Zwecken.

Für die Personen-Dosimetrie im Havariefall werden Aktivierungsdosimeter verwendet. In der normalen beruflichen Überwachung zeigen Filmdosimeter thermische und Kernspur-Dosimeter schnelle Neutronen an. Die wichtigen mittelschnellen Neutronen werden nicht erfaßt, aussichtsreich erscheinen Spaltfolien-Festkörperspur-Dosimeter für den gesamten Energiebereich.

In der Orts-Dosimetrie ist häufig die Äquivalentdosisleistung zu messen. Für thermische Neutronen werden empfindliche Zählrohre oder Szintillatoren in Moderatorkugeln von etwa 30 cm Durchmesser aus Paraffin oder Kunststoffen eingebettet und mit angepaßten Cd-Absorbern versehen, so daß ihre Energieabhängigkeit bei Fluenzmessungen der des Dosisäquivalents entspricht (Abb.). Solche Meßgeräte



1 Energieabhängigkeit der Fluenzmessung. Energiedosis D bzw. Äquivalentdosis DE je Fluenz Φ und Qualitätsfaktor QF in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n

nennt man auch „rem counter". Anordnungen mit mehreren Moderatorkugeln unterschiedlichen Durchmessers gestatten eine grobe Energieanalyse. In der technischen D. werden Aktivierungsdetektoren und Spaltfolien-Festkörperspurdetektoren zur Fluenzmessung und Flußdichtemessung wie in der Reaktortechnik angewendet, schließlich ebenso wie in der biologischen D. chemische Dosimeter.

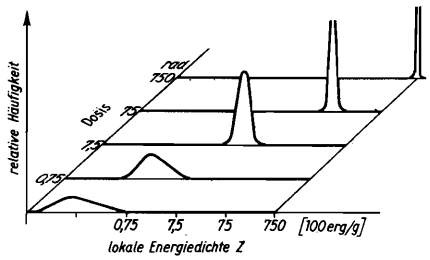
2.4. Die *D. von Nukleonen mit Energien über 10^7 eV und von Mesonen* an Beschleunigern und im Rahmen der Raumfahrt-Dosimetrie bietet wegen der zahlreichen möglichen Kernreaktionen spezielle Probleme. Anwendung finden u. a. gewebeäquivalente Ionisationskammer-Dosimeter und Proportionalzählrohre, die häufig in → Phantome eingebettet werden. In der Personen-Dosimetrie verwendet man manchmal zu oben genanntem Zweck spezielle Kernspurdosimeter.

3. *D. bei inkorporierten Radionukliden.* Eine direkte D. inkorporierter Radionuklide ist nur in der biologischen D. möglich. Die Dosis durch β- und γ-Strahlung läßt sich mit Hilfe kleiner stäbchenförmiger Implantationsdosimeter (Thermolumineszenzdosimeter oder Radiophotolumineszenzdosimeter) direkt im lebenden Tier messen (*in-vivo-Dosimetrie*). Solche Dosimeter finden auch bei äußerer Strahlung Anwendung. Eine D. von α- und β-Strahlung an biologischen Proben und Gewebeschnitten ist mit Hilfe der → Autoradiographie möglich, wenn die Schnittdicke größer als die maximale Reichweite der Strahlung ist. Meist wird in der biologischen D. die Dosis aus der im Gewebe mittels Zählverfahren oder Autoradiographie gemessenen Aktivitätskonzentration berechnet. Im Falle einer → Inkorporation durch den Menschen ist die Aktivitätsmessung der einzig mögliche Weg. Kann man das interessierende Organ als unendlich ausgedehnt annehmen, so gilt $D = 2130 \cdot C \cdot t \cdot \sum_i p_i E_i$ für die Energiedosis D in rd im Organ, wenn C die Aktivitätskonzentration in mCi/g im Organ, t die Bestrahlungszeit in h und p_i den relativen Anteil der Teilchen oder Quanten mit der Energie E_i in MeV bedeuten. Dabei wird angenommen, daß die Aktivität homogen verteilt ist. Die Formel läßt sich erweitern, wenn Stoffwechselvorgänge und damit zeitliche Verläufe von C berücksichtigt werden (effektive → Halbwertszeit, → Inkorporation). Mit Hilfe solcher Berechnungen werden aus den MZD-Werten die MZIA-, MZK- und MZZ-Werte erhalten (→ Strahlenschutzgrenzwerte). Wenn das Organ oder das biologische Objekt nicht groß gegenüber der Reichweite der Strahlung ist, so wird die nach der Formel errechnete Dosis nicht einmal im Organzentrum erreicht, nach den Rändern zu fällt sie ab. Die Dosisverteilung und die Integraldosis lassen sich für γ-Strahlung bei menschlichen Organen und für β-Strahlung bei kleineren biologischen Objekten, bei Organen von Kleintieren oder menschlichen Organteilen im Falle einfacher geometrischer Konfigurationen berechnen.

Praktisch lagert sich die Aktivität niemals homogen ab, zumindest wenn man zelluläre Dimensionen betrachtet. Bei der Definition der → Äquivalentdosis wird dies durch den Dosisverteilungsfaktor DF berücksichtigt. In neuerer Zeit versucht man mit mikroautoradiographischen Methoden Aktivitätsverteilungen in zellulären Bereichen zu analysieren und daraus Dosisverteilungen zu berechnen. Wahrscheinlich kann man in Zukunft aus solchen Untersuchungen Aufschlüsse über den Verteilungsfaktor erhalten.

4) *Mikro-Dosimetrie.* In mikroskopischen Bereichen erfolgt infolge der statistischen Verteilung der Wechselwirkungsprozesse eine räumliche Fluktuation der Energieabsorption. Die in einem Masseelement mit linearen Dimensionen der Größenordnung 1 μm absorbierte Energie ist davon abhängig, wie viele ionisierende Teilchen es zufällig durchqueren und wie viele Ionisationen längs der Teilchenbahnen erfolgen. Die LET-Verteilungen (→ LET) macht eine Aussage über die Energieabgabe der direkt ionisierenden Teilchen an das Medium aber ohne Berücksichtigung der statistischen Verteilung der Energieabsorptionsakte möglich. Die Bestimmung der tatsächlich in einem speziellen Mikrobereich absorbierten Energie ist jedoch nicht mehr mit den makroskopischen Dosisbegriffen (→ Dosis) und mit der LET möglich. Für die Untersuchungen der → biologischen Strahlenwirkung auf Makromoleküle, einzelne Zellstrukturen und Zellen ist die Kenntnis der Verteilungsfunktionen der Energieabsorptionsereignisse (Ereignisgrößen) erforderlich. Unter einem Ereignis versteht man den Durchgang eines geladenen Teilchens, d. h. eines Primärteilchens, bzw. bei indirekt ionisierender Strah-

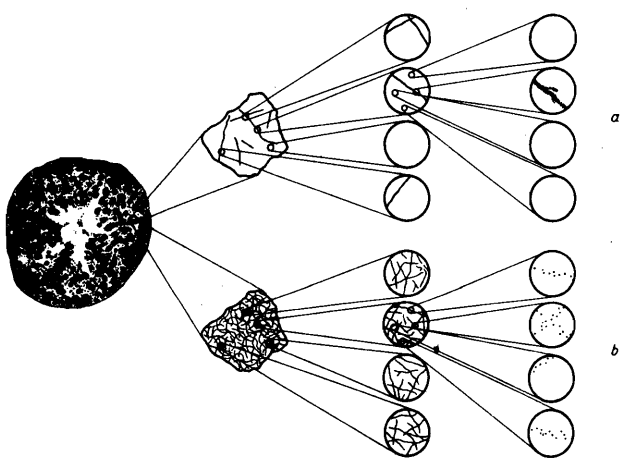
lung, eines Sekundärteilchens, durch den betrachteten Mikrobereich. Man kann zwei Größen definieren, die ein Analogon zu der → Enerdiedosis und der → LET in einem Mikrobereich darstellen: Unter der *lokalen Energiedichte* Z versteht man den Quotienten aus der in dem Bereich absorbierten Energie und dessen Masse;



2 Spektren der lokalen Energiedichte *Z* für kugelförmige Gewebebereiche von 7 µm Durchmesser bei γ-Strahlung

die Ereignisgröße *Y* ist das Verhältnis der in einem kugelförmigen Bereich absorbierten Energie zu dessen Durchmesser. Die Aufgabe der Mikrodosimetrie besteht in der Bestimmung der Häufigkeit, mit der Ereignisse einer bestimmten Größe in Abhängigkeit von der Größe des Bereiches und der Strahlenart auftreten, und der Wahrscheinlichkeit für die Deposition einer bestimmten Energie. Die Abweichungen der lokalen Energiedichte von der Energiedosis treten desto stärker in Erscheinung, je kleiner der betrachtete Bereich, je größer die Ionisationsdichte der Strahlung und je geringer die Energiedosis ist. Bei hohen makroskopischen Dosen vergrößert sich zunehmend die Wahrscheinlichkeit, daß jeder Mikrobereich die gleiche Anzahl Teilchendurchgänge erfährt.

Während die Berechnung der Ereignisgrößen-Verteilungen ein außerordentlich schwieriges Problem darstellt, ist ihre Messung mit Hilfe



3 Mikroverteilung der Energieabsorptionsereignisse in einem Gewebebereich. Bei gleicher Dosis ändert sich für dicht ionisierende Teilchen, z. B. Neutronen (*a*), der Betrag der in einem Mikrobereich absorbierten Energie, dargestellt durch die punktförmigen Spuren in den rechten Kreisen, wesentlich stärker von Bereich zu Bereich als für dünn ionisierende Teilchen, z. B. Sekundärelektronen einer Röntgen- oder Gammastrahlung (*b*). Mit zunehmender Dosis wächst die Wahrscheinlichkeit daß in jedem Bereich die gleiche Energie absorbiert wird

eines kugelförmigen gewebeäquivalenten Proportionalzählers und einer Analyse der Impulshöhenverteilung möglich. Die im Zählrohr registrierten Energieverlust-Ereignisse gleichen in ihrer Größe und Häufigkeit den Ereignissen, die in einem verkleinerten Bereich von der Dichte der Wand auftreten würden, wenn dessen Linearabmessungen zu denen des Zählrohrhohlraumes im Verhältnis der Dichten von Wand und Gas ständen und die Teilchenfluenz und die Dosis im Quadrat des Dichteverhältnisses von Wand und Gas erhöht wären.

Dosis, Oberbegriff für alle Größen, die zur Kennzeichnung der Einwirkung ionisierender Strahlung auf Materie dienen. Die Dosisgrößen beziehen sich entweder auf das gesamte in einem bestrahlten Stoff bestehende → Strahlungsfeld oder nur auf den Anteil der Strahlung, der mit den Atomen und Molekülen dieses Stoffes in Wechselwirkung tritt. In beiden Fällen sind die Teilchen und Quanten des Strahlungsfeldes bzw. die Wechselwirkungsakte statistisch über den bestrahlten Stoff verteilt, so daß beim Grenzübergang zum extrem kleinen, bestrahlten Volumen Schwankungserscheinungen auftreten. Bei der Definition der makroskopischen Dosisbegriffe wird angenommen, daß die angegebenen Differentialquotienten existieren, d. h., es soll ein Elementarvolumen geben, das erstens genügend klein ist für die Ausschaltung makroskopischer Inhomogenitäten des Strahlungsfeldes und zweitens genügend groß für die Eliminierung statistischer Schwankungen. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt und ist der Ausweg einer Mittelung über viele Messungen nicht sinnvoll, so sind die Größen der Mikrodosimetrie anzuwenden. Soll neben der physikalischen auch die → biologische Strahlenwirkung charakterisiert werden, so ist der Begriff → Äquivalentdosis geeignet. Messung der Dosisgrößen → Dosimetrie, → Dosimeter.

1) *Makroskopische Dosisgrößen.* 1.1) Energie als Meßgröße.

1.1.1) Die *Energiedosis* $D = \mathrm{d}E_D/\mathrm{d}m$ ist der Grenzwert des Quotienten von $\Delta E_D/\Delta m$, für $\Delta m \to 0$, wobei ΔE_D die Energie ist, die der Masse Δm eines Volumenelementes Δv durch ionisierende Strahlung zugeführt wird. Dabei ist die Δv zugeführte Energie die Differenz aus den Summen der Energien aller Teilchen und Quanten des Strahlungsfeldes, die in Δv eingetreten sind, und denen, die Δv wieder verlassen haben, abzüglich des Energieäquivalents einer Ruhmassezunahme, die durch Wechselwirkungen in Δv bewirkt wird. Die Einheit der Energiedosis heißt Rad rd: $1\ \mathrm{rd} = 10^{-2}\ J/\mathrm{kg} = 10^{-2} \cdot 10^7\ \mathrm{erg}/10^3\ \mathrm{g} = 100\ \mathrm{erg/g}$.

1.1.2) Die *Kerma* [engl. Kinetic Energy Released in Matter]. $K = \mathrm{d}E_K/\mathrm{d}m$ ist der Grenzwert des Quotienten $\Delta E_K/\Delta m$, für $\Delta m \to 0$, wobei ΔE_K die Summe der kinetischen Anfangsenergien der geladenen Teilchen ist, die durch indirekt ionisierende Teilchen, z. B. Neutronen, oder Quanten, z. B. Photonen, in einem Volumenelement mit der Masse Δm eines Materials freigesetzt werden. Die Kerma ist speziell bei Neutronenstrahlung an die Stelle des veralteten Begriffes der *Erststoßdosis* [first collision dose] getreten. Durch die Kerma für ein bestimmtes Standardmaterial kann ein Feld in-

direkt ionisierender Teilchen oder Quanten beschrieben werden, auch wenn es auf ein anderes Material einwirkt. Ein geeignetes Standardmaterial ist z. B. Luft für Röntgen- und γ-Quanten mittlerer Energien und biologisches Gewebe für alle in Biologie und Medizin angewandten Strahlungen. Die Kerma ist gleich der Energiedosis, wenn in einem Volumenelement die von der Energiedosis erfaßte zugeführte Energie gleich der Summe der Energie für die Freisetzung geladener Teilchen durch indirekt ionisierende Strahlung ist. Das ist der Fall, wenn Gleichgewicht der geladenen Teilchen, die sekundär erzeugt werden, an der betreffenden Stelle in dem betreffenden Material besteht und die Bremsstrahlungsverluste vernachlässigbar sind. Gleichgewicht bedeutet dabei, daß in einem Volumenelement durch Erzeugung geladener Teilchen ebensoviel Energie freigesetzt wird, wie darin durch Absorption von einfallenden geladenen Teilchen verloren geht. Die Kerma ist kleiner als die Energiedosis, wenn kein Gleichgewicht der geladenen Teilchen besteht, da deren Reichweite mit der mittleren freien Weglänge der indirekt ionisierenden Teilchen oder Quanten vergleichbar wird. Dies trifft z. B. für ultraharte Röntgenstrahlung oberhalb 3 MeV zu. Als Einheit der Kerma wird nicht das rd, sondern der Quotient aus einer Energie- und einer Masseeinheit eines üblichen Einheitensystems verwendet, z. B. J/kg oder erg/g.

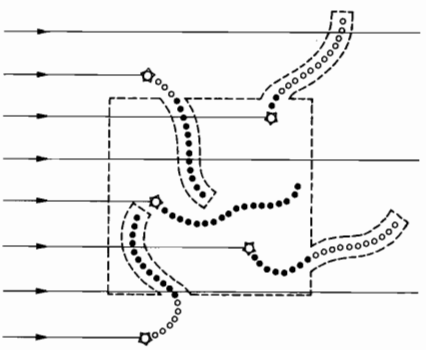
1.1.3) Die *Energiefluenz* $F = \mathrm{d}E_\mathrm{F}/\mathrm{d}a$ von Teilchen oder Quanten ist der Grenzwert des Quotienten $\Delta E_\mathrm{F}/\Delta a$ für $\Delta a \to 0$, wobei ΔE_F die Summe der Energien außer der Ruhenergie aller Teilchen und Quanten ist, die in eine Kugel mit der Querschnittsfläche Δa eintreten. Die Einheit der Energiefluenz ist $\mathrm{J/m^2}$ oder $\mathrm{erg/cm^2}$.

1.2) Die elektrische Ladung als Meßgröße.

1.2.1) Die *Ionendosis* $J = \mathrm{d}Q_\mathrm{J}/\mathrm{d}m$ ist der Grenzwert des Quotienten $\Delta Q_\mathrm{J}/\Delta m$ für $\Delta m \to 0$, dabei bedeutet ΔQ_J die elektrische Ladung der Ionen eines Vorzeichens, die in einem mit Luft gefüllten Volumenelement der Masse Δm durch die Strahlung direkt oder indirekt erzeugt werden, d. h. sie umfaßt in der schematischen Abbildung die durch ausgefüllte Kreise dargestellten Ionen. Die Einheit der Ionendosis ist das Röntgen R: $1\ \mathrm{R} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{C/kg}$. 1 R entspricht der Erzeugung von $2{,}08 \cdot 10^9$ Ionenpaaren in 1,293 mg Luft, der Masse von $1\ \mathrm{cm^3}$ Luft bei 0 °C und 760 Torr. Nach Definition 1.2.1) beruht die Ionendosisbestimmung auf der Messung der Ladung der in einem Volumenelement *Luft* infolge der Strahlungseinwirkung erzeugten Ionen eines Vorzeichens. Da aber die Menge der direkt oder indirekt erzeugten Ionen abhängt von der einem Volumenelement mittels Strahlung überhaupt zugeführten Energie, die nach Definition 1.1.1) Meßgröße der Energiedosis ist, stellen die *Ionendosis* und die *speziell bei Luft gemessene Energiedosis* einander völlig gleichwertige Meßgrößen ein und desselben physikalischen Sachverhaltes dar. Die *Ionendosis ist* somit *das Ionisationsäquivalent der Energiedosis in Luft*, deshalb kann aus der Ionendosis J die Energiedosis D in Luft nach der Gleichung $D_\mathrm{Luft} = J \cdot W_\mathrm{Luft}/e$, wobei e die elektrische Elementarladung und W_Luft den → W-Wert für Luft darstellen, bestimmt werden; man erhält mit $W_\mathrm{Luft} = 34\ \mathrm{eV}$ und $1\ \mathrm{eV} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C} \cdot 1\ \mathrm{V} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{J}$: $D_\mathrm{Luft} = 34 \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{J} \cdot 1\ \mathrm{R}/(1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{C}) = 34\,(\mathrm{J/C}) \cdot 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{C/kg} = 0{,}877 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{J/kg} = 0{,}877\ \mathrm{rd}$, d. h., $1\ \mathrm{R} \triangleq 0{,}877\ \mathrm{rd}$ (in Luft).

Mit Hilfe des Bragg-Grayschen Prinzips kann aus D_Luft, gemessen in einem kleinen luftgefüllten Hohlraum in einem beliebigen Material, die Energiedosis D in diesem Material bestimmt werden (→ Hohlraumionisation).

1.2.2) Die *Standardionendosis*, auch *Gleichgewichtsionendosis* J_st ist die von einer Röntgen- oder γ-Strahlung erzeugte Ionendosis (→ 1.2.1) bei Elektronengleichgewicht in Luft: $J_\mathrm{st} = \frac{\mathrm{d}Q_\mathrm{st}}{\mathrm{d}m}$. Dabei ist ΔQ_st bei Elektronengleichgewicht gemessenes ΔQ_J. *Elektronengleichgewicht* an einer Stelle in einem Material besteht, wenn die Summe der kinetischen Energien der von Röntgen- oder γ-Strahlung erzeugten Elektronen, die in das betrachtete Volumenelement eintreten, gleich der Summe der kinetischen Energien der Elektronen ist, die aus diesem Volumenelement austreten. In der schematischen



Zum Begriff des Sekundärelektronengleichgewichts

Abbildung ist bei Elektronengleichgewicht die Summe der durch ausgefüllte Kreise dargestellten innerhalb Δv freigesetzten Ionen, die durch beliebige Sekundärelektronen (in der Abbildung als Sterne gezeichnet) innerhalb Δv erzeugt werden, gleich der Summe aller Ionen, die von der gestrichelten Linie umschlossen werden, d. h. von innerhalb Δv erzeugten Sekundärelektronen sowohl innerhalb als auch außerhalb Δv freigesetzt werden. Von außerhalb Δv erzeugten Sekundärelektronen freigesetzte Ionen werden dabei nicht mit berücksichtigt, selbst wenn sie innerhalb Δv liegen. Die Bedingung des Elektronengleichgewichts wird realisiert, wenn das luftgefüllte Meßvolumen seinerseits von Luft oder luftäquivalentem Material solcher Stärke umgeben ist, daß im luftäquivalenten Material alle im Meßvolumen freigesetzten Elektronen völlig abgebremst werden.

Da die *Standardionendosis* einen Spezialfall der Ionendosis darstellt, wird für sie ebenfalls das Röntgen als Einheit benutzt.

1.2.3) Die *Exposition*, auch *Exposure* $X = \mathrm{d}Q_\mathrm{X}/\mathrm{d}m$ ist der Grenzwert des Quotienten $\Delta Q_\mathrm{X}/\Delta m$ für $\Delta m \to 0$, wobei ΔQ_X die Summe der elektrischen Ladungen aller in Luft erzeugten Ionen eines Vorzeichens ist, wenn alle durch Photonen in einem Volumenelement Luft mit

Dosisaufbaufaktor

der Masse Δm freigesetzten Elektronen, sowohl Negatronen als auch Positronen, in Luft vollständig abgebremst werden.

Die Einheit der Exposition ist das Röntgen $1\ R = 2{,}58 \cdot 10^{-4}\ C/kg$. In der schematischen Abbildung umfaßt ΔQ_X alle Ionen innerhalb der gestrichelten Linie, d. h. (bei Elektronengleichgewicht) ist die Exposition zahlenmäßig gleich der Standardionendosis (1.2.2). Da die Summe der Ladungen aller in Luft durch Photonen erzeugten Ionen eines Vorzeichens und die Summe der kinetischen Anfangsenergien der durch indirekt ionisierende Teilchen oder Quanten in Materie freigesetzten geladenen Teilchen einander bedingende Größen ein und desselben physikalischen Sachverhaltes sind, ist die *Exposition* das *Ionisationsäquivalent der Kerma in Luft* mit Ausnahme einer Differenz bei hohen Energien, die dadurch zustande kommt, daß die Ionisation infolge Absorption der von Sekundärelektronen emittierten Bremsstrahlung in ΔQ_x nicht enthalten ist. Demgegenüber ist die *Standardionendosis* das *Ionisationsäquivalent der Energiedosis bei Elektronengleichgewicht.* Die Definition der Exposition und der Standardionendosis sind zwar verschieden, ihre Meßverfahren und alle Meßgeräteanzeigen sind jedoch gleich. Die Verwendung der Exposition wird von der ICRU empfohlen und entspricht der Tafel der gesetzlichen Einheiten, die der Ionendosis und der Standardionendosis dagegen nicht. Letztere Begriffe sind jedoch im deutschen Sprachraum üblich.

1.3) Anzahl der Teilchen oder Quanten der Strahlung als Meßgröße.

1.3.1) die *Teilchenfluenz*, auch *Fluenz* $\Phi = dN/da$ von Teilchen oder Quanten, ist der Grenzwert des Quotienten $\Delta N/\Delta a$ für $\Delta a \to 0$, wobei ΔN die Anzahl der Teilchen oder Quanten bedeutet, die in eine Kugel mit der Querschnittsfläche Δa eintreten. Die Einheit der Teilchenfluenz ist m^{-2} oder cm^{-2}. Die Teilchenfluenz entspricht der in der Neutronenphysik benutzten Größe *nvt*, dabei bedeutet *n* die Anzahl der Neutronen je cm^3, *v* den Betrag ihrer mittleren Geschwindigkeit und *t* die Bestrahlungszeit.

2) *Makroskopische Dosisleistungsgrößen.* Zur Charakterisierung eines Strahlungsfeldes kann eine der folgenden Dosisleistungsgrößen, d. h. die Ableitung einer Dosisgröße nach der Zeit benutzt werden:

Energiedosisleistung $\dot{D} = dD/dt$ in rd/h oder rd/s; *Kermaleistung* $\dot{K} = dK/dt$ in erg/g · s und W/kg; *Energieflußdichte*, auch *Energiefluenzleistung* oder *Intensität* $I = dF/dt$ in $erg/cm^2 \cdot s$, W/m^2; *Ionendosisleistung* $\dot{J} = dJ/dt$ in R/h, R/s; *Standardionendosisleistung*, auch *Gleichgewichtsionendosisleistung* $\dot{J}_{st} = dJ_{st}/dt$ in R/h, R/s; *Expositionsleistung* $\dot{X} = dX/dt$ in R/h, R/s. *Teilchenflußdichte, Teilchenflußleistung* $\varphi = d\Phi/dt$ in $cm^{-2}\,s^{-1}$, $m^{-2}\,s^{-1}$. Die Teilchenflußdichte entspricht der in der Neutronenphysik benutzten Größe $n \cdot v$, dabei bedeutet *n* die Anzahl der Neutronen je cm^3 und *v* den Betrag ihrer mittleren Geschwindigkeit.

3) *Spektrale Verteilung makroskopischer Dosisgrößen.*

In der Praxis werden viele makroskopische Dosisgrößen zur Charakterisierung eines Strahlungsfeldes mit einem komplexen Energiespektrum benutzt. In diesem Zusammenhang sind die spektralen Verteilungen der Dosisgrößen in bezug auf Energie, Frequenz, LET, Einfallsrichtung oder andere Größen von Bedeutung. Zum Beispiel erhält man für die spektrale Verteilung der Teilchenflußdichte einer Quantenstrahlung in bezug auf die Quantenenergie E_Q den Anteil $\varphi(E_Q)\,dE_Q$ der Teilchenflußdichte, der durch Quanten mit Energien zwischen E_Q und $E_Q + dE_Q$ hervorgerufen wird. Die Einheit von $\varphi(E_Q)$ ist z. B. $cm^{-2}\,s^{-1}\,erg^{-1}$ oder $cm^{-2}\,s^{-1} \cdot keV^{-1}$. Entsprechend ist $D(L)\,dL$ der Bruchteil einer Energiedosis, der durch Strahlung im LET-Intervall zwischen L und $L + dL$ übertragen wurde.

4) *Integrale makroskopischer Dosisgrößen.* Um das gesamte Ausmaß der Bestrahlung eines ausgedehnten Körpers zu charakterisieren, wird häufig das Massen-, Flächen- oder Volumenintegral einer Dosisgröße benutzt.

4.1) Die Integraldosis $ID = \int D \cdot dm$ ist das Massenintegral der Energiedosis *D* mit der Einheit g · rd. Die Integraldosis entspricht der gesamten dem bestrahlten Körper zugeführten Energie (→ 1.1.1.).

4.2) Die Volumendosis ist das Volumenintegral $VD = \int X\,dV$ der Exposition *X* mit der Einheit $R \cdot cm^3$.

4.3) Die Flächendosis ist das Flächenintegral $FD = \int X\,df$ der Exposition *X* mit der Einheit $R \cdot cm^2$.

Dosisaufbaufaktor, → Reaktorabschirmung.

Dosis-Effekt-Kurve, → biologische Strahlenwirkung.

Dosiskonstante, svw. Gammastrahlungskonstante.

Dotierung, die Zugabe von Fremdstoffen zu Kristallen, um deren Eigenschaften zu verändern, speziell das Einbringen von Fremdatomen in Halbleiter, wodurch Akzeptoren und/oder Donatoren meist mit → pn-Übergängen entstehen. Die D. wird z. B. in der → Legierungstechnik, → Planartechnik, → Mesatechnik, → Epitaxialtechnik und → Diffusionstechnik angewandt und dient besonders zur Herstellung von → Halbleiterbauelementen. Ein modernes Dotierungsverfahren ist die *Ionenstrahldotierung* oder *Ionenimplantation.* Hierbei wird das Dotierungsmaterial im Hochvakuum von einem Strahl beschleunigter Ionen beschossen.

Dove-Prisma, 1) → Polarisationsprisma. 2) → Reflexionsprisma.

DOV-Theorie der Kolloidstabilität, Abk. für *D*erjaguin-*O*verbeck-*V*erwey-Theorie, grundlegende Theorie der Stabilität von (ungeschützten) → Kolloiden, die auf hauptsächlich von Hamaker stammenden Vorarbeiten fußt und etwa gleichzeitig von Derjaguin und von Verwey und Overbeck entwickelt wurde. Die Stabilität wird dabei bestimmt durch die Höhe einer Barriere der potentiellen Energie *V* zwischen den Teilchen eines Dispersionskolloids, die durch die Überlagerung eines hauptsächlich auf van-der-Waals-Wechselwirkungen(Dispersionswechselwirkungen) beruhenden Anziehungspotentials und eines auf der elektrostatischen Wechselwirkung zwischen den elektrochemischen Doppelschichten an der Oberfläche der Kolloidteilchen beruhenden Abstoßungspotenials entsteht. Die potentielle Energie der Anziehung V_D wird

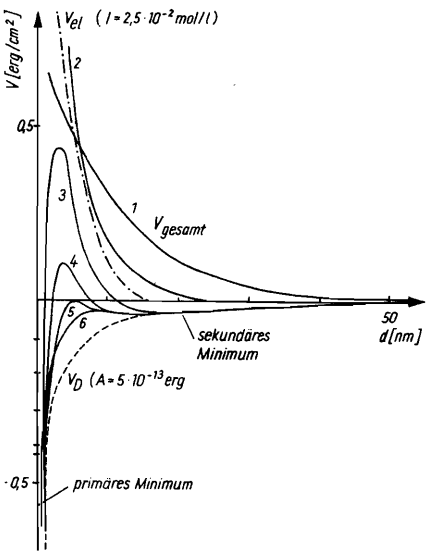
für kugelförmige Partikeln durch die → Hamaker-Funktion beschrieben; in dem für die Stabilitätsbetrachtungen wichtigen Falle, daß der Radius a der Teilchen größer als ihr Abstand d ist, wird $V_D = -Aa/12d$. Dabei ist A die van-der-Waals-Hamaker-Konstante. Für ebene Platten der Dicke δ wird $V_D = -A/12\pi d^2$ und für $\delta \gg d$ gilt $V_D = -A\delta^2/2\pi d^4$. Diese für das Vakuum geltenden Beziehungen sind noch durch die Berücksichtigung der Dispersionswechselwirkungen mit dem Dispersionsmittel zu ergänzen, und für große Abstände ist nach Casimir und Polder noch der Einfluß der elektromagnetischen Retardation auf die Dispersionsenergie einzubeziehen, der bei Abständen, die groß gegen die Wellenlängen des sichtbaren Lichtes in dem betreffendem Medium sind, V_D bis auf etwa 10% des Maximalwertes herabsetzen kann. Für die potentielle Energie der elektrostatischen Wechselwirkung V_{el} gilt $V_{el} = (n/\varkappa) f(\psi, \psi_{d/2}) = (\varkappa/z^2)\, \varphi(\psi, \psi_{d/2})$. Dabei ist $\varkappa$ der Debye-Hückel-Parameter, n die Ionenkonzentration, z die Ladungszahl der Gegenionen, d. h. der Ionen, die eine entgegengesetzte Ladung wie das Kolloidteilchen aufweisen, ψ das Potential an der Teilchenoberfläche bzw. am Rande der Sternschen Doppelschicht und $\psi_{d/2}$ dasjenige in der Mitte zwischen zwei Teilchen. Für planparallele Teilchen ergibt sich

$$V_{el} = \frac{64\, nkT}{\varkappa}\, e^{-\varkappa d} \left[\frac{y-1}{y+1}\right]^2$$

und für kugelförmige Teilchen vom Radius a

$$V_{el} = \frac{8k^2 T^2 \varepsilon a}{e^2 z^2}\, e^{-\varkappa d} \left[\frac{y-1}{y+1}\right]^2.$$

Dabei ist $y = \exp(ze\psi/2kT)$, ε die Dielektrizitätskonstante, e die Elementarladung und k die Boltzmannsche Konstante. Aus den Abhängigkeiten der Energien V_D und V_{el} vom Abstand folgt, daß in der Gesamtenergie $V = V_D + V_{el}$ bei großen und sehr kleinen Abständen die Anziehungsenergie dominiert, im mittleren Bereich jedoch die elektrostatische Abstoßungsenergie überwiegen kann. Da für ein gegebenes Kolloidsystem die van-der-Waals-Wechselwirkung praktisch unveränderlich ist, wird seine Stabilität, d. h. die Höhe der Energiebarriere fast allein durch V_{el} bestimmt. Das Maximum erhöht sich mit zunehmender Ionisierung bzw. Aufladung des Teilchens; es verringert sich und seinen Abstand vom Teilchen mit wachsendem $\varkappa$, d. h. mit wachsender Elektrolytkonzentration und zunehmender Ladung der Gegenionen (Abb.). Bei mittleren Aufladungen bzw. Elektrolytkonzentrationen kommt es zur Ausbildung eines sekundären Energieminimums, das zur Entstehung von *Koagulationsstrukturen* als leicht redispergierbarer Teilchenaggregate führen kann. Da bei nicht extrem hoher Energiebarriere stets einige Kolloidteilchen eine genügend hohe kinetische Energie kT haben, um das Maximum überschreiten zu können, tritt immer eine langsame Koagulation auf, die dann schneller wird, wenn V und dV/dd zugleich Null werden. Die Konzentration der Gegenionen, bei der dies eintritt, die *Flockungskonzentration* ergibt sich aus der Theorie zu $c_F = \frac{8{,}1 \cdot 10^{-25}}{A^2 z^6} \left[\frac{y-1}{y+1}\right]^4$, d. h. eine Abstufung nach der 6. Potenz der Ionenwertigkeit, was mit der empirischen Regel von Schulze-Hardy (→ Kolloide) gut übereinstimmt.



Verlauf der potentiellen Energie als Funktion des Abstandes zweier Kolloidpartikel für $A = 5 \cdot 10^{-13}$ erg und Potential an der Sternschen Doppelschicht = 100 mV. – – – – Verlauf des van-der-Waals-Anteils, – · – · – · – Verlauf des elektrostatischen Anteils für $I = 2{,}5 \cdot 10^{-2}$ mol/l, ——— Verlauf der Gesamtenergie für die Ionenstärken I_i: *1)* 10^{-3}, *2)* $5 \cdot 10^{-3}$, *3)* $2{,}5 \cdot 10^{-2}$, *4)* $5 \cdot 10^{-2}$, *5)* $7{,}5 \cdot 10^{-2}$, *6)* $5 \cdot 10$ mol/l, $I \sim \varkappa^2$

dpt, → Dioptrie.

dr, 1) Tabelle 2, Masse. 2) Tabelle 2, Volumen.

DR, Ringstromfeld, das ein Teil des geomagnetischen Störungsfeldes ist (→ *DS*). Es beschreibt das Störungsfeld während der Hauptphase eines geomagnetischen Sturmes. Seine Ursache ist ein in der Magnetosphäre zu dieser Zeit rings um die Erde fließender Ringstrom, der aus in das Magnetosphäreninnere injizierten (→ Injektion schneller Teilchen) Elektronen und Protonen besteht, die sich auf Driftbahnen befinden und in entgegengesetzte Richtungen driften. Das Feld dieses Ringstromes ist *DR*. Der Ringstrom befindet sich am Ort der Strahlungsgürtel. Da es mehrere solcher Strahlungsgürtel gibt, wird *DR* untergliedert in *DR*-1 und *DR*-2. Beide unterscheiden sich durch ihre Abklingzeiten. *DR*-1 klingt in Zeiten kürzer als ein Tag ab, er ist während sehr intensiver geomagnetischer Stürme stärker ausgebildet. Das *DR*-2-Feld klingt langsamer ab, seine Zeitkonstante ist von der Größenordnung einiger Tage. Es überlagert in schwächeren Stürmen *DR*-1 vollständig. Ein weiterer Unterschied ist die ausgeprägte Längenasymmetrie des *DR*-1-Feldes. Die stärkste Depression von *DR*-1 liegt im Abendsektor in niedrigen Breiten. *DR*-1 hängt daher mit der asymmetrischen Injektion von Teilchen in die Magnetosphäre zusammen.

drachm, 1) Tabelle 2, Masse. 2) Tabelle 2, Volumen.

Drageffekt [engl. to drag ‚nachziehen'], ein Transporteffekt, der bei → Phononen in Halbleitern auftritt und auf der Nichtgleichgewichtsverteilung der Phononen und ihrer Wirkung auf

die Ladungsträger im Halbleiter beruht. Ein Temperaturgradient in einer Halbleiterprobe ruft einen Phononenfluß vom heißen zum kalten Ende der Probe hervor, welcher Ladungsträger „mit sich zieht". Unter bestimmten Bedingungen wird dadurch eine beträchtliche Erhöhung der Thermospannung beobachtet, die nur unter der Annahme erklärt werden kann, daß keine lokale Phononengleichgewichtsverteilung besteht. Auch bei anderen Transporteffekten, z. B. bei thermomagnetischen Effekten, wurden D.e beobachtet. Der D. tritt um so ausgeprägter auf, je kleiner die *Phonon-Phonon-Wechselwirkung* und je größer die *Elektron-Phonon-Wechselwirkung* ist. Abschätzungen für Germanium zeigen, daß der D. bei Zimmertemperatur vernachlässigbar ist. Bei tiefen Temperaturen ist die Wechselwirkung der Phononen untereinander jedoch so gering, daß die Phononenverteilungsfunktion erhebliche Abweichungen von der Gleichgewichtsverteilung aufweisen kann. Ein äußeres elektrisches Feld hat möglicherweise Einfluß auf die Phononenverteilung. Die Onsagerschen Symmetrierelationen können in thermoelektrischen und thermomagnetischen Transportkoeffizienten nur bei Berücksichtigung der D.e erfüllt werden.

Drahtfunkenkammer, eine → Gasspurkammer.

Drahtnormale, → Lehren zum Bestimmen des Durchmessers von Drähten, Rundstahl u. ä. bis 10 mm Durchmesser. Sie bestehen aus Platten mit je 100 Löchern, deren Durchmesser jeweils von 0,1 mm um 0,01 mm zunehmen. Die Anzeige erfolgt in Zehntelmillimeter.

Drain, *Senke*, Eintrittselektrode des Feldeffekttransistors (→ Transistor).

Drall, svw. Drehimpuls.

Drallellipsoid, → Kreisel.

dram, 1) Tabelle 2, Masse. 2) Tabelle 2, Volumen.

Drapersche Regel, besagt, daß die meisten Temperaturstrahler (→ Wärmestrahlung) bei Temperaturen wenig über 500 °C gerade wahrnehmbar im roten Gebiet zu strahlen beginnen.

Drehachse, 1) → Drehbewegung.

2) *D. der Zähligkeit Z, Gyre*, 1) das aus einer → Drehung um einen Winkel $2\pi/Z$ als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement. Zwei-, drei-, vier-, sechszählige D.n werden *Di-, Tri-, Tetra-, Hexagyren* genannt, D.n anderer Zähligkeit können in zwei- oder dreidimensional periodischen Körpern nicht als Symmetrieelement auftreten. Wird die D. durch eine Drehung um einen Winkel $2\pi/r$ erzeugt, wobei r eine irrationale Zahl ist, so ist sie unendlichzählig.

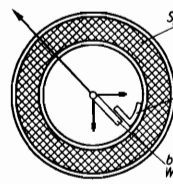
2) Gerade mit der Eigenschaft, daß eine Drehung um einen Winkel $2\pi/Z$ existiert, die eine Symmetrieoperation des betrachteten Körpers, z. B. Kristalls, ist und die jeden Punkt der Geraden auf sich abbildet.

Drehbarkeit, → freie und behinderte Drehbarkeit.

Drehbewegung, → Drehung eines Systems von Massepunkten, z. B. eines starren Körpers, um eine Achse (*Drehachse*) um einen Winkel φ. Die Drehachse braucht nicht raumfest zu sein und kann sich mit der Zeit ändern (momentane Drehachse); die Drehung erfolgt dabei in der infinitesimalen Zeit dt um den infinitesimalen Drehwinkel $d\varphi$. Zur Angabe der *Drehgeschwindigkeit* ist neben dem Betrag $\omega(t) = d\varphi/dt$ auch die Angabe der momentanen Drehachse notwendig; beide faßt man zum Vektor $\vec{\omega}$ der momentanen Winkelgeschwindigkeit zusammen, dessen Richtung mit der der Drehachse zusammenfällt und dessen Länge gerade $\omega(t)$ ist. In Flüssigkeiten führen die einzelnen Teilchen im allgemeinen komplizierte D.en aus, die mathematisch durch den Begriff des Rotors bzw. des Wirbelfeldes beschrieben werden können. Zur Behandlung von D.en mit Hilfe des d'Alembertschen Prinzips werden virtuelle Drehungen des Systems betrachtet (→ virtuelle Verrückungen), die nicht mit den Drehungen bei der tatsächlichen D. des Systems übereinstimmen müssen. Von der D. ist begrifflich die Rotationsbewegung zu unterscheiden, definiert als räumlich periodische Bewegung eines mechanischen Systems, bei der jeweils volle Umläufe, z. B. bei der Kreisbewegung, und keine Hin- und Hergänge, z. B. beim Pendel, stattfinden (→ mechanisches System). Die allgemeinste räumliche Bewegung im Massepunktsystem setzt sich aus D.en und → Translationsbewegungen zusammen. Neben der rein räumlichen D. findet man bei Elementarteilchen Eigendrehbewegungen, die sich durch den → Spin dieser Teilchen charakterisieren lassen.

Dreheiseninstrument, *Weicheiseninstrument*, ein elektrisches Meßinstrument, das als Strommesser und Spannungsmesser für Wechselstrom, seltener für Gleichstrom verwendet wird. Der Zeigerausschlag ist eine Funktion des Effektivwertes des Stromes. Der Strom durchfließt eine feststehende Spule und erzeugt ein magnetisches Feld.

Man unterscheidet Rundspul- und Flachspulinstrumente. Beim *Rundspulinstrument* (Abb.)



Dreheisenrundspulinstrument im Schnitt

werden zwei Weicheisenstücke, von denen das eine mit der drehbar gelagerten Achse, die auch den Zeiger trägt, und das andere mit der Spule fest verbunden ist, gleichgerichtet von dem Spulenfeld aufmagnetisiert, so daß sie sich abstoßen. Bei dem weniger gebräuchlichen *Flachspulinstrument* wird die Kraftwirkung des Spulenfeldes auf ein darin befindliches Weicheisenstück ausgenützt, die dieses in Richtung des stärkeren Feldes zieht.

Der drehbare Teil des D.s besitzt Luftdämpfung und ist spitzen- oder spannbandgelagert. Das Rückstellmoment wird durch Federwirkung erzeugt. Vorteilhaft sind der einfache und robuste mechanische Aufbau und die hohe elektrische Überlastbarkeit, nachteilig sind die verringerte Genauigkeit bei Gleichstrommessungen, die von der Hysterese des Weicheisens verursacht wird, und die geringe Empfindlichkeit. Das D. ist das am meisten verwendete Betriebsinstrument der Starkstromtechnik. Es kann bis zu Frequenzen von einigen hundert Hz verwendet werden. Der Leistungs-

bedarf des Meßwerkes bei Vollausschlag beträgt etwa 0,5 W. Das D. kann als Strommesser für etwa 50 mA bis 1000 A und als Spannungsmesser für etwa 1 V bis 100 V Vollausschlag ausgelegt werden. Feinmeßinstrumente erreichen die Genauigkeitsklasse 0,2. Übliche Betriebsinstrumente haben Klasse 1,5.

Drehfeld, magnetisches Feld, dessen Richtung sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit dreht. Beim kreisförmigen D. bleibt bei der Drehung das Maximum der Induktion unverändert. Das D. entsteht bei Rotation eines Dauer- oder Elektromagneten mit konstanter Geschwindigkeit oder bei Speisung einer Drehstromwicklung mit Drehstrom (Abb. 1). Die drei räumlich um 120° am Umfang versetzten Spulen (Wicklungsstränge) der Drehstromwicklung werden von den drei zeitlich um 120° versetzten Strömen des Drehstroms durchflossen (Abb. 2) und erregen ein Feld mit einem Polpaar, d. h. einem Nordpol und einem Südpol. Eine höhere Polzahl erzielt man durch Vervielfachen dieser Spulenanordnung am Umfang. Durch geeignete Wicklungsverteilung bzw. Luftspaltform erreicht man bei Drehstrommaschinen eine sinusförmige Induktionsverteilung im Luftspalt. Die Drehzahl des Feldes n_d hängt von der Frequenz f und der Polpaarzahl p ab: $n_d = f/p$.

Drehfeldanzeiger, → Synchronisierinstrumente.

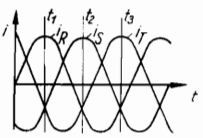
Drehgeschwindigkeit, → Drehbewegung.

Drehgruppe, die Menge aller Drehungen des n-dimensionalen reellen Vektorraumes. Die Menge aller Drehungen und Drehspiegelungen des n-dimensionalen Raumes bilden die *vollständige D.* Die vollständige D. besteht aus zwei zusammenhängenden Komponenten, die den Werten $+1$ und -1 der Determinante der Transformationsmatrizen entsprechen, je nachdem ob die betrachtete Transformation eine reine Drehung oder eine Drehspiegelung ist. → Liesche Gruppe.

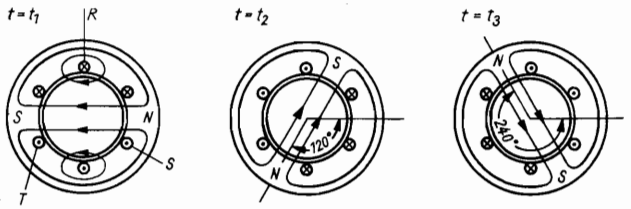
Die D. hat für die Physik eine große Bedeutung. In der Kristallphysik sind es vor allem die endlichen Untergruppen, die Punktgruppen, die zur Einteilung in die Kristallklassen führen. In der Quantentheorie ist der Zusammenhang der infinitesimalen Drehungen, d. h. der Erzeugenden, mit dem Drehimpulsoperator wesentlich. Die Darstellungen der D. erfolgen in endlich dimensionalen Vektorräumen beliebiger Dimension n; die Elemente der in der Physik am häufigsten auftretenden ein-, zwei- und dreidimensionalen Darstellungen heißen Skalare, Spinoren bzw. Vektoren. Man bezeichnet auch die physikalischen Objekte, die sich nach diesen Darstellungen transformieren, als Skalare, Spinoren bzw. Vektoren; Pseudoskalare verhalten sich bei Drehungen wie Skalare, ändern jedoch bei Spiegelung ihr Vorzeichen. Axialvektoren ändern bei Spiegelungen ihr Vorzeichen nicht. Deshalb werden sie im Gegensatz zu den (polaren) Vektoren als Pseudovektoren bezeichnet.

Drehimpuls, *Drall, Impulsmoment,* in der Mechanik eines Massepunktes das Vektorprodukt $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ des Ortsvektors $\vec{r}$ und des Impulsvektors $\vec{p}$. Da der Impuls $\vec{p} = m\vec{v}$ das Produkt aus der Masse m und der Geschwindigkeit $\vec{v} = \mathrm{d}\vec{r}/\mathrm{d}t$ des Massepunktes ist, wobei $\vec{r}$ der von einem willkürlichen, aber festen Bezugspunkt aus bestimmte Radiusvektor ist, entspricht im Fall einer ebenen Bewegung dem Betrag $\vec{L}$ des D.es anschaulich die mit $2m$ multiplizierte Fläche A, die der Radiusvektor $\vec{r}$ vom Ursprung O zum Aufpunkt P in der Zeiteinheit überstreicht (Abb.): $2m\,\mathrm{d}A/\mathrm{d}t = m\,|\vec{r} \times \mathrm{d}\vec{r}|/\mathrm{d}t = |\vec{r} \times m\vec{v}| = \vec{L}$. Ist die Bewegung nicht eben, entsteht eine gekrümmte Fläche. Im Falle der stets ebenen Zentralbewegung ist L und damit auch $\mathrm{d}A/\mathrm{d}t$ konstant (*Flächensatz,* 2. → Kepler-Gesetz).

In einem Massepunktsystem ist der → *Gesamtdrehimpuls* gleich der Summe der D.e der einzelnen Massepunkte. Der D. eines starren Körpers ergibt sich aus dem Vektor der momentanen Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{u} + \vec{\omega} \times \vec{r}$, die sich aus der momentanen Translationsgeschwindigkeit $\vec{u}$ und der momentanen Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ zusammensetzt, zu $\vec{L} = \int \vec{r} \times \vec{v}\,\varrho\,\mathrm{d}\tau$, wobei $\mathrm{d}m = \varrho\,\mathrm{d}\tau$ das aus der Massedichte ϱ und dem infinitesimalen Volumenelement $\mathrm{d}\tau$ gebildete infinitesimale Masseelement $\mathrm{d}m$ ist. Wird $\vec{u} = 0$ vorausgesetzt, so ist $\vec{L} = \int \vec{r} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})\,\varrho\,\mathrm{d}\tau = \theta\vec{\omega}$, wobei θ der Trägheitstensor ist; in Komponenten ausgeschrieben lautet diese Gleichung $L_i = \sum_k \theta_{ik}\omega_k$, wobei $i, k = 1, 2, 3$ ist und über k von 1 bis 3 summiert wird.



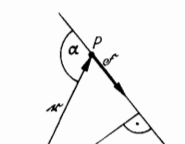
2 Verlauf der Ströme i_R, i_S und i_T des Drehstromsystems in Abhängigkeit der Zeit, t_1, t_2 und t_3 gewählte Zeitpunkte



1 Entstehung eines Drehfeldes. Die Querschnitte einer Drehstrommaschine zeigen die für die Zeiten t_1, t_2 und t_3 entnommenen Stromrichtungen und die durch die Ströme erregten Feldlinien. ⊗ in die Ebene gerichteter (positiver) Strom, ○ aus der Ebene austretender (negativer) Strom, *R*, *S*, *T* Anschlüsse des Drehstromnetzes, *N* Nordpol, *S* Südpol

Die zeitliche Änderung $\mathrm{d}\vec{L}/\mathrm{d}t$ des D.es ist dem resultierenden Drehmoment $\vec{T}^{(a)}$ aller äußeren Kräfte $\vec{F}^{(a)}$ gleich: $\dfrac{\mathrm{d}\vec{L}}{\mathrm{d}t} = \vec{T}^{(a)}$, wobei $\vec{T}^{(a)} = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i^{(a)}$ ist, dies ist der *allgemeine Drehimpulssatz,* auch *allgemeiner Flächen-, Impulsmomenten-* oder *Momentensatz* genannt. Im Fall eines abgeschlossenen Systems, d. h., wenn $\vec{F}_i^{(a)} \equiv 0$ gilt, oder wenn sich die einzelnen Drehmomente zu Null aufaddieren, ist $\mathrm{d}\vec{L}/\mathrm{d}t = 0$ und daher $\vec{L}$ konstant. Dies ist der *Satz von der Erhaltung des D.es,* auch *Erhaltungssatz des D.es* oder *Drehimpulssatz,* genannt. Er liefert drei erste Integrale der → Bewegung und ist daher von ebenso weitreichender Bedeutung wie der Impuls- oder der Energiesatz. Seine tiefere Begründung liegt in der Isotropie, d. h. in der Richtungsunabhängigkeit des Raumes. Der Flächensatz ist eine spezielle Form des Drehimpulssatzes für einen einzelnen Massepunkt.

Der D. ist nur dann von der Wahl des Bezugspunktes O unabhängig, wenn der Schwerpunkt des Massepunktsystems ruht. Ändert sich im allgemeinen Fall der Bezugspunkt, so ist $\vec{L} = \vec{L}' + a \times \vec{P}$, wobei $\vec{P}$ der Gesamtimpuls des Systems und $\vec{a} = \vec{r}_i - \vec{r}_i'$ derjenige Vektor



Drehimpuls

Drehimpulsoperator

ist, um den O' gegenüber O verschoben wurde. Ist Σ' das Schwerpunktsystem, in dem das mechanische System als Ganzes ruht, so gilt $\vec{L} = \vec{L}' + \vec{R} \times \vec{P}$, d. h., der Gesamtdrehimpuls setzt sich aus dem *Eigendrehimpuls* $\vec{L}'$ des Systems im Schwerpunktsystem und dem von der Schwerpunktsbewegung des Systems als Ganzes herrührenden *Bahndrehimpuls (orbitaler D.)* $\vec{L}_B = \vec{R} \times \vec{P}$ zusammen, der von der Bewegung des Systems als Ganzes herrührt; $\vec{R}$ ist dabei der Radiusvektor des Schwerpunktes. Der *Eigendrehimpuls* $\vec{L}'$ eines mechanischen Systems im Schwerpunktsystem kann stets auf den Bahndrehimpuls der einzelnen Massepunkte bezüglich des Schwerpunkts zurückgeführt werden, d. h., die Massepunkte haben keinen Eigendrehimpuls. Dies trifft nicht für Elementarteilchen, z. B. Elektronen oder Protonen, zu, die einen Eigendrehimpuls haben können (→ Spin).

Der D. kann — wie der Impuls — relativistisch verallgemeinert werden; das ist vor allem für Elementarteilchen notwendig.

Die Einheiten des D.es sind Kilogramm mal Quadratmeter/Sekunde und Gramm mal Quadratzentimeter/Sekunde.

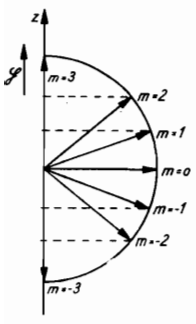
Für physikalische Felder wird eine räumliche Drehimpulsdichte eingeführt, aus der sich der Gesamtdrehimpuls des Feldes als Integral über das ganze felderfüllte Volumen ergibt; dies ist vor allem für Materiefelder wichtig.

In der Quantentheorie werden dem D. und der Drehimpulsdichte Operatoren zugeordnet (→ Drehimpulsoperator, → Vektoraddition von Drehimpulsen).

Drehimpulsoperator, in der Quantentheorie der dem Drehimpuls $\vec{J}$ zugeordnete hermitesche Operator. Dem Bahndrehimpuls $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ ist der Operator $\hat{L} = -i\hbar\vec{r} \times \text{grad}$ zugeordnet, der auf die Wellenfunktion des Teilchens wirkt. Das Quadrat des D.s, der *Beltrami-Operator*, lautet in Kugelkoordinaten $\hat{L}^2 =$

$$-\hbar^2 \left\{ \frac{1}{\sin\vartheta} \frac{\partial}{\partial\vartheta} \left(\sin\vartheta \frac{\partial}{\partial\vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2\vartheta} \frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} \right\}$$

und hat die Eigenwerte $l(l+1)\hbar^2$, wobei die Drehimpulsquantenzahl (Nebenquantenzahl) l alle nicht negativen ganzen Zahlen $l = 0, 1, \ldots$ annimmt. Seine z-Komponente $\hat{L}_z = -i\hbar\partial/\partial\varphi$ hat die Eigenwerte $m\hbar$. Die magnetische Quantenzahl m kann im allgemeinen alle positiven und negativen ganzen Zahlen, bei vorgegebenem l entsprechend $-l \leqq m \leqq l$ nur die von $-l$ bis $+l$ annehmen. Die Eigenfunktionen von $\hat{L}_z$ sind $e^{im\varphi}$, die gemeinsamen Eigenfunktionen von $\hat{L}^2$ und $\hat{L}_z$ sind die Kugelflächenfunktionen, die speziell für $m = 0$ in die Legendreschen Polynome $P_l(\cos\vartheta)$ übergehen. Da l und m ganze Zahlen sind, kann der quantenmechanische Drehimpuls keine beliebigen Werte annehmen, er ist gequantelt; bezüglich einer etwa durch ein Magnetfeld vorgegebenen Richtung, z. B. der z-Richtung, kann sich der Drehimpuls ferner wegen $|m| \leqq l$ nur in $2l + 1$ verschiedenen Richtungen einstellen, was man als *Richtungsquantisierung*, *Richtungsquantelung* oder *räumliche Quantelung* bezeichnet (Abb. 1).

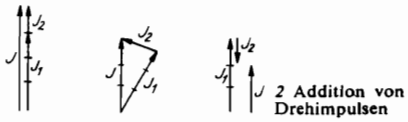


1 Richtungsquantisierung für Drehimpulsoperatoren ($l = 3$)

Solange kein äußeres Magnetfeld die Einstellung des Drehimpulses in eine bestimmte Richtung erzwingt, sind alle Richtungen gleichberechtigt, und man spricht von *Richtungsentartung*. Der Operator des Eigendrehimpulses wird für den Spin 1/2 durch die Pauli-Matrizen dargestellt.

Alle D.en genügen den Vertauschungsregeln $[\hat{J}_i, \hat{J}_k] = i\hbar\hat{J}_l$ mit $(i, k, l) = (x, y, z), (y, z, x)$ bzw. (z, x, y). Die Komponenten des D.s sind die Erzeugenden der räumlichen Drehungen um die entsprechenden Achsen, d. h., $\hat{J}_z$ erzeugt die Rotation $R_z(\varphi) = e^{i\varphi J_z/\hbar}$ um den Winkel φ um die z-Achse. Die Eigenfunktionen der D.en sind daher zugleich Darstellungen der Drehgruppe.

Wegen der Quantisierung des Drehimpulses können die Drehimpulse der Teilsysteme eines Systems nicht beliebig vektoriell addiert werden, sondern nur so, daß der resultierende Drehimpuls ganz- bzw. halbzahlig wird (Abb. 2).



2 Addition von Drehimpulsen

Allgemein gilt die Regel, daß der resultierende Drehimpuls J zweier Teilsysteme mit den Drehimpulsen J_1 bzw. J_2 alle Werte $J_1 + J_2$, $J_1 + J_2 - 1, \ldots, |J_1 - J_2|$ annehmen kann und die dritte Komponente M des resultierenden Gesamtdrehimpulses die Werte $M = -J, -J + 1, \ldots, +J$ annimmt. Speziell addieren sich Spin- und Bahndrehimpuls $\vec{S}$ und $\vec{L}$ eines Atoms zum resultierenden Drehimpuls $\vec{J}$ des Atoms.

Der Erhaltungssatz des Drehimpulses ergibt sich in der Quantenmechanik aus der Bewegungsgleichung des D.s im Falle abgeschlossener Systeme $d\hat{J}/dt = i(\hat{H}\hat{J} - \hat{J}\hat{H})/\hbar$ zu $[\hat{H}, \hat{J}] \equiv \hat{H}\hat{J} - \hat{J}\hat{H} = 0$, d. h., der Hamilton-Operator $\hat{H}$ ist mit dem D. $\hat{J}$ vertauschbar, oder — anders ausgedrückt —, $\hat{H}$ ist invariant gegenüber räumlichen Drehungen. Dies trifft auf alle kugelsymmetrischen Systeme, z. B. das Wasserstoffatom, zu.

Drehimpulsquantenzahl, → Quantenzahl, → Drehimpulsoperator.

Drehimpulssatz, → Drehimpuls.

Drehinversion, 1) *Inversionsdrehung*, Raumbewegung, die sich in die Raumbewegungen Drehung und Inversion zerlegen läßt (→ Symmetrie). Diese Zerlegung läßt sich stets so durchführen, daß das Inversionszentrum auf der Drehachse der Drehung, der → Drehinversionsachse liegt.

2) Deckoperation oder Symmetrieoperation, die durch eine Raumbewegung gemäß 1) charakterisiert ist.

Drehinversionsachse, *Inversionsdrehachse*, 1) das aus einer → Drehinversion als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement. Erfolgt die Drehung, die zusammen mit der Inversion die erzeugende Drehinversion ergibt, um einen Winkel $2\pi/Z$, so ist die D. Z-zählig.

2) Gerade mit der Eigenschaft, daß es eine Drehinversion gibt, die den betrachteten Körper, z. B. Kristall, auf sich abbildet und dabei Punkte auf der Gerade wieder Punkten der Gerade zuordnet.

Drehkeilpaar, → Ablenkprisma.

Drehkolbenpumpe, *Sperrschieberpumpe*, eine Pumpe zur Erzeugung von Vakuum, bei der der umlaufende sichelförmige Schöpfraum durch einen in einem vakuumdichten Zylinder exzentrisch rotierenden Verdrängerkolben und einen im Gehäuse gleitenden und am Verdrängerkolben anliegenden Schieber abgeschlossen wird.

Drehkondensator, → Kondensator.

Drehkristallaufnahme, Röntgeneinkristallaufnahme, bei der der Kristall um eine Achse gedreht wird. Dabei ist man bestrebt, den Kristall so zu justieren, daß eine Gittergerade, insbesondere einer der Basisvektoren des Kristallgitters, zur Drehachse parallel ist. Die schematische Darstellung des Beugungsvorganges mit Hilfe des reziproken Gitters und der Ewaldschen Ausbreitungskugel zeigt, daß bei einer derartigen Kristalljustierung die reziproken Gitterpunkte auf Ebenen senkrecht zur Drehachse liegen, die sich bei der Drehung in sich drehen. Die Ebenen schneiden die Ausbreitungskugel in Parallelkreisen, so daß alle reflektierten Strahlen auf einigen koaxialen Kegelmänteln liegen. Meist werden die Reflexe auf einem zylindrischen Film aufgezeichnet, dessen Achse mit der Drehachse zusammenfällt (Abb.). Jeder dieser Kegelmäntel schneidet den zylindrischen Film auf einer Kreislinie; auf dem abgewickelten Film werden diese Kreislinien zu parallelen Geraden, den *Schichtlinien*, auf denen alle Reflexe liegen. Die Schichtlinienabstände hängen vom Identitätsabstand in Richtung der Drehachse ab und können zu dessen Bestimmung verwendet werden. Zur Indizierung von D.n werden Bernalnetze benutzt. Die Indizierung ist jedoch meist nicht eindeutig. *Schwenkaufnahmen*, die sich von D.n nur dadurch unterscheiden, daß der Kristall nicht fortlaufend um seine Achse gedreht, sondern um diese Achse um einen bestimmten Winkel (z. B. 15°) hin und her geschwenkt wird, lassen sich meist eindeutig indizieren. Schwenkaufnahmen eignen sich besonders gut zum Justieren von Kristallen. Bei D.n und Schwenkaufnahmen läßt man den Primärstrahl meist unter 90° zu der Drehachse einfallen.

Eine Weiterentwicklung der D.n sind die Weißenberg-Aufnahmen (→ Bewegt-Film-Methoden).

Drehmagnetgalvanometer, → Galvanometer.

Drehmagnetinstrument, ein elektrisches Meßinstrument, das als Strommesser und als stromverbrauchender Spannungsmesser für Gleichstrom verwendet wird. Der Ausschlag ist abhängig von dem Strom, der durch eine feste Spule fließt. Ein Dauermagnet, der sich in ihrem Magnetfeld befindet, wird infolge der Kraftwirkung des Feldes auf den Magneten ausgelenkt. Die Auslenkung wird auf den Zeiger übertragen. Das D. ist somit die Umkehrung des → Drehspulinstruments mit festem Dauermagneten und beweglicher Spule. Das D. zeigt einen einfacheren und robusteren Aufbau als das Drehspulinstrument, weist jedoch eine wesentlich geringere Empfindlichkeit auf. Das Rückstellmoment wird von dem Feld eines zusätzlichen, festen Dauermagneten erzeugt. Der Leistungsbedarf des Meßwerkes bei Vollausschlag beträgt 10 bis 100 mW. Die Wirkung äußerer Magnetfelder wird durch einen weichmagnetischen Schirm verringert.

Das D. gewinnt zunehmende Bedeutung als Betriebsinstrument für die Gleichstromtechnik

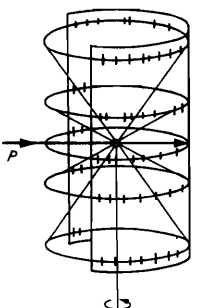
Drehmagnetquotientenmesser, → Quotientenmesser.

Drehmelder, ein Gerät zur Fernmessung und Fernübertragung von Drehwinkeln. Der D. ist im Prinzip wie eine Drehstrommaschine (→ elektrische Maschine) aufgebaut. Er besitzt aber meist nur eine einphasige Läuferwicklung, die mit Wechselstrom gespeist wird und in der Drehstromwicklung eine von der Stellung des Läufers abhängige Spannung induziert. Verbindet man die Ständerwicklungen eines *Geberdrehmelders* und eines *Empfängerdrehmelders* und speist ihre Läuferwicklungen von der gleichen Spannungsquelle, so entsteht bei unterschiedlicher Läuferstellung eine Differenzspannung; diese ruft einen Strom und damit ein Drehmoment hervor und dreht den Läufer des Empfängers in die Stellung des Gebers. Mit D.n können Lagerreglungen aufgebaut und die Bewegung von Schiffs- und Flugzeugrudern sowie die Drehung von Schleusentoren sichtbar gemacht werden. Auch in der Analogrechentechnik werden D. eingesetzt.

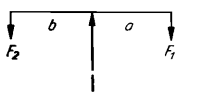
Drehmoment, Moment der an einem Massepunkt P angreifenden Kraft $\vec{F}$ bezüglich eines festen Punktes O. Ist O Ursprung des Bezugssystems, so wird das D. $\vec{T}$ durch das Vektorprodukt des Ortsvektors $\vec{r} = \overrightarrow{OP}$ und den Kraftvektor $\vec{F}$ definiert: $\vec{T} = \vec{r} \times \vec{F}$. Das D. ist ein Vektor, der senkrecht auf $\vec{r}$ und $\vec{F}$ steht; sein Betrag ist $T = F \cdot a$, wobei a der senkrechte Abstand der Wirkungslinie der Kraft vom Drehzentrum O ist: $a = |\vec{r}| \sin \alpha$, mit $\alpha = \sphericalangle(\vec{r}, \vec{F})$. Wirken auf den Massepunkt mehrere Kräfte $\vec{F}_i$, so ist die Summe der D.e, d. i. das resultierende Gesamtdrehmoment bezüglich O, gleich dem D. der Summe $\vec{F} = \Sigma \vec{F}_i$ der Kräfte $\vec{F}_i$: $\vec{T} = \Sigma \vec{T}_i = \Sigma \vec{r} \times \vec{F}_i = \vec{r} \times \Sigma \vec{F}_i = \vec{r} \times \vec{F}$. Der Betrag des D.s zweier antiparalleler, betragsmäßig gleicher Kräfte $\vec{F}_1 = -\vec{F}_2$, d. h. eines Kräftepaares, ist $T = |\vec{F}_1|\, a$, wobei a wieder der Abstand der Wirkungslinien der Kräfte ist; das D. eines Kräftepaares ist vom Bezugspunkt unabhängig. Ist $\vec{a}$ der Radiusvektor von O nach einem anderen Bezugspunkt O', und sind $\vec{T}$ und $\vec{T}'$ die D.e bezüglich O und O', so gilt $\vec{T}' = \vec{T} - \vec{a} \times F$; der Wert des D.s ist daher im allgemeinen vom Bezugspunkt O abhängig. In Massepunktsystemen ist das Gesamtdrehmoment bezüglich eines vorgegebenen Punktes O die vektorielle Summe der D.e seiner Bestandteile. Der *Momentensatz* besagt, daß ein starrer Körper drehungsfrei sein kann, wenn die Summe aller D.e verschwindet (→ Hebel). Sind die Wirkungslinien aller Kräfte parallel, z. B. bei einer Waage, so gilt der Hebelsatz in der Form Kraft · Kraftarm = Last · Lastarm, d. h., $F_1 \cdot a = F_2 \cdot b$ (Abb.). Für einen im Schwerpunkt unterstützten starren Körper ist sowohl die Summe aller D.e als auch die Summe aller an ihm angreifenden Kräfte Null; er befindet sich dann im Gleichgewicht.

Die Einheiten des D.s sind Newtonmeter sowie Einheiten, die als Produkt aus einer Krafteinheit und einer Längeneinheit gebildet werden.

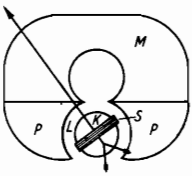
Drehmomentenmethode, → Magnetometer.



Drehkristallaufnahme. *P* Primärstrahl



Drehmoment



Prinzip des Drehspulinstruments

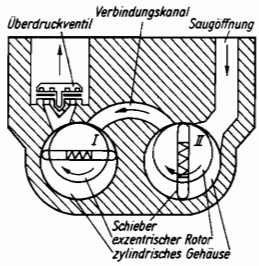
Drehmomentwandler, svw. Strömungsgetriebe.

Drehpendel, → Pendel.

Drehprozeß, elementarer Magnetisierungsprozeß, der durch die Drehung der magnetischen Momente aus lichten Richtungen in die Feldrichtung charakterisiert ist. *Irreversible Drehprozesse*, z. B. kohärente und inkohärente Drehungen, bestimmen wesentlich die Hystereseschleife hartmagnetischer Werkstoffe. *Reversible Drehprozesse* sind für die Einmündung der Magnetisierungskurve in die Sättigung verantwortlich, → Einmündungsgesetz.

Drehpunkt, jeder Punkt, der auf einer Drehachse liegt. → Drehbewegung.

Drehschieberpumpe, Pumpe zum Absaugen von Gasen und Dämpfen im Grob- und Feinvakuumbereich. Die D. ist eine geeignete Vorpumpe für kleine Rootspumpen, für Öltreibdampfpumpen sowie für Quecksilber-Diffusions- und Quecksilber-Dampfpumpen. Sie besteht aus einem zylindrischen Gehäuse, in dem sich ein exzentrisch gelagerter, geschlitzter Rotor in Pfeilrichtung dreht. Der Schlitz enthält zwei durch Federn auseinandergedrückte Schieber, die an der Gehäusewand entlanggleiten und dabei die an der Saugöffnung eingedrungene Luft komprimieren, um sie schließlich durch das ölüberlagerte Überdruckventil auszustoßen. Pumpt man gegen Atmosphärendruck, so wird ein Enddruck von etwa 10^{-3} Torr erreicht. Wenn zwei derartige Pumpsysteme in Serie geschaltet werden, wobei also die eine Pumpe I als Vorpumpe für die vakuumseitige Pumpe II wirkt, so lassen sich Drücke in der Größenordnung von 10^{-5} Torr erreichen.



Zweistufige Drehschieberpumpe (Querschnitt)

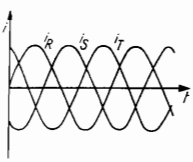
Drehspiegelachse, 1) das aus einer Drehspiegelung als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement.

2) Gerade, deren Punkte bei der Drehspiegelung auf Punkte derselben Gerade abgebildet werden.

Drehspiegelung, 1) Raumbewegung (→ Symmetrie), die sich in die Raumbewegungen Drehung und Spiegelung an einer Ebene oder in Drehung und Inversion zerlegen läßt. Diese Zerlegung in Drehung und Spiegelung läßt sich stets so vornehmen, daß die Drehachse, die der Drehung entspricht, und die Spiegelebene, die der Spiegelung entspricht, aufeinander senkrecht stehen. Die Zerlegung in Drehung und Inversion wird als Drehinversion bezeichnet.

2) Deckoperation oder Symmetrieoperation, die durch eine Raumbewegung gemäß 1) charakterisiert ist.

Drehspule, eine meist rechteckige Spule aus dünnem Draht, die in einer Symmetrielinie drehbar gelagert oder aufgehängt ist. Die D. wird in Meßwerken für elektrische und magnetische Größen (z. B. Drehspulinstrument, Schleifenoszillograph) eingesetzt und ist mit der Anzeigeeinrichtung (Zeiger oder Spiegel) unmittelbar verbunden.



Zeitlicher Verlauf des Drehstroms. i_R, i_S und i_T Augenblickswerte der Stromstärken der Phasen *R*, *S* und *T*, *i* Augenblickswert der Stromstärke, *t* Zeit

Drehspulinstrument, ein elektrisches Meßinstrument, das den arithmetischen Mittelwert des durchfließenden Stromes anzeigt. Es ist somit als Strommesser und als stromverbrauchender Spannungsmesser bei Gleichstrom verwendbar. Mit Hilfe von Meßgleichrichtern (→ Gleichrichtermeßinstrument) oder → Thermoumformern kann auch bei Wechselstrom gemessen werden. Über hochempfindliche Ausführungen → Galvanometer.

Beim D. erzeugt ein Dauermagnet *M* einen Magnetfluß, der durch Polschuhe *P* und einen Kern *K* aus Weicheisen in dem Arbeitsluftspalt *L* konzentriert und gleichmäßig verteilt wird (Abb.). Die vom Meßstrom durchflossene Spule *S* erfährt ein Drehmoment nach dem elektrodynamischen Kraftgesetz. Die Spule ist spitzen- oder spannbandgelagert. Die Stromzuführung erfolgt im ersten Fall über zwei Spiralfedern und im zweiten Fall über die Spannbänder. Die Spiralfedern bzw. die Spannbandlagerung liefern auch das Rückstellmoment. Durch eine Kurzschlußwindung auf dem Spulenrahmen erfolgt eine Wirbelstromdämpfung.

Eine moderne raumsparende Ausführung ist das *Kernmagnetinstrument*, bei dem sich der Dauermagnet innerhalb des Kerns befindet und außerhalb der Spule nur ein zylindrischer Weicheisenrückschluß angebracht ist.

Das D. ist das wichtigste Betriebsinstrument der Gleichstromtechnik. Der Leistungsbedarf bei Vollausschlag beträgt 0,01 bis 1 mW. Die Spule kann für 10 A bis 1 A bzw. 1 mV bis 1 V bei Vollausschlag ausgelegt werden. Die Genauigkeitsklasse 0,1 wird erreicht.

Drehspulquotientenmesser, → Quotientenmesser.

Drehspulvariometer, → Variometer.

Drehstrom, *Dreiphasenwechselstrom*, ein aus drei zeitlich um 120° versetzten sinusförmigen Wechselströmen gleicher Frequenz bestehendes Stromsystem. Beim symmetrischen Drehstromsystem sind außerdem die Amplituden gleich groß. Die Summe der Spannungen und Ströme ist hier in jedem Augenblick Null, so daß sich die Verbraucher in 2 Schaltungen verketten lassen und die Rückleiter entfallen können. Bei der → Sternschaltung wird ausgenutzt, daß die Summe der Ströme Null ist, und die 3 Verbraucherenden werden in einem Punkt vereinigt. Bei der Dreieckschaltung werden Anfang und Ende der Verbraucher fortlaufend verbunden, so daß ein geschlossener Kreis entsteht, für den die Bedingung der Spannungssumme gleich Null erfüllt sein muß, damit kein Kreisstrom auftritt. Die 3 Phasen des D.s werden mit *R*, *S*, *T* bezeichnet und mit gelb, grün und violett gekennzeichnet. Der D. ist die in der Technik am häufigsten angewendete Stromart, da Leitungsmaterial eingespart wird, die Transformierbarkeit auf hohe Übertragungsspannungen möglich ist, 2 Spannungen zur Verfügung stehen und Maschinen geringer Abmessungen gebaut werden können.

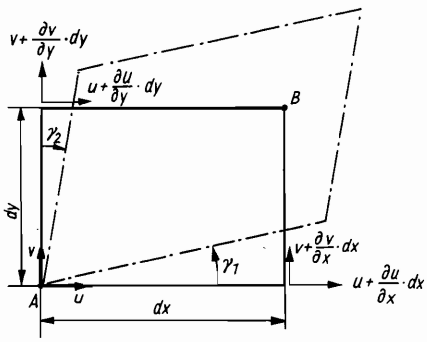
Drehstrommaschine, → elektrische Maschine.

Drehung, 1) Bewegung eines starren Körpers, bei der die Punkte einer Geraden — der Rotations- oder Drehachse — ihre Lage beibehalten. → Drehbewegung.

2) Raumbewegung (→ Symmetrie), die einer Bewegung gemäß 1) entspricht.

3) Deckoperation oder Symmetrieoperation, die durch eine Raumbewegung gemäß 2) charakterisiert ist (→ Drehachse).

4) *D. in Strömungen*, kinematischer Begriff für die mittlere D. eines Flüssigkeitsteilchens. Während alle Teilchen eines drehenden starren Körpers dieselbe momentane Winkelgeschwindigkeit besitzen, können in Strömungen infolge der Deformation der Flüssigkeitsteilchen unterschiedliche Werte auftreten. Zur Ableitung der D. betrachten wir zunächst die Projektion eines infinitesimalen quaderförmigen Volumenelements mit den Kantenlängen dx, dy, dz in die x, y-Ebene. Der Punkt A hat die Geschwindigkeit $\vec{c} = \vec{i}u + \vec{j}v$ und der diagonal gegenüberliegende Punkt B die Geschwindigkeit $\vec{c} + d\vec{c}$ (Abb.). Die Geschwindigkeitskomponenten in



Drehung eines Flüssigkeitsteilchens

B lauten demnach $u_B = u + \frac{\partial u}{\partial x}\cdot dx + \frac{\partial u}{\partial y}\cdot dy$ und $v_B = v + \frac{\partial v}{\partial x}\cdot dx + \frac{\partial v}{\partial y}\cdot dy$. Dabei drücken u, v die Parallelverschiebung des Teilchens ohne Formänderung aus. Die Größen $\frac{\partial u}{dx}\cdot dx$ und $\frac{\partial v}{\partial y}\cdot dy$ geben die zeitliche Änderung der Kantenlängen des Teilchens in der x- und y-Richtung an, da Geschwindigkeit gleich Weg je Zeiteinheit ist. Die Glieder $\frac{\partial u}{\partial y}\cdot dy$ und $\frac{\partial v}{\partial x}\cdot dx$ führen im allgemeinen zu einer D. des Flüssigkeitsteilchens, so daß nach dem Zeitintervall dt das Rechteck in ein Parallelogramm verformt ist. Die infinitesimale Verschiebung eines Flüssigkeitsteilchens kann demnach aufgefaßt werden als die Summe von Translation, Deformation und D. Die Winkeländerungen ergeben sich zu $\gamma_1 = \frac{\partial v}{\partial x}\cdot dt$ und $\gamma_2 = \frac{\partial u}{\partial y}\cdot dt$. Der ursprünglich rechte Winkel bei A verringert sich in der Zeiteinheit um $\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{dt} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$. Die mittlere Winkelgeschwindigkeit, mit der sich das Teilchen entgegen der Uhrzeigerrichtung um die durch A gehende z-Achse dreht, hat den Betrag $\omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\gamma_1}{dt} - \frac{\gamma_2}{dt}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)$. Für die Drehung um die x- und y-Achse erhält man durch analoge Betrachtungen $\omega_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)$ und $\omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right)$. Dabei ist w die z-Komponente der Geschwindigkeit. Der Vektor der mittleren Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega} = \vec{i}\cdot\omega_x + \vec{j}\cdot\omega_y + \vec{k}\cdot\omega_z$ ist gleich der halben Rotation des Geschwindigkeitsfeldes: $\vec{\omega} = \frac{1}{2}\,\mathrm{rot}\,\vec{c}$.

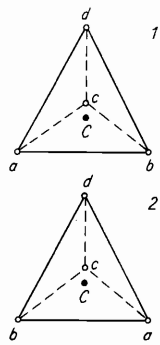
Eine Strömung bezeichnet man als *drehungsfrei*, wenn abgesehen von eventuellen singulären Punkten überall rot $\vec{c} = 0$ ist.

Potentialströmungen (→ Strömung) erfüllen die Bedingung der Drehungsfreiheit, Strömungen mit konstanter Rotation sind reibungsfrei. Bei der Bewegung zäher Flüssigkeiten und beim Auftreten von Trennungsflächen ist die Drehung im Strömungsfeld veränderlich.

5) → Rotation.

6) D. der Polarisationsebene, → Drehvermögen 1) und 2).

Drehvermögen, 1) *optisches D., optische Drehung der Polarisationsebene, optische Aktivität, Rotationspolarisation, Gyration*, die Eigenschaft bestimmter Substanzen, die Polarisationsebene von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch diese Substanzen zu drehen. Die Ursache des D.s liegt bei festen Stoffen (Kristallen) in einer schraubenförmigen Kristallstruktur, bei Flüssigkeiten und Lösungen in einer Schraubenstruktur der Moleküle selbst begründet. Die schraubenförmige Kristallstruktur wurde in der *Reuschschen Glimmerkombination* (nach E. Reusch, 1869) durch eine wendeltreppenartige Anordnung von Glimmerplättchen makroskopisch nachgebildet und damit eine Rotationspolarisation erzeugt. Bei Flüssigkeiten und Lösungen ist nach van't Hoff und le Bel das D. an ein asymmetrisches Kohlenstoffatom (Abb.) gebunden, bei dem die nach den Ecken eines regulären Tetraeders gerichteten Valenzen des C-Atoms durch vier verschiedene Atome oder Radikale abgesättigt werden. Da zwei spiegelbildliche Formen des Moleküls existieren, die nicht durch Drehung ineinander übergeführt werden können (*optische Isomerie*), wird von den beiden Formen eine unterschiedliche Drehrichtung hervorgerufen. Als *Rechtsdrehung* (positive Drehung) wird dabei diejenige Drehung bezeichnet, bei der die Schwingungsrichtung für einen dem Strahl entgegenblickenden Beobachter im Uhrzeigersinn gedreht wird, als *Linksdrehung* (negative Drehung) eine Drehung entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn. Nach Guye und C. Brown ist für das D. von Tetraedermolekülen ein „Asymmetrieprodukt" maßgebend, das aus dem Produkt sämtlicher Abstände des Molekülschwerpunktes von sechs Symmetrieebenen gebildet wird (*Guyesche Hypothese*). Die Drehung der Polarisationsebene kann so verstanden werden, daß der linear polarisierte Lichtstrahl in der Substanz in zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Strahlen gleicher Intensität zerlegt wird, die mit unterschiedlicher Geschwindigkeit fortlaufen und sich beim Austritt



Asymmetrisches Kohlenstoffatom C mit vier verschiedenen Atomen bzw. Radikalen a, b, c, d. Die Form 1 läßt sich nicht durch Drehung in die Form 2 überführen (optische Isomerie)

aus der Substanz wieder zu einem linear polarisierten Strahl zusammensetzen, jedoch mit veränderter Polarisationsebene. Je nachdem, ob die links- oder rechtszirkulare Welle schneller läuft, tritt Links- oder Rechtsdrehung auf.

Substanzen mit D. nennt man *optisch aktiv*. Die optisch aktiven Substanzen drehen die Polarisationsebene verschieden stark. Zur quantitativen Beschreibung sind verschiedene Maße gebräuchlich. Die Größe der Drehung ist abhängig von der durchlaufenen Schichtdicke l der Substanz sowie bei Lösungen von deren Konzentration c. Bei Kristallen wird als *spezifische Drehung* α der Drehwinkel je mm durchlaufener Wegstrecke definiert. Bei reinen Flüssigkeiten wird die spezifische Drehung $[\alpha]$ auf 100 mm Schichtdicke, bei aktiven Lösungen auf 1 g aktiver Substanz in 100 cm^3 Lösung und dieselbe Schichtdicke bezogen. Die spezifische Drehung einer Lösung ist also $[\alpha] = 100\,\alpha/lc$ mit α = Drehungswinkel bei einer Schichtdicke l in dm und einer Konzentration c in g/100 cm^3. Die spezifische Drehung ist bei Lösungen im allgemeinen unabhängig von der Konzentration. Diese Erscheinung wird als *Biotsches Gesetz* bezeichnet. Es gilt jedoch nur dann, wenn keine chemische Reaktion zwischen Lösungsmittel und aktiver Substanz stattfindet.

Das *molekulare D.* (*Molekularrotation*) ist definiert als $[m] = [\alpha] \cdot$ Molekulargewicht/100.

Das D. ist wellenlängen- und temperaturabhängig. Die spezifische Drehung wird daher meist für 20 °C und Natrium-D-Licht angegeben, ausgedrückt durch α^{D}_{20}. Die spezifische Drehung von Quarz hat folgende Werte:

Farbe	Wellenlänge nm	Drehung in ° bei 1 mm Dicke
Rot	656,3	17,314
Gelb	589,3	21,724
Blau	486,1	32,766
Violett	396,8	51,119

Die Wellenlängenabhängigkeit des D.s wird als *Rotationsdispersion* bezeichnet, die sich durch die *Biotsche Formel* $\alpha = (A/\lambda^2) + (B/\lambda^4) + (C/\lambda^6)$ angeben läßt, wobei in vielen Fällen das erste Glied schon ausreichend ist. A, B, C sind Konstanten. Die Drehung ist also für kurzwelliges Licht größer als für langwelliges (normale Rotationsdispersion). Dagegen spricht man von anomaler Rotationsdispersion, wenn die Drehung mit zunehmender Wellenlänge anwächst. In der Nähe von Absorptionskanten tritt meist anomale Rotationsdispersion auf. Im Zusammenhang mit anomaler Rotationsdispersion kann unterschiedliche Absorption der rechts und links zirkular polarisierten Welle auftreten (*Rotationsdichroismus*, *zirkularer Dichroismus*).

Experimentell wird das D. durch → Polarimeter bestimmt.

Besondere Bedeutung hat das D. in der Sacharimetrie zur Bestimmung des Zuckergehaltes von Lösungen. In der Sacharimetrie ist für die Angabe des Zuckergehaltes einer Lösung das → Grad Sugar, Abk. °S, gebräuchlich.

Bei frisch zubereiteten Lösungen ändert sich zuweilen im Laufe der Zeit die Drehung und stellt sich erst allmählich auf den Endwert ein. Diese Erscheinung wird *Multirotation* oder *Mutarotation* genannt.

Die Drehung des Quarzes wird bei der Herstellung von Kompensatoren ausgenutzt. Sie muß beachtet werden bei der Herstellung von optischen Bauelementen aus Kristallquarz, z. B. bei Spektralprismen. Diese werden aus je einem Halbprisma aus Rechts- und Linksquarz zusammengesetzt (Cornu-Prisma). Quarzglas weist kein optisches D. auf.

Optisch nicht aktive Substanzen können durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes optisch aktiviert werden (→ Faraday-Effekt, → Kerr-Effekt 2).

2) *magnetisches D.*, *magnetische Drehung der Polarisationsebene*, *Faraday-Effekt*, die Drehung der Polarisationsebene von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch magnetisierte Stoffe. Befindet sich die durchstrahlte Substanz der Länge l zwischen einem Analysator und einem Polarisator, so kann man mit letzterem den Drehwinkel α bei Einschalten eines Magnetfeldes H in Ausbreitungsrichtung des Lichtes beobachten: $\alpha = R \cdot l \cdot H$, wobei R die *Verdetsche Konstante* ist, die von der Temperatur und der Wellenlänge abhängt. Die Drehung erfolgt im allgemeinen im Sinne einer Rechtsschraube; Eisensalze und einige andere paramagnetische Salze zeigen eine Drehung im Sinne einer Linksschraube.

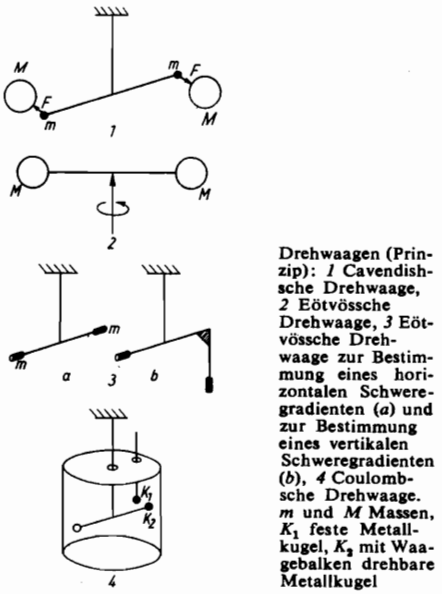
Eine zusätzliche Drehung tritt durch die Orientierung atomarer Dipole auf, so daß insbesondere in ferromagnetischen Stoffen, z. B. dünnen, noch durchsichtigen Eisenschichten, der Drehwinkel proportional der Magnetisierung M ist: $\alpha = K \cdot l \cdot M$, wobei K die *Kundtsche Konstante* ist. Dieser Effekt kann benutzt werden, um die Weißschen Bezirke in dünnen Schichten optisch nachzuweisen. Eisen dreht die Polarisationsebene etwa 30000mal so stark wie Glas. Im Gegensatz zu fast allen übrigen Stoffen mit normaler Dispersion ist der Drehwinkel für Eisen bei kürzeren Wellenlängen kleiner. Der Drehwinkel in Bogenminuten beträgt bei $l = 1$ cm und $H = 1$ Oe z. B. für Faradaysches Glas 3,4; für flüssigen Schwefel 4,4; für Schwefelkohlenstoff 2,5; für 40prozentige Eisenchloridlösung 5.

Die Einstellung des Drehwinkels bei Magnetfeldänderung erfolgt mit der Einstellung der Magnetisierung. Man kann also durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Drehwinkels nach einer Störung die Spin-Gitter-Relaxationszeit (→ paramagnetische Elektronenresonanz) bestimmen.

Lit. Handb. der Physik, Bd XX (Berlin 1928).

Drehwaage, ein empfindliches Gerät zur Messung anziehender oder abstoßender Kräfte. Die *Cavendishsche D.* dient zur Messung der Gravitationskonstante G; sie wurde zuerst 1738 von Cavendish angegeben und 1933 von Schürholz verbessert. Zwei kleine bekannte, meist kugelförmige Massen m sind am Ende eines dünnen Stabes, des Drehwaagebalkens, befestigt, der an einem Draht drehbar aufgehängt ist. Bringt man zwei weitere wesentlich größere Massen M im Abstand r an, so wird das System durch die Massenanziehungskraft um einen kleinen Winkel verdreht, aus dem die Gravitationskonstante

berechnet werden kann. Die *Eötvössche D.* (*Schwerevariometer*) ist ein Gerät zur Messung sehr kleiner räumlicher Schwereänderungen. Zwei kleine Massen sind an einen Waagebalken



Drehwaagen (Prinzip): *1* Cavendishsche Drehwaage, *2* Eötvössche Drehwaage, *3* Eötvössche Drehwaage zur Bestimmung eines horizontalen Schweregradienten (*a*) und zur Bestimmung eines vertikalen Schweregradienten (*b*), *4* Coulombsche Drehwaage. *m* und *M* Massen, K_1 feste Metallkugel, K_2 mit Waagebalken drehbare Metallkugel

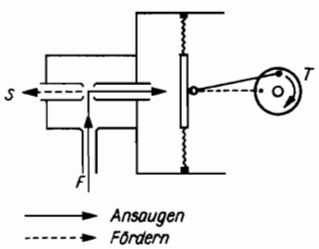
befestigt. Rotiert der Waagebalken, so ist wegen der Vertikalkomponente der Corioliskraft die nach Osten laufende Masse etwas leichter als die nach Westen laufende Masse, und der Waagebalken neigt sich. Bei einer ähnlichen Ausführung sind zwei zylinderförmige kleine Massen an einem Waagebalken befestigt, der an einem dünnen Draht hängt. Infolge eines horizontalen Schweregradienten wird der Waagebalken um einen Winkel verdreht. Befestigt man die eine der Massen tiefer, so kann der vertikale Schweregradient bestimmt werden. Die *Coulombsche D.* ist eine von Coulomb 1785 konstruierte Meßeinrichtung zur Bestimmung von Anziehungskräften. In einem Glasgefäß sind an einem Hartgummistab als Drehbalken eine kleine Metallkugel und am anderen Ende ein Gegengewicht befestigt. Eine zweite Metallkugel an einem isolierten Stift wird aufgeladen und mit der ersten in Berührung gebracht, so daß sich die Ladungen ausgleichen können. Durch die entstehende abstoßende Kraft wird der Waagebalken verdreht. Praktische Bedeutung besitzt nur noch die ähnlich aufgebaute *magnetische D.* zur Messung der Suszeptibilität dia- und paramagnetischer Stoffe. Die zu messende Werkstoffprobe erfährt im Magnetfeld eine Kraft, die den an einem dünnen Draht aufgehängten Waagebalken verdreht.

Drehzahl, *n*, die Anzahl der Umdrehungen eines physikalischen Systems je Zeiteinheit. Die D. ist das reziproke der Periode *T* der Drehbewegung, d. h., *T* ist die Zeit, die für eine volle Umdrehung benötigt wird. Es gilt $n = T^{-1}$. Die Maßeinheit der D. ist 1/s, häufig werden auch noch Umdrehung/Sekunde (U/s) und Umdrehungen je Minute (U/min) benutzt.

Drehzahlmesser, svw. Tachometer.

Drehzahlmessung, dient in der Industrie zur Kontrolle der richtigen Arbeitsweise, der Leistung und des Wirkungsgrades von Maschinen und Anlagen. Die mechanische D. für Drehzahlen von 100 U/s an wird am einfachsten mit Stichdrehzahlmessern vorgenommen. Sie bestehen aus einem Ziffernrollenzählwerk zum Zählen der Umdrehungen und einer Stoppuhr. Beide werden gleichzeitig in Gang gesetzt und gleichzeitig zum Stillstand gebracht, wobei die Meßunsicherheit infolge persönlicher Fehler des Messenden verhältnismäßig hoch ist. Bei Verwendung von elektronischen Zählgeräten mit hohen Zählfrequenzen von $10^4 \cdots 10^5$ Impulsen/s können auch bei kurzer Meßzeit kleine Meßunsicherheiten erzielt werden. Die Impulsabnahme kann dabei optisch mit einer Lochscheibe und Übertragung auf eine Photozelle erfolgen. Drehzahlen von Maschinen und Fahrzeugen werden für $10^3 \cdots 10^5$ U/min mit Fliehkrafttachometern und Wirbelstromtachometern oder nach dem Vibrationsverfahren mit dem Zungendrehzahlmeßgerät festgestellt.

Zur pneumatischen Drehzahlmessung werden meist Geber nach dem Taumelscheibenprinzip benutzt (Abb. 1). Dabei wird die entsprechend der an einer Antriebswelle als Eingangsgröße wirkende Drehzahl in einen Ausgangsdruck gewandelt, der mit dem Quadrat der Drehzahl steigt. Bei Eingangsdrehzahlen zwischen 0 und 1500 U/min werden Ausgangsdrücke zwischen 0 und 200 mm WS erzeugt.



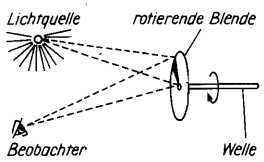
1 Pneumatische Drehzahlmessung nach dem Taumelscheibenprinzip. *F* Förderleitung zu Membranpumpen, *S* Sammelleitung, *T* Taumelscheibe

Elektrische Verfahren werden zur D. umlaufender Wellen angewendet. Sie arbeiten in weiten Meßbereichen mit Geber- oder Tachometermaschinen (als Gleichstrom- oder Wechselstromgeräte), die auch die elektrische Weitergabe an zentrale Warten u. dgl. gestatten. In Gleichstrommaschinen wird durch mehrpolige Dauermagnete ein elektrisches Feld erzeugt. Die im Anker induzierte Spannung, die der jeweiligen Drehzahl verhältnisgleich ist, kann durch mehrteilige Kollektoren abgenommen werden. Günstiger sind Wechselstrommaschinen, deren Läufer als Dauermagnet mehrpolig ausgeführt ist. Bei der Drehzahlmessung treibt die Antriebswelle den Dauermangneten an; die dabei in den Wicklungen des Stators entstehenden Wechselspannungen können an den Klemmen abgenommen werden. Zur Anzeige dienen Drehspulgeräte mit vorgeschaltetem Gleichrichter als Sekundärgeräte. Diese elektrischen Geräte sind am geeignetsten für Drehzahlen von 500···4000 U/min; für Drehzahlen darüber und

darunter sind Über- bzw. Untersetzungen erforderlich.

Die elektronische Drehzahlmessung ist in weiten Bereichen anwendbar, da sie die Vorteile elektrischer Impulsgeber und elektronischer Zähler verbindet. Als Geber dient meist eine geschlitzte Scheibe; diese unterbricht fortlaufend den Strahlengang eines von einer Lampe kommenden Lichtbündels, das auf eine Photodiode fällt. Die dabei entstehenden Lichtimpulse werden als elektrische Impulse auf einen Meßverstärker gegeben, der sie an den elektronischen Zähler weiterleitet.

Bei der stroboskopischen Drehzahlmessung wird eine von einem Elektromotor angetriebene rotierende Blende, die bei jeder Umdrehung einen Lichtimpuls durchläßt, vor das Auge eines Beobachters gebracht (Abb. 2). Die

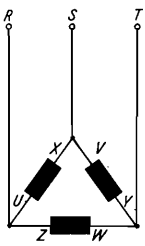


2. Drehzahlmessung mittels Stroboskops

Geschwindigkeit der Blende wird so lange geändert, bis das Bild stillzustehen scheint. Lichtblitzstroboskope arbeiten nach dem gleichen Prinzip. Der Meßgegenstand wird intermittierend beleuchtet; die Anzahl der Lichtblitze in einer bestimmten Zeit ist bei scheinbarem Stillstand des Bildes ein Maß für die Drehzahl.

Drehzahlverhalten, die Drehzahländerung eines elektrischen Motors zwischen Leerlauf und Nennbelastung. Man unterscheidet Synchron-, Nebenschluß-, Reihenschluß- und Verbund- oder Doppelschlußverhalten. Diese Bezeichnungen sind im wesentlichen vom Gleichstrommotor abgeleitet und verallgemeinert worden. Beim Gleichstrommotor bezeichnen sie deshalb auch die Schaltung der Erreger- zur Ankerwicklung. Beim *Synchronverhalten* ist die Drehzahländerung Null, beim *Nebenschlußverhalten* liegt sie unter 10% und beim *Reihenschlußverhalten* über 25%. Beim *Verbundverhalten* oder *Doppelschlußverhalten* darf die Drehzahländerung zwischen 10% und 25% betragen.

Das D. eines Elektromotors wird in der *Drehzahl-Drehmomenten-Kennlinie* dargestellt.



Schaltbild eines Drehstromverbrauchers in Dreiecksschaltung. *R*, *S* und *T* Leiter des Drehstromsystems, *U*, *V* und *W* Anfänge der Wicklungsstränge des Verbrauchers, *X*, *Y* und *Z* Enden der Wicklungsstränge

Dreieckschaltung, eine bei Drehstrom angewendete Schaltung. Dabei werden jeweils Anfang und Ende der drei Wicklungsstränge elektrischer Maschinen oder der drei Widerstände von Drehstromverbrauchern verbunden. An die Verbindungspunkte sind die Leiter des Drehstromsystems *R*, *S*, *T* anzuschließen.

Dreiecksungleichung, → Minkowski-Raum, → Hilbert-Raum, → Vektoren.

Dreielektronenbindung, → chemische Bindung 2).

Dreierstoß, → Stoß.

Dreierstoßrekombination, → Rekombination.

Dreifachbindung, eine → Mehrfachbindung.

Dreifachspaltung, → Kernspaltung.

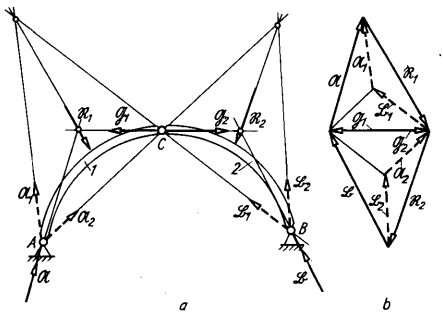
Dreifachstreuung, → Doppelstreuung, → Streuung.

Dreifarbentheorie, → Farbensehen.

Dreifingerregeln, → Schraubenregel.

Dreifingersonde, eine → Strömungssonde.

Dreigelenkbogen, ein Stabwerk, das aus zwei beliebig geformten ebenen Scheiben besteht, die jeweils durch ein festes Auflagergelenk und ein gemeinsames Zwischengelenk abgestützt sind. Die rechnerische Lösung erfolgt wie bei Systemen starrer Körper. Da für jeden Teil sowohl die Richtung der Gelenk- als auch der Lagerkraft unbekannt ist, geht man bei der graphischen Lösung wie folgt vor: Wird der D. nur auf



Ermittlung der Lager- und Gelenkkräfte am Dreigelenkbogen: *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

einem Teilkörper belastet, dann wirkt der zweite Teilkörper als Pendelstütze. Somit liegt eine unbekannte Kraftrichtung fest, und die Kraftzerlegung an diesem Teilkörper ist möglich. Analog erhält man Lagerkräfte, wenn man von einer Belastung des zweiten Teilkörpers ausgeht. Die resultierenden Stützkräfte und die Gelenkkraft ergeben sich nach Bild durch Superposition. Wird das Gelenk zusätzlich durch Kräfte belastet, betrachtet man den Gelenkbolzen als Körper für sich, der mit den Gelenkkräften des linken und des rechten Dreigelenkbogenteils und der Resultierenden der Gelenkbolzenkräfte belastet ist. Für ihn gelten die Gleichgewichtsbedingungen am Massepunkt.

Drei-Grad-Kelvin-Strahlung, → Radioastronomie.

Drei-Indizes-Symbol, svw. → Christoffel-Symbol.

Drei-jot-Symbole, *3j-Symbole,* → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Dreikörperproblem, das nicht allgemein lösbare Problem der Wechselwirkung dreier physikalischer Systeme; in der Himmelsmechanik Problem der Bewegung dreier Himmelskörper unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen Massenanziehung auf der Basis des Newtonschen Gravitationsgesetzes. Das D. führt auf 9 gewöhnliche Differentialgleichungen 2. Ordnung und erfordert daher insgesamt 18 Integrationskonstanten, von denen jedoch nur 10 aus den allgemeinen Erhaltungssätzen für die Energie, den Impuls, den Drehimpuls und die Schwerpunktsbewegung folgen. Trotz der Bemühungen großer Mathematiker seit mehr als zwei Jahrhunderten konnte eine allgemeine Lösung oder ein allgemeines Näherungsverfahren nicht angegeben werden; es ergab sich dagegen, daß es keine weiteren Integrale der Bewegung außer den aus den genannten Erhaltungssätzen folgenden gibt, die algebraische bzw. eindeutige analytische Funktionen der Orte und Geschwindigkeiten der Himmelskörper sind.

Von Lagrange wurden zwei exakt lösbare Sonderfälle angegeben, und zwar 1) wenn die drei Massepunkte die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks besetzen und sich dann mit gleicher Umlaufzeit auf einander ähnlichen Ellipsen bewegen, wobei die Gleichseitigkeit des Dreiecks erhalten bleibt, näherungsweise verwirklicht für die Himmelskörper Sonne, Jupiter und die Planetoiden der Trojanergruppe; 2) wenn die drei Massepunkte auf derselben rotierenden Geraden liegen.

Die beiden Lagrangeschen Spezialfälle führten zur genaueren Untersuchung partikulärer oder periodischer Lösungen des D.s, die besonders von H. Poincaré für das *eingeschränkte D.* allgemein betrachtet wurden, wobei zwei der Massen, m_2 und m_3, in bestimmter Weise klein gegenüber der Masse $m_1 = 1/\mu$ sind: $m_2 = \alpha_2\mu$; $m_3 = \alpha_3\mu$; $\mu \to 0$, α_1, α_2 konst. Im Falle des *erweiterten eingeschränkten D.s* wird nur $m_3 \approx 0$ angenommen; m_1 und m_2 bewegen sich dabei auf Kreisen um den gemeinsamen Schwerpunkt. Ist ferner $m_2 \ll m_1$, so kann, wie dies für das D. Sonne, Erde und Mond zutrifft, bei bestimmten Klassen von Bewegungen die Stabilität nachgewiesen werden. Für das allgemeine D. sind nur numerische Integrationsmethoden anwendbar.

Lit. Siegel: Vorlesungen über Himmelsmechanik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956); Stumpff: Himmelsmechanik Bd I (Berlin 1959).

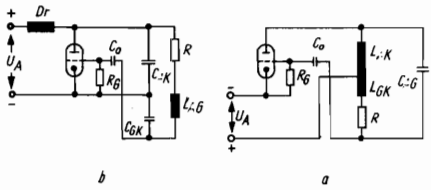
Dreileitersystem, *Dreileiternetz*, Energieversorgungssystem mit zwei Außenleitern und einem Nulleiter. Das D. wird heute nur noch für Gleichstromspeisung angewendet, wobei die Außenleiter ± 220 V gegen Erde führen. Die Speisung erfolgt meist durch zwei Generatoren, die am Nulleiter in Reihe geschaltet sind. Das D. ermöglicht den Anschluß von Verbrauchern an die einfache und doppelte Maschinenspannung.

Dreiphasenwechselstrom, svw. Drehstrom.

Dreipunktschaltung, *Spannungsteilerschaltung*, eine Rückkopplungsschaltung zur → Selbsterregung von Schwingungen in Parallelschwingkreisen. Alle Arten von Rückkopplungsschaltungen zur Selbsterregung von Schwingungen in Parallelschwingkreisen lassen sich auf die D. zurückführen, deren Prinzip in Abb. 1 dargestellt ist. Die allgemeine Bedingung für die Selbsterregung eines ein- oder mehrstufigen Verstärkers, an dessen Eingang und Ausgang die frequenzbestimmenden Elemente liegen, ist $\underline{K} \cdot \underline{V} = 1$. Dabei ist $\underline{K}$ der Rückkopplungsfaktor, d. h. der Bruchteil der an den Eingang zurückgeführten Ausgangsspannung. $\underline{V}$ ist der Verstärkungsfaktor des Verstärkers. — Wenn $\underline{U}_G$ die Spannung am Gitter und $\underline{U}_A$ die Spannung an der Anode ist, folgt daraus (Abb. 1)

$$\underline{K} = -\frac{\underline{U}_G}{\underline{U}_A} = -\frac{\underline{R}_2}{\underline{R}_2 + \underline{R}_3} > 0.$$

Für Selbsterregung ergeben sich die folgenden allgemeinen Forderungen an $\underline{R}_1$, $\underline{R}_2$ und $\underline{R}_3$:
1) Die Phasenverschiebung zwischen Gitter- und Anodenspannung liegt zwischen $\pi/2$ und $3\pi/2$, deshalb müssen die Phasenwinkel von $\underline{R}_1$ und $\underline{R}_2$ das gleiche Vorzeichen haben, d. h., es müssen entweder beide kapazitiv oder beide induktiv sein. 2) Die Vorzeichen der Phasenwinkel von $\underline{R}_2$ und $\underline{R}_3$ müssen entgegengesetzt und $|\underline{R}_3| > |\underline{R}_2|$ sein. — Typische Beispiele der D. sind die in Abb. 2 gezeigte *induktive D.* oder



2 Typische Beispiele von Dreipunktschaltungen: *a* induktiv, *b* kapazitiv

Hartley-Schaltung und die *kapazitive D.* oder *Colpitts-Schaltung*. Induktiv oder kapazitiv gibt dabei die jeweilige Art des Spannungsteilers an.

Sind die Schwingkreise nur schwach gedämpft, und ist der Gitterstrom verschwindend klein, so ist für die induktive D. $\underline{K} \approx L_{GK}/L_{AK}$ und für die kapazitive D. $\underline{K} \approx C_{AK}/C_{GK}$. Dabei ist L_{GK} die Induktivität zwischen Gitter und Katode und L_{AK} die Induktivität zwischen Anode und Katode (Abb. 2). C_{AK} und C_{GK} sind die entsprechenden Kapazitäten.

Als aktive Verstärkerelemente können in allen Fällen Röhren oder Transistoren verwendet werden.

Dreistärkenglas, → Augenoptik.

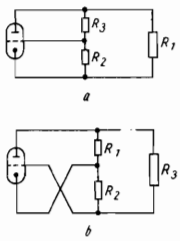
Drei-Triplett-Modell, → Quarkmodell.

Drift, *magnetosphärische D.*, azimutale Teilchenbewegung in der → Magnetosphäre unter Erhaltung der dritten → adiabatischen Invarianten (→ Orbittheorie). In einem geomagnetischen Dipolfeld wäre der *Driftweg* ein Kreis in der Äquatorebene. Im tatsächlichen asymmetrischen Magnetosphärenfeld weichen die Driftwege von der Kreisform ab. Die Driftwege in der Äquatorebene gespiegelter hochenergetischer Teilchen sind Linien konstanter magnetischer Feldstärke. Sie liegen auf der Nachtseite eng zusammen und öffnen sich zur Tagseite. Die zwischen $7R_e$ und $10\ R_e$ auf der Nachtseite liegenden erreichen die Mittagslinie nicht. R_e ist der Erdradius. Sie gehen durch die Magnetopause ins Sonnenwindplasma verloren, was zur Definition des → Driftverlustkegels geführt hat.

Die vom spiegelnden Teilchen während seiner Drift beschriebene Fläche wird *Driftschale* genannt. Die *mittlere äquatoriale Driftgeschwindigkeit* $\langle \vec{v}_0 \rangle$ ist

$$\langle \vec{v}_0 \rangle = \frac{\vec{F}_0 \times \vec{B}_0}{qB_0^2} + \frac{2p}{q\tau_b B_0^2} \frac{\partial I}{\partial \vec{r}_0} \times \vec{B}_0.$$

Hier ist $\vec{F}_0$ die äußere Kraft auf das Teilchen der Ladung q, $\vec{B}_0$ das stationäre magnetosphärische Feld, τ_b die Bounce-Periode (→ Bounce-Bewegung), I die Rosenbluthsche Invariante (→ adiabatische Invariante) und p der Teilchenimpuls. In Abwesenheit äußerer Kräfte kann die Driftschale nach Vorgabe des Magnetosphärenmodells aus dem Paar der Konstanten I und B_m (→ *BL*-Koordinaten) berechnet werden. Liegen äußere Kräfte senkrecht zu $\vec{B}$ vor, so daß die $\vec{B}$-Linien Äquipotentiallinien bleiben, so sind die Driftschalen durch $I\sqrt{B_m} = \text{konst.}$, $\sqrt{W - U}/B_m = \text{konst.}$, $T + U = W = \text{konst.}$



1 Prinzip der Dreipunktschaltung. Die Schaltung (*b*) geht durch Umzeichnen aus (*a*) hervor

bestimmt. B_m ist die Spiegelfeldstärke, W die konstante Gesamtenergie, T die kinetische, U die potentielle Energie. Das Konstruieren von Driftschalen nennt man *shell tracing* (engl.: shell = Schale, trace = Spur). In einem symmetrischen Feld würde das Teilchen stets auf der gleichen Driftschale bleiben, unabhängig von der Stelle, an welcher es eingeschossen wird. Die Driftschale wäre entartet. Im magnetosphärischen asymmetrischen Feld spalten die Driftschalen für verschiedene Teilchen auf. Man nennt diese Erscheinung *shell splitting* (engl. split = spalten).

Die tatsächliche D. wird durch die Überlagerung von Gradientendrift und → Konvektion bestimmt. Hier kommt es zur Ausbildung sogenannter verbotener Gebiete (→ Alfvén-Schicht) in der Magnetosphäre, in die bestimmte Teilchen nicht eindringen können. Außerdem führt das Zusammenwirken von Erdrotation und daraus entstehender → Korotation zu eigenartigen, auf der Nachtseite der Erde in der → Cusp geschlossenen Driftbahnen für Protonen (→ eingefangene Teilchen).

Driftbewegung, Verschiebung der Führungszentren geladener Teilchen senkrecht zu den magnetischen Feldlinien (→ Orbittheorie).

Driftgeschwindigkeit, Plasmaphysik: allgemein die Geschwindigkeit $\vec{v}_D = b \cdot \vec{E}$, die Träger der Ladung e und der Masse m unter der Wirkung des elektrischen Feldes $\vec{E}$ in einem Plasma mit hoher Gasdichte bzw. hohem Druck annehmen. Die Bewegung der Träger wird dabei durch die häufigen Stöße mit der Frequenz ν_c gegen die Neutralteilchen bestimmt. Bei jedem Stoß geben sie die aus dem Feld $\vec{E}$ aufgenommene Energie vollständig an den Stoßpartner ab, so daß die Geschwindigkeit der Träger sehr bald konstant und zur D. wird. Der Proportionalitätsfaktor $b = e/(m\nu_c)$ heißt die *Beweglichkeit* der Ladungsträger; sie ist danach der Ladung e direkt und der Masse m sowie der Stoßfrequenz ν_c umgekehrt proportional. Die Beweglichkeit ist deshalb für Elektronen größer als für die schwereren Ionen.

Magnetosphärenphysik: 1) Die Geschwindigkeit der Bewegung des Führungszentrums eines Teilchens mit der Ladung q im magnetischen ($\vec{B}$) und elektrischen ($\vec{E}$) Feld unter Erhaltung der ersten adiabatischen Invarianten M. Die allgemeine, aus der → Orbittheorie folgende Formel für die D. $\vec{v}_\perp$ lautet im stromfreien Plasma

$$\vec{v}_\perp = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \left(-\frac{\vec{F}}{q} + \frac{\varepsilon_\perp + 2\varepsilon_\parallel}{qB} \frac{\partial B}{\partial \vec{r}} + m\dot{\vec{v}}_\perp \right).$$

$\vec{F}$ ist dabei die äußere Kraft, beispielsweise die elektrische Kraft $\vec{F}_e = q\vec{E}$, $\varepsilon_\perp$ und $\varepsilon_\parallel$ sind die kinetischen Energien bei senkrechter und paralleler Bewegung des Teilchens bezüglich des Magnetfeldes, m seine Masse, $\dot{\vec{v}}_\perp$ die totale zeitliche Änderung der D. Zeitliche Änderungen von $\vec{v}_\perp$ entsprechen Driftbewegungen zweiter Ordnung; eine solche Drift ist beispielsweise die *Polarisationsdrift* $\vec{v}_p = \frac{m}{qB^2}\dot{\vec{E}}_\perp$ infolge von langsamen zeitlichen Änderungen des elektrischen Feldes. Die beiden ersten Terme in der Klammer werden D. $\vec{v}_F$ infolge äußerer Kräfte bzw. Gradientenkrümmungsdrift $\vec{v}_{CG}$ genannt. Letztere ist energieabhängig. Niederenergetisches Plasma driftet daher vorwiegend mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_F$, hochenergetisches mit $\vec{v}_{CG}$. In der Magnetosphäre liegt die Energie, in der beide D.en vergleichbar werden, zwischen 10 keV und 40 keV.

Im relativistischen Fall, wenn das Plasma nicht stromfrei ist, tritt anstelle der obigen Formel der Ausdruck

$$\vec{v}_\perp = \frac{\vec{B}}{B^2} \times \left(-\vec{E} + \frac{M}{\gamma q} \frac{\partial B}{\partial \vec{r}} + \frac{p_\parallel^2}{\gamma q m_0} \frac{\partial}{\partial s} \frac{\vec{B}}{B} \right).$$

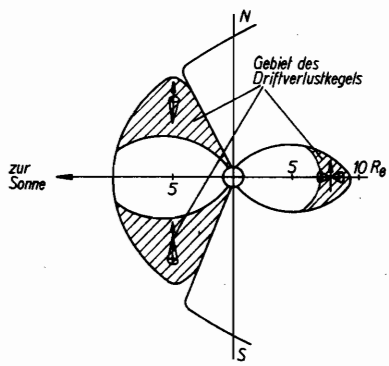
Dabei bedeuten M das relativistische magnetische Moment, p den parallelen relativistischen Teilchenimpuls, s die Bogenlänge, gemessen längs $\vec{B}$ und $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, mit v als Betrag der Teilchengeschwindigkeit. Eine Verallgemeinerung der D. auf starke elektrische Felder behandelt die → Orbittheorie.

2) Geschwindigkeit der azimutalen Driftbewegung unter Erhaltung aller drei adiabatischen Invarianten. Diese Drift erzeugt sogenannte Driftschalen, ihre D. wird in der Äquatorebene angegeben und trägt die Bezeichnung *mittlere äquatoriale D.* (→ Drift).

Driftschale, svw. L-Schale.

Drifttransistor, → Transistor.

Driftverlustkegel, ein zwischen Tag- und Nachtseite der Magnetosphäre variabler Pitchwinkelbereich geladener Teilchen. Teilchen mit Pitchwinkeln innerhalb des D.s vollführen keine volle Umkreisung der Erde während ihrer Drift um die Erde, sondern verlassen die Magnetosphäre, bevor sie ihren Ausgangspunkt wieder erreichen.



Lage der Gebiete quasieingefangener Teilchen und des Driftverlustkegels in der Magnetosphäre

Das Gebiet des D.s wird als Gebiet quasieingefangener Teilchen bezeichnet. Auf der Tagseite liegt die Achse des D.s parallel bzw. antiparallel zum magnetischen Feld $\vec{B}$ und vergrößert den Verlustkegel, in hohen Breiten spiegelnde Teilchen mit kleinen Pitchwinkeln gehen verloren. Auf der Nachtseite liegt seine Achse senkrecht zu $\vec{B}$. Der Driftverlustkegel ist dort nur zwischen 7 und 10 R_e im Gebiet der Cusp von Null verschieden. R_e bedeutet den Erdradius. Dort eingefangene Teilchen mit großen Pitchwinkeln erreichen die Mittagslinie nicht.

Drillung, svw. Torsion.

dritte Spektroskopie, → Elementarteilchen.

Drossel, → Spule.

Drosseleffekt, svw. Joule-Thomson-Effekt.
Drosselentspannung, svw. Joule-Thomson-Effekt.
Drosselfaktor, → Drosselung.
Drosselfunktion, svw. Enthalpie.
Drossellinie, svw. Isenthalpe.
Drosselscheibe, *Meßblende, Stauscheibe, Staurand,* ein auf dem Prinzip der → Drosselung beruhendes Gerät zum Messen der Durchflußmenge durch Rohrleitungen. Durch die mit einer scharfkantigen Öffnung versehene D. wird der Rohrquerschnitt verengt, und nach der Bernoullischen Gleichung wird ein Unterdruck erzeugt. Aus der Messung des Druckabfalles unmittelbar vor und hinter der D. kann unter Berücksichtigung von Strahlkontraktion und Reibung (→ Ausflußziffer) sowie des möglichen Einflusses der Kompressibilität die Durchflußmenge bestimmt werden. Normmaße und Anleitungen zur Durchführung der Messungen enthalten die Durchflußregeln nach TGL 0-1952.
Drosselspule, → Spule.
Drosselung, Verminderung des Druckes und des Durchsatzes in Rohrleitungen. D. einer Gas- oder Flüssigkeitsströmung erfolgt, wenn der freie Strömungsquerschnitt durch Einbauten, z. B. Ventile oder Schieber, plötzlich verengt und danach wieder erweitert wird. An der engsten Stelle herrscht nach der › Kontinuitätsgleichung eine höhere Strömungsgeschwindigkeit als im übrigen Rohr. Die Maximalgeschwindigkeit tritt dabei infolge der → Strahlkontraktion immer etwas hinter der Drosselstelle auf. Durch die nachfolgende plötzliche Erweiterung wird die Strömung wieder auf die Rohrgeschwindigkeit verzögert. Der Druckgradient ist dabei so groß, daß die Strömung an der Verengung abreißt (→ Grenzschichtablösung). Es bildet sich ein größeres → Totwasser. Durch die laufende Neubildung und Abbremsung der Wirbel im Totwasser infolge der Zähigkeit wird Strömungsenergie in Reibungswärme umgewandelt, die in der Strömung verbleibt. Es tritt deshalb bei der D. ein Ruhedruckverlust auf, der bei konstantem Rohrquerschnitt gleich dem statischen Druckabfall ist.

Die Strömungsvorgänge unmittelbar hinter der Drosselstelle sind außerordentlich kompliziert und einer theoretischen Berechnung nur schwer zugänglich, der Drosselvorgang kann deshalb nicht in allen Einzelheiten verfolgt werden. Zur Berechnung der D. betrachtet man einen Querschnitt, der genügend weit vor und hinter der Drosselstelle liegt, so daß möglichst ausgeglichene Strömungsverhältnisse vorliegen und ein Einfluß der Drosselstelle nicht mehr bemerkbar ist. Der Drosselvorgang erfolgt so schnell, daß kein Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgt. Die Energiegleichung lautet dann für den Querschnitt 1 und 2 vor bzw. hinter der Drosselstelle $c_1^2/2 + i_1 = c_2^2/2 + i_2$ (1); dabei bedeutet c die Strömungsgeschwindigkeit und i die Enthalpie. Da bei zylindrischen Rohren konstanten Querschnitts $c_1 = c_2$ ist, gilt als Kennzeichen der D. die Konstanz der Enthalpien: $i_1 = i_2$ (2). Diese Beziehung hat sowohl für ideale Gase als auch für Flüssigkeiten Gültigkeit. Bei idealen Gasen hängt die Enthalpie nur von der Temperatur ab; damit folgt aus Gleichung (2), daß auch die Temperaturen vor und hinter der Drosselstelle gleich groß sein müssen: $T_1 = T_2$.

Auch reale Gase zeigen bei niedrigen Drücken dasselbe Verhalten. Bei hohen Drücken ist jedoch die Enthalpie vom Druck abhängig, damit stellt sich hinter der Drosselstelle eine andere Temperatur ein als vor der Drosselstelle.

Dieser Effekt, der → Joule-Thomson-Effekt, ist für die Gasverflüssigung von großer Bedeutung.

Bei D. von Gemischen bleibt neben der Enthalpie auch die Konzentration der einzelnen Komponenten konstant.

Die D. eines idealen Gases ist eine isotherm-adiabate, nichtumkehrbare Zustandsänderung mit zunehmender Entropie: $s_2 - s_1 = R \cdot \ln(p_1/p_2) = R \cdot \ln(p_{R_1}/p_{R_2})$; dabei bedeuten s die Entropie, R die Gaskonstante, p den statischen Druck, p_R den Ruhedruck. Die Größe p_{R_1}/p_{R_2} ist ein Maß für den Druckverlust durch D., sie wird deshalb als *Drosselfaktor* bezeichnet. Gasdynamische Strömungen können näherungsweise vor und hinter der Drosselstelle isentrop berechnet werden (→ Ausströmen). Hinter der Drosselstelle sind Ruhedruck und Ruhedichte kleiner als vor der Drosselstelle, während nach Gleichung (1) die Ruhetemperatur konstant bleibt.

Die D. kann auch gedeutet werden als Sonderfall der adiabaten Entspannung eines Gases von p_1 auf p_2 durch eine Drosselstelle ohne Leistung äußerer Arbeit und ohne Wärmezufuhr oder Wärmeabfuhr. Durch Reibung wird die gesamte Arbeit, die das Gas bei der Entspannung leisten könnte, in Wärme bei niedrigem Druck und niedriger Temperatur umgewandelt.

D. tritt nicht nur durch plötzliches Einschnüren des Strömungsquerschnitts mit nachfolgender Erweiterung auf, sondern auch durch den Einfluß der → Wandreibung und in Überschallströmungen durch → Verdichtungsstöße, da auch diese Vorgänge Druckverluste und Durchsatzminderungen bedingen. In den → Grenzschichten ist die D. ein kontinuierlicher Vorgang. Die Druckverluste sind dabei im allgemeinen kleiner als bei plötzlicher Erweiterung. Die durch D. bedingten Druckverluste werden in Form dimensionsloser Verlustbeiwerte angegeben, → Druckabfall.

Die mit dem Drosselvorgang verbundene Druckabsenkung kann zur Bestimmung des Durchsatzes in Rohrleitungen ausgenutzt werden (→ Drosselscheibe, → Düse). Im Drosselkalorimeter nutzt man die Tatsache, daß infolge i = konst. Dampf durch D. überhitzt werden kann, zur Ermittlung der Dampffeuchte aus. Bei Strömungsmaschinen kann durch D. der Durchsatz geregelt werden; dies ist eine einfache, durch die auftretenden Verluste jedoch unwirtschaftliche Regelungsart.

Druck, p, physikalische Größe zur Kennzeichnung der normal auf eine ebene Fläche A wirkenden Kraft F; $p = F/A$. Bei ungleichmäßiger Krafteinwirkung oder bei gekrümmten Flächen ist ein hinreichend kleines Flächenelement ΔA zu benutzen. Der D. auf einen Körper ist positiv, wenn die Kraft auf ihn drückt, ein negativer D. entspricht einem Zug. Bei elastisch oder auch plastisch verformten Körpern oder bei Strömungen zäher Flüssigkeiten treten auch Tangential-

kräfte auf, sie werden zusammen mit den Normalkräften durch Spannungen beschrieben und im → Spannungstensor mathematisch erfaßt. Indem man sich innerhalb des Körpers kleine Teilvolumina herausgeschnitten und somit neue Ober- bzw. Grenzflächen erzeugt denkt, wird der Begriff D. auch auf das Innere des Körpers übertragen.

Ein System im thermodynamischen Gleichgewicht hat einen einheitlichen D., der durch die Volumenabhängigkeit der extensiven thermodynamischen inneren Energie U bzw. freien Energie F bei jeweils festgehaltenen weiteren thermodynamischen Parametern bestimmt wird: $p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$. V ist das Volumen, S die Entropie, T die Temperatur. $p = -(\partial F/\partial V)_T$ ist die wichtigste thermodynamische Beziehung für den D. Der D. auf die Oberfläche eines Körpers wird im mikroskopischen Bild durch eine dauernde Impulsübertragung vieler an der Oberfläche reflektierter Teilchen hervorgerufen. Dieses Bild führt in der kinetischen Gastheorie zur Theorie der Zustandsgleichung.

Einheiten des D.es sind das → Newton/Quadratmeter, das → Bar, die technische und die physikalische Atmosphäre (→ Atmosphäre 1), das → Torr und außerdem → Millimeter Wassersäule und → Millimeter Quecksilbersäule.

Als *physikalischen Normdruck* bezeichnet man einen D. von 1 atm = 760 Torr bei 0 °C. Einen D., der größer ist als der Luftdruck auf Normalniveau, bezeichnet man als *Überdruck*, einen D., der kleiner ist als der normale Luftdruck, als *Unterdruck*. In der Technik wird der Überdruck in Atmosphären (at) und der Unterdruck in Millimeter Quecksilbersäule gemessen. Die Vakuumtechnik benutzt für den Unterdruck die Begriffe Vakuum oder Vakuumdruck. Das Vakuum wird im allgemeinen in Torr gemessen. Die Meteorologie bedient sich als Druckeinheit des Millibars.

Der Bereich der physikalisch interessanten Drücke erstreckt sich vom Ultrahochvakuum (→ Vakuum), das ist das Druckgebiet unterhalb 10^{-7} Torr, über die in der Hochdruckforschung erreichten → Höchstdrücke von 10^{10} N/m² bis zum D. im Innern von Sternen, der einige 100 Mrd. atm beträgt.

Druckmessung. Die fundamentale Druckmessung erfolgt mit einem *Quecksilbermanometer* (→ Manometer). Dabei wird der durch den D. auf eine Fläche wirkenden Kraft durch die Gewichtskraft der Flüssigkeitssäule das Gleichgewicht gehalten. Dieses Verfahren ist für wissenschaftliche Zwecke für Drücke bis $6 \cdot 10^5$ N/m² anwendbar. Als Etalons für hohe Drücke dienen *Kolbenmanometer* oder *Druckwaagen* (→ Manometer). Weiteres über die Messung hoher Drücke → Hochdruckphysik, Abschn. Druckmessung. Am verbreitetsten ist die Druckmessung unter Verwendung von *Manometern mit elastischem Meßglied.* Bei diesen wird das elastische Verhalten von Federn, Membranen und anderen Elementen genutzt. Solche Manometer können auch als Meßwertgeber arbeiten. Auch die → *Ringwaage* läßt sich zur Druckmessung und als Meßwertgeber benutzen. Nach elektrischen Prinzipien erfolgt die Druckmessung mit *Widerstandsmanometern.* Auch → *Dehnungsmeßstreifen* lassen sich verwenden, insbesondere zur Bestimmung von Gas- und Flüssigkeitsdrücken in Behältern. Die Dehnungsmeßstreifen werden auf die Behälterwände in Längs- und Querrichtung aufgeklebt. Sie können auch in *Druckmeßdosen* Verwendung finden, die den absoluten D. messen. Dehnungsmeßstreifen haben Meßbereiche von ≈ 7 bis 7000 kp/cm², für dynamische Druckmessung von ≈ 70···3500 kp/cm² bei einer Eigenfrequenz von 40···50 kHz. Die von der Meßbrücke abgegebene Wechselspannung kann ohne Verstärker einen Oszillographen betreiben. Druckdifferenzdosen nach dem gleichen Prinzip haben nur einen Fehler von etwa ±0,25%. Kapazitive Druckmeßdosen sind aus zwei Platten bestehende Kondensatoren, deren Luftspalt durch den auf sie wirkenden Druck geändert wird. Kapazitive Druckmeßdosen eignen sich für die Ermittlung kleiner Gas- und Dampfdrücke. Der Meßbereich reicht von 10^{-4}···$2 \cdot 10^{-1}$ Torr, die Fehlergrenze beträgt ±0,3···±1,5%. Zur statischen und dynamischen Messung von Gas- und Flüssigkeitsdrücken eignen sich auch *induktive Umformer*, die die Durchbiegung einer Membran auf einen Tauchanker übertragen. Ihr Meßbereich liegt zwischen 5 und 200 kp/cm². Die *photoelektrische Druckmessung* mit Interferometern beruht auf der Druckabhängigkeit der Brechzahl von Gasen. Kleine Drücke und Druckdifferenzen lassen sich mit einem selbstabgleichenden *Drehmomentkompensator* bestimmen. Dabei übt der zu messende Druck auf eine Membran ein Drehmoment aus, das auf einen Waagenhebel wirkt. Als Gegendrehmoment dient die von einem Ausgangsgleichstrom eines Verstärkers in einem Tauchspulsystem hervorgerufene Kraft, die auf den zweiten Hebelarm wirkt. Diese Anordnung ist sehr empfindlich, der Meßfehler ist $< 10^{-5}$ kp/cm². Mittels Kristallen aus Quarz werden *piezoelektrische Umformer* (→ Piezoelektrizität) hergestellt, die sich zur Überwachung von Druckverläufen eignen; sie sind allerdings ziemlich aufwendig. Es sind Messungen im Bereich von 10^{-3}···$5 \cdot 10^3$ bar möglich. Auch die *Ionisation* von Lösungen kann zur Druckmessung herangezogen werden. Sie beruht darauf, daß die von einem α-Strahler ausgehende Strahlung in einem abgeschlossenen Raum, in dem der Druck bestimmt werden soll, eine dem Druck proportionale Ionenzahl erzeugt. Der Meßbereich liegt zwischen 10^{-3} und 10 Torr. Zur Druckmessung in Luft kann die *Siedetemperatur des Wassers* herangezogen werden; dieses Verfahren wird besonders auf Expeditionen angewendet. Zur Luftdruckmessung werden → Barometer verwendet.

Lit. Ebert: Statische und quasistatische Druckmessung, Handb. der Betriebskontrolle, Bd 3 (Leipzig 1959); Laporte: Vakuummessungen (Berlin 1955), Hochvakuum (Halle 2. Aufl. 1957).

Druckabfall, die Verminderung des Druckes in Strömungen. In Strömungen erfolgt ein statischer D., wenn die Flüssigkeitsteilchen beschleunigt werden. Das ist in Düsen und bei gekrümmtem Verlauf der Stromlinien (→ Strömungsfeld) der Fall. Die Bezeichnung D. wird jedoch vorwiegend für die Abnahme des Gesamtdruckes infolge Reibung des Strömungs-

mediums verwendet; sie ist damit gleichbedeutend mit dem *Druckverlust* (→ Strömungswiderstand). In zähen Flüssigkeiten tritt in Strömungsrichtung ein Abfall des Gesamtdruckes Δp_{ges} auf (→ Nachlauf), den man durch den dimensionslosen Verlustbeiwert $\zeta = \Delta p_{ges}/q$ erfaßt; q ist der Bezugsstaudruck. Beim Strömen durch zylindrische Rohre mit konstantem Querschnitt ist der Gesamtdruckverlust gleich dem statischen D. Δp, und der Widerstandsbeiwert λ ist hier definiert als $\lambda = \Delta p d/\varrho l$ (→ Rohrströmung); d ist der Rohrdurchmesser, l ist die Rohrlänge. Bei laminarer Rohrströmung ist der D. proportional der mittleren Durchflußgeschwindigkeit, im turbulenten Bereich ist er jedoch näherungsweise proportional dem Quadrat der mittleren Geschwindigkeit. Infolge der turbulenten Mischbewegung wird viel Strömungsenergie dissipiert, so daß der D. in turbulenter Strömung größer ist als in laminarer.

Druckdiffusion, → Diffusion.

Druckempfänger, → Schallempfänger.

Druckersches Postulat, auch *Stabilitätspostulat* genannt, Forderung, daß auch bei beliebigen plastischen Formänderungen die Formänderungsarbeit nicht negativ ist. Das ist gewährleistet, wenn die Formänderungsarbeit für jede, insbesondere auch differentielle Belastung nicht negativ ist. Für den eindimensionalen Fall wird hiermit das monotone Ansteigen der Verfestigungskurve, eine durch das *Iljuschinsche Postulat* (*Irreversibilitätspostulat*) geforderte Voraussetzung der Plastizitätstheorie, beschrieben (Abb. 1).

Für den Belastungsweg

$\sigma^* \to \sigma$

$\sigma \to \sigma + d\sigma$

$\sigma + d\sigma \to \sigma^*$ (Entlastung)

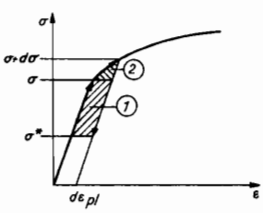
ergeben sich für die Flächen ① und ② (Abb. 2) folgende Gleichungen:

$$①: (\sigma - \sigma^*)\, d\varepsilon_{pl} > 0 \quad ②: d\sigma\, d\varepsilon_{pl} > 0 \qquad (1)$$

Die Verallgemeinerung für den mehrdimensionalen Fall, auch *quasi-thermodynamisches Postulat* genannt, lautet

$$(\sigma_{ij} - \sigma^*_{ij})\, d\varepsilon^{pl}_{ij} > 0, \quad d\sigma_{ij}\, d\varepsilon^{pl}_{ij} \geqq 0. \qquad (2)$$

Aus (2) geht hervor, daß der Zuwachs des plastischen Formänderungstensors senkrecht



2 Druckersches Postulat

auf der Fließfläche steht. Das Druckersche P. liefert so einen Ansatz für ein differentielles Stoffgesetz des plastischen Zustands.

Druckerzeugung, → Hochdruckphysik.

Druckgleichung, → Bernoullische Gleichung.

Druckhöhe, → Bernoullische Gleichung.

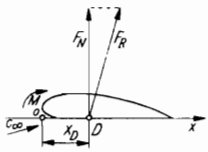
Druckkoeffizient, svw. Spannungskoeffizient.

Druckmeßdose, → Druck, → Kraftmeßdose.

Druckmesser, → Druck.

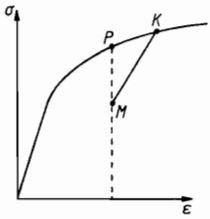
Druckpresse, → hydraulische Presse.

Druckpunkt, der Schnittpunkt D der Wirkungslinie der resultierenden Luftkraft F_R am Tragflügel mit der Profilsehne (Abb.). Die Lage des D.es ist wichtig für die Stabilitätseigenschaften des Flugzeuges, sie ändert sich im allgemeinen mit dem → Auftriebsbeiwert c_A. Druckpunktfest sind neben symmetrischen Profilen solche mit S-Schlag (die Skelettlinie hat die Form eines S). Der D. liegt dabei etwa im Abstand x_D von einer Viertelsehnenlänge hinter der Profilvorderkante. Wird die Komponente der resultierenden Kraft normal zur Profilsehne mit F_N bezeichnet, so beträgt das Moment um die Momentenbezugsachse O: $M = x_D \cdot F_N$. Man definiert einen dimensionslosen *Momentenbeiwert* $c_M = 2Mc^2_\infty A/\varrho$; dabei bedeuten ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Zuströmgeschwindigkeit, A die Projektion der Flügelfläche auf die Zuströmebene, l die Sehnenlänge bzw. Flügeltiefe. Zur besseren Beurteilung der flugtechnischen Eigenschaften wird c_M abhängig von c_A oft mit in das Polardiagramm (→ Polare) eingetragen.



Druckpunkt

Druckschraube, *Spindelpresse*, Einrichtung zur Erzeugung von Druck in Flüssigkeiten. Dabei werden relativ große Kräfte mit Hilfe einer starken Schraubenzwinge auf einen Hochdruckkolben ausgeübt. Durch Drehen der Spindel wird der Kolben in den Druckraum gepreßt. Wenn auch das Nachholen der Druckflüssigkeit nicht ohne weiteres möglich ist, so kann doch der Druck nach Erreichen eines bestimmten Endwertes kontinuierlich nach höheren und niedrigeren Werten geändert werden. Mit solchen Pressen lassen sich Drücke bis $5 \cdot 10^8$ N/m² erzeugen.



1 Iljuschinsches Postulat

Druckspaltung, eine reine Festigkeitsmessung, die Auskunft über die Güte der → Kristalle gibt. D. wird häufig bei der Untersuchung der Spaltbarkeit von Mineralen ausgeführt. Dabei wird auf dem Kristall eine Schneide aufgesetzt und diese bis zum Eintritt der Spaltung belastet. Die bei dem Versuch auftretenden plastischen Deformationen sind nicht einfach zu berücksichtigen. Man unterscheidet zwischen D., → Zugspaltung und → Schlagspaltung.

Lit. Tertsch: Die Festigkeitseigenschaften der Kristalle (Wien 1949).

Druckspannung, Normalspannung, die auf die Angriffsfläche drückt. Sie bewirkt Stauchung des Materials und trägt definitionsgemäß negatives Vorzeichen.

Druckübersetzer, svw. Druckwandler.

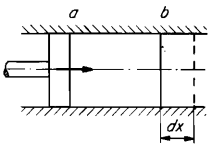
Druckverlust, → Druckabfall.

Druckversuch, ein Verfahren der Werkstoffprüfung. Dabei wird unter Einwirkung äußerer Kräfte eine Verkürzung des Prüfkörpers hervorgerufen. Den Verlauf des D.s gibt man in einem Spannungs-Stauchungs-Diagramm wieder. Die Spannungsverteilung entspricht der des → Zugversuches. Der D. wird vor allem zur Prüfung von Lagerwerkstoffen, die häufig unter Druckbelastung stehen, angewandt.

Druckverteilung, Verteilung des statischen Druckes entlang umströmter Wände. Die D. wird mit Hilfe von statischen Druckanbohrungen (→ Strömungssonde) gemessen, die an der Körperoberfläche angebracht werden. In kompressiblen Strömungen ist es auch möglich, die D. aus dem

nach der Interferenzmethode ermittelten Dichtefeld zu berechnen.

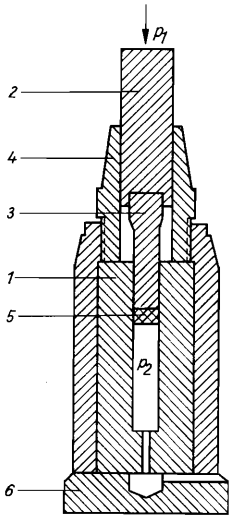
Mit den komplexen Methoden der Strömungslehre kann die D. für Potentialströmungen (→ Strömung) berechnet werden. Durch den Einfluß der Reibung weichen die gemessenen von den theoretisch berechneten Werten besonders im Gebiet verzögerter Grenzschichten ab. An der Luvseite des Körpers liegt die Strömung an, die Übereinstimmung ist befriedigend; auf der Leeseite kommen bei Auftreten von Ablösung durch den im → Totwasser herrschenden Unterdruck starke Abweichungen vor. Der örtliche Druck p wird in dimensionsloser Form $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty$ über der dimensionslosen Körperlänge x/l in einem rechtwinkligen Koordinatensystem aufgetragen; dabei bedeuten p_∞ den Druck und q_∞ den Staudruck in der Zuströmung. Seltener ist die Auftragung senkrecht zur Körperkontur. Es ist dabei üblich, den negativen c_p-Wert nach oben anzutragen. Aus der gemessenen D. kann man den Druckwiderstand (→ Strömungswiderstand) und bei Vernachlässigung der Schubspannungen, also für Potentialströmungen, die Normalkraft berechnen, die für den Anstellwinkel $\alpha = 0$ mit dem Auftrieb übereinstimmt. Die Geschwindigkeitsverteilung ist mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung $p_\infty + \varrho/2c_\infty^2 = p + \varrho/2c^2$ aus der gemessenen D. zu berechnen. Es bedeuten ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Geschwindigkeit in der Zuströmung und c die örtliche Geschwindigkeit. In realer Strömung ist die Geschwindigkeit an der Wand wegen der → Haftbedingung gleich Null. Die ermittelte Geschwindigkeit ist die am Grenzschichtrand, also in reibungsfreier Strömung auftretende Geschwindigkeit. Die mit der → komplexen Methode der Strömungslehre bestimmbare potentialtheoretische Geschwindigkeitsverteilung bildet die Grundlage zur Berechnung der → Grenzschicht. Die Geschwindigkeitsverteilung wird in der Form $c/c_\infty = f(x/l)$ graphisch dargestellt. Über Beispiele für D. bzw. Geschwindigkeitsverteilungen → Zylinderumströmung, → Plattenströmung, → Tragflügel.



1 Ausbreitung einer Druckwelle in einem Rohr. *a* Kolbenboden, *b* Lage der Wellenfront, dx Strecke, um die sich die Wellenfront während der Zeit dt verlagert

Druckwaage, → Manometer.

Druckwandler, *Druckübersetzer,* **1)** in der Hochdrucktechnik Einrichtungen zur Erzeugung von Drücken über $5 \cdot 10^8$ N/m². Die D. bestehen im wesentlichen aus einem Niederdruck- und einem Hochdruckteil (Abb.). Die Teile haben einen gemeinsamen Kolben mit verschieden großem Querschnitt. Der Hochdruckkolben mit kleinem Querschnitt F_1 wird hydraulisch von einem Öl- oder gasgetriebenen Niederdruckkolben von erheblich größerem Querschnitt vorgetrieben. Das Produkt $p_1F_1 = p_2F_2$ aus Druck p und Querschnitt F ist der aufgewendeten Kraft gleich. Deshalb ist der Druck im Hochdruckzylinder um das (F_2/F_1)fache größer als im Niederdruckzylinder. Die mechanisch stark beanspruchten Hochdruckkolben werden aus Carboloy hergestellt. Mit Hilfe der D. können prinzipiell beliebig hohe Drücke erzeugt werden. Eine natürliche Grenze ist jedoch durch die Festigkeitseigenschaften der Hochdruckkolben und der Hochdruckzylinder gegeben, auch wenn diese als Schrumpfrohr ausgebildet werden. Durch die Weiterentwicklung der Hochdrucktechnik jedoch konnte die Druckgrenze beträchtlich ausgedehnt und damit der Weg zur Beherrschung extrem hoher Drücke freigemacht werden.



Druckübersetzer zur Verwendung in hydraulischen Pressen. *1* Hochdruckzylinder, *2* Kolbenführung, *3* Hochdruckkolben, *4* Buchse, *5* Dichtung des Hochdruckkolbens, *6* Bodenplatte für elektrische Zuleitungen

2) in der Vakuumtechnik ein Gerät, das den Totaldruck eines zu analysierenden Gasgemisches auf den Arbeitsdruck des verwendeten Meßgerätes reduziert, ohne die ursprüngliche Gaszusammensetzung zu verändern. Der D. schafft die Möglichkeit einer Partialdruckmessung zwischen 10^{-3} Torr und Atmosphärendruck. Mit seiner Hilfe wird der Meßbereich z. B. der Partialdruckmeßgeräte → Farvitron und → Topatron zu höheren Drücken hin erweitert.

Druckwelle, eine in Gasen und Flüssigkeiten infolge plötzlicher Druckänderung entstehende Welle, die sich mit hoher Geschwindigkeit nach allen Richtungen ausbreitet. Man unterscheidet eindimensionale ebene, zylindersymmetrische und kugelsymmetrische D.n.

1) *D.n in Gasen.* Bei kleinen Druckunterschieden breiten sich die Wellen mit Schallgeschwindigkeit aus, starke D.n breiten sich dagegen mit Überschallgeschwindigkeit aus. Wird ein Kolben in einem einseitig unendlich langen Rohr in Bewegung gesetzt (Abb. 1), so entsteht eine vom Kolbenboden auslaufende D. Je nachdem, ob sich der Kolben in das Rohr hinein- oder aus dem Rohr herausbewegt, entsteht eine Verdichtungswelle oder eine Verdünnungswelle. In dem Rohrquerschnitt, den die *Verdichtungswelle* durchläuft, erhöhen sich Druck, Dichte und Temperatur des Gases. Eine *Verdünnungswelle* bewirkt die Verminderung der genannten Zustandsgrößen. In einer einfachen D. sind die Verdichtungswellen konvergierende → Machsche Wellen, Verdünnungswellen sind dagegen divergierende Machsche Wellen. Die Front einer ebenen Verdichtungswelle (Abb. 2a) steilt sich längs des Wellenkopfes mit zunehmender Zeit mehr und mehr auf, bis sie senkrecht zur Fortbewegungsrichtung steht und ein → Verdichtungsstoß eintritt. Starke D.n werden auch als *Stoßwellen* oder *Schockwellen* bezeichnet. Das Aufsteilen der Wellenfront läßt sich folgendermaßen erklären: Die D. endlicher Amplitude kann man sich aus einer unendlichen Folge schwacher Wellen zusammengesetzt denken.

Jede Störung bewegt sich dann auf dem durch die vorauslaufende Welle geschaffenen Zustand fort. Daher breitet sich ein unendlich schmales Teilstück der D., in dem sich der Druck praktisch nicht ändert, mit Schallgeschwindigkeit aus. Für Schallwellen gilt die Isentropenbeziehung $T/\hat{T} = (\varrho/\hat{\varrho})^{\varkappa-1}$; dabei bedeuten T die absolute Temperatur, ϱ die Dichte des Gases, $\varkappa$ den Isentropenexponent. Die Größen ohne Index beziehen sich auf den Zustand unmittelbar vor der Welle, die durch Dach gekennzeichneten Größen auf den Zustand unmittelbar hinter der Welle. In dem Gebiet der D. mit höherer Dichte bzw. höherem Druck ist die Temperatur des Gases höher als im Bereich niedriger Dichte. Damit ist nach der Gleichung $a = \sqrt{\varkappa \cdot g \cdot R \cdot T}$ (g ist die Erdbeschleunigung, R die Gaskonstante) die Schallgeschwindigkeit a im Berg der D. größer als in ihrem Tal, was zur Aufsteilung der Wellenfront führt. Unter sonst gleichen Anfangsbedingungen tritt das Aufsteilen bei eindimensionalen ebenen Wellen früher auf als bei zylindersymmetrischen und bei diesen wieder früher als bei kugelsymmetrischen.

Wendet man die entsprechenden Betrachtungen auf eine Verdünnungswelle an (Abb. 2b), so zeigt sich, daß die Wellenfront mit zunehmender Zeit immer mehr verflacht. Verdünnungsstöße können nur auftreten, wenn durch Wärmezufuhr im Gebiet des Stoßes die Entropie erhöht wird. Ein Beispiel dafür ist der *Kondensationsstoß*:

Durch plötzliches Verschieben des Kolbens in Abb. 1 wird eine Stoßfront erzeugt. In der unendlich kleinen Zeit dt hat sie sich um die Strecke dx nach rechts verlagert. Während dieser Zeit erhöht sich der Druck in dem Rohrabschnitt der Länge dx vom Druck des ruhenden Gases p auf den Druck $\hat{p}$ hinter der Stoßfront. Dabei nimmt die Dichte des Gases um $\Delta\varrho = \hat{\varrho} - \varrho$ zu. Daher muß aus dem Rohrabschnitt $a - b$ die Masse

$$dm = (\hat{\varrho} - \varrho) \cdot A \cdot dx \qquad (1)$$

je Zeiteinheit in den Abschnitt der Länge dx überströmen; A ist die Querschnittsfläche des Rohres. Das hat zur Folge, daß das Gas mit der Geschwindigkeit c_G der Stoßfront folgt, die aus der → Kontinuitätsgleichung

$$\dot{dm} = dm/dt = \varrho \cdot A \cdot c_G \qquad (2)$$

ermittelt werden kann. Aus den Gleichungen (1) und (2) ergibt sich die Geschwindigkeit c_G zu $c_G = \frac{\hat{\varrho} - \varrho}{\hat{\varrho}} \cdot \frac{dx}{dt}$. Berücksichtigt man, daß der Differentialquotient des Weges nach der Zeit gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle $c_w = dx/dt$ ist, so erhält man folgenden Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle und der Geschwindigkeit des Gases hinter der Wellenfront:

$$c_w = c_G \cdot \frac{\hat{\varrho}}{\hat{\varrho} - \varrho}. \qquad (3)$$

Eine zweite Bestimmungsgleichung ergibt sich durch Anwendung des → Impulssatzes der Strömungslehre auf den Rohrabschnitt der Länge dx: $\varrho \cdot A \cdot dx \cdot c_G = (\hat{p} - p)\, A \cdot dt$ bzw.

$$c_w = \frac{dx}{dt} = \frac{\hat{p} - p}{\varrho \cdot c_G}.$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der D. erhält man unter Berücksichtigung der Gleichung (3) abhängig von der Druck- und Dichteänderung:

$$c_w = \sqrt{\frac{\hat{p} - p}{\hat{\varrho} - \varrho} \cdot \frac{\hat{\varrho}}{\varrho}}. \qquad (4)$$

Bei schwachen Stößen ist die absolute Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle in guter Näherung gleich dem arithmetischen Mittel der Schallgeschwindigkeiten vor und hinter der Stoßfront. Für sehr schwache D.n mit $\hat{\varrho} \approx \varrho$, $\hat{p} \approx p$ folgt aus Gleichung (4) die Gleichung für die Schallgeschwindigkeit:

$$c_w = a = \sqrt{\frac{dp}{d\varrho}}. \qquad (5)$$

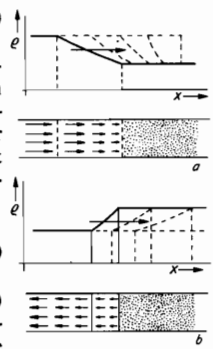
Durch Vergleich der Beziehungen (4) und (5) ist zu ersehen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle immer größer ist als die Schallgeschwindigkeit. Wird Gleichung (4) in Gleichung (3) eingesetzt, so ergibt sich die Bestimmunggleichung für die Geschwindigkeit c_G, mit der das Gas hinter der Stoßfront strömt:

$$c_G = \sqrt{\frac{(\hat{p} - p)(\hat{\varrho} - \varrho)}{\hat{\varrho} \cdot \varrho}}. \qquad (6)$$

Nimmt die Intensität der Stoßwelle ab, so sinkt auch c_G. Hinter einer Schallwelle bleibt das Gas in Ruhe. Eine Stoßwelle, die in ruhendem Gas durch eine einmalige plötzliche Druckerhöhung entstanden ist, klingt mit der Zeit ab. Das trifft z. B. für eine Detonation oder die einmalige Bewegung des Kolbens zu. Ungedämpfte Stoßwellen können nur auftreten, wenn die Druckstörungen fortwährend erzeugt werden. Nur in Überschallströmung mit konstanter Machzahl breiten sich Stoßwellen mit konstanter Geschwindigkeit aus. Beim Flug eines Körpers mit gleichbleibender Überschallgeschwindigkeit bildet sich vor dem Körper die auch als → Kopfwelle bezeichnete Stoßwelle mit unveränderlicher Intensität aus und bewegt sich mit der Fluggeschwindigkeit des Körpers fort. Wird im Rohr hinter einer ersten Stoßwelle eine zweite erzeugt, so breitet sich letztere mit größerer Geschwindigkeit aus und wird die erste Stoßwelle einholen. Dadurch wird der Drucksprung in der ersten Welle abgeschwächt und diese gedämpft.

Läuft eine Verdünnungswelle nach rechts in ein ruhendes Gas hinein, so strömt das Gas hinter der Wellenfront entgegengesetzt zu deren Ausbreitungsrichtung nach links. Da $\varrho > \hat{\varrho}$ ist, ergibt sich aus Gleichung (3) ein negativer Wert für die Geschwindigkeit: $c_G = \frac{\hat{\varrho} - \varrho}{\hat{\varrho}} \cdot c_w$. Hinter der Wellenfront laufen Störungen um so langsamer, je kleiner dort die Dichte $\hat{\varrho}$ ist, weil dadurch die Schallgeschwindigkeit abnimmt und außerdem c_G immer größere negative Werte annimmt.

Besonders komplizierte Vorgänge ergeben sich bei Überlagerung und Reflexion von D.n. Durch schwache Störungen in Rohrleitungen hervorgerufene D.n werden nach der eindimensionalen linearisierten Wellengleichung berechnet. Zur numerischen Ermittlung der Zustandswerte benutzt man entweder ein Maschenverfahren oder ein Gitterverfahren. Nach diesen Methoden



2 Nach rechts in ruhendes Medium laufende Druckwellen: *a* Verdichtungswelle, hinter der Welle strömt das Gas ebenfalls nach rechts. *b* Verdünnungswelle, in der Welle strömt das Gas nach links ab

kann z. B. der Druckausgleich in zylindrischen Rohren für vorgegebene Anfangsbedingungen ermittelt werden. Verdichtungswellen werden an einem festen Rohrende als Verdichtungswellen, an einem offenen Rohrende jedoch als Verdünnungswellen reflektiert. Für Verdünnungswellen gilt Entsprechendes. Druckwellen größerer Intensität werden mit der nichtlinearen Theorie behandelt, wobei zwischen isentropen und nichtisentropen Zustandsänderungen zu unterscheiden ist. Zur Ermittlung der Ausbreitung, Überlagerung und Reflexion von D.n in zylindrischen Rohren existieren numerische Berechnungsverfahren, die auf der Differenzenmethode beruhen. Ein Verdichtungsstoß wird am geschlossenen Rohrende als Verdichtungsstoß und am offenen Rohrende als Verdünnungsfächer reflektiert. Beim Durchkreuzen zweier gegenläufiger Stoßwellen, die in einem Rohr mit zwei Kolben erzeugt wurden, werden die Bahnlinien beider Stöße unter entsprechender Änderung der Stoßgeschwindigkeiten und Drucksprünge abgelenkt; dabei tritt eine → Trennungsfläche auf.

Die Berechnung der Ausbreitung, Reflexion und Überlagerung von D.n in Gasen ist Gegenstand der instationären Gasdynamik.

2) Über *D.n in Flüssigkeiten* → Wasserschlag.

Lit. Sauer: Nichtstationäre Probleme der Gasdynamik (Berlin, Heidelberg, New York 1966).

Druckwiderstand, → Strömungswiderstand.

Drudesche Theorie, → Metalloptik.

dry, Zusatz zu Volumeneinheiten in den USA zur Kennzeichnung, daß diese Einheiten für trockene Substanzen gelten, vgl. Tabelle 2, Volumen.

DS, asymmetrischer Anteil des geomagnetischen Störungsfeldes D von Stürmen. Nach S. Chapman wird $D = D_{st} + DS$ in den axialsymmetrischen Anteil D_{st} und den asymmetrischen Anteil DS unterteilt. D_{st} ist die sogenannte *Sturmzeitvariation.* Seinen physikalischen Quellen entsprechend wird $D = DCF + DR + DP$ günstiger in drei Anteile zerlegt. DCF entspricht einer Kompression der Magnetosphäre durch Erhöhung des Sonnenwinddruckes, DR ist das Störungsfeld des Ringstromes, es entspricht etwa D_{st}. DP ist das Feld der während der Stürme in der Ionosphäre fließenden Ströme. Letzteres fluktuiert stark. Es wird nach A. Nishida in zwei Anteile zerlegt.

1) *DP*-1. Diese Störung tritt zusammen mit dem polaren Elektrojet auf und besitzt ein charakteristisches Stromsystem in der Ionosphäre. Der Hauptstrom ist auf der Nachtseite entlang der Nordlichtzone in geomagnetischen Breiten zwischen 65° und 70° konzentriert. Zwei Stromkreise bilden sich aus, deren einer die Polarkappe umfaßt. Der andere zieht sich bis in niedrige Breiten.

2) *DP*-2. Das mit *DP*-2-Störungen verbundene ionosphärische Stromsystem besteht aus zwei Stromwirbeln, die von entgegengesetzt kreisenden Strömen durchflossen werden und im Polargebiet um den Morgen-Abend-Meridian zentriert sind. Dieses Stromsystem entspricht ungefähr dem *DS*-Stromsystem. Es ist ein weltweites Stromsystem, hat also eine größere Breitenausdehnung als *DP*-1. Es bildet keinen Elektrojet aus, erhöht dafür aber das Störungsfeld am geomagnetischen Äquator. In der Polarkappe fließen die *DP*-2-Ströme im wesentlichen längs des Mittag-Mitternacht-Meridians. In gewissen Sturmmodellen spielt das *DP*-2-System eine wichtige Rolle, da beobachtet worden ist, daß vor Beginn geomagnetischer Substürme stets eine Verstärkung von *DP*-2 einsetzt. Das wird gedeutet als Verstärkung der Konvektion in der Magnetosphäre.

D's, → Teilchenbeschleuniger.

D-Schicht, → Ionosphäre.

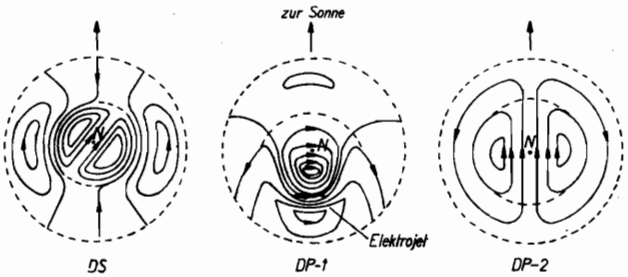
d-t-Prozeß, *d-t-Reaktion,* eine Art der Kernfusion, bei der beschleunigte Atomkerne des schweren Wasserstoffs, die Deuteronen, mit Atomen des überschweren Wasserstoffs (Tritium) wechselwirken. Es entstehen dabei Neutronen und Heliumatomkerne: $^3T\,(d,n)^4He + 17{,}6$ MeV. Der d-t-P. wird bei d-t-Generatoren als intensive Quelle schneller Neutronen verwendet (→ Neutronenquelle). Der stark exotherme Charakter des d-t-Prozesses (Q-Wert der Reaktion $= +17{,}588$ MeV) und der niedrige Coulomb-Wall des Tritiumatomkernes erlauben es, daß bereits mit Deuteronenenergien von 100 bis 200 keV Neutronen mit Energien um 14,1 MeV erzeugt werden können.

d-t-Reaktion, svw. d-t-Prozeß.

dualer Zerfall, → radioaktiver Zerfall.

Dualismus von Welle und Korpuskel, *Dualismus von Welle und Teilchen, Welle-Teilchen-Dualismus,* die Tatsache, daß Materie je nach Versuchsbedingung als Welle (Feld) oder Korpuskel in Erscheinung tritt (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Der Dualismus des Lichts wurde 1905 von Einstein durch seine Erklärung des lichtelektrischen Effekts mit korpuskularen Photonen eingeführt, nachdem über hundert Jahre, seit der Fresnelschen Erklärung der Beugungserscheinungen von Licht durch dessen Wellennatur und besonders nach dem experimentellen Nachweis elektromagnetischer Wellen durch H. Hertz, die Welleninterpretation des Lichts alleingültig schien. Weitere Bestätigungen des D. v. W. u. K. lieferten 1925 der Compton-Effekt und die punktförmige Schwärzung der Photoplatte durch Lichtblitze geringster Intensität. – Der Dualismus der Materie (mit von Null verschiedener Ruhmasse) war zunächst von de Broglie postuliert (1924) und dann durch die Elektronenbeugung glänzend bestätigt worden (Davisson und Germer, 1927), → Materiewellen.

Der D. v. W. u. K. offenbart den dialektischen Charakter der Materie. Diese kann nicht durch die Vorstellungen von Welle oder Korpuskel



Schematische Darstellung der *DS*- und *DP*-Stromsysteme in der Ionosphäre der nördlichen Polarkappe. *N* Nordpol

allein verstanden werden, sondern erfordert auf dieser Stufe ihrer Erscheinungsformen eine den beiden komplementären Eigenschaften angemessene Beschreibung, die von der Quantenmechanik geliefert wird.

Dualität im Mittel, → analytische S-Matrix-Theorie.

Dualitätsmodell, → analytische S-Matrix-Theorie.

Duane-Huntsches Gesetz, → kontinuierliche Atomspektren, → Röntgenstrahlen.

Duanten, → Teilchenbeschleuniger.

Duantenelektrometer, → Elektrometer.

Dublett, → Multiplett, → Spindublett, → Abschirmungsdublett.

Dublettmethode, Methode der Massenspektrometrie, bei der aus den kleinen Abständen von Linien des Massenspektrums, die zu nahezu gleichen Massen gehören, die Massen selbst berechnet werden. Aus den Linienabständen ergeben sich einfache lineare Gleichungen für die Isotopengewichte.

Dublettspektrum, → Atomspektren.

Dublettsystem, Termsystem mit der permanenten Multiplizität 2.

Dubna, → Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna.

Duct, → Wellenleiter.

Duffin-Kemmer-Gleichung, relativistische Wellengleichung, die Teilchen der Masse m mit der Spinquantenzahl $s = 0$ und $s = 1$ beschreibt:

$$\left(\sum_{\mu=0}^{3} \beta_\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \varkappa\right) \psi(x) = 0,$$

wobei $x = (x^\mu) = (ct, \vec{r})$ die Raum-Zeit-Koordinaten repräsentiert, $\varkappa = mc/\hbar$ und die Größen β_μ der Gleichung $\beta_\mu\beta_\nu\beta_\lambda + \beta_\lambda\beta_\nu\beta_\mu = \beta_\mu\delta_{\nu\lambda} + \beta_\lambda\delta_{\nu\mu}$ genügen, $\delta_{\mu\nu}$ ist das Kronecker-Symbol. Diese Gleichung hat außer der trivialen Darstellung durch $\beta_\mu = 0$ je eine Darstellung durch (5×5)- und durch (10×10)-Matrizen, d. h., die D.-K.-G. zerfällt in zwei Gleichungen mit einer fünf- bzw. zehnkomponentigen Wellenfunktion $\psi_\alpha(x)$, wobei $\alpha = 1, \ldots, 5$ bzw. 10, von denen gezeigt werden kann, daß sie skalare oder pseudoskalare Teilchen bzw. Vektor- oder Pseudovektorteilchen beschreiben. Die D.-K.-G. spielt deshalb eine gewisse Rolle in der Mesonentheorie der Kernkräfte.

Dufour-Effekt, svw. Diffusionsthermoeffekt.

Duft, svw. Rauhreif.

Duhem-Margules-Gleichung, eine zuerst 1886 von P. Duhem abgeleitete und 1895 von M. Margules ausführlich diskutierte Beziehung zwischen den Partialdrücken p_1 und p_2 einer binären flüssigen Mischung mit den Molenbrüchen x_1 und x_2 in der flüssigen Phase. Unter der Annahme, daß für die gesättigten Dämpfe das Daltonsche Gesetz gilt, daß also der Gesamtdampfdruck einer Mischung gleich der Summe der Partialdrücke ist, folgt mit Hilfe des 2. Hauptsatzes die D.-M.-G.:

$$\frac{\mathrm{d} \ln p_1}{\mathrm{d} \ln p_2} = \frac{\mathrm{d} \ln x_1}{\mathrm{d} \ln x_2}.$$

Aus dieser Gleichung folgt z. B., daß eine Partialdruckkurve in einem gewissen Konzentrationsbereich linear verläuft, wenn die andere Partialdruckkurve und damit auch die Gesamtdruckkurve ebenfalls einen linearen Verlauf haben.

Dulong-Petitsche Regel, besagt, daß die Atomwärme aller chemisch einfachen, festen kristallinen Stoffe etwa 6 cal/g-Atom · K beträgt. Diese empirisch gefundene Regel wird in der klassischen kinetischen Theorie der Wärme unter Voraussetzung von Gitterschwingungen im Festkörper (Oszillatormodell des Festkörpers) begründet: Bei ihren Schwingungen um die Gleichgewichtslage im Kristallgitter haben die Atome drei Freiheitsgrade der Translation und somit eine mittlere kinetische Energie von $\frac{3}{2} RT$ je Grammatom. Dabei ist R die universelle Gaskonstante und T die absolute Temperatur. Wie bei jeder elastischen Schwingung ist auch hierbei der Mittelwert der kinetischen Energie gleich dem Mittelwert der potentiellen Energie der oszillierenden Atome, so daß die Gesamtenergie je Grammatom $3R \cdot T$, die Energiezunahme je Grad demzufolge $3R \approx 6$ cal/g · K beträgt. Dieser Wert entspricht der Atomwärme, da sich auf Grund des Gleichverteilungssatzes die einem Festkörper zugeführte Wärmeenergie gleichmäßig über alle Freiheitsgrade des Systems verteilen soll.

Die D.-P. R. ist aber nur eine grobe Näherung, die mit abnehmendem Atomgewicht des betreffenden Elements erst bei um so höheren Temperaturen gilt, denn bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt geht die Atomwärme aller Kristalle infolge des „Einfrierens" der Freiheitsgrade gegen Null. → Wärmekapazität.

Dunkelauge, → Adaptation.

Dunkelempfindlichkeit, → Augenempfindlichkeit.

Dunkelentladung, elektrische Gasentladung bei kleinen Entladungsspannungen, geringer Stromstärke und Lichtemission. Oft kann die D. nur aufrecht erhalten werden durch *Fremdionisation,* z. B. durch die von einer äußeren Strahlungsquelle verursachte Photoionisation oder durch Injektion zusätzlicher Elektronen. Der *Dunkelstrom* folgt genau dem Ohmschen Gesetz. Bei höheren Spannungen wird die Strom-Spannungs-Charakteristik (→ Gasentladung) fallend und die Entladung selbständig. Die meisten elektrischen Gasentladungen existieren kurz vor ihrer Zündung kurzzeitig als D.en. D.en haben praktisch nur bei der Messung ionisierender Strahlung in Ionisationskammern, Zählrohren, gasgefüllten Photozellen u. a. Verwendung gefunden.

Dunkelnebel, → interstellare Materie.

Dunkelräume, in der Plasmaphysik dunkel erscheinende Gebiete in elektrischen Gasentladungen, die besonders in Glimmentladungen deutlich ausgeprägt sind.

Unmittelbar an der Katode liegt der *Astonsche Dunkelraum* an, der völlig lichtlos ist, weil in ihm die Energie der aus der Katode emittierten Elektronen noch nicht für Anregungsprozesse reicht. An ihn schließt sich die hell leuchtende *Katodenschicht* an, in der die kinetische Energie der Elektronen erstmalig groß genug für Anregungen ist. In ihr treten die einzelnen Spektrallinien naturgemäß in der Reihenfolge ihrer Anregungsenergie auf. Da die Elektronen ihre

Energie bei Anregungsprozessen abgeben, erscheint der daran anschließende *Katodendunkelraum*, auch *Hittorfscher* oder *Crookescher Dunkelraum* genannt, verhältnismäßig dunkel und hebt sich deutlich vom folgenden sehr hell leuchtenden *negativen Glimmlicht* (→ Glimmentladung) ab. Dieses geht aus dem gleichen Grunde anodenseitig in einen weiteren Dunkelraum, den *Faradayschen Dunkelraum*, über, an den sich dann die hell leuchtende positive Säule der Entladung anschließt. Schließlich befindet sich unmittelbar vor der Entladungsanode der *Anodendunkelraum*, der mitunter von der positiven Säule durch eine etwas heller leuchtende Schicht, das anodische Glimmlicht, abgesetzt ist. Die einzelnen D. und hell leuchtenden Schichten sind bei den meisten Entladungen nur schlecht ausgebildet. Mitunter treten einzelne D. und leuchtende Schichten gar nicht wahrnehmbar in Erscheinung. Die Bezeichnung der D. ist nicht einheitlich. Mitunter sind auch andere Bezeichnungen gebräuchlich.

Dunkelstrom, → Dunkelentladung.

Dunkelwolke, → interstellare Materie.

dünne Schicht, materieller Körper, der auf Grund der extrem geringen Ausdehnung in einer Dimension besondere, von denen des massiven Materials abweichende Eigenschaften hat und deshalb als eine besondere Zustandsform der Materie angesehen wird. Ein materieller Körper hat an seiner Ober- und Unterseite je eine Grenzschicht, deren Eigenschaften von denen des massiven Materials abweichen. Wird die Dicke dieses Körpers mehr und mehr verringert, so daß sich die beiden Grenzschichten einander nähern, so treten deren Eigenschaften in wachsendem Maße hervor, sie können die Wirkungen des massiven Körpers übertreffen, und es können durch die gegenseitige Wechselwirkung der Grenzschichten völlig neue, beim kompakten Körper unbekannte Effekte auftreten. Der Dickenbereich, in dem Dünnschichteffekte zu beobachten sind, erstreckt sich von einigen Zehntel nm bis zu etwa 1000 nm. Zu den d.n S.en gehören z. B. auch die einatomaren und einmolekularen Schichten. Gase bilden auf Festkörpern Adsorptionsschichten, Flüssigkeiten bilden Oberflächenfilme; die größte Bedeutung haben wegen ihrer vielfältigen praktischen Anwendung d. S.en fester Substanzen.

Herstellung. Die wichtigsten Verfahren sind die → Hochvakuumbedampfungstechnik und die → Katodenzerstäubung. Für bestimmte Aufgaben sind auch chemische und elektrochemische Verfahren geeignet, z. B. die chemische Versilberung von Glasoberflächen durch die Abscheidung von Silber aus Silbernitratlösungen, die Abscheidung von Metallen aus Metallkarbonylverbindungen durch thermische Zersetzung, die Erzeugung von Siliziumoxid-Passivschichten auf Siliziumoberflächen und die anodische Oxydation von Aluminium und seinen Legierungen in Schwefelsäure- und Oxalsäurebädern (Eloxalverfahren). Sehr dünne, glatte, zusammenhängende, auch einmolekulare Filme (Oberflächenfilme) können durch Spreitung wasserunlöslicher Substanzen auf einer Wasseroberfläche hergestellt werden. Dieses Verfahren wird z. B. bei der Herstellung von Kollodiumhäutchen für die elektronenmikroskopische Präparation angewendet. Definierte, auf Festkörperoberflächen adsorbierte Gasschichten erhält man durch kontrollierten Gaseinlaß im Ultrahochvakuum.

Schichtdickenmessung. Die Dicke fertiger Schichten kann bestimmt werden durch einfache Wägung; chemische Mikroanalyse, z. B. Titration oder Kolorimetrie; elektrische Widerstands- oder Kapazitätsmessung und Messung der β-Strahlen- oder optischen Absorption. Bewährt haben sich ferner die Methode der optischen Vielstrahlinterferenzen nach Tolansky und die Ellipsometrie. Wird die Schicht durch Hochvakuumbedampfung hergestellt, dann läßt sich die Schichtdicke auch aus der verdampften Menge berechnen, wenn der Haftkoeffizient bekannt ist. Die Kontrolle der Schichtdicke während der Herstellung erfolgt meist indirekt, z. B. bei Aufdampfschichten durch Messung der Aufdampfrate — d. i. die je s und cm^2 auf die Oberfläche des Schichtträgers auftreffende Menge der verdampfenden Substanz — oder bei elektrochemischer Abscheidung durch Messung der Stromstärke. Die Aufdampfrate kann durch die Schwingquarzwaage, die Balken-Mikrowaage, ein modifiziertes Ionisationsmanometer, die optische Absorption oder nach einer Eichung auch durch die Messung der Temperatur oder des Heizstromes der Aufdampfquelle kontrolliert werden.

Schichtaufbau. Der Schichtaufbau beginnt mit einem Keimbildungsstadium (→ Kristallkeim). Die zur Keimbildung notwendige Übersättigung wird z. B. bei Aufdampfprozessen durch die Aufdampfrate und die Substrattemperatur bestimmt. Keimbildung und damit fortschreitende Kondensation der auf die Oberfläche gelangenden Atome oder Moleküle findet erst oberhalb einer kritischen Übersättigung statt. Die gebildeten Keime liegen auf homogenen Oberflächen statistisch verteilt, auf heterogenen Oberflächen entstehen sie bevorzugt an Stellen erhöhter Bindungsenergie (→ aktive Zentren). Jeder stabile Keim bildet in seiner Umgebung einen Diffusionshof aus, innerhalb dessen keine weitere Keimbildung mehr möglich ist, da hier die Übersättigung auf Grund der Diffusion der Adatome zum wachsenden Keim zu niedrig ist. Sobald sich die Diffusionshöfe der benachbarten Keime überlappen, ist das Keimbildungsstadium beendet, und es schließt sich ein Wachstumsstadium an. Die Keime wachsen zu größeren Haufen oder Inseln von einigen 10 bis zu einigen 100 nm. Im Elektronenmikroskop werden d. S.en in diesem Stadium als *Insel-* oder *Haufenschichten* abgebildet. Bei weiterem Wachstum vergrößern sich die Inseln, sie wachsen zusammen, es entstehen zusammenhängende, nur von einzelnen Löchern (Lücken) durchbrochene *Lückenschichten*. Nach dem Auffüllen der Lücken liegt eine vollständige d. S. vor. Danach vergrößert sich nur die Dicke der Schicht, und es können noch zahlreiche Rekristallisations- und Ordnungsvorgänge stattfinden, bei denen ein Teil der Störungen abgebaut wird.

Struktur. Sie hängt stark von den Herstellungsbedingungen und von der Schichtdicke ab und wird besonders geprägt durch die im Verlauf des Schichtaufbaus auftretenden Inseln. Auf amorphen Substraten gewachsene d. S.en

sind meist polykristallin, da hierbei die einzelnen Inseln, aus denen sich die Schicht aufbaut, beliebig orientiert sein können. Häufig bilden die einzelnen Kristallite polykristalliner Schichten eine bestimmte kristallographische Ebene parallel zur Substratoberfläche aus. Die durch Epitaxie auf einkristallinen Substraten erhaltenen *Einkristallschichten* setzen sich aus kleinen, aus den Inseln hervorgegangenen Elementarbereichen zusammen, die neben der gemeinsamen Auflagefläche auch eine einheitliche Orientierung bezüglich einer in der Substratoberfläche liegenden Geraden haben. An den Stellen, wo die einzelnen Inseln unter Bildung einer Einkristallschicht zusammengewachsen sind, bleiben meist Feinkorngrenzen, Stapelfehler, Zwillingsgrenzen und Versetzungen zurück. Durch Temperbehandlungen kann die Konzentration dieser Defekte verringert werden. Die Oberfläche d.r S.en zeigt, bedingt durch den Herstellungsprozeß, eine starke Oberflächenrauhigkeit. Werden dünne Aufdampfschichten bei tiefen Substrattemperaturen hergestellt, dann kann eine flüssigkeitsamorphe Struktur entstehen, da die Temperatur zur Einstellung einer kristallinen Fernordnung nicht ausreicht. Inselschichten können bei Temperaturen weit unter dem Schmelzpunkt in einem flüssigkeitsähnlichen Zustand vorliegen. Die Ursache dafür liegt in dem hohen Anteil von Oberflächenbausteinen bei kleinen Atomhaufen, woraus eine Schmelzpunkterniedrigung bzw. Dampfdruckerhöhung resultiert (→ Thomson-Gibbssche Gleichung). Die Schmelzpunkterniedrigung beträgt z. B. für 20 nm große Atomhaufen bei Kalium 286 °C, bei Silber 640 °C und bei Platin 1230 °C.

Eigenschaften. Die *elektrischen Eigenschaften* d.r S.en unterscheiden sich besonders auffällig von denen kompakter Festkörper. Allein durch Variation der Schichtdicke und der Temperatur läßt sich durch d. S.en die gesamte Skala der meßbaren Widerstände, die sich über 40 Zehnerpotenzen erstreckt, überdecken. Der Widerstand dünner Metallschichten fällt bei fortlaufendem Schichtaufbau beim Erreichen einer kritischen Schichtdicke (→ Grenzdicke) von einem für Isolatoren charakteristischen hohen Wert auf den der metallischen Leitung. Dieser Sprung kann je nach der Temperatur, den Herstellungsbedingungen, der Struktur der Schicht und der Art des Metalls bei verschiedenen Schichtdicken erfolgen. Wird das Metall bei so tiefer Temperatur aufgedampft, daß keine Platzwechsel und folglich auch keine Inselbildung auf dem Substrat auftreten können (z. B. bei 4 K), dann erfolgt der sprunghafte Abfall des Widerstandes schon bei sehr geringen Schichtdicken, z. B. bei Kalium bei etwa 0,4 und bei Quecksilber bei etwa 20 Atomlagen. Hierbei zeigt der Sprung die Existenz freier Elektronen an, die dann auftreten, wenn die Packung der Atome in der Schicht eine bestimmte Dicke erreicht. Bei höheren Aufdampftemperaturen bilden sich Inseln, die in sich schon metallisch leitend sind, und der Abfall des Widerstandes erfolgt dann, wenn sich die Inseln berühren. Dabei wird der Abfall durch den Tunneleffekt eingeleitet. Wird eine dünne Metallaufdampfschicht bei tiefen Temperaturen hergestellt und dann schrittweise erwärmt, so tritt zunächst auf Grund thermisch bedingter Ordnungsvorgänge, die das Auftreten freier Elektronen begünstigen, eine Zunahme der Leitfähigkeit ein. Wird die Temperatur erreicht, bei der Platzwechsel der Schichtatome stattfinden können, dann ist es möglich, daß die homogen verteilten Atome sich zu isolierten Inseln zusammenlagern, zwischen denen keine Brücken mehr existieren, und die Leitfähigkeit fällt wieder stark ab. Bei zusammenhängenden d.n S.en kann eine (weniger starke) Zunahme des spezifischen Widerstandes mit abnehmender Schichtdicke beobachtet werden, wenn die Schichtdicke etwa die Größe der mittleren freien Weglänge der freien Elektronen, d. h. etwa 10 bis 100 nm, erreicht oder kleiner wird. Diese Widerstandszunahme beruht auf der Streuung der Elektronen an den Grenzflächen der d.n S., wodurch deren effektive freie Weglänge vermindert wird. Solche Weglängeneffekte beeinflussen auch den Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes, die Thermokraft (eine dünne Schicht zeigt gegenüber dem kompakten Material desselben Metalls eine Thermokraft), die Wärmeleitfähigkeit und den Hall-Effekt. Im transversalen Magnetfeld oszillieren die Wärme- und die elektrische Leitfähigkeit einer dünnen Metallschicht bei wachsender magnetischer Feldstärke.

Eine starke Schichtdickenabhängigkeit zeigt auch die Supraleitung. Supraleitende Schichten, deren Dicke geringer ist als die Eindringtiefe eines Magnetfeldes, schirmen das Magnetfeld nicht mehr vollständig ab, und es sind im Vergleich zum kompakten Material stärkere magnetische Felder nötig, um die Supraleitung auszulöschen.

Im Bereich der kollektiven Elektronenschwingungen treten bei abnehmender Schichtdicke die Oberflächenplasmonen gegenüber den Volumenplasmonen stärker in Erscheinung (→ Plasmon).

Die *magnetischen Eigenschaften* zeigen ebenfalls eine starke Schichtdickenabhängigkeit. Man erhält *magnetische d. S.en* durch Aufdampfen, elektrolytische oder chemische Abscheidung oder Katodenzerstäubung von Ferro- oder Ferrimagnetika auf metallischen oder nichtmetallischen Unterlagen. Ein während der Herstellung anliegendes Magnetfeld bestimmt die Vorzugsrichtung der einachsigen magnetischen Anisotropie. Es lassen sich ferromagnetische Schichten herstellen, die aus einem magnetischen Ein-Bereich bestehen, d. h. keine Bloch-Wände enthalten und folglich eine große Koerzitivkraft haben. Der Curie-Punkt sinkt mit abnehmender Schichtdicke. Bei hinreichend kleiner Schichtdicke lassen sich unmagnetische Schichten ferromagnetischer Metalle herstellen. D. S.en bieten die einzige Möglichkeit, den Faraday-Effekt in Metallen zu beobachten. Auf Grund der starken inneren magnetischen Felder in ferromagnetischen Metallen ist die spezifische Drehung der Polarisationsebene beim Durchgang des Lichtes durch eine dünne Eisenschicht etwa 10^4mal größer als bei anderen nicht ferromagnetischen Substanzen, z. B. Glas, bei gleichen äußeren Feldern. Da magnetische d. S.en unter gewissen Umständen durch kohärente Rotation ummagnetisieren, bieten sie sich als

Elemente für superschnelle Dünnschichtspeicher an. Die *mechanische Festigkeit* d.r S.en kann 2 bis 3 Größenordnungen größer sein als die des kompakten Materials, da die Bewegung der Versetzungen an der Oberfläche blockiert und die Ausbildung von Versetzungsquellen gestört wird. Das *elastische Verhalten* d.r S.en ähnelt dem des Massivmaterials. D. S.en enthalten oft durch den Herstellungsprozeß, insbesondere durch die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten von Schicht und Substrat bedingte innere Spannungen. Die vielfältigen *optischen Eigenschaften* der d.n S.en werden weitgehend durch die elektromagnetische Theorie des Lichtes beschrieben bzw. vorausgesagt. Sie sind in erster Linie gekennzeichnet durch das Auftreten der Interferenz, wenn die Schichtdicke die Größenordnung der Lichtwellenlänge erreicht, sowie durch die Änderung des Polarisationszustandes, der Intensität und der Phase des Lichtes beim Durchgang durch eine Grenzfläche.

Anwendung. Die d. S. ist von größter Bedeutung für die wissenschaftliche Forschung und die praktische Nutzung. Oft kann man nur anhand der d.n S. bestimmte Eigenschaften untersuchen. Besonders erfolgreich sind mittels der d.n S. folgende Probleme bearbeitet worden: optische Eigenschaften der Metalle, Bedingungen für das Auftreten freier Elektronen, freie Weglänge freier Elektronen, Reichweite heißer Elektronen, Tunneleffekte, Supraleitung, Nachweis der Oberflächenplasmonen, Elementarvorgänge des Magnetismus, Größe der Weißschen Bezirke, Absorptionskoeffizienten für Strahlen im Falle starker Absorption, Halbleiter-, Grenz- und Randschichten. Technische Bedeutung haben d. S.en zuerst in der *Optik* erlangt, wo sie zur Reflexionsminderung, zum Schutz empfindlicher Gläser gegen mechanische Aufrauhung oder chemischen Angriff, als Spiegel, insbesondere als Kaltlichtspiegel, als Interferenzfilter, als elektrisch leitende Überzüge und als Polarisatoren verwandt werden. Die Vorteile der d.n S.en für die *Mikroelektronik* bestehen im geringen Raumbedarf, in der Möglichkeit der Automatisierung des Herstellungsprozesses und der Kostensenkung sowie im Auftreten neuer, vom Massivmaterial unbekannter Effekte. Sämtliche elektronischen Bauelemente, Transistoren, Dioden, Widerstände, Kondensatoren und in begrenztem Maße auch Induktivitäten sowie die Isolatoren und Zuleitungen lassen sich als d. S. auf einem Substrat, insbesondere auf einem einkristallinen Halbleiterplättchen herstellen. So lassen sich z. B. 10^4 Transistoren auf einer Fläche von 1 cm^2 unterbringen. Supraleitende und ferromagnetische Aufdampfschichten werden als Speicherelemente in der Technik der Rechenautomaten eingesetzt. Die durch d. S.en erreichte Miniaturisierung der elektronischen Rechner bewirkt eine Verkürzung der Schaltzeit. — Vielfältig angewendet werden d. S.en auch als Korrosionsschutz und zur Verzierung von Metalloberflächen.

Lit. Mayer: Physik d.r S.en, 2 Bde (Bd. 1 Stuttgart 1950, Bd. 2 Stuttgart 1955).

Dünnfilmtechnik, svw. Dünnschichttechnik.

Dünnschichtdestillation, eine Vakuumdestillation, bei der das Destillationsgut möglichst nur kurze Zeit der Destillationstemperatur ausgesetzt ist. Die zu destillierende Substanz läuft in einem dünnen Film über einen beheizten Drehteller und ist nur für wenige Sekunden der Destillationstemperatur ausgesetzt. Eine intensive Durchmischung des Films mit Hilfe von Bürsten oder anderen Wischelementen verhindert eine Verarmung der Oberflächenschicht an der niedriger siedenden Komponente und verbessert zugleich den Wärmeübergang.

Dünnschichthybridschaltung, → Dünnschichttechnik.

Dünnschichtinterferenzfilter, Filter aus Einfach- oder Mehrfachschichten, die aus der Gesamtheit einfallenden weißen Lichtes entsprechend ihrer Dicke sowohl im reflektierten wie auch im durchgehenden Licht bestimmte Wellenlängen auslöschen, d. h. wegfiltern. Die Interferenzerscheinung kommt durch die Überlagerung der an den beiden Grenzflächen der Schicht reflektierten Strahlen zustande. Mehrfachschichtinterferenzfilter bieten die Möglichkeit, bei kleinstem Raumbedarf und geringstem Gewicht der Forderung nach einem engen, intensiven Durchlässigkeitsband mit beiderseits steilem Intensitätsabfall zu genügen.

Dünnschichtpolarisatoren, sowohl als Einfach- wie auch als Mehrfachschicht ausgebildete Polarisatoren. Sie dienen zur Herstellung linear polarisierten Lichtes. Unpolarisiertes Licht wird durch Spiegelung an oder beim Durchgang durch eine dünne Schicht polarisiert. Der Polarisationsgrad ist über weite Wellenlängenbereiche nahezu konstant.

Dünnschichtspeicher, magnetische Speicher, deren Elemente dünne ferromagnetische Schichten mit einachsiger Anisotropie sind. D. zeichnen sich durch extrem kurze Schaltzeiten aus und lassen sich ähnlich wie → Kernspeicher in Matrizen zusammenfassen. Sie können bei entsprechender Entwicklung in Zukunft in Rechenmaschinen und Datenverarbeitungsanlagen zur Informationsspeicherung verwendet werden.

Dünnschichttechnik, *Dünnfilmtechnik*, ein Verfahren der Mikroelektronik zur Verringerung der Größe elektronischer Bauelemente. Die konventionell ausgeführten *passiven Bauelemente*, z. B. Widerstände, Kondensatoren und Induktivitäten, werden durch diskrete, auf ein Substrat aufgedampfte Bauelemente ersetzt. Auf jeweils einer *Trägerplatte* ist im allgemeinen eine vollständige funktionsfähige Schaltung untergebracht. Die Verbindung der einzelnen Bauelemente erfolgt mittels aufgedampfter leitender *Dünnschichtbahnen*, gegebenenfalls in mehreren Schichten und isoliert voneinander. *Aktive Bauelemente*, z. B. Halbleiterdioden und Transistoren, werden meist nachträglich ebenso wie Leiter zur Verbindung verschiedener Trägerplatten untereinander eingesetzt. Solche Schaltungen, die also außer den passiven Bauelementen noch weitere diskrete, meist aktive Bauelemente enthalten, heißen auch *Dünnschichthybridschaltungen*.

Dünnschichtwiderstände können z. B. aus hydrolytisch aufgebrachten Zinnoxidfilmen oder Indiumoxidfilmen bestehen. Sie lassen sich auch als diffundierte Widerstände erzeugen (→ Diffusionstechnik), wobei eine dünne Schicht eines Halbleiterwerkstoffes in ein Substrat eindiffun-

diert wird und innerhalb der Schaltung der gebildete → pn-Übergang in Sperrichtung liegt. Damit können sich auch besondere Verbindungsleitungen zu anderen Bauelementen erübrigen. Bei einem ähnlichen Verfahren werden epitaxial gezüchtete Schichten auf Halbleiterwerkstoffen als Substrate verwendet (→ Epitaxialtechnik). Dünnschichtwiderstände mit hoher Widerstandskonstanz lassen sich aus mehreren auf einem Substrat angeordneten Widerstandselementen bilden, für die eine Legierung aus Molybdän, Chrom und Silizium verwendet wird. Als Substrat dient dabei glasiertes Aluminium.

Dünnschichtkondensatoren lassen sich ebenfalls aufdampfen. Als Dielektrika eignen sich Metalloxide, z. B. Siliziumdioxid. Das Aufdampfen kann z. B. mittels → Katodenzerstäubung erfolgen. Auch werden aufgedampfte Ferroelektrika als Dielektrika verwendet. Besonders geeignet ist Bariumtitanat wegen seiner hohen Dielektrizitätskonstante. Da es sich allerdings nur schwer verdampfen läßt, werden hierzu Flammsprühverfahren angewendet.

Dünnschichtinduktivitäten lassen sich durch geeignete Anordnung der Leiterbahnen, mittels Aufdampfen von Eisen-Nickel-Filmen oder Ferriten oder unter Verwendung von Ferritsubstraten gewinnen. Auch können Dünnschichtleiterbahnen als luftspulenartige Windungen auf das Substrat aufgedampft werden. Dabei können z. B. auch zwischen einzelne Windungsschichten aufgedampfte Dünnschichtisolatoren mit geringer Dielektrizitätskonstante verwendet werden. Mittels Techniken der → Mikroelektronik ist es möglich, *Dioden* und *Transistoren* in Dünnschichtschaltungen aufzunehmen. Dünnschichtschaltungen werden auch mit nach anderen Verfahren hergestellten Schaltungen kombiniert (→ Kombinationstechnik, → Festkörperschaltkreis).

Schließlich stellt man diskrete einzelne Bauelemente ebenfalls mittels D. her. So gibt es z. B. *Dünnschichtthermistoren* als wärmeempfindliche Detektoren für infrarote Strahlung (→ Thermistor).

Dunst, *atmosphärischer D.*, Bezeichnung für die in der atmosphärischen Luft schwebenden, optisch wirksamen kleinen Teilchen (Dunstteilchen, Dunstpartikeln). Sie bilden einen Bestandteil des atmosphärischen → Aerosols. Die Dunstpartikeln sind Kerne mit Radien größer als etwa 0,1 μm, die ständigen Größenänderungen durch Zusammenstoß und Vereinigung (Koagulation) sowie durch Schwankungen der Luftfeuchtigkeit unterliegen. Bei wachsender relativer Feuchtigkeit können die Dunstpartikeln Wasserdampf in zunehmendem Maße aufnehmen und dadurch in Abhängigkeit von der Löslichkeit der Kernsubstanz wachsen. Die Dunstpartikeln bestehen aus Mischungen von Salzen, vorwiegend Chloriden, Sulfaten und Nitraten von Kalzium, Natrium, Magnesium, Kalium und Ammonium, die als Spurendämpfe in der Atmosphäre vorhanden sind. Die Durchmischung erklärt sich aus dem Koagulationsvorgang. Bei hohen und zum Teil auch bei mittleren relativen Feuchtigkeiten ist der Wasseranteil der Dunstpartikeln bereits erheblich. Bezüglich ihrer optischen Wirksamkeit können sie daher bei höheren relativen Feuchtigkeiten als reine Wassertröpfchen angesehen werden. Die Horizontalsicht am Boden liegt zwischen 1 und 10 km.

Dunstgrenze, die scharfe, obere Begrenzung einer Dunstschicht (→ Dunst). Darüber findet man eine sprunghafte Zunahme der statischen Stabilität und der Horizontalsicht sowie eine auffallende Abnahme der relativen Feuchtigkeit und der → Gegenstrahlung.

Dünung, die Wellenbewegung an der Meeresoberfläche, nachdem der Wind ausgesetzt hat oder nachdem die Wellen aus dem Wirkungsbereich des Windes herausgelaufen sind. Dadurch findet keine Energiezufuhr mehr statt, und die Wellenenergie nimmt langsam ab. Der Energieverlust wird vor allem von der turbulenten Reibung im Wasser bestimmt.

Dupligrammetrie, svw. Dupligrammverfahren.

Dupligrammverfahren, *Dupligrammetrie*, ein Verfahren zum Bestimmen von Abweichungen vorwiegend sphärischer Wellenfronten durch Superposition mit einer idealen Wellenfront. Das Interferogramm einer solchen Front in einer achsensenkrechten Ebene ergibt ein System von konzentrischen Fresnel-Zonen. Werden zwei ideale Interferogramme so kombiniert, daß die Zentren der Ringsysteme eine geringe gegenseitige Verschiebung besitzen, so entstehen als Folge der Überlagerungen der Schnittpunkte beider Ringsysteme Streifensysteme in Form von äquidistanten parallelen Geraden. Der Abstand dieser Streifen ist hierbei umgekehrt proportional dem Abstande der Zentren der beiden Ringsysteme und ihrer spezifischen Dichte. Weicht nunmehr eine der beiden Wellenfronten vom Idealzustand ab, so ergeben sich an den Fehlerstellen Verformungen der Streifen, deren Größe unmittelbare qualitative und quantitative Rückschlüsse auf die Beträge der Abweichungen zulassen.

Das D. wird besonders als Auswertehilfsmittel bei der interferentiellen Objektivprüfung angewendet.

Lit. E. Lau: Die Dupligrammethode zur Auswertung von Interferogrammen, Optik 12 (Stuttgart 1955); W. Bauer u. E. Lau: Bestimmung der Fehler photographischer Objektive nach der Interferenzmethode, Feingerätetechnik 1 (Berlin 1952).

Duplizitätstheorie, → Sehen.

Durchbiegung einer Linse, → Optikrechnen.

Durchbruch, 1) *magnetischer D.*, der Übergang von Metallelektronen zwischen zwei Leitungsbändern in einem starken Magnetfeld. Beim magnetischen D. verläßt der Wellenvektor eines Elektrons seine Zyklotronbahn auf der Fermi-Fläche und geht auf eine eng benachbarte, ebenfalls auf der Fermi-Fläche befindliche Zyklotronbahn über. Als Beispiel zeigt die Abb. zwei offene und zwei äquivalente geschlossene Zyklotronbahnen, die ähnlich aussehen wie die wirklichen Elektronenbahnen im Metall, wenn man diese auf eine zum Magnetfeld senkrecht gelegene Ebene projiziert. Gewöhnlich bewegen sich die Elektronen auf einer offenen Bahn quer durch den Kristall oder rotieren auf der geschlossenen Bahn. In starken Magnetfeldern mit der Feldstärke $\boldsymbol{B}$ gehen jedoch die Elektronen von einer Bahn zu der benachbarten über und rotieren auf der gestrichelt gezeichneten



Zyklotronbahn eines Elektrons bei magnetischem Durchbruch

geschlossenen Bahn. Das Magnetfeld übt dann eine stärkere Kraft auf die Elektronen aus als die Ionen im Kristallgitter, so daß die Elektronen sich auf kreisartigen Bahnen ähnlich wie freie Elektronen bewegen. Der magnetische D. erfolgt mit einer Wahrscheinlichkeit $\sim e^{-B_0/B}$, wobei die Durchbruchfeldstärke B_0 vom Minimalabstand der Zyklotronbahnen abhängt und mindestens einige kG beträgt. Die starke Veränderung der Elektronenbahnen bei magnetischem D. hat einen großen Einfluß auf zahlreiche elektronische Eigenschaften im Magnetfeld, insbesondere den Magnetowiderstand und die Quantenoszillationen, deren Periode direkt die Fläche der großen gestrichelten Bahn ergibt. Auf diese Weise ist der magnetische D. in vielen Metallen, z. B. Magnesium, Zink, Kadmium, experimentell beobachtet worden.

2) → Gasentladung.

3) svw. Durchschlag.

Durchbruchspannung, → Gasentladung.

Durchdringungskomplexe, → Komplexverbindungen.

Durchflußmessung, *Mengenmessung*, erfolgt mit fließend arbeitenden Meßeinrichtungen für Roh- und Fertigstoffe in allen Aggregatzuständen. Die Meßgeräte für die *volumetrische D.* sind mit Meßflügeln oder Meßkammerwänden versehen, z. B. die meisten Zähler für Volumina. Die *Wirkdruck-Durchflußmessung* wird mit Normblenden, Normdüsen und Venturirohren durchgeführt. Das Prinzip dieser Meßeinrichtungen beruht auf einer Verengung des Strömungsquerschnittes, wobei der Druck unmittelbar vor und hinter der Verengung gemessen wird, bei Venturirohren vor diesen und an der Stelle des engsten Querschnitts. Als Wirkdruckmeßgeräte sind Differenzdruckmeßgeräte geeignet, für hohe Absolutdrücke auch Schwimmermanometer, ferner Ringwaagen. Bei Staurohren nach Prandtl oder Pitot werden der statische und der dynamische Druck mittels U-Rohrs gemessen, oder man mißt die Geschwindigkeitsänderung infolge der Stauwirkung. Schwebekörper-Durchflußmeßgeräte bestehen aus einem schwach kegeligen Glasrohr, durch das der Mengenstrom oder ein Teil desselben geleitet wird. In dem Rohr befindet sich ein Schwebekörper mit schrägen Einkerbungen, so daß Kreiselwirkung erzielt wird. Der Schwebekörper bildet mit dem Rohr einen Ringspalt, dessen Breite von der Stellung im Rohr abhängt. Befindet sich der Schwebekörper im Gleichgewicht, bleibt die Druckdifferenz am Ringspalt konstant. Die Meßbereiche liegen bei Gasen zwischen 1 *l*/h und 3000 m^3/h, bei Flüssigkeiten zwischen 0,2 *l*/h und 20 m^3/h. Bei den *elektrischen Verfahren* werden induktive Meßwertgeber z. B. an Schwebekörperdurchflußgeräten angebracht, oder aber man bringt bei leitenden Flüssigkeiten ein Rohr, in dem sich zwei Elektroden befinden, in das Feld eines Magneten, der mit Wechselstrom erregt wird. Auch Hitzdrahtanemometer können zur D. in Gasen herangezogen werden. Ferner können auch Dehnungsmeßstreifen auf Venturirohren zur D. angebracht werden. Bei der *D. mit Ultraschall* wird die Geschwindigkeit des strömenden Mediums durch Ultraschallsignale bestimmt. Auch mittels *Ionisation* ist eine D. möglich, indem einem durchströmenden Stoff eine bekannte, sehr geringe Menge einer radioaktiven Substanz zugeführt wird. Ihre endgültige Konzentration hängt von der Durchflußgeschwindigkeit ab, so daß nur die Intensität der ausgesandten Strahlung gemessen zu werden braucht.

Lit. Witte u. Padelt: Mengenmessung im Betrieb, Bd 2, Handb. der Betriebskontrolle (Leipzig 1955).

Durchflutung, *elektrische D.*, Θ, die Summe aller elektrischen → Ströme, die eine Fläche durchfließen. Die elektrische D. setzt sich aus den Beiträgen von Konvektionsstrom J_K, Leitungsstrom J_L und Verschiebungsstrom J_V zusammen. Bei Annahme einer örtlichen Verteilung der Ströme über die betrachtete Fläche A erhält man die elektrische D. durch Integration der Stromdichten $J_K = \varrho\vec{v}$, $J_L = \sigma\vec{E}$ und $J_V = \partial\vec{D}/\partial t$ der drei Stromanteile über diese Fläche zu

$$\Theta = \int_A \varrho(\vec{v}\,\mathrm{d}\vec{A}) + \int_A \sigma(\vec{E}\,\mathrm{d}\vec{A}) + \int_A \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\,\mathrm{d}\vec{A},$$

wobei ϱ die Raumladungsdichte, σ die spezifische Leitfähigkeit, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\partial\vec{D}/\partial t$ den elektrischen Verschiebungsstrom und $\vec{v}$ die Geschwindigkeit der Ladungsträger bedeuten. Ein Strom, der die Fläche mehrfach durchsetzt, ist auch entsprechend mehrfach zu zählen. Wichtig ist die elektrische D. einer vom Strom I durchflossenen Spule mit n Windungen, die sich zu $\Theta = nI$ ergibt. Die elektrische D. wird dann auch als *Amperewindungszahl* bezeichnet.

Die Einheit der elektrischen D. ist das Ampere, Kurzz. A, → Durchflutungsgesetz.

Durchflutungsgesetz, *Ampèresches Verkettungsgesetz*, eines der beiden Grundgesetze, die die elektrischen und magnetischen Erscheinungen miteinander verknüpfen (4. Maxwellsche Gleichung). Nach dem D. ist das Linienintegral über die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ längs einer geschlossenen Kurve, das als die magnetische Umlaufspannung $\oint(\vec{H}\,\mathrm{d}\vec{r})$ bezeichnet wird, gleich der elektrischen → Durchflutung durch die dabei umlaufene Fläche A. Bei Vernachlässigung des Anteils des Konvektionsstromes an der elektrischen Durchflutung lautet das D. damit in integraler Form $\oint(\vec{H}\,\mathrm{d}\vec{r}) = \Theta = \int_A (J_L\,\mathrm{d}\vec{A}) + \int_A \left(\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\,\mathrm{d}\vec{A}\right)$. Dabei ist $J_L = \sigma\vec{E}$ die Leitungsstromdichte, $\partial\vec{D}/\partial t$ der Verschiebungsstrom, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\vec{D}$ die elektrische Verschiebung, σ die elektrische Leitfähigkeit, A die durchflutete Fläche. Unter Anwendung des Stokesschen Satzes folgt daraus die differentielle Form des D.es $\mathrm{rot}\,\vec{H} = J_L + \partial\vec{D}/\partial t$, die zum Ausdruck bringt, daß die Ströme die Wirbel des magnetischen Feldes bilden. Im Fall stationärer Ströme, d. h. für $\partial\vec{D}/\partial t = 0$, und mit guter Näherung auch im Fall quasistationärer Ströme, d. h. für $|\partial\vec{D}/\partial t| \ll |J_L|$, vereinfacht sich das D. zu $\oint(\vec{H}\,\mathrm{d}\vec{r}) = \int_A (J_L\,\mathrm{d}\vec{A}) = \sum_i I_i = I$ bzw. $\mathrm{rot}\,\vec{H} = J_L$, mit den Teilströmen I_i bzw. dem Gesamtstrom I durch die umrandete Fläche. → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes.

Durchflutungsgleichgewicht, das Gleichgewicht

der Durchflutungsanteile des Primärstroms i_1 und des Sekundärstroms i_2 im → magnetischen Kreis von Transformatoren, Asynchronmaschinen usw. Bei konstanter Spannung an der Primärspule muß unter Vernachlässigung des ohmschen Widerstands und der Streureaktanz der Hauptfluß, der beide Wicklungen durchsetzt, und damit die Gesamt- oder Magnetisierungsdurchflutung $i_M N_1$ konstant bleiben. Damit gilt $i_M N_1 = i_1 N_1 + i_2 N_2$. Es bedeuten i_M den Magnetisierungsstrom, N_1 die Windungszahl der Primärwicklung und N_2 die Windungszahl der Sekundärwicklung. Eine Änderung des Stromes i_2 ruft eine entsprechende Änderung des Stromes i_1 hervor. $i_2 N_2$ bezeichnet man auch als *Gegenamperewindung*.

Durchgriff, → Elektronenröhre.

Durchlässigkeit, 1) → Absorption, 2) → photographische Schwärzung.

Durchlaßstrahlung, die von einer Abschirmung durchgelassene Strahlung. Wenn die D. durch Ritzen oder Löcher verursacht wird, bezeichnet man sie als *Leckstrahlung*.

Durchschlag, *Durchbruch*, ein Vorgang, bei dem durch eine bestimmte hohe elektrische Feldstärke, die Durchschlagsfeldstärke (s.u.), die elektrischen Eigenschaften eines Materials verändert werden und Strukturänderungen im Material auftreten. Dieser Vorgang ist von großem praktischem Interesse, da er den Einsatz und die Auswahl eines geeigneten Isolators bestimmt. Überschreitet die Spannung an spannungsführenden Teilen (Elektroden) die Anfangsspannung, so wird die elektrische Festigkeit (*Durchschlagsfestigkeit, Anfangsfeldstärke*) am Ort der höchsten Feldstärke in der Isolation erreicht, und es entstehen Vorentladungen (Glimm-, Büschelentladungen), die beim weiteren Spannungsanstieg den D. hervorrufen. Das dazu notwendige starke Anwachsen der Zahl der Ladungsträger erfolgt in Gasen durch Stoßionisation (*elektrischer D.*) und zusätzlich vor allem in festen Isolierstoffen durch Erwärmung (*thermischer D.* oder *Wärmedurchschlag*), die durch dielektrische Verluste hervorgerufen wird. Da infolge der sehr hohen Ströme im letzten Augenblick (in der Endphase) jeder D. ein Wärmedurchschlag ist, wird der Isolierstoff zerstört, es entsteht ein *Durchschlagskanal*. Da mit wachsender Erwärmung die Durchschlagsfestigkeit der Isolierstoffe stark zurückgeht, sind die dielektrischen Verluste gering zu halten.

Die Spannung, bei der in einer Isolation gerade noch kein D. auftritt, bezeichnet man als *Durchschlagsspannung*.

Die Durchschlagsfestigkeit hängt von der Temperatur und der Feuchtigkeit, vor allem aber von Fremdkörpern (auch Lufteinschlüssen) im Isolierstoff ab, z. B. bei Transformatorenöl von Verunreinigungen durch Fasern, die im elektrischen Feld Brücken bilden und den Durchschlag einleiten können (Tab.). Von der Durchschlagsfestigkeit der Isolationen hängen Sicherheit und Kosten elektrischer Anlagen stark ab. Man spricht von → Überschlag, wenn der D. entlang der Oberfläche eines festen Isolierstoffs in Luft erfolgt. Da die höchste Feldstärke ausschlaggebend für den D. und im homogenen Feld die Feldstärke an allen Stellen gleich ist, wird versucht, das sich bei elektrischen Geräten und Einrichtungen vorwiegend ausbildende inhomogene Feld zu homogenisieren, und zwar durch geeignete Formgebung der spannungsführenden Teile, durch Bündelleiter bei Freileitungen, Schirmringe an Isolatoren sowie durch potentialgesteuerte Beläge und Zwischenschichten in der Isolation.

Der elektrische D. führt zur örtlichen oder vollkommenen Zerstörung des Isolators. Der Isolator verliert seine isolierenden Eigenschaften. Bei Metallen führt eine zu hohe elektrische Feldstärke über die entstehende Joulesche Wärme zum Schmelzen oder zur Verdampfung. Auch Halbleiter schmelzen unter der Wirkung zu großer Ströme. In Gasen kommt es zu Entladungserscheinungen, die bis zur Entstehung eines Lichtbogens gehen.

Die *Durchschlagsfeldstärke* ist die Feldstärke, bei der ein irreversibler Anstieg der Leitfähigkeit eines Dielektrikums beobachtet wird. In Flüssigkeiten und Gasen kann nach dem Abklingen bestimmter Anregungszustände und Ionisationen der Ausgangszustand wiederhergestellt werden. Meist laufen auch hier irreversible Vorgänge in Form chemischer Reaktionen ab.

Auf Grund der komplizierten physikalischen und chemischen Struktur von Isolierstoffen hat der Vorgang des elektrischen D.s komplizierten Charakter. Eine Aufklärung der Zusammenhänge gelang erst an reinen Dielektrika unter definierten Bedingungen. Experimentell mißt man die Durchschlagsfeldstärke an planparallelen Proben, wobei auf eine gute Kontaktierung zu achten ist. Die Abmessung der Elektroden muß groß gegen den Elektrodenabstand sein, um den Einfluß der Streufelder sicher ausschließen zu können. Entweder wird die Spannung an den Elektroden langsam erhöht, oder es werden Spannungsimpulse wachsender Höhe angelegt. Man unterscheidet deshalb zwischen *stationärem D.* und *Impulsdurchschlag*.

Während der Ermittlung der Durchschlagsfeldstärke können prinzipiell die Temperatur, die Art des Elektrodenmaterials und die Wellenform der angelegten Spannung variiert werden.

1) *Eigendurchschlag* (*rein elektrischer D.*). Diese Art des D.es ist rein elektronischer Natur, die Durchschlagsfeldstärke ist eine Materialeigenschaft des Dielektrikums. Eigendurchschlag tritt vorwiegend bei Temperaturen bis oder unterhalb Zimmertemperatur auf. Die Durchschlagsfeldstärke ist unabhängig von der Form und der Größe der Meßprobe und wird auch nicht durch das Elektrodenmaterial beeinflußt. Bei der theoretischen Behandlung dieses Vorgangs wird davon ausgegangen, daß in Dielektrika mit einem spezifischen Widerstand $\zeta \geqq 10^{14}\,\Omega\mathrm{m}$ Leitungselektronen vorhanden sind. Diese Ladungsträger werden bei extrem hohen Feldstärken so weit beschleunigt, daß die entstehende Stromwärme, die an das Gitter übertragen werden muß, merklich wird. Ausschlaggebend für diesen Vorgang sind Materialeigenschaften, wie die effektive Masse, die Konzentration und die Beweglichkeit der Ladungsträger. Bei sehr hohen Feldstärken erreichen die Elektronen hohe Geschwindigkeiten. Die durch Streuprozesse an das Gitter übertragenen Energien reichen aus, um lokal das Gitter zu zer-

stören. Das geschieht meist in Durchschlagskanälen. Die Zeitdauer für den D. beträgt 1 μs und weniger. In organischen Polymeren kommt es durch pyrolytische Prozesse und Graphitierungsprozesse zur Ausbildung stark leitender Bahnen. Der Eigendurchschlag wird auch in Gläsern, Glimmer und Alkalihalogeniden beobachtet.

2) *Thermischer D.* Dieser Durchschlagsmechanismus ist zusätzlich von der Wellenform der angelegten Spannung, der Probengeometrie, der Art der Elektroden und der Art der Wärmeableitung durch das die Probe umgebende Medium abhängig. Der thermische D. tritt vorwiegend bei Temperaturen oberhalb Zimmertemperatur auf. Experimentell kann unterschieden werden zwischen a) thermischem D. unter Gleichspannungsbelastung, b) thermischem D. bei Anliegen einer sinusförmigen Wechselspannung und c) thermischem D. bei impulsförmiger Spannung. Die gefundenen Durchschlagsfeldstärken, am selben Material ermittelt, nehmen in der Reihenfolge $E_a > E_b > E_c$ ab. Bei Impulsbelastung ist der Einfluß der Probengeometrie weniger stark, da hier vorwiegend adiabatische Vorgänge vorliegen. Die Zeitdauer für den Durchschlagsvorgang beträgt mehr als 1 ms. Eine entscheidende Materialgröße ist die spezifische Wärmeleitfähigkeit. Daß es sich um einen vorwiegend thermisch bedingten Vorgang handelt, läßt sich an dickeren Proben leicht nachweisen. Der thermische D. beginnt dort, wo zuerst eine kritische Temperatur erreicht wird. Das ist in einer Fläche im Dielektrikum der Fall, die genau in der Mitte zwischen den beiden Elektroden liegt.

3) *Lawinendurchschlag.* In Festkörpern kann unter bestimmten Bedingungen ein zur Gasentladung analoger Vorgang ablaufen. Das Wesen des Lawinendurchschlags besteht darin, daß einige wenige Elektronen an der Katode injiziert werden und durch Elektronenstoß weitere Ladungsträger freisetzen. Diese Elektronen werden im anliegenden Feld beschleunigt und lösen ihrerseits weitere Elektronen aus.

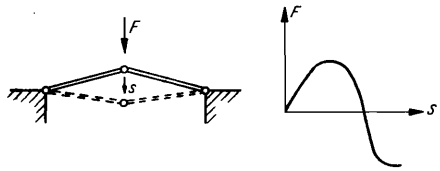
Der Lawinendurchschlag kann vom Eigendurchschlag unterschieden werden. Beim Lawinendurchschlag steigt der Strom nur allmählich mit der Feldstärke an. Es kommt zu einem Rauschen in der Probe. Vor Erreichen der Durchschlagsfeldstärke treten Stromspitzen auf, ohne daß schon ein D. erfolgt. Sehr dünne Proben können keinen Lawinendurchschlag erleiden, da die Strecke, die zur Vervielfachung der Elektronen bei vorgegebener Stoßweglänge zur Verfügung steht, für die Lawinenbildung nicht ausreicht.

Tab.: *Durschlagsfeldstärken für einige Materialien*

Stoff	E_D in MV/cm
Glas	4 ··· 7
Quarz	4 ··· 6
Glimmer	8 ···12
Polyäthylen	7
Polymethylmetakrylat	12
Polystyrol	5 ··· 7
Polyisobutylen	3
Polyvinylchlorid	0,1 ··· 0,6
Porzellan	1 ··· 3
Hartpapier	0,01··· 0,1
Transformatorenöl	0,05··· 0,3

Für die praktische Anwendung sind die Durchschlagsfeldstärken nur bei sehr dünnen Schichten mit Dicken $\leqq 1$ μm Richtwert. Bei Isolationsproblemen mit Schichtdicken $\geqq 1$ mm dürfen nur Bruchteile dieser Durchschlagsfeldstärken als Höchstbelastung auftreten. Es ist auch streng zwischen Labormessungen und Belastungen in der Praxis mit Einflüssen der Verschmutzung, der Feuchtigkeit, der Einwirkung von Chemikalien u. ä. zu trennen.

Durchschlagen. Flache Stabanordnungen und Schalen neigen infolge einer nichtlinearen und



Durchschlagen eines flachen Dreigelenkbogens infolge teilweise fallender Kraft-Weg-Charakteristik

teilweise fallenden Kraft-Weg-Linie zum instabilen Verhalten und können nach der anderen Seite durchschlagen.

Durchschlagskanal, ein optisch erkennbares strukturelles Gebilde in einem Dielektrikum nach erfolgtem elektrischen → Durchschlag. Es entsteht durch örtliche Zerstörung des Dielektrikums infolge der fadenförmigen Einschnürung der Strombahnen.

Durchschnitt, → Menge.

Durchstrahlaufnahmen, Debye-Scherrer- oder Laue-Aufnahmen, bei denen ein ebener Film oder eine photographische Platte von der Röntgenstrahlquelle aus gesehen hinter der Probe angeordnet ist, so daß Linien bzw. Reflexe mit kleinem Glanzwinkel registriert werden.

Durchstrahlungselektronenmikroskop, *Übermikroskop,* ein elektronenoptisches Gerät zur Erzielung vergrößerter Abbildungen durchstrahlbarer Objekte. Das Auflösungsvermögen des D.s ist auf Grund der kurzen Wellenlänge der zur Abbildung benutzten Elektronen um zwei bis drei Zehnerpotenzen besser als das des üblichen mit Lichtstrahlen arbeitenden Mikroskops. Es beträgt für die üblichen Routine-Durchstrahlungselektronenmikroskope 1 bis 1,5 nm, für Hochleistungsgeräte mit extrem stabilisierter Elektrik und präziser Feinmechanik etwa 0,5 nm. Hinsichtlich des Abbildungsstrahlenganges hat man eine enge Analogie zwischen Licht- und Elektronenmikroskop (Abb. S. 317). Den Glaslinsen der Lichtoptik entsprechen die elektrischen oder magnetischen Elektronenlinsen, anstelle der Lichtquelle wird eine Elektronenkanone benutzt, und die beim Lichtmikroskop mit Projektiv notwendige Mattscheibe wird — abgesehen von vorhandenen photographischen Einrichtungen — durch einen Leuchtschirm ersetzt. Um eine Streuung der zur Abbildung benutzten Elektronen an den Luftmolekülen zu vermeiden, muß im Innern der Mikroskopsäule mit Hilfe einer Hochvakuumanlage ein Vakuum von etwa 10^{-5} Torr erzeugt werden. Notwendig ist ferner eine Hochspannungsanlage zur Erzeu-

gung von Elektronen geeigneter Geschwindigkeit. Üblicherweise werden die vergrößerten elektronenmikroskopischen Abbildungen in einem dreistufigen Strahlengang erzeugt, der zwischen Objektiv und Projektiv eine weitere Linse, die Zwischenlinse, notwendig macht. Diese Zwischenlinse ist außerdem wichtig, wenn nicht nur die elektronenmikroskopische Abbildung, sondern vom gleichen Objektbereich auch noch das Beugungsdiagramm (→ Elektronenbeugung) erzeugt werden soll.

Ein gerätetechnisch relativ aufwendiges D. ist das *Höchstspannungselektronenmikroskop*, das mit einer Strahlspannung im Bereich von 1000 kV arbeitet und zur Durchstrahlung von Objekten bis zu einigen μm Dicke geeignet ist.

Durchtrittsreaktion, → Elektrodenvorgänge.

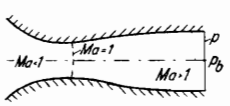
Düringsches Gesetz, → Ramsay-Youngsches Gesetz.

Dur-Skala, → Tonskalen.

Düse, strömungstechnisches Bauteil zur möglichst verlustarmen Umwandlung von Druckenergie in Geschwindigkeitsenergie. Da die Strömung beschleunigt wird, besteht bei stetigem Querschnittsverlauf im Unterschallbereich keine Gefahr der → Grenzschichtablösung. Der → Strömungswiderstand wird in diesem Fall nur durch Reibung hervorgerufen. D.n werden angewandt zur Erzeugung von Freistrahlen, zur Vergleichmäßigung von Strömungen, zur Mengenmessung und zum Zerstäuben.

1) D.n für Unterschallströmungen. Nach der → Kontinuitätsgleichung verengt sich der Querschnitt in Strömungsrichtung (Abb. 1). Es kann höchstens Schallgeschwindigkeit im Düsenaustritt erreicht werden. Die *Meßdüse* ist ein Mengenmeßgerät, das ähnlich wie die Drosselscheibe arbeitet, aber im Gegensatz zu dieser eine gut gerundete Öffnung besitzt. Die *Venturi-Düse* (Abb. 2), auch *Venturi-Rohr* genannt, dient ebenfalls zur Durchflußmessung. Da eine plötzliche Erweiterung fehlt, sind die Druckverluste niedriger als bei der Drosselscheibe. Der sich an die Düse anschließende → Diffusor ist so ausgelegt, daß Ablösung vermieden wird. Aus der Messung der Druckdifferenz Δp zwischen Zulaufdruck und Druck im engsten Querschnitt kann nach Eichung die durchfließende Menge ermittelt werden. Bei guter Formgebung ist die Kontraktionsziffer gleich eins, die Geschwindigkeitsziffer ist jedoch etwas kleiner als eins.

2) D.n für Überschallströmungen. Zur Erzeugung von Überschallgeschwindigkeit ist eine *Laval-Düse* (Abb. 3) erforderlich, die aus



3 Laval-Düse

einem konvergenten Kanal und einem sich daran anschließendem divergenten Kanal besteht. Im engsten Querschnitt A^* herrscht Schallgeschwindigkeit (→ Ausströmen). Der Druck p im Austrittsquerschnitt A der D. hängt nur vom Kesseldruck p_R und dem Flächenverhältnis A/A^* ab. Während bei Unterschallströmungen der Druck p mit dem Umgebungsdruck p_b übereinstimmt, braucht das bei Überschallströmungen nicht zu sein. Abhängig vom Gegendruck p_b können sich für vorgegebene Werte von p_R und A/A^* in der Laval-Düse verschiedene Betriebszustände einstellen:

a) $p_b = p$; Auslegungszustand; der aus der Düse austretende Strahl behält seine Geschwindigkeit bei.

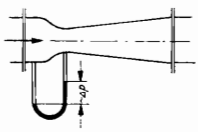
b) $p_b < p$; hinter der Düse kommt es zur Nachexpansion des Strahles, die mit Hilfe des → Charakteristikenverfahrens behandelt werden kann.

c) $p_b > p$; bei geringem Überdruck bilden sich hinter der D. → Verdichtungsstöße, die den Strahldruck auf den Gegendruck erhöhen. Bei weiterer Zunahme des Gegendruckes wandern diese in die D. hinein und führen zur Strahlablösung, bis schließlich die gesamte Überschallströmung zusammenbricht. Die Strömung durch die Laval-Düse verläuft dann völlig im Unterschallbereich.

Die Kontur der Laval-Düse kann nach dem Charakteristikenverfahren so geformt werden, daß der austretende Strahl parallel verläuft. Die Laval-Düse findet breite Anwendung im Dampfturbinenbau, bei Raketenschubdüsen und in Windkanälen.



1 Düse zur Erzeugung eines Unterschallfreistrahls



2 Venturi-Düse

Düsenantrieb, svw. Strahltriebwerk.

***d*-Wert,** d_{hkl}, in der Kristallographie übliche Kurzbezeichnung für den Abstand zwischen zwei benachbarten Ebenen einer Netzebenenschar (hkl) eines Kristalls.

dwt, Tabelle 2, Masse.

Dyade, ein Tensor zweiter Stufe.

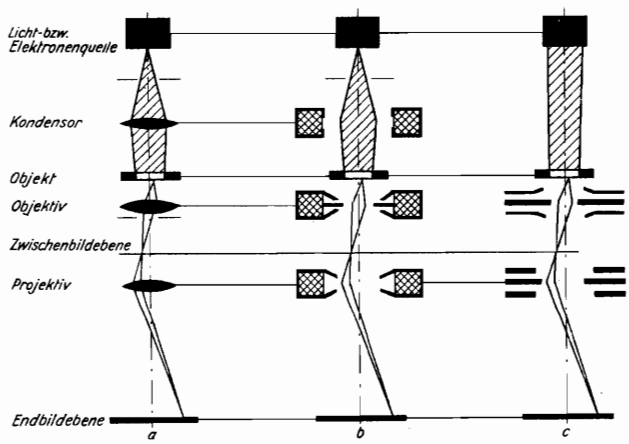
dyadisches Produkt, → Tensor.

dyn, → Dyn.

Dyn, Kurzz. dyn, inkohärente Einheit der Kraft. Vorsätze erlaubt. 1 dyn = 10^{-5} N.

Dyname, → Kräftereduktion.

Dynamik, Lehre von den Bewegungen, d. s. Zustandsänderungen physikalischer Systeme unter dem Einfluß äußerer oder innerer Kräfte bzw. Wechselwirkungen. Die D. im engeren Sinne beschäftigt sich lediglich mit den Änderungen des mechanischen Zustandes der Systeme, z. B.



Prinzipieller Strahlengang bei der zweistufigen Abbildung: *a* Lichtmikroskop, *b* magnetisches Elektronenmikroskop, *c* elektrostatisches Elektronenmikroskop

die D. der Massepunkte und des starren Körpers sowie die Aerodynamik (→ Aeromechanik) und die → Hydrodynamik. Zur D. im weiteren Sinne gehören die → Thermodynamik, die nur innere Zustandsänderungen behandelt, sowie die → Elektrodynamik und die D. der Elementarteilchen, die vorwiegend die Zustandsänderungen entsprechender Felder untersuchen, wobei sowohl eine raum-zeitliche Änderung als auch eine Änderung innerer Parameter auftreten kann. Ein Spezialfall der D. ist die → Statik, die das Gleichgewicht von Kräften, Reaktionen oder Prozessen untersucht.

Die Aufgabe der D. ist die Aufstellung von *dynamischen Grundgesetzen*, d. s. die *Bewegungsgleichungen*, und deren praktische Lösung. Die Bewegungsgleichungen bestimmen die Bewegung physikalischer Systeme in Raum und Zeit. Sie ergeben sich meist als gewöhnliche Differentialgleichungen oder aber als bestimmte Typen partieller Differentialgleichungen oder als Systeme von solchen, die Differentiationen nach der Zeit, dem Ort und unter Umständen anderen Parametern enthalten. Sie werden häufig nur in ihrer linearisierten Form behandelt, bei der die gesuchten Größen und deren Ableitungen weder quadratisch noch mit höheren Potenzen auftreten. Dies ist jedoch lediglich als eine erste Annäherung an die wahre Bewegung anzusehen, obwohl auf diese Weise bereits sehr weitreichende Aussagen gemacht werden können. Zur Erklärung von Feinheiten der Erscheinungen ist die Berücksichtigung nichtlinearer Glieder unumgänglich (→ nichtlineare Schwingungen, → Quantenfeldtheorie). Systeme von gewöhnlichen linearen bzw. partiellen hyperbolischen Differentialgleichungen haben stets ganze Scharen von Lösungen, die erst durch die Angabe von bestimmten *Anfangswerten* (*Anfangsbedingungen*) eindeutig bestimmt sind; hierfür kann man die Werte der direkt beobachtbaren Größen, d. s. die Observablen, zu einem bestimmten Zeitpunkt t_0 wählen. Diese eindeutige Bestimmtheit der Bewegung bei Kenntnis eines vollständigen Satzes von Observablen zur Zeit t_0 ist eine Folge des kausalen Zusammenhangs (→ Kausalität) der physikalischen Erscheinungen. Die Bewegungsgleichungen werden der Einfachheit halber nicht immer für die Observablen, sondern auch oft für die → dynamischen Variablen formuliert, aus denen sich die Observablen rekonstruieren lassen.

Spezielle Bewegungsgleichungen sind die → Newtonsche Bewegungsgleichung, die Eulerschen Kreiselgleichungen, die Maxwellschen Gleichungen der Elektrodynamik, die → Navier-Stokes-Gleichungen der Hydrodynamik sowie die → Schrödinger-Gleichung und die Heisenberg-Gleichung der → Quantenmechanik; sie stellen jeweils die Grundgleichungen für einen ganzen Zweig der Physik dar.

dynamische Fließbedingung, → Fließbedingung.

dynamische Formänderung, Formänderung, deren Zeitabhängigkeit in die Untersuchungen eingeht. Die Betrachtung d.r F.en tritt neuerdings immer stärker in Erscheinung, da Einflüsse der Formänderungsgeschwindigkeit und der Trägheitswirkungen auf den Spannungszustand besonders bei modernen Umformverfahren nicht mehr unberücksichtigt bleiben können.

dynamische Hochdruckphysik, → Hochdruckphysik 2).

dynamische Kernpolarisation, → polarisierte Kerne.

dynamische Programmierung, die Weiterentwicklung des Hamilton-Jacobi-Prinzips der Mechanik (nach Bellmann) auf beliebige Steuerungsaufgaben unter Zulassung von Beschränkungen der Steuervariablen auf abgeschlossene Mengen (Maximumprinzip nach Pontrjagin). Im Spezialfall dynamischer Systeme, die durch Differentialgleichungen der Form $dz/dt = f(z, y)$ beschrieben werden, ist $z = (z_1, z_2, \ldots, z_n)$ der Zustandsvektor, $y = (y_1, y_2, \ldots, y_m)$ der Steuervektor des Systems, und es ist eine zulässige Steuerung $y \in Y$ gesucht, die das System aus dem Zustand $z(t_1)$ in den Zustand $z(t_2)$ überführt und die Gütefunktion

$$x(t_2) = \int_{t_1}^{t_2} f_0(z(t')\, y(t'))\, dt'$$

zum Minimum macht.

Es ist zweckmäßig, vom stetigen zu einem diskontinuierlichen System überzugehen: $z^{i+1} = z^i + F(z^i, y^i)$; $F(z^i, y^i) = f(z^i, y^i)\,\Delta t$ für $i = 0, 1, 2, \ldots, n$, wenn $z^0 = z(t_1)$, $z^{n+1} = z(t_2)$ und $x^i = \sum_{j=0}^{i} F_0(z^j, y^j)$; $\quad F_0(z^j, y^j) = f_0(z^j, y^j)\,\Delta t$. Gesucht ist dann eine solche Steuerkette $y^0, y^1, y^2, \ldots, y^n$ aus zulässigen Steuerungen, die das System von z^0 in z^{n+1} überführt, so daß x^n minimal wird. Es handelt sich hierbei um die Optimierung eines Automaten.

Die Strategie der dynamischen Optimierung ergibt sich daraus, daß das Endstück einer optimalen Trajektorie selbst eine optimale Trajektorie sein muß. Befindet sich zum Takt n das System im nicht näher bekannten Zustand z^n, so ergibt sich für die vorteilhafteste Steuerung y^n die Bedingung $W(z^n) = \min_{y^n} F_0(z^n, y^n) = F_0(z^n, y^{n*})$. Befindet sich das System einen Takt früher im unbekannten Zustand z^{n-1}, so besteht für die beste Steuerung y^{n-1*} die Forderung $W(z^{n-1}) = \min_{y^{n-1}} \{F_0(z^{n-1}, y^{n-1}) + W[F(z^{n-1}, y^{n-1})]\}$. Die zugehörige optimale Steuerung $y^{n-1*} = y^{n-1}(z^{n-1})$ muß als Funktion gespeichert werden. Befindet sich das System zum Takt k in dem unbekannten Zustand z^k, so ergibt sich die günstigste optimale Steuerung aus $W(z^k) = \min_{y^k} \{F_0(z^k, y^k) + W[F(z^k, y^k)]\}$, und auch die zugehörige optimale Steuerfunktion $y^{k*} = y^k(z^k)$ wird gespeichert. Dies wird durchgeführt für $k = n, n-1, \ldots, 0$; da aber $z^0 = z(t_1)$ bekannt ist, kann im umgekehrten Gang mit Hilfe der gespeicherten optimalen Steuerfunktionen und der Systemgleichungen die optimale Steuertrajektorie bestimmt werden.

Die dynamische Optimierung ist für die numerische Behandlung von Problemen der Optimalsteuerung von großer Bedeutung.

dynamische Symmetrie, → Symmetriemodelle.

dynamische Theorie, Theorie zur Beschreibung der Interferenzeffekte, die bei der Streuung von Röntgenstrahlen, Neutronen, Elektronen oder anderen Strahlungsarten durch eine Vielzahl

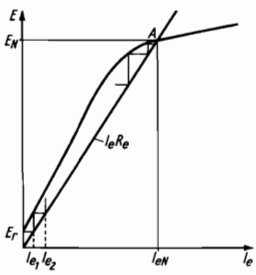
von regelmäßig angeordneten atomaren Objekten (Streuzentren), also im wesentlichen Kristallen, entstehen. Diese Interferenzeffekte sind grob durch die Braggschen Reflexbedingungen charakterisiert. Die d. T. befaßt sich mit der Intensität und Feinstruktur der Interferenzmaxima, die nur wenige Bogensekunden breit sind. Es wird dabei für jede infolge Streuung durch ein Streuzentrum entstehende Welle deren erneute Streuung durch alle anderen Streuzentren berücksichtigt (*Vielfachstreuung*). Darin unterscheidet sich die d. T. grundlegend von der bekannteren geometrischen (kinematischen) Interferenztheorie, die alle infolge Streuung durch mehr als ein Streuzentrum entstehenden Teilwellen vernachlässigt, die also nur die Einfachstreuung berücksichtigt. Da die Vielfachstreuung nur wesentlich ist, wenn zwischen den einzelnen bei einem Streuzentrum einlaufenden Teilwellen definierte Phasenbeziehungen bestehen und die Anzahl dieser Teilwellen groß ist, wird die Anwendung einer dynamischen Interferenztheorie nur für große und hinreichend störungsfreie Einkristalle bei näherungsweise erfüllten Bragg-Bedingungen erforderlich. Bei Streuung von Röntgenstrahlung oder Neutronen müssen die Ausdehnung des Kristalls größer als 10^{-4} cm und seine Versetzungsdichte kleiner als 10^4 cm^{-2} sein; sonst liefert die wesentlich einfachere geometrische Theorie genügend genaue Ergebnisse. Charakteristisch für die experimentellen Ergebnisse, die nur auf Grund einer d.n T. verstanden werden können, ist der erstmals 1941 von G. Borrmann bei der Durchstrahlung eines Quarzkristalls beobachtete Effekt der „anomalen Absorption", das ist eine anomal geringe Absorption der Strahlung bei einer genähert erfüllten Bragg-Bedingung. Entsprechende Ergebnisse wurden später auch bei der Streuung von Neutronen und Elektronen beobachtet. Für diesen Effekt liefert die d. T. folgende Erklärung: Bei genügend genauer Erfüllung der Bragg-Bedingung entsteht im Kristall ein stehendes Wellenfeld, dessen Knotenflächen in den reflektierenden Netzebenen liegen. Der im stehenden Wellenfeld enthaltene Teil der Strahlung strömt so parallel zu den Knotenflächen durch den Kristall, indem er den absorbierenden Atomen ausweicht. Eine weitere, von der d.n T. erklärbare Erscheinung ist der *Pendellösungseffekt*, der in einer periodischen Umverteilung der durchgehenden Intensität zwischen Primärstrahl und Reflex (im Laue-Fall) bei Veränderung der Dicke des beugenden Einkristallplättchens besteht.

In ihren Grundlagen wurde die d. T. für Elektronen etwa 1917 durch P. P. Ewald entwickelt, während die moderne d. T. der Röntgenstrahlinterferenzen wesentlich auf eine von M. v. Laue im Jahre 1931 angegebene Formulierung zurückgeht.

dynamische Variable, veränderlicher Parameter oder veränderliche Größe, die das dynamische Verhalten eines physikalischen Systems wesentlich bestimmt. In der Mechanik wählt man als d. V.n zweckmäßig die → verallgemeinerten Koordinaten und die zu diesen kanonisch konjugierten Impulse, die insgesamt als *kanonische Variablen* bezeichnet werden. D. V.n müssen nicht notwendig meßbare physikalische Größen, d. h. → Observablen, sein, sondern es können mathematische Hilfsgrößen sein, aus denen die physikalischen Größen aufgebaut werden, wie dies in der Quantentheorie oft der Fall ist. Beispielsweise ist die Wellenfunktion ψ eine d. V., die nicht direkt meßbar ist und von der nur das Quadrat ihres Betrages $|\psi|^2 = \psi^*\psi$ von physikalischer Bedeutung ist.

Dynamo, 1) Dynamomaschine, svw. Generator, → elektrische Maschine. **2)** → atmosphärischer Dynamo.

dynamoelektrisches Prinzip, das Prinzip der Selbsterregung von Gleichstromnebenschlußgeneratoren (→ elektrische Maschinen). W. v. Siemens stellte 1866 fest, daß der im Eisenkreis eines Generators vorhandene Restmagnetismus (→ Remanenz) ausreicht, um eine geringe Spannung, die Remanenzspannung, zu induzieren, die einen kleinen Strom durch Anker und parallelgeschaltete Erregerwicklung antreibt. Das magnetische Feld dieses Stroms verstärkt das vorhandene Restfeld, und die im Anker induzierte Spannung wird größer. Dadurch steigt



Selbsterregung eines Gleichstromnebenschlußmotors. E induzierte Ankerspannung (Ankerklemmenspannung), I_eR_e Spannungsabfall über der parallelgeschalteten Erregerwicklung, I_e Erregerstrom, E_r Remanenzspannung, E_N und I_{eN} Nennwerte, A Arbeitspunkt mit $E_N = I_{eN} \cdot R_e$

wieder der Erregerstrom, und die Spannung der Maschine wächst bis zur Arbeitsspannung an. Bei dieser Spannung sind der Spannungsbedarf der Erregerwicklung und die Ankerklemmenspannung gleich groß, so daß der Erregerstrom nicht weiter ansteigen kann.

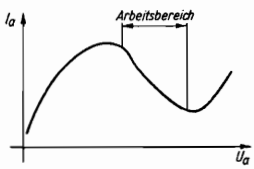
Dynamometer, insbesondere zur Kraftmessung verwendetes Gerät. Die wirkungsweise *mechanischer D.* beruht auf der Deformation von Federn (*Federdynamometer*) unter Einwirkung von Druck- und Zugkräften. *Hydraulische D.* messen die Kraft, die auf einen bestimmten Querschnitt wirkt und als Druck an einem Manometer angezeigt wird. *Elektrische D.* sind die allgemeinste Form von Drehspulinstrumenten; sie werden in Strom- und Spannungsmeßgeräten verwendet (→ Elektrodynamometer). Zur Kraftmessung werden auch *elektromagnetische D.* benutzt, bei denen die Anziehungskraft ferromagnetischen Materials genutzt wird. Nach dem gleichen Prinzip werden Meßbereichsumformer hergestellt. Auch Dehnungsmeßstreifen, die auf ein dynamometrisches Element geklebt werden, dienen als D. *Quarzdynamometer* gestatten die Messung von Kräften zwischen 10^{-2} und 10^6 N.

Dynamotheorie, physikalische Theorie der Geophysik auf der Grundlage der Maxwellschen Gleichungen. Es werden die magnetischen Induktionswirkungen elektrischer Leiter bei Bewegung relativ zum Erdmagnetfeld untersucht (→ Erdmagnetismus). Aus den regelmäßigen täglichen Variationen des Erdmagnetfeldes lei-

Dynatron

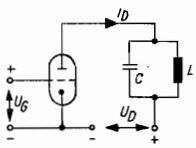
tet man das Modell des atmosphärischen Dynamos ab. Als Ursache werden die durch die wechselnde Ionisation der E-Schicht (→ Ionosphäre) entstehenden Ströme angesehen. Zur Erklärung der Existenz des Erdmagnetfeldes, seiner geomagnetischen Struktur, der Westdrift sowie möglicher Richtungsumkehrungen des Erdmagnetfeldes werden Stromsysteme an der Grenze Erdmantel/Erdkern (→ Erde) durch die D. des Erdkerns postuliert.

Dynatron, allgemein Bezeichnung für jedes elektrische Steuerorgan, dessen Strom-Spannungs-Kennlinie einen Bereich mit negativem Anstieg aufweist (Abb. 1) und bei dem der Übergang



1 Kennlinie eines Dynatrons

vom positiven zum negativen Widerstandsast über den Wert $R_1 = \frac{dU}{dI} = \infty$ erfolgt. Ursprünglich wurde als D. eine Triode unter speziellen Betriebsbedingungen bezeichnet. Legt man an das Steuergitter einer Triode eine stark positive Gitterspannung U_G an und nimmt den Anodenstrom I_D in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_D auf (Abb. 2), so beobachtet man zunächst mit zunehmender Anodenspannung ein Ansteigen des Anodenstroms, nach einer gewissen Spannung beginnt dieser jedoch infolge der an der Anode ausgelösten Sekundärelektronen zu fallen und steigt erst wieder an, nachdem die Anodenspannung größer als die Gitterspannung geworden ist. Die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronen kann größer als die der Primärelektronen sein, so daß der Strom sogar negative Werte annehmen kann. Durch den negativen Innenwiderstand im Bereich der fallenden Kennlinie kann der im Anodenkreis liegende Parallelschwingkreis bis zur Selbsterregung entdämpft und zu Schwingungen angeregt werden. Ähnliche Kennlinienverläufe ergeben sich z. B. bei einer Pentode zwischen Anode und Schirmgitter, wenn das Bremsgitter in seiner Funktion ausgeschaltet wird, und bei einer Tunneldiode. Ein künstliches D. stellt jede Transistor- oder Röhrenschaltung mit positiver Rückkopplung dar, die in Verbindung mit einem Parallelschwingkreis zu stabilen Schwingungen erregt werden kann.



2 Schaltung eines Dynatrons. $U_G > U_D$

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Dynoden, → Sekundärelektronenvervielfacher.

Dysonsche U-Matrix, → S-Matrix.

dystektischer Punkt, Maximum der Schmelzpunktskurve im Schmelzdiagramm, in dem die Schmelze im Gleichgewicht mit einer festen Phase gleicher Zusammensetzung ist (*kongruent schmelzende Verbindung*).

e, 1) Zeichen für die transzendente Zahl 2,718281828459045 2... (unendlicher nicht periodischer Dezimalbruch), auch „Eulersche Zahl" genannt. Die Zahl e ist definiert 1) als Grenzwert des Ausdrucks $\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n$, wenn n gegen Unendlich strebt, d. h. $e = \lim_{n\to\infty} \left(1 + \frac{1}{n}\right)^n$, 2) als Summe der unendlichen Reihe $e = 1 + \frac{1}{1!} + \frac{1}{2!} + \frac{1}{3!} + \cdots + \frac{1}{n!} \cdots$. e spielt in der Mathematik eine fundamentale Rolle. Unter anderem dient e als Basis der natürlichen Logarithmen und der Exponentialfunktion.

2) Zeichen für Elektron: e oder ⊖ für das Elektron in chemischen Reaktionsgleichungen, e^- an Stelle von ${}^0_{-1}e$, e^+ statt ${}^0_{+1}e$ (Positron).

3) *e*, Zeichen für → elektrische Elementarladung.

4) $\vec{e}$, dreidimensionaler Einheitsvektor.

°e, → Härtegrade.

E, 1) → Energie. **2)** Beleuchtungsstärke (→ photometrische Größen und Einheiten). **3)** Bestrahlungsstärke (→ Strahlungsgrößen). **4)** → Elastizitätsmodul. **5)** → Schallenergie. **6)** $\vec{E}$, → elektrische Feldstärke.

°E, → Engler-Grad.

Eager, svw. Bore.

E-Band, → Frequenz.

ebene Gruppe, → Symmetrie.

ebene Raumgruppe, → Symmetrie.

ebene Welle, durch die Funktion

$$u = a \cos [\omega(t - x/c) + \delta] \qquad (1)$$

ausgedrückte, sich in x-Richtung ausbreitende Welle, deren Flächen gleicher Phase, also mit $\omega(t - x/c) + \delta = \text{konst.}$, *Ebenen* sind. u ist die Größe der sich periodisch in Raum (Wellenlänge $\lambda = 2\pi c/\omega = c/\nu$) und Zeit (Periode $T = 2\pi/\omega = 1/\nu$) ausbreitenden Störung, z. B. eine Komponente der elektrischen Feldstärke. Bei e.n W.n hängt die Phase linear von der Koordinate x in Ausbreitungsrichtung ab, so daß die Ebene $x = \text{konst.}$, deren Normale in Ausbreitungsrichtung weist, eine Fläche gleicher Phase ist. δ ist die Anfangsphase der Welle, und $c = \lambda\nu$ ist die Geschwindigkeit, mit der die Ebene gleicher Phase fortschreitet. Wenn die Ausbreitungsrichtung der e.n W. mit den Koordinatenachsen die Winkel α, β, γ bildet, folgt

$$u = a \cos [\omega(t - (x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma)/c) + \delta] \qquad (2)$$

und wegen $c = \lambda\nu$ und $\omega = 2\pi\nu$

$$u = a \cos [2\pi(\nu t - \nu(x \cos\alpha + y \cos\beta + z \cos\gamma)/\lambda\nu) + \delta]. \qquad (3)$$

Durch Einführung des Wellenvektors

$$\vec{k} = \frac{1}{\lambda} (\cos\alpha, \cos\beta, \cos\gamma) = (1/\lambda)\, \vec{n}$$

vom Betrag $k = 1/\lambda$ ($\vec{n}$ ist der Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung der e.n W.) wird (3) zu

$$u = a \cos [2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r}) + \delta] \qquad (4)$$

vereinfacht. (4) kann in komplexer Form geschrieben werden:

$$u = a \exp [i[2\pi(\nu t - \vec{k}\vec{r}) + \delta]. \qquad (5)$$

Spaltet man in (5) die komplexe Amplitude $\underline{A} = a \exp(i\delta)$ ab, so ergibt sich als gebräuchlicher Ausdruck für die e. W.

$$u = \underline{A} e^{2\pi i(\nu t - \vec{k}\vec{r})}, \qquad (6)$$

dessen Realteil nur physikalische Bedeutung hat.

Häufig findet man auch

$$u = A e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \quad (7)$$

wenn der Wellenvektor mit $\vec{k} = (2\pi/\lambda)(\cos\alpha, \cos\beta, \cos\gamma)$ definiert wurde.

Zur quantenmechanischen Berechnung von Streuprozessen werden die freien Geschoßteilchen, die sich mit dem Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ in positiver z-Richtung zum Target hinbewegen, durch Wellenfunktionen von der Form e.r W.n

$$\psi = \text{konst.} \cdot e^{ikz} \quad (8)$$

beschrieben (→ quantenmechanische Streutheorie). Die Funktion $\exp(ikz)$ läßt sich nach den Wellenfunktionen ψ_{klm} für die freie Bewegung mit bestimmten Drehimpulsen entwickeln, wobei $m = 0$ ist, da die zu entwickelnde Funktion axialsymmetrisch zur z-Achse, also unabhängig von φ ist. Es gehen nur Funktionen mit gleichem k ein, weil die Energie im betrachteten Zustand den Wert $\hbar^2k^2/2m$ hat. Es gilt also

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} a_l \psi_{kl0} = \sum_{l=0}^{\infty} a_l R_{kl}\theta_{l0}\Phi_0$$

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} C_l P_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{k}\right)^l \left(\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\right)^l \frac{\sin kr}{kr} \quad (9)$$

mit $z = r \cdot \cos\theta$ und a_l und C_l als Konstanten.

Durch Vergleich der bei $(r \cdot \cos\theta)^m$ stehenden Koeffizienten in der Potenzreihenentwicklung der rechten Seite von (9) und linken Seite von (9) (linke Seite lautet $e^{ikr\cdot\cos\theta}$) nach r ergeben sich die C_l aus

$$\frac{(ikr\cos\theta)^l}{l!} = (-1)^l C_l \frac{(2l)!\,(kr\cos\theta)^l}{2^l\,(l!)^2\,(2l+1)!!}$$

zu $C_l = (-i)^l(2l+1)$, und somit wird die *Entwicklung einer e.n W.* als

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (-i)^l (2l+1) \times$$

$$\times P_l(\cos\theta)\left(\frac{r}{k}\right)^l \left(\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\right)^l \frac{\sin kr}{kr}$$

erhalten, für große r nimmt diese Entwicklung die asymptotische Form

$$e^{ikz} \approx \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^l(2l+1)\, P_l(\cos\theta) \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)$$

an, wie sie in der Streutheorie häufig benutzt wird.

Ebert-Aufstellung, → Monochromator.

Ebullioskopie, → Siedepunktserhöhung.

ebullioskopische Konstante, → Siedepunktserhöhung.

Ecclessche Beziehung, → Plasmaschwingungen.

Echo, *Widerhall,* die Reflexion von Schallwellen an ausgedehnten Hindernissen (Bergwände, Waldränder). Kurze Schallsignale, z. B. einsilbige Wörter, die von einer Reflexionswand zurückgeworfen werden, können bei ausreichend großer Entfernung zwischen Schallquelle und Reflexionswand vom primären Signal getrennt wahrgenommen werden. Für einsilbige Wörter mit einer Aussprechdauer von 0,2 s genügt eine Entfernung von etwa 35 m, um ein E. zu erzeugen. Reflexionen in geschlossenen Räumen mit kleineren Entfernungen von Wand zu Wand führen zum Nachhall (→ Raumakustik).

Echolotung, Methode einer Entfernungsmessung durch Registrierung der Laufzeit eines gerichteten und vom Objekt reflektierten Schallimpulses, meist eines Ultraschallimpulses (*Ultraschallecholotung,* → Ultraschallortung). Besondere Verwendung findet diese Methode bei der Bestimmung der Wassertiefe vom Schiff aus. Aus der bekannten, von Temperatur, Salzgehalt und Druck abhängigen Schallgeschwindigkeit c_s in Wasser und der registrierten Laufzeit t eines Impulses ergibt sich die Wassertiefe $a = c_s t/2$. Der Ultraschallimpuls wird von einem am Schiffsboden befindlichen Sender abgestrahlt und von einem daneben angeordneten Empfänger nach Durchlaufen der Meßstrecke aufgenommen. Die Struktur des Meeresbodens, z. B. felsige Unebenheiten oder Schlamm, äußert sich in der Kurvenform des Empfangssignals. Ausgedehntere Fischschwärme reflektieren ebenfalls das Lotsignal, so daß die E. erfolgreich zur Bestimmung günstiger Fischgründe für die Hochseefischerei eingesetzt werden kann. Hochempfindliche Verfahren erlauben sogar die Feststellung von Anzahl und Art der Fische aus der Form des Empfangssignals.

Die E. kann auch in anderen Medien, z. B. Luft, zur Entfernungsmessung angewandt werden. Die Flughöhe eines Flugzeugs wird heute bevorzugt mit Radar bestimmt.

Die E. wird auch bei der → elektromagnetischen Sondierung der Ionosphäre eingesetzt.

Eckgraph, → Feynman-Diagramm.

Eddingtonsche Zahlen, → Diracsche Hypothese.

Edelgase, die in der 0. bzw. VIII. Hauptgruppe des Periodensystems stehenden chemischen Elemente Helium (He, Kernladungszahl $Z = 2$), Neon (Ne, $Z = 10$), Argon (Ar, $Z = 18$), Krypton (Kr, $Z = 36$), Xenon (Xe, $Z = 54$) und Radon (Rn, $Z = 86$). Die E. sind farb- und geruchlose, einatomige Gase. Chemisch sind sie außerordentlich reaktionsträge. Nur Kr, Xe und Rn bilden mit stark elektronegativen Elementen Verbindungen, z. B. XeF_2, XeF_4, XeF_6, $XeOF_4$, XeO_3, XeO_4, KrF_2. Die chemische Inaktivität und andere physikalische Eigenschaften, z. B. die relativ großen Ionisierungsenergien, sind durch die bei den E.n auf Grund des Bohrschen Aufbauprinzips der Elektronenhülle vorhandenen abgeschlossenen, besonders stabilen Elektronenschalen zu erklären. Die *K*-Schale, die zwei Elektronen aufzunehmen vermag, ist beim Helium besetzt. Die nächste Schale, die *L*-Schale, in die 8 Elektronen eingebaut werden können, wird gerade beim nächsten Edelgas, dem Neon, gefüllt usw. (→ Atomhülle). Diese bei den E.n auftretende besondere Elektronenanordnung wird als *Edelgaskonfiguration* bezeichnet.

Edelgashochdrucklampe, mit Edelgasen unter einem Druck von 10 bis 100 atm gefüllte Gasentladungslichtquelle. Wegen des hohen Drukkes ist die Strahlung der positiven Säule der in ihr brennenden Bogenentladung über weite Gebiete des Spektrums quasikontinuierlich. Um den hohen Ultraviolettanteil der Strahlung ausnutzen zu können, werden solche Hochdrucklampen meist aus Quarzglas hergestellt.

Edelgaskonfiguration, → Edelgase.

Edelmetalle, in der Metallphysik die Metalle Kupfer, Silber und Gold. In den Atomen der E. ist die äußere *s*-Schale mit einem Elektron und die benachbarte *d*-Schale vollständig mit Elektronen besetzt. Im Kristall überlappen sich die entsprechenden *d*-Bänder mit dem *s*-Leitungs-

band, so daß die Leitungselektronen stark durch die *d*-Elektronen beeinflußt werden. Die E. haben eine ähnliche Bandstruktur wie einige → Übergangsmetalle.

In der Chemie versteht man unter E.n diejenigen Metalle, die sehr widerstandsfähig gegen chemische Einwirkungen sind. Dazu gehören Silber, Gold, Quecksilber, Rhenium und die Platinmetalle Ruthenium, Rhodium, Palladium, Osmium, Iridium und Platin.

Edison-Effekt, *glühelektrischer Effekt*, die von Edison entdeckte Erscheinung des Stromflusses von einem glühenden Draht zu einer positiven Elektrode im Vakuum. Die Entdeckung des E.-E.s bildete die Grundlage für die Entwicklung der Elektronenröhren.

E-Einfang, → Betazerfall.

effektive Ausstrahlung, Differenz zwischen dem aufwärts gerichteten Ausstrahlungsstrom und dem abwärts gerichteten Gegenstrahlungsstrom in der Atmosphäre (→ Gegenstrahlung, → Strahlungsprozesse in der Atmosphäre).

effektive Halbwertszeit, → Halbwertszeit.

effektive Kernladungszahl, → Abschirmung 3).

effektive Lagrange-Dichten, → Stromalgebra.

effektive Masse, der Eigenwert des Effektivmassetensors. Der *Effektivmassetensor* wird definiert durch sein Inverses $(m^*_\nu(\vec{k})^{-1})_{ij} = \frac{1}{\hbar^2}\frac{\partial^2 E_\nu(\vec{k})}{\partial \vec{k}_i\,\partial \vec{k}_j}$. Bloch-Elektronen verhalten sich in gewisser Beziehung wie Elektronen mit einer *anisotropen* (*tensoriellen*) Masse m^*, indem Geschwindigkeit $\vec{v}_\nu(\vec{k}) = \frac{1}{\hbar}\nabla_k E_\nu(\vec{k})$ und „Impuls" $\hbar\vec{k}$ nicht gleichgerichtet sein müssen, sondern z. B. bei $\vec{k} = 0$ an einer Bandkante $\hbar\vec{k} = m^*\vec{v}_\nu(\vec{k})$ gilt. Entwickelt man die Bandenergie an einem kritischen Punkt $\vec{k}_0$, so ist im Hauptachsensystem des Effektivmassetensors

$$E_\nu(\vec{k}) = E_\nu(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{(k_i - k_{0i})^2}{m_i} + \cdots$$

m_i sind dabei die drei effektiven M.n, E_ν die Energieeigenwerte, $\vec{k}$ die Wellenvektoren, und $\hbar$ ist die Plancksche Konstante. Das dynamische Verhalten des Bloch-Elektrons ist anisotrop, im allgemeinen hat es in jeder Richtung eine andere Masse. An den Leitungsbandkanten von Silizium und Germanium sind zwei Massen, die *transversalen* Massen, gleich, die dritte Masse (in Richtung des Energieellipsoids) heißt *longitudinale* Masse. Die e. M. ist ein Maß für die Krümmung des Energiebandes. Da das Valenzband an seiner Bandkante negativ gekrümmt ist, ist auch die e. M. der Valenzelektronen an der Bandkante negativ (→ Bändermodell).

Die *Effektivmasseapproximation* ist eine in der Halbleiterphysik wichtige Näherung, bei der der Einfluß des → Kristallpotentials durch eine e. M. des Elektrons beschrieben wird. Unterliegen Bloch-Elektronen neben dem Kristallpotential noch weiteren Einflüssen, wie etwa äußeren elektrischen und magnetischen Feldern, dem Feld einer ionisierten Störstelle oder der Coulombschen Anziehung durch ein Loch (→ Exziton), so kann man die Elektronen wie freie Elektronen behandeln, mit dem Unterschied, daß sie eine unter Umständen anisotrope effektive M. besitzen, falls die äußeren Einflüsse räumlich über mehrere Gitterzellen hinweg nur schwach variieren und keine Übergänge zwischen den Bändern bedingen. Die Effektivmasseapproximation ist nur auf Elektronen in der Nähe einer Bandkante anwendbar, die einen einheitlichen Effektivmassetensor besitzen. Das Kristallpotential $V_0(\vec{r})$ wirkt sich also so aus, als ob die Masse des Elektrons modifiziert worden wäre. Betrachtet man zum Beispiel ein Kristallelektron im Feld einer ionisierten Störstelle (flache → Störstelle), deren Potential $U(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 r}$ außerhalb der Zelle, in der das Störatom sitzt, nur schwach variiert, so ist der Hamiltonoperator $\frac{\hat{p}^2}{2m} + V_0(\vec{r}) + U(r)$ in Effektivmasseapproximation durch $\frac{\hat{p}^2}{2m^*} + U(r)$ zu ersetzen, wenn die Elektronen an der untersuchten Bandkante eine isotrope e. M. m^* haben. Dabei ist $\hat{p}$ der Impulsoperator und ε_0 die statische Dielektrizitätskonstante. Die Eigenfunktionen dieses Äquivalent-Problems, die sogenannten Enveloppenfunktionen, beschreiben den Elektronenzustand nur im groben. Sie sind noch mit der Bloch-Funktion an der Bandkante zu multiplizieren, um die Eigenfunktion des an die Störstelle gebundenen Kristallelektrons zu ergeben.

Die *Exzitonenniveaus* lassen sich ganz analog berechnen.

Die *Zyklotronmasse* ist die e. M. eines Elektrons bei seiner Umlaufbewegung im Magnetfeld. Die Zyklotronmasse m_c hängt mit der → Zyklotronfrequenz ω_c durch die Relation $\omega_c = |e|\,B/m_c$ zusammen, wobei B die Magnetfeldstärke und e die Elektronenladung ist. Für freie Elektronen stimmt die Zyklotronmasse mit der wahren Elektronenmasse überein. In Festkörpern ist die Zyklotronmasse proportional zur Länge der Zyklotronbahn und umgekehrt proportional zur mittleren Rotationsgeschwindigkeit des Elektrons. Die Zyklotronmassen betragen etwa 10^{-3} bis zu einigen Elektronenmassen und werden hauptsächlich durch Zyklotronresonanz, insbesondere die Azbel-Kaner-Resonanz in Metallen, experimentell bestimmt.

Lit. Madelung: Grundlagen der Halbleiterphysik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1970).

effektive Ordnungszahl, → ionisierende Strahlung.

effektives Saugvermögen, das durch die Leitwerte der Verbindungsleitungen verringerte Saugvermögen einer Pumpanordnung zu einem Vakuumsystem.

effektives Volumen, in Spurkammern das Volumen, in dem eine einwandfreie Registrierung und Messung der Ereignisse ohne systematische Fehler möglich ist. Es ist stets kleiner als das tatsächliche Kammervolumen und wird durch die Absucheffektivität und die physikalischen Bedingungen des Experiments beeinflußt, z. B. durch die Primärenergie und die Anzahl der Sekundärteilchen.

effektive Wellenlänge, 1) svw. Crova-Wellenlänge. 2) → ionisierende Strahlung.

Effektivität, *Ansprechwahrscheinlichkeit*, wichtige Kenngröße eines Strahlungsmeßgerätes. Die E. gibt den Bruchteil der in das empfindliche

Volumen des Detektors eindringenden Strahlung an, der einen Zählimpuls bewirkt. Sie ist abhängig von der Art der einfallenden Strahlung, z. B. α- oder γ-Strahlung, und ihrer Energie und von dem wirkenden Effekt, bei γ-Strahlung z. B. Photo- oder Paarbildungseffekt.

Effektivmasseapproximation, → effektive Masse.

Effektivpotential, U_{eff}, *Äquivalentspannung*, das Potential der Ersatzanode, wenn man die Elektronenröhre mit einem Gitter als Diode betrachtet, die an Stelle des Gitters eine Ersatzanode hat und das gleiche Feld zwischen Katode und Ersatzanode hat wie zwischen Katode und Gitter.

Effektivwerte, die durch den Faktor $\sqrt{2}$ geteilten Amplituden U bzw. I einer Wechselspannung $u = U\sin(\omega t + \varphi)$ oder eines Wechselstromes $i = I\sin(\omega t + \psi)$: $U_{\text{eff}} = U/\sqrt{2}$, $I_{\text{eff}} = I/\sqrt{2}$. ω ist die Kreisfrequenz, φ und ψ sind die Anfangsphasen von Spannung und Strom. Der Effektivwert ist der quadratische Mittelwert einer Wechselstromgröße (→ Mittelwerte von Wechselstromgrößen). Ein Gleichstrom der Spannung U_{eff} und der Stromstärke I_{eff} erzeugt an einem Widerstand R die gleiche Joulesche Stromwärme wie ein Wechselstrom mit der Spannungsamplitude U und der Stromamplitude I.

E-Gebiet, → Ionosphäre.

Egelstaff-Widomsche Regel, besagt, daß das Produkt aus isothermer Kompressibilität und Oberflächenspannung einer Flüssigkeit am Tripelpunkt weitgehend unabhängig vom Charakter der Flüssigkeit (geschmolzene Metalle und Salze, Wasser, organische Flüssigkeiten) ist und damit auch nicht stark abhängig vom Charakter der Bindungskräfte. Der Betrag des Produktes liegt zwischen 0,17 und 0,47 · 10^{-8} cm.

Eggert-Saha-Gleichung, svw. Saha-Gleichung.

EGR-Verfahren, → Elektrofilter.

EHF, → Frequenz.

Ehrenfestsche Gleichungen, → Phasenübergänge.

Ehrenfestsches Theorem, die zuerst von Ehrenfest formulierte Aussage der Quantenmechanik, daß die Erwartungswerte $\bar{\vec{r}}$ und $\bar{\vec{p}}$ des Orts- und Impulsoperators in einem beliebigen Zustand den klassischen Bewegungsgleichungen analogen Gleichungen genügen: $\mathrm{d}\bar{\vec{p}}/\mathrm{d}t = \bar{\vec{F}}$, $\mathrm{d}\bar{\vec{r}}/\mathrm{d}t = \bar{\vec{p}}/m$ mit $\vec{F} = -\operatorname{grad} V(\vec{r})$ oder allgemeiner für den Fall eines Systems mit f Freiheitsgraden $\overline{\mathrm{d}\hat{q}_l/\mathrm{d}t} = \overline{\partial\hat{H}/\partial\hat{p}_l}$ und $\overline{\mathrm{d}\hat{p}_l/\mathrm{d}t} = -\overline{\partial\hat{H}/\partial\hat{q}_l}$, wobei $\hat{q}_l$ bzw. $\hat{p}_l$ die den → verallgemeinerten Koordinaten und Impulsen korrespondierenden Operatoren sind und $\hat{H}(\hat{q}_l, \hat{p}_l)$ der Hamilton-Operator des Systems ist ($i = 1, \ldots, f$) (→ Hamiltonsche kanonische Theorie).

Eichämter, für die Eichung von Meßmitteln verantwortliche Dienststellen des DAMW, die außerdem die zugelassenen *Eichstellen* oder *Eichabfertigungsstellen* in Instituten und Betrieben kontrollieren. Die E. setzen in Verbindung mit den örtlichen Staatsorganen an bestimmten Orten und zu bestimmten Zeitpunkten *örtliche Eichtage* fest. *Nacheichräume* sind Räumlichkeiten und fahrbare Eichlaboratorien, in denen Meßmittel an örtlichen Eichtagen nachgeeicht werden.

Eichenwald-Versuch, svw. Röntgen-Eichenwald-Versuch.

Eichfehlergrenze, → Eichung, → Fehlergrenzen.

Eichgruppe, → Eichtransformation.

eichinvariante Ableitungen, die Ausdrücke $D_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} - \mathrm{i}\frac{e}{\hbar c}A_\mu$, durch die die partiellen Ableitungen $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$ z. B. in der Dirac-Gleichung zu ersetzen sind, um die Wechselwirkung mit den elektromagnetischen Potentialen A_μ zu beschreiben (genauer ist $\partial_\mu\psi$ durch $D_\mu\psi$ und $\partial_\mu\psi^*$ durch $D_\mu{}^*\psi^*$ zu ersetzen); → Eichtransformation.

Eichinvarianz, → Eichtransformation.

Eichleitung, → Meßleitung.

Eichtransformation, 1) in der Elektrodynamik die mögliche Transformation der Potentiale ohne Änderung des elektromagnetischen Feldes entsprechend $U \to U - \frac{\partial\alpha}{\partial t}$ und $\mathfrak{A} \to \mathfrak{A} + \frac{\partial\alpha}{\partial\vec{r}}$, wobei U das skalare Potential, $\mathfrak{A}$ das Vektorpotential und $\alpha(\vec{r}, t)$ eine beliebige Funktion ist. Das Viererpotential $A_\mu(x) = (cU, \mathfrak{A})$ transformiert sich entsprechend $A_\mu \to A_\mu - \partial\alpha/\partial x^\mu$ mit $x = (ct, \vec{r})$. Durch spezielle Wahl von f können verschiedene Eichungen der Potentiale realisiert werden, so die sehr wichtige Lorentz-Eichung, bei der $\frac{1}{c^2}\dot{U} + \frac{\partial\mathfrak{A}}{\partial\vec{r}} = 0$ gilt, die Coulomb-Eichung mit $\frac{\partial\mathfrak{A}}{\partial\vec{r}} = 0$, woraus die Transversalität des Vektorpotentials $\mathfrak{A}$ folgt, und die Eichung $U \equiv 0$, bei der $\mathfrak{A}$ im allgemeinen auch eine longitudinale Komponente hat und für freie Felder der Gleichung $\frac{1}{c^2}\ddot{\mathfrak{A}} + \frac{\partial}{\partial\vec{r}} \times \left(\frac{\partial}{\partial\vec{r}} \times \mathfrak{A}\right) = 0$ genügt. Für statische Felder reduziert sich die Eichtransformation auf $U \to U + \text{konst.}$ und $\vec{A} \to \vec{A} + \frac{\partial f(\vec{r})}{\partial\vec{r}}$, für das Vektorpotential $\vec{A}$ eines statischen Magnetfeldes verbleibt also noch eine wesentliche Willkür, während U wie üblich bis auf eine Konstante bestimmt ist.

2) in der Quantenfeldtheorie mit den verschiedenen Ladungen zusammenhängende Transformation der Phase komplexwertiger relativistischer Wellenfelder $\psi(x)$ gemäß $\psi(x) \to \psi'(x) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha Q}\psi(x)$, $\psi^*(x) \to \psi^{*\prime}(x) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha Q}\psi^*(x)$, wobei α eine reelle Konstante ist (*E. 1. Art*). Die Gesamtheit der E. mit beliebigen α bildet eine Abelsche Gruppe, die *Eichgruppe*. Da die Lagrange-Dichte $\mathscr{L} = \mathscr{L}(\psi, \psi^*, \partial\psi/\partial x^\mu, \ldots)$ dieser Felder im wesentlichen von $\psi^*(x)\hat{O}\psi(x)$ abhängt, wobei $\hat{O}$ ein auf die Komponenten des Feldes oder dessen Koordinaten wirkender, aber von dem Feld selbst unabhängiger Operator ist, ist $\mathscr{L}$ gegenüber E.en mit beliebigen α, d. h. gegenüber der Eichgruppe invariant (*Eichinvarianz*). Wegen des Noetherschen Theorems hat diese Invarianz die Existenz einer der Kontinuitätsgleichung $\sum_{\mu=0}^{3}\frac{\partial j^\mu}{\partial x^\mu} = 0$ genügenden

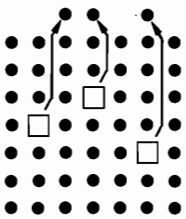
Eichung

Viererstromdichte $j_\mu(x) =$

$$-\mathrm{i}\,Q\left\{\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial x^\mu}\right)}\psi^* - \psi\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial x^\mu}\right)}\right\}$$

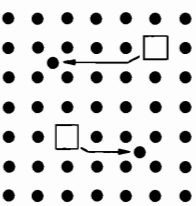
(→ Stromdichte von Feldern) und damit die Erhaltung der Ladung Q zur Folge.

Läßt man jedoch ortsabhängige Phasentransformationen, d. h. beliebige reelle Funktionen $\alpha(x)$, in der E. der Felder zu (*E. 2. Art*) und verlangt ebenfalls die Invarianz der Lagrange-Dichte gegenüber dieser Eichgruppe, dann zwingt dies zur Einführung eines (reellen) Vektorfeldes $\varphi_\mu(x)$, eines *Yang-Mills-Feldes*, das Teilchen mit dem Spin 1 (und vermutlich verschwindender Ruhmasse) beschreibt. Die auf diese Weise vorausgesagten Teilchen wurden, wenn auch nicht mit der Masse $m = 0$, gefunden; es sind bestimmte Mesonresonanzen. Bekanntestes Beispiel ist die Quantenelektrodynamik, d. h. die Wechselwirkung des Elektron-Positron-Feldes $\psi_\alpha(x)$ (→ Dirac-Gleichung) mit den das elektromagnetische Feld beschreibenden elektromagnetischen Potentialen $A_\mu(x)$ (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes). Um die Invarianz der Feldgleichungen gegenüber den E.en 1. Art dieser Potentiale zu sichern, muß gleichzeitig das Spinorfeld ψ gemäß $\psi(x) \to \psi'(x) = \mathrm{e}^{-1e\alpha(x)}\,\psi(x)$ einer E. 2. Art mit demselben $\alpha(x)$ unterworfen werden.



1 Schottky-Fehlordnung im kubisch-primitiven Gitter

Eichung, technische Prüfung von Meßmitteln, nach der durch Beurkundung mit Eichstempel bestätigt wird, daß das Meßmittel den vom DAMW gestellten Anforderungen entspricht (→ Eichämter). Bei der *Beschaffenheitsprüfung* werden der Zustand und die technische Ausführung des Meßmittels untersucht, bei der *meßtechnischen Prüfung* seine meßtechnischen Eigenschaften und seine Fehlergrenzen. Nach einer *Ersteichung* kann eine *verschärfte Nacheichung* oder eine *einfache Nacheichung* vorgenommen werden. Die *Eichfehlergrenze* der verschärften Nacheichung stimmt mit der der Ersteichung überein, die der einfachen ist meist etwas weiter. Die Eichfehlergrenze gibt die zulässige Abweichung zwischen der Istanzeige des Meßmittels und der Sollanzeige des Normals (→ Etalon) an. Die *Einsatzfehlergrenzen* gelten beim Gebrauch des Meßmittels im Einsatz, ihre Einhaltung kann auf Antrag durch eine Befundprüfung festgestellt werden.



2 Frenkel-Fehlordnung im kubisch-primitiven Gitter

Von der E. ist das *Einmessen* durch Vergleich mit einem Normal oder durch ein fundamentales Meßverfahren (→ Messung) zu unterscheiden. Beim *Kalibrieren* wird der Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsgröße festgestellt. z. B. beim Einmessen der Skale eines Thermometers mittels eingefüllten Quecksilbers. Auch die → Justierung ist keine E.

Eigendichte, → Ruhdichte.

Eigendrehimpuls, svw. Spin.

Eigendurchschlag, → Durchschlag.

Eigenerregung, → Erregung.

Eigenfehlstellen, *Eigenfehlordnung*, 0-dimensionale Gitterfehlstellen, die in einem bei tiefen Temperaturen denkbaren Idealkristall durch Temperaturerhöhung entstehen können. Die Anwesenheit von E. in einem wirklichen Kristall entspricht der Tatsache, daß der Idealkristall bei jeder vom absoluten Nullpunkt verschiedenen Temperatur nicht den thermodynamisch günstigsten Zustand darstellt. Die E. sind Leerstellen, Zwischengitteratome oder Assoziate von Leerstellen oder Zwischengitteratomen. Als *Leerstellen* (*Gitterlücken*, *Lückenatome*, *Vakanzen*) bezeichnet man reguläre Gitterplätze, die nicht mit Kristallbausteinen besetzt sind. *Zwischengitteratome* bzw. *Zwischengitterionen* sind zusätzliche Atome bzw. Ionen, die sich nicht auf regulären Gitterplätzen, sondern auf Zwischengitterplätzen befinden. Zwischengitteratome können Atome des Wirtsgitters sein, also E. oder Fremdatome. Sie stellen dann jedoch chemische Fehlstellen dar. Zur Erzeugung von E. muß eine Bildungsenergie aufgewendet werden. Für Leerstellen beträgt sie etwa 1 bis 2 eV und ist gleich der Bindungsenergie eines Gitterbausteins, der Gitterenergie, vermindert um Beträge, die durch die Relaxation der benachbarten Atome und Elektronenhüllen entstehen. Die Bildungsenergie der Zwischengitteratome ist meist um den Faktor 2 bis 4 größer, da das Gitter in der Umgebung der zusätzlichen Atome aus Raumgründen stark komprimiert ist.

Je nachdem, ob sich in Kristallen bei konstanter Temperatur Gleichgewichtskonzentrationen der E. einstellen oder nicht, spricht man von Gleichgewichtsfehlordnung oder von nicht im thermischen Gleichgewicht befindlichen E.

1) Nach den Möglichkeiten der Erzeugung der *Gleichgewichtsfehlordnung* (*thermische Fehlordnung*) unterscheidet man: a) Die *Schottky-Fehlordnung* (*Schottky-Defekte*) entsteht durch Wanderung von Kristallbausteinen aus dem Inneren des Kristalls an die Oberfläche, an eine innere Grenzfläche oder an eine Versetzung und besteht deshalb nur aus Leerstellen (Abb. 1). b) Die *Anti-Schottky-Fehlordnung* bildet sich durch Wanderung von Kristallbausteinen von der Oberfläche in das Kristallinnere, sie besteht also aus Zwischengitteratomen. c) Die *Frenkel-Fehlordnung* entsteht, wenn Kristallbausteine ihren Gitterplatz verlassen und sich auf Zwischengitterplätze begeben. Sie setzt sich deshalb aus einer gleichen Anzahl von Leerstellen und Zwischengitteratomen zusammen (Abb. 2). In Verbindungskristallen können sich in den einzelnen Teilgittern unterschiedliche Fehlordnungen mit unterschiedlichen Fehlstellenkonzentrationen ausbilden. In Ionenkristallen muß jedoch die Ladungsneutralität der Kristalle gewahrt bleiben.

Die Gleichgewichtskonzentration der einzelnen E. wird durch folgende Betrachtung bestimmt: Durch Erzeugung von n_S E. (z. B. Schottky-Fehlstellen) wird die innere Energie U des Kristalls um die Summe der Bildungsenergien der E. erhöht. Gleichzeitig vergrößert sich jedoch auch die Entropie S, da man die n_S E. in $N!/[(N - n_S)!\,n_S!]$ verschiedenen Konfigurationen auf die N regulären Gitterplätze verteilen kann. Als Gleichgewichtskonzentration der E. stellt sich diejenige Konzentration ein, für die die freie Energie des Gesamtsystems $F = U - TS$ ein Minimum hat. Für die zugrunde gelegte Schottky-Fehlordnung folgt daraus die Arrhenius-Beziehung $(n_S/N) = \exp(-F_S/kT)$. Hier-

bei ist F_S die freie Energie der Bildung einer Schottky-Fehlstelle, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Bei konstantem Druck und konstanter Temperatur muß anstelle von F_S die freie Bildungsenthalpie G_S eingesetzt werden. Für die Frenkel-Fehlordnung gilt eine analoge Beziehung. Welcher Fehlordnungstyp in einem speziellen Material als Gleichgewichtsfehlordnung auftritt, hängt von der Größe der freien Bildungsenthalpien der entsprechenden Fehlstellen ab.

2) *Nicht im thermischen Gleichgewicht befindliche E.* sind solche, die durch eine Reihe von Prozessen, z. B. die plastische Deformation, Bestrahlung mit energiereicher Strahlung (→ Strahlenschäden in Festkörpern) oder Abschrecken, in einer höheren Konzentration als der thermischen Gleichgewichtskonzentration im Kristall erzeugt werden. Beim Abschrecken z. B. liegt der Erhöhung folgender Prozeß zugrunde: Während des Temperns auf einer hohen Temperatur stellt sich die dieser Temperatur entsprechende hohe Gleichgewichtskonzentration der E. ein. Ist beim nachfolgenden Abkühlen die Abkühlgeschwindigkeit (Abschreckrate) genügend groß ($> 10^4\,\mathrm{K\,s^{-1}}$), so wird ein großer Teil der bei der Tempertemperatur vorhandenen E. im Kristall eingefroren. Aus der Theorie folgt, daß es zu einer vorgegebenen Abschreckrate eine bestimmte Tempertemperatur gibt, unterhalb derer die E. fast vollständig eingefroren werden.

Da sich die erzeugten überschüssigen E. nicht im thermischen Gleichgewicht befinden, versuchen sie wieder auszuheilen. Die *Ausheilung* der E. erfolgt durch Diffusion an äußere oder innere Oberflächen (Hohlräume) des Kristalls, an Versetzungen und Stapelfehler und dortige Annihilierung, durch Zusammenlagerung der Fehlstellen (clustering), durch Einfang an Haftstellen (Verunreinigungen, traps) oder durch Rekombination von Leerstellen und Zwischengitteratomen. Die verschiedenen E. heilen beim langsamen Erwärmen in unterschiedlichen, meist relativ engen Temperaturbereichen aus. Die Ausheiltemperatur wird durch die Beweglichkeit der E. und die Anzahl der zum Erreichen des Annihilierungsortes notwendigen Diffusionsschritte bestimmt.

Mathematisch einfach zu behandeln ist a) die Diffusion der E. zu einer konstanten Anzahl unerschöpflicher Senken, wobei sich etwa eine Reaktionsgleichung 1. Ordnung ergibt, und b) die Rekombination von Leerstellen und Zwischengitteratomen. Hierbei entsteht eine Reaktionsgleichung 2. Ordnung.

Assoziation von E. Oft ist die Bildungsenergie zweier (oder mehrerer) unmittelbar benachbarter E. geringer als die zur räumlich separierten Erzeugung aufzuwendende Energie. Die Fehlstellen können sich dann unter Energiegewinn zusammenlagern (assoziieren). Die Energiedifferenz heißt Bindungs- oder Assoziationsenergie G_a der Fehlstellen (genauer: freie Enthalpie). Assoziieren können nicht nur E. untereinander (z. B. zwei Leerstellen zu einem Leerstellen-Paar), sondern auch E. mit Fremdatomen (z. B. eine Leerstelle mit einem Fremdatom) oder Fremdatome untereinander. Der Assoziationsgrad p, d. i. das Verhältnis der Konzentration der Assoziate zur Gesamtkonzentration c eines Partners, kann mit dem Massenwirkungsgesetz bestimmt werden. Für zwei Partner ergibt sich $p/(1-p)^2 = zc\exp(G_a/kT)$. Hierbei bedeuten z die Anzahl der möglichen Orientierungen des Assoziates im Gitter, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Beweglichkeit der E. E. sind im Kristall beweglich. Bei ihrer Wanderung auf einen benachbarten Gitterplatz müssen sie einen vom periodischen Potentialfeld des Gitters herrührenden Potentialwall der Höhe G_w (freie Enthalpie der Wanderung) überqueren. Die Wanderungsenergie kann durch thermische Aktivierung aufgebracht werden. Mit einer statistischen Betrachtung wird gezeigt, daß dann die Anzahl der elementaren Sprünge je Zeiteinheit durch $w = \nu\exp(-G_w/kT)$ gegeben ist. Hierbei ist ν die Vibrationsfrequenz der Fehlstelle bzw. der benachbarten Gitterbausteine. Diese Betrachtung über die *Fehlstellenbeweglichkeit* gilt nicht nur für die E., sondern für alle atomaren Fehlstellen. Die Fehlstellenbeweglichkeit ist verantwortlich für die Transportprozesse in Festkörpern, z. B. für die Diffusion und die Ionenleitfähigkeit.

Experimentelles. Die E. beeinflussen eine Reihe strukturempfindlicher Kristalleigenschaften, z. B. die Dichte, die spezifische Wärme sowie die optischen und mechanischen Eigenschaften. Die Transportphänomene in Festkörpern, z. B. die Diffusion und die Ionenleitfähigkeit, werden durch das Vorhandensein von E. überhaupt erst ermöglicht. Die experimentelle Bestimmung der Eigenschaften der E. erfolgt durch Messung der von den E. beeinflußten Größen, besonders durch die Untersuchung der Transportprozesse, bei Assoziaten wegen des meist vorhandenen Dipolcharakters auch der elektrischen und mechanischen Relaxation. Viele Informationen liefern auch Ausheilungsuntersuchungen mit Temperaturwechsel, bei konstanter Temperatur (isotherme Ausheilung), bei unterschiedlichen Temperaturen mit konstanten Temperzeiten (isochrone Ausheilung) oder mit einer Kombination beider Methoden.

Eigenfrequenz, → lineare mechanische Schwingungen.

Eigenfunktion, → Eigenwertproblem, → Schrödinger-Gleichung, → Hauptachsentransformation.

Eigeninduktivität, → Induktionskoeffizient.

Eigenlänge, → Ruhlänge.

Eigenleitfähigkeit, 1) *E. bei Halbleitern,* → Halbleiter. 2) *E. bei Ionenkristallen,* → Ionenleitfähigkeit.

Eigenleitung, Eigenschaft eines Halbleiters, die dadurch gekennzeichnet ist, daß das elektrische Verhalten des Halbleiters nicht durch Störstellen im Kristall bestimmt wird. Die Konzentration der → Donatoren bzw. → Akzeptoren muß klein sein im Vergleich zur Konzentration n_i der thermisch vom *Valenzband* ins *Leitungsband* (→ Bändermodell) angeregten Ladungsträger. n_i wird *Intrinsic-* oder *Eigenleitungskonzentration* genannt und ist durch die Temperatur T und die energetische Breite der *ver-*

botenen Zone E_g gegeben mit $n_I = \sqrt{n_0 p_0} \times \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$. Dabei sind n_0 und p_0 die Entartungskonzentrationen, k die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur. Bei gegebenen Bandparametern E_g, der effektiven Masse der Elektronen m_n, der effektiven Masse der Defektelektronen m_p und bestimmter Temperatur im Halbleiter kann aus dieser Formel eine Mindestreinheit des Halbleiters für das Auftreten von E. abgeleitet werden.

Eigenleitungskonzentrationen

300 K	n_I
Ge	$2{,}3 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm^{-3}}$
InSb	$2{,}2 \cdot 10^{16}\ \mathrm{cm^{-3}}$
Si	$1{,}5 \cdot 10^{10}\ \mathrm{cm^{-3}}$

Eigenlösungen, → Schrödinger-Gleichung.

Eigenparität, → Parität.

Eigenschaften, in der Quantentheorie physikalische Größen, die nur die Eigenwerte 1 (ja) und 0 (nein) haben, d. h. für ein bestimmtes physikalisches System entweder vorliegen oder nicht vorliegen. Messungen von E. werden auch als Entscheidungsmessungen oder Ja-Nein-Entscheidungen bezeichnet. Jeder Eigenschaft wird in der Quantentheorie ein Teilraum $\mathfrak{H}_E \subset \mathfrak{H}$ des Hilbert-Raumes $\mathfrak{H}$ bzw. ein Projektionsoperator P_E mit $P_E\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_E$ zugeordnet, d. h., P_E hat auf $\mathfrak{H}_E$ bzw. $\mathfrak{H} - \mathfrak{H}_E$ die Eigenwerte 1 bzw. 0. Die E. werden auch als Aussagen bezeichnet (→ Aussagenkalkül der Quantentheorie).

Eigenschwingung, → lineare mechanische Schwingungen.

Eigenschwingungen der Erde, rhythmische Verformungen des ganzen Erdballs, besonders des Erdmantels (→ Erde) mit 53,9 min Grundschwingungsdauer und vielen Oberschwingungen. Diese Erscheinung läßt sich als stehende Oberflächenwellen auffassen. Die E. d. E. werden durch sehr starke Erdbeben angeregt. Die Erdrotation bewirkt im Sinne des → Dopplereffekts eine Aufspaltung der E. d. E. in jeweils zwei Schwingungen schwach unterschiedlicher Schwingungsdauer.

Eigenspannungen, *Restspannungen, Nachspannungen,* neben den sogenannten Lastspannungen im Material auftretende Spannungen. Sie rühren von überelastischen Verformungen oder thermischen Prozessen wie Erstarren nach dem Guß, Schweißen u. a. her. Allgemein ist es ein innerer Zwangszustand, der durch Verformungsbehinderung entsteht. Spezielle E. werden in der Kontinuumstheorie der Versetzungen untersucht.

Eigenstörstelle, → Störstelle.

Eigenstrahlung, → Röntgenstrahlen.

Eigentemperatur, T_e, diejenige Temperatur, die sich infolge der Reibung an der Oberfläche eines umströmten, völlig wärmeisolierten Körpers einstellt. In inkompressibler Strömung ist der Unterschied zwischen E. und Temperatur des Strömungsmediums außerhalb der → Grenzschicht meist vernachlässigbar klein. In kompressiblen Strömungen stellen sich dagegen mit steigender Machzahl beträchtliche Temperaturunterschiede zwischen Wand und Außenströmung ein. Sie werden durch die Reibungsvorgänge in der wandnahen Grenzschicht verursacht. Neben der Strömungsgrenzschicht kommt es zur Ausbildung einer Temperaturgrenzschicht. Beide beeinflussen sich bei hohen Machzahlen gegenseitig sehr stark. Infolge der Zähigkeit des Gases wird in der Grenzschicht kinetische Energie in Reibungswärme umgewandelt; diese führt zu einer beträchtlichen Aufheizung der dünnen wandnahen Schicht. Das sich ausbildende Temperaturprofil erreicht unmittelbar an der Wand einen Maximalwert T_W und geht asymptotisch in die Temperatur T_∞ der Außenströmung über. Für den wärmeundurchlässigen Körper ist T_W gleich der E. Die E. kann näherungsweise ebenfalls mit der für die Stautemperatur T_R (→ Staupunkt) gültigen Beziehung $T_e = T_\infty + \frac{c_\infty^2}{2c_p} = T_\infty \cdot \left(1 + \frac{\varkappa - 1}{2} \cdot \mathrm{Ma}^2\right)$ berechnet werden. Dabei bedeuten c_∞ die Zuströmgeschwindigkeit, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, $\varkappa$ den Isentropenexponent, Ma die Machzahl. Zur genauen Berechnung der E. muß das System der Differentialgleichungen von Strömungsgrenzschicht, Temperaturgrenzschicht, Kontinuitätsgleichung und Zähigkeitsgesetz $\eta(T)$ gelöst werden. Als wesentliche Kennzahl tritt die Prandtlzahl $\mathrm{Pr} = \nu/a = \eta \cdot c_p/\lambda$ auf; dabei bedeuten ν die kinematische Zähigkeit und η die dynamische Zähigkeit des Gases, a die Temperaturleitfähigkeit, λ die Wärmeleitfähigkeit.

Wegen der Kopplung der vier Grundgleichungen ist die Integration der kompressiblen Grenzschichtgleichungen sehr kompliziert. Am einfachsten sind die Verhältnisse an der längsangeströmten Platte. Die dabei erhaltenen Ergebnisse können auch auf den Fall kompressibler Grenzschichten mit Druckgradient übertragen werden. Für laminare Strömung wird die E. nach $T_e = T_\infty + r\frac{c_\infty^2}{2c_p} = T_\infty\left(1 + r \cdot \frac{\varkappa - 1}{2}\mathrm{Ma}^2\right)$ bestimmt. Der *Recoveryfaktor r* stellt das Verhältnis der Erwärmung der längsangeströmten Platte $T_e - T_\infty$ zur Erwärmung bei adiabater Kompression $T_R - T_\infty$ dar: $r = \frac{T_e - T_\infty}{T_R - T_\infty} = \frac{T_e - T_\infty}{c_\infty^2/2c_p}$. Er ist eine Funktion der Prandtlzahl und kann im Bereich $\mathrm{Pr} = 0{,}5$ bis 5 aus der Beziehung $r = \sqrt{\mathrm{Pr}}$ ermittelt werden. Für Luft mit $\mathrm{Pr} = 0{,}714$ wird $r = 0{,}845$, so daß die E. niedriger ist als die Stautemperatur T_R. Für $\mathrm{Pr} = 1$ wird auch $r = 1$; in diesem Fall stimmen T_e und T_R genau überein. Bei turbulenter Grenzschicht an der ebenen Platte ist r vom Verhältnis der Austauschgrößen für Wärme und Impuls A_Q/A_τ abhängig (→ Austausch). Man ist hier fast ausschließlich auf Messungen angewiesen. Der Recoveryfaktor erreicht bei hoher Reynoldszahl $\mathrm{Re} \approx 2 \cdot 10^6$ den Wert $r = 0{,}9$.

In turbulenter Strömung ist die E. geringfügig größer als in laminarer. Bei der Umströmung stumpfer aerodynamisch ungünstiger Körper, z. B. des querangeblasenen Kreiszylinders, besitzt die Machzahl einen stärkeren Einfluß auf den Recoveryfaktor als an der längsangeströmten Platte. Der mittlere Wert von r für den ge-

samten Kreiszylinder, bei dem als Bezugsgrößen die Werte der Zuströmung verwendet werden, liegt für Ma = 0,3 bis 1 zwischen 0,6 und 0,8 mit einem ausgeprägten Minimum bei Ma = 0,64. Betrachtet man die örtliche Verteilung von r, so ergibt sich über dem Zylinderumfang eine abfallende Kurve. Im Staupunkt ist $r = 1$. Am Ablösungspunkt zeigt sich ein Knick im Kurvenverlauf. Im → Totwasser fällt r sehr stark ab und erreicht sogar negative Werte. Deshalb mißt ein in einer Gasströmung ruhend angeordnetes Thermometer den Mittelwert der E. auf seiner Oberfläche. Zur Bestimmung der örtlichen Strömungstemperatur muß die Aufheizung des Thermometers infolge der Reibungswärme von der Anzeige abgezogen werden.

Die Oberfläche von schnell fliegenden Flugkörpern, z. B. Flugzeugen, Raketen, künstlichen Erdsatelliten, erfährt beim Flug in der Atmosphäre durch adiabatische Kompression und Reibungswärme eine beträchtliche Aufheizung. Beim Flug in der Stratosphäre z. B. beträgt für ein Flugzeug bei Ma = 0,9 die Temperaturerhöhung $T_e - T_\infty = 29$ grd, bei Ma = 2 beträgt sie 178 grd; für ein Geschoß mit Ma = 3 beträgt die Temperaturerhöhung 400 grd. Nach den oben angegebenen Gleichungen würde sich für einen die Erde mit Ma = 26 umkreisenden künstlichen Erdsatelliten eine Temperaturerhöhung von 30000 grd und für einen mit Ma = 100 in die Atmosphäre eintauchenden Meteoriten eine Temperaturerhöhung von 446000 grd ergeben. Die letzten beiden Werte entsprechen jedoch nicht der Wirklichkeit, weil durch Dissoziation und Ionisation der Luft die Temperaturen gegenüber einem idealen Gas stark herabgesetzt werden. Bei der Kreisbahngeschwindigkeit von $c \approx 8$ km/s erreicht die Temperaturerhöhung eines künstlichen Erdsatelliten in realem Gas aber noch die Größenordnung von 10000 grd.

Lit. Gröber, Erk, Grigul: Wärmeübertragung (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955).

Eigenvektor, → Eigenwertproblem, → Hauptachsentransformation.

Eigenwert, → Eigenwertproblem, → Hauptachsentransformation, → Schrödinger-Gleichung.

Eigenwertgleichung, → Eigenwertproblem, → Schrödinger-Gleichung.

Eigenwertproblem, lineares, mathematisches Problem, bei dem die Anwendung einer linearen Operationsvorschrift auf ein mathematisches Objekt dieses bis auf einen Zahlenfaktor reproduziert. Das Objekt kann z. B. sein: 1) eine Matrix, Operationsvorschrift: Multiplikation mit einer vorgegebenen Matrix, 2) ein Vektor, Operationsvorschrift: skalare Produktbildung mit einem vorgegebenen Tensor, 3) eine Funktion, Operationsvorschrift: Differentiationen, Integrationen.

Die gleichartigen Fälle 1) und 2) stellen das Problem der → Hauptachsentransformation, die zur Diagonalisierung der Matrix bzw. des Tensors führt, dar. Im Falle 3) handelt es sich um lineare Differentialgleichungen, z. B. Schrödinger-Gleichung, Integralgleichungen erster Art oder auch Integro-Differentialgleichungen. Für die physikalischen Anwendungen von größter Bedeutung sind die E.e mit selbstadjungierten Operatoren, d. h. in den ersten beiden Fällen hermitesche (im Reellen symmetrische) Matrizen oder Tensoren.

Der gemeinsame Aspekt der linearen E.e wurde in der Funktionalanalysis herausgearbeitet. Es sind dann für lineare Operatoren im Hilbert-Raum Lösungen einer Gleichung $\hat{A} \cdot f_n = a_n \cdot f_n$ (*Eigenwertgleichung*) zu finden; dabei heißen die Vektoren f_n des Hilbert-Raums die *Eigenvektoren* oder *Eigenfunktionen* und die komplexen Zahlen a_n die *Eigenwerte*. Dieses Problem taucht in der Quantenmechanik im Zusammenhang mit der Suche nach möglichen Zuständen des Systems auf, die bei der Messung der dem Operator $\hat{A}$ entsprechenden physikalischen Größe A einen bestimmten Wert mit Sicherheit liefern.

Im Hilbert-Raum ist ein Skalarprodukt (f, g) definiert; der zu einem Operator $\hat{A}$ adjungierte Operator wird durch $(f, \hat{A}g) = (\hat{A}f, g)$ definiert, $\hat{A} = \hat{A}^\dagger$ definiert die selbstadjungierten Operatoren. Für diese sind die *Eigenwerte* a_n reell und die zu verschiedenen Eigenwerten a_n gehörenden *Zustände* f_n zueinander *orthogonal*, d. h., es ist $(f_n, f_m) = 0$, falls $n \neq m$ ist. Im allgemeinen bildet die Menge der zu einem gegebenen Operator gehörenden Eigenlösungen *kein vollständiges Orthonormalsystem*, d. h., man kann nicht jedes Element des Hilbert-Raumes nach Eigenfunktionen eines gegebenen selbstadjungierten Operators entwickeln. Wählt man z. B. als Hilbert-Raum den Raum aller über der reellen Achse quadratisch integrablen Funktionen, für die also $\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 \, dx < \infty$, wenn das Skalarprodukt zweier Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ durch $\int_{-\infty}^{+\infty} f^*(x) \cdot g(x) \, dx$ definiert wird, so hat die *Eigenwertgleichung* $i \frac{d}{dx} f(x) = k \cdot f(x)$ für den Operator $i \frac{d}{dx}$ zwar die Lösung e^{-ikx}; da diese aber nicht quadratisch integrabel sind, ist das Eigenwertproblem in diesem Fall überhaupt nicht lösbar. Andererseits ist jedoch bekannt, daß sich jede über der reellen Achse quadratisch integrable Funktion in der Form $f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(k) \cdot e^{-ikx} \, dk$ darstellen, also nach den Funktionen e^{-ikx} entwickeln läßt (→ Fourieranalyse). Dies führt zu einer *Ausdehnung des E.s*, zu der Frage nach einem vollständigen Orthonormalsystem von Lösungen der Gleichung $\hat{A}f_n = a_n \cdot f_n$, wobei die f_n nicht unbedingt zum Hilbert-Raum gehören müssen. Dieses Problem ist im Rahmen der *Distributionstheorie* durch den Nachweis gelöst worden, daß jeder selbstadjungierte Operator ein vollständiges Orthonormalsystem von Eigenlösungen hat, die allerdings im allgemeinen in einem erweiterten Raum liegen (Gelfandsches Raumtripel). Ferner kann gezeigt werden, daß die *Eigenwerte*, die zu Eigenfunktionen innerhalb des Hilbert-Raumes gehören, stets *diskret* sind, während die Eigenwerte, die Lösungen außerhalb des Hilbert-Raumes entsprechen, *kontinuierlich*, ohne Abstand dicht, liegen. Die Menge der Eigenwerte wird als das *Spektrum des Operators* bezeichnet, und zwar die Menge der diskreten Eigenwerte als das *Punktspektrum*, die Menge der kon-

Eigenwertspektrum

tinuierlichen Eigenwerte als das *Strecken-* oder *kontinuierliche Spektrum.*

Das Problem der Bestimmung des Spektrums eines selbstadjungierten Operators kann auch gelöst werden, ohne Eigenfunktionen einzuführen, die nicht im Hilbert-Raum liegen. Es kann gezeigt werden, daß jeder selbstadjungierte Operator eine *Spektraldarstellung* hat, d. h. in der Form $\hat{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda \, d\hat{E}_\lambda$ dargestellt werden kann. Dabei bilden die $\hat{E}_\lambda$ eine Schar von Operatoren, die *Spektralschar*, mit den Eigenschaften

a) $E_{-\infty} = 0$, $\hat{E}_{+\infty} = \mathbf{1}$,

b) $\hat{E}_{\lambda-0} = \hat{E}_\lambda (-\infty < \lambda < +\infty)$,

c) $\hat{E}_\lambda \hat{E}_{\lambda'} = \hat{E}_\mu$ mit $\mu = \min(\lambda, \lambda')$ und

d) jeder Operator, der mit $\hat{A}$ vertauschbar ist, ist auch mit $\hat{E}_\lambda$ vertauschbar.

Das in der Spektraldarstellung auftauchende Integral ist als → Stieltjessches Integral zu verstehen. Ist der Operator $\hat{A}$ beschränkt, so erstreckt sich das Integral nur über ein endliches Intervall. Für den Erwartungswert $(f, \hat{A}f)$ des Operators $\hat{A}$ im Zustand f gilt dann: $(f, \hat{A}f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda \, d(f, \hat{E}_\lambda f)$ und es kann gezeigt werden, daß das Spektrum des Operators $\hat{A}$ mit den Stellen der λ-Achse identisch ist, auf denen $\hat{E}_\lambda$ wächst. Wächst $\hat{E}_\lambda$ im Punkt λ stetig, so gehört λ zum kontinuierlichen Teil des Spektrums; springt $\hat{E}_\lambda$ im Punkt λ, $\hat{E}_{\lambda+0} - \hat{E}_\lambda \neq 0$, so ist λ Teil des Punktspektrums des Operators, und $\hat{E}_{\lambda+0} - \hat{E}_\lambda$ ist ein Projektionsoperator (→ Operator), der einen beliebigen Vektor des Hilbert-Raumes auf den Unterraum der Lösungen der Eigenwertgleichung $\hat{A}f = \lambda f$ projiziert. Die Lösung des Eigenwertproblems ist damit auf das Problem der Bestimmung der zu $\hat{A}$ gehörenden Spektralschar zurückgeführt.

Werden die Vektoren im Hilbert-Raum nach einer orthogonalen Basis von Bezugsvektoren entwickelt, so entstehen Matrix- bzw. Tensoreigenwertprobleme der einleitend genannten Art, allerdings i. a. in einem Raum mit unendlich vielen Dimensionen. Sind die Basisvektoren Eigenlösungen zum kontinuierlichen Spektrum, erhält man Eigenwertprobleme vom Differential-Integralgleichungstyp.

Lit. Achieser, Glasman: Theorie der linearen Operatoren im Hilbert-Raum (dtsch 4. Aufl. Berlin 1965); Smirnow: Lehrgang der höheren Mathemathik, Tl V (dtsch Berlin 1962).

Eigenwertspektrum, → Eigenwertproblem.

Eigenzeit, die in einem mitbewegten Bezugssystem ablaufende Zeit, d. h. die Zeit, die ein allgemein bewegter Beobachter an Hand einer relativ zu ihm ruhenden Uhr mißt. Die E. ist der fundamentale Begriff der Relativitätstheorie. Die E. ist für eine zeitartige Weltlinie das Analogon der Bogenlänge im euklidischen Raum. Sie hängt mit dem Linienelement (→ Riemannscher Raum) über $d\tau = \frac{1}{c}\sqrt{-ds^2}$ zusammen. Die E. $d\tau$ ist der Skalar, der in der relativistischen Kinematik und Dynamik an die Stelle des Zeitdifferentials dt der Newtonschen Mechanik tritt (→ Vierergeschwindigkeit, → Viererimpuls). Der Gang der E. eines allgemein bewegten Körpers kann z. B. an Hand der Spektrallinien der Atome verfolgt werden (→ Atomuhr), die sich mit dem betrachteten Körper mitbewegen, man beobachtet den relativistischen → Doppler-Effekt. In der speziellen Relativitätstheorie ist das Eigenzeitelement eines Körpers, der sich gegen ein Inertialsystem mit der Geschwindigkeit v bewegt, gleich $d\tau = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$; dabei ist t die Zeit im betrachteten Inertialsystem. Die Eigenzeit des bewegten Körpers verstreicht also langsamer als die des Inertialsystems (→ Zeitdilatation).

eightfold way, → unitäre Symmetrie.

Eimerversuch, → Machsches Prinzip.

einachsiger Zug oder Druck, → Spannungszustand.

Einbereichsteilchen, ferromagnetische Teilchen mit Abmessungen unterhalb der → kritischen Teilchengröße. In diesen kleinen Teilchen können sich Weißsche Bezirke nicht mehr bilden, so daß eine Ummagnetisierung nur durch Drehprozesse möglich ist. Da diese mit einem großen Aufwand an Energie verknüpft sind, folgt daraus eine hohe Koerzitivfeldstärke. Fast alle hartmagnetischen Werkstoffe beruhen auf diesen Eigenschaften der Einbereichsteilchen. Während man ursprünglich voraussetzte, daß die Ummagnetisierung in Form kohärenter Drehungen erfolgte, weiß man heute, daß inkohärente Drehungen vorherrschen.

eindimensionale Supraleiter, → Exzitonenmechanismus der Supraleitfähigkeit.

Eindringtiefe, → Skineffekt.

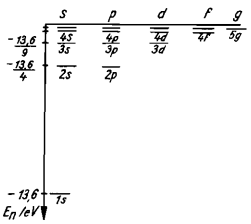
Einelektronenbindung, → chemische Bindung 2).

Einelektronenproblem, in der Atomphysik die Berechnung der Wellenfunktion und der Energieeigenwerte für die stationären Zustände eines Elektrons im Feld eines Atomkerns der Kernladungszahl Z oder im abgeschirmten Coulomb-Potential (→ Abschirmung 3). Das E. liefert die Theorie des Wasserstoffatoms und der wasserstoffähnlichen Ionen sowie genähert die Theorie der Röntgenspektren. Bei Vernachlässigung relativistischer Korrekturen und der Mitbewegung des Atomkerns lautet der Hamilton-Operator $\hat{H}^0$ der Atomhülle in Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) folgendermaßen: $\hat{H}^0 = -\frac{\hbar^2}{2M} \cdot \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{(\hat{l})^2}{2Mr^2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$. Dabei sind M die Elektronenmasse, $(\hat{l})^2 = -\hbar^2\left[\frac{1}{\sin^2\vartheta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial}{\partial\vartheta}\right)\right]$ der Operator des Quadrats des Drehimpulses, e die Elementarladung, ε_0 die Dielektrizitätskonstante und r der Abstand vom Atomkern, der als ruhend betrachtet wird. Die Operatoren $\hat{H}^0$, $(\hat{l})^2$ und $\hat{l}_z$, der Operator der z-Komponente des Drehimpulses, sind paarweise miteinander vertauschbar. Energie, Quadrat und z-Komponente des Drehimpulses sind daher *Erhaltungsgrößen.* Man kann deshalb Lösungen $\psi(\vec{r})$ der zeitunabhängigen → Schrödinger-Gleichung $\hat{H}^0\psi = E\psi$ aufsuchen (E = Energieeigenwert, ψ = Wellenfunktion), die außerdem den Eigenwertgleichungen der Operatoren $(\hat{l})^2$ und $\hat{l}_z$ genügen:

$(\hat{l})^2\psi = \hbar^2 l(l+1)\psi$, $l = 0, 1, 2, \ldots$

$\hat{l}_z\psi = \hbar m\psi$, $m = -l, -l+1, \ldots, l-1, l$.

Hierbei ist l die Drehimpulsquantenzahl, und $\hat{H}^0\psi(\vec{r})$ unterscheidet sich nur durch den Radialteil der Wellenfunktion, die *radiale Eigenfunktion* $u(r)/r$, von den Eigenfunktionen der Operatoren $(\hat{l})^2$ und $\hat{l}_z$, d. h., $\psi' = \psi_{l,m}(\vec{r}) = \frac{1}{r} \cdot u(r)\, Y_l^m(\vartheta, \varphi)$. Die $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ sind die normierten Kugelfunktionen, die Eigenfunktionen der Operatoren $(\hat{l})^2$ und $\hat{l}_z$ zu den Eigenwerten l und m sind. Mit dem Ansatz für $\psi(\vec{r})$ erhält man aus der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung eine Differentialgleichung zur Bestimmung von $u(r)$. Für jedes l ergeben sich unendlich viele Lösungen, die durch die Radialquantenzahl n_r unterschieden werden. $n_r = 0, 1, 2, 3, \ldots$ gibt die Anzahl der Knoten des Radialteils an. Folgende Energieeigenwerte ergeben sich: $E_{n_r,\,l} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(n_r + l + 1)^2} \frac{Z^2 M}{\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2$. Statt n_r verwendet man die Hauptquantenzahl $n \equiv n_r + l + 1$. Die Energieeigenwerte hängen dann nur von der Hauptquantenzahl n ab. Hinsichtlich der Quantenzahlen l und m liegt eine n^2-fache Entartung der Energieniveaus E_n vor. Im Energieniveauschema des Wasserstoffatoms (Abb.) werden die



Energieniveauschema des Wasserstoffatoms (ohne Feinstruktur)

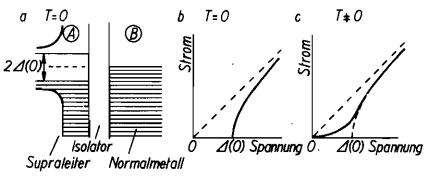
üblichen Termsymbole verwendet. Die Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms beträgt −13,6 eV (→ Atomkonstanten). Außerhalb der Grenzradien der klassischen Bewegung (→ Zentralfeld) sind die Wellenfunktionen der gebundenen Zustände des Elektrons exponentiell gedämpft.

Die durch die Mitbewegung des Atomkerns verursachten Korrekturen kann man exakt durch den Übergang $M \to MM_p/(M + M_p)$ berücksichtigen (→ reduzierte Masse). M_p ist die Masse des Protons. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung und weitere relativistische Korrekturen führen zur → Feinstruktur des Energieniveauschemas. Jedes der hier angegebenen Energieniveaus spaltet in zwei dicht beieinander liegende Energieniveaus, die Dubletts, auf, und jedes dieser Dubletts wird verschoben. Lediglich der Grundzustand spaltet nicht auf, sondern wird nur verschoben. Eine gemeinsame quantentheoretische Behandlung von Elektronen und elektromagnetischem Feld liefert die Erklärung der → Lamb-shift.

Einelektronenspektren, → Atomspektren.

Einelektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern, *Elektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern*, Erscheinung, die beim Tunneln einzelner Elektronen zwischen Supraleitern und Normalleitern, die durch eine dünne isolierende Tunnelschicht getrennt sind, bzw. zwischen Supraleitern auftritt. Gegensatz: → Josephson-Effekt.

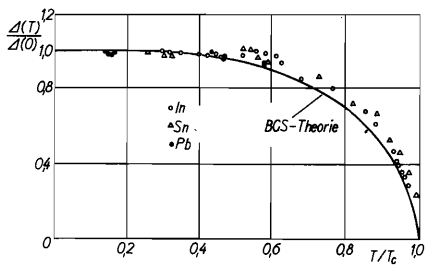
Der E.-T. zwischen Normalleiter und Supraleiter ist in Abb. 1 dargestellt. Ist keine Spannung zwischen den beiden Metallen vorhanden, so liegen deren Fermi-Grenzen auf gleicher Höhe. In diesem Fall ist das Tunneln eines Elektrons aus dem Normalleiter in den Supraleiter nicht möglich, da in der entsprechenden Höhe wegen der Energielücke im Supraleiter keine freien Zustände vorhanden sind. Erst wenn durch Anlegen einer Spannung die Fermi-Grenze des Normalleiters mindestens um den Betrag Δ gehoben ist, setzt der Tunnelstrom ein. Es ergibt sich daher eine Strom-Spannungs-Charakteristik der abgebildeten Art. Der Breite der Energielücke entsprechend erfolgt das Einsetzen des Stroms bei Spannungen in der Größenordnung von Millivolt.



1 Zum Tunneleffekt zwischen einem Supraleiter A und einem Normalmetall B

Die Tunnelcharakteristik ist im untersten Bereich besonders steil, da unmittelbar an die Energielücke anschließend die *Elektronenzustandsdichte* und damit die Wahrscheinlichkeit des Tunnels besonders groß ist. Das heißt, die Zustände, die in der Lücke fehlen, sind unmittelbar an die Lücke anschließend herangepackt. Man muß die Tunnelcharakteristik bei möglichst tiefen Temperaturen aufnehmen, da bei endlichen Temperaturen schon einige Elektronen durch thermische Anregung über die Energielücke weggehoben sind und dadurch die Tunnelcharakteristik verschmiert wird.

Man kann mit dieser Methode schon mit einem einfachen Millivoltmeter recht genaue Aussagen über die Breite der Energielücke machen und dadurch die Voraussagen der BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit prüfen (Abb. 2).

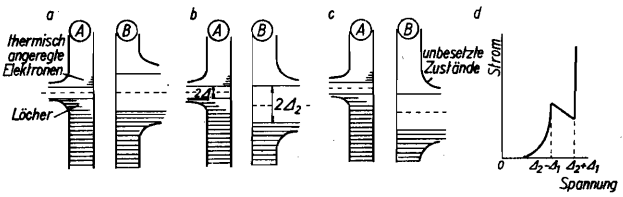


2 Reduzierte Energielücke als Funktion der reduzierten Temperatur für Indium, Zinn und Blei aus Tunnelexperimenten. Die ausgezogene Kurve ist das BCS-Ergebnis

Aus der Steilheit der Tunnelcharakteristik ergeben sich weiterhin Aussagen über die Elektronenzustandsdichte der Elektronen in der Nähe der Energielücke und aus der thermischen Verschmierung der Kurve über die Zahl der ther-

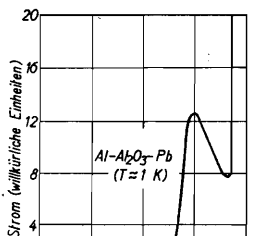
misch angeregten Elektronen und damit über das Phononenspektrum des Supraleiters.

Ein sehr interessantes Verhalten ergibt sich, wenn die Tunnelschicht zwei verschiedene Supraleiter trennt (Abb. 3). Im Supraleiter mit



3 Zum Tunneleffekt zwischen zwei verschiedenen Supraleitern A und B

der kleineren Energielücke sind dann einige Elektronen schon thermisch angeregt und können tunneln, wenn sie auf das Niveau der oberen Grenze der Energielücke des zweiten Supraleiters gehoben werden. Dadurch ergibt sich zunächst ein ansteigender Teil der Kennlinie. Hebt man die thermisch angeregten Elektronen mit der gesamten Bandstruktur weiter an, so kommen sie in einen Bereich mit kleinerer Zustandsdichte. Dadurch wird das Tunneln immer weniger wahrscheinlich, und es ergibt sich ein abnehmender Teil der Kennlinie. Die Kennlinie biegt erst dann wieder um, wenn die untere Grenze der Energielücke des Supraleiters *A* die obere Grenze der Energielücke des Supraleiters *B* erreicht. Die auf diese Weise erreichte Strom-Spannungs-Charakteristik (Abb. 4) entspricht



4 Strom-Spannungs-Charakteristik zwischen den beiden Supraleitern Blei und Aluminium

der Kennlinie einer Halbleiter-Tunneldiode. Deshalb lassen sich mit einer derartigen supraleitenden Tunneldiode die gleichen Effekte erzielen. Nachteilig ist, daß der negative Widerstand bzw. die fallende Kennlinie nur in einem kleineren Spannungsbereich auftritt, vorteilhaft ist das etwa 20mal geringere Rauschen der Supraleiter-Tunneldiode.

einfache Flüssigkeiten, nach W. Noll Materialien mit der größtmöglichen Materialsymmetrie, wobei der Spannungstensor nur von den kinematischen Tensoren 1. Grades abhängig sein kann.

einfache Gruppe, eine Gruppe, die keinen nichttrivialen Normalteiler enthält.

Einfallswinkelanisotropie, → Anisotropie 3).

Einfang-γ-Strahlung, infolge → Neutroneneinfangs entstandene γ-Strahlung.

Einfangprozeß, *Anlagerungsprozeß, Kerneinfang,* eine Kernreaktion vom Typ $A(a,\gamma)\,B$, z. B. (p,γ), (n,γ) und (α,γ), bei der die Inzidenzteilchen *a* (Nukleonen oder schwerere Teilchen) vom Targetkern lediglich aufgenommen werden. Der entstehende Kern ist wegen der frei werdenden Bindungsenergie hoch angeregt und geht unter Emission von γ-Strahlung in den Grundzustand über. Vor allem die nach dem Einfang thermischer Neutronen emittierte γ-Strahlung wird in der Kernspektroskopie zur Bestimmung der Energieniveaus des entstehenden Kerns ausgenutzt; ferner hat sie beim Bau von Kernreaktoren große theoretische und praktische Bedeutung erlangt. Der inverse Prozeß zum E. ist der → Kernphotoeffekt. → Betazerfall.

Einfangquerschnitt, → Wirkungsquerschnitt.

Einflußgröße, → Meßgröße.

Einfrieren von Freiheitsgraden, die Erscheinung, daß → Freiheitsgrade praktisch keinen Beitrag zur spezifischen Wärme des betreffenden Stoffs liefern können, wenn bei tiefen Temperaturen auf einen Teil der Freiheitsgrade eines Moleküls nicht mehr im Mittel die Energie $kT/2$ entfällt, sondern nur noch ein Teil davon. Die Ursache dafür ist, daß der klassische Gleichverteilungssatz infolge quantenmechanischer Effekte nicht mehr gilt (→ Gasentartung). Für die Grenztemperatur θ_s, unterhalb der der entsprechende Schwingungsfreiheitsgrad eingefroren ist, gilt $\theta_s = h\nu/k$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, k die Boltzmannsche Konstante und ν die Eigenfrequenz der Schwingung ist. θ_s liegt bei den meisten Gasen zwischen 1500 und 6000 K. Die entsprechende Grenztemperatur für einen Rotationsfreiheitsgrad ist $T_r = \hbar^2/2Ik$, wobei I das zur Rotationsachse gehörige Trägheitsmoment und $\hbar = h/2\pi$ ist. Da zu einer Rotation um die Molekülachse ein äußerst niedriges Trägheitsmoment gehört, ist die Grenztemperatur sehr hoch, so daß bei zweiatomigen Molekülen bei Zimmertemperatur neben dem Schwingungsfreiheitsgrad auch ein Rotationsfreiheitsgrad eingefroren ist. Das Molekül hat daher 3 Translations- und 2 Rotationsfreiheitsgrade, die zur spezifischen Wärme des Gases beitragen.

Eingangsgröße, → Meßgröße.

Eingangskapazität, *Gitterkapazität,* C_{gk}, die Kapazität des Steuergitters einer Elektronenröhre, die bei kalter Katode gegen alle übrigen Elektroden, außer der Anode, gemessen wird. Bei geheizter Katode kommt es zur Bildung einer Raumladungswolke der Elektronen um die Katode, damit zu einer scheinbaren Veränderung des Gitter-Katodenabstandes und damit zu einer Änderung der E.

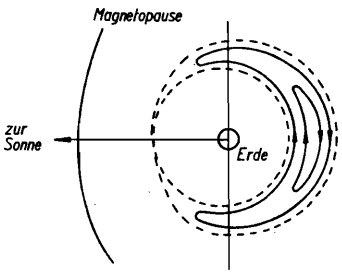
Die Erhöhung der statischen E. charakterisiert die Raumladungskapazität C_r. Diese ist abhängig vom Anodenstrom.

Die *dynamische Eingangskapazität* $C_{gk\,dyn}$ ist bei Elektronenröhren die durch die Rückkopplung über die Gitter-Anodenkapazität C_{ga} um den Betrag $(1+V)\cdot C_{ga}$ erhöhte Eingangskapazität C_{gk}: $C_{gk\,dyn} = C_{gk} + (1+V)\cdot C_{ga}$. Dabei ist V die Verstärkung der Röhre.

Die dynamische E. kann bei Trioden wesentlich höher als die Eingangskapazität C_{gk} sein. Bei Pentoden unterscheidet sich die dynamische

E. von der Eingangskapazität C_{gk} durch die kleine Gitter-Anodenkapazität C_{ga} nur wenig.

eingefangene Teilchen, *trapped particles*, im weiteren Sinne geladene hochenergetische Teilchen, die vom geomagnetischen Feld im Gebiet der Strahlungsgürtel eingefangen worden sind, im engeren Sinne diejenigen Teilchen, bei deren Bewegung im geomagnetischen Feld alle drei adiabatischen Invarianten erhalten bleiben und die trotz der azimutalen Asymmetrie des Feldes und des überlagerten Feldes der Konvektion wenigstens einen geschlossenen Umlauf um die Erde oder auf einer anderen geschlossenen Bahn im geomagnetischen Feld vollführen. In der → Magnetosphäre können solche geschlossenen Bahnen nur in begrenzten Bereichen auftreten, in denen nämlich die Inhomogenität des Feldes noch groß genug ist, um eine spürbare Gradientendrift zu erzeugen. Diese Zonen sind als → Van-Allen-Gürtel bekannt. Im Verlaufe geomagnetischer Stürme (→ Sturm) ist die Zahl der im Inneren der Magnetosphäre driftenden Teilchen, insbesondere der hochenergetischen Protonen, so groß, daß ihr magnetisches Feld an der Erdoberfläche spürbar wird; man spricht dann davon, daß in der Magnetosphäre zwischen 3 und 4 R_e ein *Ringstrom* fließt. Dieser ist westwärts gerichtet, da es sich um driftende Protonen handelt. Sein Magnetfeld entspricht dem D_{st}-Anteil des *DS*-Feldes (→ *DS*).



Schematische Darstellung von geschlossenen Driftbahnen im Gebiet der Cusp. Resonanzprotonen driften in der gekennzeichneten Richtung. Die geschlossenen Bahnen liegen sämtlich innerhalb der gestrichelten Kurve

Diejenigen Gebiete, in denen Teilchen nur einen Teil einer geschlossenen Bahn zurücklegen, nennt man die *Zonen quasieingefangener Teilchen*. Sie liegen in hohen geomagnetischen Breiten und auf der Nachtseite der Erde im Gebiet der → Cusp und werden im Pitchwinkelbild durch den → Driftverlustkegel erfaßt. Der Schweif der Magnetosphäre ist wegen seiner offenen oder wenigstens langgestreckten Feldlinienkonfiguration ein Gebiet, in dem es nicht zu Teilcheneinfang kommen kann.

Wird das elektrische Feld der → Korotation neben der Asymmetrie des geomagnetischen Feldes berücksichtigt, so zeigt sich, daß auch in der Cusp auf der Nachtseite der Erde Teilchen eingefangen werden können. Es handelt sich dabei um Protonen bestimmter Energien, deren Driftfrequenz in die Nähe der Rotationsfrequenz der Erde gelangt. Sie „resonieren" im elektromagnetischen Feld der Korotation. Ihre Energie liegt bei etwa 10 keV.

eingefrorenes Magnetfeld, mit einem idealleitenden dissipationsfreien Plasma in magnetohydrodynamischer Näherung vollständig mitgeführtes Magnetfeld. Im idealleitenden magnetohydrodynamischen Plasma ist der magnetische Fluß durch eine geschlossene, mit dem Medium bewegte Kontur konstant, was sich als Mitbewegung aller innerhalb der Kontur befindlichen magnetischen Feldlinien mit dem strömenden Plasma deuten läßt. Die Feldlinien sind sozusagen in das Medium „eingefroren" oder an das Medium „angeheftet". Bei Kompression rücken sie dichter zusammen, bei Extension werden sie gedehnt und können sogar Schleifen bilden. Eine Bewegung, die die Feldlinien verlängert, erhöht die magnetische Feldstärke $\vec{B}$ proportional zur Verlängerung l. Alles dies sind Folgerungen aus dem Ohmschen Gesetz $\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ mit $\sigma = \infty$ bzw. aus den Minkowskischen Transformationsformeln für das Feld im bewegten Medium. In einem idealleitenden Plasma, in dem $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ gilt, genügt das Magnetfeld der Gleichung

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times (\vec{v} \times \vec{B}) = 0, \qquad (1)$$

wobei $\vec{v}$ die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas ist. Unter Benutzung Eulerscher Koordinaten α, β für das Magnetfeld $\vec{B} = \partial\alpha/\partial\vec{r} \times \partial\beta/\partial\vec{r}$ läßt sich eine Feldliniengeschwindigkeit $\vec{w}_\perp = B^{-2}(\dot{\beta}\,\partial\alpha/\partial\vec{r} - \dot{\alpha}\,\partial\beta/\partial\vec{r}) \times \vec{B}$ definieren. Da die Strömungsgeschwindigkeit $\vec{v} = B^{-2}\vec{E}\vec{B} = \vec{w}_\perp + B^{-2}\vec{B} \times \partial(\Phi + \psi)/\partial\vec{r}$ ist mit $\psi = \alpha\dot{\beta}$ und somit $\vec{E} = -\vec{w}_\perp \times \vec{B} - \frac{\partial}{\partial\vec{r}}(\Phi + \psi)$, unterscheidet sich die Feldliniengeschwindigkeit $\vec{w}_\perp$ von der Geschwindigkeit des idealleitenden Materials nur durch den zweiten Term im Ausdruck für $\vec{v}$. Dieser läßt sich als Austauschtransformation deuten. Weil $\vec{w}_\perp$ in diesem Falle die Feldliniengeschwindigkeit der magnetischen Induktion $\vec{B}$ ist, gilt

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times (\vec{w}_\perp \times \vec{B}) = 0. \qquad (3)$$

Diese Gleichung ist analog der Gleichung (1) und sagt aus, daß im Falle eines *idealen* Leiters mit $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ gilt $\vec{v} = \vec{w}_\perp$, daß also Feldliniengeschwindigkeit des Magnetfeldes und hydrodynamische Geschwindigkeit des Plasmas gleichsetzbar sind, d. h., daß die magnetischen Feldlinien gewissermaßen im Plasma „eingefroren" sind.

Im resistiven Medium ($\sigma \neq \infty$) diffundieren die Feldlinien durch das Medium und sind nicht mehr darin eingefroren. Im stationären Fall erhält man für die Feldliniengeschwindigkeit $\vec{w}_\perp = \vec{v}_\perp - \vec{p}_\perp/(\sigma B^2)$ mit $\vec{p}_\perp$ als auf die Flüssigkeit wirkende Kraft. In der Theorie der Strömung in der Umgebung magnetischer Neutralpunkte vom X-Typ gewinnt die Feldliniendiffusion Bedeutung (→ Reconnectionmodell).

eingeprägte Kraft, → Kraft.

Eingruppenmodell, Bezeichnung für ein mathematisches Näherungsverfahren zur groben, orientierenden Bestimmung des Neutronenflusses, der Neutronendiffusion, der Neutronenquellen-Verteilung u. a. in einem Reaktor. Der physikalische Inhalt des E.s besteht darin, daß

man alle tatsächlich vorkommenden Neutronenenergien durch eine einzige mittlere ersetzt. Bei thermischen Reaktoren sind die thermischen Neutronen besonders wichtig; man benutzt daher im E. für diesen Fall nur die Gruppe der thermischen Neutronen und rechnet so, als ob die Neutronen auch mit thermischen Energien entstehen. Dieses Verfahren, das auch Eingruppentheorie genannt wird, kann natürlich nur eine rohe Schematisierung der wirklichen Verhältnisse sein. Bereits die Approximation der realen Neutronenenergie-Verteilung durch zwei Gruppen — schnelle Neutronen und thermische Neutronen — ist eine wesentlich bessere Näherung; → Gruppendiffusionsmethode.

Einheit, *physikalisch-technische E.*, dient als Maß zur Messung von Größen gleicher Art (→ Größenart). E.en sind heute meist international festgelegte, reproduzierbare Größen und werden entweder durch eine Verkörperung (→ Etalon oder → Prototyp, z. B. Kilogrammprototyp) oder durch eine Meßvorschrift, z. B. Ampere, definiert.

Grundsätzlich ist zwischen Grundeinheiten und abgeleiteten E.en zu unterscheiden. Aus Gründen der Zweckmäßigkeit sollten den Grundgrößenarten Grundeinheiten entsprechen. *Grundeinheiten* oder *Basiseinheiten* des in der DDR gesetzlich eingeführten Internationalen Einheitensystems (s. u.) sind für die Länge das Meter, für die Masse das Kilogramm, für die Zeit die Sekunde, für die elektrische Stromstärke das Ampere, für die thermodynamische Temperatur das Kelvin und für die Lichtstärke die Candela. Dazu kommen als *Ergänzungs-* oder *Supplementeinheiten* der Radiant für den ebenen Winkel und der Steradiant für den Raumwinkel. Durch Bildung von Potenzprodukten aus den Grund- und den Ergänzungseinheiten entstehen *abgeleitete E.en*. Sie werden abgestimmt oder kohärent genannt, wenn sie innerhalb eines Systems durch eine *Einheitengleichung* so als Potenzprodukt von Grundeinheiten definiert sind, daß darin nur der Faktor 1 enthalten ist, z. B. $1\ \mathrm{N} = 1\ \mathrm{kg} \cdot \mathrm{m/s^2} = 1\ \mathrm{kg} \cdot \mathrm{m} \cdot \mathrm{s^{-2}}$. Abgeleitete E.en werden inkohärent oder systemfremd genannt, wenn sie einem anderen System entstammen und demzufolge in der Einheitengleichung ein anderer Zahlenfaktor enthalten ist, z. B. 1 kp = 9,80665 N, wobei das Kilopond dem Technischen Maßsystem entstammt, in dem es Grundeinheit ist; sie werden systemfrei genannt, wenn keine Beziehung zu einem anderen System besteht, z. B. 1 cal = 1,4868 J. Eine große Anzahl abgeleiteter E.en hat Eigennamen, z. B. Watt, Tesla, Candela. Die übrigen werden als Potenzprodukte geschrieben, z. B. $\mathrm{N/m^2}$ oder $\mathrm{N} \cdot \mathrm{m^{-2}}$.

Gesetzliche E.en sind durch staatliche Regelung in einem bestimmten Staat gültig. Dies gilt auch für einzelne inkohärente E.en, z. B. Curie, Röntgen, Stunde, Neugrad.

In Rechenoperationen und für Zahlenangaben werden die E.en durch *Kurzzeichen* (*Symbole*) ersetzt, die international festgelegt sind. Von E.en mit selbständigem Namen werden mit → Vorsätzen Vielfache und Teile gebildet. E.en und ihre Kurzzeichen dürfen grundsätzlich keine Zusätze oder Indizes erhalten. Dies ist nur bei Symbolen von Größenarten zulässig, z. B. U_{eff} für effektive Spannung, nicht aber V_{eff} für effektive Volt.

Potenzprodukte von E.en werden im Gegensatz zu Produkten von Symbolen von Größenarten mit Multiplikationspunkt zwischen den einzelnen Faktoren oder mit Leertaste zwischen diesen geschrieben, während Kurzzeichen von Vorsätzen und von E.en unmittelbar aneinandergereiht werden. Auf diese Weise sind Verwechslungen, z. B. mA (Milliampere) und $\mathrm{m} \cdot \mathrm{A}$ bzw. $\mathrm{A} \cdot \mathrm{m}$ (Amperemeter), nicht mehr möglich.

Einheitensystem nennt man die systematische Zusammenstellung von Grundeinheiten, Ergänzungseinheiten und den daraus abgeleiteten E.en. Ursprünglich kannte man nur → Maßsysteme. Das erste bewußt geschaffene Einheitensystem war das von der X. Generalkonferenz für Maß und Gewicht 1954 beschlossene Praktische Einheitensystem, das 1960 den Namen *Internationales Einheitensystem* mit dem in allen Sprachen gültigen Kurzzeichen SI erhielt. Es gilt in der DDR durch die VO vom 31. Mai 1967 und die „AO über die Tafel der gesetzlichen Einheiten" vom 26. November 1968.

International wird die ausschließliche Anwendung kohärenter SI-Einheiten angestrebt. Dabei gelten nach den Beschlüssen des CIPM von 1969 die Vielfachen und Teile, die mit den Vorsätzen gebildet sind, nicht als „SI-Einheiten".

Lit. VO über die physikalisch-technischen Einheiten vom 31. Mai 1967, GBl. der DDR II. S. 446; AO über die Tafel der gesetzlichen Einheiten, Sonderdruck des GBl. der DDR Nr. 605; Padelt u. Laporte: E.en und Größenarten der Naturwissenschaften, (2. Aufl. Leipzig 1967).

einheitliche Feldtheorie, Beschreibung von Gravitationsfeld und elektromagnetischem Feld sowie ihrer Wechselwirkung im Rahmen einer rein geometrischen Theorie. Da das Gravitationsfeld auf Grund des → Äquivalenzprinzips mit der Metrik der Raum-Zeit zusammenhängt, bedeutet das vor allem eine Geometrisierung des elektromagnetischen Feldes. Je nachdem, welche geometrische Größe man physikalisch mit dem Feldstärke-Tensor bzw. dem Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes identifiziert, erhält man verschiedene Möglichkeiten einer e.n F.

Das Bestreben ist dabei, physikalische oder mathematische Prinzipien zu finden, die die Wahl weitgehend einschränken.

Mathematisch fordert man, daß die Feldgleichungen für das vereinigte Gesamtfeld aus einer → Lagrangefunktion, die nur von geometrischen Größen abhängt, entsprechend einem einheitlichen → Variationsprinzip folgen.

Physikalisch ist der Wunsch bestimmend, auf diese Weise Modelle von Elementarteilchen in Form von singularitätsfreien Lösungen (→ Singularitätsproblem) der e.n Feldgleichungen zu bekommen. Ausgangspunkt ist dabei in allen Fällen die schon vorliegende geometrische Theorie des Gravitationsfeldes von A. Einstein (→ allgemeine Relativitätstheorie). Nach A. Einstein gibt es prinzipiell drei Möglichkeiten, seine Gravitationstheorie zu einer unitären Theorie der Gravitation und des Elektromagnetismus zu erweitern:

1) Die in die Lagrangefunktion der allgemeinen Relativitätstheorie eingehende Christoffel-

sche Übertragung wird im Rahmen einer nichtriemannschen Geometrie durch allgemeinere, unsymmetrische Übertragungsgrößen ersetzt.

2) Die vierdimensionale Raum-Zeit wird durch einen höherdimensionalen, Riemannschen Raum ersetzt und in diesem die der allgemeinen Relativitätstheorie analoge Lagrangefunktion zugrunde gelegt.

3) Es werden Lagrangefunktionen zugelassen, in denen der Riemannsche Tensor (→ Krümmungstensor) in einer höheren als der ersten Potenz eingeht.

Die Möglichkeit 1) wurde 1918 von H. Weyl in seiner eichinvarianten F. benutzt. Hier wurde das elektromagnetische Vektorpotential A_μ geometrisiert, indem es zur Einführung einer allgemeineren Übertragung $\Gamma^\lambda_{\varrho\nu}$ benutzt wurde:

$$\Gamma^\lambda_{\varrho\nu} = \begin{Bmatrix} \lambda \\ \varrho\nu \end{Bmatrix} + \frac{1}{2}(\delta^\lambda_\varrho A_\nu + \delta^\lambda_\nu A_\varrho - g^{\lambda\mu} A_\mu g_{\varrho\nu}), \tag{1}$$

dabei ist $\begin{Bmatrix} \lambda \\ \varrho\nu \end{Bmatrix}$ die Christoffelsche Übertragung. Als wesentliches einschränkendes physikalisches Prinzip wird die Forderung nach Eichinvarianz der Theorie gegenüber der Umeichung

$$\bar{A}_\mu = A_\mu + \frac{1}{q}\partial_\mu q, \quad g_{\mu\nu} = q g_{\mu\nu} \tag{2}$$

eingeführt, die eine freie Wahl des Maßstabes garantiert.

Geometrisch hängt das zusätzliche Vektorfeld A_μ in (1) mit der Übertragung von Strecken zusammen. Die elektromagnetische Feldstärke $F_{\mu\nu}$ ist dann gerade durch den Tensor $S_{\mu\nu}$ gegeben, der die Streckenführung beschreibt:

$$F_{\mu\nu} = S_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \tag{3}$$

Dieser erfüllt die 2. Gruppe der Maxwellschen Gleichungen:

$$\partial_\lambda S_{\mu\nu} + \partial_\mu S_{\nu\lambda} + \partial_\nu S_{\lambda\mu} = 0. \tag{4}$$

Die Gleichungen (4) für $S_{\mu\nu}$ sind geometrisch die Bedingungen dafür, daß sich jede Strecke von einem Punkt des Raumes zu allen anderen Punkten des Raumes in einer vom Wege unabhängigen Weise übertragen läßt. A. Einstein konnte jedoch zeigen, daß die Weylsche Theorie nicht der physikalischen Realität entspricht, weil nach ihr die Eigenschwingungen physikalischer Systeme von deren Vorgeschichte abhängen, was im Widerspruch zum Aussenden scharfer Spektrallinien durch angeregte Atome steht.

In den Rahmen der Möglichkeiten von 1) gehört auch die Theorie mit Fernparallelismus von A. Einstein (1928), die einen Fernvergleich von Richtungen gestattet. Sie basiert auf der Einführung von Tetradenfeldern (→ Tetradentheorie) und führt ebenfalls zu einer allgemeineren Übertragung als die Christoffelsche.

Von A. Einstein wurde weiter im Rahmen der Möglichkeiten von 1) eine unsymmetrische unitäre F. entwickelt. Hier werden der metrische Fundamentaltensor der allgemeinen Relativitätstheorie sowie die Christoffelsche Übertragung

$$g_{\underline{\mu\nu}} = g_{\underline{\nu\mu}} \text{ und } \Gamma^\mu_{\underline{\nu\varrho}} = \Gamma^\mu_{\underline{\varrho\nu}} \tag{5}$$

ersetzt durch allgemeinere, unsymmetrische Feldgrößen

$$g_{\mu\nu} = g_{\underline{\mu\nu}} + g_{\underset{\smile}{\mu\nu}} \text{ bzw. } \Gamma^\mu_{\nu\varrho} = \Gamma^\mu_{\underline{\nu\varrho}} + \Gamma^\mu_{\underset{\smile}{\nu\varrho}}, \tag{6}$$

wobei $g_{\underset{\smile}{\mu\nu}} = -g_{\underset{\smile}{\nu\mu}}$ und $\Gamma^\mu_{\underset{\smile}{\nu\varrho}} = -\Gamma^\mu_{\underset{\smile}{\varrho\nu}}$ ist. Dabei ist $\Gamma^\mu_{\underset{\smile}{\varrho\nu}}$ als Differenz zweier Übertragungen ein Tensor, der Torsionstensor. Er beschreibt den Schließfehler eines sonst im torsionsfreien Raum geschlossenen infinitesimalen Parallelogramms.

Die wesentliche, einschränkende physikalische Bedingung, die im Rahmen eines Variationsprinzips zu eindeutig bestimmten Feldgleichungen führt, ist die der Pseudohermitesymmetrie des Feldgleichungssystems. Sie ist eine Verallgemeinerung der Indexsymmetrie der Größen $g_{\underline{\mu\nu}}$ und $\Gamma^\varrho_{\underline{\mu\nu}}$ in der allgemeinen Relativitätstheorie. Nach Einsteins Vorstellungen soll in der verallgemeinerten Indexsymmetrie die Indifferenz der Feldgleichungen der Physik gegenüber dem Vorzeichen der Ladung zum Ausdruck kommen.

Im einzelnen lassen sich dann die Feldgleichungen aus dem Variationsprinzip herleiten:

$$\delta \int R_{\mu\nu} g^{\mu\nu} \sqrt{-g}\, \mathrm{d}^4x = 0. \tag{7}$$

Hierbei ist $R_{\mu\nu}$ der mit der Übertragung (6) gebildete Ricci-Tensor (→ Riemannscher Raum). Die resultierenden Feldgleichungen lassen sich mit der Substition

$$\Gamma^{*\varrho}_{\mu\nu} = \Gamma^\varrho_{\mu\nu} + \tfrac{2}{3}\delta^\varrho_\mu \Gamma^\tau_{\underset{\smile}{\nu\tau}} \tag{8}$$

in der Form

$$\partial_\nu\left(\sqrt{-g}\, g^{\underset{\smile}{\mu\nu}}\right) = 0 \tag{9a}$$

$$R^*_{\underline{\mu\nu}} = 0 \tag{9b}$$

$$\partial_\lambda R^*_{\underset{\smile}{\mu\nu}} + \partial_\mu R^*_{\underset{\smile}{\nu\lambda}} + \partial_\nu R^*_{\underset{\smile}{\lambda\nu}} = 0 \tag{9c}$$

schreiben. $R^*_{\mu\nu} = R^*_{\underline{\mu\nu}} + R^*_{\underset{\smile}{\mu\nu}}$ ist dabei der mit der Affinität $\Gamma^{*\varrho}_{\mu\nu}$ gebildete Ricci-Tensor, und der Zusammenhang zwischen $g_{\mu\nu}$ und $\Gamma^{*\lambda}_{\mu\nu}$ ist durch die berühmte Einsteinsche Plus-Minus-Relation

$$\underset{+\,-}{g_{\mu\nu;\,\lambda}} = \partial_\lambda g_{\mu\nu} - g_{\alpha\nu}\Gamma^{*\alpha}_{\mu\nu} - g_{\mu\alpha}\Gamma^{*\alpha}_{\lambda\nu} = 0, \tag{10}$$

gegeben, die eine Verallgemeinerung der kovarianten Ableitung darstellt und $g_{\mu\nu}$ eindeutig bestimmt.

Die Gleichungen (9) sind pseudohermitesymmetrisch, d. h. invariant gegenüber der gleichzeitigen Ersetzung von $g_{\mu\nu}$ durch $g_{\nu\mu}$, $R^*_{\mu\nu}$ durch $R^*_{\nu\mu}$ und $\Gamma^{*\lambda}_{\varrho\mu}$ durch $\Gamma^{*\lambda}_{\mu\varrho}$.

Die Hauptschwierigkeit in der unitären F. Einsteins ist die physikalische Interpretation der geometrischen Feldgrößen. Einstein selbst identifiziert $g_{\underline{\mu\nu}}$ mit dem Gravitationsfeld, $\sqrt{-g}\, g^{\underset{\smile}{\mu\nu}}$ mit der zur elektromagnetischen Feldstärke $F_{\mu\nu}$ dualen Tensordichte und

$$\partial_\lambda g_{\underset{\smile}{\mu\nu}} + \partial_\mu g_{\underset{\smile}{\nu\lambda}} + \partial_\nu g_{\underset{\smile}{\lambda\mu}} = 0 \tag{11}$$

mit dem zum vierdimensionalen elektrischen Stromvektor dualen antisymmetrischen Tensor. Bei dieser Interpretation entspricht (9a) der zweiten Gruppe der Maxwellschen Gleichungen, während an die Stelle der ersten Gruppe der

Maxwellschen Gleichungen die obige Stromdefinition tritt. Die Gleichungen (9c) stellen Zusatzbedingungen dar, die kein Analogon besitzen. Neben der Einsteinschen Zuordnung der Größen des elektromagnetischen Feldes zu den geometrischen Größen der unitären F. sind jedoch noch andere möglich, die von Eddington, Schrödinger u. a. näher untersucht wurden.

Neben dem Feldgleichungssystem (9a), (9b), (9c), (10) wurde auch das Feldgleichungssystem (9a, b, c) (10) mit der Zusatzbedingung

$$\Gamma^{*\varrho}_{\mu\nu} = \Gamma^{\varrho}_{\mu\nu} \qquad (12)$$

betrachtet. Dieses stärkere Feldgleichungssystem ist jedoch nicht aus einem Variationsprinzip herleitbar, so daß die Verträglichkeit des Feldgleichungssystems nicht unbedingt gesichert ist.

Für das schwache Feldgleichungssystem (9), (10) sind verschiedene stationäre kugelsymmetrische Lösungen gefunden worden, die im Rahmen der Einsteinschen Interpretation der Feldgrößen einer Masse, verbunden mit einer elektrischen Polladung bzw. einem freien magnetischen Pol oder mit beidem, entsprechen.

Die Möglichkeit 2), eine e. F. in höherdimensionalen Räumen zu formulieren, wurde von Kaluza und Klein in ihrer fünfdimensionalen Feldtheorie verfolgt. Hier muß natürlich erklärt werden, wieso die fünfte Dimension in der Realität nicht in Erscheinung tritt. Eine eigentliche Interpretation der fünften Dimension wurde immer umgangen, indem man nicht den allgemeinsten fünfdimensionalen Raum zugrunde legt, sondern fordert, daß es ein Koordinatensystem gibt, in welchem die metrischen Feldgrößen $g_{ab}(a, b = 1, 2, 3, 4, 5)$ nur von den vier Koordinaten der Raum-Zeit abhängen. Auch Periodizität in der fünften Koordinate wurde als einschränkende Forderung benutzt.

Die Möglichkeit 3), e. F.n mit Feldgleichungen höherer Ordnung zu untersuchen, ist wenig verfolgt worden. Ein Beispiel wären hier auch die eichinvarianten Theorien Weyls, die im allgemeinen zu Feldgleichungen vierter Ordnung führen. Außerdem wurde von C. Lanczos eine e. F. näher untersucht, der eine in $R_{\mu\nu}$ und $g_{\mu\nu}$ quadratische Lagrangefunktion zugrunde liegt.

Lit. A. Einstein: Grundzüge der Relativitätstheorie (Berlin 1969); H.-J. Treder: Relativität und Kosmos (Berlin 1968).

Einheitsfläche, → Rationalitätsgesetz.

Einheitsmomentenkurve, *Biegefließkurve*, eine aus Biegeversuchen gewonnene Fließkurve. Dabei wird das sogenannte Einheitsmoment $m = M/bs^2$ in Abhängigkeit von der logarithmischen Formänderung a am Außenrand aufgetragen. Dabei bedeuten M Biegemoment, b Blechbreite, s Blechdicke. Zwischen der E. und der aus Zug- bzw. Druckversuchen gewonnenen Fließkurve besteht beim querkraftfreien Blechbiegen der Zusammenhang

$$\frac{m}{k_f} = c_b \frac{F}{n+2}.$$

Darin bedeuten k_f die Formänderungsfestigkeit, n den Verfestigungsexponent aus der Fließkurvenapproximation, c_b eine Korrekturgröße zur Berücksichtigung der Abweichungen vom ebenen Deformationszustand und F die durch die folgende Beziehung definierte Krümmung: $F = (r_a - r_u)^2 + (r_i - r_u)^2$. Dabei ist r_a Radius der Außenfaser, r_u Radius der ungelängten Faser, r_i Radius der Innenfaser. Durch die obige Gleichung ist es möglich, das Biegemoment als wichtigste Kenngröße eines Biegevorganges ohne großen Rechenaufwand aus der Fließkurve $k_f = k_f(\varphi_g)$ zu ermitteln. φ_g ist die größte logarithmische Hauptformänderung.

Einkreissystem, → Reaktor 4.2).

Einkristall, ein Körper, der aus einem einzigen fast fehlerfreien → Kristall oder aus fast fehlerfreien Bereichen besteht, deren analoge Kristallachsen zueinander parallel oder nahezu parallel liegen. Diese Bereiche sind dann durch Gitterfehler voneinander getrennt.

Schon bevor die Gitterfehler elektronenmikroskopisch untersucht waren, wurde die Vorstellung entwickelt, die meisten E.e würden aus einer großen Anzahl kleiner Mosaikblöcke, d. h. fast fehlerfreier Bereiche bestehen. Derartige E.e wurden *Mosaikkristalle* genannt.

Punkte benachbarter Mosaikblöcke, die in der Idealstruktur translationsäquivalent wären, liegen jedoch nicht auf demselben Punktgitter (→ Gitter); die den verschiedenen Blöcken entsprechenden Punktgitter sind vielmehr gegeneinander verschoben oder um kleine Winkel verschwenkt. Diese Verschiebungen und Verschwenkungen sind die Folge von Gitterbaufehlern, insbesondere von Versetzungen, eingebauten Fremdatomen und Gitterfehlstellen. Jeder Mosaikblock verhält sich daher bei Beugung von Röntgenstrahlen so, wie nach der → Braggschen Reflexionsbedingung zu erwarten ist; von benachbarten Mosaikblöcken reflektierte Strahlen sind aber nicht in Phase, obwohl sie nahezu parallel zu einander sind (Abweichungen $< 1°$). Diese Mosaikblöcke haben so kleine Abmessungen ($\approx 10^{-3}$ cm), daß Extinktion 1. Art innerhalb eines Blockes noch kaum eine Rolle spielt. Vernachlässigt man sie ganz, so ist die integrale Intensität der Reflexe (hkl) dem Betragsquadrat $|F(hkl)|^2$ ihrer Strukturfaktoren (→ Kristallstrukturanalyse, Gl. 1) proportional, während sie bei einem Idealkristall proportional dem Betrag $|F(hkl)|$ wäre. Die Abhängigkeit von dem durchstrahlten Volumen des Kristalls ist in Kristallen, die dem Idealkristall ähnlich sind, auch viel komplizierter als für einen Mosaikkristall, so daß sich Kristalle mit Mosaikstruktur besser zur Kristallstrukturanalyse eignen als solche mit idealerer Struktur. Häufig sind auch solche Kristalle, bei denen für die weitaus meisten Reflexe die Extinktion 1. Art weit unter der Grenze der Meßfehler liegt, aber für einige wenige starke Reflexe mit niedrigen (hkl) doch nicht zu vernachlässigen ist. Diese Intensitäten werden dann entweder auf Extinktion korrigiert, oder sie bleiben bei der Bestimmung genauer Atomkoordinaten (der Verfeinerung der Struktur) unberücksichtigt.

Zur Herstellung von E.en gibt es besondere Verfahren der → Kristallzüchtung. Die E.e haben eine sehr große Bedeutung für die Forschung, da eine Reihe grundlegender Untersuchungen der Festkörpereigenschaften nur an E.en vorgenommen werden kann, ferner für die Technik, z. B. bei den Halbleiterbauelementen.

Einkristallschichten, → dünne Schicht, Abschn. Struktur.

Einlagerungsmischkristall, → Mischkristall.

einlaufende Wellen, → avancierte Potentiale.

Einmündungsgesetz, stellt als Reihenentwicklung eine Näherung für den Verlauf der Magnetisierung M bei hohen Feldstärken H im Bereich der Einmündung in die Sättigung M_s dar: $M = M_s \cdot (1 - a/H - b/H^2 - \cdots) + \alpha(H)$. Hierbei sind a und b Konstanten. Der erste Term charakterisiert die Drehung, die Funktion $\alpha(H)$ beschreibt die Erhöhung der spontanen Magnetisierung durch den → Paraprozeß. Das E. wurde von Akulov, Gans, Becker und Döring aufgestellt.

Einphasenwechselstrommaschine, → elektrische Maschine.

Einpolmaschine, svw. Unipolarmaschine.

Einschlußverbindungen, eine Gruppe kristallisierter Molekülverbindungen, in deren Hohlräume Moleküle eines anderen Stoffes eingeschlossen sind. Nach der Form der Hohlräume unterscheidet man *Kanaleinschlußverbindungen* und *Käfigeinschlußverbindungen* (*Käfigverbindungen, Klathrate*), nach der Herkunft der Hohlräume *Gittereinschlußverbindungen*, bei denen sich die Hohlräume in einem aus Einzelmolekülen bestehenden Kristallgitter befinden, und *Moleküleinschlußverbindungen*, bei denen sie innerhalb eines großen Moleküls auftreten.

Einschußenergie, bei Kernreaktionen die Energie, mit der die beschleunigten Inzidenzteilchen (Protonen, Deuteronen oder schwerere Ionen) auf das Target treffen. Die E. ist ein wichtiger Parameter bei der Untersuchung der Kernreaktionen. Sie wird im Laborsystem oder im Schwerpunktsystem angegeben.

Einschwingvorgang, → Oszillator.

Eins-durch-v-Gesetz, $1/v$-*Gesetz*, für viele Atomkerne beobachtete Gesetzmäßigkeit, nach welcher der → Absorptionsquerschnitt bzw. der → Wirkungsquerschnitt des Einfangprozesses für langsame Neutronen mit steigender Energie umgekehrt proportional der Geschwindigkeit der Neutronen abnimmt.

Einselement, → Gruppentheorie.

Eins je Meter, *reziprokes Meter*, 1/m oder m^{-1}, eine andere Bezeichnung für → Dioptrie.

Eins je Quadratmeter, *reziprokes Quadratmeter*, $1/m^2$ oder m^{-2}, SI-Einheit der Teilchenfluenz, bei der im Mittel 1 Teilchen einer radioaktiven Strahlung in eine Kugel mit der Querschnittsfläche 1 m^2 eintritt.

Eins je Quadratmeter mal Sekunde, *reziprokes Quadratmeter mal Sekunde*, $1/m^2 \cdot s$ oder $m^{-2} \cdot s^{-1}$, SI-Einheit der Teilchenflußdichte oder Teilchenfluenzleistung, bei der im Mittel 1 Teilchen einer ionisierenden Strahlung in der Zeit 1 s in eine Kugel mit der Querschnittsfläche 1 m^2 eintritt. Der Name Hertz je Quadratmeter ist nicht zulässig.

Eins je Sekunde, *reziproke Sekunde*, 1/s oder s^{-1}, SI-Einheit der Aktivität einer Menge eines radioaktiven Stoffes, bei der sich in der Zeit 1 s im Mittel 1 Atom eines radioaktiven Nuklids umwandelt. Diese Einheit darf nicht Hertz genannt werden. Die Bildung anderer reziproker Zeiteinheiten zur Bezeichnung von Aktivitäten ist nicht gestattet.

Einstandentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Einstein-Bose-Statistik, svw. Bose-Einstein-Statistik.

Einstein-de-Haas-Effekt, Umkehrung des → Barnett-Effektes.

Einstein-Dilatation, svw. Zeitdilatation.

Einstein-Fokker-Gleichung, svw. Fokker-Planck-Gleichung.

Einstein-Funktion, → Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

Einsteinium, Es, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element mit der Ordnungszahl 99, ein Transuran. Bekannt sind 13 Isotope der Massezahlen 244 bis 256. Das längstlebige Isotop ist ^{254}Es mit einer Halbwertszeit von 480 Tagen; am schnellsten zerfällt ^{246}Es mit einer Halbwertszeit von 7,3 Minuten. Zuerst nachgewiesen wurde 1952 ^{253}Es völlig unerwartet nach einer thermonuklearen Explosion.

Einstein-Kausalität, → Kausalität, → axiomatische Quantentheorie.

Einstein-Kondensation, svw. Bose-Einstein-Kondensation.

Einstein-Kosmos, Lösung der Einsteinschen Gleichungen mit kosmologischem Glied.

Die dreidimensionalen Raumschnitte dieses Kosmos sind sphärisch, d. h., sie sind dreidimensionale Kugeln, somit die dreidimensionalen Analoga der zweidimensionalen Kugeln (→ Weltradius). Der E.-K. ist instabil. Eine Vergrößerung der Materiedichte ϱ führt zu ständiger Kontraktion, eine Verminderung der Materiedichte zu einer ständigen Expansion. Die diesen Kosmos füllende Materie kann einmal inkohärente Materie sein, d. h., man nimmt an, daß der Druck in dieser Materie zu vernachlässigen ist. In diesem Fall gilt zwischen der Materiedichte ϱ und der kosmologischen Konstanten Λ (→ kosmologisches Glied) die Beziehung $\frac{1}{2}\varkappa\varrho = \Lambda$. Ist dagegen der Kosmos vorwiegend von Strahlung erfüllt (→ Strahlungskosmos), ergibt sich die Beziehung $\varkappa\varrho = \Lambda$. Für einen Wert von ungefähr 10^{-29} g/cm³ für die mittlere Materiedichte im Kosmos ergibt sich für die kosmologische Konstante Λ der ungefähre Wert von 10^{-56} cm^{-2}, also ein äußerst kleiner Wert, der bei der Betrachtung lokaler Probleme vernachlässigbar ist. Ferner ergibt sich eine Beziehung zwischen dem Radius R der dreidimensionalen Kugel, die den Raum bildet, und der kosmologischen Konstanten. Sie lautet für den Kosmos mit inkohärenter Materie $R^{-2} = \Lambda$, für den Strahlungskosmos $\frac{3}{2}R^{-2} = \Lambda$. Mit dem oben angegebenen Wert für die kosmologische Konstante ergibt sich für den Radius R ein Wert von der Größenordnung 10^{10} Lichtjahre. Der E.-K. ist das topologische Produkt aus einer eindimensionalen Menge, der Zeit, und einer dreidimensionalen, der dreidimensionalen Kugel. Er ist also das vierdimensionale Analogon des dreidimensionalen Kreiszylinders. Der E.-K.wird daher oft auch *Zylinderwelt* genannt.

Einstein-Lobatschewski-Geometrie des Geschwindigkeitsraumes, dem → Additionstheorem der Geschwindigkeiten entsprechende Metrik des Raumes der Geschwindigkeitsvektoren

Einstein-Maxwellsche Gleichungen

im dreidimensionalen euklidischen Raum (→ spezielle Relativitätstheorie). Der Betrag der Relativitätsgeschwindigkeit zweier Körper, die sich gegen ein Bezugssystem Σ mit $\vec{v}$ und $\vec{v} + d\vec{v}$ bewegen, lautet

$$ds^2 = \left[d\vec{v}^2 - \left(\frac{\vec{v}}{c} \times d\vec{v}\right)^2\right]\left[1 - \frac{\vec{v}^2}{c^2}\right]^{-2}. \quad (1)$$

Dieser Ausdruck ist unabhängig vom speziellen Bezugssystem Σ. Die Länge eines endlichen Relativgeschwindigkeitsvektors ist $|\vec{v}_{12}| = c \cdot \tanh s$. Hierbei ist s die nach (1) berechnete Länge der Verbindungsgeraden von $\vec{v}_1$ nach $\vec{v}_2$ und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Das Additionstheorem paralleler Relativgeschwindigkeiten gleicht damit dem Additionsgesetz des hyperbolischen Tangens (→ Lorentz-Gruppe). Mit der Metrik (1) ist der Geschwindigkeitsraum ein dreidimensionaler Raum konstanter negativer Krümmung. Die Transformation $\vec{v} = c(\tanh\varrho \cdot \sin\Theta \cdot \cos\varphi, \quad \tanh\varrho \cdot \sin\Theta \cdot \sin\varphi, \tanh\varrho \cdot \cos\Theta)$ liefert die Standardform der Metrik eines solchen Raumes:

$$ds^2 = d\varrho^2 + \sinh^2\varrho(d\Theta^2 + \sin^2\Theta\, d\varphi^2).$$

Einstein-Maxwellsche Gleichungen, die Gravitationsfeld und elektromagnetisches Feld sowie deren Wechselwirkung beschreibenden Gleichungen.

Die Ankopplung des Gravitationsfeldes an das freie elektromagnetische Feld erfolgt ausgehend von den Maxwellschen Gleichungen im Minkowski-Raum auf Grund des Einsteinschen → Äquivalenzprinzips. Danach ist von den kovariant geschriebenen Maxwellschen Gleichungen im Minkowski-Raum mit der ebenen Metrik $\eta_{\mu\nu}$ auszugehen:

$$F^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0; \quad F_{\mu\nu;\lambda} + F_{\nu\lambda;\mu} + F_{\lambda\mu;\nu} = 0. \quad (1)$$

Hierbei ist die kovariante Ableitung (→ Riemannscher Raum) $_{;\lambda}$ mit $\eta_{\mu\nu}$ zu bilden, die in Inertialsystemen identisch mit der gewöhnlichen Ableitung ∂_λ ist, weil dort die zugehörigen Christoffelschen Übertragungen identisch verschwinden.

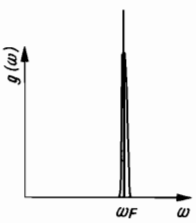
Beim Übergang zu einem Raum mit Gravitationsfeld bekommen wir an Stelle der ebenen Minkowski-Metrik $\eta_{\mu\nu}$ einen Riemannschen Raum mit der Metrik $g_{\mu\nu}$, die das Gravitationsfeld beschreibt. Die Gleichungen (1) sind jetzt lediglich als Gleichungen in diesem Riemannschen Raum zu formulieren, d. h., $\eta_{\mu\nu}$ ist überall durch $g_{\mu\nu}$ zu ersetzen und die kovariante Ableitung bezüglich $\eta_{\mu\nu}$ durch die kovariante Ableitung bezüglich $g_{\mu\nu}$.

Die Wirkung des Maxwell-Feldes auf das Gravitationsfeld geschieht durch den → Energie-Impuls-Tensor des Maxwell-Feldes, der die Quelle des Gravitationsfeldes $g_{\mu\nu}$ ist und als solche in die Einsteinschen Gleichungen einzusetzen ist. Damit erhält man das Einstein-Maxwellsche Feldgleichungssystem:

$$R_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\varkappa(F_{\mu\sigma}F_{\nu\tau}g^{\sigma\tau} - \tfrac{1}{4} g_{\mu\nu}F_{\kappa\lambda}F_{\alpha\beta}g^{\kappa\alpha}g^{\lambda\beta}) \quad (2)$$

$(g^{\sigma\tau}F_{\mu\tau})_{;\sigma} = 0$, ($_{;\sigma}$ bedeutet die kovariante Ableitung bezüglich $g_{\mu\nu}$)

$$F_{\mu\nu;\lambda} + F_{\nu\lambda;\mu} + F_{\lambda\mu;\nu} = 0.$$



1 Phononenspektrum des Einstein-Modells und Näherung durch Linie endlicher Breite

Die Einstein-Maxwellschen Gleichungen lassen sich herleiten aus dem Variationsprinzip:

$$\delta \int \sqrt{-g}(R_{\mu\nu}g^{\mu\nu} + \frac{\varkappa}{2} F_{\sigma\tau}F_{\mu\nu}g^{\sigma\mu}g^{\tau\nu})\, d^4x = 0,$$

wobei $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ ist und nach $g_{\mu\nu}$ und den elektromagnetischen Potentialen A_μ zu variieren ist.

Lit. V. Fock: Theorie von Raum-Zeit und Gravitation (dtsch. Berlin 1960).

Einstein-Raum, ein → Riemannscher Raum R_n, dessen Ricci-Tensor $R_{\mu\nu} = \delta^\sigma_\lambda R^\lambda{}_{\mu\nu\sigma}$ die Bedingung $R_{\mu\nu} = qg_{\mu\nu}$ erfüllt; $g_{\mu\nu}$ ist dabei der metrische Fundamentaltensor, und q ist eine skalare Funktion. Einen E.-R., für den $q = 0$ gilt, nennt man einen *speziellen E.-R.*

Der Krümmungsskalar $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ eines E.-R.es ist gleich nq; der Krümmungsskalar eines speziellen E.-R.es ist $R = 0$. Für $n > 2$ ist R immer konstant.

Die durch die Einsteinschen Gravitationsgleichungen mit kosmologischem Glied bestimmten Riemannschen Räume sind vierdimensionale E.-Räume der Signatur 2, während die durch die Einsteinschen Gleichungen ohne kosmologisches Glied bestimmten Räume spezielle E.-Räume sind. Insbesondere ist der → Minkowski-Raum ein spezieller E.-R.

Einstein-Relation, von Einstein erstmalig angegebene Beziehung $D/b = kT$ zwischen dem Diffusionskoeffizienten D, der Beweglichkeit b (→ Driftgeschwindigkeit) und der Temperatur T der einzelnen Trägerarten (→ Plasma) im Plasma, wenn k die Boltzmannsche Konstante bedeutet. Die Gültigkeit dieser Beziehung setzt Maxwellsche Energieverteilung innerhalb der einzelnen Trägersorten und damit wenigstens partielles thermodynamisches Gleichgewicht voraus.

Einsteinsche Beziehung, → Trägheit der Masse.

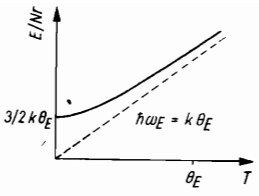
Einsteinsche Gravitationsgleichungen, *Einsteinsche Gleichungen,* → allgemeine Relativitätstheorie.

Einsteinsche Gravitationskonstante, → allgemeine Relativitätstheorie.

Einsteinsches Gravitationsgesetz, → allgemeine Relativitätstheorie.

Einsteinsche Summenkonvention, → Summationskonvention.

Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, 1907 von Einstein aufgestellte Theorie, die das Verschwinden der spezifischen Wärmekapazität von Festkörpern bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt der Temperatur (3. Hauptsatz der Thermodynamik) theoretisch erfassen konnte. Einstein ging dabei, im Gegensatz zur später aufgestellten → Debyeschen Theorie der spezifischen Wärmekapazität, von der idealisierenden Annahme aus, daß alle Schwingungen der Atome des Kristallgitters mit gleicher Frequenz $\omega_E/2\pi$, willkürlicher Phase und in beliebiger Richtung erfolgen, d. h., die Gitteratome schwingen unabhängig voneinander, harmonisch und isotrop um ihre Gleichgewichtspositionen (*Einsteinsches Modell der Gitterschwingungen*). Das Frequenzspektrum der Gitterschwingungen (Phononenspektrum) wird somit durch eine δ-Funktion dargestellt (Abb. 1): $g(\omega) = 3Nr\,\delta(\omega - \omega_E)$. Hierbei bedeutet N die Anzahl der Einheitszellen, r die Anzahl der Atome in der Einheitszelle. Die thermische Energie (Abb. 2) für das Einsteinsche Modell ergibt sich zu $E = (3/2)\,Nr\,k\theta_E +$



2 Thermische Energie für das Einstein-Modell

$\frac{3\,Nr\,k\theta_E}{\exp(\theta_E/T)-1}$, wobei die Einstein-Temperatur θ_E durch $\hbar\omega_E = k\theta_E$ definiert wird. k ist die Boltzmannsche Konstante, $\hbar = h/2\pi$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Aus dieser Beziehung erhält man die Wärmekapazität C_v je Teilchen (Abb. 3):

$$C_v = 3kE\left(\frac{\theta_E}{T}\right); \qquad (1)$$

hierbei wird die Funktion $E(x) = \frac{x^2e^x}{(e^x-1)^2}$ als die *Einstein-Funktion* bezeichnet. Die spezifische Wärmekapazität erhält man aus (1) durch Multiplikation mit der Anzahl von Atomen je Masseeinheit bzw. je Mol.

Für hohe Temperaturen $T > \theta_E$ gibt (1) ein qualitativ richtiges Bild des Temperaturverlaufs der spezifischen Wärmekapazität wieder, die für $T \gg \theta_E$ der → Dulong-Petitschen Regel genügt; für tiefe Temperaturen $T \to 0$ erfaßt die E. T. d.'s. W. das Verschwinden der spezifischen Wärmekapazität, zeigt aber einen von experimentellen Resultaten abweichenden nahezu exponentiellen Verlauf. Hierin zeigt sich besonders der grobe Näherungscharakter des Einsteinschen Modells, das exakt nur für zweiatomige Gasmoleküle gilt, die als unabhängig schwingende Oszillatoren angesehen werden können. Trotzdem läßt sich das einfache Einsteinsche Modell der Gitterschwingungen oft recht brauchbar bei der Beschreibung von Spitzen im Phononenspektrum anwenden, z. B. für optische → Phononen, → lokalisierte Gitterschwingungen und → quasilokalisierte und Zwischenbandmoden.

Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeiten, die mit Hilfe der halbklassischen Strahlungstheorie bestimmten Wahrscheinlichkeiten A_{nm} bzw. B_{nm} für das Auftreten der spontanen bzw. durch ein äußeres Strahlungsfeld der Energiedichte $u(\nu)$ induzierten Emission mit der Frequenz $\nu = |E_m - E_n|/h$. Sei $E_m > E_n$ und N_m bzw. N_n die Anzahl der Atome im Zustand m bzw. n, dann genügen die E.n Ü. im stationären Fall der Relation $N_m[A_{mn} + B_{mn} \cdot u(\nu)] = N_nB_{nm}u(\nu)$. Unter Berücksichtigung allein der Dipolstrahlung folgt dann $B_{mn} = B_{nm} = (\pi/3\hbar^2)\,|\vec{q}_{mn}|^2$ und $A_{mn} = (\nu^3/3\pi\hbar^3)\,|\vec{q}_{mn}|^2$ mit $\vec{q}_{mn} = e\int \psi^*_m(\vec{r}) \cdot \vec{r}\psi_n(\vec{r})\,d^3\vec{r}$, wobei $\psi_m(\vec{r})$ die Wellenfunktionen des zur Energie E_m gehörenden Zustands sind; e bedeutet die Elementarladung.

Die korrekte Ableitung der E.n Ü. erfolgt in der Quantenelektrodynamik. Sei $|N_\nu\rangle$ der Zustand, in dem bereits N Quanten der Frequenz ν vorhanden sind, und $\hat{c}_\nu^+$ bzw. $\hat{c}_\nu^-$ der Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator eines Quants der Frequenz ν, dann sind die Übergangswahrscheinlichkeiten $w_e = w_{N+1,N}$ bzw. $w_a = w_{N-1,N}$ der Emission bzw. Absorption eines Quants proportional dem Quadrat von $\langle N_\nu + 1\,|\hat{c}_\nu^+|\,N_\nu\rangle = \sqrt{N_\nu + 1}$ bzw. $\langle N_\nu - 1\,|\hat{c}_\nu^-|\,N_\nu\rangle = \sqrt{N_\nu}$, d. h., $w_e/w_a = (N_\nu + 1)/N_\nu$. Der Summand 1 bei der Emission entspricht der spontanen Emission (Abwesenheit äußerer Felder), während N_ν das Vorhandensein zusätzlicher Quanten (äußerer Felder) berücksichtigt. Es ergibt sich daraus, daß die Übergangswahrscheinlichkeit für die induzierte Emission mit der Anzahl der äußeren Quanten anwächst, ein Umstand, den man beim Laser ausnutzt.

Einsteinsche Zylinderwelt, → Einstein-Kosmos.

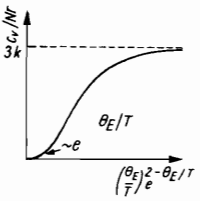
Einsteins Viskositätsgleichung, → Viskosität.

Einstein-Tensor, → Krümmungstensor.

Einstellebene, auch (insbesondere bei photographischen Geräten) *Mattscheibenebene,* diejenige Bildebene eines optischen Systems (→ Kardinalelemente), bei der über die gesamte Bildgröße optimale Schärfe erreicht wird. Die E. kann durch die Wirkung der → Abbildungsfehler eine andere Lage als die ideale Gaußsche Bildebene haben.

Einteilchenmodell, → Schalenmodell.

Einteilchenzustand, stationärer Zustand eines quantenmechanischen Teilchens, z. B. eines Elektrons. Die Wellenfunktion eines E.es wird als Lösung einer stationären Schrödinger-Gleichung für ein Teilchen in einem vorgegebenen äußeren Potential bestimmt. Falls das Potential kugelsymmetrisch ist, sind die Einteilchenzustände durch die Hauptquantenzahl n, die Drehimpulsquantenzahlen l und m_l sowie die Spinquantenzahl m_s charakterisiert. Aber auch im Rahmen von Näherungsverfahren zur Berechnung der Wellenfunktionen für Mehrteilchensysteme werden Einteilchenzustände verwendet (z. B. → Hartree-Verfahren und → Hartree-Fock-Verfahren). Bei diesen Verfahren wird die Wechselwirkung eines Teilchens mit allen anderen näherungsweise durch ein nur von den Koordinaten dieses Teilchens abhängiges Potential beschrieben, so daß eine Schrödinger-Gleichung zur Berechnung der Einteilchenzustände formuliert werden kann.



3 Spezifische Wärmekapazität nach dem Einstein-Modell

Eintreffervorgang, → biologische Strahlenwirkung.

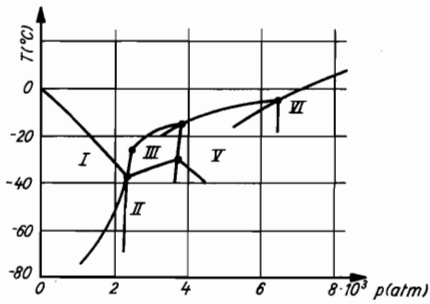
Ein-Triplett-Modell, → Quarkmodell.

Eintrittspupille, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

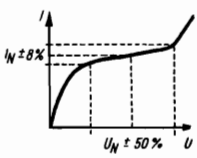
Einundzwanzig-Zentimeter-Linie, → Radioastronomie.

Einwägen, das → Wägen einer Probe vor der mit einer Masseänderung verbundenen chemischen oder anderweitigen Behandlung derselben, im Gegensatz zum → Rückwägen.

Eis, fester Aggregatzustand des Wassers. Der Umwandlungspunkt von flüssigem Wasser in Eis (Gefrierpunkt) liegt bei Normaldruck (760 Torr) bei 0 °C und ist einer der Fundamentalpunkte der Temperaturskala. Es gibt mehrere Modifikationen des E.es; im Zustandsdiagramm (Abb.) geben die über die Tripelpunkte hinausgehenden Linienstücke Beobachtungen instabiler Zustände an. Je nach den Versuchsbedingungen sind die polymorphen Umwandlungen reversibel oder irreversibel. Die Struktur von E. I ist hexagonal, von E. II orthorhombisch, von E. III tetragonal, E. V und VI sind weitere Modifikationen, deren Struktur noch nicht geklärt ist.



Zustandsdiagramm des Eises



Strom-Spannungs-Kennlinie eines Eisenwasserstoffwiderstandes. I_N Nennstrom, U_N Nennspannung des Eisenwasserstoffwiderstandes

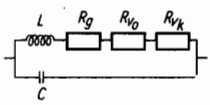
Eisenkern, ein Kern aus weichmagnetischem Material in Spulen, Transformatoren und Elektromagneten. Es werden sowohl Pulver- und Sintermagnete als auch Ferrite verwendet, um insbesondere die Wirbelstromverluste zu verringern. In Großgeräten (Transformatoren, Motoren) besteht der E. aus dünnen Eisenblechen mit isolierenden Zwischenschichten. Für E.e von Elektromagneten wird magnetisches Material mit einer besonders hohen Sättigungsmagnetisierung benötigt.

Der E. wird zur Erzeugung eines starken Magnetfeldes außerhalb des E.s bei einem relativ kleinen elektrischen Strom eingesetzt.

Eisenlichtbogen, elektrische Bogenentladung, die zwischen Eisenelektroden brennt. Der Entladungsraum ist daher teilweise mit Eisendampf erfüllt. Die vielen von einem solchen E. emittierten Atom- und Ionenlinien des Eisenspektrums werden bei spektroskopischen Untersuchungen oft zu Vergleichungs- und Eichzwecken benutzt.

Eisenstern, ein Stern, in dessen Spektrum die Linien des Eisens anomal stark auftreten.

Eisenverluste, die Energie, die bei Verwendung eines → Eisenkerns in einer wechselstromdurchflossenen Spule in Wärme umgewandelt wird. Die E. treten zusätzlich zu den Wicklungsverlusten infolge des ohmschen Widerstandes der Wicklung und der nichtidealen Isolation auf. Sie setzen sich zusammen aus den Wirbelstromverlusten, den Nachwirkungsverlusten und den Hystereseverlusten, bei Verwendung von Ferriten außerdem aus den dielektrischen Verlusten. Im Ersatzschaltbild der Spule (Abb.) können sie als zusätzliche Verlustwiderstände berücksichtigt werden. Als Güte der Spule definiert man $Q = \omega L/(R_g + R_{V0} + R_{Vk}) = 1/\tan\delta_L$. Dabei ist ω die Frequenz, L die Induktivität, R_g der Gleichstromwiderstand, R_{V0} der Verlustwiderstand ohne Eisenkern, R_{Vk} der Verlustwiderstand der E., δ_L der Verlustwinkel und $\tan\delta_L$ der Verlustfaktor der Spule. Steigt bei Einbringen eines Eisenkerns die Induktivität mehr als die Verluste, so nimmt die Güte zu.



Ersatzschaltbild der Spule.

Die Anteile der E. unterscheiden sich in Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit und lassen sich deshalb getrennt experimentell bestimmen. Bei genügend fein unterteiltem Material gilt für den Verlustwiderstand der Wirbelstomverluste $R_W = (2/3)\,L\omega^2/\omega_g$. Dabei ist ω_g die Grenzkreisfrequenz der Wirbelströme. Für Amplituden H_{eff}, die kleiner als die Koerzitivfeldstärke sind, ergibt sich der Verlustwiderstand infolge der Hysterese zu $R_h = (8/15)\cdot L\cdot\alpha/\mu\cdot\sqrt{2}\cdot\omega H_{eff}$. Dabei ist α die Rayleigh-Konstante und μ die Anfangspermeabilität. Die restlichen, annähernd der Frequenz proportionalen Verluste schreibt man der magnetischen Nachwirkung zu. In der HF-Technik rechnet man oft mit Verlustbeiwerten, so daß für den Gesamtverlustwiderstand gilt $R_{Vk} = L(s\omega^2 + hH_{eff}\cdot\omega + n\omega)$. Dabei ist s der Wirbelstrombeiwert, h der Hysteresebeiwert und n der Nachwirkungsbeiwert.

Lit. Meinke u. Gundlach: Handb. der HF-Technik (Berlin, Heidelberg, New York 1968).

Eisenwasserstoffwiderstand, ein → Kaltleiter zur selbsttätigen Stabilisierung elektrischer Ströme. Der E. besteht aus einem mit Wasserstoff (etwa 50 Torr) gefüllten Glaskolben, in dem sich ein Eisendraht befindet; dieser erwärmt sich durch den hindurchfließenden Strom bis auf Rotglut. Wegen des großen positiven Temperaturkoeffizienten des Widerstandes und einer bei dieser Temperatur eintretenden Modifikationsänderung des Eisens nimmt der Widerstand des E.es mit steigendem Strom zu und wirkt so dem Stromanstieg entgegen (Abb.). Über einen bestimmten Spannungsbereich ΔU am E. bleibt der Strom nahezu konstant. Praktisch kann in einem Intervall $U_N \pm 50\,\%$ mit einer maximalen Stromänderung von $\pm 8\,\%$ gerechnet werden. U_N ist die Nennspannung des E.es. Eisenwasserstoffwiderstände werden für Ströme zwischen 0,01 und 6 A und Nennspannungen zwischen 3 und einigen hundert V gefertigt. Sie dienen unter anderem zur Heizstromstabilisierung bei Elektronenröhren gegenüber Spannungsschwankungen.

Eispunkt, → Temperaturskala.

Eiweißmolekül, → Makromolekül.

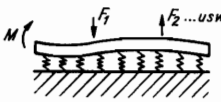
Ejektorpumpe, eine Treibmittelpumpe, die als Arbeitsmittel einen schnell bewegten Flüssigkeits-, Gas- oder Dampfstrahl hoher Dichte benutzt. Der Pumpvorgang kommt durch Mischung des angesaugten Gases mit dem Treibmittel infolge Turbulenz zustande.

Ekliptik, Großkreis, in dem die Erdbahnebene die Himmelskugel schneidet. Die Erdbahnebene ist dabei durch die Bewegung des Radiusvektors vom Sonnenmittelpunkt zum Schwerpunkt des Systems Erde–Mond festgelegt. Der Erdmittelpunkt fällt nicht mit diesem Schwerpunkt zusammen und pendelt wegen der Mondbewegung etwas um die Erdbahnebene. Die Sonne bewegt sich in ihrer scheinbaren jährlichen Bahn längs der E.

Ekmanspirale, logarithmische Spirale, die unter stark vereinfachenden Annahmen den Übergang des durch die turbulenzbedingte Reibung (→ Austausch) abgelenkten Windvektors im Bereich der → Grundschicht in den → geostrophischen Wind beschreibt, der oberhalb der → Reibungshöhe weht. Moderne Theorien ergeben unter weniger einschränkenden Voraussetzungen modifizierte Spiralen, die aber ebenso wie die E. bis zur Reibungshöhe eine Zunahme der Windgeschwindigkeit und eine Drehung der Windrichtung mit der Höhe (auf der Nordhalbkugel der Erde nach rechts) wiedergeben, die durch Beobachtungen bestätigt wird.

elastische Bettung, nachgiebige Lagerung von Balken u. a. über eine größere Länge bzw. Fläche. Die Durchsenkung η des Balkens ruft eine örtliche Rückstellkraft hervor, die im ela-

stischen Fall gleich $-K \cdot \eta$ ist, wobei *K Bettungsziffer* genannt wird.

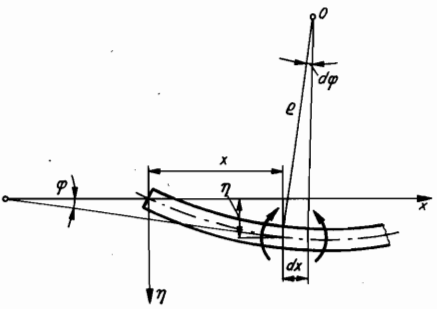


Elastisch gebetteter Balken, Symbolisierung durch eine Reihe Federn

elastische Grundgleichungen, Bewegungsgleichungen eines elastisch deformierten Mediums, die für kleine elastische Verzerrungen in der Form $\varrho \cdot \ddot{\vec{u}} = G\left(\Delta\vec{u} + \frac{1}{(1-2\nu)} \operatorname{grad} e\right) + \vec{f}$ geschrieben werden können. Dabei ist $\vec{u}$ der Verschiebungsvektor, G der Schubmodul, ν die Poissonsche Querkontraktionszahl, ϱ die Massendichte, $\vec{f}$ die Dichte der Volumenkräfte. Die von den elastischen Konstanten abhängige Kraft neben $\vec{f}$ ist der Gradient des Spannungstensors, → Spannungsgleichgewicht. Die relative Volumendehnung e kann ebenfalls durch $\vec{u}$ ausgedrückt werden, → Verzerrung.

elastische Konstanten, → Hookesches Gesetz.

elastische Linie, die geometrische Lage der neutralen Faser eines belasteten Stabes. Für ursprünglich gerade Stäbe lautet bei kleiner



Zur Geometrie des elastisch gekrümmten Stabes (elastische Linie)

Durchbiegung η die Differentialgleichung $\frac{d^2\eta}{dx^2} = \eta'' = -\frac{M}{EI}$, bei gegebener Belastungsintensität $q(x)$ kann sie in der Form $(EI \cdot \eta'')'' = q(x)$ mit EI als Biegesteifigkeit geschrieben werden, q ist als Kraft je Längeneinheit definiert, E der Elastizitätsmodul, I das axiale Trägheitsmoment.

elastische Nachwirkung, → Elastizitätsverzögerung.

elastischer Stoß, → Stoß.

elastischer Voreffekt, → Elastizitätsverzögerung.

elastisches Grenzmoment, → Fließmoment.

elastische Streuung, → Streuung, → Streuexperiment.

elastische Turbulenz, → Schmelzenbruch.

elastische Verformung, diejenige Verformung des Materials, die nach Verschwinden der Ursache, wie Kraft oder Temperaturdifferenz, wieder auf den Nullzustand zurückgeht, wobei keikeine Hysteresisschleife entsteht.

elastisch-idealplastischer Werkstoff, ein Werkstoff, der sich bis zur Fließspannung σ_0 elastisch verhält, wobei sein Verhalten im elastischen Bereich sowohl linear als auch nichtlinear sein kann. Nach Erreichen der Fließgrenze fließt der Werkstoff unter der konstanten Fließspannung σ_0. Der e.-idealplastische W. stellt nur ein für Berechnungen vereinfachtes Modell dar. Reale Werkstoffe zeigen mehr oder weniger große Abweichungen von diesem Verhalten. Abb. → Plastizitätstheorie.

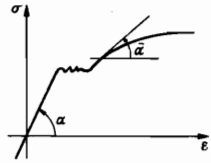
elastisch-verfestigender Werkstoff, → Plastizitätstheorie.

Elastizität, Fähigkeit eines Körpers, nach Belastungen seine ursprüngliche Gestalt wieder anzunehmen. Während der Belastung entstehen Formänderungen, die im Bereich des → Hookeschen Gesetzes zu den Spannungen proportional sind. Die → lineare E. ist jedoch ein Spezialfall, ein Material kann im elastischen Bereich durchaus ein nichtlineares Spannungs-Verformungsverhalten zeigen. Führt eine Belastung zu bleibenden Formänderungen, so spricht man von → Plastizität; sie setzt nach Überschreiten der Fließgrenze ein.

Elastizitätsgrenze, Punkt der → Spannungs-Dehnungs-Linie, von dem ab bei zunehmender Belastung neben der reinen elastischen Verformung auch plastisches Fließen auftritt. Bei realen Stoffen stellt die E. meist ein Übergangsgebiet dar, daher sind Elastizitätsgrenze, → Fließgrenze und → Proportionalitätsgrenze nicht immer scharf trennbar.

Elastizitätsmodul, *E-Modul, Youngscher Modul, E,* Verhältnis von Spannung σ zu Dehnung ε, Dimension Kraft je Fläche, verkörpert die Dehnhärte. Die Dehnung ist als relative Längenänderung $\Delta l/l_0$ definiert.

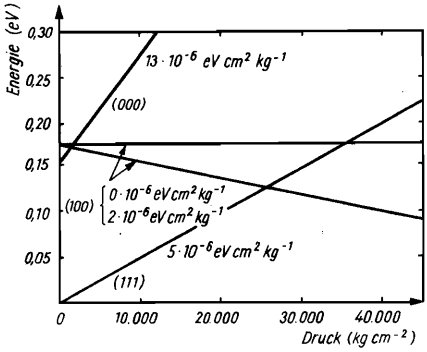
Elastizitätsverzögerung, *Retardation,* ein „Nachhinken" der Verzerrung gegenüber der Spannung, so daß die Endverzerrung eines Materials bei konstanter Belastung sich erst nach einer gewissen, theoretisch sogar unendlich großen, Zeit einstellt, → Kriechen. Die Erscheinung der E. tritt bei allen viskoelastischen, festen Materialien auf, z..B. beim Kelvin-Körper. Bei Belastung führt die E. zum elastischen Voreffekt, d. h., die elastische Verzerrung wird verzögert. Bei Entlastung geht die vorhandene Verzerrung erst allmählich zurück. Man spricht von elastischer Nachwirkung.



Elastizitätsmodul im Hookeschen (tan α) und überelastischen Bereich (tan $\bar{\alpha}$)

Elastoleitfähigkeit, die Änderung der Leitfähigkeit eines Festkörpers bei elastischer Deformation, wobei meist ein homogener Spannungszustand, also eine gleichmäßige Dehnung, beobachtet wird. Da die E. zwischen zwei Tensoren 2. Stufe (Leitfähigkeit, Dehnung) vermittelt, ist sie ein Tensor 4. Stufe. Die Zahl der nicht verschwindenden Elemente und die Anzahl der dabei unabhängigen Komponenten ist durch die Gittersymmetrie gegeben und für die Kristallklassen charakteristisch.

Die physikalische Ursache für die E. liegt in der Änderung des Kristallpotentials durch die Deformation des Kristalls. Dadurch wird die Bandstruktur geändert, wobei die Verschiebungen der einzelnen Bandkanten dem Vorzeichen und Betrag nach unterschiedlich sind (Abb.). Die Neuverteilung der Ladungsträger auf die möglichen Energiezustände wirkt sich vor allem dann stark aus, wenn bei einem bestimmten Druck Überschneidungen zweier Bandkanten auftreten. Dies führt zu merklichen Änderungen der Beweglichkeit, da sich die den einzelnen Bandkanten zuzuordnenden effektiven Massen



Verschiebung der drei Leitungsbandkanten in Germanium durch Druck relativ zu der als unveränderlich angenommenen Valenzbandkante

meist wesentlich unterscheiden. Ein entsprechender Effekt tritt auch bei *Mehrtalhalbleitern* bei uniaxialer Deformation auf, wenn durch die Dehnung die Äquivalenz der vorher miteinander entarteten Bandkanten aufgehoben wird. Es kommt dann zur Umverteilung der Elektronen auf die energetisch abgesenkten Energietäler.

Elastomechanik, → Elastizität, → Kontinuumsmechanik.

elasto-viskoses Medium, ein → Medium, das sich zugleich elastisch und viskos oder plastisch verhält. Die Viskosität wächst im allgemeinen mit zunehmendem Druck, und zwar um so mehr, je komplizierter die Moleküle aufgebaut sind. Die Partikelbewegung in einem solchen M. hängt von der Dauer der einwirkenden Kräfte ab, so daß mechanische Wellen unterschiedlicher Frequenz sich in unterschiedlicher Weise ausbreiten. Das Erdinnere ist auf Grund der Beobachtung → seismischer Wellen als e.-v. M. anzusehen.

Elektret, ein → Dielektrikum mit einem permanenten Dipolmoment. Der Begriff E. ist dem Wort Magnet nachgebildet. Als E.e eignen sich Ferroelektrika, deren Polarisationszustand durch äußere Einflüsse nicht beeinträchtigt wird. Ein E. läßt sich aus einem Eindomänenkristall geeigneter Wachstumsrichtung, dessen Dipole in die gewünschte Richtung durch ein starkes äußeres Feld geordnet werden, herstellen. Gefordert werden muß, daß die ferroelektrische Curie-Temperatur so hoch ist, daß bei Zimmertemperatur die spontane Polarisation nicht verschwindet. Analog zu einem Permanentmagneten muß die Koerzitivfeldstärke groß sein, damit der Polarisationszustand bei Vorliegen elektrischer Felder nicht gestört wird. Außerdem lassen sich E.e herstellen, indem paraelektrische Substanzen, wie bestimmte Harze, in flüssiges Wachs gebracht werden und die Erstarrung des Systems unter einem hohen elektrischen Gleichfeld erfolgt. Die molekularen Dipole werden im Feld ausgerichtet und beim Erstarren in diesem Zustand fixiert. An derartigem Material lassen sich Oberflächenladungen von 10^{-5} As · m^{-2} messen.

elektrische Elementarladung, *elektrisches Elementarquantum.* Alle in der Natur auftretenden Ladungen sind ein ganzzahliges Vielfaches einer kleinsten Ladung, der e.n E. e, die sowohl positiv ($+e$) als auch negativ ($-e$) auftreten kann. Positive Elementarladungen tragen das Positron und das Proton, während eine negative mit dem Negatron oder Elektron verbunden ist. Beide Vorzeichen treten bei Mesonen und Hyperonen auf. Grundsätzlich haben alle Elementarteilchen und die daraus zusammengesetzten Systeme Ladungen, die ganzzahlige Vielfache der E. sind; die hypothetischen Quarks sollten dagegen drittelzahlige Vielfache der e.n E haben (→ Quarkmodell). e wird häufig auch als *Elektronenladung* bezeichnet.

Die Bestimmung des Zahlenwertes von e ist nach einer von Millikan angegebenen Methode direkt möglich. Die genauesten Messungen liefern einen Mittelwert von $e = (1{,}604 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-19}$ C.

Aus dem Verhältnis der sehr exakt bestimmbaren → Loschmidtschen Konstanten N_L und der → Faraday-Konstanten F erhält man nach $e = F/(zN_L)$ mit $z = 1$ den Wert $e = (1{,}6020 \pm 0{,}0004) \cdot 10^{-19}$ C. Hohe Geschwindigkeiten, die die Masse der Teilchen stark vergrößern, haben keinen Einfluß auf die Größe der Ladung.

elektrische Energie, *elektrische Feldenergie, Energie des elektrischen Feldes,* W_e, die im elektrischen Feld gespeicherte Energie. Sie ist beim Aufbau des elektrischen Feldes aufzuwenden und wird beim Abbau (Zerfall) des Feldes zurückgewonnen und in andere Energieformen übergeführt, z. B. in magnetische Energie oder in Wärme. Die Energiedichte w_e, d. h. die auf die Volumeneinheit bezogene Energie eines beliebigen elektrischen Feldes, das gekennzeichnet wird durch die Feldgrößen der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ und der dielektrischen Verschiebung $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, wobei ε_0 die elektrische Feldkonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante des Mediums im Feldraum und $\vec{P}$ die elektrische Polarisation bedeuten, ist allgemein gegeben zu

$$w_e = \tfrac{1}{2}(\vec{E}\vec{D}) = \tfrac{1}{2}\varepsilon_0 \vec{E}^2 + \tfrac{1}{2}(\vec{E}\vec{P}). \qquad (1)$$

Die Energiedichte setzt sich aus der Energiedichte $\frac{1}{2}\varepsilon_0 \vec{E}^2$ des leeren Raumes und dem Anteil $\frac{1}{2}(\vec{E}\vec{P})$ des polarisierten Dielektrikums zusammen, der zu dessen Polarisierung aufzuwenden ist. Daraus folgt die gesamte Energie eines sich über ein Volumen V erstreckenden Feldes durch Summation zu

$$W_e = \int_V w_e \, \mathrm{d}V = \tfrac{1}{2} \int_V (\vec{E}\vec{D}) \, \mathrm{d}V. \qquad (2)$$

Sind im Dielektrikum $\vec{E}$ und $\vec{P}$ nicht proportional zueinander, d. h., ist ε_r feldstärkeabhängig, so gilt für die Energiedichte an Stelle von Gleichung (1) die Beziehung

$$w_e = \int_0^D (\vec{E} \, \mathrm{d}\vec{D}).$$

Die Einheit der e.n E. ist die Wattsekunde, Ws, 1 Ws = 1 Nm.

Die obige Vorstellung vom elektrischen Feld als dem Träger der elektrischen Energie ist die von M. Faraday begründete Nahwirkungstheorie der elektrischen Erscheinungen (→ elektrisches Feld), deren Überlegenheit gegenüber der älteren Fernwirkungstheorie sich eindeutig im Gebiet zeitlich (schnell) veränderlicher Felder erweist. Vom Standpunkt der Fernwirkungstheorie

aus werden im Gegensatz dazu die elektrischen Ladungen infolge der zwischen ihnen wirkenden, durch das Coulombsche Gesetz beschriebenen Kräfte als Träger von potentieller Energie betrachtet (*Coulombsche Wechselwirkungsenergie*). Jedoch führen beide Betrachtungsweisen nur im elektrostatischen Fall zum gleichen Ergebnis. Als Beispiel wird ein Plattenkondensator mit der Kapazität $C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \frac{A}{d}$ betrachtet, der nach Aufladung auf die Spannung U die Ladungen $\pm Q$ trage. Dabei sind A die Plattenfläche und d der Plattenabstand. Die in ihm gespeicherte Energie folgt aus Gleichung (2) wegen $E = U/d$ und $D = Q/A$ (homogenes Feld) und $V = A \cdot d$ zu $W_e = \frac{1}{2} Q \cdot U = \frac{1}{2} C \cdot U^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$, da $C = Q/U$. Zum gleichen Ergebnis gelangt man durch die Berechnung der Arbeit, die gegen die Coulombkräfte zu verrichten ist, wenn der Kondensator vom neutralen Zustand durch Überführung einer Ladungsart von der einen Platte zur anderen aufgeladen wird. → Poyntingscher Satz.

Über die Erzeugung von e.r E. → Elektrizitätsversorgung, → Energiedirektumwandlung.

elektrische Feldenergie, → elektrische Energie.

elektrische Feldlinien, *elektrische Kraftlinien,* zur Veranschaulichung der räumlichen Verteilung des → elektrischen Feldes gedachte Linien, deren Tangente in jedem Punkt mit der Richtung des dortigen Feldes übereinstimmt. Die Stärke des elektrischen Feldes drückt man durch die Dichte der e.n F. aus, d. h. durch die Zahl der F., die die Flächeneinheit senkrecht durchsetzen. Die e.n F. bilden mit den → Äquipotentialflächen ein System orthogonaler Trajektorien. Die e.n F. verlaufen zwischen elektrischen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens, wobei eine Ladungsart sich auch im Unendlichen befinden kann, z. B. beim Feld einer einzelnen Punktladung. Die F. sind folglich nicht geschlossen; der ihnen zugeordnete Richtungssinn weist von der positiven Ladung zur negativen. Im zeitlich veränderlichen magnetischen Feld treten auch geschlossene e. F. auf, → Induktion, → Feld 3). Der Verlauf der e.n F. läßt sich im elektrostatischen Feld bei hinreichend hohen Feldstärken durch längliche, gegen die Abmessungen des Feldes kleine dielektrische Probekörper sichtbar machen, die im Felde polarisiert werden und sich in Feldrichtung einstellen. Geeignet sind z. B. Gipskristalle, Kohlepulver und Grieß in Öl oder Petroleum.

elektrische Feldstärke, $\vec{E}$, ein Vektor, der die Stärke des → elektrischen Feldes in jedem Punkt des Raumes beschreibt. Die e. F. in einem Punkt mit dem Ortsvektor $\vec{r}$ ist definiert als das Verhältnis aus der Kraft F, die eine elektrische Ladung Q in diesem Punkt durch das elektrische Feld erfährt und die der Ladung proportional ist, und eben dieser Ladung. Es gilt

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\vec{F}(\vec{r})}{Q}.$$

Die Einheit der e.n F. ist das Volt je Meter, V/m. Die Darstellung der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldes, d. h. des Verlaufes der e.n F., erfolgt durch → elektrische Feldlinien.

Über die *eingeprägte e. F.* → Stromquelle.

elektrische Flußdichte, svw. Verschiebung 1).

elektrische Gasreinigung, → Elektrofilter.

elektrische Kraft, die → Kraft, die eine elektrische Ladung oder ein Dielektrikum im elektrischen Feld erfährt. Ein allgemeiner Ausdruck für die e. K. wird mit Hilfe des Prinzips der virtuellen Verschiebung gefunden. Zweckmäßig führt man die auf die Volumeneinheit bezogene Kraft, die Volumenkraft f, und die auf die Flächeneinheit bezogene Kraft, die Flächenkraft $\vec{p}$, ein.

1) *Volumenkraft*: $f = \varrho\vec{E} - \frac{\varepsilon_0}{2}\vec{E}^2 \operatorname{grad} \varepsilon_r + \frac{\varepsilon_0}{2} \operatorname{grad}\left(\vec{E}^2 \varrho^* \frac{\mathrm{d}\varepsilon_r}{\mathrm{d}\varrho^*}\right)$. Dabei ist $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, ε_0 die elektrische Feldkonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, ϱ die Raumladungsdichte und ϱ^* die Dichte. Der erste Summand stellt die Kraft auf eine wahre Ladung dar; der zweite Summand bildet die Kraft auf die Polarisationsladung, die bei einer Änderung von ε_r, insbesondere an Grenzflächen, infolge der Polarisation des Dielektrikums entsteht. Der dritte Summand gibt die Kraft an, die infolge einer räumlichen Änderung der stofflichen Dichte auftritt. Im Gegensatz zu den beiden ersten Anteilen führt dieser letztere zu keiner resultierenden Gesamtkraft, sondern bewirkt eine Form- und Volumenänderung des Dielektrikums, → Elektrostriktion.

2) *Flächenkraft, Maxwellsche Spannungen*: $\vec{p} = \frac{1}{2}\vec{E}(\vec{D}\vec{n}) + \frac{1}{2}[\vec{D} \times [\vec{E} \times \vec{n}]] = \vec{E}(\vec{D}\vec{n}) - \frac{1}{2}\vec{n}(\vec{D}\vec{E})$. Dabei ist $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$ die dielektrische Verschiebung, $\vec{n}$ die Normale auf die Fläche.

Die Gesamtkraft auf ein endliches Volumen (Fläche) ergibt sich aus den Elementarbeziehungen durch Integration.

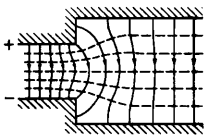
Spezialfälle der e.n K. (isotropes und homogenes Dielektrikum):

a) *Kraft auf eine wahre Ladung:* $F = \int\limits_V \varrho\vec{E}\,\mathrm{d}V = \int\limits_V \vec{E}\,\operatorname{div}\vec{D}\,\mathrm{d}V$. Bei über das Volumen konstantem $\vec{E}$ ergibt sich die bekannte Beziehung $F = Q\vec{E}$, → Lorentzkraft, → Coulombsches Gesetz.

b) *Zug und Druck im elektrischen Feld:* Auf eine Fläche senkrecht zur Richtung der Feldstärke ($\vec{n} \| E$) wirkt eine Flächenkraft $\vec{p}_{\|} = \frac{1}{2}\vec{E}(\vec{D}\vec{n}) = w_e\vec{n}$ und auf eine Fläche parallel zu E ($n \perp E$) die Kraft $\vec{p}_{\perp} = \frac{1}{2}[\vec{D} \times [\vec{E} \times \vec{n}]] = -\frac{1}{2}n(\vec{D}\vec{E}) = -w_e n$. Dabei ist w_e die Energiedichte des elektrischen Feldes. $\vec{p}_{\|}$ bedeutet eine mechanische Spannung in Richtung der Feldlinien (Zug der Feldlinien), $\vec{p}_{\perp}$ eine solche senkrecht dazu (Druck der Feldlinien). Während der Zug im Sinne einer Verkürzung der Feldlinien wirkt, steht dem der Druck entgegen, so daß sich ein Gleichgewichtszustand einstellt.

Die Kraft auf eine geladene Leiteroberfläche mit der Flächenladungsdichte σ folgt daraus betragsmäßig zu $p = \frac{1}{2}ED = \frac{1}{2}\sigma E$, sie wirkt senkrecht zur Oberfläche.

c) *Kraft auf die Grenzfläche zwischen zwei Dielektrika*: Die Kraft wirkt senkrecht zur Grenzfläche vom Medium höherer Dielektrizitätskonstante in das Medium niederer Dielektrizitätskonstante. Trägt die Grenzschicht keine wahren Ladungen ($\sigma = 0$), so gilt für den Betrag



Elektrisches Feld in einem abgestuften Plattenkondensator. →← elektrische Feldlinie, – – – – Äquipotentiallinie

der Flächenkraft $p = \frac{\varepsilon_0}{2}\left[\frac{D_n^2}{\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_{r_2}} - \frac{1}{\varepsilon_{r_1}}\right) - E_t^2(\varepsilon_{r_2} - \varepsilon_{r_1})\right]$. D_n bzw. E_t ist die Normalkomponente bzw. Tangentialkomponente von $\vec{D}$ bzw. $\vec{E}$, die die Grenzfläche stetig durchsetzen.

d) *Kraft auf einen elektrischen Dipol* mit dem Moment $\vec{p}$: Im homogenen Feld erfährt der Dipol ein Drehmoment $\vec{T} = [\vec{p} \times \vec{E}]$, im inhomogenen Feld eine Kraft $\vec{F} = (\vec{p}\ \mathrm{grad})\ \vec{E}$.

elektrische Ladung, → Ladung.

elektrische Leitfähigkeit, → Leitfähigkeit.

elektrische Leitung, zur Fortleitung von elektrischen Gleich- und Wechselströmen verwendeter metallischer Leiter. Sind die e.n L.en — gleichgültig, ob ein- oder mehradrig — mit einer lückenlosen Isolierschicht umgeben, die sie gegeneinander oder gegen die Umgebung elektrisch isoliert, so spricht man von → Kabeln. Zur Gruppe der e.n L.en gehören entsprechend der obigen Definition außer den Kabeln noch → Freileitungen, Innenleitungen (in Räumen verlegte e. L.en), → Hohlleiter und → Doppelleitungen. Dabei unterscheidet man oft nicht streng zwischen einem Kabel und einer Leitung.

Sind die Abmessungen einer e.n L. nicht mehr klein gegen die Wellenlänge der zu übertragenden Frequenz, so spielt die Zeit zum Durchlaufen der Leitung eine so wesentliche Rolle, daß man keineswegs mehr von einer Gleichzeitigkeit der Vorgänge am Ein- und Ausgang sprechen kann. Die Strom- und Spannungsverteilung entlang einer e.n L. hängt deshalb nicht nur von der zeitlichen Änderung der entsprechenden Größe, sondern auch vom Ort ab. So beobachtet man z. B. auf einer mit einer sinusförmigen Hochfrequenz gespeisten, am Ende offenen oder kurzgeschlossenen e.n L., die aus zwei parallelen Drähten besteht (→ Lecherleitung), stehende Wellen. Stehende Wellen können auch in der Starkstromtechnik eine entscheidende Rolle spielen, wenn z. B. die Länge einer Freileitung in die Größenordnung der Wellenlänge (etwa 6000 km für 50 Hz Wechselstrom) kommt.

Für beliebige, von der Zeit abhängige Strom- oder Spannungsverläufe werden die Vorgänge auf den e.n L.en durch die → Telegrafengleichungen beschrieben, im Falle rein sinusförmiger Ströme und Spannungen genügen dazu die → Leitungsgleichungen.

elektrische Maschine, eine elektromagnetische Anordnung zur Umwandlung elektrischer Energie in mechanische Energie und umgekehrt. Zu den e.n M.n rechnet man auch → Umformer und → Transformatoren, die elektrische Energie aufnehmen und unter Änderung der Spannungshöhe, der Spannungsform oder der Frequenz als elektrische Energie wieder abgeben.

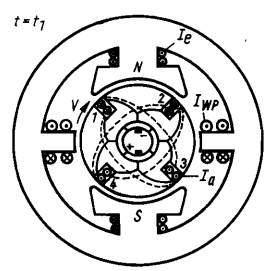
Aufbau. Fast ausschließlich werden rotierende e. M.n ausgeführt (abweichender Sonderfall → Linearmotor). Sie bestehen aus den Hauptteilen Ständer und Läufer. Der *Ständer* oder *Stator* ist der stillstehende Teil einer e.n M.; er kann → Anker sein oder das Erregersystem tragen. Der *Läufer* oder *Rotor* ist der umlaufende Teil einer e.n M.; er kann Anker oder Erregerteil sein und befindet sich im allgemeinen innerhalb des Ständers. Vom → Luftspalt, dem Raum zwischen Ständer und Läufer, hängt die → Feldkurve ab. Der → magnetische Kreis schließt sich über Ständer, Luftspalt und Läufer. Ständer- und Läuferteile, die zum magnetischen Kreis gehören, werden aus ferromagnetischem Material und, falls sie von einem Wechsel- oder Drehfeld durchsetzt werden, zur Herabsetzung der Wirbelstromverluste als Blechpaket aus Dynamoblechen hergestellt. Das Magnetfel wird von einer stromdurchflossenen → Wicklung oder bei zeitlich konstanten Feldern (Gleichfeldern) in Kleinmaschinen (Leistungen unter 500 W) auch von Permanentmagneten aufgebaut.

Wirkungsweise. Die Energieumwandlung erfolgt durch Kraftwirkung auf stromdurchflossene Leiter (Kraftgesetz) oder durch Grenzflächenkräfte im Magnetfeld und durch Spannungsinduktion in Spulen, die bewegt oder von einem Wechselfeld durchsetzt werden. Bei Energiefluß von der elektrischen Seite zur mechanischen Seite liegt Motorbetrieb vor (*Elektromotor*), bei umgekehrter Energierichtung Generatorbetrieb (*Generator, Dynamomaschine*). Prinzipiell kann jede e. M. in beiden Energieflußrichtungen arbeiten.

Bei der Energieumwandlung entstehen folgende Verluste: Wicklungsverluste (in Erregerwicklungen auch als Erregerverluste bezeichnet), Ummagnetisierungsverluste (Hysterese- und Wirbelstromverluste in ferromagnetischen Teilen), Bürstenübergangsverluste, Bürstenreibungsverluste, Luftreibungsverluste, Lagerreibungsverluste und Zusatzverluste (z. B. Wirbelstromverluste in Teilen außerhalb des magnetischen Kreises). Da die Verluste als Wärmeenergie auftreten, ist zur Abführung eine *Kühlung* erforderlich. Außer der Luftkühlung wendet man bei Großmaschinen die Wasserstoff- oder Wasserkühlung an, wobei das Kühlmittel auch unmittelbar durch die Wicklungsleiter oder das Eisen geleitet wird.

Die e.n M.n können in Gleichstrom-, Drehstrom- und Einphasenwechselstrommaschinen eingeteilt werden.

1) Bei den *Gleichstrommaschinen* sind an der Innenfläche des Ständers, der als Hohlzylinder in Guß- oder Schweißkonstruktion ausgeführt ist und gleichzeitig als Joch dient, $2p$ (p = Polpaarzahl) ausgeprägte Hauptpole angeschraubt,



1 Querschnitt durch eine Gleichstrommaschine mit 4 Nuten im Generatorbetrieb. Rückwärtige Leiterverbindungen wurden gestrichelt, Stromwender mit Wicklungsanschlüssen wurde in den Querschnitt verlegt. I_e Erregerstrom, I_a Ankerstrom, induzierte Spannung, I_{wp} Wendepolstrom, N Nordpol, S Südpol, v Umfangsgeschwindigkeit des Ankers, ⊗ in die Ebene eintretender Strom, ○ aus der Ebene austretender Strom, + und − Bürsten am Stromwender

bestehend aus Polkern, Erregerwicklung und → Polschuh. Zwischen den Hauptpolen sind in der neutralen Zone → Wendepole angeordnet. Die Wendepolwicklung wird so vom Strom durchflossen, daß das Wendepolfeld das Ankerfeld in der Wendepolzone (→ Stromwendung) aufhebt. Der Läufer oder Anker trägt auf der Welle ein genutetes Blechpaket, in das die Spulen der Ankerwicklung eingelegt sind. Die Spulenenden sind an die Lamellen des → Stromwenders angeschlossen. Die → Bürsten dienen zur Stromzuführung oder Stromabnahme vom Stromwender. Vom Erregerfeld werden in den Ankerleitern Spannungen induziert, die sich entsprechend der Reihenschaltung zur Bürsten- oder Ankerspannung addieren. Während die Leiterspannungen Wechselspannungen sind, ist die Bürstenspannung infolge der Frequenzwandlung durch den Stromwender eine Gleichspannung, deren Welligkeit mit größerer Leiterzahl abnimmt. Fließt in den Ankerleitern ein Strom, so erregt er das Ankerquerfeld und verzerrt und schwächt dadurch das Erregerfeld (→ Ankerrückwirkung). Bei Maschinen großer Leistung legt man deshalb in die Polschuhe eine Kompensationswicklung ein, die so vom Ankerstrom durchflossen wird, daß sie das Ankerfeld aufhebt. Der Ankerstrom, der im Bereich eines Poles in den Leitern stets in gleicher Richtung fließt, bildet außerdem mit dem Gesamtfeld Kräfte. Das Gesamtmoment aller Leiterkräfte wirkt beim Generatorbetrieb dem Antriebsmoment entgegen und beschleunigt bei Motorbetrieb den Anker.

Nach der Schaltung der Erregerwicklung zur Ankerwicklung unterscheidet man Nebenschluß-, Reihenschluß- und Doppelschlußmaschinen (→ Drehzahlverhalten).

a) Bei der *Gleichstromnebenschlußmaschine* sind Anker- und Erregerwicklung parallel geschaltet, oder die Erregerwicklung ist an eine Spannungsquelle angeschlossen. Bei Betrieb an einem Netz konstanter Spannung bleibt das Magnetfeld näherungsweise konstant, und die Drehzahl ändert sich nur in geringen Grenzen in Abhängigkeit von der Belastung. Die Nebenschlußmaschine wird im Motorbetrieb (Nebenschlußmotor) in gesteuerten oder geregelten elektrischen Antrieben für die feinstufige Drehzahländerung über große Bereiche angewendet, z. B. zum Antrieb von Werkzeugmaschinen, Walzstraßen und Fördereinrichtungen. Die Änderung der Drehzahl-Drehmomenten-Kennlinie läßt sich durch Feldschwächung mit Vorwiderständen im Erregerkreis, durch Ankervorwiderstände oder durch Änderung der Ankerspannung mit Hilfe eines Mehrleiternetzes (→ Dreileitersystem) oder einer → Leonard-Schaltung erreichen. Bei Generatorbetrieb (Nebenschlußgenerator) unterscheidet man nach der Erregung zwischen fremderregter, selbsterregter und eigenerregter Maschine. Beim selbsterregten Nebenschlußgenerator kommt es zu einem Selbsterregungsvorgang (→ dynamoelektrisches Prinzip). Der Nebenschlußgenerator wird für Notstromanlagen, für Leonard-Schaltungen, für die Speisung der Erregerwicklung einer anderen e.n M. (→ Erregermaschine) u. a. eingesetzt, aber durch Stromrichter immer mehr verdrängt.

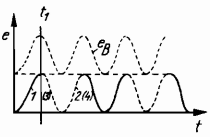
b) Bei der *Gleichstromreihenschlußmaschine* (*Gleichstromhauptschlußmaschine*) sind Ankerwicklung und Erregerwicklung hintereinandergeschaltet. Damit ändert sich das Magnetfeld mit dem Ankerstrom und wird belastungsabhängig. Im Motorbetrieb (Gleichstromreihenschlußmotor, Gleichstromhauptschlußmotor) erhält man eine stark fallende Drehzahl-Drehmomenten-Kennlinie (Reihenschlußverhalten). Sie kann durch die gleichen Maßnahmen wie beim Nebenschlußmotor verändert werden. Da das Reihenschlußverhalten vor allem bei Fahrzeugen erwünscht ist, wird der Reihenschlußmotor zum Antrieb von Nahverkehrsmitteln (Straßenbahn, S-Bahn, U-Bahn u. a.) eingesetzt. Der Generatorbetrieb der Reihenschlußmaschine hat nur für den Bremsbetrieb bei Fahrzeugen Bedeutung.

c) Die *Gleichstromdoppelschlußmaschine* (*Gleichstromverbundmaschine*, *Gleichstromcompoundmaschine*) besitzt sowohl eine Nebenschluß- als auch eine Reihenschlußerregerwicklung. Im Motorbetrieb hat die Reihenschlußwicklung die Aufgabe, einen Drehzahlanstieg durch die Ankerrückwirkung zu verhindern. Bei Generatorbetrieb kann man durch Mitkompoundierung den Abfall der Strom-Spannungs-Kennlinie verringern und durch Gegenkompoundierung verstärken. Letzteres besitzt Bedeutung beim Einsatz der Maschine als Schweißgenerator.

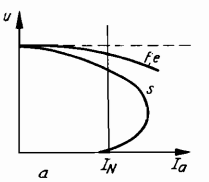
Sonderfälle der Gleichstrommaschinen stellen der → Scheibenläufermotor, die → Querfeldmaschine und die → Unipolarmaschine dar.

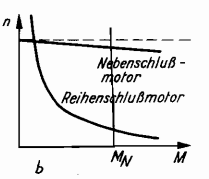
2) Die *Drehstrommaschinen* werden eingeteilt in Drehstromasynchronmaschinen, Drehstromsynchronmaschinen und Drehstromkommutatormaschinen.

a) Bei der *Drehstromasynchronmaschine* (*Drehstrominduktionsmaschine*) weicht die Läuferdrehzahl gering von der des Drehfelds ab (Asynchronlauf). Ständer und Läufer werden als gleichmäßig genutetes Blechpaket aufgebaut. Im Ständer wird die auch als → Primärwicklung bezeichnete und in Stern oder Dreieck geschaltete Drehstromwicklung untergebracht. Der Läufer wird als Kurzschlußläufer, Stromverdrängungsläufer oder Schleifringläufer ausgeführt. Die Läuferwicklung bezeichnet man auch

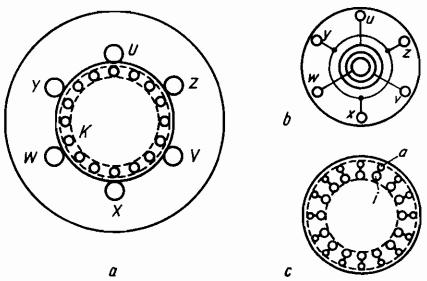


2 Induzierte Spannungen e in Abhängigkeit von der Zeit t. e_B Bürstenspannung, 1...4 Spannungsbeitrag der Spulen 1...4 zur Bürstenspannung, t_1 Zeitpunkt für die in Abb. 1 gezeichnete Ankerstellung

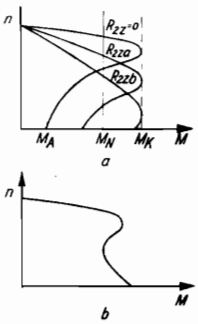




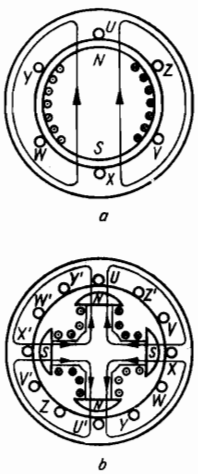
3a Strom(I_a)-Spannungs(U)-Kennlinie des Gleichstromnebenschlußgenerators. *f*, *e* fremderregt bzw. eigenerregt, *s* selbsterregt, I_N Nennstrom. *3b* Drehzahl(n)-Drehmomenten(M)-Kennlinie des Gleichstromnebenschlußmotors und des Gleichstromreihenschlußmotors. M_N Nennmoment



4 Querschnitt durch einen Asynchronmotor mit verschiedenen Läufern: *a* Ständer eines zweipoligen (Polpaarzahl $p = 1$) Drehstromasynchronmotors mit Kurzschlußläufer, an dessen Stelle auch ein Schleifringläufer (*b*) oder ein Doppelkäfigläufer (*c*) treten kann. U, V und W Anfänge und X, Y und Z Enden der Drehstrom-(Ständer-)Wicklung. u, v und w und x, y und z Klemmen der Läuferwicklung. *a* äußerer Käfig, *i* innerer Käfig



5 Drehzahl(n)-Drehmomenten(M)-Kennlinien von Asynchronmotoren: *a* Kurzschlußläufer für Läuferzusatzwiderstände $R_{2Z}=0$, Schleifringläufer für Läuferzusatzwiderstände R_{2Za} und R_{2Zb}, M_A Anlaufmoment, M_K Kippmoment, M_N Nennmoment. *b* Doppelkäfigläufer



6 Vereinfachter Querschnitt einer Drehstromsynchronmaschine: *a* zweipolige (Polpaarzahl $p = 1$) Drehstromsynchronmaschine mit Vollpolläufer und Erregerfeld, *b* vierpolige (Polpaarzahl $p = 2$) Drehstromsynchronmaschine mit Schenkelpolläufer und Erregerfeld. *U*, *V* und *W* Anfänge der Stränge der Drehstromwicklung, *X*, *Y* und *Z* Enden der Stränge der Drehstromwicklung, *U'*, *V'*, *W'*, *X'*, *Y'* und *Z'* Wicklungskennzeichnung für das zweite Polpaar, ⊗ in die Ebene eintretender Erregerstrom, ⊙ aus der Ebene austretender Erregerstrom, *N* Nordpol, *S* Südpol

als → Sekundärwicklung. Beim *Kurzschlußläufer* oder *Käfigläufer* werden Kupferstäbe in die Nuten des Läuferblechpaketes eingeschoben und stirnseitig mit Ringen verlötet, oder die Leiter und Stirnverbindungen, d. h. der gesamte Käfig, werden im Gußverfahren hergestellt. Beim *Stromverdrängungsläufer* ist das Verhältnis der Nuthöhe zur Nutbreite der Läuferleiter sehr hoch (*Hochstabläufer*), oder es werden 2 Läuferleiter übereinander angeordnet (*Doppelkäfigläufer*). Beim *Schleifringläufer* sind im Läuferblechpaket Spulen wie im Ständer eingelegt, in Sternschaltung verkettet und an drei → Schleifringe angeschlossen. Auf den Schleifringen gleitende Bürsten können entweder kurzgeschlossen oder an Widerstände in Sternschaltung angeschlossen werden. Bei kurzgeschlossenen Bürsten erhält man das gleiche Betriebsverhalten wie beim Kurzschlußläufer. Wird der Ständerwicklung ein Drehstrom zugeführt, so entsteht ein mit synchroner Drehzahl umlaufendes Drehfeld; dieses induziert in den Läuferleitern eine Spannung, deren Höhe und Frequenz der Relativgeschwindigkeit zwischen Drehfeld und Läufer proportional sind. Im Motorbetrieb liegt die Läuferdrehzahl unter, im Generatorbetrieb über der synchronen Drehzahl. Die Drehstromasynchronmaschine wird fast ausschließlich im Motorbetrieb (Drehstromasynchronmotor) eingesetzt. Die induzierten Spannungen treiben Ströme im Läuferkreis an, die mit dem Drehfeld ein Drehmoment ausbilden. Die Differenz zwischen Drehfelddrehzahl und Läuferdrehzahl dividiert durch die Drehfelddrehzahl wird als *Schlupf* bezeichnet. Der Schlupf beträgt im Nennbetrieb 1 bis 3%, so daß die Drehzahl mit wachsendem Moment nur gering abfällt. Mit wachsendem Schlupf wächst auch die Läuferfrequenz und damit die Streureaktanz, so daß im Stillstand eine große Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung auftritt und nur ein kleines Anlaufmoment trotz großer Ströme (3- bis 6facher Nennstrom) entsteht. Eine Vergrößerung des ohmschen Widerstands beim Schleifringläufer durch äußere Zusatzwiderstände im Läuferkreis (→ Anlasser) erhöht das Anlaufmoment. Beim Stromverdrängungsläufer wird der Strom bei Anlauf in den äußeren Käfig mit hohem ohmschen Widerstand verdrängt und damit ein hohes Anlaufmoment bei relativ kleinem Anlaufstrom erzielt. Eine Verkleinerung des Anlaufstroms erhält man auch durch den → Stern-Dreieck-Anlauf. Den Drehzahlabfall zwischen Leerlauf und Nennmoment kann man beim Schleifringläufer durch äußere Widerstände im Läuferkreis vergrößern und damit eine Drehzahlstellung erzielen, die aber mit großen Verlusten verbunden ist. Beim Kurzschlußläufer läßt sich die verlustlose → Polumschaltung anwenden. Eine verlustarme Drehzahlstellung erreicht man auch bei Einspeisung schlupffrequenter Ströme in den Läuferstromkreis. Derartige Spannungen gewinnt man mit Drehstromkommutatormaschinen als Frequenzwandler (→ Kaskadenschaltung). Moderner ist eine Frequenzsteuerung mit Stromrichtern. Der Drehstromasynchronmotor zeichnet sich durch einfachen Aufbau, niedrigen Anschaffungspreis, hohe Betriebssicherheit sowie geringen Wartungsbedarf und gute Anlaufeigenschaften bei Schleifring- und Stromverdrängungsläufern aus, so daß er am häufigsten von allen Elektromotoren eingesetzt wird.

b) Bei der *Drehstromsynchronmaschine* ist die Läuferdrehzahl gleich der Drehzahl des Drehfelds. Bei der *Außenpolmaschine* sind die ausgeprägten Pole mit der Erregerwicklung im Ständer untergebracht. Die gesamte Maschinenleistung muß dem Läufer über Schleifringe zugeführt werden. Deshalb baut man für Leistungen über 50 kVA nur die *Innenpolmaschine*, deren Läufer eine gleichstromerregte Erregerwicklung trägt. Für die Polpaarzahl $p = 1$ wird wegen der hohen Fliehkräfte die Erregerwicklung in den Nuten eines zylindrischen Läufers (*Vollpolläufer*, *Induktor*, *Turboläufer*) untergebracht (*Vollpolmaschine*). Bei der *Schenkelpolmaschine* (für Polpaarzahl $p > 1$) liegt die Erregerwicklung auf dem Kern ausgeprägter Pole des Läufers, der dann als *Polrad* oder als *Schenkelpolläufer* bezeichnet wird. Der Gleichstrom für die Erregerwicklung wird meist von einer angekuppelten Erregermaschine geliefert. Bei kleinen Synchronmaschinen wendet man auch Permanenterregung an. Der Ständer (Anker) der Innenpolmaschine ist wie bei der Asynchronmaschine aufgebaut. Wird die dreiphasige Ständerwicklung (Ankerwicklung) vom Drehstromnetz eingespeist, so baut sie ein Drehfeld auf, das nur bei Synchronverlauf mit dem gleichstromerregten Polrad ein Drehmoment ausbildet. Die Synchronmaschine am Netz besitzt deshalb unabhängig von der Belastung eine konstante Drehzahl. Greift an der Welle ein bremsendes Moment an, so wird das Polrad um einen der Belastung entsprechenden Winkel (*Polradwinkel*) zurückgedreht (Motorbetrieb). Ein beschleunigendes Moment bewirkt eine Vorwärtsdrehung des Polrads, und die Maschine arbeitet im Generatorbetrieb. Der Polradwinkel kann bis 90° ansteigen. Wird dieser Wert überschritten, fällt die Synchronmaschine außer Tritt. Das bei 90° auftretende Moment heißt *Kippmoment*. Die Phasenlage des Ständerstroms und damit die Blindleistung wird durch die Erregung bestimmt. Bei Vergrößerung des Erregerstroms (*Übererregung*) eilt der Ankerstrom der Klemmenspannung voraus, bei Verkleinerung des Erregerstroms (*Untererregung*) eilt er der Spannung nach. Drehstromsynchronmaschinen im Generatorbetrieb (Drehstromsynchrongeneratoren) werden in der Elektrizitätsversorgung fast ausschließlich verwendet, nur in Ausnahmefällen setzt man Drehstromasynchrongeneratoren ein. Der geforderte zeitlich sinusförmige Verlauf der induzierten Ankerspannung wird durch eine sinusförmige → Feldkurve erreicht, die durch Luftspalterweiterung von Polmitte zur Polkante beim Schenkelpolläufer oder durch geeignete Verteilung der Erregerwicklung beim Vollpolläufer sowie durch Verteilung der Ankerstränge über den ihnen zustehenden Umfangsbereich erzielt wird. In Wärmekraftwerken wird wegen der möglichst hoch zu wählenden Turbinendrehzahl nur die Vollpolmaschine eingesetzt, die in diesem Falle als *Turbogenerator* bezeichnet wird. In den übrigen Kraftwerken (→ Elektrizitätsversorgung) wählt man niedrige Drehzahlen und setzt deshalb die Schenkelpolmaschinen ein. Turbogeneratoren werden heute bis zu einer

Leistung von 1000 MVA und Schenkelpolmaschinen für Leistungen bis 500 MVA gebaut. Das Angleichen der Ankerspannung an die Netzspannung vor dem Zuschalten wird als → Synchronisierung bezeichnet. Drehstromsynchronmaschinen im Motorbetrieb (Drehstromsynchronmotoren) werden nur für große Leistungen zum Antrieb von Kolbenkompressoren, Turbokompressoren und Schiffsschrauben eingesetzt. Da der Synchronmotor kein Anlaufmoment besitzt, muß er durch Anlaßhilfen auf synchrone Drehzahl gebracht werden. Mit Hilfe einer Anlaufwicklung, die als Käfigwicklung in den Polschuhen untergebracht ist, kann der Synchronmotor asynchron (wie ein Asynchronmotor) anlaufen und wird durch Zuschalten der Erregerwicklung in den Synchronismus gezogen. Da die Blindleistung von der Gleichstromerregung abhängt, werden leerlaufende oder teilbelastete übererregte Synchronmotoren als → Phasenschieber (Blindleistungsmaschinen) zur Kompensation induktiver Blindleistung eingesetzt. Sonderformen der Synchronmaschine sind → Reluktanzmaschine und → Schrittmotor.

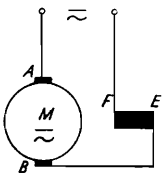
c) Die *Drehstromkommutatormaschine* besitzt wie die Drehstromasynchronmaschine einen Ständer mit einer Drehstromwicklung, der Läufer ist wie bei einer Gleichstrommaschine aufgebaut und unterscheidet sich nur durch die Anordnung der Bürsten. Die Wirkungsweise ist die gleiche wie bei einer Asynchronmaschine, bei der eine zusätzliche schlupffrequente Spannung über den Stromwender eingespeist wird. Ja nach Zusammenschaltung der Ständerwicklung und Läuferwicklung unterscheidet man *Drehstromnebenschlußmaschinen* und *Drehstromreihenschlußmaschinen*. Drehstromnebenschlußmotoren werden für große Drehzahlbereiche, als Frequenzwandler (→ Kaskadenschaltung) oder als Hintermaschine (→ Scherbiusmaschine) für große Drehstromasynchronmaschinen angewendet. Die Drehzahl wird durch Bürstenverschiebung oder Stelltransformatoren geändert. Drehstromreihenschlußmaschinen besitzen keine Bedeutung mehr.

3) Die *Einphasenwechselstrommaschinen* werden eingeteilt in Reihenschlußmaschinen, Synchronmaschinen und Asynchronmaschinen. Die *Einphasenwechselstromreihenschlußmaschine* wird nur im Motorbetrieb eingesetzt und ist im Prinzip wie ein Gleichstromreihenschlußmotor aufgebaut. Wegen der Wechselstromeinspeisung der Erregerwicklung wird auch der Ständer geblecht ausgeführt und besitzt keine ausgeprägten Pole. Da das Wechselfeld in den kommutierenden Spulen eine Spannung induziert, verschlechtert sich die Stromwendung. In einfacher Ausführung wird deshalb der Einphasenreihenschlußmotor als *Universalmotor* (Allstrommotor) bis etwa 500 W für Haushaltgeräte, Büromaschinen und Elektrowerkzeuge angewendet. Als *Bahnmotor* wird er bis etwa 400 kW zum Antrieb elektrischer Bahnen mit Kompensations- und Wendepolwicklung ausgerüstet, wobei man die Speisefrequenz auf $16^2/_3$ Hz herabsetzt. Universal- und Bahnmotor besitzen Reihenschlußverhalten. Zu den Einphasenwechselstromreihenschlußmotoren gehört auch der heute nur noch selten gebaute → Repulsionsmotor.

Die *Einphasenwechselstromsynchronmaschine* und die *Einphasenwechselstromasynchronmaschine* sind wie die entsprechenden Drehstrommaschinen aufgebaut, besitzen jedoch nur eine einsträngige Ständerwicklung. Die Einphasensynchronmaschine wird als Generator für die Bahnstromversorgung für große Leistungen gebaut. Darüber hinaus setzt man besonders den Einphasenasynchronmotor (*Einphaseninduktionsmotor*) mit Nebenschlußverhalten für kleine Leistungen ein. Die einsträngige Wicklung erzeugt ein Wechselfeld, das man sich in zwei gegenläufige Drehfelder zerlegt denken kann. Wirft man den Kurzschlußläufer an, so bewirkt das mitlaufende Feld ein Drehmoment, das größer ist als das vom gegenläufigen Feld erzeugte und den Läufer beschleunigt. Um Selbstanlauf zu erreichen, bringt man eine Hilfswicklung um 90° versetzt am Umfang des Ständers an und speist sie über ein phasendrehendes Element, meist einen Kondensator (→ Kondensatormotor). Der Einphasenasynchronmotor wird für größere Haushaltgeräte und Elektrowerkzeuge verwendet.

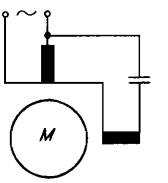
Eine Sonderform der Einphasenasynchronmaschine ist der → Spaltpolmotor.

Lit. G. Müller: Elektrische Maschinen, Grundlagen (Berlin 1970); Elektrische Maschinen, Theorie (Berlin 1967); Taschenb. Elektrotechnik, Bd 2 (Berlin 1965); VEM Handb.: Die Technik der elektrischen Antriebe (Berlin 1967).



7 Schaltbild des Einphasenkollektormotors ohne Wendepol- und Kompensationswicklung. *A–B* Ankerwicklung des Motors *M*, *E–F* Reihenschlußerregerwicklung

elektrische Meßinstrumente, Instrumente zur Messung und zur direkten Anzeige elektrischer Größen. E. M. sind z. B. Strommesser, Spannungsmesser, elektrischer Leistungsmesser, Leistungsfaktormesser und Frequenzmesser. Ist das Meßinstrument mit zusätzlichen Einrichtungen wie Verstärkern und umschaltbaren Spannungsteilern zusammengebaut, so spricht man von einem *elektrischen Meßgerät* (→ Meßgeräte).



8 Schaltbild des Einphasenasynchronmotors mit Hilfsphase und Kondensator

E. M. bestehen aus Meßwerk und Gehäuse. Das Meßwerk setzt die elektrische Größe in eine Bewegung (meist Drehbewegung) seines beweglichen Organs um. Dabei werden vorwiegend elektromagnetische, magnetische und elektrostatische Kraftwirkungen ausgenützt, um eine Anzeige, d. h. eine Ortsveränderung der Zeigermarke, hervorzurufen. Die mit zum Meßwerk gehörende Skalenscheibe weist neben der Teilung in der Regel Kurzzeichen über die Eigenschaften des Instrumentes auf.

Das bewegliche Organ wird mit Zapfen in Gleitlagern oder mit Spitzen in Lagersteinen gelagert. Bei empfindlichen e.n M.n wird das bewegliche Organ zwischen Spannbändern aufgehängt, oder es hängt an einem Torsionsfaden. Es trägt auch den aus Metall oder Glas bestehenden Zeiger. Zur Vermeidung der Parallaxe beim Ablesen kann die Skale mit einem Spiegel unterlegt werden. Für Galvanometer verwendet man Lichtzeiger.

Gegen das *Antriebsmoment* der zur Messung ausgenutzten Kräfte muß ein lageabhängiges *Rückstellmoment* wirken, durch das die Größe gemessen wird. Im Anzeigepunkt sind beide Momente gleich. Das Rückstellmoment wird erzeugt: 1) durch die Richtkraft einer Blatt-, Schrauben- oder Spiralfeder, eines Torsionsfadens oder Torsionsdrahtes; 2) durch die magnetische Kraft eines Rückstellmagneten; 3)

durch die Schwerkraft (nur bei billigen Schalttafelgeräten).

Ein rasches Einstellen ohne Pendeln des beweglichen Organes erfordert besondere *Dämpfungsmaßnahmen*, d. h. Luftdämpfung, Wirbelstromdämpfung, Flüssigkeitsdämpfung. 1) Bei Luftdämpfung ist am beweglichen Organ ein Dämpferflügel befestigt, der sich mit hoher Luftreibung in einer Kammer bewegt. Wirksamer dämpft ein in einem Rohr geführter Kolben. 2) Wirbelstromdämpfung wird bei e.n M.n mit statischem Magnetfeld angewendet. In einem geschlossenen elektrischen Leiter am beweglichen Organ (Kurzschlußwindung, Metallflügel), der sich in einem Mangetfeld bewegt, entstehen Wirbelströme, die die Bewegungsenergie in Wärme umsetzen. 3) Bei Flüssigkeitsdämpfung befindet sich das bewegliche Organ ganz oder teilweise in Öl, Glyzerin oder, in Sonderfällen, in Quecksilber und muß den Strömungswiderstand überwinden.

Unter *Empfindlichkeit* eines elektrischen Meßinstrumentes versteht man das Verhältnis des Zeigerausschlages (in Skalenteilen) zur verursachenden Meßgröße, → Empfindlichkeit. Der *Anzeigefehler* ist die prozentuale Fehlangabe eines elektrischen Meßinstrumentes. Er wird in Prozent des Meßbereichsendwertes, der Skalenlänge bzw. des richtigen Wertes angegeben. Nach der Größe dieses Fehlers unterscheidet man folgende Klassen: 0,1; 0,2 (Feinmeßgeräte); 0,5; 1; 1,5; 2,5; 5 (Betriebsmeßgeräte). Dieser Zahlenwert gibt den zugelassenen Fehler unter Normalbedingungen in % an. Klasse 1,5 bedeutet z. B., daß das elektrische Meßinstrument maximal einen Fehler von 1,5% des Endwertes aufweisen darf. Bei extremen Werten von Temperatur, magnetischer Störfeldstärke u. a. sind jedoch größere Fehler zugelassen. Der *Anzeigebereich* umfaßt die gesamte Skale, der *Meßbereich* nur den Teil, für den die Genauigkeitszusage zutrifft.

Lit. Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1 (2. Aufl. Berlin 1968); Stanek: Technik elektrischer Meßgeräte (2. Aufl. Berlin 1962); TGL 19472 Regeln für elektrische Meßinstrumente.

elektrische Musikinstrumente. Sie benutzen vor allem die in elektronischen Generatoren, z. B Sinus- oder Kippgeneratoren, erzeugbaren elektrischen, tonfrequenten Schwingungen zur Darstellung musikalischer Töne. Nichtlineare Schaltungselemente dieser Generatoren beeinflussen die Klangfarbe, die durch Variationen dieser Elemente in gewissen Grenzen einstellbar sein kann. Zudem kann durch Kopplung mehrerer Generatoren, z. B. auch mit einem Rauschgenerator, ein vorgegebenes Klangspektrum verwirklicht werden.

Die vom Generator abgegebenen elektrischen Wechselspannungen werden über elektroakustische Wandler, z. B. Lautsprecher, in Schallwellen umgewandelt. Die e.n M. verwenden häufig die von Orgel oder Klavier bekannte Tastatur in chromatischer Stimmung zur Anregung der einzelnen Töne.

Aber auch eine elektromechanische Schwingungserzeugung, bei der rotierende Scheiben elektrische Wechselspannungen über kapazitive, lichtelektrische oder magnetische Abnehmer liefern, wird in e.n M.n, z. B. der Hammond-Orgel, verwendet. Bei Instrumenten mit Saiten, Platten, Stäben oder Zungen können die herkömmlich angeregten mechanischen Schwingungen über elektromechanische Wandler in elektrische Schwingungen umgesetzt werden. Diese Instrumente kommen ohne mechanischen Resonanzkörper aus, da die elektrischen Signale verstärkt und über Lautsprecher abgegeben werden können. Außerdem ist eine Klangbeeinflussung durch Filter oder separate Verstärkung einzelner Frequenzbereiche möglich.

elektrischer Antrieb, *elektromotorischer Antrieb*, der Antrieb von Arbeitsmaschinen und Geräten durch Elektromotoren. Vom *Sammelantrieb*, dem zentralen Antrieb eines Werkes über Transmissionen, ging die Entwicklung über den *Gruppenantrieb*, bei dem ein Motor eine Gruppe von Arbeitsmaschinen antreibt, zum *Einzelantrieb*, der für jede Maschine einen Motor vorsieht. Noch günstiger ist der *Mehrmotorenantrieb* an einer Arbeitsmaschine, der es ermöglicht, nur den zu einem Arbeitsgang erforderlichen Maschinenteil in Betrieb zu setzen.

Bauelemente des elektrischen A.s sind Antriebsmotor, Arbeitsmaschine, mechanische Übertragungsglieder, z. B. Kupplungen und Getriebe, sowie zugehörige Steuer- und Regeleinrichtungen für Einschalten, Anlassen und Ausschalten sowie für Beschleunigungen und Abbremsen. In elektrischen A.en werden vorwiegend Asynchronmotoren eingesetzt, daneben auch Gleichstrom- und Synchronmotoren u. a. (→ elektrische Maschine). Bei kleinen Leistungen werden Drehzahlen von 1500 U/min, bei größeren von 1000 U/min vorgezogen. Die Drehzahl 3000 U/min vermeidet man wegen des hohen Geräuschs, Drehzahlen unter 750 U/min bleiben wegen ungünstigen Leistungsgewichts auf sehr große Leistungen beschränkt.

Dem Drehmoment des Motors wird vom Drehmoment der Nutzarbeit, vom Reibungsmoment und vom Beschleunigungsmoment das Gleichgewicht gehalten. Für die Anpassung des Motors an die Arbeitsmaschine sind unter anderem Leistung, Verlauf des Drehmoments über die Drehzahl, Schalthäufigkeit und Betriebsart zu beachten.

elektrischer Dauerstrom, *Dauerstrom*, ein Strom aus Cooper-Paaren (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit), die sich mit gleichem Schwerpunktimpuls bewegen. Der elektrische D. kann in einem Supraleiter erzeugt werden. Da der elektrische Widerstand R eines Supraleiters außer im widerstandsbehafteten Zustand unmeßbar klein ist, wird die Zeitkonstante $\tau = L/R$ des Abklingens eines elektrischen D.s unmeßbar groß. Die Kontrolle dieser Zeitkonstante stellt die empfindlichste Methode für die Messung kleiner Widerstände dar. Derartige Messungen wurden an Supraleitern über Jahre ausgeführt, es konnte dabei kein Abklingen des elektrischen D.s festgestellt werden.

elektrischer Dipol, → Dipol.

elektrischer Fluß, svw. Verschiebungsfluß.

elektrischer Formfaktor, → elektromagnetische Formfaktoren.

elektrischer Leistungsmesser, *Wattmeter*, ein elektrisches Meßinstrument oder Meßgerät zum Messen von Wirkleistungen und Blindleistungen. Elektrische L. zeigen den zeitlichen Mittel-

wert des Produktes von Strom und Spannung an und besitzen dazu je zwei Strom- und Spannungsklemmen. Bei Gleichstrom und niederfrequentem Wechselstrom bis zu einigen 100 Hz werden Elektrodynamometer verwendet. Bei höheren Frequenzen benutzt man Elektrometer, elektronische Leistungsmesser oder mit Thermoumformern arbeitende thermische Leistungsmesser.

elektrischer Strom, → Strom.

elektrischer Widerstand, → Widerstand.

elektrisches Elementarquantum, svw. elektrische Elementarladung.

elektrisches Feld, der elektrische Zustand des leeren und des materieerfüllten Raumes. Das elektrische F. wird durch ruhende (*elektrostatisches F.*) oder bewegte elektrische Ladungen und zeitlich veränderliche magnetische Felder (→ *elektromagnetisches F.*) erzeugt. Es besitzt unabhängig von seiner Entstehung folgende wesentliche Eigenschaften: Eine elektrische Ladung erfährt im elektrischen F. eine ihrer Größe proportionale → elektrische Kraft. Das elektrische F. ist ein Kraftfeld (→ Feld), dessen Stärke mit Hilfe dieser Kraft durch die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ und dessen räumliche Verteilung durch elektrische Feldlinien dargestellt wird. Jedes elektrische F. repräsentiert eine bestimmte Energie, es hat mit anderen Worten einen bestimmten Energieinhalt (→ elektrische Energie). Das elektrische F. ist eine Form der Materie.

Der Begriff des elektrischen (und in gleicher Weise des magnetischen) F.es wurde 1831 von M. Faraday eingeführt. Er ersetzte damit die ältere Auffassung von der momentanen Fernwirkung der Kräfte zwischen elektrischen Ladungen durch die Vermittlung des elektrischen F.es, das jede Ladung in ihrer Umgebung erzeugt und in dem sich die jeweils anderen Ladungen befinden. Das elektrische F. ist danach als ein besonderer, durch das Einbringen der Ladung angeregter Spannungszustand des Raumes anzusehen, der sich als Nahwirkung von Ort zu Ort mit einer endlichen Geschwindigkeit ausbreitet und die Wechselwirkungen zwischen den Ladungen vermittelt. Die dazu frühere Annahme eines nichtstofflichen, den Raum (Vakuum und Stoffe) erfüllenden hypothetischen Mediums, des → Äthers, als Vermittler der elektromagnetischen Erscheinungen konnte nicht aufrechterhalten werden. Das elektrische F. als Teil des allgemeineren elektromagnetischen F.es beschreibt die von Maxwell formulierte elektromagnetische → Feldtheorie, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes.

Die historisch ältere Fernwirkungstheorie, die auf der Grundlage des dem Newtonschen Gravitationsgesetz nachgebildeten → Coulombschen Gesetzes formuliert ist, betrachtet die Wirkungen zwischen Ladungen ohne Beteiligung des dazwischen befindlichen Mediums. Der Raum hat nur geometrische Bedeutung. Die Fernwirkungstheorie versagt bei Anwendung auf beschleunigte Ladungen und führt nicht zur Voraussage der Existenz der elektromagnetischen Wellen.

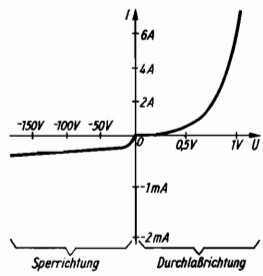
In der Physik der Atmosphäre kann die Messung des elektrischen F.es mit Hilfe von → Bariumionenwolken erfolgen. Das elektrische Feld $E_\perp$ senkrecht zum geomagnetischen Feld kann in der Ionosphäre und in der Magnetosphäre aus der photographisch gemessenen Drift $\vec{v}_\perp$ künstlich erzeugter Ba^+-Ionenwolken nach der Formel $\vec{E}_\perp \approx \frac{1+\lambda^*}{2} B \left[\frac{\vec{B}}{B} \times \vec{v}_\perp + \frac{1}{x_i} \cdot (\vec{v}_\perp - \vec{v}_{n\perp}) + \frac{\lambda^* - 1}{\lambda^* + 1} \vec{v}_n \times \frac{\vec{B}}{B}\right]$ berechnet werden. Dabei ist λ^* das Verhältnis der integrierten Pedersen-Leitfähigkeiten (elektrische → Leitfähigkeit) längs der die Wolke durchstoßenden magnetischen Feldlinie innerhalb und außerhalb der Wolke; $\vec{v}_{n\perp}$ ist die senkrechte Windgeschwindigkeit des Neutralgases und x_i das Verhältnis von Gyrationsfrequenz der Ionen und Stoßfrequenz zwischen Ionen und Neutralpartikeln. Der Beitrag des zweiten Terms in der Klammer ist gewöhnlich vernachlässigbar.

Die genannte Methode wurde sowohl in niedrigen als auch in hohen geomagnetischen Breiten angewendet. In hohen Breiten, in der Polarlichtzone, vereinfacht sich die o. a. Formel zu $\vec{E}_\perp = \vec{B} \times \vec{v}_\perp$. Das visuelle Zentrum der Ba^+-Ionenwolke dient zur Bestimmung von $\vec{v}_\perp$. Während der ersten Minuten ist dieses Zentrum wohldefiniert, dann jedoch zerläuft die Wolke, und die Methode wird nicht mehr anwendbar. Die gemessenen $\vec{v}_\perp$ liegen zwischen $5\ m \cdot s^{-1}$ und $80\ m \cdot s^{-1}$, daraus ergeben sich Feldstärken $\vec{E}_\perp$ zwischen 2 und $20\ V \cdot km^{-1}$ innerhalb von Zeiten mit planetarer Kennziffer $K_p = 30$ für den Grad der Störung des geomagnetischen Feldes.

elektrisches Residuum, svw. dielektrischer Rückstand.

elektrische Spannung, → Spannung 2).

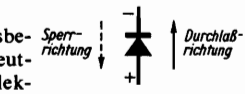
elektrisches Ventil, auch ungenau als *Gleichrichter* bezeichnet, ein elektrisches Schaltelement, das für die beiden möglichen Stromrichtungen stark unterschiedliche elektrische Widerstandswerte aufweist und deshalb den Strom in der einen Richtung, der Durchlaßrichtung, wesentlich besser leitet als in der entgegengesetzten Richtung, der Sperrichtung. In der Strom-Spannungs-Kennlinie des elektrischen V.s (Abb. 1) drückt sich das so aus, daß in der



1 Strom-Spannungs-Kennlinie eines elektrischen Ventils (Halbleiterventil)

Durchlaßrichtung bereits bei kleinen anliegenden Spannungen U große Ströme I fließen, während in der Sperrichtung auch bei großen Spannungen die Ströme sehr gering sind. Abb. 2 zeigt das Schaltzeichen eines elektrischen V.s.

Die elektrischen V.e sind die funktionsbestimmenden Teile der technisch sehr bedeutsamen → Stromrichter, die zur Umformung elektrischer Energie von einer Stromart in die andere dienen.



2 Schaltzeichen für ein elektrisches Ventil

Die Ausführungsformen der elektrischen V.e sind außerordentlich vielfältig. Sie werden für die unterschiedlichsten Strom-, Spannungs- und Leistungsbereiche ausgelegt. Zur Verwirklichung der Ventileigenschaft werden unterschiedliche physikalische Erscheinungen ausgenützt. Danach unterscheidet man Hochvakuumventile, Gasentladungsventile, Halbleiterventile, mechanische Ventile (Kontaktventile) und elektrolytische Ventile. Letztere werden heute nicht mehr verwendet.

1) Bei den *Hochvakuumventilen* (→ Diode) erfolgt die Stromleitung durch einen Elektronenstrom in einem evakuierten Glasgefäß. Dieser bildet sich zwischen einer geheizten Katode und einer ungeheizten Anode aus, wenn eine Spannung an diese beiden Elektroden angelegt wird. Die Ventilwirkung beruht darauf, daß nur aus der geheizten Elektrode Elektronen emittiert werden, während dieses bei der ungeheizten Elektrode nicht der Fall ist.

2) Die *Gasentladungsventile* (→ Gasentladungsgleichrichter) bestehen aus einem mit Edelgas oder Quecksilberdampf (→ Exzitron, → Ignitron) gefüllten Glasgefäß oder auch Metallzylinder, worin sich eine Katode und eine Anode oder — bei elektrischen V.en für mehrphasige Ströme — mehrere Anoden befinden. Die Stromleitung erfolgt mittels ionisierter Moleküle und freier Elektronen, die durch eine Lichtbogenentladung (→ Lichtbogen) oder eine Glimmentladung (→ Glimmröhre) zwischen den Elektroden erzeugt werden. Die Ventilwirkung wird in der Regel wiederum dadurch hervorgerufen, daß im Gegensatz zu den ungeheizten Anoden die Katode erhitzt wird und dadurch als einzige Elektrode Elektronen emittiert.

3) Bei den *Halbleiterventilen* (→ Halbleiterdiode) fließt der Strom aus Elektronen und Defektelektronen durch ein einkristallines Halbleitermaterial (Germanium, Silizium, Selen, früher auch Kupferoxydul) mit zwei aufeinanderfolgenden Zonen verschiedenartiger Leitfähigkeit, die durch unterschiedliches Dotieren mit Fremdatomen hergestellt werden. In der Grenzschicht (→ pn-Übergang) zwischen den beiden Zonen kommt es je nach Richtung der angelegten Spannung zu Ladungsträgeranreicherungen oder -verarmungen, wodurch stark unterschiedliche Widerstände für die beiden Stromrichtungen entstehen.

4) *Mechanische Ventile* weisen rotierende oder hin- und herschwingende Schaltkontakte auf, die automatisch so bewegt werden, daß sie je nach der momentanen Polarität der Spannung entweder geschlossen sind (Stromfluß möglich) oder geöffnet (Stromfluß gesperrt).

Bei allen genannten Ventilarten gibt es auch steuerbare Ausführungsformen, bei denen die Ventilwirkung durch eine zweite, äußere Steuerspannung, die an eine Steuerelektrode angelegt wird, stetig oder sprunghaft verändert werden kann. Beispiele dafür sind die → Triode (Hochvakuumventil), das → Thyratron (→ Gasentladungsgleichrichter), der → Thyristor und der → Transistor (Halbleiterventile). Die mechanischen V.e gehören insgesamt in diese Kategorie, jedoch erfolgt hierbei die Steuerung über den Motor oder den Elektromagnet, der die Schaltkontakte bewegt. Außer für den Einsatz in Stromrichtern werden die steuerbaren V.e auch zur Einstellung von Strömen verwendet, z. B. für die stufenlose Regelung von Elektroantrieben.

Lit. Lappe: Stromrichter (2. Aufl. Berlin 1967).

elektrische Verschiebung, → Verschiebung 1).

elektrische Wärmeerzeugung, svw. Elektrowärme.

elektrische Wellen, übliche Bezeichnung für den Bereich derjenigen elektromagnetischen Wellen, die durch Schwingungen von Schwingkreisen erzeugt werden. Ihr Frequenzbereich erstreckt sich heute von beliebig kleinen Frequenzen bis $\approx 10^{12}$ Hz.

Elektrisierung, → Polarisation.

Elektrisierungsarbeit, *Polarisationsarbeit,* die Arbeit, die notwendig ist, um eine Volumeneinheit eines Dielektrikums zu polarisieren. Man betrachtet einen Plattenkondensator mit einem Dielektrikum und berechnet die Arbeit A_1, die notwendig ist, um den polarisierten Zustand herzustellen. Dann stellt man sich die Elektrisierung der Probe „eingefroren" vor und stellt den Ausgangszustand wieder her. Die Differenz der Arbeit A_1 und der frei werdenden Arbeit ist die Elektrisierungsarbeit A. Es gilt $A = \int_0^P \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{P}$ bzw. bei einer Änderung der Elektrisierung P von P_1 auf P_2 gilt $A = \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot \mathrm{d}\vec{P}$. E ist das elektrische Feld.

Elektrizität, 1) die Gesamtheit der Erscheinungen, die von den elektrischen Ladungen und den von diesen ausgehenden elektrischen und magnetischen Feldern hervorgerufen werden. Man unterteilt die E. in die → Elektrostatik, die das Verhalten der ruhenden elektrischen Ladungen und des von diesen erzeugten zeitlich unveränderlichen elektrischen Feldes beschreibt, und die → Elektrodynamik, die die Erscheinungen der bewegten elektrischen Ladungen, der elektrischen Ströme und der durch sie bedingten stationären und zeitlich veränderlichen elektrischen und magnetischen Felder und deren Verkettung behandelt. Betrachtet man die Elektrodynamik als Gesamtheit der E., so ist die Elektrostatik ihr einfachster Spezialfall.

Die Gesetze der E. werden durch die auf der Grundlage einer umfassenden Erfahrung aufgestellten → Maxwellschen Theorie wiedergegeben.

2) svw. elektrische → Ladung.

Elektrizitätsmenge, svw. elektrische → Ladung.

Elektrizitätsträger, → Ladungsträger.

Elektrizitätsversorgung, *Elektroenergieversorgung, elektrische Energietechnik,* zusammenfassender Begriff für alle Probleme der Umwandlung anderer Energiearten in elektrische Energie (Elektroenergieerzeugung) sowie der Übertragung und Verteilung der elektrischen Energie. Die Nachfrage nach elektrischer Energie steigt besonders wegen ihrer verlustarmen Übertragung über große Entfernungen, wegen der einfachen Umwandlung in andere Energieformen und daraus folgend wegen der vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten rasch an, deshalb ist die E. ein wichtiger Bereich der Volkswirtschaft.

1) Elektroenergieerzeugung. Von geringen Mengen elektrischer Energie abgesehen, die

durch galvanische Elemente, Thermoelemente u. a. erzeugt werden, erfolgt die Deckung des Bedarfs an elektrischer Energie der verschiedenen Verbrauchergruppen (Industrie, Landwirtschaft, Haushalte u. dgl.) in Kraftwerken durch Umwandlung der potentiellen Energie des Wassers oder der Energie primärer Energieträger, z. B. Kohle, Erdgas, Erdöl und Spaltmaterial. Ein Kraftwerk umfaßt Antriebsmaschinen mit den zugehörigen Anlagen zur Bereitstellung der Antriebsenergie, Generatoren und Transformatoren mit Hilfseinrichtungen (Erregermaschinen, Schaltwarte u. a.) und die Schaltanlage mit Sammelschienen, Schalt- und Meßeinrichtungen. In *Wasserkraftwerken* wird die potentielle Energie des Wassers in Wasserturbinen und Wasserkraftgeneratoren ausgenutzt. Bei Fallhöhen von weniger als 50 m spricht man von Niederdruckkraftwerken, bei Fallhöhen von mehr als 50 m von Hochdruckkraftwerken. Nach dem Zufluß unterscheidet man Laufwasserkraftwerke mit ständigem Zufluß und Speicherkraftwerke mit einem Speicherbecken. Der Bau von Wasserkraftwerken erfordert hohe Investitionen, die Betriebskosten sind dagegen gering. Die Wasserkraftwerke können schnell in Betrieb genommen werden und sich gut den Belastungsänderungen anpassen. *Pumpspeicherwerke* arbeiten als Spitzenkraftwerke. In Zeiten niedriger Netzbelastung wird elektrische Energie den Maschinensätzen zugeführt, die elektrischen Maschinen arbeiten als Motoren, und die Wasserturbinen pumpen das Wasser in ein oberes Speicherbecken. Die Energie wird somit als potentielle Energie gespeichert und steht in Spitzenzeiten des Elektroenergiebedarfs zur Erzeugung elektrischer Energie mit den gleichen Maschinensätzen zur Verfügung.

In *Wärmekraftwerken* wird Wärmeenergie den primären Energieträgern (Kohle, Erdöl, Erdgas u. a.) entzogen, oder es wird ein natürlich vorgefundenes Wärmegefälle ausgenutzt. In Wärmekraftmaschinen wird die Wärmeenergie in mechanische Energie zum Antrieb der Generatoren umgeformt. Wegen dieses Umwegs über die mechanische Energie spricht man von indirekter Energieumwandlung. *Dampfkraftwerke* verwenden als Brennstoffe Steinkohle, Öl, Gas oder Braunkohle. Sie sind mit Dampfkesseln, Dampfturbinen und Turbogeneratoren ausgerüstet. *Dieselkraftwerke* sind mit Dieselmotoren, *Gasturbinenkraftwerke* mit Gasturbinen ausgerüstet. Sie können sehr schnell in Betrieb genommen und auf volle Leistung gebracht werden. Um natürliche Wärmegefälle auszunutzen, werden *Erdwärme-* und *Meereswärmekraftwerke* – z. T. noch als Versuchsanlagen – gebaut. Zu den Wärmekraftwerken gehören auch die *Kernkraftwerke*, in denen die Wärmeenergie durch Kernspaltung von Spaltstoffen (Uran, Plutonium u. a.) gewonnen wird (→ Kernkraftwerk). Unter der Bezeichnung klimatologische Kraftwerke faßt man *Sonnenstrahlkraftwerke*, *Windkraftwerke* und *Gezeitenkraftwerke* zusammen; ihr Anteil an der Deckung des Energiebedarfs ist jedoch gering.

Der Bau von Kraftwerken richtet sich nach dem Vorkommen der Energieträger. Großkraftwerke mit Leistungen von mehr als 100 MW Leistung werden noch vorwiegend als Dampf- und Wasserkraftwerke gebaut, in den nächsten Jahren ist aber ein starkes Anwachsen der Zahl und der Leistung der Kernkraftwerke zu erwarten. Um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen und die vorhandenen Anlagen optimal zu nutzen, müssen vor allem Wärmekraftwerke möglichst gleichmäßig und mit voller Leistung belastet werden. Den Ausgleich der Schwankungen der Tages- und Jahresbelastungskurve erreicht man durch den Bau von Spitzenkraftwerken (Pumpspeicher-, Diesel-, Gasturbinenkraftwerke), durch Zusammenschaltung der Kraftwerke zum Verbundnetz sowie durch geeignete Tarifbildung.

In neuerer Zeit werden Verfahren zur direkten Energieumwandlung von Wärmeenergie oder zur Umwandlung der Energie chemischer Reaktionsprozesse in elektrische Energie verstärkt untersucht. Als aussichtsreich erscheinen die lichtelektrische und die thermoelektrische Energieumwandlung, die thermische Emission, die chemischen Umwandlungsprozesse in Brennstoffzellen und die magnetohydrodynamischen Prozesse (→ Energiedirektumwandlung).

2) Zur Übertragung und Verteilung elektrischer Energie verwendet man Freileitungen und Kabel. Das in den Generatoren der Kraftwerke erzeugte Drehstromsystem mit Spannungen von 10 bis 30 kV wird in Transformatoren auf sehr hohe Spannungen (750 kV, 400 kV, 220 kV, 110 kV) transformiert, um die Übertragungsverluste (Stromwärmeverluste) auf den Freileitungen zu vermindern. Wegen eines wirtschaftlich vertretbaren Wirkungsgrades der Energieübertragung werden bis zu einer Maximalentfernung von 200 km 110 kV, bis 400 km 220 kV und bis 800 km 400 kV gewählt. Diese Drehstromübertragung wird heute vorwiegend angewendet. Da bei hohen Spannungen die Koronaverluste beträchtlich ansteigen, tendiert die Entwicklung zur Hochspannungsgleichstromübertragung (abg. HGÜ) mit einem Gleichrichter am Anfang und einem Wechselrichter am Ende der Fernleitung. Außerdem entfällt der Blindwiderstand der Leitung, und die Spannung kann bei gleicher Isolation auf einen $\sqrt{2}$fach höheren Wert gegenüber Wechselspannung heraufgesetzt werden.

Die Zusammenschaltung der Netzzweige zum Verbundnetz, die Verteilung der Energie und die Spannungsänderung erfolgen in *Umspannwerken*. Je nach Ausrüstung, Einsatzstelle im Netz, Leistungs- und Spannungshöhe unterscheidet man Hauptumspannwerk (400 kV, 220 kV, 110 kV), Umspannwerk (110 kV, 30 kV, 10 kV) mit Speisung von Großverbrauchern mit 10 kV und Umspannstation (10 kV, 500 V, 380 V) mit Speisung der Endverbraucher über das 380/220-V-Drehstromnetz, an das auch die 220-V-Wechselspannungsverbraucher angeschlossen sind. Zwischen den ankommenden und den abgehenden Leitungen sind im Umspannwerk Transformatoren, Sammelschienen als Verbindungselemente zwischen Leitungen und Schaltern, Leistungs- und Trennschalter sowie Meßeinrichtungen (Spannungsleistungsmesser, Stromleistungsmesser, Elektrizitätszähler u. a.) eingeschaltet. Durch Mehrfachanordnung der Elemente, z. B. der Mehrfach-

sammelschienen, werden Verteilungsmöglichkeiten und -sicherheit erhöht.

Elektroabsorption, eine in der modernen Festkörperspektroskopie angewandte, auf dem Prinzip der → Modulationsspektroskopie beruhende Methode, um die von einem elektrischen Zusatzfeld hervorgerufenen Änderungen im Absorptionsvermögen eines Festkörpers zu studieren. Der Effekt der E. steht in engem Zusammenhang mit dem → Franz-Keldysch-Effekt.

Elektroaffinität, svw. Elektronenaffinität.

Elektroakustik, ein modernes Teilgebiet der Akustik, das sich mit der durch elektrische Einrichtungen beeinflußten Erzeugung, Übertragung, Verstärkung, Analyse und Aufzeichnung des Schalls beschäftigt.

Erst die enge Verbindung elektrischer und akustischer Vorgänge durch elektroakustische Wandler und die elektrische bzw. elektronische Verarbeitung tonfrequenter Signale in Schallsendern und -empfängern macht die Messung von Schallfeldgrößen und die Schwingungsmessung an Maschinen, Werkzeugen, Verkehrsmitteln und Gebäuden im Erdreich und im Wasser möglich.

Die Verbindung zwischen den elektrischen Kreisen, z. B. Generatoren oder Empfänger, und dem Schallfeld wird fast immer durch schwingungsfähige mechanische Gebilde, z. B. Membranen wie im Lautsprecher, die durch ihre Schwingungen elektrische oder magnetische Felder verändern, zur elektrisch-mechanischen bzw. mechanisch-elektrischen Energieumwandlung realisiert.

Lit. Reichardt: E. (Leipzig 1971), Reichardt: Physikalische Grundlagen der Akustik (Leipzig 1961).

Elektrochemie, Teilgebiet der physikalischen Chemie, das die mit elektrochemischen Reaktionen verknüpften Gleichgewichtszustände (*elektrochemische Thermodynamik*) sowie die zeitlichen Veränderungen in elektrochemischen Systemen (*elektrochemische Kinetik*) behandelt. Als elektrochemische Reaktionen sind solche zu betrachten, bei denen ein mit Ladungsaustausch verbundener chemischer Umsatz auftritt, wie elektrolytische Dissoziation, Reduktions-Oxydationsvorgänge, Ent- und Umladungsvorgänge an galvanischen Elektroden u. a. Die treibende Kraft für ihren Ablauf ist das elektrochemische Potential.

elektrochemisches Potential, Potential, das für eine geladene Teilchenart, z. B. ein Ion i, durch die Gleichung $\tilde{\mu}_i = \mu_i + z_i F\varphi$ definiert ist. Hierbei ist μ_i das chemische Potential, z_i die Ladungszahl des Ions, F die Faraday-Konstante und φ das elektrische Potential im Inneren der betreffenden Phase. Im Gleichgewicht zwischen zwei Phasen muß gelten $\varphi' - \varphi'' = \Delta\varphi = (\mu_i' - \mu_i'')/z_i F$. $\Delta\varphi$ ist die Galvani-Spannung zwischen den beiden Phasen.

Elektrode, der Teil eines festen Leiters, der der Zuführung des elektrischen Stromes in eine Flüssigkeit, ein Gas, ein Vakuum oder auf einen Festkörper dient, z. B. bei der Elektrolyse, bei Gasentladungs- und Elektronenröhren. Die E.n bestehen aus Elektronenleitern (Leiter 1. Klasse) und sind meist Metallstücke, -bleche oder -drähte. Die positive E. wird *Anode*, die negative E. *Katode* genannt. Zur Anode wandern die Elektronen oder in Lösung Anionen, die negativen Ionen. In Lösung finden an der Anode stets Oxydationsvorgänge statt (*anodische Oxydation*). Anionen werden entladen, oder Metalle gehen als Kationen in Lösung. Zur Katode wandern die Kationen, die positiven Ionen einer Lösung. Hier kommt es zu Reduktionsvorgängen (*katodische Reduktion*). Kationen werden abgeschieden, oder Nichtmetalle gehen als Anionen in Lösung.

Die aus dem Griechischen stammenden Bezeichnungen Anode und Katode beruhen auf der alten, willkürlich angenommenen und der wirklichen Elektronenbewegung gerade entgegengesetzten Stromrichtung. Nach dieser willkürlichen Annahme stellt der Pluspol die Eintrittsstelle, der Minuspol die Austrittsstelle des Stromes aus dem Elektrolyten, der Gasatmosphäre oder dem Vakuum dar.

Als *elektrochemische E.n* bezeichnet man elektrochemische Zweiphasensysteme (bisweilen auch Mehrphasensysteme), die durch Übergang von Ladungsträgern aus der einen in die andere Phase ein bestimmtes Potential annehmen. Es handelt sich meistens um die Kombination von chemischen Elementen mit Lösungen ihrer Ionen (Elektrolytlösungen), z. B. einen Kupferstab, der in eine Kupfersulfatlösung $CuSO_4$ eintaucht. (Oft bezeichnet man hierbei auch nur das Metall als E., das ganze System Metallelektrode/Elektrolytlösung als Halbelement.) Die elektrochemischen Elektroden können nach verschiedenen Gesichtspunkten unterschieden werden. Bei den *reversiblen E.n* erfolgt eine glatte Gleichgewichtseinstellung des Überganges von Ladungsträgern von der einen in die andere Phase. In der Praxis sind dagegen die *irreversiblen E.n* häufiger, an denen Hemmungserscheinungen auftreten. Weiter unterscheidet man zwischen *unpolarisierbaren E.n*, bei denen bei beliebig kleinen angelegten Klemmenspannungen bereits ein Stromfluß einsetzt, und *polarisierbaren E.n*, die sich bei Stromdurchgang verändern und die Erscheinungen der elektrischen → Polarisation zeigen.

Als E.n 1. *Art* bezeichnet man die einfache Kombination Element/Elektrolytlösung. Hierbei unterscheidet man noch zwischen Kation- und Anionelektroden. Bei den *Kationelektroden* erfolgt die Gleichgewichtseinstellung zwischen einem elektropositiven Element, z. B. Metall oder Wasserstoff, und dem Kation der Elektrolytlösung. Für ihr Einzelpotential E ergibt sich nach der Nernstschen Beziehung: $E = E_0 + RT \ln a_{\text{Kation}}/nF$. Hierbei bedeuten E_0 das Normalpotential, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, F die Faraday-Konstante (= 96493 Coulomb/Val), n die elektrochemische Wertigkeit, a_{Kation} die Aktivität des Kations. Zu den Kationelektroden gehört außer den verschiedenen Metallelektroden auch die Wasserstoffelektrode. Elektroden, an denen sich Gleichgewichte zwischen Stoffen, die negative Ionen liefern (meist Nichtmetalle), und diesen Ionen einstellen, heißen *Anionelektroden*. Für die Abhängigkeit ihres Potentials von der Aktivität der Anionen gilt $E = E_0 - RT \ln a_{\text{Anion}}/nF$. Vertreter der Anionelektroden sind die Sauerstoffelektrode und die Halogenelektroden.

Unter *E.n* 2. *Art* versteht man Anordnungen, in denen die Konzentration der potentialbe-

stimmenden Ionen durch die Anwesenheit einer schwerlöslichen gleichionigen Verbindung festgelegt ist. Durch geeignete Wahl der Elektrodenkomponenten erhält man hierbei genau definierte, sehr konstante und gut reproduzierbare Galvani-Spannungen; deshalb verwendet man die E.n 2. Art häufig als *Bezugselektroden*. Diese werden oft an Stelle der umständlich zu handhabenden Normalwasserstoffelektrode bei der Zusammenstellung von Meßketten benutzt, wobei man ihr Potential gegen die Normalwasserstoffelektrode einmal genauestens bestimmt und dann bei der Ermittlung der Normalpotentiale berücksichtigt. Bei den *E.n 3. Art* wird die Aktivität der potentialbestimmenden Ionen durch die Anwesenheit zweier fester Phasen festgelegt. So wird bei der Kombination eines Zinkstabes mit einer Lösung von Kalziumionen bei Gegenwart eines Bodenkörpers aus Zink- und Kalziumoxalat das Einzelpotential der entstandenen Zinkelektrode E_{Zn} über die verschiedenen Löslichkeitsgleichgewichte letzten Endes durch die Aktivität der Ca^{2+}-Ionen bestimmt; die Zinkelektrode verhält sich also wie eine in wäßriger Lösung praktisch nicht realisierbare Kalziumelektrode.

Bei den bisher betrachteten E.n beruhte das Auftreten eines Potentials auf einem sich zwischen einem chemischen Element und dessen Ion einstellenden Gleichgewicht, z. B. $Cu \rightleftharpoons Cu^{2+} + 2e$. Außerdem ist eine Wechselwirkung zwischen in verschiedenen Wertigkeitsstufen vorliegenden Ionen des gleichen Elementes möglich. Es handelt sich hierbei um Redoxvorgänge. Als *Redoxelektrode* bezeichnet man eine Anordnung, bei der das Elektrodenmetall lediglich als Medium für den Elektronenaustausch dient und ein Potential annimmt, dessen Vorzeichen und Größe von der Oxydations- bzw. Reduktionskraft und der Aktivität der in der Elektrolytlösung befindlichen Ionen abhängen. Unter *Indikatorelektroden* versteht man im allgemeinen E.n, deren Potential auf die interessierende Ionenart konzentrationsrichtig anspricht. Jeder vorgegebenen Ionenkonzentration entspricht ein bestimmtes Elektrodenpotential, eine Konzentrationsänderung führt also auch zu einer Potentialänderung. Es ist so möglich, durch Messung des Potentialverlaufs quantitative Bestimmungen in Lösungen vorzunehmen.

2) Bei der *Elektrolyse* sind die E.n die in die Elektrolytlösung oder Salzschmelze eintauchenden Formtypen (Platten, Zylinder, Netze u. a. aus Metallen, Magnetit, Graphit oder Kohle), die die Stromzuführung übernehmen und an denen sich die Elektrolyseprodukte abscheiden.

Elektrodekantation, Reinigungsverfahren für Kolloidelektrolyte, die dabei einer → Elektrophorese in Kammern mit senkrechten halbdurchlässigen Membranen unterworfen werden. Die Kolloidelektrolyte wandern dabei an die Membran heran, werden gleichzeitig durch die Wirkung der Elektrodialyse (→ Dialyse) von niedermolekularen Begleitelektrolyten befreit und sinken längs der Membran nach unten, so daß am Gefäßboden eine Anreicherung des Kolloidelektrolyten, der praktisch ausschließlich nur die äquivalenten Gegenionen enthält, stattfindet.

Elektrodenvorgänge, Bezeichnung für alle Vorgänge, die an elektrochemische Potentialdifferenzen aufweisenden Phasengrenzflächen auftreten und die vorwiegend mit dem Übertritt von Ionen bzw. Elektronen aus einer Lösung in die Festkörperphase oder umgekehrt (Ionenbildung und -entladung) verknüpft sind, wobei in mindestens einer der beiden Phasen eine Wanderung von Ionen möglich sein muß. Stehen zwei elektrisch leitende Phasen, z. B. ein Metall und eine Elektrolytlösung, miteinander in Berührung, so tritt zwischen ihnen eine elektrische Potentialdifferenz auf, die dadurch entsteht, daß in der Randzone der Phasen elektrische Dipolschichten ausgebildet sind, die durch ihre Influenzwirkung und zusammen mit einem direkten Übergang von Ladungsträgern zur Ausbildung einer Doppelschicht von Ladungen führen. Über diese elektrochemische Doppelschicht hinweg besteht eine Differenz der elektrischen Potentiale der beiden kontaktierenden Phasen, die als Galvani-Spannung der Elektrode bezeichnet wird. Fließt durch die Elektrode ein Strom, so treten infolge des damit verbundenen Stoffumsatzes Konzentrationsunterschiede einzelner Komponenten auch außerhalb der elektrochemischen Doppelschicht auf; die Phasengrenzschicht weitet sich über den Bereich der elektrochemischen Doppelschicht hinaus aus. Aufbau und Ausmaß der Doppelschicht hängen von der Konzentration der Elektrolytlösung, der Wertigkeit der Ionen, ihrer Solvatation und von der Gegenwart spezifisch adsorbierter Ionen ab und werden weitgehend aus Messungen der Doppelschichtkapazität erschlossen. Der wichtigste Teilvorgang der E. ist die *Durchtrittsreaktion*, d. i. der eigentliche Übergang des Ladungsträgers über die Phasengrenze der Elektrode. Das Ergebnis des Durchtritts auf Seiten der Festphase ist ein an der Oberfläche adsorbiertes Metallion (*Adatom*) oder Anion (*Adion*) und nach der Lösungsseite hin ein in der äußeren Helmholtz-Fläche befindliches solvatisiertes oder komplex gebundenes Ion. Bei einer Redox-Elektrode findet die Durchtrittsreaktion zwischen einem an der Metalloberfläche befindlichen Elektron und einem Ion in der äußeren Helmholtz-Fläche oder in einer Fläche spezifisch adsorbierter Ionen statt, als deren Ergebnis dann das reduzierte oder oxydierte Ion in eben dieser Schicht vorliegt. Die Durchtrittsreaktion führt zu einem Stoffumsatz und damit zu Konzentrationsverschiebungen, als deren Folge Diffusionsvorgänge einsetzen und gegebenenfalls Verschiebungen vor- oder nachgelagerter chemischer Prozesse, z. B. Dissoziations- oder Assoziationsgleichgewichte, Kristallisationsvorgänge oder Gitterabbauvorgänge, stattfinden. Die Geschwindigkeit des Ladungstransportes durch die Phasengrenze entspricht einer chemischen Reaktionsgeschwindigkeit, die zugehörige Stromstärke ist die *Reaktionsstromstärke* I_r. Auch im Gleichgewichtszustand erfolgt eine ständige Ladung und Entladung von Ionen; die den beiden Vorgängen entsprechenden Stromdichten sind im Gleichgewicht gleich und heißen *Austauschstromstärken* I_0 bzw. *-dichten* i_0.

An einer stromdurchflossenen Elektrode hat das Galvani-Potential einen anderen Wert als an einer ruhenden. Diese Abweichung vom Gleichgewichtswert bei einer Reaktionsstrom-

stärke $I_r \neq 0$ wird als *Überspannung* der Elektrode oder Reaktion oder als *Elektrodenpolarisation* bezeichnet. Sind an einer mehrfachen, z. B. zweifachen Elektrode, d. h. an einer solchen, an der gleichzeitig mehrere Elektrodenreaktionen ablaufen, die Reaktionen im Gleichgewicht, so ist die Überspannung für alle Reaktionen gleich Null. Die Überspannungen der an einer Mischelektrode, d. h. einer Mehrfachelektrode, an der die Teilreaktionen nicht im Gleichgewicht sind, möglichen Reaktionen sind von Null verschieden; es läuft diejenige Reaktion ab, deren Überspannung den kleinsten Wert aufweist.

Eine Kombination zweier Elektroden z. B. nach dem Schema Metall (I)/Lösung (II)/Lösung (III = II) Metall (IV)/Metall (I′ = I) bildet ein galvanisches → Element. Die Phasen I und I′ bilden die Pole des Elements. Die an ihnen gemessenen Werte sind die allein zugänglichen experimentellen Größen für die Zellspannung und die Zellpolarisation. Polarisationen an Elektroden sind demnach nur als Zellspannungen zwischen der untersuchten arbeitenden Elektrode und einer unpolarisierbaren Bezugselektrode meßbar. Die Überspannung an einer Elektrode ist ein Maß für die Irreversibilität bzw. für die Hemmungen der betreffenden Reaktionen unter bestimmten Bedingungen und von maßgeblicher Bedeutung für den energetischen Wirkungsgrad eines galvanischen Elementes als Stromquelle wie auch der Elektrolytzellen bei elektrochemisch-technischen Prozessen. Die Gesamtüberspannung kann sich zusammensetzen aus Durchtritts-, Diffusions-, Reaktions- und Kristallisationsüberspannung bzw. -hemmung, zu denen noch die Polarisation infolge Ohmscher Widerstände, die Widerstandspolarisation hinzutritt. Die *Durchtrittsüberspannung* η_D wird im wesentlichen bestimmt durch die Aktivierungsenergie E, die dem Teilchen für einen Durchtritt durch die Phasengrenzschicht zugeführt werden muß. Je geringer E ist, umso größer ist die Austauschstromdichte i_0. E wird durch η_D verändert nach der Beziehung $E = E_{\text{Gleichg.}} + (1 - \alpha)\, zF\eta_D$. Hierbei ist α der Durchtrittsfaktor, z die Ionenladung, F die Faraday-Konstante. Für hinreichend große Überspannungen ($\eta_D \gg RT/|z|\,F$) gilt die *Tafelsche Gleichung* $\eta_D = (2{,}303\, RT/|z|\,F)(\log i - \log i_0)$ bzw. $\eta_D = b\,(\log i - \log i_0)$, die für die Bestimmung der Austauschstromdichte i_0 und des Durchtrittfaktors α von Bedeutung ist. Bei sehr kleinen Überspannungen ist η_D der Stromdichte selbst proportional; der Quotient $R_D = (d\eta_D/di)_{i=0}$, der nicht von α abhängt, ist der Durchtrittswiderstand. — Eine *Diffusionsüberspannung* η_d tritt auf, wenn die Nachlieferung von Ionen aus der Lösung in die Phasengrenze hinein langsam im Vergleich zur Durchtrittsreaktion erfolgt. Da in diesem Falle nicht mehr Ionen in der Zeiteinheit entladen werden können als herandiffundieren, tritt eine *Grenzstromdichte* i_{gr} auf, die im einfachsten Falle eines einfachen Ionenübergangs durch die Beziehung $i_{gr} = -zFD \cdot c/\delta$ bestimmt wird. Dabei ist D der Diffusionskoeffizient, c die Konzentration der Ionen und δ die Dicke der Diffusionsschicht. Auch für Diffusionsüberspannung kann eine Beziehung zwischen Stromdichte und Überspannung von der Form der Tafelschen Gleichung beobachtet werden. Es gilt dann $\eta_d = (RT/zF)(\ln i - i_{gr})$. Diffusionsüberspannung ist vor allem in Lösungen mit kleinen Konzentrationen des reagierenden Ions zu beobachten. Ihr Einfluß kann durch Messungen mit Wechselstrom weitgehend ausgeschaltet oder zurückgedrängt werden. Verwandt mit der Diffusionsüberspannung ist die *Reaktionsüberspannung* insofern, als bei ihr die Geschwindigkeit der Zulieferung des reagierenden Ions bestimmend ist, die hierbei jedoch durch die Reaktionsgeschwindigkeit festgelegt wird, mit der die Ionen aus einem vorgelagerten Gleichgewicht, z. B. einer Komplexverbindung, freigegeben werden. Bei festen Metallionen-Elektroden kann außerdem noch eine *Kristallisationsüberspannung* auftreten, die auf einer Hemmung des Übergangs des Metallions von dem ad-Zustand in den geordneten Gitterverband oder umgekehrt beruht. Alle genannten Überspannungseffekte werden auch als *Abscheidungspolarisation* zusammengefaßt, wenn sie bei der elektrolytischen Abscheidung eines Lösungsbestandteils gleichzeitig wirksam werden. Auch das Auftreten von Deckschichten, z. B. bei der Bildung von gesättigten Lösungsschichten an der Grenze, Salzabscheidung, oder die Bildung oxidischer Deckschicht oder von Gasblasen (Wasserstoff) kann zur Ausbildung von Polarisation führen (*Deckschichtenpolarisation*). Praktisch von besonderer Bedeutung sind die Überspannungseffekte bei der Abscheidung des Wasserstoffs, die auch theoretisch am besten untersucht sind, und bei der elektrochemischen Umsetzung des Sauerstoffs, die z. B. entscheidend für die praktische Nutzung von Brennstoffelementen sind. Überall in der Praxis ist eine gute *Depolarisation* wichtig, d. h. eine Herabsetzung der Überspannungen durch chemische Hilfsmittel (Depolarisatoren), aktive Elektrodenoberflächen, gute Rührung u. ä.

Bei der anodischen Auflösung von Metallen steigt die Stromdichte in einigen Fällen mit wachsender Überspannung zunächst normal an, sinkt aber oberhalb eines bestimmten Potentials steil auf sehr kleine Werte ab, d. h., oberhalb dieses Potentials gehen nur noch sehr geringe Metallmengen in Lösung. Diese *Passivität* der Metalle ist von großer praktischer Bedeutung. Die im passiven Zustand verbleibende geringe Reststromdichte heißt *Korrosionsstromdichte*, da sie ein Maß für die auch in diesem Zustand noch ablaufende geringfügige Korrosion darstellt. Im passiven Zustand ist die Oberfläche des Metalls von einer porenfreien Deckschicht aus Salz oder Oxid oder von einer vollständigen Schicht chemisorbierten Sauerstoffs bedeckt. Durch katodische Ströme, die von außen her oder durch Lokalelementwirkung erzeugt werden, kann die Deckschicht reduziert werden, und das Metall wird wieder aktiv. Das Potential, bei dem der Übergang vom aktiven in den passiven Zustand und umgekehrt stattfindet, heißt *Flade-Potential*. Passivierung kann auch über die vorübergehende Einstellung eines Mischpotentials durch chemische oxydierende Agentien herbeigeführt werden, z. B. beim Eisen durch konzentrierte Salpetersäure.

Elektrodiagnostik, Prüfung des elektrischen Verhaltens eines Nerv-Muskel-Systems im

lebenden Organismus und Feststellung krankhafter Abweichungen von der Norm. Da es für diagnostische Zwecke nicht möglich ist, einen Nerv freizulegen und isoliert zu reizen, muß der Reizstrom über Hautelektroden durch das gesamte Gebiet geleitet werden, in dem der Nerv verläuft. Damit wird aber auch der dem Nerv zugeordnete Muskel mitgereizt. Die Reizung erfolgt durch definierte Stromimpulse. Für einen Rechteckimpuls existiert eine bestimmte Minimalstromstärke, die *Rheobase*, unterhalb derer auch ein Impuls beliebig langer Dauer keine Kontraktion mehr auslöst. Das elektrische Verhalten eines Nerv-Muskel-Systems wird durch seine Charakteristik dargestellt. In einem rechtwinkligen Koordinatensystem werden Impulsstromstärke und Dauer aufgetragen. Jeder Impuls, der eine Muskelkontraktion auszulösen vermag, liefert einen Punkt im Schema. Die Gesamtheit aller Meßpunkte wird durch eine Kurve nach unten begrenzt. Impulse unterhalb dieser Kurve bleiben ohne Wirkung. Veränderungen der Reizbarkeit drücken sich durch deutliche Veränderungen der begrenzenden Kurve aus.

Elektrodynamik, im engeren Sinne die Lehre von den Erscheinungen bewegter elektrischer Ladungen (im Unterschied zur → Elektrostatik), im weiteren Sinne die gesamte Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, da dieses gesamte Gebiet durch die Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes) beherrscht wird. Die E. im engeren Sinne kann man in drei Gebiete einteilen:

1) in stationäre Ströme und ihre zeitlich konstanten Felder.

2) in quasistationäre Ströme und ihre Felder, deren zeitliche Änderung so gering ist, daß die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Felder nicht berücksichtigt werden muß. Das ist auf jeden Fall erfüllt für Wechselströme bis 1 kHz, weil dort immer die Wellenlänge groß gegen die Abmessungen der entsprechenden Geräte ist. Daher ist die Zeit, in der die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitenden Felder die größte im betrachteten System auftretende Entfernung durchmessen, klein gegen die Schwingungsdauer.

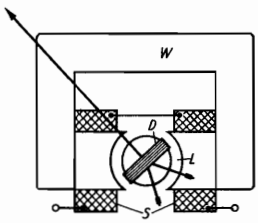
3) in schnell veränderliche elektrische und magnetische Felder, die nach der Maxwellschen Theorie miteinander verknüpft sind. Hierzu gehört die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Vakuum und in isotropen oder anisotropen Medien, deren Eigenschaften durch ihre Dielektrizitätskonstante, ihre magnetische Permeabilität und ihre elektrische Leitfähigkeit gegeben sind.

elektrodynamisches Drehspulinstrument, svw. Elektrodynamometer.

elektrodynamisches Kreuzspulmeßwerk, → Leistungsfaktormesser.

elektrodynamische Potentiale, zeitabhängige Potentiale, aus denen im allgemeinen Fall die zeitabhängigen elektromagnetischen Felder durch Bildung zeitlicher und räumlicher Ableitungen berechnet werden können. Durch die Potentialansätze $\vec{E} = -\frac{\partial \varphi}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}$ und $\vec{B} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \mathfrak{A}$ werden das skalare Potential φ und das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ so eingeführt, daß unabhängig von der Wahl der e.n P. die beiden homogenen Maxwellschen Gleichungen, also das Induktionsgesetz und die Quellfreiheit von $\vec{B}$, erfüllt werden. Aus den inhomogenen Gleichungen ergeben sich dann Differentialgleichungen für die Potentiale (→ Hertzscher Oszillator). Die e.n P. sind durch die elektromagnetischen Felder nicht eindeutig bestimmt, sondern können noch → Eichtransformationen unterworfen werden. Bei der relativistischen Formulierung der Elektrodynamik bildet $(\varphi, c\mathfrak{A})$ einen Vierervektor.

Elektrodynamometer, *elektrodynamisches Drehspulinstrument*, ein elektrisches Meßinstrument, das bei Gleich- und Wechselstrom verwendet werden kann. Die Wirkungsweise entspricht der des → Drehspulinstruments, jedoch wird das Magnetfeld im Luftspalt L mittels einer zweiten, feststehenden stromdurchflossenen Spule S an-



Elektrodynamometer

stelle eines Dauermagneten erzeugt. Dadurch ist der Ausschlag proportional dem Produkt der Ströme durch die feste Spule und die Drehspule. Das Instrument besitzt Luftdämpfung. Das Rückstellmoment wird von zwei Spiralfedern geliefert, die gleichzeitig der Drehspule D den Strom zuführen. Man unterscheidet Ausführungen mit Weicheisenkreis W, der wegen der Wirbelstromverluste aus hochpermeablen Blechen geschichtet wird, und eisenlose Ausführungen (nur für Präzisionsmeßgeräte).

Das E. wird als Strom- und Spannungsmesser, als Wirkleistungsmesser und als Blindleistungsmesser verwendet. Als *Strommesser* und stromverbrauchenden *Spannungsmesser* setzt man E. hauptsächlich für Präzisionsmessungen des Effektivwertes von Wechselströmen bzw. Wechselspannungen ein. Dabei werden die beiden Spulen parallel oder in Reihe geschaltet. Als *Wirkleistungsmesser* wird das E. für Präzisions- und Betriebsmessungen bei Gleich- und Wechselstrom verwendet. Dabei wird S in den Stromweg und D über einen Vorwiderstand an die Spannung gelegt. Als *Blindleistungsmesser* arbeitet das E. ähnlich wie als Wirkleistungsmesser, nur tritt hier an die Stelle des Vorwiderstandes eine Kunstschaltung, die die Phase um 90° dreht.

Elektroendosmose, svw. Elektroosmose.

Elektroenergie, → elektrische Energie.

Elektroenergieversorgung, svw. Elektrizitätsversorgung.

Elektroenzephalogramm abg. *EEG*, die von der Außenseite des Schädels abgeleitete und vom Gehirn produzierte Spannungs-Zeit-Funktion. Obwohl das E. ein wichtiges diagnostisches Hilfsmittel der Neurologie darstellt, sind die Prozesse, welche der Spannungsproduktion zugrundeliegen, noch nicht endgültig aufgeklärt.

Elektrofax-Verfahren

Der Scheitelwert der von der Kopfhaut abgeleiteten Spannung liegt bei etwa 10 μV. Die Verstärkung dieser Spannung erfordert rauscharme Verstärker mit hohen Zeitkonstanten wegen der niedrigen Frequenzanteile. Im normalen E. des Menschen lassen sich Wellen verschiedener Frequenz unterscheiden. Die α-Wellen haben eine Frequenz von 8 Hz bis 12 Hz. Die Frequenz der β-Wellen beträgt etwa das Doppelte der α-Wellen. Über Hirntumoren lokalisiert findet man Wellen mit sehr kleiner Frequenz und größerer Amplitude. In Analogie zum → Elektrokardiogramm gibt es auch beim E. Standardableitungen.

Elektrofax-Verfahren, wie die → Xerographie ein elektrostatisches Bildwiedergabeverfahren, bei dem als Halbleiterschicht eine mit Zinkoxid beschichtete Papierunterlage dient, die außerdem mit Farbstoffen optisch sensibilisiert sein kann. Für die Aufnahme ist eine Spiegeloptik erforderlich, damit eine seitenrichtige Kopie entsteht, weil die Halbleiterschicht gleichzeitig als Kopierunterlage dient. Der Kopierablauf ist der gleiche wie bei der Xerographie, nur wird das Zinkoxid negativ aufgeladen. Eine Weiterentwicklung des E.-V.s ist das *Elektrocolor-Verfahren,* bei dem innerhalb von 5 Minuten auf trockenem Wege Farbbilder von einem Farbnegativ geliefert werden, was auf der Basis von drei aufeinanderfolgenden Auszugsfilterbelichtungen hinter Blau-, Grün- und Rotfilter sowie einer Weißbelichtung ohne Filter und anschließender Behandlung mit den entsprechenden komplementären Tonern bzw. Schwarztonern vor sich geht. Das Elektrocolor-Verfahren entspricht dem Prinzip des Vierfarbdruckes.

Elektrofilter, elektrische Anlage zur Entstaubung von Gasen. Die Gase strömen zwischen Elektroden durch ein elektrostatisches Feld, das durch Anlegen einer Gleichspannung von 40 bis 80 kV erzeugt wird. Die Gleichspannung wird über Nadel- oder Scheibengleichrichter aus Wechselspannung umgeformt. An der negativ aufgeladenen Sprühelektrode, die aus einem 0,1 bis 1 mm starken, mit 0,1 bis 0,4 mA je Meter Länge belasteten Draht oder aus einem Drahtsystem besteht, wird durch eine Feldstärke von etwa 10 kV/cm das Gas zum Glimmen gebracht. Die Gasteilchen werden somit negativ aufgeladen und wandern unter dem Einfluß des Feldes zur positiven zylinder- oder plattenförmigen Elektrode, wo sie niedergeschlagen und entladen werden.

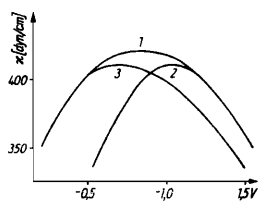
E. sind besonders zum Abscheiden feiner Staubteilchen (z. B. aus Farbnebeln, Tabakrauch, Flugasche, Sandstaub, Ölnebel, metallurgischem Staub und Rauch) geeignet. Eine besondere Rolle spielen E. bei der Ruß- und Flugaschebekämpfung der Wärmekraftwerke. Mit Hilfe der E. ist es möglich, den Staubgehalt von 50 g/m³ auf weniger als 0,5 g/m³ herabzusetzen und bei einer Kraftwerksleistung von 100000 kW täglich 100 t Flugasche abzuscheiden.

Die Entstaubung mit E.n wird auch als *elektrische Gasreinigung* (abg. *EGR-Verfahren*) oder als *Cottrell-Möller-Verfahren* bezeichnet (nach Cottrell und Möller, denen um 1900 unabhängig voneinander erstmalig die industrielle Anwendung gelang).

Elektrojet, *elektrischer Strahlstrom,* gebündelter elektrischer Strom in begrenzten Gebieten, die im Vergleich zu ihrer Umgebung gut elektrisch leitend sind und in denen die elektrische Stromdichte relativ groß ist. In der E-Region der → Ionosphäre der Erde treten E.s am geomagnetischen Äquator (→ Erdmagnetismus) und in der Nordlichtzone auf. Man unterscheidet zwischen äquatorialem und polarem E. Der *äquatoriale E.* ist auf der Tagesseite der Ionosphäre stets vorhanden; er wird durch ionosphärische elektrische Felder angetrieben. Der *polare E.* tritt während eines geomagnetischen Substurmes (→ Sturm) auf und wird durch magnetosphärische Prozesse (→ Magnetosphäre) verursacht (→ *DS*).

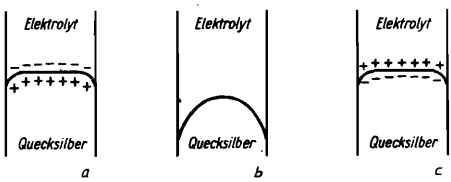
elektrokalorischer Effekt, die Umkehrung der → Pyroelektrizität. Bringt man einen pyroelektrischen Kristall in ein elektrisches Feld, so treten in Übereinstimmung mit dem Prinzip vom kleinsten Zwang Temperaturunterschiede an den entsprechenden Kristallflächen auf.

Elektrokapillarität, die Abhängigkeit der Grenzflächenspannung $\varkappa$ an der Phasengrenzfläche flüssig/flüssig von der Flächenladungsdichte σ bzw. von der Potentialdifferenz $\Delta\psi$. Es gelten die *Helmholtz-Lippman-Gleichung* $-\sigma = (\partial\varkappa/\partial\psi)_0 \equiv$ konst. und die Gleichung für die differentielle Kapazität der elektrischen Doppelschicht $-\partial\sigma/\partial\psi = (\partial^2\varkappa/\partial\psi^2) =$ konst. Sie bestimmen den Verlauf der *Elektrokapillarkurve* $\varkappa = f(\Delta\psi)$. Im einfachsten Falle ist $\varkappa = (-C/2) \cdot (\Delta\psi)^2 +$ konst. mit konstantem C (Abb. 1).



1 Elektrokapillarkurve: Grenzflächenspannung eines Quecksilbermeniskus als Funktion der angelegten Spannung. Kurve 1: 1 n-Natriumsulfat, Kurve 2: 1 n-Natriumsulfat + 0,01 n-Natriumjodid (anionkapillaraktiv), Kurve 3: 1 n-Natriumsulfat + 0,01 n-Tetraäthylammoniumsulfat (kationkapillaraktiv)

Die spezifische Adsorption von Anionen (→ Doppelschicht) an der Grenzfläche verschiebt das Maximum der Elektrokapillarkurve zu negativeren Potentialen und verändert den positiven Ast. Bei der spezifischen Adsorption von Kationen wird das Maximum zu positiveren Potentialen verschoben, und der negative Ast wird verändert. In beiden Fällen wird das Maximum



2 Grenzfläche von Quecksilber und einem Elektrolyten: *a* bei positiver Aufladung des Quecksilbers, *b* ohne Potentialdifferenz zwischen Quecksilber und Elektrolytlösung, *c* bei negativer Aufladung des Quecksilbers

erniedrigt. Die betreffenden adsorbierten Ionen heißen *kapillaraktiv*. Die E. wird hauptsächlich an der Grenzfläche Quecksilber/Elektrolyt untersucht (Abb. 2). Das Potential des Maximums der Elektrokapillarkurve kann auch mittels einer Tropfelektrode gemessen werden, bei der sich von selbst das Maximum der Grenzflächenspannung einstellt. Der Effekt der E. kann zum Nachweis elektrischer Potentialdifferenzen herangezogen werden.

Elektrokardiogramm abg. *EKG*, die von der Körperoberfläche abgeleitete und registrierte Herzaktionsspannung. Während der Tätigkeit des Herzens erzeugt jede Herzmuskelfaser ihre eigene Aktionsspannung. Dadurch entsteht in der Arbeitsperiode auf der Außenseite des Herzens eine ungleichmäßige Ladungsverteilung, die sich im Laufe der Zeit ändert. Von diesem Polarisationszustand ausgehend bildet sich im gesamten Organismus ein elektrisches Feld. Längs der Feldlinien entstehen Strombahnen, auf denen die durch die Herzaktionsspannungen hervorgerufenen Ströme fließen. Da jede Leitungsbahn einen ohmschen Widerstand besitzt, läßt sich zwischen zwei verschiedenen Punkten der Strombahn mit geeigneten Elektroden eine elektrische Spannung messen, die nur noch in einem losen Zusammenhang mit den ursprünglich im Herzen erzeugten Einzelspannungen steht. Aus der Vielzahl möglicher Ableitepunkte hat man durch internationale Vereinbarungen Standardableitungen ausgewählt. Nach einem Vorschlag Einthovens benutzt man die Ableitungen von beiden Armen und vom linken Bein. Man bezeichnet als erste Ableitung die zwischen rechtem und linkem Arm registrierte Spannungszeitkurve. Die zweite Ableitung entsteht bei einer Registrierung zwischen rechtem Arm und linkem Bein, die dritte zwischen linkem Arm und linkem Bein. Werden die drei Spannungszeitkurven synchron registriert, so gilt in jedem Zeitpunkt $U_1 - U_2 + U_3 = 0$. Neben den Extremitätenableitungen verwendet man auch Brustwandableitungen: In Verbindung mit anderen klinischen Untersuchungsverfahren sind aus dem E. wichtige diagnostische Informationen zu erhalten.

elektrokinetische Erscheinungen, vorwiegend auf den Fall flüssig/fester Mehrphasensysteme mit beweglichen Ionen oder Elektronen beschränkte Bezeichnung für solche Transporterscheinungen, die auf der Verknüpfung einer Bewegung von und in solchen Systemen mit den sie verursachenden oder dadurch hervorgerufenen elektrischen Potentialdifferenzen beruhen. Hinsichtlich der Bewegungsmöglichkeiten existieren zwei Grenzfälle:

1) Die Festphase ist räumlich fixiert und enthält die bewegliche flüssige Phase in Form einer kohärenten Dispersion, z. B. in einem Kapillarsystem. Man kann dies durch ein System darstellen, bei dem eine Elektrolytlösung durch ein Poren- oder Membransystem in zwei Bereiche aufgeteilt wird. Auf der einen Seite der Membran haben Druck und elektrisches Potential die Werte p bzw. φ, auf der anderen Seite die Werte $p + \Delta p$ bzw. $\varphi + \Delta\varphi$. Dann treten durch die Membran ein Materie- (Volumen-) Fluß J und ein elektrischer Strom I hindurch. Bei nicht zu großen Werten von Δp und $\Delta\varphi$ (*Linearitätsbereich*) gelten — auf ein Membranstück der Dicke 1 und des Querschnitts 1 bezogen — folgende Beziehungen:

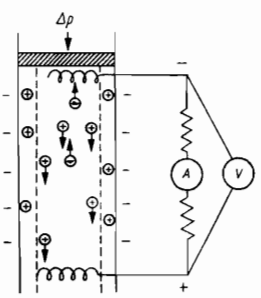
$$J = a\Delta p + b\Delta\varphi \quad (1)$$

$$\text{und } I = b^*\Delta p + \varkappa\Delta\varphi \quad (2)$$

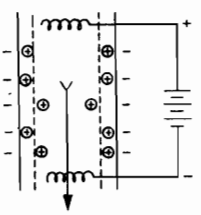
$$\text{sowie } J = (b/\varkappa)\, I + (a - bb^*/\varkappa)\,\Delta p \quad (3)$$

$$\text{und } I = (b^*/a)\, J + (\varkappa - bb^*/a)\,\Delta\varphi \quad (4)$$

Hierbei bedeuten a die Permeabilität, b die elektro-osmotische Permeabilität, b^* die Strömungsleitfähigkeit, $\varkappa$ die elektrische Leitfähigkeit bzw. die entsprechenden Koeffizienten. (a und $\varkappa$ gehören nur im hier erörterten Zusammenhang zu den e.n E.) Die Koeffizienten hängen von Temperatur und Zusammensetzung, nicht von Δp und $\Delta\varphi$ und nur wenig von p ab. Es ist $a > 0, \varkappa > 0, b = b^* \lesseqgtr 0$. Die Gleichung $b = b^*$ folgt aus den → Onsagerschen Reziprozitätsbeziehungen. Das Auftreten eines Materieflusses gemäß Gl. (1) heißt *Permeation*, wenn $\Delta p \neq 0$ und $\Delta\varphi = 0$, und *Elektroosmose*, wenn $\Delta p = 0$ und $\Delta\varphi \neq 0$. Ein elektrischer Strom gemäß Gl. (2) heißt *Strömungsstrom*, wenn $\Delta p \neq 0$ und $\Delta\varphi \neq 0$. Im Falle $\Delta p = 0$ und $\Delta\varphi \neq 0$ liegt gewöhnliche, dem Ohmschen Gesetz gehorchende Leitfähigkeit vor. Die Potentialdifferenz $\Delta\varphi = -(b/\varkappa)\,\Delta p = -b(a\varkappa - b^2)\,J$, die sich im stromlosen Zustand ($I = 0$) infolge einer Materieströmung ($\Delta p \neq 0$, $J \neq 0$) einstellt, heißt *Strömungspotential* (Abb. 1). Die bei vorgegebener Potentialdifferenz entstehende stationäre Druckdifferenz $\Delta p_{stat} = -(b/a)\,\Delta\varphi = -b(a\varkappa - bb^*)\,I$ ist der *elektroosmotische Druck*. Es gilt die *Saxénsche Beziehung* $(\Delta\varphi/\Delta p)_{I=0} = -(J/I)_{\Delta p=0}$. Dabei erfolgt eine Bewegung von Teilchen, die Ladungen infolge einer Ionisation oder Ionenadsorption mit Ausbildung einer elektrochemischen Doppelschicht tragen, relativ zum ruhenden Dispersionsmittel (Abb. 2 und 3).



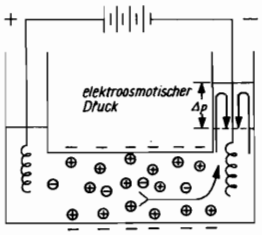
1 Eine durch den Druck erzeugte Flüssigkeitsströmung führt die außerhalb der starren Doppelschicht befindlichen positiven Ionen mit sich. Das ergibt einen vom Amperemeter *A* angezeigten Strömungsstrom und ein vom Voltmeter *V* angezeigtes Strömungspotential vom angegebenen Vorzeichen



2 Eine von außen angelegte Potentialdifferenz (Gleichspannung) bewegt die nicht starr gebundenen positiven Ionen der Doppelschicht in Richtung auf die Elektrode. Dabei wird die Flüssigkeit mitgeführt (Elektroosmose)

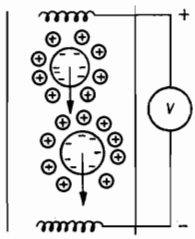
Beim Anlegen eines Feldes an eine Suspension oder Lösung solcher Teilchen tritt → Elektrophorese ein. Sie ist der Umkehreffekt zur Elek-

elektrokinetisches Gravitationspotential

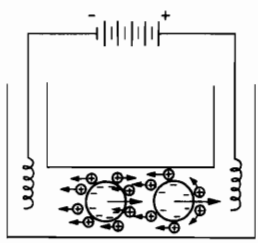


3 Schematische Veranschaulichung der Ausbildung einer elektroosmotischen Druckdifferenz

troosmose. Mit dieser Wanderung sind ein Ladungstransport, d. h. ein kataphoretischer bzw. elektrophoretischer Strom, und eine hier als *Kolloidleitfähigkeit* bezeichnete elektrische Leitfähigkeit verbunden. Werden die Partikeln, z. B. in einem Gravitationsfeld, gegen das Dispersionsmittel bewegt, so tritt eine elektrische Potentialdifferenz, das *elektrophoretische Potential* (*Sedimentationspotential*), auf (Abb. 4 und 5). In Gasdispersionen kann ein analoger Effekt als *Aufrahmpotential* beobachtet werden.



4 In einer ruhenden Flüssigkeit bewegte geladene Partikeln erzeugen einSedimentationspotential (Elektrophorese), das vom Voltmeter angezeigt wird. Ein Sedimentationspotential tritt z. B. bei der Ultrazentrifugierung von Polyelektrolyten auf



5 Ein in einer (ruhenden) Flüssigkeit wirkendes elektrisches Potentialgefälle veranlaßt geladene Partikeln zur Wanderung (Elektrophorese). Die Wanderungsrichtung und -geschwindigkeit werden bestimmt durch das Vorzeichen der Gesamtladung, das die Partikeln mitsamt dem adhärierenden, „mitgenommenen" (starren) Teil der Doppelschicht aufweisen. Dieses Vorzeichen kann sich umkehren, wenn Gegenionen in größerem Ausmaß spezifisch adsorbiert werden. Damit kehrt sich auch die Wanderungsrichtung der Partikeln um, wie z. B. bei ursprünglich negativ aufgeladenen Quarzpartikeln durch die Adsorption positiv geladener Proteine

Die den e.n E. zugrunde liegenden Vorgänge beruhen auf dem Vorhandensein einer elektrochemischen Doppelschicht; sie sind in den Abb.en schematisiert. Da angenommen werden muß, daß bei einer Bewegung der innerste Teil der Doppelschicht relativ zur unmittelbar anliegenden Festphasenoberfläche in Ruhe bleibt, ist die für die Bewegungsgeschwindigkeit bestimmende effektive Ladung bzw. das entsprechende effektive Potential, das meist als → Zeta-Potential (ζ-Potential) bezeichnet wird, stark von der Struktur der Doppelschicht (z. B. von adsorbierten Ionen, die sogar zu einer Umladung Anlaß geben können) abhängig. Der dem Zeta-Potential entsprechende Ort in der Doppelschicht ist schlecht definiert; wahrscheinlich entspricht er dem Potential an der Stelle, wo die starre in die diffuse Doppelschicht übergeht. Wegen der angedeuteten Schwierigkeiten ist die molekularkinetische Theorie der e.n E. noch immer sehr unvollkommen.

Nach Smoluchowski ist die *elektrophoretische Wanderungsgeschwindigkeit* $\vec{v}$ einer Partikel $\vec{v} = \varepsilon\zeta\vec{E}/4\pi \cdot \eta$. Hierbei ist ε die Dielektrizitätskonstante, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke und η der Viskositätskoeffizient.

Praktische Bedeutung haben vor allem die → Elektrophorese als Trennverfahren und in der Lackierungstechnologie und die → Elektroosmose besonders zur Entwässerung und Verfestigung von Baugründen. Strömungspotentiale können als Gefahrenquelle auftreten, wenn sie — in schlechtleitenden Systemen — hohe Werte annehmen und damit zur Funkenbildung Anlaß geben können, z. B. beim Strömen organischer Flüssigkeiten durch Schläuche.

elektrokinetisches Gravitationspotential, im weiteren Sinne das Sedimentationspotential (→ elektrokinetische Erscheinungen), im engeren Sinne das Potential, das schon bei einer geringen statischen Verschiebung des Dispersionsmittels (→ disperses System) gegenüber einem Gelgerüst (z. B. unter dem Einfluß der Schwere) auftritt.

elektrokinetisches Potential, svw. Zeta-Potential.

elektrokinetische Transformation, die Erzeugung eines statischen oder wechselnden Drucks im Dispersionsmittel durch Einwirkung elektrokinetischer Potentiale und Rückverwandlung in das entsprechende Potential an einer anderen Stelle. Es wird vermutet, daß die e. T. bei elektrophysiologischen Vorgängen in Organismen von Bedeutung ist.

Elektrokristallisation, Kristallwachstum bei der Elektrolyse in Lösungen oder auch Schmelzen. Anwendungsgebiete sind die Herstellung galvanischer Überzüge und die Gewinnung bzw. Raffination von Metallen (Elektrometallurgie).

Elektrolumineszenz, → Lumineszenz.

Elektrolumineszenzzelle, → Halbleiterdiode.

Elektrolyse, die Zersetzung von Elektrolyten mit Hilfe des elektrischen Stromes. Es handelt sich dabei um Reduktions-Oxydations-Vorgänge, die sich an den → Elektroden, die mit einer Gleichspannungsquelle verbunden sind und in eine Schmelze oder Flüssigkeit eintauchen, abspielen. An der Katode (— Pol) findet der Reduktionsvorgang, an der Anode (+ Pol) der Oxydationsvorgang statt.

Beispiele für katodische Reduktionen:

1) Reduktion von Kationen

$Na^+ + e \rightarrow Na$
$Cu^{2+} + 2e \rightarrow Cu$
$2H^+ + 2e \rightarrow H_2$
$Fe^{3+} + e \rightarrow Fe^{2+}$

2) Reduktion neutraler Moleküle

$Cl_2 + 2e \rightarrow 2Cl^-$
$O_2 + 4H^+ + 4e \rightarrow 2H_2O$

3) Reduktion von Anionen

$NO_3^- + 2H^+ + 2e \rightarrow NO_2^- + H_2O$

Beispiele für anodische Oxydationen:

1) Oxydation von Metallen und Kationen

$Ag \rightarrow Ag^+ + e$
$Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e$

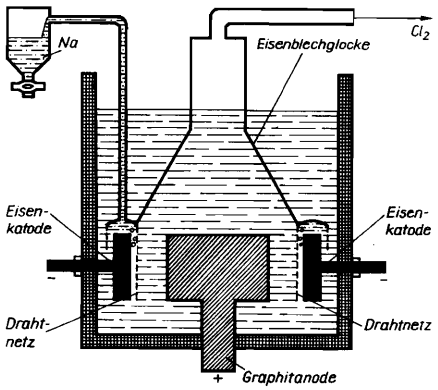
2) Oxydation von neutralen Molekülen

$2H_2O \rightarrow O_2 + 4H^+ + 4e$

3) Oxydation von Anionen

$2Cl^- \rightarrow Cl_2 + 2e$

Bei der E. finden stets beide Vorgänge statt, da die bei der Oxydation an der Anode abgegebenen Elektronen über die Spannungsquelle zur Katode gelangen, um hier für den Reduktionsvorgang zur Verfügung zu stehen. Wenn z. B. eine Natriumchloridschmelze elektrolysiert wird, so werden an der Anode Chloridionen zu Chlor oxydiert und an der Katode äquivalente Mengen Natriumionen zu metallischem Natrium reduziert (Abb.). Bei der E. von Lösungen lau-



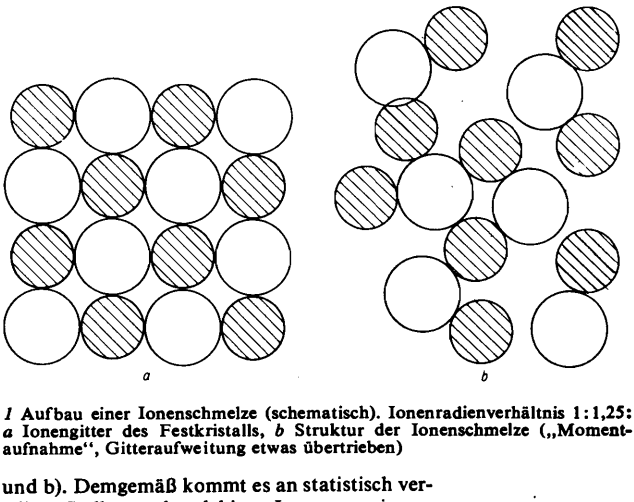
Downs-Zelle für die Elektrolyse einer Natriumchloridschmelze

fen die Vorgänge nicht immer eindeutig ab. Bei den meisten Elektrolyseverfahren werden der Katoden- und der Anodenraum durch ein *Diaphragma* getrennt. Die Elektrolytlösung im Bereich der Katode bezeichnet man als *Katolyt* (Abk. von katodischer Elektrolyt), die Elektrolytlösung im Bereich der Anode als *Anolyt* (Abk. von anodischer Elektrolyt). Die Beziehung zwischen der umgesetzten Stoffmenge und der benötigten Elektrizitätsmenge wird durch die → Faradayschen Gesetze ausgedrückt. Damit die E. ablaufen kann, ist eine Mindestspannung erforderlich, die *Zersetzungsspannung*. Sie ist abhängig von der Art des Stoffes, von der Temperatur und vom Elektrodenmaterial. Erklärt wird diese Tatsache durch das Auftreten von Polarisations- und Überspannungen, die der von außen angelegten Spannung entgegengesetzt gerichtet sind und die überwunden werden müssen.

Die E. wird vor allem angewendet 1) zur Gewinnung von Alkalilaugen (bes. Natronlauge), Chlor und Wasserstoff sowie Sauerstoff und Peroxidverbindungen; 2) zur Gewinnung oder Raffination von Metallen (Elektrolytmetalle); 3) zur Herstellung von metallischen Überzügen (Galvanostegie) und metallischen Kopien von einem Gegenstand (Galvanoplastik) sowie zum Polieren, Beizen, Entmetallisieren und Ätzen (Galvanotechnik); 4) zur elektrochemischen Metallbearbeitung (ECM). In der analytischen Chemie beruhen auf der E. die Verfahren der Elektrogravimetrie, Polarographie und Coulometrie.

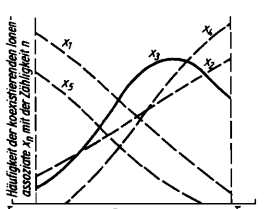
Geschichtliches. Die E. wurde 1800 von Ritter entdeckt und später von Davy, Faraday (1. Faradaysches Gesetz), Arrhenius und Le Blanc untersucht.

Elektrolyt, ein Stoff, der im geschmolzenen Zustand oder in meist wäßriger Lösung mehr oder weniger vollständig in seine Ionen dissoziiert ist (elektrolytische → Dissoziation). *Geschmolzene E.e* sind ganz oder überwiegend aus beweglichen Anionen und Kationen aufgebaut. Ihre Eigenschaften werden weitgehend von den interionischen Wechselwirkungen bestimmt, daher unterscheiden sie sich stark von anderen Flüssigkeiten. Ihre elektrische Leitfähigkeit liegt um einige Größenordnungen höher als die von Elektrolytlösungen. Sie sind Lösungsmittel für alle Arten von Stoffen, selbst für Edelgase und Metalle. Die beim Schmelzen eines Ionenkristalls eintretende Zunahme des Molvolumens und die Abnahme der Durchschnittskoordinationszahl werden durch ein Anwachsen bereits im Kristall vorhandener Leerstellen verursacht. Jedoch kommt es durch die auch in der Schmelze wirksam bleibenden starken Coulomb-Kräfte zu einer Nahordnung derart, daß die Abstände zwischen An- und Kationen kleiner, die mittleren Abstände zwischen gleichgeladenen Ionen größer werden als im Festkristall (Abb. 1 a



1 **Aufbau einer Ionenschmelze (schematisch). Ionenradienverhältnis 1:1,25: *a* Ionengitter des Festkristalls, *b* Struktur der Ionenschmelze („Momentaufnahme", Gitteraufweitung etwas übertrieben)**

und b). Demgemäß kommt es an statistisch verteilten Stellen zu kurzlebigen Ionengruppierungen. Ist deren Lebenszeit länger als die eines molekularen Schwingungsvorganges, so treten diese Assoziate als kinetische Einheiten auf, deren Stabilität von der Ladung, dem Durchmesser und von der Polarisierbarkeit der Ionen und deren mittlere „Zähligkeit" von der Temperatur abhängen (Abb. 2). Diese Faktoren be-

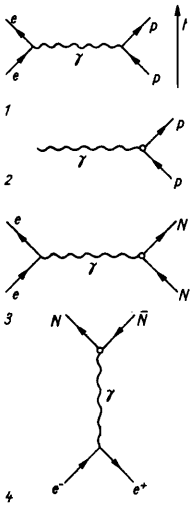


2 **Häufigkeitsverteilung der Zähligkeit der Ionenassoziate in einem geschmolzenen Elektrolyten als Funktion der Temperatur (schematisch)**

stimmen somit auch die thermodynamischen und kinetischen Eigenschaften und Besonderheiten des physikalischen und chemischen Verhaltens der geschmolzenen E.e.

Hochkonzentrierte Elektrolytlösungen können als geschmolzene Salze betrachtet werden, in denen ein geringer Anteil an Wasser gelöst ist. Ihre Theorie ist noch wenig entwickelt. Die Aktivitätskoeffizienten sind teilweise sehr hoch, z. B. bei je 20 mol kg^{-1} Lithiumchloridlösung LiCl: 62,4; Lithiumbromidlösung LiBr: 485; Natronlauge NaOH: 19,3; dagegen Ammoniumnitratlösung NH_4NO_3: 0,153. Im allgemeinen bleiben die bei niederen Konzentrationen auftretenden Unterschiede auch bei hohen erhalten oder werden noch stärker. Die Struktur des „gelösten" Wassers ist nicht identisch mit der von reinem Wasser; so hat es z. B. eine vergleichsweise niedrige Dielektrizitätskonstante.

Wassermoleküle werden wahrscheinlich durch die Felder benachbarter Ionen in weitgehend fixierten Lagen festgehalten. Für Wasserkonzentrationen unter 0,3 mol/kg können die Verhältnisse gut durch folgende Formel dargestellt werden: $t = [(1 - a_w)/a_w]\,[1 + (C - 1)\,a_w]/Cr$. Hierbei ist t die Anzahl Wassermoleküle, die Kontakt mit einem Kation haben, r ist das Molverhältnis der Kationen zur Gesamtwassermenge, $a_w = p_w/p_w^0$ der relative Dampfdruck des Wassers, $C = \exp(\Delta E/kT)$, wobei $-\Delta E$ die Energie für die „Adsorption" eines Wassermoleküls an die Ionen, bezogen auf die Energie des Moleküls in reinem Wasser, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur darstellen.



Elektromagnetische Formfaktoren

Für einfach geladene Kationen ergeben sich Werte für $t = 3 \cdots 4$, für zweifach geladene z. B. in $CaBr_2$ und $CaCl_2$ wird $t \approx 7$, für $Ca(NO_3)_2$, $ZnCl_2$ oder $ZnBr_2$ wird $t \approx 4$, was den Formen $(CaNO_3)^+NO_3^-$, $Zn^{2+}ZnCl_4^{2-}$, $Zn^{2+}ZnBr_4^{2-}$ in Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen entspricht. In hochkonzentrierten Säuren liegen in großen Anteilen ausschließlich undissoziierte Moleküle vor, oder es treten neue Ionenarten auf, wie in Salpetersäure oberhalb einer Konzentration von 99,6%: $4\,HNO_3 + H_2O \Rightarrow (HNO_3)_2 \cdot 2\,H_2O + NO_2^+ + NO_3^-$.

Lit. Belyayev, Zhemchuzhina, Firsanova: Physikalische Chemie geschmolzener Salze (Leipzig 1964).

elektrolytischer Trog, eine Anordnung zur Nachbildung und Ausmessung elektrostatischer Felder, insbesondere bei komplizierten Feldverteilungen, deren Berechnung unmöglich oder sehr aufwendig ist. Der elektrolytische T. besteht aus einem flachen, überall in gleicher Höhe mit einem homogenen Elektrolyten gefüllten Glasgefäß (Schale). In dieses tauchen Elektroden ein, die den felderzeugenden Leitern nachgebildet sind. Bei Anlegen einer Gleichspannung zwischen den Elektroden entsteht zwischen den Elektroden ein stationäres Strömungsfeld mit der Stromdichte $\vec{j}$, dessen Potential Φ wegen $\operatorname{div}\vec{j} = 0$ und $\vec{j} = \sigma\vec{E} = -\sigma\,\operatorname{grad}\Phi$ im stationären Feld der gleichen Differentialgleichung $\Delta\Phi = 0$ (Laplacesche Gleichung) genügt wie das elektrostatische Feld im Vakuum oder im homogenen isotropen Dielektrikum. Zur Vermeidung von Polarisationserscheinungen im Elektrolyten verwendet man statt der Gleichspannung besser eine niederfrequente Wechselspannung.

Mit Hilfe einer vorgespannten Sonde, die in den Elektrolyten eintaucht, läßt sich die Lage der Äquipotentiallinien ermitteln, die mit den Feldlinien ein System orthogonaler Trajektorien bilden.

elektrolytische Stromleitung, die gemäß den Faradayschen Gesetzen stattfindende Leitung des elektrischen Stromes zwischen Elektroden, die in einen Elektrolyt eintauchen. Bei der e.n S. findet im allgemeinen eine Zersetzung des Elektrolyts (→ Elektrolyse) statt. Die e. S. wird durch → Elektrodenvorgänge, → elektrokinetische Erscheinungen und die von der Ionenkonzentration der Elektrolytlösung abhängende Leitfähigkeit beeinflußt.

Elektrolytkondensator, → Kondensator.

Elektromagnet, → Magnet.

elektromagnetische Formfaktoren, Funktionen, die die nicht streng theoretisch erfaßbare elektromagnetische Struktur der Hadronen, von diesen aber besonders der Nukleonen, d. h. des Protons (p) und des Neutrons (n), berücksichtigen. Die e.n F. können aus der Elektron-Nukleon-Streuung (eN-Streuung) und der Photoproduktion $\gamma + N \rightarrow N + \pi$ bestimmt werden.

Bei der Annahme punktförmiger Protonen erhält man in erster Näherung (→ Bornsche Näherung) für die elastische ep-Streuung das in Abb. 1 gezeigte Feynman-Diagramm, das den Austausch eines virtuellen Photons beschreibt; für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung in das Raumwinkelelement $d\Omega$ erhält man

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2(\cos^2\theta - (q^2/2M)\sin^2\theta)}{4E^2\sin^4\theta\,(1 + (2E/M)\sin^2\theta)},$$

wobei E die Energie des einfallenden Elektrons im Ruhsystem (→ Laborsystem) des Protons, $\vartheta = 2\theta$ der Streuwinkel, M die Masse des Protons und α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist; für den Fall des Verschwindens des Quadrates des Impulsübertrages $t = -q^2 = 4EE'\sin^2\theta$, wobei E' die Energie des gestreuten Elektrons ist, erhält man den Mottschen Streuquerschnitt $\left(\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}\right)_{Mott}$.

Die Struktur des Protons wird nun durch einen zusätzlichen Kreis im Photon-Proton-Eckgraph (γ-p-Vertexgraph) angedeutet (Abb. 2). Man ist nicht in der Lage, die von dieser Struktur herrührenden Effekte aus einer Theorie der starken Wechselwirkung zu berechnen, da es eine solche nicht gibt; man kann sie jedoch unter Ausnutzung der Lorentz-Invarianz und der Eichinvarianz der Streuamplitude durch die e.n F. G_e und G_m berücksichtigen und erhält dann die von M. N. Rosenbluth 1950 aufgestellte und nach ihm benannte *Rosenbluth-Formel.*

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \times$$

$$\left\{\frac{[G_e^p(t)]^2 - (t/4M^2)\,[G_m^p(t)]^2}{1 - (t/4M^2)} - \frac{t}{2M^2}[G_m^p(t)]^2\,tg^2\theta\right\}.$$

G_e^p bzw. G_m^p ist der *elektrische* bzw. der *magnetische Formfaktor* des Protons (Index p),

analog für das Neutron (Index n); dabei gilt $G_e^p(0) = 1$ und $G_m^p(0) = 1 + \mu_p \approx 2{,}79$ bzw. $G_e^n(0) = 0$ und $G_m^n(0) = \mu_n \approx -1{,}91$, wobei μ_p bzw. μ_n das anomale magnetische Moment des Protons bzw. Neutrons in Einheiten von Kernmagnetonen ist. Bis zu $t = 4\ (\mathrm{GeV}/c)^2$ kann in guter Näherung $G_e^p(t) \approx G_m^p(t)/(1 + \mu_p) \approx G_m^n(t)\,\mu_n \approx (4M^2/t)\,G_e^n(t)/\mu_n \approx 1/(1 - t/a^2)^2$ mit $a = 0{,}71\ (\mathrm{GeV}/c)$ angenommen werden (Dipol-Näherung).

Die e.n F. können mit Hilfe von Dispersionsrelationen als Randwerte analytischer Funktionen in der komplexen t-Ebene dargestellt werden; dabei geht auch der zu Abb. 3 gekreuzte Kanal (Crossingsymmetrie, → analytische S-Matrix-Theorie) Abb. 4 ein, und ferner gehen diejenigen Graphen ein, bei denen statt des Photons ein ϱ^0-, ω- bzw. φ-Meson ausgetauscht wird, die bis auf die Masse die gleichen Quantenzahlen wie das Photon haben (Elementarteilchen, Tab. A, B), wobei die Koppelung nicht direkt an das Elektron, sondern gemäß Abb. 5, 6 bzw. 7 über das Photon erfolgt.

Da das ϱ-Meson ein Isovektormeson ist und die ω- und φ-Mesonen isoskalare Mesonen sind, spalten die e.n F. des Protons und des Neutrons zusätzlich noch in *isoskalare* und *isovektorielle Formfaktoren* auf; auf Grund der unitären Symmetrie besteht zwischen beiden eine bestimmte Relation. Statt der elektrischen und magnetischen Formfaktoren G_e und G_m findet man häufig andere, durch die Lorentz-Invarianz der Streuamplitude bestimmte e. F. $F_1(t)$ bzw. $F_2(t)$, wobei $G_e(t) = F_1(t) + (t/2M)\,F_2(t)$ und $G_m(t) = F_1(t) + 2M\,F_2(t)$ gilt. Die isoskalaren und isovektoriellen Anteile der F_i hängen auf einfache Weise mit den isoskalaren und -vektoriellen Strömen zusammen.

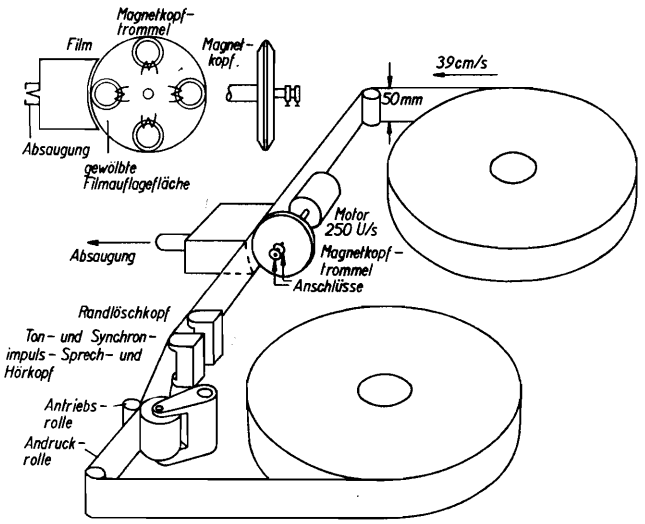
Auch den anderen Hadronen, z. B. den Pionen und Hyperonen, ordnet man e. F. zu. Es ist bemerkenswert, daß die Existenz des ϱ- und des ω-Mesons auf Grund der dispersionstheoretischen Behandlung der e.n F. postuliert wurde (Formfaktortheorie) und dann experimentell auch nachgewiesen werden konnte (→ Nukleon).

elektromagnetische Lichttheorie, → Lichttheorien.

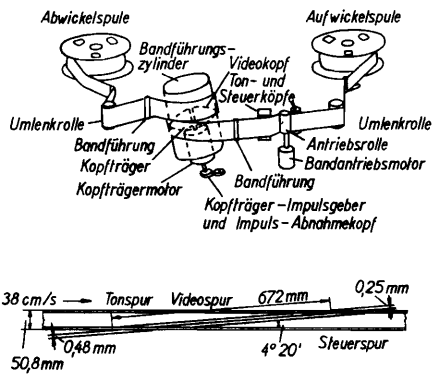
elektromagnetische Masse des Elektrons, → Selbstenergie.

elektromagnetisches Bildwiedergabeverfahren, Verfahren der Bildaufzeichnung mit Magnetspeichern auf der Grundlage von Eisenoxid und Chromoxid, bei dem nach der vom Fernsehen her bekannten Technik das Bild zeilenweise in Bildpunkte zerlegt und in eine elektrische Wechselspannung konstanter Frequenzen und der Leuchtdichte entsprechender Amplitude umgewandelt wird. Im Vergleich zur akustischen Aufzeichnung muß in der gleichen Zeit eine viel größere Zahl von Informationen aufgezeichnet werden. Beim *Ampex*-Verfahren (USA) wird ein etwa 50 mm breites Magnetband mit 39 cm/s an einer mit 250 U/s rotierenden Magnetkopftrommel vorbeigeführt, auf der im Abstand von 90° vier Magnetköpfe angebracht sind. Diese zeichnen auf dem Band Querspuren von 0,25 mm Breite und 0,14 mm Zwischenraum auf. Für ein Fernsehbild werden 40 Magnetzeilen geschrieben, die nur eine Bandlänge von 16 mm beanspruchen. In der Studiotechnik hat dieses Verfahren, trotz rascher Entwicklung der Schrägspurtechnik seine Stellung behauptet.

Bei der *Schrägspuraufzeichnungstechnik* wird das Magnetband mit verhältnismäßig niedrigen



1 Ampex-Aufzeichnungsgerät



2 Aufbau des Schrägspurgerätes und Anordnung der Spuren

Transportgeschwindigkeiten von 10 bis 20 cm/s in einer Schleife um einen schrägstehenden Zylinder geführt, in dem auf einer Scheibe die Videoköpfe rotieren. Die Videospuren schließen in der Bandkante einen Winkel von 3° ein, sind knapp 0,2 mm breit und nur wenige hundertstel Millimeter voneinander entfernt. Jede Spur enthält die Information von einem Halbbild und ist je nach Gerät 20 bis 40 cm lang. Dieses System hat sich auf dem Amateurgebiet eingeführt.

Videorecorder werden schon von verschiedenen Herstellern (Ampex-Corporation, USA; Philips, Niederlande; Sony, Japan) produziert, sie gestatten die Aufzeichnung und Wiedergabe von Fernsehsendungen über Heimgeräte.

elektromagnetisches Feld. Bei zeitlich veränderlichen elektrischen und magnetischen Feldern können → elektrisches Feld und → magne-

elektromagnetische Sondierung der Ionosphäre

tisches Feld nicht mehr getrennt behandelt werden wie im statischen Falle, da beide Arten von Feldern unlösbar miteinander verknüpft sind. Man spricht daher von elektromagnetischen F.ern. Diese Verknüpfung drückt sich aus in den Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes), die die Grundeigenschaften der elektrischen und magnetischen Felder und ihre gegenseitige Verknüpfung mathematisch erfassen. Mit ihrer Hilfe kann man jedes elektromagnetische F. berechnen, wenn man seine Quellen und die Eigenschaften des Materials kennt, in dem es sich ausbreitet (→Feld).

Die elektromagnetischen F.er kann man nach Art ihrer Behandlung grundsätzlich in zwei Gebiete einteilen: 1) *Langsam veränderliche* oder *quasistationäre* elektromagnetische F.er. Ihre zeitliche Änderung ist so gering, daß die durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Felder verursachte Verzögerung vernachlässigt werden kann. Man berechnet solche Felder wie stationäre Felder und berücksichtigt ihre Zeitabhängigkeit in erster Näherung. Weiteres → Elektrodynamik.

2) *Schnell veränderliche* elektromagnetische F.er, die elektromagnetische Wellen längs Leitungen und im Raum bilden.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen F.ern ist im Vakuum gleich der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, in dielektrischen Medien dagegen geringer (→ Maxwellsche Relation). Der Energietransport in Ausbreitungsrichtung wird durch den Poyntingschen Vektor (→ Poyntingscher Satz) beschrieben. Für Materialien mit temperaturunabhängigen Materialkonstanten beträgt die Energiedichte des elektrischen Feldes $w_e = (1/2)\,\vec{E}\vec{D}$, die des magnetischen Feldes $w_m = (1/2)\,\vec{H}\vec{B}$. Dabei bedeuten $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebung, $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke und $\vec{B}$ die magnetische Flußdichte. Da in elektromagnetischen F.ern immer beide Arten von Feldern vorhanden sind, ergibt sich die Energiedichte des elektromagnetischen F.es zu $w = w_e + w_m = (1/2)\,(\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B})$.

Ein e. F. bewirkt Kräfte auf elektrischen Ladungen, → Lorentz-Kraft. Die auf ein bestimmtes Gebiet ausgeübte Gesamtkraft kann bei statischen, stationären oder quasistationären Feldern aus dem Maxwellschen Spannungstensor berechnet werden. Der → Energie-Impuls-Tensor des elektromagnetischen F.es enthält in relativistisch exakter Form die Energie und die Impulsdichte des Feldes und die zugehörigen Stromdichten.

Lit. Hund: Theoretische Physik, Bd 2 (4. Aufl. Stuttgart 1963); Joos: Lehrb. der theoretischen Physik (Leipzig 1959); Macke: Elektromagnetische F.er (3. Aufl. Leipzig 1965).

elektromagnetische Sondierung der Ionosphäre, Sammelbezeichnung für alle experimentellen Methoden, bei denen die Eigenschaften der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma der Ionosphäre (z. B. Brechung, Reflexion, Absorption) dazu benutzt werden, um die Elektronenkonzentration, die Elektronen- und Ionenstoßzahlen, die Elektronen- und Ionentemperaturen und ähnliche Plasmaparameter in ihrer Verteilung mit der Höhe über der Erdoberfläche zu bestimmen und ihre Veränderungen mit der Tageszeit, der Jahreszeit und dem Sonnenaktivitätszyklus zu verfolgen. Die am weitesten verbreitete Methode ist die vertikale e. S. in Form der Echolotung mit Hochfrequenzimpulsen (*Impulssondierung* mit Trägerfrequenz 500 kHz bis 20 MHz) von der Erdoberfläche aus, wobei die Impulse in derjenigen Höhe reflektiert werden, in der die Plasmafrequenz gleich der Trägerfrequenz ist. Die dazu verwendete Apparatur (*Ionosonde*) durchläuft automatisch den genannten Bereich der Trägerfrequenzen und zeichnet als Meßergebnis die Impulslaufzeit von der Erde zum Reflexionsniveau in der Ionosphäre und zurück als Funktion der Frequenz auf (*Ionogramm*). Aus dem Ionogramm können die Grenzfrequenzen der Ionosphärenschichten unmittelbar abgelesen und die Verteilung der Elektronenkonzentration über dem Meßort (*N(h)-Profil*) berechnet werden.

Eine andere Methode der e.n S. vom Erdboden aus ist die *Incoherent-Scatter-Sondierung*, die auf einem der Thomson-Streuung verwandten Effekt der Rückstreuung elektromagnetischer Wellen an den freien Elektronen und Ionen der Ionosphäre beruht und eine Messung der Elektronenkonzentration und der Elektronen- und Ionentemperaturen gestattet, wobei aber der erforderliche technische Aufwand sehr hoch ist. Zur e.n S. der unteren Ionosphärenschichten dienen vor allem Messungen der ionosphärischen Dämpfung (Absorption) elektromagnetischer Lang- und Mittelwellen sowie Methoden der partiellen Reflexion und der Wellen-Wechselwirkung (→ Luxemburg-Effekt). Zur e.n S. d. I. mit Hilfe von Raketen und künstlichen Erdsatelliten wird in der Regel der Doppler-Effekt oder der Faraday-Effekt der vom Flugkörper ausgesendeten elektromagnetischen Wellen benutzt. Bei künstlichen Erdsatelliten, deren Bahnen oberhalb der Ionosphärenschichten liegen, wird auch die Impulssondierung mit im Satelliten eingebauten Ionosonden vertikal nach unten angewendet (*Topside-Sondierung*).

elektromagnetisches Spektrum, → Spektrum 1).

elektromagnetische Wechselwirkung, fundamentale Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Elementarteilchen oder Systemen solcher Teilchen, die durch das Photon (Quant des elektromagnetischen Feldes) übertragen wird.

In der klassischen Elektrodynamik werden die von statischen bzw. bewegten diskreten oder kontinuierlichen Ladungsverteilungen erzeugten elektrischen bzw. elektromagnetischen Felder im Vakuum und in Materie verschiedener Bewegungszustände und ferner die Bewegung von Ladungen bzw. die raum-zeitliche Veränderung von Ladungsverteilungen in vorgegebenen elektromagnetischen Feldern auf der Grundlage der (unquantisierten) Maxwellschen Gleichungen bzw. der Lorentzschen Gleichungen für die Kraftdichte untersucht; diese im Makroskopischen gültige Theorie der e.n W. bildet die Grundlage für die Elektrotechnik und den Magnetismus, die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen einschließlich der Funktechnik und der Wellenoptik, Kristalloptik und z. T. der Röntgen- und Wärmestrahlung. Die Quellen der e.n W., speziell die Elektronen als Prototypen elektrisch geladener Teilchen, spielen jedoch mehr

oder weniger die Rolle eines Fremdkörpers in dieser Maxwellschen Feldtheorie. Ihre Eigenschaften, insbesondere ihre Stabilität, können nicht konsistent aus den genannten Gleichungen abgeleitet werden, so ergibt die Berechnung der Selbstenergie punktförmiger Elektronen stets divergente Integrale, was zur Einführung nichtlinearer und anderer Elektrodynamiken mit anderen Mängeln geführt hat.

Die Behandlung von Quelle und Quant der e.n W. auf gleicher Basis erfolgt durch die Quantenelektrodynamik, die mit Hilfe der kovarianten Renormierung zu endlichen Selbstenergien des Elektrons und des Photons führt und die äußerst präzise Berechnung mikroskopischer Effekte der e.n W. mit Hilfe der Störungstheorie für alle diejenigen Prozesse gestattet, die nicht durch die starke oder schwache Wechselwirkung überdeckt bzw. wesentlich verändert werden. Die Wechselwirkungsdichte der e.n W. wird durch die minimale elektromagnetische Kopplung $\hat{H}_W = e\hat{j}_\mu \hat{A}^\mu$ gegeben; dabei ist e die elektrische Elementarladung, $\hat{A}^\mu$ der Operator des elektromagnetischen Viererpotentials und $\hat{j}_\mu$ der des Vierervektors des elektrischen Stromes $\hat{j}_\mu =$

$$i\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_e + i\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_p + i\left(\frac{\partial\Phi^\dagger}{\partial x^\mu}\Phi - \Phi^\dagger\frac{\partial\Phi}{\partial x^\mu}\right) + \cdots$$

mit den Feldoperatoren ψ_e, ψ_p, Φ, ... des Elektrons, Protons, geladenen Pions, ..., $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma_0$, und den Diracschen Gammamatrizen γ_μ, das † kennzeichnet den hermitesch konjugierten Operator. Die e. W. wird charakterisiert durch den Austausch virtueller Photonen, die nicht dem Energie-Impuls-Satz genügen und unbeobachtbar sind (→ virtuelle Prozesse), und kann durch die → Feynman-Diagramme symbolisiert werden, die im Fall der Elektron-Elektron-Streuung durch die Abb. 1 in 1. Näherung der Störungstheorie gegeben wird. Die Streuung von Elektronen an elektrisch geladenen Hadronen, z. B. π^+-Mesonen, erfordert zur Berücksichtigung der starken Wechselwirkung die Einführung eines vom Impulsübertrag t abhängigen Formfaktors $F(t)$ (symbolisiert durch einen Kreis in Abb. 2); mit Hilfe der e.n W. konnte insbesondere die Struktur der Nukleonen weitgehend geklärt werden. Dabei ist zu beachten, daß auch die elektrisch neutralen Neutronen als Ergebnis der aus der starken Wechselwirkung resultierenden virtuellen Pionwolke eine e. W. aufweisen, die sich speziell in dem von Null verschiedenen magnetischen Moment der Neutronen manifestiert. Die starke Wechselwirkung und die e. W. sind daher nicht völlig unabhängig voneinander; andere Formen dieser Abhängigkeit spiegeln sich in den Prozessen der Photoproduktion z. B. von Pionen vermöge der Reaktionen $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ bzw. $n + \pi^+$ oder der elektromagnetischen Erzeugung der stark wechselwirkenden, elektrisch neutralen Vektormesonen ϱ_0, Φ_0 und ω_0, z. B. vermöge der Reaktion $e^+ + e^- \rightarrow \varrho_0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ wider.

Die Kopplungskonstante der e.n W. ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c = 1/137{,}038$; ihre Reichweite ist unendlich. Der Isospin ist keine Erhaltungsgröße der e.n W., sondern nur die mit der Ladung eng verknüpfte dritte Komponente desselben (Tab. → Wechselwirkung). Außer für die Elementarteilchenphysik spielt die e. W. heute für die Physik der Atome und Moleküle (→ Quantenelektrodynamik), speziell auch für Probleme der Quantenelektronik eine überragende Rolle.

Trotz der der Quantenelektrodynamik noch anhaftenden Mängel ist die e. W. die heute am besten verstandene Wechselwirkung.

elektromagnetische Wellen, elektromagnetische Felder, die sich im Raum ausbreiten. E. W. werden erzeugt durch ungleichförmig bewegte Ladungen, z. B. durch einen linearen Oszillator. Sie können sich im Vakuum, in Dielektrika sowie beispielsweise auch entlang von Drähten und in Hohlleitern ausbreiten. Dabei dienen die Drähte und die metallischen Innenflächen der Hohlleiter nur zur Führung, die Ausbreitung der Wellen erfolgt im umgebenden bzw. angrenzenden Dielektrikum. Die mathematische Behandlung der e.n W. erfolgt mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes), die für ein homogenes, isotropes und ladungsfreies Medium lauten:

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \tag{1}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\dot{\vec{B}} \tag{2}$$

$$\operatorname{div}\vec{D} = 0 \tag{3}$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{\imath} + \dot{\vec{D}}. \tag{4}$$

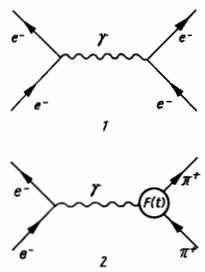
Dabei bedeuten $\vec{E}$ und $\vec{H}$ die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, $\vec{D}$ die elektrische Verschiebung, $\vec{B}$ die magnetische Flußdichte, $\vec{\imath}$ die Flächenstromdichte. Dazu kommen noch die „Materialgleichungen", die die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Mediums wiedergeben:

$$\vec{D} = \varepsilon_r\varepsilon_0\vec{E} \tag{5}$$

$$\vec{B} = \mu_r\mu_0\vec{H} \tag{6}$$

$$\vec{\imath} = \sigma\vec{E}. \tag{7}$$

Dabei bedeuten ε_0 und μ_0 die elektrische bzw. magnetische Feldkonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, μ_r die relative Permeabilität, σ die elektrische Leitfähigkeit.



elektromagnetische Wechselwirkung

Durch nochmalige Anwendung des Rotors auf (2) und (4) erhält man unter Beachtung von rot rot $\vec{a}$ = grad div $\vec{a} - \Delta\vec{a}$ für einen beliebigen Vektor $\vec{a}$ und unter Benutzung von (1), (3), (5), (6) und (7) die *Feldtelegrafengleichungen* für $\vec{E}$ und $\vec{H}$:

$$\Delta\vec{E} = \sigma\mu_r\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \tag{8}$$

$$\Delta\vec{H} = \sigma\mu_r\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} + \varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}. \tag{9}$$

Für Nichtleiter ist $\sigma = 0$, so daß aus (8) und (9) die *Wellengleichungen* für $\vec{E}$ und $\vec{H}$ werden:

$$\Delta\vec{E} - \varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{10}$$

$$\Delta\vec{H} - \varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = 0. \tag{11}$$

Jede Lösung dieser vier Differentialgleichungen stellt eine e. Welle dar, wobei (8) und (9) gedämpfte, (10) und (11) dagegen ungedämpfte e. W. liefern.

In den meisten Fällen genügt es, sich auf ebene Wellen zu beschränken. Das sind solche Wellen, bei denen Punkte gleicher Phase auf einer Ebene liegen, die senkrecht zur Ausbrei-

tungsrichtung liegt. Das kann man dann als gegeben ansehen, wenn man e. W. in hinreichender Entfernung von ihrem Erregungszentrum betrachtet, z. B. im Fernfeld des linearen Oszillators. Da längs der Wellenebenen $\vec{E}$ und $\vec{H}$ konstant sein sollen, verschwinden die partiellen Ableitungen nach y und z, wenn x die Ausbreitungsrichtung ist. Demnach sind E_x und H_x örtlich und zeitlich konstant. Wir können sie gleich Null setzen, denn wären sie ungleich Null, so handelte es sich um ein statisches Feld, das auf die Wellenausbreitung keinen Einfluß hat.

Die folgenden Überlegungen beschränken sich auf die elektrische Feldstärke $\vec{E}$; für die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ gilt dann das gleiche. Aus (8) wird für eine ebene Welle, die sich in x-Richtung ausbreitet,

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \sigma\mu_r\mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \qquad (12)$$

Setzt man zeitliche Periodizität voraus, so daß die Zeitabhängigkeit durch die Exponentialfunktion $\exp(\mathrm{j}\omega t)$ ausgedrückt werden kann, erhält man

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = (\mathrm{j}\omega\sigma\mu_r\mu_0 - \omega^2\varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0)\,\vec{E} = -\gamma^2\vec{E}. \qquad (13)$$

Dabei heißt $\gamma = \sqrt{\omega^2\varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0\left(1 - \frac{\mathrm{j}\sigma}{\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right)}$ *Ausbreitungs-* oder *Fortpflanzungskonstante*. Es sind j die imaginäre Einheit und ω die Kreisfrequenz. Die allgemeine Lösung von (13) ist

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_1(t)\exp(-\mathrm{j}\gamma x) + \vec{E}_2(t)\exp(\mathrm{j}\gamma x), \qquad (14)$$

und mit $\vec{E}(t) = \vec{E}_0\exp(\mathrm{j}\omega t)$ folgt

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_{01}\exp(-\mathrm{j}[\gamma x - \omega t]) + \vec{E}_{02}\exp(\mathrm{j}[\gamma x + \omega t]). \qquad (15)$$

Der erste Summand ist eine ebene Welle, die in positiver x-Richtung fortschreitet; der zweite Summand ist eine ebene Welle, die in negativer x-Richtung fortschreitet. Die allgemeine Lösung ist also eine Überlagerung zweier gegenläufiger Wellen.

Im folgenden wird nur die in positiver x-Richtung fortschreitende Welle betrachtet.

Schreibt man für die komplexe Ausbreitungskonstante $\gamma = \alpha - \mathrm{j}\beta$, so erhält man

$$\vec{E} = \vec{E}_0\exp(-\beta x)\exp(-\mathrm{j}[\alpha x - \omega t]). \qquad (16)$$

Das ist eine ebene gedämpfte Welle, deren Amplitude mit dem Dämpfungsfaktor $\exp(-\beta x)$ abnimmt. Dabei ist β der Imaginärteil von γ und heißt *Dämpfungskonstante*. α ist der Realteil von γ. αx muß die gleiche Einheit haben wie ωt. Daraus folgt mit $\alpha \equiv k$

$$k = 2\pi/\lambda. \qquad (17)$$

Die Phasenkonstante k heißt Wellenzahl, λ ist die Wellenlänge. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle beträgt

$$v = \omega/k. \qquad (18)$$

Ist das Medium, in dem sich die Welle ausbreitet, ein Isolator, so ist wegen $\sigma = 0$ auch $\beta = 0$, und man erhält

$$\vec{E} = \vec{E}_0\exp(-\mathrm{j}[kx - \omega t]), \qquad (19)$$

also eine ungedämpfte ebene Welle.

Erfolgt die Ausbreitung nicht in x-Richtung, sondern in einer beliebigen, durch den Vektor $\vec{r}$ bestimmten Richtung, so wird aus (19)

$$\vec{E} = \vec{E}_0\exp(-\mathrm{j}[\vec{k}\vec{r} - \omega t]), \qquad (20)$$

wobei der Wellenzahlvektor $\vec{k}$ mit $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ die Richtung der Wellennormalen hat.

Mit der zuvor begründeten Bedingung, daß für ebene e. W. E_x und H_x gleich Null sind, folgt aus den Maxwellschen Gleichungen, daß zu jedem E_y ein H_z und zu jedem H_y ein E_z mit

$$\frac{E_y}{H_z} = -\frac{E_z}{H_y} = Z = \sqrt{\frac{\mu_r\mu_0}{\varepsilon_r\varepsilon_0 - \mathrm{j}\sigma/\omega}} \qquad (21)$$

gehört. Z heißt *Feldwellenwiderstand* oder *Wellenwiderstand* des Mediums. Ist das Medium ein Isolator, so gilt wegen $\sigma = 0$

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0}, \qquad (22)$$

woraus folgt

$$v = 1/\sqrt{\varepsilon_r\varepsilon_0\mu_r\mu_0} \qquad (23)$$

und

$$\underline{Z} = Z = \sqrt{\frac{\mu_r\mu_0}{\varepsilon_r\varepsilon_0}}. \qquad (24)$$

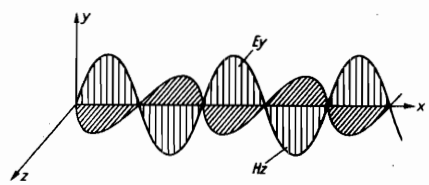
D. h., v und Z sind Materialkonstanten, die nicht mehr von der Frequenz abhängen. Außerdem besagt (24) mit (21), daß $\vec{E}$ und $\vec{H}$ immer gleichphasig sind. Abb. 1 zeigt eine solche ungedämpfte e. Welle. $\vec{E}$ und $\vec{H}$ schwingen beide senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und senkrecht aufeinander.

Für die Wellenausbreitung im Vakuum, wo $\mu_r = \varepsilon_r = 1$ gilt, folgt

$$v = c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = \text{Vakuumlichtgeschwindigkeit} = 3 \cdot 10^8\ \mathrm{m\,s^{-1}}, \qquad (25)$$

$$Z = Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\,\pi\Omega \approx 377\,\Omega = \text{Wellenwiderstand des freien Raumes}. \qquad (26)$$

Aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß der Poyntingsche Vektor (→ Poyntingscher Satz) immer in x-Richtung zeigt. D. h., mit der Wellenausbreitung ist ein Energietransport in Ausbreitungsrichtung verbunden.



1 Schwingungsebenen des elektrischen und magnetischen Vektors bei einer ebenen elektromagnetischen Welle

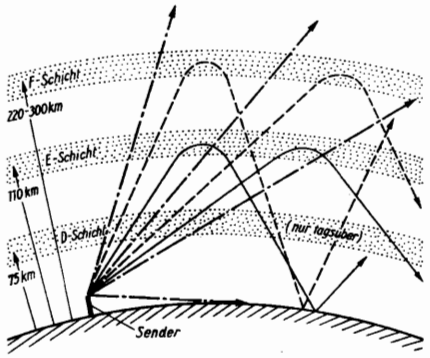
E. W. existieren in Natur und Technik in den verschiedensten Wellenlängenbereichen (→ Spektrum 1). Sie unterscheiden sich nach der Art ihrer Entstehung und nach der Art ihrer Anwendung. Allen e.n W. gemeinsam sind jedoch die aus der Optik bekannten Eigenschaften, wie Brechung, Reflexion, Beugung und Polarisierung, → Hertzsche Versuche.

Ausbreitung e. r. W. im Raum. Man unterscheidet bei der Wellenausbreitung unabhängig von der Frequenz zwischen Boden-

welle und Raumwelle. Die *Bodenwelle* ist eine elektromagnetische Welle, die sich unmittelbar entlang der Erdoberfläche ausbreitet und deren Verhalten im wesentlichen von den elektrischen Eigenschaften der obersten Erdschichten bestimmt wird. Die Dämpfung durch den Erdboden, der einen schlechten Leiter darstellt, ist proportional zur Frequenz, d. h., bei Langwellen und Längstwellen hat die Bodenwelle eine große Reichweite, bei Mittelwellen ist die Reichweite schon wesentlich geringer, und im Bereich kurzer Wellen und noch höherer Frequenzen ist sie für die Wellenausbreitung bereits ohne Bedeutung. Die Bodenwelle ist vertikal polarisiert.

Die *Raumwelle* ist eine elektromagnetische Welle, die sich außerhalb des Einflußbereiches der Erdoberfläche ausbreitet und dabei wesentlich von den elektrischen Eigenschaften der Atmosphäre beeinflußt wird. Infolge der Brechung und Reflexion in den verschiedenen Ionosphärenschichten (→ Ionosphäre) haben Raumwellen für den Funkverkehr über weite Strecken große Bedeutung, da die e.n W. zwischen Erdoberfläche und Ionosphärenschichten zickzackförmig reflektiert werden und so um die ganze Erde gelangen können. Vernachlässigt man die Existenz des Magnetfeldes der Erde und die Dämpfung, dann ist die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in der Ionosphäre durch den Brechungsindex $n = \sqrt{1 - (e^2/\varepsilon_0 m f^2)\, N_e}$ zu beschreiben, wobei N_e die Elektronenzahl je cm^3, f die Frequenz der Welle, e die Elementarladung, m die Elektronenmasse und ε_0 die Influenzkonstante sind. Die Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes und der Dämpfung durch Stöße der Elektronen mit dem umgebenden Gas führt auf die weitaus kompliziertere Appleton-Hartree-Formel der → magnetoionischen Theorie. Das Erdmagnetfeld bewirkt dabei eine Aufspaltung der elektromagnetischen Welle in zwei unterschiedlich polarisierte Komponenten, eine „ordentliche" o-Komponente und eine „außerordentliche" ex-Komponente, die verschiedene Werte des Brechungsindex haben, ähnlich wie bei der optischen Doppelbrechung in manchen Kristallen. Das Reflexionsvermögen der Ionosphärenschichten ist abhängig von der Elektronendichte, der Frequenz und dem Einfallswinkel der Wellen. Für die einzelnen Ionosphärenschichten gibt es maximale Frequenzen (→ Grenzfrequenz einer Ionosphärenregion), die gerade noch reflektiert werden. Höhere Frequenzen durchsetzen die entsprechende Schicht. Die höchste Frequenz einer senkrecht nach oben gesandten elektromagnetischen Welle, die gerade noch von der Ionosphäre reflektiert wird, bezeichnet man als kritische Frequenz f_k. Mißt man f_k in MHz, so erhält man aus der kritischen Frequenz die maximale Elektronendichte der Ionosphärenschicht in Elektronen/cm^3 gemäß $N_e = 1{,}24 \cdot 10^4 \cdot f_k^2$.

Für die Ausbreitung der verschiedenen Raumwellen ergibt sich der in Abb. 2 dargestellte Verlauf. Absorption von Strahlung e.r W. findet tagsüber außer im D-Gebiet (→ Ionosphäre) noch im E-Gebiet statt. Die Dämpfung der Raumwelle wächst mit dem Quadrat der Wellenlänge. Durch ein- bzw. mehrfache Reflexion können

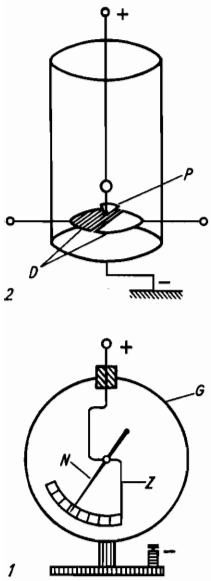


2 Wellenausbreitung. Schematische Darstellung der in den verschiedenen Frequenzgebieten vorherrschenden Ausbreitungsverhältnisse. ——— Mittel- und Langwellen: λ = 200–2000 m, – – – – Kurzwellen: λ = 10–200 m, – · – · – · – cm-, dm-, UK-Wellengebiet: $\lambda < 10$ m

weltweite Funkverbindungen erzielt werden (Kurzwellenrundfunk, kommerzieller Funk im KW-Bereich). Bei Dunkelheit wird auch die Raumwelle im Mittelwellenbereich in der Ionosphäre reflektiert, so daß nachts auch beachtliche Reichweiten der Mittelwellensender auftreten. Für Frequenzen von mehr als 30 MHz findet in der Ionosphäre praktisch keine Reflexion mehr statt; diese Wellen wandern in den Weltraum ab. Deshalb ist in diesem Frequenzbereich der Empfang nur durch die horizontal ausgesandte Raumwelle innerhalb des Bereichs der Sichtweite möglich. Durch Beugung und Brechung in den erdnahen Schichten kann Empfang über diesen Bereich hinaus möglich sein. Eine weltweite Nachrichtenübertragung im Bereich der UKW und dm-Wellen ist deshalb nur über Relaisstationen im Weltraum (Nachrichtensatelliten) möglich.

Lit. Becker: Theorie der Elektrizität, Bd 1 (19. Aufl. Stuttgart 1969); Hund: Theoretische Physik, Bd 2 (4. Aufl. Stuttgart 1963); Macke: Elektromagnetische Felder (3. Aufl. Leipzig 1965).

Elektromagnetismus, die Entstehung magnetischer Effekte infolge elektrischer Ströme. Bewegte elektrische Ladungen sind von magnetischen Feldern umgeben. Eine stromdurchflossene Spule besitzt ein Magnetfeld ähnlich einem Stabmagneten: Aus dem einen Ende treten magnetische Feldlinien aus und an dem anderen wieder ein, so daß die Enden der Spule den Polen eines Magneten entsprechen. Das Magnetfeld der Spule kann wesentlich verstärkt werden, wenn das Spuleninnere mit einem Ferromagnetikum ausgefüllt wird. Die im Ferromagnetikum auftretende Magnetisierung macht die Spule zu einem kräftigen Elektromagneten. So ist bei einer mit einem Ferromagnetikum der relativen Permeabilität μ_r gefüllten Ringspule, deren Kern nicht ganz geschlossen ist, im *Interferrikum*, dem Luftspalt zwischen den Kernenden, die magnetische Feldstärke μ_r-mal so groß (→ magnetischer Kreis) wie in einer geraden langen Spule, die ebenso dicht gewickelt ist wie die Ringspule. Der Dauermagnet besteht aus magnetisch hartem Material und behält, einmal magnetisiert, seine Magnetisierung, während der Kern des Elektromagneten aus magnetisch weichem Material besteht, so



Elektrometer: *1* Braunsches Elektrometer, *2* Hoffmannsches Duantenelektrometer

daß nur dann ein Feld existiert, wenn ein Strom durch die Spule fließt. Dabei kann die Feldstärke durch Variierung des Stromes auf einen gewünschten Wert eingestellt werden.

Die qualitative und quantitative Behandlung der Gesetzmäßigkeiten des E. erfolgt mittels der Maxwellschen Theorie.

Elektrometer, *elektrostatisches Meßinstrument*, ein elektrisches Meßinstrument, das zur Messung von elektrischen Ladungen, Spannungen und Leistungen bei Gleich- und Wechselstrom sowie zur Frequenzmessung dient. Bei E.n werden die elektrostatischen Kraftwirkungen (→ Coulombsches Gesetz) zwischen festen und beweglichen, elektrisch geladenen Metallelektroden ausgenützt.

Das *Braunsche E.* (Abb. 1), ein Spannungsmesser, nutzt die Kraftwirkungen zwischen der Spannungszuführung *Z*, der beweglichen Nadel *N* und dem entgegengesetzt aufgeladenen Gehäuse *G* aus. Einen Spezialfall stellt das einfache → Blättchenelektroskop dar.

Zum Messen hoher Spannung dient das *E. nach Starke-Schroeder*. Es besteht aus zwei festen, einen Kondensator bildenden Platten. In einer Öffnung der einen Platte befindet sich ein exzentrisch an einem Faden aufgehängter Flügel, der in Abhängigkeit von der Stärke des elektrischen Feldes zwischen den Platten bewegt wird. Das Rückstellmoment wird durch die Torsionskraft des Fadens erzeugt.

Um die Empfindlichkeit zu steigern, verwendet man bei den *Duantenelektrometern* und bei den *Quadrantenelektrometern* zusätzliche Elektroden, an die Hilfsspannungen gelegt werden. Beim *Hoffmannschen Duantenelektrometer* (Abb. 2) ist der bewegliche Teil ein dünner Platinflügel *P*, der an einem Faden über zwei entgegengesetzt geladenen Metallplatten, den Duanten *D*, hängt. Das Quadrantenelektrometer hat einen zweigeteilten Flügel und vier feste Platten oder Kammern, von denen je zwei miteinander elektrisch verbunden sind. Die Auslenkung wird wie bei einem Galvanometer mittels Spiegels und Lichtstrahls auf einer Skale sichtbar gemacht. Eine Zeigerausführung ist das *Multizellularelektrometer*, bei dem zur Erhöhung der Kraftwirkung mehrere Quadrantenzellen übereinander angeordnet sind. Alle diese E. lassen sich auch als elektrische Leistungsmesser verwenden.

Zur Messung einer so kleinen Spannung, die direkt am E. angelegt keinen Ausschlag gibt, verbindet man zuerst das Meßobjekt mit der aus E. und Kondensator (Schwingkondensator) bestehenden Anordnung, dem *Kondensatorelektrometer*, und lädt diese auf. Nach Abtrennen des Meßobjekts werden die Kondensatorplatten auseinandergezogen. Dabei wächst die Spannung zwischen den Platten proportional zum Plattenabstand, so lange dieser klein gegen den Plattendurchmesser ist, und somit die Feldliniendichte und damit auch die Feldstärke gleich bleiben. Bei genügend kleinem Anfangsabstand und hinreichender Größe der Platten kann beim Auseinanderziehen bis hundertfache Verstärkung erreicht werden, so daß das E. ausschlägt und nach vorheriger Eichung mit einer bekannten Spannung die Messung ausgeführt werden kann.

Das *Fadenelektrometer* arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie das Duantenelektrometer. An die Stelle des Flügels tritt ein Metalldraht, der zwischen parallelen Metallplatten ausgespannt ist. Die Auslenkung des Fadens wird mit einer Mikroskopoptik betrachtet, die mit einer Okularskale versehen ist. Infolge der geringen Kapazität können die Fadenelektrometer auch bei hohen Frequenzen verwendet werden. Spezialausführungen, wie Schwingkondensatorelektrometer, werden in der Strahlungsmeßtechnik, z. B. bei Ionisationskammern, eingesetzt.

Lit. Stanek: Technik elektrischer Meßgeräte (2. Aufl. Berlin 1962).

Elektrometerbrücke, → Meßbrücke.

Elektrometerröhre, eine Elektronenröhre, meist in der Form einer Triode oder Tetrode, die einen besonders hohen Eingangswiderstand bei negativer Gitterspannung hat. Der Gitterstrom wird bei der E. durch folgende Maßnahmen besonders klein gehalten: 1) Verwendung von Glas mit geringer Oberflächenleitfähigkeit für den Glaskolben. 2) Schutz des Glaskolbens vor Feuchtigkeit. 3) Geringe Heizleistung. 4) Abschluß der Röhre gegen Tageslicht. 5) Anodenspannung im allgemeinen < 10 V (um Ionisierung von Restgasen zu vermeiden).

Der Gitterstrom beträgt nur etwa 10^{-15} Ampere. Dadurch können Gitterableitwiderstände bis $10^{14}\,\Omega$ verwendet werden. Man verwendet E.n zur Messung und Verstärkung sehr kleiner Gleichströme und Gleichspannungen sowie kleiner Ladungen, besonders bei hohem Innenwiderstand des Meßobjektes (*Elektrometerverstärker*). In neuerer Zeit werden E.n durch den Feldeffekttransistor verdrängt.

Elektrometerverstärker, → Elektrometerröhre.

Elektromotor, eine → elektrische Maschine im Motorbetrieb zur Umwandlung elektrischer in mechanische Energie. Nach Stromart unterscheidet man Gleichstrom-, Wechselstrom- und Drehstrommotoren und nach dem Drehzahlverhalten Nebenschluß- und Reihenschlußmotoren. Vorwiegend werden Asynchronmotoren verwendet, daneben auch Gleichstrom- und Synchronmotoren.

elektromotorische Kraft, *EMK*, auch *Urspannung*, Bezeichnung für die elektrische Potentialdifferenz zwischen den Klemmen einer elektrischen Stromquelle, wenn im stromlosen Zustande, d. h. bei Kompensation, gemessen wird. Der Begriff „Kraft" wurde eingeführt, da die Potentialdifferenz mit einer „Kraft" verglichen wurde, die eine Trennung von positiven und negativen elektrischen Ladungen bewirkt. Der für die Ladungstrennung erforderlichen Arbeit ist die Energie des elektrischen Feldes äquivalent, die sich zwischen den getrennten Ladungen bildet. Eine Anordnung, die dauernd eine e. K. aufrechterhält und somit in der Lage ist, dauernd einen elektrischen Strom zu liefern, heißt → Stromquelle.

Verbindet man die Elektroden eines galvanischen → Elements leitend miteinander, so fließt nach dem Ohmschen Gesetz ein Strom der Stärke $I = E/(R_a + R_i)$, wobei E die EMK, R_a der Widerstand der äußeren leitenden Verbindung, R_i der innere Widerstand der Stromquelle sind. Daraus folgt $E = I \cdot R_a + I \cdot R_i$. Das

Produkt $I \cdot R_a$, das die nutzbare Spannung der Stromquelle darstellt, nähert sich der EMK um so mehr, je kleiner die entnommene Stromstärke I und der innere Widerstand R_i der Stromquelle werden. Es wird allgemein als *Klemmenspannung* U bezeichnet.

Als *Gegen-EMK* oder *Gegenurspannung* bezeichnet man die in den Wicklungen elektrischer Maschinen im Motorbetrieb induzierte Spannung, die infolge ihrer Phasenlage der angelegten Klemmenspannung entgegenwirkt, so daß der Strom näherungsweise von der Differenz der Betragswerte beider Spannungen angetrieben wird.

Elektron, *Negaton* (international korrekte Bezeichnung, 1949 von der IUPAP angenommen), negativ elektrisch geladenes, stabiles → Elementarteilchen (Tab. A) aus der Familie der Leptonen. Die Eigenschaften des E.s sind: Ladung $e = -1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C (elektrische Elementarladung), Ruhmasse $m_0 = 0{,}91091 \cdot 10^{-27}$ g, Spin $s = \hbar/2$, magnetisches Moment $\mu \approx e\hbar/2m_0c$ (Bohrsches Magneton), wobei $\hbar = h/2\pi$, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit ist. E.en genügen wegen des halbzahligen Spins der Fermi-Dirac-Statistik, sind also Fermionen. Die Bewegung des E.s in äußeren Feldern wird, sofern man vom Spin und dem damit verbundenen magnetischen Moment absieht, durch die Schrödinger-Gleichung für die Wellenfunktion des E.s beschrieben; diese gibt nicht den Ort, sondern nur die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden des E.s an einem bestimmten Ort an (→ Quantenmechanik, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Die korrekte Berücksichtigung des Spins geschieht durch die Dirac-Gleichung, die zugleich auch das Antiteilchen des E.s, das → Positron beschreibt; gelegentlich bezeichnet man beide Teilchen als E. Die E.en haben wie alle Mikroteilchen sowohl Korpuskel- als auch Welleneigenschaften; erstere können durch die Schwärzung auf einer Photoplatte, letztere durch die Beugung von Elektronenstrahlen (→ Elektronenbeugung) nachgewiesen werden.

E.en kommen in der Natur — gebunden an die Atomkerne — in der Atomhülle vor (Elektronenhülle), ferner quasifrei in einem Atomverband als Leitungselektronen, z. B. bei Metallen, und schließlich durch Ionisierung frei vor. Die Lösung der E.en aus dem Atomverband kann durch Licht- oder Korpuskularstrahlung (→ Photoeffekt), Temperaturerhöhung (→ Richardson-Effekt) oder starke elektrische Felder (→ Elektronenemission) erfolgen. Freie E.en spielen in der Industrie und der modernen Technik eine große Rolle, z. B. in Elektronenröhren, in Röntgenröhren, im Elektronenmikroskop, im Oszillographen und im Betatron.

E.en und Positronen können durch hochenergetische Photonen paarweise erzeugt werden, wenn zugleich Materie, z. B. in Gestalt eines Atoms, Impuls- und Drehimpulsüberschuß aufnehmen kann (Paarerzeugung); andererseits können ein E. und ein Positron beim Zusammenstoß in zwei Photonen „zerstrahlen" (Paarvernichtung). Die exakte quantentheoretische Beschreibung der E.en erfolgt in der → Quantenelektrodynamik durch das Elektron-Positron-Feld.

Bewegungsgesetze der E.en beschreiben grundlegende Eigenschaften der Bewegung freier E.en unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder. Die Kraft $\vec{F}$ auf ein sich mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegendes E. im elektrischen und magnetischen Feld wird durch die Lorentzsche Bewegungsgleichung des E.s beschrieben:

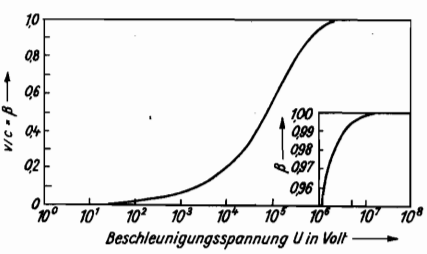
$$\vec{F} = -e[\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})]. \qquad (1)$$

$-e$ ist die Ladung des Elektrons, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke und $\vec{B}$ die magnetische Induktion. Das Magnetfeld $\vec{B}$ ändert nur die Richtung des E.s, läßt seine Energie also unverändert, während die kinetische Energie beim Durchfallen eines elektrischen Potentials erhöht wird:

$$(m/2)\, v^2 = eU. \qquad (2)$$

Dabei ist U die Potentialdifferenz oder Beschleunigungsspannung, gemessen in V, e und m sind Ladung bzw. Masse des Elektrons. Wegen der Beziehung (2) ist es möglich, die kinetische Energie und indirekt damit die Geschwindigkeit der Elektronen durch das Produkt $e \cdot U$, d. h. in Elektronenvolt (eV) auszudrücken. Aus (2) folgt v (in m/s) $= 5{,}93 \cdot 10^5 \sqrt{U\,(\text{in V})}$.

Beträgt z. B. die durchfallene Spannung U 1 V, so ist die resultierende Energie 1 eV gleichbedeutend mit einer Elektronengeschwindigkeit von 593 km/s. Bei hohen, mit der Lichtgeschwindigkeit c vergleichbaren Elektronengeschwindigkeiten v vergrößert sich die Masse $m(v)$ der Elektronen im Vergleich zur Ruhmasse m_0 nach dem Gesetz $m(v) = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ (→ spezielle Relativitätstheorie). Das muß gegebenenfalls bei der Lorentzschen Bewegungsgleichung und dem Energiesatz berücksichtigt werden. Die Abb. zeigt den Zusammenhang zwischen der Elektronengeschwindigkeit und der Beschleunigungsspannung U.



Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit v bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit $c(\beta = v/c)$ von der Beschleunigungsspannung U

Technisch wichtig ist die Ablenkung der E.en in elektrischen und magnetischen Feldern. Tritt ein E. mit der Geschwindigkeit v in einen Plattenkondensator mit Länge l und Plattenabstand d senkrecht zur Richtung der elektrischen Feldlinien ein, so ändert es nach (1) seine Richtung. Der Winkel γ, den die Geschwindigkeitsrichtung beim Austritt aus dem Kondensator mit der beim Eintritt bildet, ergibt sich aus der Beziehung $\tan\gamma = eUl/mv^2d$. Dabei ist U die Spannung zwischen den Kondensatorplatten. Im Magnetfeld erfährt ein E. eine Beschleunigung, die zur augenblicklichen Bewegungsrichtung immer senkrecht bleibt. Im homogenen Feld

wird die Elektronenbahn zu einer Kreisbahn mit dem Radius $r = mv/eB$. Der Ablenkwinkel γ gegenüber der Richtung vor Eintritt ins Magnetfeld ergibt sich zu $\sin\gamma = eBl^*/mv$. Dabei ist l^* die Länge des durchflogenen Magnetfeldes. Die Bewegungssätze der E.en bilden die Grundlage der → Elektronenoptik.

Lit. Glaser: Grundlagen der Elektronenoptik (Wien 1952).

elektronegativ, → elektropositiv.

Elektronegativität, ein Maß für das Bestreben der Atome, innerhalb eines Moleküls die mit dem Bindungspartner gemeinsamen Elektronen zu sich heranzuziehen. Die E. bestimmt wesentlich den Charakter der Bindung. Nach L. Pauling besteht für die Bindungsenergie E_{A-B} in kcal/mol zwischen verschiedenen Atomen A und B und der Bindungsenergie zwischen gleichen Atomen E_{A-A} und E_{B-B} der Zusammenhang $E_{A-B} \approx 1/2\,[E_{A-A} + E_{B-B}] + \Delta_{A-B}$. Das Glied Δ_{A-B} berücksichtigt den Ionencharakter der Bindung A—B und läßt sich nach der Gleichung $0{,}208\sqrt{\Delta_{A-B}} = |\chi_A - \chi_B|$ zu χ-Werten in Beziehung setzen, die einzelnen Elementen zugeordnet werden können. Diese χ-Werte sind die E.en. Die unterschiedlichen Elektronegativitätswerte führen zur Polarität kovalenter Bindungen (→ chemische Bindung) zwischen ungleichen Atomen. Die Größe der E. ist von der effektiven Kernladung eines Elementes abhängig. Sie nimmt im Periodensystem von links nach rechts zu und innerhalb einer Gruppe von oben nach unten ab. Die in der Tabelle aufgeführten Elektronegativitätswerte gelten für neutrale Atome. Sie werden größer bzw. kleiner, wenn infolge Abgabe bzw. Aufnahme eines Elektrons die effektive Kernladung verändert wird. Die Elektronegativitätswerte sind außerdem vom → Valenzzustand und von der → Hybridisation der Atome abhängig.

Wegen der Bedeutung der E. in den halbempirischen Verfahren der Quantenchemie wurde eine Reihe anderer empirischer Zusammenhänge ermittelt, z. B. die Beziehung $E_{A-B} \approx \sqrt{E_{A-A} \cdot E_{B-B}} + 30\,(\chi_A - \chi_B)^2$. R. S. Mulliken fand Proportionalität zwischen der E. und dem arithmetischen Mittel aus Ionisierungsenergie und Elektronenaffinität der Bindungspartner in ihren Valenzzuständen. In guter Näherung läßt sich zwischen der Ablösearbeit Φ in eV eines Metalls und seiner E. die Gleichung $\chi \approx 0{,}44 \cdot \Phi - 0{,}15$ schreiben. Zwischen der Anzahl n der Valenzelektronen eines Atoms, seinem Kovalenzradius R in nm und der E. besteht der Zusammenhang $\chi = 0{,}031\,\frac{n+1}{R} + 0{,}5$.

Tab. Elektronegativitätswerte (nach Gordy und Orville-Thomas)

			H 2,15			
Li 0,95	Be 1,5	B 2,0	C 2,5	N 3,0	O 3,5	F 3,95
Na 0,9	Mg 1,2	Al 1,5	Si 1,8	P 2,1	S 2,5	Cl 3,0
K 0,8	Ca 1,0	Ga 1,5	Ge 1,8	As 2,0	Se 2,4	Br 2,8
Rb 0,8	Sr 1,0	In 1,5	Sn 1,7	Sb 1,8	Te 2,1	I 2,55

Lit. Pauling: Die Natur der chemischen Bindung (dtsch 3. Aufl. Weinheim 1968); Preuss: Grundriß der Quantenchemie (dtsch Mannheim 1962).

Elektron-Elektron-Streuung, Wechselwirkung zwischen Leitungselektronen, bei denen das einzelne Elektron seinen Quasiimpuls $\vec{k}$ ändert. Die Auswahlregel $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_1' + \vec{k}_2' + \vec{g}$ muß dabei erfüllt bleiben. $\vec{g}$ ist ein Gittervektor im reziproken Gitter. Bei $\vec{g} = 0$ hat ein Normal-(N-)Prozeß stattgefunden, bei $\vec{g} \neq 0$ ein Umklapp-(U-)Prozeß.

Bei N-Prozessen bleibt der Gesamtquasiimpuls des Elektronensystems unverändert, bei U-Prozessen wird ein Quasiimpuls $\hbar\vec{g}$ vom Elektronensystem an das Gitter abgegeben. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante. Sind zwei oder mehr Leitungsbänder teilweise besetzt, so können die Leitungselektronen mittels N-Prozessen in Abhängigkeit von der Gestalt der Fermi-Fläche das Leitungsband wechseln. Man spricht dann von *Elektron-Elektron-Interband-Streuung* (→ Streuung).

Elektron-Elektron-Wechselwirkung, die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen Elektronen in einem System, das viele Elektronen umfaßt. Sie wird durch das Pauli-Prinzip beeinflußt, das zu einer zusätzlichen gegenseitigen Abstoßung von Elektronen mit parallelem Spin führt. Die Konsequenzen der E.-E.-W. sind zumeist nur näherungsweise bekannt. Die einfachsten Näherungen sind: 1) Ein herausgegriffenes Elektron bewegt sich im mittleren Potential aller anderen Elektronen (→ Hartree-Fock-Verfahren). 2) Die elektrostatische Coulomb-Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen sowie alle weiteren im Elektronensystem vorhandenen Potentiale äußerer Quellen werden durch eine entsprechende räumliche Verteilung der Elektronen abgeschirmt (→ Abschirmung).

Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Supraleitern, *Paarwechselwirkung*, eine anziehende Wechselwirkung zwischen Elektronen des Leitfähigkeitsbandes, die Voraussetzung für das Auftreten von → Supraleitfähigkeit ist. Sie kann zustandekommen durch die Vermittlung virtueller Phononen oder hypothetisch durch die Vermittlung elektronischer Exzitonen (→ Elektronen-Phononen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit, → Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit).

Elektronenaffinität, *Elektroaffinität*, die Energie, die bei der vollständigen Aufnahme eines Elektrons durch ein neutrales Atom frei wird. Die E. ist ein Maß für die unterschiedliche Neigung der Elemente des Periodensystems, unter Elektronenaufnahme Anionen zu bilden. Eine heteropolare Bindung kommt zustande, wenn die Summe aus E. und Gitterenergie größer als die Ionisierungsenergie ist. Während die Gitterenergie eine von der Ionenladung, dem Ionenabstand und dem Gittertyp abhängige Größe ist, werden die E. und die Ionisierungsenergie durch die Elektronenkonfiguration der Elemente bestimmt. Die Tendenz zur Aufnahme eines Elektrons durch ein neutrales Atom und damit die Größe der E. nimmt im Periodensystem von rechts oben nach links unten ab. Halogene haben die größten E.en, was mit dem Bestreben, durch Aufnahme eines Elektrons eine Edelgaskonfiguration zu erreichen, übereinstimmt. Andererseits werden für die Alkalimetalle sehr niedrige E.en gefunden, sie neigen nicht zum Ein-

fang von Elektronen. Die E.en von Beryllium und Magnesium z. B. sind negativ, d. h., die Aufnahme eines Elektrons ist mit einem Energieaufwand verbunden. Die E. kann mit Hilfe des → Born-Haberschen Kreisprozesses berechnet werden.

Elektronenaffinitäten einiger Elemente

Element	Elektronenaffinität in eV
Wasserstoff	0,747
Fluor	3,45
Chlor	3,61
Brom	3,36
Jod	3,06
Sauerstoff	1,47
Lithium	0,54
Natrium	0,74
Beryllium	0,6
Magnesium	0,3

Elektronenakzeptor, chemische Verbindung mit großer Elektronenaffinität, die dadurch die Neigung zur Aufnahme von Elektronen hat. E.en sind z. B. Chinone, Halogenchinone, organische Nitroverbindungen, Halogene, Halogenverbindungen, wie Jodchlorid und Jodzyanid.

Elektronenbeugung, *Elektroneninterferenz,* die Erscheinung, daß die Elektronenstrahlen auf Grund der jedem bewegten materiellen Teilchen zugeordneten Materiewelle beim Auftreffen auf kristalline Substanzen bzw. bei deren Durchdringung abgebeugt werden. Die ersten Elektronenbeugungsuntersuchungen nahmen 1927 Davisson und Germer mit langsamen Elektronen (Energie: 30 bis 300 eV) und danach Thomson mit mittelschnellen Elektronen (Energie: 10 bis 100 keV) vor. Im letzten Jahrzehnt nahm die Methode der Beugung mit langsamen Elektronen (→ Beugung 4) einen beträchtlichen Aufschwung.

Grundlagen. Bei der E. mit mittelschnellen Elektronen ist — verglichen mit der → Röntgenbeugung — mit folgenden Besonderheiten zu rechnen: 1) Wegen der geringen Elektronenwellenlänge mittelschneller Elektronen (einige Zehntel nm) ist in der E. nur mit sehr kleinen Bragg-Winkeln zu rechnen. Zur Registrierung des Beugungsdiagramms genügt es deshalb, einen ebenen Auffänger zu benutzen im Gegensatz zur Röntgenbeugung, bei der ein zylindrischer Auffänger, konzentrisch zum Präparat angeordnet, verwendet werden muß. 2) Die Elektronenstrahlen werden vorwiegend an den Atomkernen gestreut, während die Streuung der Röntgenstrahlen vor allem an den Elektronen der Atomhülle erfolgt. Die stärkere Wechselwirkung der Elektronenstrahlen mit dem Objekt führt zu wesentlich größeren Streuintensitäten, so daß die Methode der E. schon bei sehr geringen Substanzmengen (z. B. bei der Untersuchung dünner Schichten) angewandt werden kann, wobei für die photographische Registrierung der Beugungsdiagramme nur Belichtungszeiten von einigen Sekunden — im Gegensatz zu einigen Stunden bei der Röntgenbeugung — erforderlich sind. 3) Die für die kinematische Theorie der E. gegebene Voraussetzung, daß das gestreute Strahlenbündel gegenüber dem ungestreut das Objekt durchsetzenden Strahlenbündel sehr intensitätsschwach ist, ist bei der E. (etwa 10^8mal größere Streuintensitäten als in der Röntgenbeugung) schon bei relativ dünnen Kristallen nicht mehr erfüllt, so daß die Beugungserscheinungen auf der Grundlage der → dynamischen Theorie der E. behandelt werden müssen.

Die *Elektronenbeugungsdiagramme* (Tafel 49) sind bei einkristallinen Objekten Punktdiagramme und bei polykristallinen Objekten Ringdiagramme (ähnlich den Debye-Scherrer-Diagrammen in der Röntgenbeugung). Das Elektronenbeugungsdiagramm einer einkristallinen Substanz enthält infolge der kurzen Wellenlänge der Elektronen und des sich daraus ergebenden großen Radius der Ewaldschen Ausbreitungskugel eine Vielzahl von Punktreflexen. Es zeigt somit Ausschnitte aus dem reziproken Gitter des Kristalls. — Die in der E. viel häufiger als in der Röntgenbeugung auftretende Mehrfachbeugung und die relativ starke unelastische Streuung führen zu einer relativ großen Untergrundschwärzung der Beugungsaufnahmen. Bei der Durchstrahlung dickerer Kristallschichten (über 100 nm) entstehen die hierfür typischen *Kikuchi-Linien* und *Kikuchi-Bänder.*

Beugungsstrahlengänge. 1) *Präzisionselektronenbeugung*: Hierbei werden die Elektronenbeugungsdiagramme vorwiegend in Elektronen-Diffraktographen, z. T. aber auch in universellen Elektronenmikroskopen erzeugt. In den Elektronen-Diffraktographen bildet man eine Elektronenquelle mit Hilfe geeigneter Elektronenlinsen in der Registrierebene ab und ordnet das zu untersuchende Objekt in einer Beugungskammer zwischen dem Linsensystem und der Registrierebene an. Das Beugungsauflösungsvermögen ist durch die Ausdehnung der verkleinerten Abbildung der Strahlenquelle in der Registrierebene gegeben. Um Elektronenstreuung an den Luftmolekülen zu vermeiden, verlaufen die Elektronenstrahlen im Elektronen-Diffraktographen in einem Vakuum von einigen 10^{-5} Torr. — Bei den Elektronenmikroskopen haben einige Geräte hinter dem Linsensystem noch eine zusätzliche Beugungskammer, so daß dort das Objekt im Strahlengang der Präzisionselektronenbeugung untersucht werden kann. 2) *Beugung mit Zwischenabbildung*: Hierbei kann man das Objekt in der üblichen, für die Elektronenmikroskopie benutzten Lage (zwischen Kondensor und Objektiv) belassen und wahlweise am gleichen Objektbereich vom Abbildungsstrahlengang auf den Beugungsstrahlengang umschalten. Grundlage hierfür ist die Erscheinung, daß durch die Wirkung der Objektivlinse gleichzeitig in der Bildebene die Abbildung und in der hinteren Brennebene des Objektivs das Beugungsbild des Objekts entsteht. Durch geeignete Wahl der Brennweite der Zwischenlinse kann so entweder die elektronenoptische Abbildung oder auch das Beugungsdiagramm in die Registrierebene übertragen werden. Die Einführung einer Blende (Bereichsblende oder Selektorblende) in der ersten Zwischenbildebene erlaubt die *Feinbereichsbeugung*, bei der man eine gute Zuordnung zwischen abgebildetem und beugendem Objektbereich hat. 3) *Reflexionselektronenbeugung* (*streifende E.*): Hier können Objektoberflächen im Beugungsbild erfaßt werden. Das Objekt

wird in der Beugungskammer so gehaltert, daß das „beleuchtende" Elektronenbündel nahezu streifend einfällt. Wegen der geringen Eindringtiefe der Elektronen – senkrecht zur Oberfläche werden nur einige Netzebenen erfaßt –, ist die Methode der Reflexionselektronenbeugung auch ein sehr empfindliches Verfahren zur Bestimmung von Oberflächenschichten. Auch hier kommt es wegen des Auftretens einer unelastischen Streuung zum Auftreten von Kikuchi-Linien oder Kikuchi-Bändern.

Die Beugung von Elektronenstrahlen an Gasen und Flüssigkeiten ist eine Methode der Strukturuntersuchung an Gasen und Flüssigkeiten. Elektronen mit einem Impuls p verhalten sich wie eine Welle der Wellenlänge $\lambda = h/p$. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Daraus folgt das Auftreten von Interferenzen. Die Interferenzbilder entstehen infolge der Elektronenstreuung an Atomen. Interferenzbilder, die nur aus einem kontinuierlichen Untergrund bestehen, erhält man durch Elektronenbeugung an einatomigen Gasen bei niedrigen Drücken. Die Beugungsmaxima und -minima entstehen dadurch, daß ein gewisses Maß an Ordnung auch in Gasen und Flüssigkeiten vorhanden ist, da einerseits infolge der räumlichen Ausdehnung der Moleküle ein Mindestabstand zwischen den Atomen gegeben ist und andererseits die Moleküle unter sich in Größe und Aufbau gleich sind. Die konzentrische Form der Maxima und Minima (*Debye-Scherrer-Ringe*) wird durch das Fehlen der Ordnung in der Lage der Atome und Moleküle im Stoff hervorgerufen. Infolge der Wärmebewegung verringert sich die Intensität der Beugungsextrema mit wachsendem Streuwinkel. Interferenzbilder, die bei dieser Beugung entstehen, benutzt man zur Untersuchung des Molekülaufbaus von Dämpfen, Gasen und Flüssigkeiten. Die photometrische Auswertung der Intensitätsverteilung der Beugungsbilder erlaubt, zwischenatomare Abstände innerhalb von Molekülen mit einer Genauigkeit von 0,0005 bis 0,001 nm zu bestimmen.

Lit. Bauer: E. (München 1958).

Elektronenbild, Abbildung der emittierten Elektronen einer Elektronenquelle auf einer Elektrode. Es werden alle von einem Punkt der ebenen Elektronenquelle ausgehenden Elektronen durch elektromagnetische oder elektrische Linsen in einem Punkt einer parallel zur Katode stehenden Elektrode vereinigt. Es entsteht dadurch auf der zweiten Elektrode ein E. der Elektronenquelle. Das E. einer Photokatode wird z. B. im Superikonoskop und Orthikon ausgenutzt.

Elektronendichte, *Elektronenkonzentration,* Anzahl der Elektronen je Volumeneinheit, meist je cm^3 (→ Plasma).

Elektronendichteverteilung in Kristallen, der zeitliche Mittelwert der Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons. Die E. ist dem Experiment durch die Röntgenkristallstrukturanalyse zugänglich, da für Röntgenbeugung die E. die Dichteverteilung $\varrho(x, y, z)$ des Streuvermögens ist (→ Kristallstrukturanalyse).

Elektronendonator, Verbindung mit niedriger Ionisierungsenergie, geringer Elektronenaffinität und der Neigung, Elektronen abzugeben. E.en sind z. B. aromatische Kohlenwasserstoffe, ungesättigte Kohlenwasserstoffe, Alkylbenzole, Anilin, Alkylamin und Pyridin.

Elektronendruck, → Magnetohydrodynamik.

Elektroneneinfang, → Betazerfall.

Elektronenemission, 1) → Betazerfall; 2) der Austritt von Elektronen aus Festkörpern, seltener aus Flüssigkeiten, unter dem Einfluß verschiedener äußerer Einwirkungen. Es gibt mehrere Möglichkeiten der E.:

1) *Thermische E.* oder *Glühemission.* Darunter versteht man den Austritt von Elektronen aus erhitzten Festkörpern als Folge der darin vorhandenen Wärmebewegung der Elektronen. Die thermische E. beobachtet man bei Temperaturen, die bedeutend höher als die Zimmertemperatur sind, bei schwerschmelzenden Metallen z. B. zwischen 2000 und 4000 K. Das hat seine Ursache darin, daß die Elektronen im Festkörper an den Kristall als Ganzes gebunden sind und daß deshalb beim Austritt eines Elektrons aus dem Kristall gegen diese Bindungskräfte eine Arbeit geleistet werden muß, die *Austrittsarbeit A.* Um erstere zu überwinden, muß den Elektronen thermische Energie zugeführt werden, da z. B. die thermische Energie E_K von Elektronen in Metallen bei Zimmertemperatur nur etwa $E_K = (3/2) \cdot kT \approx 3{,}75 \cdot 10^{-2}$ eV beträgt, die Austrittsarbeit nach der Tab. aber zwischen 1 und 5 eV liegt. Dabei sind k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Analog liegen die Verhältnisse auch bei der thermischen E. aus Halbleitern. Für die Stromdichte j der austretenden Elektronen gilt das *Richardsonsche Gesetz.* Die thermische E. wird in der überwiegenden Mehrzahl aller Elektronengeräte technisch angewandt.

2) *Photoemission* oder *äußerer Photoeffekt.* Bestrahlt man eine negativ aufgeladene Metallplatte mit ultraviolettem Licht, so verliert sie ihre Ladung, d. h., durch Licht werden negative Ladungen aus der Platte herausgelöst. Diese Erscheinung nennt man *Hallwachs-Effekt.* Allgemein gilt: Treffen Photonen mit einer die Austrittsarbeit A übersteigenden Energie $h\nu$ auf eine saubere Metalloberfläche, so vermögen sie von dieser Elektronen abzulösen, die die Oberfläche mit einer durch die Einsteinsche Gleichung $(m/2)\, v^2 = h\nu - A$ gegebenen Geschwindigkeit v verlassen. Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz. Diese Beziehung zeigt, daß die Zahl der ausgelösten Elektronen allein von der Lichtintensität abhängt, während die kinetische Energie der austretenden Elektronen von der Frequenz ν des benutzten Lichtes abhängt. Verkleinert man die Frequenz, d. h., vergrößert man die Wellenlänge λ, so gelangt man zu einer unteren Grenzfrequenz ν_G, bei der die Elektronen die Metalloberfläche gerade noch verlassen können. Wegen der für ν_G gültigen Beziehung $h\nu_G = A$ kann man daraus die photoelektrische Austrittsarbeit bestimmen. Die Photoemission wird technisch bei Photokatoden, in Photozellen und Bildaufnahmeröhren angewandt.

3) Die *Feldemission* oder *Kaltemission* ist die nicht-thermische Emission von Elektronen aus Festkörperoberflächen durch Tunneleffekt bei angelegtem elektrischen Feld. An der Oberfläche eines Festkörpers existiert ein Potentialsprung, wobei die als unstetig angenommene Potential-

änderung eine Idealisierung darstellt. Diese hindert die quasifreien Ladungsträger am Austritt. Besteht an derOberfläche ein äußeres elektrisches Feld, so tritt an die Stelle des Potentialsprungs eine Potentialbarriere, deren Breite von dem vorher vorliegenden Potentialsprung und dem angelegten Feld abhängt. Ihre Höhe wird wegen des → Schottky-Effektes im Vergleich zum Potentialsprung erniedrigt. Nach den Gesetzen der Quantenmechanik ist die Durchtunnelung der Barriere durch Elektronen möglich. Die Wahrscheinlichkeit für den Tunnelprozeß wächst mit Verringerung der Barrierenbreite und Erhöhung der Elektronenenergie stark an. Bei niedrigen Temperaturen, wenn die Energie auch der energiereichen Elektronen im Festkörper kleiner als die Höhe der Energie zum Austritt oberhalb der Barriere ist, ist die Emission infolge des Tunneleffektes der einzig mögliche Prozeß.

Tab. Austrittsarbeit A in eV für einige thermische Emissionsmaterialien

Material	*A*	Material	*A*
Barium (Ba)	2,1	Thorium (Th)	3,35
Zäsium (Cs)	1,8	Silber (Ag)	4,05
Wolfram (W)	4,54	Platin (Pt)	5,32
Tantal (Ta)	4,19	BaO-Paste	0,99
Molybdän (Mo)	4,16	Cs-Film auf	1,36
Kupfer (Cu)	4,39	Wolfram	

Lit. Finkelnburg: Atomphysik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1964).

Elektronenfehlstellen, → Gitterfehlstellen.

Elektronengas, Modellvorstellung über die Gesamtheit der Leitungselektronen im Metall. Drude verglich die Leitungselektronen mit einem klassischen Gas und setzte auf Grund des Gleichverteilungssatzes der Gastheorie für jedes Leitungselektron eine Energie $E = 3kT/2$ an. Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Indem die Beziehung für die Wärmeleitfähigkeit der Gase ebenfalls formal auf die Metallelektronen übertragen wurde, gelang überraschenderweise die Herleitung des → Wiedemann-Franzschen Gesetzes. Hauptschwierigkeit des Modells war jedoch von Anfang an, daß sich die von der Gastheorie geforderte große spezifische Wärmekapazität für die Leitungselektronen nicht nachweisen ließ. Diese Schwierigkeit konnte Sommerfeld beheben, indem er die → Fermi-Dirac-Statistik auf das E. anwandte. Die sich dabei ergebenden großen mittleren freien Weglängen der Elektronen konnten jedoch im Rahmen der klassischen Vorstellungen nicht erklärt werden.

Elektronengerät, Gerät, in dem freie, beeinflußbare Elektronen technisch ausgenutzt werden. Die Elektronen können im Vergleich mit anderen geladenen Teilchen leichter durch elektrische und magnetische Felder beeinflußt werden. Zu den E.en seien hier nur die Vorrichtungen gerechnet, die für die Elektronik bedeutungsvoll sind.

Eines der wichtigsten E.e ist die *Photozelle*, mit der es möglich ist, einen Lichtstrom in einen Elektronenstrom umzuwandeln. In der *Röntgenröhre* werden hoch beschleunigte Elektronen durch die Antikatode abgebremst, wobei ein gewisser Teil ihrer kinetischen Energie in elektromagnetische Strahlung, und zwar in Röntgenstrahlung, umgewandelt wird. Das wichtigste E. ist die *Elektronenröhre*, die es ermöglicht, den von der Glühkatode emittierten Elektronenstrom mittels eines Gitters oder mehrerer Gitter auf dem Weg zur Anode leistungslos zu steuern. Dadurch ist es möglich, Elektronenröhren als Gleichrichter, Verstärker und Generatoren zu verwenden. Die Laufzeiteffekte der Elektronen zwischen den Elektroden lassen sich bei Verstärkern und Generatoren, z. B. im Klystron, für Frequenzen im Mikrowellengebiet ausnutzen. Durch Photoeffekt ausgelöste Elektronen lassen sich nachbeschleunigen und beim Aufschlag auf geeignete Festkörperoberflächen durch Bildung von Sekundärelektronen vervielfachen. Nach diesem Prinzip arbeitende *Sekundärelektronenvervielfacher* eignen sich als empfindliche Strahlungsempfänger. Die elektrische und magnetische Ablenkung von Elektronenstrahlen in der *Braunschen Röhre* erlaubt, schnell veränderliche Vorgänge sichtbar zu machen. In der verbesserten Form kennt man diese Röhre heute als *Katodenstrahloszillographenröhre* oder als *Fernsehbildröhre*. Weiter kann durch elektrische und magnetische Felder ein Elektronenstrahl in ähnlicher Weise beeinflußt werden wie ein Lichtstrahl durch Linsen. Das führte zu *Elektronenmikroskopen*.

Durch die Entdeckung und systematische Untersuchung der Halbleitereigenschaften von Festkörpern wurden zahlreiche unterschiedliche Halbleiterbauelemente entwickelt, die eine Ergänzung und Erweiterung der herkömmlichen E.e darstellen.

Elektronengleichgewicht, → Dosis 1.2.2).

Elektronenhülle, svw. Atomhülle.

Elektroneninseln, Gebiete geringer räumlicher Ausdehnung im magnetosphärischen Schweif, in dem sporadisch hohe Elektronenflüsse im Energiebereich < 10 keV auftreten. Die E. wurden 1965 von K. A. Anderson entdeckt und stehen offenbar in unmittelbarem Zusammenhang mit sporadischen Elektronenausfällungen in die Polarzone, in deren Gefolge Nordlichter auftreten.

Elektronenkonfiguration, Gesamtheit der in einem gegebenen Zustand der Atomhülle besetzten Einteilchenzustände (Tab.). Im Rahmen des → Schalenmodells wird jedem Elektron der Atomhülle ein Einteilchenzustand zugeordnet, dessen Wellenfunktion mit Hilfe des → Hartreeschen Verfahrens oder des → Hartree-Fockschen Verfahrens bestimmt wird. Diese Einteilchenzustände sind im allgemeinen Zustände eines Teilchens in einem kugelsymmetrischen Potential und werden daher durch die Hauptquantenzahl n, die Nebenquantenzahl l, die Quantenzahl m_l der z-Komponente des Bahndrehimpulses und die Quantenzahl m_s der z-Komponente des Elektronenspins charakterisiert. Bei der Besetzung der Einteilchenzustände ist das → Pauli-Prinzip zu beachten, also die Regel, daß jeder durch die vier angegebenen Quantenzahlen besetzte Einteilchenzustand höchstens durch ein Elektron besetzt werden kann.

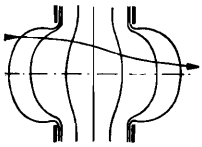
Die E. eines Zustandes wird durch die Angabe der Besetzungen der einzelnen Elektronenuntergruppen beschrieben. Dabei ordnet man den l-Werten Buchstaben zu: $s, p, d, f, g, h,$

Elektronenkonfiguration

Tab. Elektronenkonfiguration, Grundterm E_0, Ionisationsenergie E_1 in eV

Element	*K* 1,0 *1s*	*L* 2,0 *2s*	2,1 *2p*	*M* 3,0 *3s*	3,1 *3p*	3,2 *3d*	*N* 4,0 *4s*	4,1 *4p*	4,2 *4d*	4,3 *4f*	*O* 5,0 *5s*	5,1 *5p*	5,2 *5d*	5,3 *5f*	*P* 6,0 *6s*	6,1 *6p*	6,2 *6d*	*Q* 7,0 *7s*	E_0	E_1
H 1	1																		$^2S_{1/2}$	13,539
He 2	2																		$^1S_0$	24,45
Li 3	2	1																	$^2S_{1/2}$	5,37
Be 4	2	2																	$^1S_0$	9,48
B 5	2	2	1																$^2P_{1/2}$	8,4
C 6	2	2	2																$^3P_0$	11,217
N 7	2	2	3																$^4S_{3/2}$	14,47
O 8	2	2	4																$^3P_2$	13,56
F 9	2	2	5																$^2P_{3/2}$	18,6
Ne 10	2	2	6																$^1S_0$	21,5
Na 11	2	2	6	1															$^2S_{1/2}$	5,12
Mg 12	2	2	6	2															$^1S_0$	7,61
Al 13	2	2	6	2	1														$^2P_{1/2}$	5,96
Si 14	2	2	6	2	2														$^3P_0$	7,39
P 15	2	2	6	2	3														$^4S_{3/2}$	10,3
S 16	2	2	6	2	4														$^3P_2$	10,31
Cl 17	2	2	6	2	5														$^2P_{3/2}$	12,96
Ar 18	2	2	6	2	6														$^1S_0$	15,69
K 19	2	2	6	2	6		1												$^2S_{1/2}$	4,32
Ca 20	2	2	6	2	6		2												$^1S_0$	6,09
Sc 21	2	2	6	2	6	1	2												$^2D_{3/2}$	6,57
Ti 22	2	2	6	2	6	2	2												$^3F_2$	6,80
V 23	2	2	6	2	6	3	2												$^4F_{3/2}$	6,76
Cr 24	2	2	6	2	6	5	1												$^7/S_3$	6,74
Mn 25	2	2	6	2	6	5	2												$^6S_{5/2}$	7,40
Fe 26	2	2	6	2	6	6	2												$^5D_4$	7,83
Co 27	2	2	6	2	6	7	2												$^4F_{1/2}$	7,81
Ni 28	2	2	6	2	6	8	2												$^3F_4$	7,606
Cu 29	2	2	6	2	6	10	1												$^2S_{1/2}$	7,69
Zn 30	2	2	6	2	6	10	2												$^1S_0$	9,35
Ga 31	2	2	6	2	6	10	2	1											$^2P_{1/2}$	5,97
Ge 32	2	2	6	2	6	10	2	2											$^3P_0$	7,85
As 33	2	2	6	2	6	10	2	3											$^4S_{3/2}$	9,4
Se 34	2	2	6	2	6	10	2	4											$^3P_2$	9,75
Br 35	2	2	6	2	6	10	2	5											$^2P_{3/2}$	11,80
Kr 36	2	2	6	2	6	10	2	6											$^1S_0$	13,940
Rb 37	2	2	6	2	6	10	2	6			1								$^2S_{1/2}$	4,16
Sr 38	2	2	6	2	6	10	2	6			2								$^1S_0$	5,67
Y 39	2	2	6	2	6	10	2	6	1		2								$^2D_{3/2}$	6,5
Zr 40	2	2	6	2	6	10	2	6	2		2								$^3F_2$	6,95
Nb 41	2	2	6	2	6	10	2	6	4		1								$^6D_{1/2}$	6,77
Mo 42	2	2	6	2	6	10	2	6	5		1								$^7S_3$	7,35
Tc 43	2	2	6	2	6	10	2	6	6		1								$^6S_{5/2}$	7,45
Ru 44	2	2	6	2	6	10	2	6	7		1								$^5F_5$	7,7
Rh 45	2	2	6	2	6	10	2	6	8		1								$^4F_{3/2}$	7,7
Pd 46	2	2	6	2	6	10	2	6	10										$^1S_0$	8,5
Ag 47	2	2	6	2	6	10	2	6	10		1								$^2S_{1/2}$	7,54
Cd 48	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2								$^1S_0$	8,95
In 49	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1							$^2P_{1/2}$	5,76
Sn 50	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2							$^3P_0$	7,37
Sb 51	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3							$^4S_{3/2}$	8,5
Te 52	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4							$^3P_2$	8,89
J 53	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5							$^2P_{3/2}$	10,44
Xe 54	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6							$^1S_0$	12,078

Element	K	L		M			N				O				P			Q	E_0	E_1
	1,0	2,0	2,1	3,0	3,1	3,2	4,0	4,1	4,2	4,3	5,0	5,1	5,2	5,3	6,0	6,1	6,2	7,0		
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s		
Cs 55	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6			1				$^2S_{1/2}$	3,88
Ba 56	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6			2				$^1S_0$	5,19
La 57	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1		2				$^2D_{3/2}$	5,59
Ce 58	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6			2				$^3H_4$	6,54
Pr 59	2	2	6	2	6	10	2	6	10	3	2	6			2				$^4I(^4K_{11/2})$	5,76
Nd 60	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6			2				$^5I(^5L_6)$	6,31
Pm 61	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6			2				$^6H(^6L_{9/2})$	
Sm 62	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6			2				$^7F(^7K_4)$	6,55
Eu 63	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6			2				$^8S(^8H_{3/2})$	5,64
Gd 64	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1		2				$^9D_2$	6,65
Tb 65	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6			2				$^6H(^8H_{17/2})$	6,74
Dy 66	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6			2				$^5I(^7K_{10})$	6,82
Ho 67	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6			2				$^4I(^6K_{19/2})$	
Er 68	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6			2				$^3H(^5L_{10})$	
Tu 69	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6			2				$^2F(^4K_{19/2})$	
Yb 70	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2				$^1S(^3H_6)$	7,06
Lu 71	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1		2				$^2D_{3/2}$	
Hf 72	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2		2				$^3F_2$	5,5
Ta 73	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3		2				$^4F_{3/2}$	6
W 74	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4		2				$^5D_0$	7,18
Re 75	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5		2				$^6S_{5/2}$	7,87
Os 76	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6		2				$^5D_4$	8,7
Ir 77	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7		2				$^4F_{9/2}$	9,2
Pt 78	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	8(9)		2(1)				$^3D_3$	8,96
Au 79	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		1				$^2S_{1/2}$	9,20
Hg 80	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2				$^1S_0$	10,39
Tl 81	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	1			$^2P_{1/2}$	6,08
Pb 82	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	2			$^3P_0$	7,39
Bi 83	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	3			$^4S_{3/2}$	8,0
Po 84	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	4			$^3P_2$	
At 85	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	5			$^2P_{3/2}$	
Rn 86	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6			$^1S_0$	10,689
Fr 87	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		1	$^2S_{1/2}$	5,21
Ra 88	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		2	$^1S_0$	
Ac 89	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1	2	$^2D_{3/2}$	
Th 90	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2	2	$^3F_2$	
Pa 91	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	2	6	1	2	$^4K_{11/2}$	
U 92	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1	2	$^5L_6$	
Np 93	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	4(5)	2	6	1(0)	2	$^6M(^6L_{11/2})$	
Pu 94	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	5(6)	2	6	1(0)	2	$^7K(^7F_0)$	
Am 95	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	6(7)	2	6	1(0)	2	$^8H(^8S_{7/2})$	
Cm 96	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2	$^9D_2$	
Bk 97	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	8(9)	2	6	1(0)	2	$^8H_{17/2}$	
Cf 98	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	10	2	6		2	$^5I_8$	
Es 99	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	11	2	6		2	$^4I_{15/2}$	
Fm 100	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	12	2	6		2	$^3H_8$	
Md 101	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	13	2	6		2	$^2F_{7/2}$	
No 102	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6		2	$^1S_0$	
Lr 103	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	2	6	1	2	$^2D_{5/2}$	



1 Prinzip der Immersionslinse (Äquipotentiallinien und Elektronenbahn)

... für $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ... Die Anzahl der in einer Elektronenuntergruppe besetzten Zustände wird durch einen hochgestellten Index angegeben. So ist die E. des Grundzustandes von Helium He durch $1s^2$ gegeben, d. h., beide Elektronen besetzen Zustände mit $n = 1$ und $l = 0$, sie unterscheiden sich nur in der Spineinstellung. Die E. des Grundzustandes von Argon Ar lautet: $1s^2\ 2s^2 2p^6\ 3s^2 3p^6$. Für den Grundzustand von Eisen Fe gilt: $1s^2\ 2s^2 2p^6\ 3s^2 3p^6 3d^6\ 4s^2$. Dieses Verfahren führt für große Ordnungszahlen zu langen Symbolreihen. Man spaltet daher mitunter die voll besetzten Schalen ab und kennzeichnet sie als Ganzes. Für den Grundzustand des Eisenatoms könnte man in diesem Sinne schreiben: (Ar) $3d^6\ 4s^2$, d. h., zusätzlich zur geläufigen E. des Argons im Grundzustand hat das Eisen also noch sechs 3*d*-Elektronen und zwei 4*s*-Elektronen. Durch die Angabe der E. ist der Zustand der Atomhülle aber noch nicht hinreichend genau beschrieben. Vielmehr lassen sich im allgemeinen zu einer vorgegebenen E. durch die Zusammensetzung der Elektronendrehimpulse zu unterschiedlichen Werten des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle mehrere auch energetisch voneinander abweichende Zustände aufbauen (→ Feinstruktur). Zusätzlich zur E. gibt man daher ein Symbol an, das → Termsymbol, das die Kopplung der Drehimpulse (→ Vektormodell der Atomhülle) beschreibt.

Elektronenkonzentration, svw. Elektronendichte.

Elektronenladung, → elektrische Elementarladung.

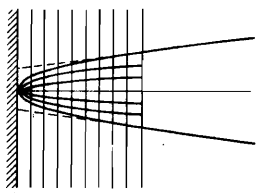
Elektronenlawine, → Ionisation.

Elektronenleitfähigkeit, → Plasma.

Elektronenlinsen, inhomogene rotationssymmetrische elektrische (elektrostatische) oder magnetische (elektromagnetische) Felder mit vorwiegend rotationssymmetrischer Feldanordnung, in denen die Elektronenstrahlen beim Durchlaufen ähnliche Ablenkungen wie die Lichtstrahlen beim Durchdringen sphärischer Glaslinsen erfahren. Bei achsennahen Elektronenstrahlen werden die von einem Punkt (Objektpunkt) ausgehenden Elektronen in einem konjugierten Punkt (Bildpunkt) wieder vereinigt. Voraussetzung hierfür ist, daß die Beeinflussung der Elektronenstrahlen längs der optischen Achse Null ist und daß die ablenkenden Kräfte mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse linear anwachsen. Die Elektronenbewegung in einer elektrischen E. ist relativ einfach erfaßbar, da ein in einer Meridianebene sich bewegendes Elektron stets in dieser Ebene bleibt. Die Bewegung eines Elektrons in einer magnetischen E. ist eine Schraubenbewegung, die nur durch eine räumliche Betrachtungsweise erfaßt werden kann.

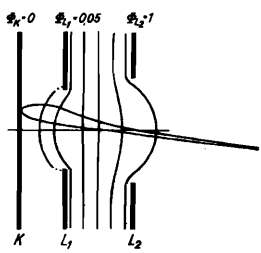
Elektrische E. Die inhomogenen elektrischen Felder, die als Linse wirken, werden durch geeignete Elektrodenanordnungen realisiert. Als Elektroden dienen achsensenkrecht aufgestellte Lochblenden oder koaxiale zylindrische Rohre. Zwei längs der optischen Achse angeordnete Elektroden dieser Art mit unterschiedlichem Potential bilden eine elektrostatische *Immersionslinse*, die je nach Polung der Elektroden als Beschleunigungs- oder als Verzögerungslinse wirken kann. Analog zur Immersionslinse in der Lichtoptik, bei der man mit verschiedenen Brechungsindizes zu beiden Seiten der Linse zu rechnen hat, ergeben sich bei der elektrostatischen Immersionslinse infolge der unterschiedlichen Elektrodenpotentiale (→ elektronenoptisches Brechungsgesetz) zu beiden Seiten der Linse unterschiedliche Elektronengeschwindigkeiten bzw. Elektronenenergien und damit unterschiedliche Brennweiten. Aus der Krümmung der Äquipotentiallinien einer als Beschleunigungslinse wirkenden Immersionslinse (Abb. 1) kann auf der Grundlage des elektronenoptischen Brechungsgesetzes der Bahnverlauf eines Elektrons unmittelbar abgelesen werden. Der linke Teil des Linsenfeldes übt eine Sammelwirkung aus, während im rechten Teil des Linsenfeldes eine Zerstreuungswirkung vorhanden ist. Wegen der größeren Geschwindigkeit der Elektronen im rechten Feldbereich ist die Zerstreuungswirkung der Linse geringer, so daß die elektrostatische Immersionslinse insgesamt als Sammellinse wirkt. Durch Umpolung der Elektroden entsteht eine Verzögerungslinse, die ebenfalls in ihrer Gesamtheit als Sammellinse wirkt. — Wesentliche Bedeutung haben die elektrostatischen Immersionslinsen zur Strahlfokussierung in Elektronenstrahlgeräten.

Das *Immersionsobjektiv* (*Katodenlinse*), eine Abart der Immersionslinse, wird benutzt, um von einem Punkt der Katode ausgehende Elektronen wieder in einem Bildpunkt zu vereinen. Würde man an die Katode nur ein homogenes Beschleunigungsfeld anlegen (Abb. 2), so wäre



2 Wirkung eines homogenen Beschleunigungsfeldes

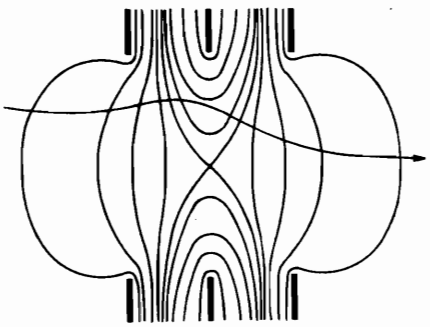
bestenfalls eine Zusammendrängung der Elektronen in einen engen Winkelbereich (bis zur Parallelität der Strahlen) zu erreichen, nicht aber eine bildmäßige Fokussierung. Die notwendige Fokussierung ist nur dann zu erreichen, wenn vor der Katodenoberfläche konvex gekrümmte Potentialflächen vorhanden sind. Dieses Ziel wird im Immersionsobjektiv dadurch erreicht, daß zwischen Katode und Anode eine weitere Elektrode eingefügt ist, deren Potential nicht wesentlich von dem der Katode verschieden ist (Abb. 3). Das Beschleunigungsfeld liegt in diesem Falle im wesentlichen zwischen dieser Steuerelektrode und der Anode; die konvexe Krümmung der Äquipotentialflächen vor der



3 Potentialverlauf und Bahndarstellung in einem Immersionsobjektiv. *K* Katode, L_1 und L_2 Lochblenden 1 und 2, Φ_K Potential der Katode, Φ_{L1} und Φ_{L2} Potentiale der Lochblenden 1 und 2

Katode wird durch den Felddurchgriff verursacht. Das Immersionsobjektiv wird hauptsächlich in der Emissionsmikroskopie eingesetzt.

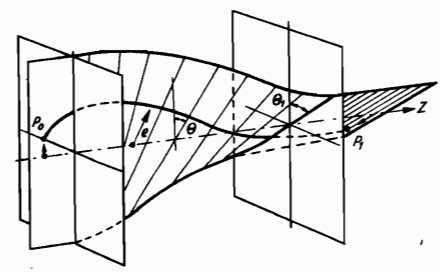
Die *elektrostatische Einzellinse* ist in ihrer häufigsten Form aus drei längs der optischen Achse mit entsprechendem Abstand aneinandergesetzten Elektroden zusammengesetzt. Die Außenelektroden haben das gleiche Potential, meist Erdpotential. Das Potential der Mittelelektrode ist gewöhnlich negativer (Katodenpotential) als das der Außenelektroden (Abb. 4).



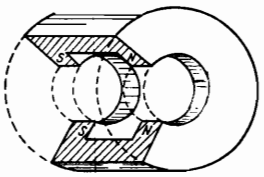
4 Potentialverlauf und Elektronenbahn in einer aus 3 Lochblenden aufgebauten elektrostatischen Einzellinse

Da die sammelnde Feldwirkung im Innenbereich der Linse – hier ist das Elektron langsamer – größer ist als die zerstreuende Wirkung in den Außenbereichen, ergibt sich insgesamt die Wirkung einer Sammellinse. Elektrostatische Einzellinsen sind als abbildende Elemente (Objektiv, Projektiv) in Elektronenmikroskopen geeignet.

Magnetische E. Die fokussierende Wirkung dieser E. beruht auf der Einwirkung eines inhomogenen magnetischen Feldes mit der magnetischen Induktion $\vec{B}$ auf die mit einer Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegten Elektronen. Die inhomogenen magnetischen Felder sind dabei im einfachsten Falle durch geeignete Permanentmagneten oder durch stromdurchflossene Spulen zu erzeugen. Durch die Schraubenbewegung eines Elektrons im Magnetfeld ist bei Einsatz magnetischer Linsen für Abbildungszwecke stets eine Bilddrehung gegenüber dem Objekt zu berücksichtigen (Abb. 5). Eine magnetische Elektronenlinse wirkt dann besonders stark, wenn das inhomogene rotationssymmetrische Magnetfeld so beschaffen ist, daß die Komponente der magnetischen Induktion B_z in Richtung der optischen Achse im Linsenzentrum sehr groß ist und in den Außenbereichen der Linse stark abfällt. Die relativ selten angewandten *permanentmagnetischen E.* haben üblicherweise die Form eines magnetischen Wulstes (Abb. 6). Wegen ihrer mit dem Stromfluß



5 Elektronenbewegung in einem inhomogenen rotationssymmetrischen Magnetfeld (Darstellung in einer Schraubenfläche). P_0 Objektpunkt, P_1 Bildpunkt, ϱ Achsenabstand, Θ Winkelkoordinate, z Richtung der optischen Achse



6 Einfache permanentmagnetische Elektronenlinse (magnetischer Wulst)

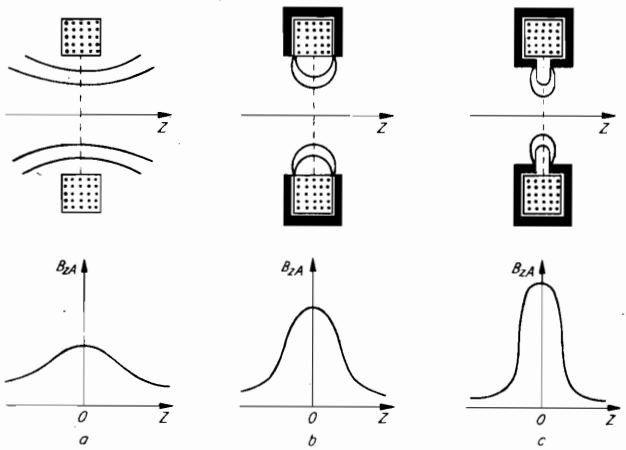
kontinuierlich regelbaren Brechkraft werden in zunehmendem Maße *elektromagnetische E.* bevorzugt, deren einfachstes Beispiel das Feld eines Kreisstromes ist. In der Praxis werden stromdurchflossene Spulen angewandt, die zum Zusammendrängen des Magnetfeldes auf einen kurzen Achsenbereich, d. h. zur Erzielung einer kurzen Brennweite, mit Eisen gekapselt werden (Abb. 7). Zur weiteren Konzentration des Magnetfeldes in den Bereich der optischen Achse werden *Polschuhlinsen* benutzt. Durch Einführung eines Polschuhs in eine eisengekapselte Linse (Abb. 8) können ohne Änderungen der Spulenabmessungen die feldführenden Eisenteile nahe an die optische Achse herangebracht werden. Die Polschuhlinsen werden als kurzbrennweitige magnetische Linsen, z. B. als Objektive in Elektronenmikroskopen, benutzt. Der Feldverlauf in einer symmetrischen Polschuhlinse, d. h. die Komponente B_{zA} der magnetischen Induktion längs der optischen Achse, hat stets die Form eines *Glockenfeldes*, das durch die Maximalfeldstärke B_0 in der Feldmitte und durch die Halbwertsbreite a des Feldes nach der einfachen Beziehung $B_{zA} = B_0/(1 + (z/a)^2)$ erfaßt werden kann. Zur Charakterisierung der Stärke einer Polschuhlinse wird der als Linsenstärke bezeichnete Parameter k^2 benutzt, der gemäß der Beziehung $k^2 = eB_0 2a^2/(8mU_0)$ (e = Elektronenladung, m = Elektronenmasse, U_0 = Strahlspannung) ein Maß für die Krümmung der Elektronenbahnen in dem durch k^2 charakterisierten Feld ist.

Brennweite von E. Für eine der Lichtoptik analoge Definition des Begriffes der Brennweite einer elektrischen Elektronenlinse ist vorauszusetzen, daß das Abbildungsfeld in axialer Richtung nur eine räumlich begrenzte Ausdehnung hat und daß außerhalb zweier achsensenkrechter Ebenen, der Scheitelebenen (S_1, S_2), keine Felder wirksam sind und in diesen außerhalb S_1 bzw. S_2 liegenden Räumen (Objektraum, Bildraum) mit einem geradlinigen Verlauf der Elektronen gerechnet werden kann. Diese Forderung ist in der Elektronenoptik nicht erfüllbar; näherungsweise läßt sie sich bei Beschränkung auf schwache E. erfüllen.

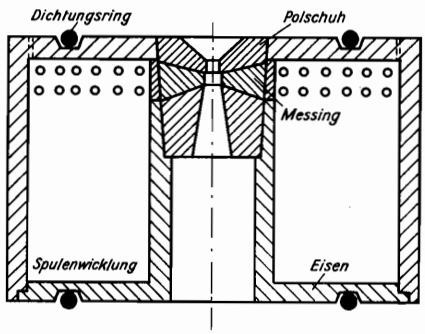
Die Brennweite f einer schwachen elektrischen Elektronenlinse ist näherungsweise durch die Beziehung

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16} \int_{S_1}^{S_2} \left(\frac{1}{\varphi_A}\right)^2 \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 dz$$ gege-

ben. $\varphi_A = \varphi_A(z)$ ist der Potentialverlauf auf der optischen Achse. Um eine große Brechkraft bzw. kleine Brennweite zu erreichen, sollte der Potentialverlauf so beschaffen sein, daß in Richtung der optischen Achse starke Potentialänderungen, d. h. große elektrische Feldstärken, vor-



7 Wirkung der Eisenkapselung einer stromdurchflossenen Spule: Zusammendrängung des Magnetfeldes auf einen kurzen Achsenbereich: *a* Linse ohne Eisenkapselung, *b* und *c* Linsen mit Eisenkapselung. B_{zA} ist die *z*-Komponente der magnetischen Induktion längs der optischen Achse



8 Magnetische Polschuhlinse (im Schnitt)

handen sind. Diese sind besonders wirkungsvoll bei kleinem φ_A, d. h. bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten. — Für die schwache magnetische Elektronenlinse lautet die Brennweitenbeziehung: $\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU_0}\int_{S_1}^{S_2} B_{zA}^2\,dz$. Ähnlich wie bei der Brennweite einer elektrischen Elektronenlinse ist auch hier die quadratische Abhängigkeit von der wirksamen *z*-Komponente der Feldstärke vorhanden. Bei der elektromagnetischen Elektronenlinse ist die magnetische Induktion — in entsprechenden durch die Sättigung der Linse gegebenen Grenzen — proportional zur Durchflutung IN (I = Stromstärke, N = Windungszahl) der Linse.

Hinsichtlich der erzielbaren Brennweiten sind die magnetischen E. den elektrischen weit überlegen. Mit magnetischen E. leicht erreichbare Brennweiten liegen für die elektronenmikroskopische Objektivlinse bei 2 bis 3 mm und für Projektivlinse bei 1 bis 2 mm. Die Werte für elektrostatische E. sind 6 bis 7 mm und 2 bis 3 mm. Auch hinsichtlich der elektronenoptischen Abbildungsfehler sind die elektrischen E. ungünstiger als die magnetischen. In grober Näherung gilt für die magnetischen E., daß die Öffnungsfehlerkonstante in der Größenordnung der erzielbaren Brennweite der Linse ist, bei elektrischen E. beträgt sie ein Vielfaches der Brennweite.

Neben den meistens angewandten rotationssymmetrischen E. werden in zunehmendem Maße → Quadrupollinsen verwendet.

Lit. Picht: Einführung in die Theorie der Elektronenoptik (3. Aufl. Leipzig 1963), Picht u. Heydenreich: Einführung in die Elektronenmikroskopie (Berlin 1966).

Elektronenmangel-Verbindung, chemische Verbindung, in der für die einzelnen Bindungen weniger als zwei Elektronen zur Verfügung stehen. Bei den meisten Molekülen dieser Art ist die Zahl der Valenzelektronen kleiner als die Zahl der energiearmen, für eine chemische Bindung in Frage kommenden Valenzorbitale.

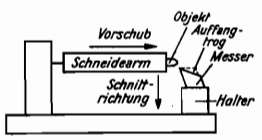
Elektronenmasse, m_e, die Ruhmasse des Elektrons und seines Antiteilchens, des Positrons. Aus den Messungen von e/m, der *spezifischen* Elektronenladung, und der Elektronenladung e ergibt sich die E. zu $m_e = (9{,}109558 \pm \pm 0{,}000001) \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg} = (0{,}5110041 \pm \pm 0{,}000001)\,\mathrm{MeV}/c^2$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Elektronenmikroskopie, ein Verfahren zur vergrößerten Abbildung von Objekten durch Benutzung von Elektronenstrahlen. Das zu diesem Zweck benutzte *Elektronenmikroskop* hat im Vergleich zu dem mit Lichtstrahlen arbeitenden üblichen Mikroskop ein → Auflösungsvermögen, das wegen der kürzeren Elektronenwellenlänge um zwei bis drei Zehnerpotenzen besser ist. Innerhalb der — als Vakuumapparaturen ausgebildeten — Elektronenmikroskope hat das → Durchstrahlungselektronenmikroskop die größte Bedeutung. Das vorwiegend mit magnetischen → Elektronenlinsen arbeitende Gerät ist hinsichtlich des Abbildungsstrahlenganges dem Lichtmikroskop im Prinzip ähnlich, während die Deutung des → elektronenmikroskopischen Bildkontrastes völlig andersartig ist. Da die üblichen mit 100-kV-Elektronen arbeitenden Durchstrahlungsmikroskope nur maximale Objektdicken von einigen Zehntel μm durchstrahlen können, ist eine vielseitige → elektronenmikroskopische Präparationstechnik entwickelt worden. Hierher gehört auch die Herstellung von Abdruckfilmen, durch die auf indirektem Wege eine elektronenmikroskopische Untersuchung von Oberflächen möglich ist. Zur direkten elektronenoptischen Abbildung von Oberflächen werden Spezialgeräte, wie das → Emissionsmikroskop, das Feldemissionsmikroskop (→ Feldelektronenmikroskop, → Feldionenmikroskop), das → Rasterelektronenmikroskop, das → Elektronenspiegelmikroskop und das → Reflexions-Elektronenmikroskop, benutzt, die unter der Bezeichnung „nichtkonventionelle Elektronenmikroskope" zusammengefaßt sind.

Lit. Picht u. Heydenreich: Einführung in die E. (Berlin 1966).

elektronenmikroskopische Präparationstechnik. Wegen der starken Wechselwirkung zwischen Elektronenstrahlung und Objekt ist die Wahl geeigneter Objektträger besonders wesentlich. Da Elektronen von jeder Art Materie gestreut werden, gibt es keine völlig „elektronendurchlässigen" Substanzen. Man ist deshalb gezwungen, die in Durchstrahlungselektronenmikroskopen zu untersuchenden Objekte auf Lochblenden oder Netzobjektträgern freitragend anzuordnen, oder — falls das Objekt für eine freitragende Anordnung nicht stabil genug ist — zunächst auf den Objektträger einen ausreichend dünnen und strukturlosen Trägerfilm, z. B. Kollodium-, Formvar- oder Kohlefilme, aufzubringen. Auf diesen Trägerfilm wird das elektronenmikroskopisch zu untersuchende Präparat durch Aufrauchen, Aufschwimmen, Aufsedimentieren, Aufsprühen, Auftrocknen u. ä. aufgebracht. Zur Steigerung des Bildkontrastes der Präparate wird das Streuvermögen einzelner Objektbereiche bzw. Objektdetails durch Einbau von Elementen hoher Ordnungszahl erhöht. Für den Einbau geeignete Substanzen sind z. B. Osmiumtetroxid, Phosphorwolframsäure, Uranylazetat, Uranylnitrat.

Zur Herstellung dünner kristalliner Präparate, z. B. Metallfolien vom massiven Material, wird die Technik des Abdünnens durch elektrolytisches Polieren, chemisches Ätzen oder durch Ionenbombardement benutzt. Eine Reihe von Substanzen, z. B. Graphit, Molybdänsulfid, läßt sich durch geeignetes Spalten in einfacher Weise präparieren. Bei der Präparation biologisch-medizinischer Objekte spielt, abgesehen von der vorwiegend in der Mikrobiologie üblichen Totalpräparation (Bakterien, Viren), das *Ultradünnschnittverfahren* eine besondere Rolle, das es gestattet, Schnitte bis herunter zu etwa 10 nm Dicke zu erzielen (Tafel 51). Vorbereitende Arbeiten für dieses Verfahren sind die Fixierung, die Kontrastierung und die Entwässerung der zu schneidenden Proben, die in einem Einbettungsmittel geeigneter Härte (z. B. Kunstharz) eingebettet werden. Der eigentliche Schneidprozeß erfolgt mit dem Ultramikrotom (Abb.).



Prinzip des Ultramikrotoms

Auf einer Grundplatte ist ein Halter für das Messer (vorwiegend Glasmesser) montiert. Ein mit Flüssigkeit gefüllter Auffangtrog, auf dem die hergestellten Dünnschnitte abschwimmen können, ist auf dem Messer aufgekittet. Das Objekt, der Einbettungsblock, ist an einem Schneidearm befestigt, der mit dem Mikrotomchassis elastisch verbunden ist. Beim Schneiden wird der Schneidearm in vertikaler Richtung am Messer vorbeibewegt. Der horizontal gerichtete (thermische oder mechanische) Vorschub muß dabei gerade so groß sein, daß eine „Scheibe" gewünschter Dicke vom eingebetteten Objekt abgeschnitten wird.

Die direkte Abbildung einer Oberfläche ist mit Hilfe des Durchstrahlungselektronenmikroskops nicht möglich, sondern kann nur indirekt durch das *Abdruckverfahren* erfolgen. Man bringt einen eng sich an das Oberflächenrelief anschmiegenden Film auf die Objektoberfläche auf, der nach Ablösung von der Objektoberfläche — stellvertretend für das Objekt — im Elektronenmikroskop durchstrahlt wird. Am häufigsten werden heutzutage Aufdampfabdrücke (↠ Hochvakuumbedampfungstechnik) benutzt, und zwar im wesentlichen Kohlefilme, die sich sehr gut an das Oberflächenrelief anschmiegen und selbst nahezu strukturlos sind. Bei fast allen Abdruckmethoden wird zur Kontraststeigerung das *Schrägbedampfungsverfahren* angewandt, bei dem man durch Hochvakuumbedampfung eine dünne Schicht einer stark elektronenstreuenden Substanz (möglichst Schwermetall) auf die Oberfläche des Untersuchungsobjektes unter einem geeigneten, flachen Bedampfungswinkel aufbringt. Präparatbereiche, die gegen das einfallende Strahlenbündel abgeschirmt sind, geben entsprechende Bedampfungsschatten. Am häufigsten wird das *Simultanbedampfungsverfahren* angewandt, bei dem die zur Kontraststeigerung dienende Schwermetallbeschattung gleichzeitig mit der Herstellung des Abdruckfilms (Kohlefilm) vorgenommen wird. Beim Verfahren der Platin-Kohle-Simultanbedampfung wird ein Auflösungsvermögen von 2 bis 3 nm erreicht, das immer noch wesentlich besser ist als das Auflösungsvermögen der zur direkten Oberflächenabbildung geeigneten nichtkonventionellen Elektronenmikroskope (Tafel 50). Löst sich der Abdruckfilm von der Objektoberfläche schwer ab (z. B. bei sehr rauhen Objektoberflächen), erweist sich der Zwischenschritt einer Matrize als vorteilhaft. — Mit der Platin-Kohle-Simultanbedampfung sind auf Objektoberflächen Stufenhöhen bis herunter zu 1 bis 2 nm nachweisbar. Für die Erfassung feinerer Stufen ist das *Oberflächendekorationsverfahren* geeignet, das auf atomar ebenen (gespaltenen oder gewachsenen) Kristallflächen angewendet werden kann.

Bei den am häufigsten angewandten Verfahren der Golddekoration dampft man auf die zu untersuchende Oberfläche, z. B. Natriumchlorid-Spaltfläche, eine durchschnittlich 1 nm dicke Goldschicht auf. Bei etwas erhöhter Substrattemperatur während des Aufdampfens (etwa 150 bis 200 °C) bilden die Goldatome keine zusammenhängende Schicht, sondern lagern sich auf Grund ihrer Beweglichkeit auf der Substratoberfläche zu kleinen Kriställchen zusammen, die infolge der erhöhten Bindungskräfte an den Stufen der Oberfläche dort dichter liegen als auf stufenfreien Bereichen. Durch die Verteilung der Goldkriställchen auf der Oberfläche werden so die Stufen kontrastreich erfaßt. Die Goldkriställchen werden in einen Kohlefilm eingehüllt, der nach Ablösen von der Objektoberfläche elektronenmikroskopisch durchstrahlt wird (Tafel 51).

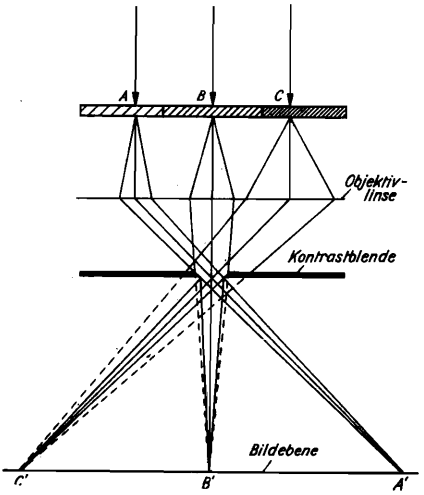
Lit. Müller: Die Präparation von physikalisch-technischen Objekten für die elektronenmikroskopische Untersuchung (Berlin 1962); Picht u. Heydenreich: Einführung in die Elektronenmikroskopie (Berlin 1966); Reimer: Elektronenmikroskopische Untersuchungs- und Präparationsmethoden (2. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1967).

elektronenmikroskopischer Bildkontrast, Bezeichnung für den Helligkeitsunterschied im Bild von elektronenmikroskopisch abgebildeten Objekten. Wichtig für das Entstehen eines Bildkontrastes bei der Durchstrahlung eines amorphen Objektes sind die bei der Wechselwirkung des abbildenden Strahlenbündels mit den Objektbausteinen auftretenden Streuprozesse, die dazu führen, daß von den einzelnen Objektpunkten je nach lokalem Streuvermögen mehr oder weniger weit geöffnete Strahlenbündel ausgehen und zum Objektiv gelangen. Für die Er-

elektronenmikroskopischer Bildkontrast

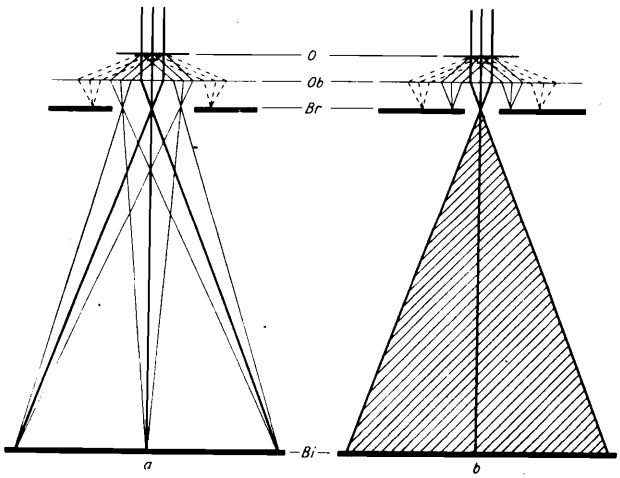
klärung der Bildkontrastentstehung vom korpuskularen Standpunkt ist es notwendig, daß die in größere Winkel gestreuten Elektronen von der Bildentstehung ferngehalten werden.

Abgesehen davon, daß wegen des stets vorhandenen Öffnungsfehlers der elektronenmikroskopischen Objektivlinse die stark gestreuten (achsenfernen) Elektronen nicht in der Bildebene fokussiert werden, erreicht man eine Ausblendung dieser Strahlen durch geeignete Dimensionierung der in der hinteren Brennebene des Objektivs angeordneten *Objektivaperturblende* (Kontrastblende). Gemäß Abb. 1 haben



1 Wirkungsweise der Kontrastblende

die drei Objektbereiche *A*, *B* und *C* ein unterschiedliches Streuvermögen für auftreffende Elektronen. Mit Hilfe der Objektivlinse werden die von den einzelnen Objektpunkten ausgehenden, durch Streuung im Objekt verbreiterten Strahlenbündel derart fokussiert, daß ihre Konvergenzpunkte in der Bildebene liegen und dort die Bildpunkte *A'*, *B'* und *C'* liefern. Im vorliegenden Beispiel wird das vom Objektpunkt *A* stammende Elektronenbündel durch die Kontrastblende nicht beschnitten, während die von *B* und *C* ausgehenden Strahlenbündel durch die Kontrastblende in unterschiedlicher Weise beeinflußt werden. Man erhält so (wegen des Fehlens von Elektronen) in den einzelnen Bildpunkten unterschiedliche Intensitäten. Der so erhaltene Bildkontrast wird als *Streuabsorptionskontrast* bezeichnet. Dabei fällt die Intensität des ungestreuten Anteils des Elektronenbündels exponentiell mit dem Produkt aus Dichte und Dicke des Objektbereiches ab, das in der Elektronenmikroskopie als *Massendicke* bezeichnet wird. — Vom wellenmäßigen Standpunkt aus gesehen, entsteht die elektronenmikroskopische Abbildung durch Interferenz der jeweils von einem Objektpunkt ausgehenden ungebeugten und gebeugten, d. h. in ihrer Phase verschobenen, Elektronenwellen im zugehörigen Bildpunkt. Beträgt die Phasenschiebung $\pm 90°$, so spricht man in Analogie zur Lichtmikroskopie vom *Phasenkontrast*. Während dieser in der Lichtmikroskopie nur sichtbar gemacht werden kann, wenn mittels eines $\lambda/4$-Plättchens zwischen gebeugter und ungebeugter Strahlung künstlich noch eine weitere Phasenschiebung um etwa 90° erfolgt, so sind in der Elektronenmikroskopie wegen der nicht zu vermeidenden Abbildungsfehler der Elektronenlinsen stets phasenschiebende Elemente im Strahlengang; eine sehr wirkungsvolle Phasenschiebung ergibt sich z. B. schon durch Defokussierung der Objektivlinse. — Hinsichtlich des Bildkontrastes kristalliner Objekte ist zu berücksichtigen, daß wegen der regelmäßigen Anordnung der Objektbausteine neben dem ungebeugten Strahlenbündel nur — gemäß der Braggschen Gleichung — in definierte Richtungen gebeugte Strahlenbündel vorhanden sind, sofern das kristalline Objekt in geeigneter Orientierung liegt. Wählt man Größe und Lage der Kontrastblende so, daß die Strahlung bestimmter Beugungsreflexe durch Interferenz in der Bildebene zur Abbildung beitragen kann, so kann man wegen der unmittelbaren Zuordnung zwischen Beugungsreflex und beugender Netzebenenschar eine Abbildung der Netzebenen erzielen (Abb. 2a). In Tafel 51 sind die (20$\bar{1}$) Netzebenen eines Kupfer-Phthalozyanin-Kristalls mit einem Netzebenenabstand von 0,98 nm wiedergegeben. Im Vergleich zur Methode der direkten Netzebenenabbildung (Menter) stellt das auf Hirsch und auf Bollmann zurückgehende Verfahren des *Beugungskontrastes* gerätetechnisch wie auch präparationstechnisch keine so hohen Anforderungen und ist deshalb für Routineuntersuchungen besser geeignet. In Abb. 2b ist der Strahlengang bei der Untersuchung im Beugungskontrast wiedergegeben. Abweichend vom Verfahren der direkten Kristallgitterabbildung ist die in der hinteren Brennebene des Objektivs vorhandene Kontrastblende so dimensioniert bzw. angeordnet, daß nur das ungebeugte Strahlenbündel zur Bildebene gelangt. Da in der Bildebene keine Interferenz zwischen gebeugten und ungebeugten Elektronenwellen möglich ist, kann man exakterweise nicht von einer echten Abbildung sprechen. Als Bildkontrast eines idealen ungestörten Kristalls ergibt sich eine gleichmäßig ausgeleuchtete Bildebene, in der die Elektronenstromdichte um so geringer



2 Strahlengänge im Elektronenmikroskop: *a* zur direkten Kristallgitterabbildung, *b* für Untersuchungen im Beugungskontrast. *O* Objektebene, *Ob* Objektivebene, *Br* hintere Brennebene des Objektivs, *Bi* Bildebene

ist, je größere Anteile des einfallenden Elektronenbündels gemäß der Braggschen Gleichung gebeugt werden. In den Bereichen, wo die zu untersuchenden Kristalle lokal verbogen sind, ergeben sich gegenüber der Umgebung geänderte Bragg-Orientierungen, so daß diese verbogenen Bereiche infolge ihres von der Umgebung abweichenden Beugungsvermögens mit entsprechenden Kontrasten sichtbar sind. Die Bedeutung der Methode des Beugungskontrastes besteht vor allem darin, daß Kristallbaufehler, z. B. Versetzungen, die eine Verformung bzw. Verbiegung der an sie angrenzenden Kristallbereiche bewirken, ohne eigentliche Gitterauflösung sichtbar gemacht werden können. Je nachdem, ob zur Bildentstehung ungebeugte oder spezielle gebeugte Elektronenstrahlen verwendet werden, spricht man von der Hellfeld- oder von der Dunkelfeldabbildung kristalliner Objekte.

Bei der Deutung elektronenmikroskopischer Aufnahmen ist die infolge der geringen benutzten Strahlaperturen sehr große Schärfentiefe zu berücksichtigen, die in der Größenordnung von 50 nm liegt. Es wird also bei der elektronenmikroskopischen Abbildung — im Gegensatz zur Lichtmikroskopie — das Objekt in seiner gesamten Tiefenausdehnung scharf erfaßt.

Lit. Picht u. Heydenreich: Einführung in die Elektronenmikroskopie (Berlin 1966).

Elektronenmonochromator, eine elektronenoptische Einrichtung zur Gewinnung von Elektronen mit einer einheitlichen Geschwindigkeit bzw. Energie. Im E. werden aus dem Geschwindigkeitsspektrum eines Elektronenstrahls mit Hilfe geeigneter elektrischer oder magnetischer Ablenkfelder Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit ausgewählt.

Elektronenoptik, Forschungsgebiet, das auf der Analogie zwischen den in der Optik zu behandelnden Gesetzen der Lichtausbreitung und der Elektronenbewegung in elektrischen und magnetischen Feldern basiert. Sie bildet die theoretische Grundlage für die Fokussierung von Elektronenstrahlen, insbesondere zur Erzeugung einer elektronenoptischen Abbildung. — Ausgangspunkt für die Behandlung elektronenoptischer Probleme ist das Fermatsche Prinzip mit einem elektronenoptischen Brechungsindex, aus dem sich das elektronenoptische Brechungsgesetz ableiten läßt. Im Gegensatz zur Lichtoptik, bei der die Brechung diskontinuierlich erfolgt, und zwar an der Grenzfläche zwischen zwei Medien verschiedener Brechungsindizes, ist die Brechung der Elektronenstrahlen in elektrischen oder magnetischen Feldern ein kontinuierlicher Vorgang. Unter Berücksichtigung der Teilchennatur der Elektronen läßt sich die Elektronenbewegung in elektrischen und magnetischen Feldern auch als Problem der Mechanik auffassen. In diesem Falle ist vom Newtonschen Grundgesetz der Mechanik auszugehen, in das als wirkende Kraft die des jeweils betrachteten elektrischen oder magnetischen Feldes einzusetzen ist. Durch zweimalige Integration des Grundgesetzes der Mechanik ergibt sich die Bahngleichung für die Elektronenbewegung.

Die zur Ablenkung der Elektronenstrahlen benutzten elektrischen oder magnetischen Felder wirken analog wie Linsen, Spiegel oder andere lichtoptische Elemente zur Ablenkung der Lichtstrahlen. Sie führen je nach vorliegender Feldverteilung auf verschiedene Typen elektronenoptischer Elemente: Am bedeutendsten sind die durch geeignete inhomogene, meist rotationssymmetrische Feldanordnungen erzielbaren → Elektronenlinsen. Homogene Felder werden als → Elektronenprismen, d. h. lediglich als Ablenkelemente benutzt. Hinreichend starke Verzögerungsfelder haben die Wirkung eines → Elektronenspiegels. Bei der Behandlung der elektronenoptischen Elemente geht man — in Analogie zur Lichtoptik — auch von der Gaußschen Dioptrik (bzw. Katoptrik) aus, d. h., man berücksichtigt zunächst nur Paraxialstrahlen und erfaßt die auf achsenferne Strahlen zusätzlich vorhandenen Feldeinwirkungen durch die sich ergebenden elektronenoptischen → Abbildungsfehler.

Die E. dient als unentbehrliche Grundlage für die Konstruktion von Elektronenstrahlgeräten; ihr Anwendungsbereich erstreckt sich z. B. vom einfachen magischen Auge bis zu den komplizierten Großgeräten der Kernphysik. Elektronenlinsen, Elektronenprismen und Elektronenspiegel werden vor allem für elektronenoptische Abbildungsgeräte, z. B. Durchstrahlungselektronenmikroskop, Röntgenemissions-Mikroanalysator und Bildwandler, aber auch z. B. für Katodenstrahloszillographen, Massenspektrometer, Röntgenröhren und Elektronenvervielfacher benötigt.

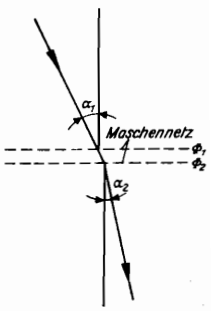
Lit. Picht: Einführung in die Theorie der Elektronenoptik (2. Aufl. Leipzig 1963).

elektronenoptischer Brechungsindex, → elektronenoptisches Brechungsgesetz.

elektronenoptisches Brechungsgesetz, eine dem Brechungsgesetz in der Lichtoptik analoge für die Elektronenoptik gültige Beziehung, die sich auf eine vorhandene brechende Fläche bezieht und nicht die kontinuierliche „Brechung" der Elektronenstrahlen in elektrischen und magnetischen Feldern erfaßt. Im Falle eines elektrischen Feldes kann eine Sprungfläche des Potentials in der Praxis (Abb.) wenigstens näherungsweise dadurch realisiert werden, daß man zwei eng benachbarte, parallel angeordnete Maschennetze auf verschiedene Potentiale (Φ_1, Φ_2) bringt, so daß sich zwischen ihnen eine Potentialdifferenz $\Delta\Phi$ einstellt. Für den Einfallswinkel α_1 und den Brechungswinkel α_2 ergibt sich die einfache Beziehung:

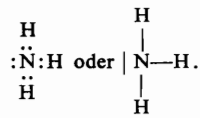
$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \sqrt{1 + \Delta\Phi/\Phi_1} = n_{el},$$

durch die der *elektronenoptische Brechungsindex* n_{el} definiert ist. Brechung zum Lot hin (*Sammelwirkung*) ergibt sich für positive $\Delta\Phi$, d. h. für ein Beschleunigungsfeld; Brechung vom Lot weg (*Zerstreuungswirkung*) ergibt sich für negative $\Delta\Phi$, d. h. für ein Verzögerungsfeld. Die brechende Wirkung der Sprungfläche des Potentials ist ferner vom Potential Φ_1 vor der ersten Grenzfläche bestimmt, durch die im wesentlichen die Geschwindigkeit der einfallenden Elektronen gegeben ist. Schnelle Elektronen (großer Wert von Φ_1) sind durch eine vorgegebene brechende Fläche wesentlich schwächer beeinflußbar als langsamere Elektronen.



Angenäherte Realisierung einer brechenden Fläche (Sprungfläche des Potentials) in der Elektronenoptik

Elektronenpaar, zwei Elektronen entgegengesetzten Spins, die entweder an einer Bindung beteiligt sind oder demselben Valenzzustand eines Atoms angehören (→ Antiteilchen). Ein E., das einem Atom allein angehört und an der Bildung einer Bindung nicht beteiligt ist, bezeichnet man als *einsames* oder *freies E.* So hat das Stickstoffatom im NH_3-Molekül ein einsames E. Die symbolische Schreibweise ist



Elektronenpaarabstoßung, Näherungsmethode zur Behandlung der Stereochemie von Molekülen. Die E. veranschaulicht die sich aus dem Pauli-Prinzip ergebende indirekte Folge, daß sowohl bindende als auch einsame Elektronenpaare in Molekülen die Tendenz haben, sich in möglichst weit voneinander entfernten Raumgebieten aufzuhalten.

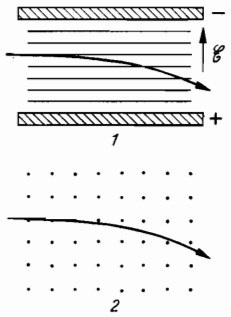
Elektronenpaarbindung, → chemische Bindung.

Elektronen-Phononen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit, *Elektron-Phonon-Mechanismus der Supraleitfähigkeit*, Effekt, der zum Auftreten einer anziehenden Wechselwirkung zwischen Leitfähigkeitselektronen entgegengesetzten Spins und entgegengesetzter Fermi-Grenzgeschwindigkeit führt und so die Bildung von Cooper-Paaren bewirkt (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Elektronenplatten, photographisches Material von hoher Empfindlichkeit für Aufnahmen mit dem Elektronenmikroskop. E. brauchen keine Sensibilisierung. Durch Einsatz hart arbeitender Platten oder solcher mit niedrigerem *Gamma* (→ photographische Schwärzung) ist es möglich, geringen oder hohen elektronenmikroskopischen Kontrast auszugleichen.

Elektronenpolarisation, 1) Teil der dielektrischen Polarisation eines Mediums, → Polarisation 3). 2) Existenz einer Vorzugsspinrichtung in einem Elektronenstrahl entsprechend → Polarisation 2). Es liegt *Längspolarisation* vor, wenn die Spinrichtung mit der Richtung des Elektronenimpulses zusammenfällt, und *Querpolarisation*, wenn die Richtung der E. senkrecht zur Elektronenimpulsrichtung liegt. Die Streuung des Elektrons an Atomkernen hängt von der Orientierung des Kernspins relativ zum Elektronenspin ab. Die Messung der Asymmetrie bei der Streuung von Elektronen an schweren Kernen ist die effektivste Methode des Nachweises der E. Polarisierte Elektronen erhält man durch Streuung unpolarisierter an schweren Kernen, durch *Compton-Streuung* zirkularpolarisierter γ-Quanten an Elektronen und Austritt von Elektronen aus aufmagnetisierten Ferromagnetika.

Elektronenprisma, ein zur Ablenkung eines Elektronenstrahls aus seiner ursprünglichen Richtung geeignetes elektronenoptisches Element. Als Ablenkanordnungen wendet man homogene elektrische Felder (Abb. 1) oder homogene magnetische Querfelder (Abb. 2) an. Im Gegensatz zur Ablenkung eines Lichtstrahls durch ein Glasprisma, die durch zwei plötzliche Richtungsänderungen an den Grenzflächen des Prismas erfolgt, hat das E. eine kontinuierliche



Ablenkung eines Elektronenstrahls: *1* im Feld eines Plattenkondensators (Äquipotentiallinien eingezeichnet), *2* im homogenen Querfeld (magnetisches Feld senkrecht zur Zeichenebene)

Ablenkwirkung. Ähnlich wie weißes Licht durch ein Glasprisma spektral zerlegt wird, werden im E. Elektronen unterschiedlicher Geschwindigkeit, d. h. unterschiedlicher Energie, verschieden stark abgelenkt.

Elektronenröhre, ein evakuiertes Gefäß mit mindestens zwei Elektroden, in der ein Elektronenstrom durch ein elektrisches Feld beschleunigt und durch elektrische und/oder magnetische Felder gesteuert wird. E.n sind wichtige Bauelemente in der Sende-, Empfangs-, Verstärker- und Regeltechnik. Nach der Anzahl der Elektroden unterscheidet man Zweipolröhre (Diode), Dreipolröhre (Triode), Vierpolröhre (Tetrode), Fünfpolröhre (Pentode), Sechspolröhre (Hexode), Siebenpolröhre (Heptode), Achtpolröhre (Oktode), Neunpolröhre (Enneode).

Für den Einsatz bei hohen Frequenzen wurden Spezialröhren entwickelt, die teilweise die Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden ausnutzen (→ Laufzeitröhren).

1) Wirkungsweise der Elektroden. Eine Katode emittiert durch Glühemission Elektronen, die diese in Form einer Raumladungswolke umgeben und durch ihre negative Ladung den weiteren Elektronenaustritt verhindern (→ Emission). Die Anode, die die Katode meist zylinderförmig umschließt, bestimmt durch ihr Potential die Höhe des fließenden Stromes, wenn kein Schirmgitter in der Röhre vorhanden ist. Das elektrische Feld zwischen Anode und Katode beschleunigt bei positiver Anodenspannung die Elektronen in Richtung zur Anode (→ Raumladungsgebiet, → Sättigungsstromgebiet, → Anodenverlustleistung). Das Steuergitter, das sich in Form einer Drahtwendel zwischen Anode und Katode befindet, beeinflußt durch sein Potential den elektrischen Feldverlauf zwischen Anode und Katode. Es steuert bei negativem Potential gegenüber der Katode den Elektronenstrom nahezu leistungslos. Für eine E. mit Anode, Katode und einem Steuergitter gilt für die den Anodenstrom steuernde Spannung U_{st} (*Steuerspannung*) die Formel $U_{st} = U_g + DU_a$. D ist der Durchgriff der Anode (s. u.). Das Schirmgitter in einer E. soll den Anodendurchgriff und die Gitter-Anoden-Kapazität senken. Es erhält ein Potential in der Höhe der Anodenspannung und wird wechselstrommäßig, d. h. über einen genügend großen Kondensator, mit der Katode verbunden. Für die Steuerspannung in einer Röhre mit einem Steuergitter und einem Schirmgitter gilt die Formel $U_{st} = U_g + D_s U_{g2} + DU_a$. D_s ist der Durchgriff des Schirmgitters. Will man den Durchgriff der Anode verringern,

müßte die Anodenspannung sehr groß gewählt werden, um den gleichen Anodenstrom zu erhalten. Durch Einführung des Schirmgitters konnte der Durchgriff der Anode wesentlich verringert werden. Bei einer Röhre mit Schirmgitter kommt es zur → Stromverteilung des Katodenstromes in Anoden- und Schirmgitterstrom.

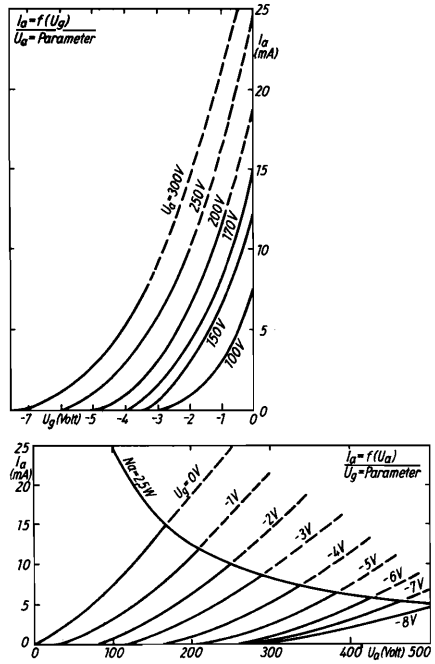
Das Bremsgitter soll die auftretenden Sekundärelektronen, die aus der Anode herausgeschlagen werden, zur Rückkehr zur Anode zwingen. Es befindet sich zwischen Schirmgitter und Anode und hat Katodenpotential.

2) Kennlinien der E. Sie geben die Abhängigkeit des Anodenstromes von einer bzw. mehreren Spannungen wieder. Von Interesse sind die Kennlinien $I_a = f(U_g)$, auch als Eingangskennlinie bezeichnet, und $I_a = f(U_a)$, auch als Ausgangskennlinie bezeichnet. Dabei werden die Spannungen an den anderen Elektroden konstant gehalten. Diese Kennlinienfelder dienen zur Dimensionierung der Schaltungen mit E.n.

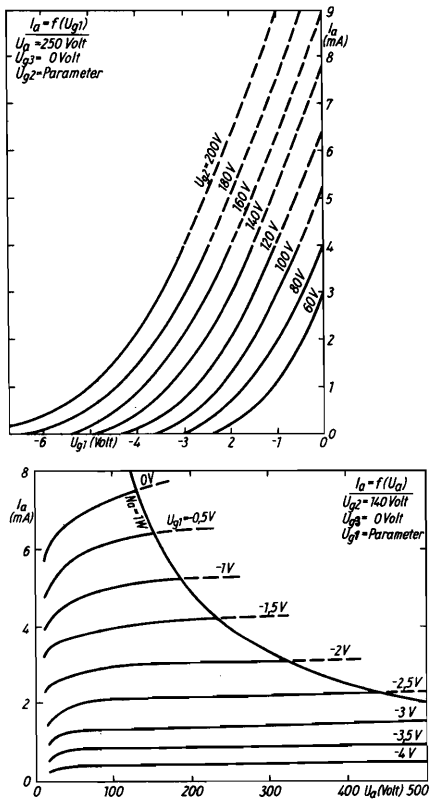
3) Kennwerte einer E. Bei den meisten Anwendungsfällen der E. sind die auftretenden Wechselspannungen und -ströme, die sich den Gleichspannungen und -strömen überlagern, sehr klein. Man kann sie mathematisch als Differentiale auffassen. Nur unter diesen Bedingungen gelten die Kennwerte Steilheit $S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g}\right)_{U_a = \text{konst.}}$, der Innenwiderstand $R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a}\right)_{U_g = \text{konst.}}$ und der Durchgriff $D = -\left(\frac{\partial U_g}{\partial U_a}\right)_{I_a = \text{konst.}}$ Die *Steilheit* stellt den Anstieg der Funktion $I_a = f(U_g)$ dar und drückt die Steuerwirkung einer kleinen Gitterspannungsänderung auf den Anodenstrom aus.

Der *Innenwiderstand* R_i ist der Quotient aus Anodenspannungsänderung und Anodenstromänderung bei konstanter Gitterspannung. Er kann ebenfalls aus den Kennlinien ermittelt werden, $1/R_i$ stellt den Anstieg der Funktion $I_a = f(U_a)$ dar. Pentoden haben größere Innenwiderstände als Trioden. Bei Tetroden wird der Innenwiderstand wegen der Sekundäremission zum Teil negativ. Der *Durchgriff D* gibt das Verhältnis der Steuerwirkung der Anode zu der des Steuergitters wieder (beim Durchgriff einer anderen Elektrode das entsprechende Verhältnis). Er kann ebenfalls aus den Kennlinien ermittelt werden und wird meist in Prozent angegeben. Oft findet man den Kehrwert des Durchgriffs, den Leerlaufverstärkungsfaktor μ. Er gibt die zu erreichende maximale Spannungsverstärkung im Leerlauf (d. h. ohne Außenwiderstand) für die jeweilige Röhre an. Ein weiterer Kennwert der E.n ist die *Röhrengüte*. Sie ist das Verhältnis der Steilheit S einer Röhre zu ihrem Durchgriff D. Für die Wechselstromleistung, die man einer Röhre bei Anpassung des Anodenwiderstandes an den Röhreninnenwiderstand maximal entnehmen kann, gilt $P = SU_g^2/4D$, wobei U_g den Effektivwert der Gitterwechselspannung bezeichnet. Die Kennwerte sind arbeitspunktabhängig und beschreiben das Verhalten der E.

Mit Hilfe der *Barkhausenschen Röhrenformel* („innere Röhrengleichung") $SDR_i = 1$ läßt



1 Kennlinien der Triode EC 92



2 Kennlinien der Pentode EF 86

sich aus zwei Kennwerten der dritte berechnen.

Elektronenschall, → Plasmaschwingungen.

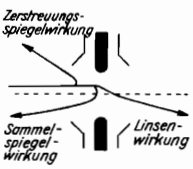
Elektronenschalter, → Oszillograph.

Elektronenschleuder, ein → Teilchenbeschleuniger.

Elektronenschwingungsspektrum, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Elektronensonde, ein Elektronenbündel geringen Querschnitts, das man durch geeignete elektronenoptische Verkleinerung einer Elektronenquelle erhält. Als Verkleinerungslinsen benutzt man außer rotationssymmetrischen Elektronenlinsen auch in zunehmendem Maße Quadrupollinsen. Die erzielbaren Sondendurchmesser liegen im Bereich von 10 nm. Die bedeutendsten E.n enthaltenden Geräte sind das → Rasterelektronenmikroskop, der → Röntgenemissions-Mikroanalysator und das → Röntgenschattenmikroskop, weiter elektronenoptische Strahlbearbeitungsgeräte, in denen ein im Vakuum angeordnetes Werkstück mit einer E. „bearbeitet" wird (Bohren, Schmelzen, Schweißen mit Elektronenstrahlen).

Elektronenspiegel, ein elektronenoptisches System, das die Richtung eines Elektronenstrahlenganges umkehrt. Als E. geeignet sind elektrische Verzögerungsfelder mit hinreichender Stärke, so daß die Elektronen innerhalb des Feldes auf die Geschwindigkeit Null abgebremst werden und so nach Reflexion an der Umkehrpotentialfläche unter Zunahme ihrer Geschwindigkeit sich zur Eintrittsseite zurückbewegen. Eine elektrostatische Einzellinse z. B. kann mit zunehmendem negativen Potential der Mittelelektrode (→ Elektronenlinse) zunächst als Sammelspiegel und dann als Zerstreuungsspiegel wirken (Abb.). Im ersten Falle können die Elektronen noch relativ weit in das Linsenzentrum vordringen, wo sie im Umkehrbereich auf stark gekrümmte Potentialflächen stoßen; im zweiten Falle erfolgt die Reflexion der Elektronen außerhalb des Linsenzentrums in einem Bereich wenig gekrümmter Äquipotentialflächen. Als E. sind auch hinreichend negativ aufgeladene, senkrecht zur optischen Achse aufgestellte ebene Elektroden geeignet (→ Elektronenspiegelmikroskop).



Wirkung einer elektrostatischen Einzellinse als Sammellinse, Sammelspiegel bzw. Zerstreuungsspiegel

Elektronenspiegelmikroskop (Tafel 50), ein elektronenoptisches Gerät zur direkten Abbildung von Oberflächen. Die etwas negativer als Katodenpotential aufgeladene Objektoberfläche wirkt als → Elektronenspiegel. Da die Elektronen vor dem Objekt zur Umkehr gezwungen werden, erfolgt keine direkte Wechselwirkung des bilderzeugenden Elektronenbündels mit der zu untersuchenden Objektoberfläche. Der Bildkontrast entsteht mittelbar durch das durch Störungen der Objektoberfläche verzerrte Potentialfeld vor dem Objekt, wodurch den Elektronen an der Umkehrstelle zusätzliche tangentiale Geschwindigkeitskomponenten übertragen werden. Es entsteht so eine Art Schattenabbildung. Erfaßbar sind mit dieser Methode nicht nur geometrische, sondern auch elektrische und magnetische Inhomogenitäten der Objektoberfläche. Das Auflösungsvermögen des Gerätes ist etwas besser als das des Lichtmikroskops. Man unterscheidet in gerätetechnischer Hinsicht zwei Grundtypen: das Gerät mit geradsichtiger Anordnung und das Gerät mit Umlenkfeld (Abb.).

Elektronenspin, → Elektron, → Spin.

Elektronenspinresonanz, svw. paramagnetische Elektronenresonanz.

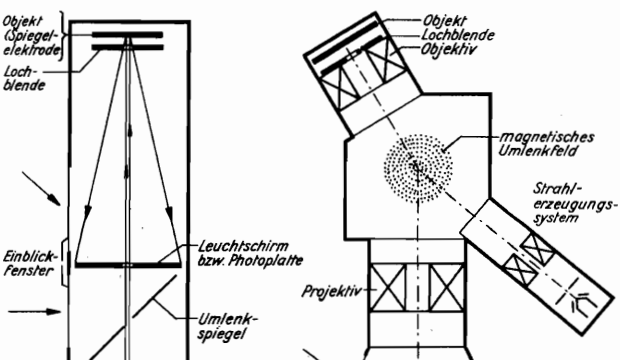
Elektronenstoßionisation, → Ionisation.

Elektronenstrahl, mittels Beschleunigung und Bündelung erzeugter Strahl von sich in gleicher Richtung bewegenden Elektronen. Die geradlinige Ausbreitung der E.en ist nur im Vakuum möglich, da sonst durch Stöße mit anderen Teilchen Richtungsänderungen auftreten. Allerdings behalten hochenergetische E.en auch beim Durchgang durch Gas, Flüssigkeiten oder Festkörper ihren Strahlencharakter bei. In verdünnten Gasen können E.en durch ihre Wechselwirkung mit den Gasmolekülen sichtbar gemacht werden (→ Fadenstrahl). E.en lassen sich durch elektrische und magnetische Felder ablenken. E.en kann man auf mehrere Arten erzeugen:

1) durch Glüh-, Feld- und Photoemission (→ Elektronenemission) als *Katodenstrahlen* mit einer Elektronenenergie 10000 bis 100000 eV, 2) durch Beschleunigung von Elektronen im Betatron, Elektronensynchrotron oder Elektronenzyklotron (damit erreicht man Elektronenenergien bis zu 20000 MeV) und 3) beim Betazerfall, wobei die Energien der E.en zwischen 100000 eV und einigen MeV liegen.

Die Geschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Feld richtet sich nach der Beschleunigungsspannung U (Bewegungsgesetze der Elektronen, → Elektron). Es ist möglich, die Geschwindigkeit der Elektronen nahe an die Lichtgeschwindigkeit heranzubringen, so daß ihre Masse mehr als das 10^3-fache ihrer Ruhmasse beträgt. Beim Durchgang von E.en durch Materie tritt → Elektronenbeugung auf. Wegen des Elektronenspins ist es möglich, den E. zu polarisieren (Elektronenpolarisation, → Polarisation 2). Durch die kinetische Energie der E.en können metallische Stoffe erwärmt werden (→ Elektronenstrahlerwärmung).

Elektronenstrahlerwärmung, das Erhitzen vor allem metallischer Stoffe durch die kinetische Energie von Elektronenstrahlen. Der Elektronenstrahl wird hierbei durch Glühemission er-



Grundtypen von Elektronenspiegelmikroskopen: *a* „Geradsichtige" Anordnung, *b* Gerät mit Umlenkfeld

zeugt, beim Durchlaufen magnetischer und elektrischer Felder gebündelt und beschleunigt. Die E. wird eingesetzt zur Gewinnung von Reinstmetallen in Elektronenstrahlschmelzöfen (→ Elektronenstrahlschmelzverfahren), zum Schweißen schwer schmelzbarer Metalle unter Vakuum (Elektronenstrahlschweißen) und zur Feinstbearbeitung von Halbleiter- und Mikrobauelementen in Elektronenstrahlbearbeitungsanlagen.

Elektronenstrahlgerät, ein Elektronengerät, dessen Wirkungsweise auf dem Vorhandensein und der Steuerung eines eng gebündelten Elektronenstrahls beruht. Das wichtigste E. ist die Braunsche Röhre, die in verbesserter Form im Katodenstrahloszillographen bzw. in abgewandelter Form als Bildröhre im Fernsehempfänger benutzt wird.

Elektronenstrahloszillograph, → Oszillograph.

Elektronenstrahlröhre, svw. Katodenstrahlröhre.

Elektronenstrahlschmelzverfahren, ein Verfahren, nach dem durch die Ausnutzung der kinetischen Energie beschleunigter Elektronen im Vakuum hochreine Metalle, Legierungen, Halbleiter und keramische Werkstoffe geschmolzen werden können. Die zum Schmelzen notwendige Wärme wird beim Auftreffen der Elektronen auf das Schmelzgut frei. Zu diesem Zweck wird in *Elektronenstrahlöfen* im Vakuum (10^{-4} bis 10^{-5} Torr) durch eine Glühkatode ein starker Elektronenstrahl erzeugt, der beschleunigt und elektronenoptisch gebündelt wird. Dieses Schmelzen mit Elektronen hat vor den anderen Schmelzverfahren der modernen Vakuumtechnik (Vakuum-Induktionsschmelzen, Vakuum-Lichtbogenschmelzen) folgende grundsätzliche Vorteile: 1) Der Schmelzprozeß kann bei einem fast beliebig kleinen effektiven Druck erfolgen, wodurch im Zusammenhang mit den hohen Temperaturen eine sehr gute Entgasung der Materialien sowie ein Ausdampfen vieler unerwünschter Fremdstoffe bewirkt wird. 2) Die Schmelzgeschwindigkeit und damit der Entgasungsprozeß lassen sich weitgehend steuern. 3) Im Gegensatz zu den anderen Vakuumschmelzverfahren können auch schlecht leitende Werkstoffe geschmolzen werden. 4) Die Elektronenenergie wird fast vollständig im Schmelzgut in Wärme umgewandelt. Durch Ablenkung des fokussierten Strahles und durch Variation der Fokussierung ist eine gewünschte Aufteilung der Energie auf die Prozeßvorgänge (Abschmelzen, Überhitzen, Entgasen, Verdampfen, Gießen) möglich. 5) Die Energie kann nach einem bestimmten zeitlichen und geometrischen Programm auf Abschmelzstab und Oberfläche der Schmelze im Kristallisator verteilt werden.

Heute arbeiten Anlagen mit Leistungen bis zu 1200 kW. Die Abb. zeigt das Schema eines 45-kW-Elektronenstrahl-Mehrkammerofens.

Der Vorteil derartiger Öfen besteht darin, daß zwischen Strahlkammer und Ofenkammer ein Druckgefälle von zwei Größenordnungen aufrechterhalten werden kann und daß plötzliche Gasausbrüche im Ofenraum keine schädlichen Rückwirkungen auf die Elektronenstrahlerzeugung haben.

Lit. M. v. Ardenne: Tabellen zur Angewandten Physik, 2 Bde (2. Aufl. Berlin 1962).

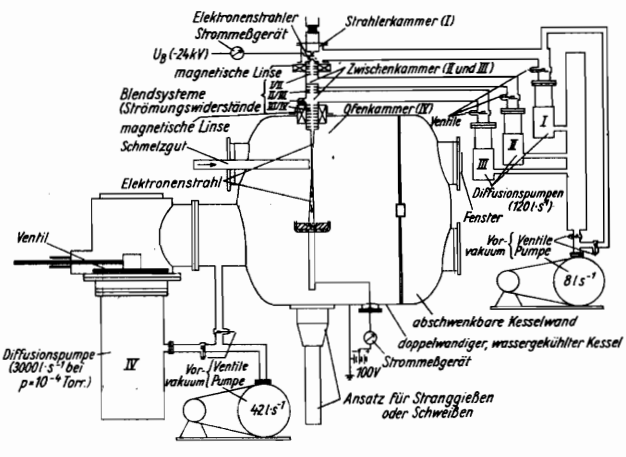
Elektronensynchrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Elektronentemperatur, ein Begriff zur Charakterisierung der Energie eines Ensembles von Ladungsträgern, speziell von Elektronen. Die quasifreien Ladungsträger eines Halbleiters haben im Gleichgewicht die gleiche Temperatur wie der gesamte Kristall. Die E. wird häufig eingeführt, um die über den thermodynamischen Gleichgewichtswert erhöhte mittlere Energie heißer → Ladungsträger zu beschreiben. Das ist möglich, wenn sich die Verteilung näherungsweise durch eine Fermi- oder Maxwell-Funktion darstellen läßt. Im *Halbleiter* kann die E. dabei für verschiedene Untergruppen von Ladungsträgern (leichte und schwere *Löcher*, Elektronen in miteinander *entarteten Tälern*) verschieden sein, wenn in der Umgebung der jeweiligen Bandkante auf Grund der verschiedenen effektiven Massen in Feldrichtung die Träger durch ein äußeres elektrisches Feld unterschiedlich „aufgeheizt" werden.

Über E. im Plasma → Plasma.

Elektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern, svw. Einelektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern.

Elektronenuhr, ein Zeitmeßgerät, bei dem zur Bestimmung einer Zeitdauer eine Elektronenstrahlröhre dient. Anstelle des sonst üblichen Zeigers wird ein Elektronenstrahl benutzt, der auf einer Braunschen Röhre sichtbar gemacht wird. Unter dem Einfluß der entstehenden elektrischen und magnetischen Felder wandert er in einer dem Zeitrhythmus angepaßten Geschwindigkeit über den Leuchtschirm und beschreibt dabei einen leuchtenden Kreis bzw. einen Strich, der mit einer aufgelegten Skale zwecks Auswertung zur Deckung gebracht werden kann, oder die gemessene Zeitdauer wird durch Ablenkimpulse auf der von dem Elektronenstrahl beschriebenen Strecke markiert. Bei einer Frequenz des Elektronenstrahls von 1 kHz umfaßt die Zeitskale 1 μs, d. h., einer Frequenz von 1 Hz entspricht auf dem Schirm die Dauer von 1 μs. Da das menschliche Auge diese Anzahl von Leuchtimpulsen nicht getrennt zu erfassen vermag, müssen zur Laufzeitbestimmung die Impulse photographisch aufgezeichnet und nachfolgend ausgewertet werden.



Schema eines 45-kW-Elektronenstrahl-Mehrkammerofens

Die E. ist besonders zur Kurzzeitmessung geeignet.

Elektronenvolt, eV, eine Einheit der Energie, die besonders in der Atomphysik angewendet wird. Vorsätze erlaubt. Ein Teilchen, das die Elementarladung e trägt, erhält eine kinetische Energie von 1 eV, wenn es durch eine Potentialdifferenz von einem Volt beschleunigt wurde. $1\ \text{eV} = 1 \cdot (1{,}60206 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-19}\ \text{As} \cdot 1\ \text{V} = (1{,}60206 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-12}\ \text{erg} = (1{,}60206 \pm 0{,}00003) \cdot 10^{-19}\ \text{Ws}$. In der Kernphysik ist die Einheit *Megaelektronenvolt* (MeV) $= 10^6$ eV gebräuchlich. Die Endenergie in modernen Teilchenbeschleunigern wird meist in *Gigaelektronenvolt* (GeV) $= 10^9$ eV angegeben.

Elektronenwellen, → Materiewellen.

Elektronen-Whistler, → Whistler.

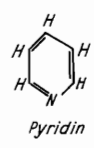
Elektronenwolke, ein Modell zur Beschreibung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons an einem bestimmten Ort. Nach der statistischen Deutung quantenmechanischer Ergebnisse ist es nicht möglich, dem Elektron im Atom, Molekül oder Kristall einen genauen Ort zuzuschreiben, sondern für einen bestimmten Ort nur eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\psi(\vec{r})|^2$.

$\psi(\vec{r})$ ist die entsprechende quantenmechanische Wellenfunktion für das betrachtete Elektron, $\vec{r}$ bezeichnet den „Ort". Diese Ortswahrscheinlichkeitsdichte multipliziert mit der Elektronenladung e ergibt eine Raumladungsdichte $e\,|\psi(\vec{r})|^2$, die E. genannt wird.

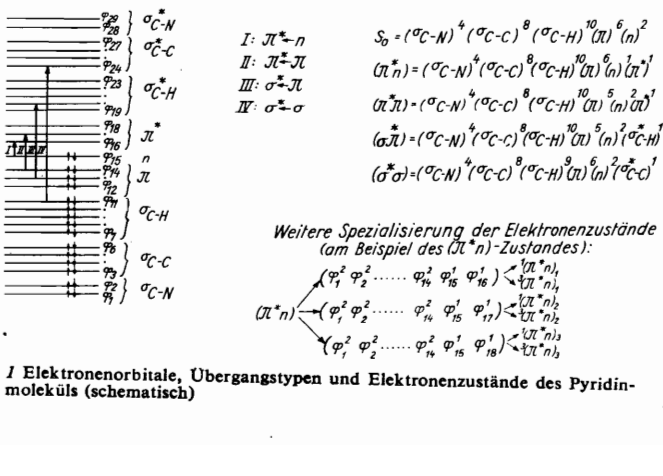
Elektronenzustände mehratomiger Moleküle, stationäre quantenmechanische Zustände der Elektronengesamtheit eines mehratomigen Moleküls, die zusammen mit den quantisierten Schwingungen und Rotationen des Kerngerüsts das Energieniveauschema der Moleküle bestimmen. Man kann die E. m. M. nach der → Methode der Molekülzustände genähert durch die Angabe der besetzten Elektronenzustände, d. h. durch Angabe der Elektronenkonfiguration beschreiben. Abb. 1 zeigt die Elektronenzustände des Pyridinmoleküls mit 30 Valenzelektronen; die Rumpfelektronen von abgeschlossenen Elektronenschalen können unberücksichtigt bleiben. Der jeweilige Orbitaltyp ist in Form der Symbole σ, π bzw. n angegeben. σ charakterisiert ein im Bereich einer Bindung lokalisiertes Elektron (in der Abb. in Klammern hinzugefügt), π ein nicht im Bereich einer Bindung lokalisiertes z. B. über den ganzen Pyridinring verteiltes Elektron, schließlich n ein an einem Heteroatom lokalisiertes Elektron. Ist die Gesamtelektronenzahl im Molekül gerade und liegt keine Entartung vor, so ist der Elektronengrundzustand ein spinabgesättigter Singulettzustand S_0. Bei den folgenden Ausführungen wird ein solcher S_0-Grundzustand vorausgesetzt.

Angeregte Zustände, soweit sie für die Spektroskopie wesentlich sind, entstehen normalerweise durch *Einelektronenanregung*, während die gleichzeitige Anregung von zwei oder mehr Elektronen im allgemeinen keine Rolle spielt. Die wichtigsten Typen von Elektronenanregungen sind: 1) $\pi^* \leftarrow n$-*Übergänge*, d. h., die Überführung eines Elektrons aus einem lokalisierten n-Orbital in ein antibindendes π-Orbital führt zu den Zuständen ($\pi^* n$). Diese Übergänge treten bei heteroatomaren Verbindungen auf, also z. B. bei zyklischen Verbindungen, bei denen die Ringkohlenstoffatome durch andere Atome, z. B. Stickstoff oder Schwefel, ersetzt sind. Sie führen zu Absorptionen im UV/S-Spektralbereich. 2) $\pi^* \leftarrow \pi$-*Übergänge*, die bei allen ungesättigten Verbindungen auftreten; die zugehörigen Absorptionen können im gesamten UV/S-Spektralbereich erscheinen. 3) $\sigma^* \leftarrow \pi$-*Übergänge* und 4) $\sigma^* \leftarrow \sigma$-*Übergänge*, die wesentlich größere Energien als die Anregungstypen 1) und 2) benötigen. Ihre Absorptionen liegen im Vakuum-UV.

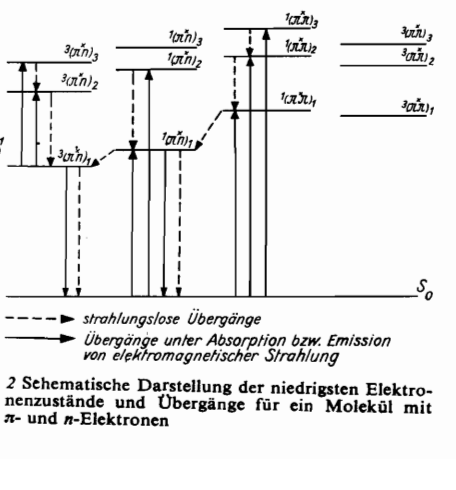
Von einem bestimmten Anregungstyp, z. B. $\pi^*\pi$, gibt es stets eine ganze Reihe von Zuständen; ihre Numerierung erfolgt in der Kurzbezeichnung der Zustände durch einen rechten unteren Index. Ein linker oberer Index bezeichnet die Multiplizität des Zustandes: Je nachdem, ob die Spins der beiden Elektronen in den beiden einfach besetzten Molekül-Orbitalen antiparallel oder parallel stehen, handelt es sich um *Singulett-* oder *Triplettzustände*, z. B. charakterisiert $^3(\pi^* n)_2$ den zweiten Triplettan-



Pyridin



1 Elektronenorbitale, Übergangstypen und Elektronenzustände des Pyridinmoleküls (schematisch)



2 Schematische Darstellung der niedrigsten Elektronenzustände und Übergänge für ein Molekül mit π- und n-Elektronen

regungszustand vom Typ (π^*n). Bei den zur gleichen Konfiguration gehörenden Singulett- und Triplettanregungszuständen liegen letztere gemäß der → *Hundschen Regel* im allgemeinen energetisch tiefer. Abb. 2 zeigt ein verallgemeinertes Termschema für die niedrigsten Elektronenanregungszustände eines mehratomigen Moleküls mit π- und n-Elektronen, und zwar eines heteroatomaren, ungesättigten Systems, z. B. eines organischen Farbstoffs. Die ausgezogenen Pfeile repräsentieren erlaubte Übergänge unter Lichtabsorption (↑) bzw. Lichtemission (↓).

Elektronenzustände zweiatomiger Moleküle, stationäre Quantenzustände der Elektronengesamtheit oder einzelner Elektronen im Molekül bei räumlich fixierten Lagen der Atomkerne; auch Gesamtheit der zur Kennzeichnung der E. z. M. erforderlichen Quantenzahlen. Die Elektronenstruktur eines Moleküls kann man sich auf drei Arten entstanden denken: 1) durch Zusammenführung der beiden getrennten Atome vom Kernabstand ∞ auf den Kernabstand im Molekül, 2) durch Aufspaltung des vereinigten Atoms vom Kernabstand Null auf den Kernabstand im Molekül, 3) durch Auffüllung von Einzelelektronenzuständen nach der → Methode der Molekülzustände gemäß dem → Pauli-Prinzip. Die Elektronenzustände gehören zu einem durch die beiden Atomkerne bzw. Atomrümpfe fixierten Zweizentrensystem. Das Potential in der entsprechenden Schrödinger-Gleichung setzt sich aus den Potentialen beider Zentren und dem mittleren Potential der restlichen Elektronen zusammen.

Die Klassifikation der Elektronenzustände erfolgt durch *Quantenzahlen*, die die Werte bestimmter Erhaltungsgrößen des Elektronensystems kennzeichnen. Bei Vernachlässigung aller → Spin-Bahn-Wechselwirkungen, die durch magnetische und relativistische Effekte zustandekommen, ist die Gesamtwellenfunktion ein Produkt aus einem nur von den Ortsvektoren der Elektronen abhängigen Bahnanteil und einer Spinwellenfunktion. Entsprechend der Rotationssymmetrie des Problems bezüglich der Molekülachse hat die entsprechende Komponente des gesamten Bahndrehimpulses einen festen Wert (Eigenwert) $\hbar M_L$ in Richtung der Kernverbindungslinie. Dabei bedeuten $\hbar$ die Plancksche Konstante und M_L eine positive oder negative ganze Zahl. Aus einem Elektronenzustand des vereinigten Atoms mit der Drehimpulsquantenzahl L gehen Molekülzustände mit $M_L = -L$ bis $+L$ hervor. Diejenigen Molekülzustände, die sich nur im Vorzeichen von M_L, also klassisch durch Umkehrung des Drehsinnes um die Molekülachse unterscheiden, haben auch dieselbe Energie, die in Analogie zum Stark-Effekt bei Atomen im äußeren elektrischen Feld nur von $\Lambda \equiv |M_L|$ abhängt. Daher sind alle Zustände mit $\Lambda \neq 0$ zweifach entartet. Die Quantenzahl Λ dient zur Grobklassifizierung der Elektronenzustände, die in Analogie zur Bezeichnungsweise bei der Elektronenhülle der Atome für $\Lambda = 0, 1, 2 \ldots$ als Σ-, Π-, Δ-*Zustände* bezeichnet werden. Im Gegensatz zum Bahndrehimpuls hat beim Gesamtspin $\vec{S}$ der Elektronen nicht nur die Komponente in Achsenrichtung mit der Quantenzahl $M_S = -S \cdots +S$, sondern auch das Quadrat $\vec{S}^2 = \hbar^2 S(S+1)$ des gesamten Spindrehimpulses einen bestimmten festen Wert, da durch die geringere Symmetrie des Moleküls gegenüber dem freien Atom zunächst, d. h. ohne Spin-Bahn-Kopplung, nur der Bahnanteil beeinflußt wird. Mit S und M_S stehen daher zwei zusätzliche Quantenzahlen zur Kennzeichnung der Molekülzustände zur Verfügung. Wie bei den Elektronenzuständen in Atomen erfolgt auch in Molekülen eine energetische Aufspaltung der Zustände durch Spin-Bahn-Wechselwirkungen, die zu einer Multiplizität aller Terme führt. Den insgesamt $2S+1$ verschiedenen Einstellungen $M_S = -S \cdots +S$ des Spindrehimpulses zur Molekülachse entsprechen für $\Lambda \neq 0$ verschiedene Energien, so daß jeder dieser Zustände in $2S+1$ Zustände unterschiedlicher Energie aufspaltet, dagegen sind Σ-Zustände ($\Lambda = 0$) für beliebige Werte von S stets einfach. $2S+1$ wird als *Multiplizität* des jeweiligen Elektronenzustandes bezeichnet, die Zahl $2S+1$ wird als linker oberer Index an das Bahndrehimpulssymbol angefügt, z. B. ${}^3\Pi$ ist ein Zustand mit $\Lambda = 1$ und $S = 1$. Zur genauen Charakterisierung der Multiplettkomponente dient als rechter unterer Index die Quantenzahl $\Omega = |M_L + M_S|$ zum Betrag des Gesamtdrehimpulses der Elektronen um die Kernverbindungslinie, z. B. hat das Triplett ${}^3\Pi$ die Komponenten ${}^3\Pi_2$, ${}^3\Pi_1$, ${}^3\Pi_0$. Moleküle mit gerader Elektronenzahl können nur ungerade Multipletts haben und umgekehrt. Alle Komponenten eines Molekülmultipletts sind im Unterschied zur Landéschen Intervallregel bei den Atomen näherungsweise äquidistant. Die Multiplettaufspaltung nimmt mit wachsender Elektronenzahl zu. Sie liegt größenordnungsmäßig zwischen 1 und $10^3\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Die vorstehend beschriebene Klassifizierung der Elektronenzustände beruht auf der Russell-Saunders-Kopplung, die Kopplung zwischen Spin und Bahndrehimpuls muß also schwach sein. Dies trifft vorwiegend für leichte Moleküle zu. Bei schweren Molekülen können infolge *jj*-Kopplung die Quantenzahlen Λ, S und M_S ihre Bedeutung verlieren.

Eine stets durchführbare Charakterisierung der Elektronenzustände, die für die Auswahlregeln und damit für die beobachtbaren Spektren wesentlich ist, liefern die Symmetrieeigenschaften der Elektroneneigenfunktionen bezüglich Spiegelungen. Für die nichtentarteten Σ-Zustände gilt: Bleibt deren Wellenfunktion bei Spiegelung der Elektronenkoordinaten an einer durch die Kernverbindungslinie gehenden Ebene unverändert, so wird der Zustand mit Σ^+ bezeichnet, ändert die Wellenfunktion ihr Vorzeichen, mit Σ^-. Bei gleicher Ladung beider Kerne gibt es für die Elektronenterme die Symmetriecharaktere gerade (g) oder ungerade (u), je nachdem, ob die Elektroneneigenfunktion bei der Spiegelung an dem dann vorhandenen Symmetriezentrum ungeändert bleibt oder ihr Vorzeichen wechselt.

Elektronenzustandsdichte in Supraleitern, → Einelektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern.

Elektronenzwilling, → Antiteilchen.

Elektronik, die Physik des steuerbaren, freien Elektrons und dessen technische Anwendung.

elektronische Eigenschaften

Die ersten freien Elektronen wurden in Form von Katodenstrahlen bei Gasentladungen bereits 1858 von Plücker und Hittorf untersucht. Heute erzeugt man freie Elektronen vorwiegend durch die Glühemission und durch die Photoemission (→ Elektronenemission). Immer größere Bedeutung gewinnt auch die Feldemission. Die wichtigste Anwendung des freien Elektrons erfolgt in Form des → Elektronenstrahls als praktisch trägheitslosen Schalters in der Hochvakuumelektronenröhre. Durch die Steuerung des Elektronenstromes mittels eines oder mehrerer Gitter zwischen Katode und Anode kann diese als Verstärker, Empfänger oder Sender benutzt werden; eine nur aus Glühkatode und Anode bestehende Röhre, die Diode, stellt einen ausgezeichneten Gleichrichter dar. Da man Elektronen durch geeignete elektrische und magnetische Felder in gleicher Weise beeinflussen kann wie Lichtstrahlen durch Linsen, ist die → Elektronenoptik ein weites Feld der angewandten E. Verbindet man eine Photozelle mit einem Sekundärelektronenvervielfacher, so erhält man einen Strahlungsempfänger, mit dem man Verstärkungsfaktoren bis 10^{10} bei ausgezeichneter Zeitauflösung (bis 10^{-10} s) und geringem Rauschen erhalten kann. Durch die Entdeckung des → Transistors 1948 erhielt die *Festkörperelektronik* einen entscheidenden Auftrieb. Durch Ausnutzung des inneren Photoeffektes bei einer Reihe von Halbleiterbauelementen, z. B. Halbleiterphotowiderstände, Photoelemente, Photodioden, Solarzellen, Phototransistoren, kann man bequem durch Lichtstrahlung den elektrischen Strom beeinflussen. Beim Halbleiter-Laser ist es umgekehrt, d. h. durch Stromeinwirkung können Lichtstrahlen moduliert werden. Die verschiedenen Arten von → Halbleiterdioden können ebenfalls vielseitig eingesetzt werden. Auf Grund der Wechselwirkung von Elektronen mit den Atomen von Festkörpern entsteht → Röntgenstrahlung, oder es können mittels Elektroneninterferenzen Strukturuntersuchungen durchgeführt werden.

Elektronische Geräte, worunter man allgemein sämtliche Geräte versteht, die Elektronenröhren oder Halbleiterbauelemente enthalten, werden vornehmlich in der Nachrichtentechnik, in der Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik, Medizintechnik, bei elektronischen Rechenautomaten sowie elektronischen Sicherheits- und Überwachungseinrichtungen verwendet. In Verbindung mit den anderen Bauelementen der Elektrotechnik dienen sie zur Verstärkung, Modulation und Demodulation, Gleichrichtung, Zeitvorgabe, Zeitdehnung und elektrischen Leistungssteuerung sowie zur trägheitslosen Schaltung elektrischer Größen. Die Reaktionszeiten (ms und μs) dieser Röhren und Halbleiter sind z. T. sehr viel kleiner als die von mechanischen oder pneumatischen Bauelementen. Die Bauelementedichte in elektronischen Geräten kann mittels der → Mikroelektronik noch wesentlich gesteigert werden.

Die Anwendung der E. in der Industrie kann z. B. auf dem Gebiet der stufenlosen Drehzahlregelung an Werkzeugmaschinen, der Feuchtigkeitsregelung bei Textilien, der Registerregelung an Mehrfarbenrotationsdruckmaschinen, der Schweißmaschinensteuerung und der Programmsteuerung an Pressen, Zentrifugen, Papierschneidemaschinen u. dgl. erfolgen und bildet eine wichtige Voraussetzung für die erfolgreiche Mechanisierung und Automatisierung vieler Prozesse. Die elektronische Meßtechnik bildet auch die Grundlage für die Meßmethoden der Kerntechnik. Mit Hilfe der E. lassen sich Arbeitsproduktivität und Qualität auf den betreffenden Anwendungsgebieten wesentlich erhöhen.

Lit. Bitterlich: E. (Wien, New York 1967); Davis u. Weed: Grundlagen der industriellen E. (dtsch 1958); Rose: Fundamente der E.; Einzelteile, Bausteine, Schaltungen (Berlin 1959); Rumpf: Bauelemente der E. (5. Aufl. Berlin 1966); Kretzmann: Handb. der industriellen E. (Berlin 1963).

elektronische Eigenschaften, ein Sammelbegriff für Eigenschaften von Festkörpern, die durch die Elektronen im Festkörper hervorgerufen werden. Zu den e.n E. gehören die Transporteigenschaften, wie elektrische Leitfähigkeit, elektronische Wärmeleitfähigkeit, Magnetowiderstand und Hall-Effekt, ferner die spezifische Wärme der Elektronen, die optischen Eigenschaften, wie Reflexion und Absorption, sowie magnetische Eigenschaften.

elektronischer Eingangswiderstand, der bei Elektronenröhren zwischen Steuergitter und geheizter Katode bei hohen Frequenzen gemessene Widerstand. Durch die Laufzeit der Elektronen zwischen Katode und Steuergitter erhält der Gitterstrom einen Wirkanteil, d. h., der Eingangswiderstand einer Röhre sinkt. Der elektronische E. $R_{el} = 20/S\omega^2\tau^2$ in kΩ fällt mit dem Quadrat der Frequenz. Dabei ist S die Steilheit der Röhre, ω die Kreisfrequenz und τ die Laufzeit der Elektronen zwischen Katode und Steuergitter.

elektronischer Spannungsmesser, ein elektrisches Meßgerät für Gleichspannungen und/oder Wechselspannungen. Der elektronische S. besteht aus einem Verstärker mit Transistoren oder (nur noch selten) Elektronenröhren (*Röhrenvoltmeter*) für die Verstärkung der Meßspannung, einer Meßgleichrichterschaltung (bei Wechselspannungsgeräten) und einem Drehspulinstrument für die Anzeige. Gleichspannungen werden meist am Eingang des elektronischen S.s mit einem mechanischen oder elektronischen Zerhacker in Wechselspannungen umgeformt, da Wechselspannungsverstärker bei der erforderlichen Verstärkungskonstanz geringeren Aufwand erfordern als Gleichspannungsverstärker. Der Hauptvorteil dieser Geräte ist der hohe Eingangswiderstand, der der Meßstelle nur sehr wenig Leistung entnimmt, wodurch eine Grundforderung für die Spannungsmessung erfüllt wird. Die Meßungenauigkeit beträgt in der Regel einige Prozent. Die elektronischen S. werden im gesamten Nieder-, Mittel- und Hochfrequenzbereich verwendet und gehören zu den wichtigsten schwachstromtechnischen Laborgeräten.

elektronischer Zusammenbruch, → Hochdruckphysik 1, 4 B).

elektronisches Bildwiedergabeverfahren, *Electronic Video Recording, EVR,* von P. Goldmark 1969 vorgestelltes Verfahren, bei dem die Bildinformation durch einen Elektronenstrahl, der dem Bildinhalt entsprechend intensitätsmoduliert ist, im Vakuum auf einen sehr

feinkörnigen Halogensilberfilm aufgezeichnet wird. Der Vorteil des Verfahrens besteht in der Ausschaltung aller optischen Bildübertragungssysteme, die die Auflösung verringern könnten. Anschließend wird der Film wie jeder Photofilm entwickelt. Das Gerät arbeitet mit unperforiertem 16-mm-Film bei einer Arbeitsbreite von 9,75 mm und einer Geschwindigkeit von 12,7 cm/s. Grundsätzlich ist auch die Aufzeichnung von Farbbildern möglich, dafür wird aber die doppelte Filmmenge benötigt, da neben den Helligkeitssignalen noch die codierten Farbsignale aufgezeichnet werden müssen. Eine 18-cm-Spule mit 225 m Film enthält bei Schwarzweißaufnahmen auf zwei Spuren 180000 Einzelbilder und reicht für 1 Stunde Spieldauer. Die Tonaufzeichnung erfolgt auf einer Randmagnetspur, die Bildwiedergabe über einen Lichtpunktabtaster, der die abgetasteten Informationen in elektrische Signale umsetzt und am Ausgang ein hochfrequentes Signal liefert, das an jeden Fernsehapparat angelegt werden kann.

Elektron-Neutrino, → Neutrino.

Elektron-Phonon-Mechanismus der Supraleitfähigkeit, → Elektronen-Phononen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit.

Elektron-Phonon-Streuung, durch Phononenvernichtung oder -erzeugung bewirkte Zustandsänderung eines Leitungselektrons. Sie erfolgt nach folgender Beziehung $\vec{k}' - \vec{k} = \pm(\vec{q} + \vec{g})$. Dabei bedeuten $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ Anfangs- bzw. End-Quasiimpuls des Leitungselektrons, $\vec{q}$ den Quasiimpuls des Phonons und $\vec{g}$ einen Gittervektor im reziproken Gitter. Prozesse mit $\vec{g} = 0$ sind Normal-Prozesse (N-Prozesse), solche mit $\vec{g} \neq 0$ Umklapp-Prozesse (U-Prozesse).

Bei N-Prozessen bleibt der Gesamtquasiimpuls des Elektronen-Phononen-Systems unverändert, bei U-Prozessen wird ein Quasiimpuls $\hbar\vec{g}$ vom Elektronen-Phononen-System der Schwerpunktbewegung des Gitters zugeführt. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante. Sind zwei oder mehrere Leitungsbänder teilweise besetzt, so können die Leitungselektronen mittels N-Prozessen das Leitungsband wechseln. Man spricht dann von *Elektron-Phonon-Interband-Streuung* (→ Streuung B 5).

Elektron-Phonon-Wechselwirkung, → Streuung B 5).

Elektron-Photon-Kaskade, → Antiteilchen.

Elektron-Positron-Feld, → Dirac-Gleichung.

Elektron-Positron-Paar- → Antiteilchen.

Elektrooptik, zusammenfassende Bezeichnung für die Erscheinungen, die durch Beeinflussung der optischen Eigenschaften von Festkörpern durch äußere elektrische Felder hervorgerufen werden. Dazu gehören der → Stark-Effekt, der → Franz-Keldysch-Effekt, der → Pockels-Effekt, der → Kerr-Effekt sowie die → Elektroabsorption und → Elektroreflexion.

Elektroosmose, *Elektroendosmose*, eine elektrokinetische Erscheinung bei der Elektrolyse durch ein Diaphragma. Kleine Teilchen nehmen in Flüssigkeiten die angrenzende Flüssigkeitshaut mit, die infolge der vorhandenen Doppelschicht meist negativ geladen ist. Sind die Teilchen jedoch unbeweglich, z. B. in einem Diaphragma, so wird die Flüssigkeit in einem elektrischen Feld bewegt. Ionen in der Flüssigkeit können die E. aufheben oder sogar den Effekt umkehren. Die E. findet technische Anwendung zum Entsalzen von Wasser, zur Entwässerung von Torf, Farbpasten oder Kolloiden (z. B. Leim) und zum Austrocknen von feuchtem Mauerwerk.

Lit. Handb. der Physik, Bd XX (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956).

Elektropherographie, → Elektrophorese.

Elektrophor, Anordnung zur beliebigen „Erzeugung" von Elektrizität. Die Scheibe eines Dielektrikums (Hartgummi, Vinidur, Polystyrol), die auf einer geerdeten, leitenden Platte liegt, wird durch Reiben aufgeladen. Darauf wird ein Metalldeckel mit einem isolierenden Griff gelegt. Infolge von Influenz tritt an der Unterseite eine positive und an der Oberseite eine negative Ladung auf. Die letztere wird durch Erden abgeleitet, so daß der Metalldeckel nach dem Abheben positiv geladen ist. Der Versuch kann nach einmaligem Reiben beliebig oft wiederholt werden. Die notwendige Energie wird durch Arbeitsleistung beim Abheben aufgebracht.

Elektrophorese, die Erscheinung, daß molekulare oder kolloide Teilchen einer Lösung sich in einem elektrischen Feld bewegen. Kleine Teilchen nehmen in Flüssigkeiten die angrenzende Flüssigkeitshaut mit, die infolge der auftretenden Doppelschicht (→ Berührungsspannung) meist negativ geladen ist. In einem elektrischen Feld wandern die Teilchen also in Feldrichtung oder entgegengesetzt. Man spricht von *Kataphorese*, wenn die Teilchen zur Katode wandern, und von *Anaphorese*, wenn sie zur Anode wandern. Die E. gehört zu den → elektrokinetischen Erscheinungen und ist der Umkehreffekt zur Elektroosmose. Der analoge Vorgang bei niedermolekularen Ionen wird *Ionophorese* genannt. Elektrophoretische Vorgänge werden vorwiegend zur Trennung von Polyelektrolytmolekülen, insbesondere von Proteinen, oder von Isotopen angewandt.

Bei der *freien E.* wird die (meist gepufferte) Lösung unmittelbar eingesetzt. Zur Stabilisierung gegen störende Konvektionen kann durch einen inerten Zusatzstoff ein Dichtegradient erzeugt werden (*Dichtegradientenelektrophorese*). Bei der *pH-Gradientenelektrophorese* wird in der Lösung eine pH-Abstufung erzeugt und auf diese Weise erreicht, daß die Polyelektrolytmoleküle im Bereich desjenigen pH-Wertes angesammelt werden, der ihrem → isoelektrischen Punkte entspricht. Diese Arbeitsweise wird auch *elektrophoretische Fokussierung* genannt. Bei der *Gegenstromelektrophorese* wird ein Flüssigkeitsstrom entgegengesetzt zur Wanderungsrichtung des interessierenden Ions so eingeregelt, daß die elektrophoretische Wanderung gerade durch die Mitführung in der Flüssigkeitswanderung aufgehoben wird. Dieses Verfahren ist als *Gegenstrom-Ionophorese* vor allem für die Trennung niedermolekularer Ionen (Isotope) geeignet. Bei der *Elektropherographie* oder *Trägerelektrophorese* wird die Flüssigkeit durch den Träger gegen Konvektion stabilisiert. Mitunter wird hierbei durch die Mitwirkung von Adsorptions- oder gelchromatographischen Ausschlußwirkungen eine bessere Auftrennung erreicht (*Zonenelektrophorese*). Je nach dem angewandten Hilfsmittel spricht man von *Papier-*,

elektrophoretischer Effekt

Gel- (*Stärkegel-*, *Agarosegel-*, *Polyakrylamidgel-*) Elektrophorese und bei Anwendung sehr dünner stabilisierter Flüssigkeitsschichten von *Dünnschichtelektrophorese*. Mit letzterer läßt sich eine sehr schnelle Trennung, allerdings an nur sehr kleinen Mengen, ausführen.

Die Terminologie für die mannigfachen Kombinationen von Methoden, die alle auf dem Prinzip der E. beruhen, ist nicht einheitlich.

Lit. Handb. der Physik, Bd XII/2 (Leipzig 1933); Hand. der Physik, Bd XX (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956).

elektrophoretischer Effekt, eine → interionische Wechselwirkung

elektrophoretisches Potential, svw. Sedimentationspotential.

elektropositiv, Bezeichnung für diejenigen Elemente, die unter Abgabe von Elektronen leicht positive Ionen bilden. E.e Elemente sind z. B. die Alkali- und Erdalkalimetalle. Dagegen bilden die Halogene und die Elemente der VI. Hauptgruppe des Periodensystems leicht negative Ionen; sie werden *elektronegativ* genannt.

Elektroreflexion, eine Meßmethode nach dem Prinzip der → Modulationsspektroskopie, bei der die von einem modulierten elektrischen Zusatzfeld hervorgerufenen Änderungen im Reflexionsvermögen eines Festkörpers studiert werden. Die Spektren der E. bestehen im allgemeinen aus mehreren scharfen Linien, wobei sowohl positive als auch negative Änderungen des Reflexionsvermögens mit dem elektrischen Feld vorkommen. Die energetischen Lagen dieser Linien korrelieren mit starken Änderungen in der Dichte der an optischen Übergängen beteiligten Energiezustände und geben damit über Energiedifferenzen in der Energiebandstruktur an kritischen Punkten Aufschluß

Elektroretinographie, Registrierung der bioelektrischen Spannungen, die bei Belichtung des Auges von der Netzhaut oder dem Augenbalken ableitbar sind. Das *Elektroretinogramm* besteht aus einer initialen negativen *a-Welle* mit Spannungen bis zu 120 μV, der eine deutliche positive *b-Welle* mit Spannungen bis zu 600 μV folgt. Hieran schließt sich je nach den Versuchsbedingungen eine negative Welle und eine langsame positive *c-Welle* an. Die Entstehung der einzelnen Wellen ist noch nicht vollständig geklärt.

Elektroskop, svw. Blättchenelektroskop.

Elektrostatik, die Lehre von den Eigenschaften und Wechselwirkungen ruhender elektrischer Ladungen, die stets Vielfache der → elektrischen Elementarladung sind. Auf der Grundlage der Kraft $\vec{F}$ zwischen elektrischen Ladungen im → elektrischen Feld wird aus dem → Coulombschen Gesetz gemäß $\vec{F} = q\vec{E}$ die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ in einem Punkt $\vec{r}$ des Volumens V mit der Raumladungsdichte ϱ zu

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \int_V \frac{\varrho \, \mathrm{d}V}{r^3} \vec{r}$$

erhalten. Weil in der E. stets gilt

$$\oint_L \vec{E} \, \mathrm{d}\vec{l} = 0, \qquad (1)$$

d. h., daß zur Verschiebung einer elektrischen Ladung auf einem geschlossenen Weg kein Arbeitsaufwand entsteht, hat die elektrische Feldstärke das Potential $\varphi = \int_L \vec{E} \, \mathrm{d}\vec{l}$, wobei $\mathrm{d}\vec{l}$ die infinitesimale Verschiebung längs des Weges L im elektrischen Feld bedeutet. Bei gegebenem Potential φ errechnet sich die elektrische Feldstärke zu $\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi$. Mit Hilfe des Stokesschen Satzes der Integralrechnung läßt sich (1) auch schreiben als $\oint_L \vec{E} \, \mathrm{d}\vec{l} = \int_A \mathrm{rot}\,\vec{E} \, \mathrm{d}\vec{A} = 0$, wobei L eine die Fläche A berandende Kurve darstellt, und woraus

$$\mathrm{rot}\,\vec{E} = 0 \qquad (2)$$

folgt. Gemäß dem *Gaußschen Satz der E.* ist $\oint_A \vec{D} \, \mathrm{d}\vec{A} = \int_V \varrho \, \mathrm{d}V$, wobei $\vec{D}$ die elektrische Verschiebung und $\mathrm{d}\vec{A}$ das nach außen orientierte Flächenelement der Oberfläche A des mit der Raumladungsdichte ϱ erfüllten Volumens V ist, so daß $\vec{D}\mathrm{d}\vec{A}$ den Verschiebungsfluß durch die Oberfläche A bedeutet. Nach dem Gaußschen Satz der Integralrechnung ist $\oint_A \vec{D} \, \mathrm{d}\vec{A} = \int_V \mathrm{div}\,\vec{D} \, \mathrm{d}V$ somit also $\int_V \varrho \, \mathrm{d}V$ und damit

$$\mathrm{div}\,\vec{D} = \varrho. \qquad (3)$$

Auf der Grundlage des Coulombschen Gesetzes und des Gaußschen Satzes der E. lassen sich also die Grundgleichungen (2) und (3) ableiten, die die E. mathematisch in differentieller Form definieren. Die Gleichung (3) gilt für Vakuum mit $\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$ und für den stofferfüllten Raum mit $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$. Der Wirkung der Stoffe auf das elektrische Feld wird also durch die Polarisation $\vec{P}$ Rechnung getragen. Wenn $\vec{P}$ proportional zu $\vec{E}$ ist, wird die relative Dielektrizitätskonstante ε_r eingeführt, und es ergibt sich $\vec{D}$ zu $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} = \varepsilon\vec{E}$, so daß aus $\mathrm{div}\,\vec{D} = \mathrm{div}\,(\varepsilon\vec{E}) = \varepsilon\,\mathrm{div}\,\vec{E} + \vec{E} \cdot \mathrm{grad}\,\varepsilon = \varrho$ die Beziehung $\mathrm{div}\,\vec{E} = (1/\varepsilon) \cdot (\varrho - \vec{E} \cdot \mathrm{grad}\,\varepsilon)$ folgt.

Die Aufgabe der E. besteht nun darin, zu den gegebenen Ladungen $Q_1, \ldots, Q_n$ oder zu der gegebenen Ladungsverteilung $\varrho(\vec{r})$ das zugehörige elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r})$ zu finden. Hierfür wird in der Praxis z. B. die geometrische Anordnung metallischer Elektroden und deren Spannung φ gegeben. Ladungen existieren allgemein auf den Elektrodenoberflächen und speziell eventuell auch zusätzlich noch im Raum zwischen den Elektroden. Gesucht wird also im allgemeinen Fall, d. h. im ladungsfreien Raum, die Lösung des Differentialgleichungssystems

$$\mathrm{rot}\,\vec{E} = 0, \quad \mathrm{div}\,\vec{E} = 0$$

mit gegebenen Potentialwerten φ an den Begrenzungsflächen (Elektroden), wobei $\mathrm{rot}\,\vec{E} = 0$ schon durch den Ansatz $\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi(\vec{r})$ identisch erfüllt wird, so daß $\mathrm{div}\,\vec{E} = -\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\varphi = 0$ zu lösen bleibt. Wegen $\mathrm{div}\,\mathrm{grad}\,\varphi = \Delta\varphi$ wird der allgemeine Fall auf die Lösung der Laplaceschen Gleichung

$$\Delta\varphi = 0$$

in einem Raumgebiet zurückgeführt, wo φ auf der Begrenzungsfläche des Gebietes bekannt ist.

Im speziellen Fall, also bei (zusätzlichem) Vorhandensein einer Raumladungsdichte ϱ, wird die Lösung des Differentialgleichungssystems

$\mathrm{rot}\,\vec{E} = 0$, $\quad \mathrm{div}\,\vec{D} = \varrho$,
$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$ im Vakuum und
$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ im Stoff mit der Polarisation $\vec{P}$

gesucht. Der Ansatz $\vec{E} = -\mathrm{grad}\,\varphi$ führt für Vakuum auf die Lösung der Laplace-Poissonschen Gleichung

$$\Delta\varphi = -\varrho/\varepsilon_0 .$$

Von der E. aus hat sich die gesamte Elektrizitätslehre bis hin zur → Elektrodynamik entwickelt. Thales von Milet (600 v. u. Z.) kannte schon die anziehende Wirkung von Bernstein, der an einem Tuch gerieben worden war. Vom griechischen Wort „elektron" für Bernstein leitet sich das Wort elektrisch ab. Im 18. Jahrhundert wurde an statisch elektrisch aufladbaren Stoffen wie Bernstein, Glas, Harze u. ä. eine Grunderscheinung der E., die → Influenz, erkannt. Mit der Aufstellung des Coulombschen Gesetzes (1785) und der Übertragung des Potentialbegriffs der Newtonschen Gravitationstheorie durch Poisson (1811) waren die Grundlagen für die umfassende mathematische Beschreibung der E. geschaffen worden, die Maxwell in genialer Weise bis zur umfassenden Theorie des elektromagnetischen Feldes weiterentwickelte (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes).

Lit. Simonyi: Grundgesetze des elektromagnetischen Feldes (Berlin 1963), Theoretische Elektrotechnik (Berlin 1971).

elektrostatische Bindung, → chemische Bindung.
elektrostatische Einzellinse, → Elektronenlinsen.
elektrostatische Elektronenschwingungen, → Plasmaschwingungen.
elektrostatische Induktion, → Influenz 1).
elektrostatische Ionenschwingungen, → Plasmaschwingungen.
elektrostatischer Radius, → Kernradius.
elektrostatisches Feld, → elektrisches Feld.
elektrostatisches Meßinstrument, svw. Elektrometer.

Elektrostriktion, 1) die Entstehung von elastischen Spannungen sowie von Form- und Volumenänderungen eines ungeladenen Isolators in einem elektrischen Feld. Nicht zur E. sind die Verformungen des Dielektrikums zu rechnen, die durch die Anziehung der Kondensatorplatten entstehen können. Zur E. gehören nur die Veränderungen infolge der Kraftwirkungen auf die inneren Teile des Dielektrikums. Dabei ist der Aggregatzustand gleichgültig. Analytisch berechnen kann man diese Kraftwirkungen aus der funktionalen Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ε vom Ort im Körper und von der Dichte der Substanz. In Flüssigkeiten und Gasen gibt es im Gleichgewicht nur eine Art von elastischer Spannung, nämlich den allseitig gleichen Druck p. Wenn p und ε in Abhängigkeit von der Dichte bekannt sind, kann die Gleichgewichtsbedingung integriert werden. Für eine schwach kompressible Flüssigkeit, deren Dichte ϱ also annähernd konstant ist, gilt für den Druckunterschied $\Delta p = (\varepsilon_0/2) \cdot E^2 \cdot \varrho \cdot \mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}\varrho$. Dabei ist ε_0 die Feldkonstante des Vakuums und E die elektrische Feldstärke.

In festen Isolatoren sind die Volumen- bzw. Längenänderungen im allgemeinen proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke und unabhängig von der Feldrichtung. Überlagert man einem statischen Gleichfeld E_0 ein elektrisches Wechselfeld E_1, so tritt ein Effekt proportional E_1 mit der Grundfrequenz f und ein quadratischer Elektrostriktions-Effekt ($\sim E_1^2$) mit der ersten Oberwelle $2f$ auf. Der Wechselfeld-Elektrostriktions-Effekt verschwindet oberhalb einer für die Substanz charakteristischen Frequenz, nämlich dann, wenn die Umorientierung der Dipole dem Feld nicht mehr folgen kann (→ Polarisation 3). Die E. wird besonders in Ultraschallgeneratoren angewendet.

2) die Volumenabnahme von Elektrolytlösungen, die darauf beruht, daß die Dipole des Lösungsmittels (Wasser) im stark inhomogenen Felde der Ionen orientiert und komprimiert werden.

Elektrostriktionskonstante, der Proportionalitätsfaktor Q in der Beziehung $S = Q\vec{P}^2$. Dabei ist S die Scherungsdeformation, und $\vec{P}$ ist die Polarisation. Diese Beziehung ist für isotrope paraelektrische Substanzen gültig. Für anisotrope paraelektrische und ferroelektrische Kristalle gelten komplizierte tensorielle Zusammenhänge.
elektrothermischer Homogeneffekt, → Thermoelektrizität.
Elektrovalenz, → chemische Bindung.
elektroviskoser Effekt, Erscheinung, daß jede Flüssigkeitsströmung in einer Kapillare ein Strömungspotential erzeugt, das eine elektroosmotische Flüssigkeitsbewegung in entgegengesetzter Richtung verursacht. Dies ergibt eine scheinbare Erhöhung der Viskosität.
Elektrowärme, *elektrische Wärmeerzeugung,* die durch Umwandlung aus elektrischer Energie gewonnene Wärmeenergie. Die Gewinnung von E. hat gegenüber der Wärmegewinnung aus Brennstoffen besondere Vorteile: Es können bestimmte Temperaturen eingehalten, hohe Temperaturen erreicht und genau örtlich begrenzt werden, außerdem entstehen keine Abfallprodukte.

Die Erwärmung kann indirekt oder direkt erfolgen. Bei der indirekten Erwärmung entsteht die Wärme in Heizleitern aus Draht mit hohem spezifischem Widerstand und hoher Schmelztemperatur (z. B. Chromnickellegierungen), in einem Lichtbogen oder in einem durch Induktion stromdurchflossenen Gefäß, dessen Wandung die Sekundärwicklung (Windungszahl 1) eines Transformators bildet. Die Wärme wird durch Leitung, Strahlung oder Konvektion auf das Behandlungsgut übertragen. Bei der direkten Erwärmung entsteht die Wärme unmittelbar im Behandlungsgut; dieses ist Teil des Stromkreises oder bildet das verlustbehaftete Dielektrikum eines Kondensatorfelds.

Je nach Art der Gewinnung von E. unterscheidet man direkte und indirekte → Widerstandserwärmung, Infrarotstrahlungserwärmung (→ Infrarot), Lichtbogenerwärmung (→ Lichtbogen), → induktive Erwärmung und → dielektrische Erwärmung (→ Hochfrequenzerwärmung), → Mikrowellenerwärmung, → Elektronenstrahlerwärmung und Erwärmung durch Laserstrahl (→ Laser).

Die E. wird angewendet zur elektrischen Heizung, im Haushalt (Koch-, Bratgeräte u. a.) und in der Industrie (Trocken-, Härte-, Schmelz- und Schweißeinrichtungen).

Element, → Elemente.
Elementaranregung, → Quasiteilchen, → lineare mechanische Schwingungen.
Elementarbezirke, svw. Weißsche Bezirke.
Elementarbündel, *geometrisch optisches E.,* ein von einem Lichtpunkt ausgehendes und ein un-

endlich kleines Flächenelement einschließendes Strahlenbündel. Der Strahlenraum bei der Abbildung endlich großer Objekte setzt sich aus unendlich vielen E.n zusammen.

Elementarladung, → elektrische Elementarladung, → Ladung.

Elementarlänge, eine in Analogie zum Planckschen Wirkungsquantum h hypothetisch angenommene kleinste, universelle Länge der Größenordnung 10^{-13} cm; existiert sie, so hat es keinen Sinn, von physikalischen Objekten kleinerer Ausdehnung zu sprechen. Für die Größenordnung der E. wurden zunächst der gegenseitige Abstand der Nukleonen im Atomkern, die Compton-Wellenlänge des Protons $h/(m_p c) = 1{,}32 \cdot 10^{-13}$ cm und ähnliche Abschätzungen angenommen. Auf Grund der genaueren Untersuchungen der Nukleonenstruktur und der Überprüfung der Gültigkeitsgrenzen der Quantenelektrodynamik bis herab zu 10^{-15} cm erscheint zumindest die angegebene Größenordnung der E. zweifelhaft. Als untere Grenze für die E. muß jedoch die Größenordnung 10^{-33} cm genommen werden (→ Plancksche Elementarlänge). Die E. geht in verschiedene Theorien der Elementarteilchen direkt ein (→ Heisenbergsche Theorie der Urmaterie).

Elementarmagnet, kleinste magnetische Einheit, deren Verhalten die magnetischen Eigenschaften eines Systems bestimmt. Bei der theoretischen Behandlung eines Körpers kann von Struktur und inneren Wechselwirkungen der E.e abgesehen werden. So werden im Heisenberg-Modell die atomaren magnetischen Momente, in der Langevinschen Theorie des Paramagnetismus die Molekülmomente (*Molekularmagnet*) und beim Supermagnetismus die Momente kleiner Teilchen als E. aufgefaßt.

Elementarmasche, *E. einer Netzebene* (*hkl*), ein Parallelogramm mit Gitterpunkten als Eckpunkten, das keine weiteren Gitterpunkte enthält (→ Elementarzelle). Der Flächeninhalt A_{hkl} der E. einer Netzebene (*hkl*) eines primitiven Gitters mit den Gitterkonstanten $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$ ist gleich

$$A_{hkl} = abc \sqrt{\begin{aligned}&(h/a)^2 \sin^2\alpha + (k/b)^2 \sin^2\beta + \\ &+ (l/c)^2 \sin^2\gamma + \\ &+ 2hk\,(\cos\alpha\cos\beta - \cos\gamma)/(ab) \\ &+ 2kl\,(\cos\beta\cos\gamma - \cos\alpha)/(bc) \\ &+ 2lh\,(\cos\gamma\cos\alpha - \cos\beta)/(ca)\end{aligned}}$$

Elementaroszillation, → lineare mechanische Schwingungen.

Elementarparallelepiped, → Elementarzelle.

Elementarprozesse, 1) in der Hochenergiephysik Prozesse der gegenseitigen Umwandlung und Erzeugung von Elementarteilchen unter dem Einfluß der starken, elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkung. E. sind z. B. Kernreaktionen, Paarerzeugung, Absorption und Emission von Photonen oder Mesonen durch geladene Teilchen (Baryonen).

2) im Plasma stattfindende Prozesse mit Energieaustausch zwischen Atomen oder Molekülen und Elektronen oder Photonen. Sie erfolgen meist als Zweierstöße, z. B. die *Anregung* als Stoß eines Photons oder Elektrons, der ein Hüllenelektron auf ein höheres Niveau hebt; der Umkehrprozeß führt zur Emission von Spektrallinien. Neutralatome oder Moleküle elektronegativer Gase können ein oder mehrere Elektronen zusätzlich auf freien Plätzen ihrer äußeren Elektronenschale anlagern. Diese *Anlagerung* unter Abgabe der Anlagerungsenergie, -arbeit oder -wärme tritt in Laborplasmen und in der Ionosphäre auf. Durch direkte Ionisierung von Molekülen entstandene Molekülionen sind meist nicht sehr stabil und zerfallen nach Aufnahme einer geringen Dissoziationsenergie in ein Atomion und ein Neutralatom. Für diese *Dissoziation* genügt die thermische Energie der Nachbarteilchen fast immer. Bei genügender Annäherung eines Ions an ein neutrales Atom kann es zu einem Ladungsaustausch zwischen ihnen kommen. Diese *Umladung* erklärt das zunächst unerwartete Auftreten schneller Neutralteilchen in einem Plasma damit, daß sie aus beschleunigten Ionen entstanden sind. Die für das Plasma interessantesten E. sind die *Ionisierung* (→ Ionisation) und ihr Umkehrprozeß, die → Rekombination.

Elementarteilchen, die einfachsten bisher bekannten physikalischen Systeme. Die E. lassen sich mit den gegenwärtig zur Verfügung stehenden Energien nicht in einfachere Gebilde zerlegen, sondern wandeln sich unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen Wechselwirkung und unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze für Energie, Impuls, Drehimpuls und bestimmte Quantenzahlen ineinander um oder zerfallen in andere, stabile E.; ihre mittlere Lebensdauer τ liegt zwischen $\approx 10^{-23}$ s für die kurzlebigen Resonanzen und ∞ für die stabilen E.; ihre scheinbaren linearen Abmessungen liegen bei 10^{-13} cm und darüber (→ Elementarlänge).

Die stabilen E. Elektron (e), Proton (p) und Neutron (n) sind die Bausteine der Atome und aller daraus aufgebauten materiellen Systeme wie Moleküle, Kristalle usw. bis hinauf zu den lebenden Organismen; andere E. fand man in der kosmischen Strahlung oder bei Kernprozessen (z. B. beim Betazerfall des Neutrinos) bzw. konnte sie mit Hilfe großer Teilchenbeschleuniger erzeugen, wozu Strahlen von Protonen oder Elektronen fast auf Lichtgeschwindigkeit gebracht und dann auf geeignete Materialien, die Targets, geschossen werden. Die nicht direkt sichtbaren Elementarprozesse, wie Reaktionen oder Zerfälle von E., werden mittels besonderer Nachweisinstrumente für E. sichtbar bzw. meßbar gemacht (→ Hochenergiephysik).

Die E. lassen sich durch die Größen Ruhmasse m_0, Spin J, elektrische Ladung Q, magnetisches Moment μ, Isospin I, Hyperladung Y, Baryonenzahl A, Parität P sowie G- und C-Parität für Mesonen ohne Hyperladung charakterisieren (→ Quantenzahl). Nach ihrer Masse, ihrer Teilnahme an den verschiedenen Wechselwirkungen und der für sie gültigen Statistik unterscheidet man vier verschiedene Familien von E.: 1) das → Photon γ; 2) die → Leptonen: die Neutrinos Elektron-Neutrino ν_e und Müon-Neutrino ν_μ, Elektron e, Müon μ und ihre Antiteilchen; 3) die → Mesonen: Pion π, Kaon K, Eta-Meson η, die Mesonenresonanzen und die zugehörigen Antiteilchen; 4) die → Baryonen: die Nukleonen Proton p und Neutron n, die Hyperonen Lambda-Hyperon Λ, Sigma-Hyperon Σ, Xi-Hyperon Ξ und das Omega-Hyperon Ω, die Baryonenresonanzen

Tabelle der Elementarteilchen

(nach einer Tab. von A. H. Rosenfeld u. a., Rev. Mod. Phys. Vol. 43, No. 2. April 1971)

A) gegenüber starker Wechselwirkung stabile Teilchen

Klasse	Symbol		Quantenzahlen I^G	I_3	(J^P)	C_n	Y	m_0	magnetisches Moment μ	mittlere Lebensdauer τ	wichtige Zerfallsarten Zerfallsmode [Verzweigungsverhältnis in %]
Photon	γ		0,1	·	(1^-)	—	·	$0(< 0{,}2\cdot10^{-31})$	·	stabil	·
Leptonen	ν_e	$\bar{\nu}_e$	·	·	(1/2)	·	·	$0(< 6\cdot10^{-5})$	·	stabil	·
	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	·	·	(1/2)	·	·	$0(< 1{,}6)$	·	stabil	·
	e^+	e^-	·	·	(1/2)	·	·	0,511004	$1{,}001159\,64\cdot\frac{m_p}{m_e}$	stabil	·
	μ^+	μ^-	·	·	(1/2)	·	·	105,66	$1{,}001166\cdot\frac{m_p}{m_\mu}$	$2{,}20\cdot10^{-6}$	$e\nu_\mu\bar{\nu}_e$ [100]
Mesonen	π^+	π^-	1^-	1	(0^-)	·	0	139,6	0	$2{,}6\cdot10^{-8}$	$\mu\nu_\mu$[100]
	π^0		1^-	0	(0^-)	+	0	135,0	0	$0{,}8\cdot10^{-16}$	$\gamma\gamma$ [99] γe^+e^- [1]
	K^+	K^-	1/2	1/2	(0^-)	·	1	493,8	0	$1{,}24\cdot10^{-8}$	$\mu\nu_\mu$[64] $\pi\pi^0$ [21] 3π [7] $\mu\pi^0\nu$ [3] $e\pi^0\nu$ [5]
	K^0	$\bar{K}^0$	1/2	−1/2	(0^-)	·	1	497,8	$< 0{,}04\cdot\frac{m_p}{m_K}$	50% K_s, 50% K_l	
	K_s		1/2	·	(0^-)	·	·	·	·	$0{,}86\cdot10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$ [69] $\pi^0\pi^0$ [31]
	K_l		1/2	·	(0^-)	·	·	·	·	$5{,}4\cdot10^{-8}$	$3\pi^0$ [22] $\pi^+\pi^-\pi^0$ [13] $\pi\mu\nu_\mu$ [27] $\pi e\nu_e$ [39] $\pi^+\pi^-$ [0,16] $\pi^0\pi^0$ [0,09]
	η		0^+	0	(0^-)	+	0	548,8	·	$\Gamma = 2{,}7$ keV	neutrale Zerfälle [72], geladene Zerfälle [28]
Baryonen	p	$\bar{p}$	1/2	1/2	$(1/2^+)$	·	1	938,26	2,79278	stabil	
	n	$\bar{n}$	1/2	−1/2	$(1/2^+)$	·	·	939,55	−1,91315	$0{,}93\cdot10^{3}$	$pe\bar{\nu}_e$ [100]
	Λ^0		0	0	$(1/2^+)$	·	0	1115,6	$-0{,}70\pm0{,}07$	$2{,}5\cdot10^{-10}$	$p\pi^-$ [64] $n\pi^0$ [36]
	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1	1	$(1/2^+)$	·	0	1189,4	$2{,}6\pm0{,}5$	$0{,}8\cdot10^{-10}$	$p\pi^0$ [52] $n\pi^+$ [48]
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1^-	0	$(1/2^+)$	·	·	1192,5	·	$< 1{,}0\cdot10^{-14}$	$\Lambda\gamma$ [100]
	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1^-	−1	$(1/2^+)$	·	·	1197,3	·	$1{,}5\cdot10^{-10}$	$n\pi^-$ [100]
	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1/2	1/2	$(1/2^+)$	·	−1	1314,7	·	$3{,}0\cdot10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$ [100]
	Ξ^-	$\bar{\Xi}^+$	1/2	−1/2	$(1/2^+)$	·	·	1321,3	·	$1{,}7\cdot10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$ [100]
	Ω^-	Ω^+	0	0	$(3/2^+)$	·	−2	1672,4	·	$1{,}3\cdot10^{-10}$	$\Xi\pi$ [50] $\Lambda\bar{K}$ [50]

B) Mesonenresonanzen

Symbol	Quantenzahlen I^G	(J^P)	C_n	Masse m_0	Halbwertsbreite Γ in MeV	wichtige Zerfallsarten Zerfallsmode [Verzweigungsverhältnis in %]
η (549)	0^+	(0^-)	+	$548{,}8\pm0{,}6$	$2{,}7\pm0{,}7$ keV	neutrale Zerfälle [72], $\pi^+\pi^-\pi^0 + \pi^+\pi^-\gamma$ [28]
η_{0^+} (700) oder ε (700)	0^+	(0^+)	+	≈ 750	$\gg 100$	$\pi\pi$ [100]
ω (784)	0^-	(1^-)	−	$783{,}9\pm0{,}3$	$11{,}4\pm0{,}9$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ [90] $\pi^0\gamma$ [9] $\pi^+\pi^-$ [1]
η' (958)	0^+	(0^-)	+	$957{,}5\pm0{,}8$	< 4	$\eta\pi\pi$ [64] $\pi^+\pi^-\gamma(\varrho^0\gamma)$ [29] $\gamma\gamma$ [7]
Φ (1019)	0^-	(1^-)	−	$1019{,}5\pm0{,}6$	$4{,}0\pm0{,}3$	K^+K^- [46] K_lK_s[35] $\pi^+\pi^-\pi^0$ [18]
η_{0^+} (1070) oder S* (1070)	0^+	(0^+)	+	1070 ± 30	150···300	$\pi\pi$ [< 65] $K\bar{K}$ [> 35]
f (1260)	0^+	(2^+)	+	1269 ± 10	150 ± 25	$\pi\pi$ [≈ 80] $2\pi^+2\pi^-$ [7] $K\bar{K}$ [≈ 5]
D (1285)	0^+	(1^+)	+	1286 ± 4	33 ± 4	$K\bar{K}\pi$ [100]
E (1422)	0^+	(0^-)	+	1422 ± 4	69 ± 8	$K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$ [50]$_N$ (1016) π [50]
f' (1514)	0^+	(2^+)	+	1514 ± 5	73 ± 23	$\pi\pi$ [< 14] $K\bar{K}$ [72] $K^*\bar{K} + \eta\,\bar{K}^*K$ [10] $\eta\pi\pi$ [18 $\eta\eta$ [< 40]
Φ_N (1650)	1^+	(?)	−	1664 ± 13	141 ± 17	$\varrho\pi$, 5 π
π^+ (140) } π^0 (135) }	1^-	(0^-)	+	s. Tab. A	s. Tab. A	s.Tab. A
ϱ (765)	1^+	(1^-)	−	765 ± 10	125 ± 20	$\pi\pi$ [≈ 100]
δ (962)	$\geqq 1$	(?)	·	962 ± 5	< 5	·
π_N (975)	1^-	(0^+)	+	975 ± 10	58 ± 11	$\eta\pi$
π_N (1016)	1^-	(0^+)	+	1016 ± 10	≈ 25	$K^\pm K^0$, $\eta\pi$
A1 (1070)	1^-	(1^+)	+	1070 ± 20	50···200	3π [≈ 100]

Symbol	Quantenzahlen I^G (J^P) C_n	Masse m_0	Halbwertsbreite Γ in MeV	wichtige Zerfallsarten Zerfallsmode [Verzweigungsverhältnis in %]
B (1235)	1^+ $(\underline{1^+})$ $-$	1233 ± 10	100 ± 20	$\omega\pi$ [≈ 100] $\pi\pi$ [< 30]
$A2_L$*) (1290)	1^- (2^+) $+$	1290	≈ 25	$\varrho\pi$, $\eta\pi$, $\bar{K}K$
$A2_H$*) (1310)	1^- (2^+) $+$	1310	≈ 25	$\varrho\pi$, $\eta\pi$, $\bar{K}K$
π_A (1640)	1^- (?) $+$	1640 ± 10	50···200	$f\pi$
ϱ_N (1660)	1^+ (?) $-$	1660 ± 20	≈ 200	2π
ϱ (1710)	1^+ (?) $-$	1712 ± 10	125 ± 25	4π
S (1930)	1^+ (≧ 2) $-$	1929 ± 14	20 ± 15	·
U (2375)	1 · ·	2371 ± 13	30 ± 20	·
$K^\pm$ (494) / K^0 (498)	1/2 (0^-) ·	s. Tab. A	s. Tab. A	s. Tab. A
K^* (892)	1/2 (1^-) ·	892,6 ± 0,5	50,3 ± 1,1	$K\pi$ [≈ 100]
K_A (1240)	1/2 (1^+) ·	1242 ± 10	127 ± 25	$K\pi\pi$
K_N (1420)	1/2 (2^+) ·	1408 ± 10	107 ± 15	$K\pi$ [57] $K^*\pi$ [27] $K\varrho$ [9] $K\omega$ [5]
L (1771)	1/2 (?) ·	1770 ± 10	50···140	$K\pi\pi$

*) Die Aufspaltung des A2-Mesons ist gegenwärtig nicht eindeutig geklärt.

C) Baryonenresonanzen

Symbol	Quantenzahlen I (J^G)	Masse m_0	Halbwertsbreite Γ in MeV	wichtige Zerfallsarten Zerfallsmode [Verzweigungsverhältnis in %]
p / n	1/2 $(1/2^+)$	938,3 / 939,6	s. Tab. A	s. Tab. A
N′ (1470)	1/2 $(1/2^+)$	1435···1505	165···400	$N\pi$ [60] $N\pi\pi$ [40]
N′ (1520)	1/2 $(3/2^-)$	1510···1540	105···150	$N\pi$ [50] $N\pi\pi$ [50]
N′ (1535)	1/2 $(1/2^-)$	1500···1600	50···160	$N\pi$ [35] $N\eta$ [65]
N (1670)	1/2 $(5/2^-)$	1655···1680	105···175	$N\pi$ [40] $N\pi\pi$ [60]
N (1688)	1/2 $(5/2^+)$	1680···1692	105···180	$N\pi$ [60] $N\pi\pi$ [40]
N″ (1700)	1/2 $(1/2^-)$	1665···1765	100···400	$N\pi$ [65], ΛK [5]
N″ (1780)	1/2 $(1/2^+)$	1650···1860	50···450	$N\pi$ [30] ΛK, $N\eta$
N (1860)	1/2 $(3/2^+)$	1877···1900	180···330	$N\pi$ [25] $N\pi\pi$, ΛK, $N\eta$
N (2190)	1/2 $(7/2^-)$	2000···2260	270···325	$N\pi$ [25] $N\pi\pi$
N (2220)	1/2 $(9/2^+)$	2200···2245	260···330	$N\pi$ [15] $N\pi\pi$
N (2650)	1/2 $(11/2^-)$	2650	360	$N\pi$ [7]
N (3030)	1/2 $(15/2^-)$	3030	400	$N\pi$ [0,7]
Δ (1236)	3/2 $(3/2^+)$	1230···1236	110···122	$N\pi$ [99,4] $N\pi\pi$, $N\gamma$
Δ (1650)	3/2 $(1/2^-)$	1615···1695	130···250	$N\pi$ [28] $N\pi\pi$ [72]
Δ (1670)	3/2 $(3/2^-)$	1650···1720	175···300	$N\pi$ [15] $N\pi\pi$
Δ (1890)	3/2 $(5/2^+)$	1840···1920	135···350	$N\pi$ [17] $N\pi\pi$
Δ (1910)	3/2 $(1/2^+)$	1780···1935	230···420	$N\pi$ [25] $N\pi\pi$
Δ (1950)	3/2 $(7/2^+)$	1930···1980	140···220	$N\pi$ [45] $\Delta(1236)\,\pi$ [≈ 50]
Δ (2420)	3/2 $(11/2^+)$	2320···2450	270···350	$N\pi$ [11] $N\pi\,\pi$ [> 20]
Δ (2850)	3/2 $(15/2^+)$	2850	400	$N\pi$
Δ (3230)	3/2 $(19/2^+)$	3230	440	$N\pi$
Λ	0 $(1/2^+)$	s. Tab. A	s. Tab. A	s. Tab. A
Λ (1405)	0 $(1/2^-)$	1405 ± 5	40 ± 10	$\Sigma\pi$ [100]
Λ' (1520)	0 $(3/2^-)$	1518 ± 2	16 ± 2	$N\bar{K}$ [46] $\Sigma\pi$ [41] $\Lambda\pi\pi$ [10]
Λ' (1670)	0 $(1/2^-)$	1670	15···38	$N\bar{K}$ [20] $\Lambda\eta$ [35] $\Sigma\pi$ [45]
Λ'' (1690)	0 $(3/2^-)$	1690	27···85	$N\bar{K}$ [30] $\Sigma\pi$ [40] $\Lambda\pi\pi$ [20] $\Sigma\pi\pi$ [10]
Λ (1815)	0 $(5/2^+)$	1820 ± 5	64···100	$N\bar{K}$ [62] $\Sigma\pi$ [11] Σ (1385) π [17]
Λ (1830)	0 $(5/2^-)$	1835	74...150	$N\bar{K}$ [10] $\Sigma\pi$ [30]
Λ (2100)	0 $(7/2^-)$	2100	60...140	$N\bar{K}$ [25] $\Sigma\pi$ [5]
Λ (2350)	0 (?)	2350	140···324	$N\bar{K}$
Σ	1 $(1/2^+)$	s. Tab. A	s. Tab. A	s. Tab. A
Σ (1385)	1 $(3/2^+)$	1383 ± 1	36 ± 3	$\Lambda\pi$ [90] $\Sigma\pi$ [10]
Σ (1670)	1 $(3/2^-)$	1670	50	$N\bar{K}$ [9] $\Sigma\pi$, $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi\pi$
Σ (1750)	1 $(1/2^-)$	1750	50	$N\bar{K}$ [15] $\Lambda\pi$, $\Sigma\eta$
Σ (1765)	1 $(5/2^-)$	1765 ± 5	120	$N\bar{K}$ [44] $\Lambda\pi$ [14] $\Lambda(1520)\,\pi$ [15] $\Sigma(1385)\,\pi$ [13]
Σ (1915)	1 $(5/2^+)$	1910	70	$N\bar{K}$ [11] $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$
Σ (2030)	1 $(7/2^+)$	2030	100···170	$N\bar{K}$, $\Lambda\pi$, $\Sigma\pi$, ΞK
Σ (2250)	1 (?)	2250	200···230	$N\bar{K}$
Σ (2455)	1 (?)	2455	≈ 120	$N\bar{K}$
Σ (2620)	1 (?)	2620	≈ 175	$N\bar{K}$
Ξ	1/2 $(1/2^+)$	s. Tab. A	s. Tab. A	s. Tab. A
Ξ (1530)	1/2 $(3/2^+)$	1528,9 ± 1,1 (0) / 1533,8 ± 1,9 (−)	7,34 ± 1,7	$\Xi\pi$ [100]
Ξ (1820)	1/2 (?)	1795···1870	12···99	$\Lambda\bar{K}$, $\Xi\pi$, $\Xi(1530)\,\pi$, $\Sigma\bar{K}$
Ξ (1940)	1/2 (?)	1894···1964	42···140	$\Xi\pi$, $\Xi(1530)\,\pi$
Ω^-	0 $(3/2^+)$	1672,4	s. Tab. A	s. Tab. A

und die zugehörigen Antiteilchen (Tab. A, B und C). Das Photon und die Leptonen sind die leichtesten E., Mesonen und Baryonen sind die mittelschweren und schweren E. Das Photon und die Mesonen gehorchen der Bose-Einstein-Statistik wegen des ganzzahligen Spins, Leptonen und Baryonen der Fermi-Dirac-Statistik wegen des halbzahligen Spins; in einem gewissen Sinne können letztere als die eigentlichen „Teilchen" angesehen werden, zwischen denen erstere als „Quanten" der zwischen den „Teilchen" wirkenden Felder bei Zustandsänderungen der Teilchen, den „Übergängen", ausgetauscht werden. Das Photon ist nur an der elektromagnetischen Wechselwirkung beteiligt, der ferner alle elektrisch geladenen E. unterliegen; die Leptonen und alle E. mit nichtverschwindender Strangeness $S = Y - A \neq 0$ sind an der schwachen Wechselwirkung beteiligt; Mesonen und Baryonen unterliegen der starken Wechselwirkung, sie werden auch → Hadronen genannt.

Die Anzahl der heute bekannten verschiedenen E. ist seit der Beobachtung der *Resonanzteilchen*, kurz *Resonanzen* genannt, stark angewachsen (etwa ab 1960); ohne Berücksichtigung der verschiedenen Ladungszustände und der Antiteilchen kennt man bereits über 70 verschiedene E. Die Situation entspricht derjenigen der Chemie vor Aufstellung des Periodensystems der Elemente oder der Atomphysik zu Anfang des Jahrhunderts nach Vorliegen der verschiedenen Atomspektren. Es liegt ein ungewöhnlich kompliziertes Spektrum verschiedener Materiezustände mit verschiedener Energie vor, zwischen denen eine Reihe von Übergängen möglich sind, die nicht nur durch Photonen, wie bei den Atomspektren, sondern auch durch E. mit von Null verschiedener Ruhmasse vermittelt werden. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einer *dritten Spektroskopie* oder *Elementarteilchenspektroskopie* (im Gegensatz zur Atom- und Kernspektroskopie).

Tab. A enthält die bezüglich der starken Wechselwirkung stabilen E., die noch über die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zerfallen können. Am Symbol jedes E.s ist als rechter oberer Index das Vorzeichen der elektrischen Ladung angegeben, gemessen in Einheiten der Elementarladung, entsprechend für die zugehörigen Antiteilchen. Von den Quantenzahlen sind eingetragen: Isospin I und dessen dritte Komponente I_3, die G-Parität für die Mesonen mit $Y = 0$ als oberer Index an I, der Spin J in Einheiten von $\hbar = h/(2\pi)$ (h ist das Plancksche Wirkungsquantum) und die Parität P als oberer Index an J, die C-Parität C_n, die wie G nur für Mesonen mit $Y = 0$ definiert ist, und die Hyperladung Y, die das Verhalten der neutralen Mitglieder eines Ladungsmultipletts (→ Elementarteilchenmultiplett) gegenüber der Ladungskonjugation C angibt. Die Ruhmasse m_0 wird nach der Relation $E = mc^2$ in MeV angegeben. Als Einheit des magnetischen Moments μ wurde das Kernmagneton $\mu_k = \hbar\mu_0 e/(2m_p)$ gewählt, wobei m_p die Masse des Protons ist.

Die mittlere Lebensdauer τ ist in Sekunden angegeben; sie hängt im Falle der Resonanzen mit der energetischen Halbwertsbreite Γ über $\tau = \hbar/\Gamma$ zusammen, wenn Γ wie die Masse in MeV angegeben wird. Ferner sind die wichtigsten Zerfallarten für instabile E. angegeben, zuerst die Zerfallsmode, dahinter in eckigen Klammern das Verzweigungsverhältnis in Prozent bei mehreren Moden. Alle Zahlenwerte, außer denen für die Quantenzahlen, sind bis auf die letzte Dezimale exakt, die um eine Einheit nach oben oder unten abweichen kann.

Die erste Resonanz wurde 1952 von Fermi und Mitarbeitern bei der Streuung von Pionen an Nukleonen entdeckt. Die gemessenen hohen Maxima des totalen Wirkungsquerschnitts bei bestimmten Energien, den Resonanzenergien, wurden zunächst auf gebundene Pion-Nukleon-Systeme zurückgeführt, bis die genauere Analyse zeigte, daß es sich um angeregte Zustände von Nukleonen handelt. Seit 1960 wurden zu allen bis dahin bekannten Mesonen und Baryonen solche *Mesonen-* bzw. *Baryonenresonanzen* gefunden. Diese Resonanzen sind jedoch nicht weniger „elementar" als die schon länger bekannten stabilen E., weshalb man sie häufig gar nicht besonders als Resonanz kennzeichnet und einfach von Mesonen bzw. Baryonen spricht. Sie erwiesen sich als E. mit definierten Quantenzahlen und einer mittleren Lebensdauer von rund 10^{-23} s, sie unterliegen der starken Wechselwirkung und zerfallen unter Emission von Mesonen, seltener auch Leptonen oder Photonen, in stabilere E. Diese faßt man als Grundzustände eines Spektrums auf, in dem die Resonanzen angeregte Mesonen- bzw. Baryonenzustände mit größerer Ruhmasse sind, was die Bezeichnung Elementarteilchenspektroskopie rechtfertigt. In der Tab. B für die Mesonenresonanzen und der Tab. C für die Baryonenresonanzen sind Quantenzahlen, die unsicher, aus theoretischen Gründen aber wahrscheinlich sind, unterstrichen. Die Bezeichnung der Resonanzen erfolgt durch Angabe des zugehörigen Grundzustandes mit den o. a. Quantenzahlen I, Y und der in Klammer gesetzten (höheren) Masse in MeV; dementsprechend ergeben sich die möglichen Ladungszustände, die nicht mit angegeben sind, aus der Tab. A. Neben den Resonanzen mit bereits bekannten Grundzuständen wurden auch andere gefunden; ihre Bezeichnung ist die folgende:

Mesonen	I^G	Y	Baryonen	I	Y
η	0^+	0	Λ	0	0
Φ	0^-		Σ	1	·
			N	$^1/_2$	1
π	1^-		Δ	$^3/_2$	·
ϱ	1^+				
K	$^1/_2$	1	Ξ	$^1/_2$	−1
L	$^3/_2$		Z_0	0	2
			Z_1	1	
			Ω	0	−2

Die Mesonenresonanzen werden in der hochenergetischen Pion-, Kaon-, Nukleon- oder Antinukleon-Nukleon-Streuung erzeugt; sie zerfallen je nach ihrer Masse und ihren Quantenzahlen entweder in zwei, drei oder vier Pionen, Kaon und Antikaon oder Kaon und Pion, und schließlich kann statt eines neutralen Pions auch ein Photon auftreten. Die in der o. a. Tabelle

Elementarteilchenmultiplett

angegebene Bezeichnung für die Mesonenresonanzen ist noch nicht allgemein üblich; deswegen wurde in Tab. B die bisher übliche Bezeichnung gewählt, wobei an Hand der Quantenzahlen I^G die entsprechende Zuordnung leicht getroffen werden kann. Von besonderer Bedeutung sind die niedrig gelegenen Mesonenresonanzen, das $\omega(784)$-*Meson* (*Omega-Meson*), das $\Phi(1019)$-*Meson* (*Phi-Meson*), die $\varrho(765)$-*Mesonen* (*Rho-Mesonen*) und die $K^*(892)$-*Mesonen* (sprich *K-Stern-Mesonen*), die für die unitäre Symmetrie der starken Wechselwirkung eine wesentliche Rolle spielen. Während ein früher vermutetes $\sigma(410)$-*Meson* (*Sigma-Meson*) nicht existiert, ist die Existenz eines $\eta_0{}^+(700)$-*Mesons*, gelegentlich *ε-Meson* (*Epsilon-Meson*) genannt, mit bisher noch ungenügend bekannten Eigenschaften ziemlich sicher. Ebenfalls recht unklar sind die Eigenschaften der *A-Mesonen* A_1 und A_2, die 1964 durch Zusammenarbeit mehrerer Gruppen entdeckt wurden, an der das Institut für Hochenergiephysik der DAW in Zeuthen bei Berlin beteiligt war. *L-Mesonen* mit $I = 3/2$ sind bisher nicht zweifelsfrei beobachtet worden.

Die N- und *Δ-Resonanzen* (*Delta-Resonanzen*) entstehen bei der Pion(π)-Nukleon(N)-Streuung und werden auch als $N^*_{1/2}$- bzw. $N^*_{3/2}$-*Resonanzen* bezeichnet, wobei der Index den Isospin I angibt; die *Λ-Resonanzen* (*Lambda-Resonanzen*) und die *Σ-Resonanzen* (*Sigma-Resonanzen*) entstehen bei der Antikaon($\bar{K}$)-Nukleon(N)-Streuung und werden auch Y^*_0- bzw. Y^*_1-*Resonanzen* genannt; die bei der Kaon(K)-Nukleon(N)-Streuung möglichen Z_0- und Z_1-*Resonanzen* konnten noch nicht eindeutig beobachtet werden. Die *Ξ-Resonanzen* (*Xi-Resonanzen*), auch $\Xi^*_{1/2}$-*Resonanzen* genannt, entstehen bei der K^-p-Streuung (wobei p Proton bedeutet).

Sieht man für die Hadronen den Isospin I und die Hyperladung Y als grundlegend an, so erhält man für jedes Paar (I, Y) außer dem Grundzustand ein ganzes Spektrum von Resonanzen. Beispielsweise ist das Nukleon (Proton und Neutron) der Grundzustand der *Nukleonenresonanzen* mit $I = 1/2$ und $Y = 1$, von denen bisher neun Resonanzen mit Massen bis zu 3030 MeV bekannt sind; bei den Mesonen bilden die Pionen ($I = 1$, $Y = 0$) den Grundzustand eines Spektrums, des *Mesonenspektrums*, mit weiteren elf angeregten Zuständen bis zur Masse 2380 MeV. Gelegentlich sieht man auch alle Baryonen als angeregte Zustände des Nukleons an und spricht von einem *Baryonenspektrum*. Entsprechend faßt man auch die Leptonen als Mitglieder eines *Leptonenspektrums* auf; Leptonenresonanzen wurden allerdings bisher nicht gefunden (→ Müon). Neben den in Tab. B und Tab. C aufgeführten Resonanzen gibt es noch eine große Anzahl von Resonanzen, deren Existenz z. Z. unsicher ist.

Auf Grund theoretischer Überlegungen vermutet man noch verschiedene andere E.: 1) das intermediäre Boson W, auch W-Teilchen genannt, d. i. das Quant der → schwachen Wechselwirkung, 2) das → Graviton, das Quant des Gravitationsfeldes, und 3) die Quarks (→ Quarkmodell).

Die E. sind im allgemeinen nicht strukturlos, wie die Streuung von Elektronen an Protonen eindeutig gezeigt hat (→ Nukleon), zumindest trifft dies für die Hadronen zu. Ihre komplizierte, im allgemeinen von der Art der Wechselwirkung abhängende Struktur ist heute noch weitgehend unbekannt, sie wird theoretisch durch die Formfaktoren berücksichtigt.

Eine einheitliche Theorie der E., die eine quantitative Erklärung der beobachteten Spektren und der Elementarteilchenreaktionen, d. h. der Wechselwirkungen der E. einschließlich der Streuquerschnitte und Kopplungskonstanten, liefert, konnte bisher trotz großer Anstrengungen nicht entwickelt werden; Ansätze zu einer solchen Theorie sind die Quantenfeldtheorie und die analytische S-Matrix-Theorie sowie spezielle Varianten, die sich hauptsächlich durch die benutzten mathematischen Methoden unterscheiden, und zwar algebraische, distributions- und funktionentheoretische Methoden in der axiomatischen Quantentheorie und in weniger starkem Maße in der analytischen S-Matrix-Theorie, die auch die Methode der Dispersionsrelationen benutzt; gruppentheoretische Methoden werden bei der Untersuchung der Symmetrien der E. und der Stromalgebra angewandt. Theoretisch inkohärent, dafür aber oft Ausgangspunkt fruchtbarer Ideen, ist die Phänomenologie der E., die für einzelne Experimente und bestimmte Klassen von Erscheinungen geeignete Beschreibungen, oft von unkonventioneller Art, benutzt. Die gegenwärtigen experimentellen Erfahrungen sind vermutlich noch nicht für eine geschlossene konsistente Theorie der E. ausreichend. Es kann sehr stark vermutet werden, daß eine solche Theorie eine ebensolche Revolutionierung des physikalischen Denkens hervorrufen wird, wie dies bei der Aufstellung der Quantenmechanik der Fall war.

Elementarteilchenmultiplett, Gruppe von Elementarteilchen, die als verschiedene Zustände desselben Teilchens betrachtet werden und nur geringe relative Massenunterschiede zeigen. Sie unterscheiden sich durch den Wert der dritten Komponente I_3 des Isospins $\vec{I}$, der eng mit der elektrischen Ladung der Teilchen zusammenhängt (*Ladungs-* oder *Isobarenmultipletts*), z. B. bilden die Pionen π^+, π^0, π^- ein solches E. Weitergehend faßt man dann die Mesonen π, K, η und η', die alle Spin $J = 0$ und negative Parität $P = -1$ haben, zu einem Supermultiplett der pseudoskalaren Mesonen $M(0^-)$, die Mesonen ϱ, K^*, Φ und ω mit dem Spin $J = 1$ und der Parität $P = -1$ zu dem Supermultiplett der Vektormesonen $M(1^-)$ zusammen, wobei die η und η' sowie ω und Φ Überlagerungen von physikalischen Singulett- und Oktettzuständen (→ unitäre Symmetrie) sind, ferner die Baryonen N, Λ, Σ und Ξ zu einem Supermultiplett $B(1/2^+)$ der Baryonen mit $J = 1/2$ und $P = +1$, die Baryonen $\Delta(1236)$, $\Sigma(1385)$, $\Xi(1530)$ und $\Omega(1672)$ zu einem Dekuplett $B(3/2^+)$. Zu einer Reihe weiterer E.s sind bisher erst die Mitglieder mit niedrigen Massen bekannt, da die Erzeugung dieser Resonanzen und der Nachweis ihrer Quantenzahlen mit wachsender Masse schwieriger wird (→ Elementarteilchen, Tab. B und C).

Elementartemperatur, nach P. Jordan die Größe $T_e = ch/(kl) = 5{,}105 \cdot 10^{12}$ K, die sich aus den atomaren Größen Boltzmannsche Konstante k, Planckscher Wirkungsquantum h, Elementar-

länge $l = 2{,}818 \cdot 10^{-15}$ m und Vakuumlichtgeschwindigkeit c zusammensetzt.

Elementarzeit, die Zeit, die das Licht (im Vakuum) zum Durchlaufen der Elementarlänge benötigt. Die E. beträgt etwa 10^{-23} s, d. i. die Lebensdauer der Resonanzen und auch die Wirkungsdauer der starken Wechselwirkung.

Elementarzelle, in der Kristallographie ein Parallelepiped mit folgender Eigenschaft:

Wird das Parallelepiped durch die Vektoren $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$, aufgespannt, so bringt eine Verschiebung der Idealstruktur des Kristalls um einen Translationsvektor $\vec{R}_{mnp} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$ die Idealstruktur mit sich selbst zur Deckung. Die Vektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ nennt man *Basisvektoren* oder *Gitterkonstanten*. Speziell als Gitterkonstanten werden aber meist die Beträge dieser Vektoren $a = |\vec{a}|$, $b = |\vec{b}|$, $c = |\vec{c}|$ und die eingeschlossenen Winkel $\alpha = \sphericalangle(\vec{b}, \vec{c})$, $\beta = \sphericalangle(\vec{c}, \vec{a})$, $\gamma = \sphericalangle(\vec{a}, \vec{b})$ bezeichnet. Gibt es außer $\vec{R}_{mnp}$ keine weiteren Translationen, die Symmetrieoperationen der Idealstruktur sind, so heißt die von diesen Basisvektoren gebildete E. *primitiv* oder *einfach-primitiv*. Sind außerdem die Translationen $\vec{t}_j = \mu_j\vec{a} + \nu_j\vec{b} + \pi_j\vec{c}$ mit $0 \leqq \mu_j < 1$, $0 \leqq \nu_j < 1, 0 \leqq \pi_j < 1$ und $j = 1, 2, \ldots, Q-1$ Symmetrieoperationen der Idealstruktur, so heißt die E. *Q-fach primitiv* oder allgemeiner *mehrfach-primitiv*. Von besonderer Bedeutung sind die in der Tabelle angeführten mehrfach-primitiven E.n, die *zentrierte* E.n genannt werden. Die Gesamtheit der Vektoren $\vec{R}_{mnp}$ und $\vec{R}_{mnp} + \vec{t}_j$ heißt *Translationsgitter*, die Gesamtheit der Punkte, die aus einem Punkt durch die Translationen des Translationsgitters entstehen, werden als *Punktgitter* bezeichnet. Das einer zentrierten E. entsprechende Translations- bzw. Punktgitter heißt ebenfalls zentriert. Zu jedem Kristall gibt es unendlich viele E.n und damit auch Tripel von Basisvektoren und Sätze von Gitterkonstanten, die dieser Definition entsprechen. Jedoch wählt man die E. entsprechend der Symmetrie des Kristalls (→ Symmetrie, Tab. 3, Spalte 3). Diese Bedingungen reichen jedoch nur bei orthorhombischen und kubischen Kristallen zur eindeutigen Festlegung der E. aus, die dann primitiv ist (p) oder zu einer der in der Tab. angegebenen Arten mehrfach-primitiver E.n gehört. Bei kubischen Kristallen sind Zentrierungen F und I möglich, bei orthorhombischen F, I und A oder B oder C. Bei Kristallen anderer Symmetrie lassen sich die Basisvektoren so wählen, daß sich eine der beim Stichwort Symmetrie, Tab. 3, Spalte 4 angegebenen E.n ergibt, obwohl eine andere Wahl der Basisvektoren zu einer anders zentrierten E. führen könnte. Stellt man weiterhin für die Wahl der Basisvektoren die Bedingung, daß sich von den verschiedenen Möglichkeiten der Zentrierung bzw. der Primitivität jeweils eine bestimmte ergibt, so ist damit für tetragonale und hexagonale Kristalle die E. eindeutig bestimmt, für trigonale Kristalle ergeben sich zwei Möglichkeiten, die bei Drehung um 60° ineinander übergehen; bei monoklinen und triklinen Kristallen verbleibt immer noch eine Mehrdeutigkeit. Bei monoklinen Kristallen wählt man unter den noch verbleibenden E.n meist eine mit $\beta \geqq 90°$ und möglichst nahe an 90° aus, bei triklinen Kristallen eine reduzierte E.

Als *reduzierte* E. bezeichnet man 1) nach Buerger eine solche, die unter allen möglichen E.n die drei kürzesten Kanten hat. Man wählt dann die Basisvektoren meist so, daß zwei der drei Winkel α, β, γ größer oder gleich 90° sind; 2) nach Delaunay eine solche, die man durch eine von diesem Autor angegebene Reduktion (*Delaunay-Reduktion*) aus einer beliebigen primitiven E. erhält. Die reduzierten E.n nach Buerger und nach Delaunay sind meist, aber nicht immer, identisch.

Für orthorhombische und trikline Kristalle werden die Gitterkonstanten außerdem meist so gewählt, daß $c > b > a$ oder daß $b > a > c$ gilt. Das Volumen V einer E. hängt mit den Gitterkonstanten wie folgt zusammen: $V = abc \cdot \sqrt{1 + 2\cos\alpha\cos\beta\cos\gamma - \cos^2\alpha - \cos^2\beta - \cos^2\gamma}$.

Unter den Punktgittern gibt es 14 verschiedene Typen (→ Symmetrie, Tab. 3, Spalte 5), die sich durch ihre Symmetrie und durch die Zentrierung der nach den angegebenen Prinzipien gewählten E. unterscheiden und die man *Bravais-Gitter* nennt. Dabei werden z. B. Symmetrien des Punktgitters, die auf rechten Winkeln oder gleicher Länge von Gitterkonstanten beruhen, nur dann mit berücksichtigt, wenn sie eine Folge der Kristallsymmetrie sind, nicht aber, wenn sie von der Kristallsymmetrie nicht verlangt werden; dabei wird das hexagonale und das trigonale P-Gitter zum selben Typ gerechnet. Das Bravais-Gitter eines Kristalls läßt

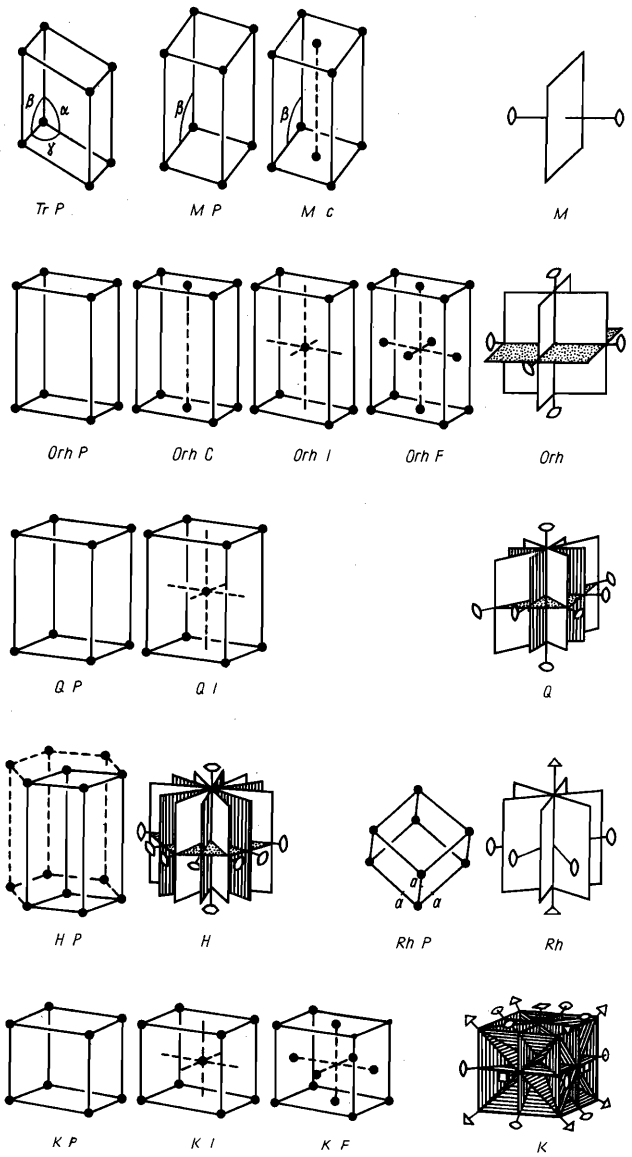
Elementarzelle

Tabelle der gebräuchlichen Q-fach primitiven Elementarzellen

Bezeichnung			Hermann-Mauguin-Symbol	$(\mu_j,$	$\nu_j,$	$\pi_j)$	Q
flächenzentriert: basiszentriert, (einfach) flächenzentriert		A-flächenzentriert	A	(0,	1/2,	1/2)	2
		B-flächenzentriert	B	(1/2,	0,	1/2)	2
		C-flächenzentriert	C	(0,	1/2,	1/2)	2
allseits flächenzentriert			F	(0,	1/2,	1/2)	4
				(1/2,	0,	1/2)	
				(1/2,	1/2,	0)	
innenzentriert (körperzentriert oder raumzentriert)			I	(1/2,	1/2,	1/2)	2
rhomboederzentriert (nur für trigonale Kristalle)			R	(2/3,	1/3,	1/3)	3
				(1/3,	2/3,	2/3)	

primitive Elementarzellen haben das Hermann-Mauguin-Symbol P.

sich eindeutig bestimmen, indem man feststellt, welche Symmetrie die Intensitätsverteilung der Reflexe auf Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenbeugungsaufnahmen hat und welche Reflexe (*hkl*) systematisch fehlen (→ Auslöschungsregeln).



Die 14 Bravais-Gitter mit den Symmetrieelementen der Punktgruppen der reinen Translationsgitter. *Tr* triklin, *M* monoklin, *Orh* orthorhombisch, *Q* tetragonal, *H* hexagonal, *Rh* rhomboedrisch, *K* kubisch, *P* primitiv, *C* basisflächenzentriert, *I* innenzentriert, *F* flächenzentriert

Denjenigen Raumteil einer E., aus dem sich die ganze E. durch Anwendung der Symmetrieoperationen der Raumgruppe ergibt, bezeichnet man als *asymmetrische Einheit*.

Bestimmung der Gitterkonstanten. Die gebräuchlichste Methode beruht auf der Beugung von Röntgenstrahlen. Im Prinzip sind jedoch auch die Elektronenbeugung und die Neutronenbeugung geeignet. Aus → Drehkristallaufnahmen kann die Gitterkonstante in Richtung der Drehachse leicht ermittelt werden. Die → Bewegt-Film-Methoden ermöglichen es, jedem Reflex den ihm entsprechenden Punkt des reziproken Gitters zuzuordnen (→ Indizierung). Aus Aufnahmen um mehrere Drehachsen können — gegebenenfalls nach Transformationen — alle Gitterkonstanten, also die E. eines Einkristalls bestimmt werden. Die Bestimmung der E. aus Aufnahmen nach → Pulvermethoden erfordert — abgesehen von Kristallen des kubischen Kristallsystems — ein Verfahren des systematischen Probierens. Bei der Auswertung der Aufnahmen von Kristallen des tetragonalen, hexagonalen und rhomboedrischen Systems können graphische Hilfsmittel eingesetzt werden; bei orthorhombischen, monoklinen und triklinen Kristallen sind nur rechnerische Methoden anwendbar.

Die Genauigkeit der Gitterkonstanten wird im wesentlichen durch die Genauigkeit bestimmt, mit der die Glanzwinkel θ (→ Braggsche Reflexionsbedingung) ermittelt werden können. Im allgemeinen sind die Fehler der Meßwerte bei Pulvermethoden geringer als bei Bestimmungen aus Drehkristall- oder Bewegt-Film-Methoden.

Als *magnetische E.* bezeichnet man die E. eines magnetisch geordneten Kristalls; dabei werden chemisch gleiche Atome mit unterschiedlichen magnetischen Momenten als verschieden angesehen.

Bei komplizierten magnetischen Strukturen ist die magnetische E. stets größer als die kristallographische E.

Elemente, 1) *chemische E., chemische Grundstoffe*, Stoffe, deren Atome sämtlich gleiche → Ordnungszahlen (Kernladungszahlen) haben; nach älterer Definition solche Stoffe, die sich mit chemischen Methoden nicht in einfachere Stoffe mit anderen Qualitäten zerlegen lassen. Die Ordnungszahl, d. h. die Anzahl der Protonen im Atomkern, bestimmt über die Elektroneutralitätsbedingung die Anzahl der Elektronen in der Atomhülle und damit den chemischen Charakter und die Stellung des Elements im → Periodensystem der Elemente. Durch Bindung von Elektronen an andere Teilchen, die nicht wie die Atomkerne aus Protonen und Neutronen aufgebaut sind, können kurzlebige Gebilde entstehen, denen Elementähnlichkeit zugeschrieben werden kann (*Müonium, Positronium*). Die Existenz von *Antielementen* mit Kernen aus Antiprotonen und Antineutronen nebst Hüllen aus Positronen erscheint prinzipiell möglich (→ Antiteilchen).

Haben die Atome eines Elementes sämtlich die gleiche Masse, z. B. Natrium, Aluminium, Phosphor, so liegt ein *Reinelement* vor (siehe kursive Symbole in Tab. S. 395 bis 397). Setzt sich ein Element aus Atomen gleicher Kernladungszahl, aber verschiedener Massezahl zusammen, so spricht man von einem *Mischelement*. E. können — spontan oder erzwungen — durch → Kernumwandlungen in andere E. übergehen. Zu einem Element gehörende Atome verschiedener Masse, jedoch gleicher Kernladungszahlen nennt man → Isotope, E. verschiedener Kernladungszahlen sind → Nuklide. Bei einigen E.n treten neben stabilen auch instabile Isotope auf, z. B. bei Kalium, Rubi-

dium, Indium und Blei, in sehr geringen Anteilen auch bei Wasserstoff und Kohlenstoff. Andere E. kommen nur als instabile Nuklide vor, z. B. Radium, weitere sind nur als instabile E. über Kernreaktionen „künstlich" zu gewinnen, z. B. die Transurane. Für jedes Element sind, zum größten Teil „künstliche", instabile Isotope bekannt, insgesamt etwa 1500. Die Existenz der Isotope erklärt die „groben" Abweichungen der für die Isotopengemische angegebenen Atomgewichte (→ Atommasse) von der Ganzzahligkeit.

Zur Zeit sind 105 E. (Tab. S. 395ff.) bekannt; davon kommen 94 in der Natur vor, z. B. in der Erdrinde, der Atmosphäre, im zugänglichen Kosmos. Davon sind Technetium, Promethium, Astat, Frankium, Neptunium und Plutonium nur in äußerst geringen Spuren in Uranmineralien nachgewiesen. Ein natürliches Vorkommen der E. 95 bis 105 wurde bisher nicht beobachtet, das der Transaktiniden 110 und 114 wird für möglich gehalten. Einige Transurane, z. B. Plutonium, werden in Kernreaktoren in industriellem Maßstab hergestellt, von einigen Aktiniden und Transaktiniden, z. B. Kurtschatovium und Bohrium, konnten nur wenige Atome dargestellt werden, die jedoch zum Nachweis ausreichen. Bis jetzt gibt es keine Beweise für das Auftreten anderer E. im Kosmos als der auf der Erde bekannten. In der Umgebung der E. 114 und 164 können aus theoretischen Gründen relativ stabile Kerne erwartet werden (*superschwere Elemente*, → Transaktinide); ein Nachweis oder die Herstellung ist noch nicht gelungen. Man unterscheidet 17 Nichtmetalle, 9 Halbmetalle (mit etwas unbestimmter Abgrenzung), alle übrigen E.e sind Metalle, von denen man gelegentlich noch die Metametalle abtrennt.

Die leichtesten E. sind in der Erdrinde und im Weltall am häufigsten; im einzelnen ist die Häufigkeit sehr verschieden (Tab. S. 395ff.). E. mit gerader Kernladungszahl kommen häufiger vor als E. mit ungerader (*Harkinssche Regel*). Die Häufigkeit wird durch die Entwicklungsgeschichte des Kosmos und seiner Bestandteile bestimmt (*Kosmochemie*). Demnach kann auch die Zuordnung und Vergesellschaftung der E. (Minerale, Erdkern, Mondgestein) sehr verschieden sein. Dadurch und durch sekundäre geochemische Vorgänge (Anreicherung, Erzbildung) ist es möglich, daß relativ seltene E., z. B. Blei, leicht zugänglich sind, während häufigere, aber breit verteilte E., wie Titan, Seltenerdmetalle, selten erscheinen. Die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Isotope eines Elements ist unter irdischen Bedingungen und wahrscheinlich auch im Sonnensystem nahezu unabhängig vom Ort des Vorkommens; bei einigen E.n, z. B. Argon, Bor, Kohlenstoff, Wasserstoff, Lithium, Sauerstoff, Radium, Silizium und Schwefel, treten jedoch deutliche Unterschiede auf, die z. T. diagnostisch genutzt werden (z. B. Radiokarbonmethode).

Jedes Element wird durch ein bestimmtes *Symbol* gekennzeichnet, das z. T. von alten, vielfach lateinischen oder griechischen Bezeichnungen abgeleitet ist. Die Benennung der in der Neuzeit aufgefundenen E. erfolgte meist durch den Entdecker; sie wird durch Empfehlung der IUPAC geregelt, die auch alljährlich eine Tabelle der „Atomgewichte" durch eine Kommission festlegen läßt.

Chemische Elemente (in alphabetischer Reihenfolge der wissenschaftlichen Namen)

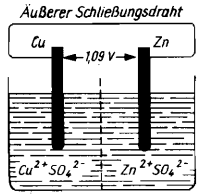
Name	Symbol	Ordnungszahl	(relative) Atommasse[1])	Wertigkeiten	Vorkommen, g/t i. d. Erdrinde	Entdecker Jahr
Aktinium[4])	Ac	89	[227]	III	$6 \cdot 10^{-8}$	Debierne 1899, Giesel 1902
Aluminium	*Al*	13	26,9815	I, *III*	81300	Oersted 1825, Wöhler 1827
Amerizium[5])	Am	95	241, 243	II, *III*, IV, V, VI	?	Seaborg u. Mitarb. 1946
Antimon	Sb	51	121,75	*III*, IV, *V*	≈1	Verbindung im Altertum, Metall etwa 1500
Argon	Ar	18	39,948	0 oder VIII, II (?)	0,004	vermutet v. Cavendish 1785; entd. v. Rayleigh u. Ramsay 1894
Arsen	*As*	33	74,9216	III, V	5	Albertus Magnus 1250
Astat[4])	At	85	[210]	*I*, III, *V*, *VII*	?	Corson, Mackenzie, Segrè 1940
Barium	Ba	56	137,34	II	250	Davy 1808
Berkelium	Bk	97	[249]	*III*, IV	?	Seaborg, Ghiorso u. Thomson 1950
Beryllium	*Be*	4	9,01218	II	6	Wöhler; Bussy 1828
Blei	Pb	82	207,2	*II*, IV	16	4. Jt. v. d. Z., Ägypten
Bohrium	Bo	105				Flerow 1967; Ghiorso 1969
Bor	B	5	10,811	*III*, V	3	Gay-Lussac, Thénard, Davy 1808
Brom	Br	35	79,904	*I*, III, V, VII	1,6	Balard 1826
Chlor	Cl	17	35,453	*I*, III, IV, V, VII	314	Scheele 1774
Chrom	Cr	24	51,996	I, *II*, *III*, IV, V, *VII*	200	Vauquelin 1797
Curium[5])	Cm	96	[244]	*III*, IV		Seaborg u. Mitarb. 1944
Deuterium, schwerer Wasserst.	D; (^{2}H)	1	2,01410	I	0,22	Urey 1931
Dysprosium	Dy	66	162,50	III	4,5	L. de Boisbaudran 1886
Einsteinium[5])	Es	99	[252]	III		Ghiorso u. Mitarb. 1952
Eisen	Fe	26	55,847	*II*, *III*, VI	$50 \cdot 10^3$	4. Jt. v. d. Z.
Erbium	Er	68	167,26	III	2,5	Mosander 1843
Europium	Eu	63	151,96	*II*, III	1	Demarçay 1896
Fermium[5])	Fm	100	[253]	III		Ghiorso u. Mitarb. 1952

Name	Symbol	Ordnungszahl	(relative) Atommasse [1]	Wertigkeiten	Vorkommen, g/t i. d. Erdrinde	Entdecker Jahr
Fluor	*F*	9	18,9984	I	300	Scheele 1771 Moissan 1886
Frankium [4]	Fr	87	[223]	I	$1 \cdot 10^{-17}$	Perey 1939
Gadolinium	Gd	64	157,25	III	15	Marignac 1880
Gallium	Ga	31	69,72	I, II, *III*	15	Lecoq de Boisbaudran 1875
Germanium	Ge	32	72,59	II, *IV*	7	Winkler 1886
Gold	*Au*	79	196,9665	I, *III*	$5 \cdot 10^{-3}$	Altertum
Hafnium	Hf	72	178,49	II, III, *IV*	4,5	Coster u. Hevesy 1922
Helium [4]	He	2	4,00260	0 oder VIII	$4 \cdot 10^{-3}$	Janssen 1868; Ramsay 1894
Holmium	*Ho*	67	164,9303	III	1,2	Cleve 1879
Indium [2]	In	49	114,82	I, II, III	0,1	Reich u. Richter 1863
Iridium	Ir	77	192,22	I, II, *III*, IV, VI	$1 \cdot 10^{-3}$	Tennant 1803
Jod	*J*	53	126,9045	*I*, III, V, VII	0,3	Courtois 1811
Kadmium	Cd	48	112,40	II	0,15	Strohmeyer 1817
Kalium [2]	K	19	39,102	I	$25{,}9 \cdot 10^3$	Davy 1807
Kalifornium [5]	Cf	98	[251]	III	·	Seaborg, Ghiorso, Hamilton, Thompson 1950
Kalzium	Ca	20	40,08	II	$36{,}3 \cdot 10^3$	Davy 1808
Kobalt	*Co*	27	58,9332	I, *II*, *III*, IV	23	Brandt 1735
Kohlenstoff [3]	C	6	12,011	II, III, *IV*	320	unbekannt, vorgeschichtlich
Krypton	Kr	36	83,80	0 oder VIII	$2 \cdot 10^{-4}$	Ramsay u. Travers 1898
Kupfer	Cu	29	63,546	*I*, *II*, III	70	vorgeschichtlich (5000 v. d. Z.)
Kurtschatovium [5] (Eka-Hafnium)	Ku	104	[257; 259]	(IV)	·	Flerow 1964
Lanthan [2]	La	57	138,9055	III	18	Mosander 1839
Lawrentium [5]	Lr (Lw)	103	[257]	(III)	·	Ghiorso, Sikkeland Larsh, Latimer 1961
Lithium	Li	3	6,94/1	I	65	Arfvedson 1817
Lutetium [2]	Lu	71	174,97	III	0,8	Urbain 1907; Auer v. Welsbach 1908
Magnesium	Mg	12	24,305	II	$20{,}9 \cdot 10^3$	Black 1755; Davy 1808; Bussy 1831
Mangan	*Mn*	23	54,9380	I, *II*, III, *IV*, V, VI, *VII*	$1 \cdot 10^3$	Gahn 1774
Mendelevium [5]	Md	101	[256]	III	·	Ghiorso u. Mitarb. 1955
Molybdän	Mo	42	95,94	II, III, IV, V, *VI*	15	Scheele 1778; Hjelm 1782
Natrium	*Na*	11	22,9898	I	$28 \cdot 10^3$	Davy 1807
Neodym [2]	Nd	60	144,24	III	24	Auer v. Welsbach 1885
Neon	Ne	10	20,179	0 oder VIII	$5 \cdot 10^{-3}$	Ramsay 1898
Neptunium [5]	Np	93	237,0482	III, *IV*, V, *VI*	$(4 \cdot 10^{-14})$	McMillan; Abelson 1940
Nickel	Ni	28	58,71	I, *II*, III, IV	80	Cronstedt 1751
Niob	*Nb*	41	92,9064	II, III, IV, *V*	20	Hatchett 1801; Rose 1844
(Nobelium) (Joliotium)	(No)	102	[254]	II, *IV*	·	Nobel-Institut 1957?; Ghiorso u. a. 1958
Bestätigung und Bezeichnung noch unsicher						
Osmium	Os	76	190,2	II, III, IV, *VI*, *VIII*	0,01	Tennant 1804
Palladium	Pd	46	106,4	*II*, III, IV	0,01	Wollaston 1803
Phosphor	*P*	15	30,9738	I, *III*, IV, *V*	$1{,}2 \cdot 10^3$	Brand 1669
Platin	Pt	78	195,09	I, *II*, III, IV, VI	$5 \cdot 10^{-3}$	Ulloa 1735; Watson 1750
Plutonium [5]	Pu	94	239, 241	III, *IV*, V, VI	$(2 \cdot 10^{-15})$	Seaborg, Kennedy, McMillan, Wahl 1941
Polonium [4]	Po	84	[210]	*II*, IV, VI	$2 \cdot 10^{-10}$	P. u. M. Curie 1898
Praseodym	*Pr*	59	140,9077	II, *III*, IV	5,5	Auer v. Welsbach 1885
Promethium [4]	Pm	61	[145]	III	?	Marinsky u. Glendenin 1947
Protaktinium	Pa	91	[231,0359]	IV, V	$9 \cdot 10^{-7}$	Hahn u. Meitner 1917
Protium	^{1}H	1	1,007825	I	$1{,}4 \cdot 10^3$	s. Wasserstoff
(besondere Bezeichnung für das Nuklid des Wasserstoffs mit der Massezahl 1)						
Quecksilber	Hg	80	200,59	I, II	0,5	Vorzeit
Radium [4]	Ra	88	[226,0254]	II	$1 \cdot 10^{-6}$	M. Curie 1898
Radon [4]	Rn	86	[222]	0 oder VIII	$6 \cdot 10^{-13}$	Dorn 1900; Ramsay 1904, 1908
Rhenium	Re	73	186,2	I bis VI, *VII*	$1 \cdot 10^{-3}$	J. u. I. Noddack 1923
Rhodium	*Rh*	45	102,9055	I, II, *III*, *IV*, VI	$1 \cdot 10^{-3}$	Wollaston 1803
Rubidium [2]	Rb	37	85,467/8	I	30	Bunsen u. Kirchhoff 1860
Ruthenium	Ru	44	101,07	II, III, *IV*, V, VI	$2 \cdot 10^{-3}$	Cluus 1844
Samarium [2]	Sm	62	150,40	II, III	6,5	L. de Boisbaudran 1879
Sauerstoff	O	8	15,999/4	II	$490 \cdot 10^3$	Scheele 1774; Priestley 1774
Schwefel	S	16	32,064	*II*, IV, *VI*	500	Altertum
Selen	Se	34	78,96	II, *IV*, VI	0,8	Berzelius 1811
Silber	Ag	47	107,868	*I*, II, III	0,1	Altertum
Silizium Halbmetall	Si	14	28,08/6	II, *IV*	$260 \cdot 10^3$	Berzelius 1823
Skandium	*Sc*	21	44,9559	III	5	Nilson 1879
Stickstoff	N	7	14,0067	I, II, *III*, IV, *V*	46	Scheele 1777

Name	Symbol	Ordnungszahl	(relative) Atommasse[1])	Wertigkeiten	Vorkommen, g/t i. d. Erdrinde	Entdecker Jahr
Strontium	Sr	38	87,62	II	300	Davy 1808
Tantal	Ta	73	180,948	II, III, IV, *V*	8	Ekeberg 1802
Technetium	Tc	43	[98,9002]	IV, VI, *VII*	?	Perrier u. Segrè 1937
Tellur	Te	52	127,60	II, *IV*, VI	$2 \cdot 10^{-3}$	Müller v. Reichenstein 1782
Terbium	Tb	65	158,9254	*III*, IV	0,9	Mosander 1843
Thallium	Tl	81	204,37	I, III	0,6	Crookes 1861/66; Lamy 1862
Thorium	Th	90	232,0381	II, III, *IV*	12	Berzelius 1828
Thulium	*Tm*	69	168,9342	III	0,2	Cleve 1879
Titan	Ti	22	47,90	II, III, *IV*	$4,4 \cdot 10^{3}$	Gregor 1791; Klaproth 1795
Tritium[4]) (überschwerer Wasserstoff)	T; (^{3}H)	1	3,01604	I	$1 \cdot 10^{-14}$	Oliphant, Harteck, Rutherford 1934
Uran[4])	U	92	238,029	II, III, *IV*, V, *VI*	3	Klaproth 1789
Vanadin	V	23	50,942	I, II, III, IV, *V*	150	del Rio 1801; Sefström 1830
Wasserstoff[3])	H	1	1,008/0	I	$1,4 \cdot 10^{3}$	Cavendish 1766
Wismut[2])	Bi	83	208,980	II, *III*, V	0,2	Mitte d. 18. Jh.
Wolfram	W	74	183,85	II, III, IV, V, *VI*	69	Scheele 1781; Gebr. d'Elhuyar 1783
Xenon	Xe	54	151,30	0, II, IV, VI, VIII	$2,5 \cdot 10^{-5}$	Ramsay 1898
Ytterbium	Yb	70	173,04	II, *III*	$3 \cdot 10^{-3}$	Marignac 1878
Yttrium	*Y*	39	88,9059	III	28	Gadolin 1794
Zäsium	*Cs*	55	132,9055	I	7	Bunsen u. Kirchhoff 1860
Zer	Ce	58	140,12	*III*, IV	46	Klaproth 1803
Zink	Zn	30	65,37	II	130	Margraf 1746
Zinn	Sn	50	118,69	II, IV	40	Altertum
Zirkonium	Zr	40	91,22	II, III, *IV*	220	Klaproth 1789; Berzelius 1824
„Uneigentliche Elemente"						
Neutron „nulltes Edelgas"	Nn	„0"	1,0086654	0		Chadwick 1932
Positronium	(Pn)		$1,1 \cdot 10^{-3}$	(I)		1960er Jahre
kurzlebiges atomähnliches Gebilde (Lebensdauer 10^{-10} s) mit einem Positron als „Kern" und wasserstoffähnlichen chemischen Eigenschaften						
Müonium			$1,1 \cdot 10^{-1}$	(I)		Hughes 1960
kurzlebiges atomähnliches Gebilde (Lebensdauer = 10^{-6} s) aus einem Elektron und einem $^{+}\mu$-Meson als Kern mit wasserstoffähnlichen chemischen Eigenschaften						

Erklärung: [1]) Bei instabilen Elementen Massezahl des längstlebigen Nuklids bzw. bei den Transuranen die Massezahlen der in den jeweils größten Mengen verfügbaren Isotope in [ ]. [2]) In der Natur kommen neben stabilen Isotopen auch instabile vor. [3]) Wie bei [2]), nur in sehr geringem Anteil. [4]) In der Natur kommen nur instabile Isotope vor. [5]) Es sind nur „künstliche" instabile Isotope bekannt. — Die kursivgedruckten Symbole kennzeichnen die Reinelemente. — Die kursivgedruckten Wertigkeiten bedeuten die beständigsten Wertigkeitsstufen der betreffenden Elemente.

2) *galvanische E., galvanische Ketten, galvanische Zellen*, elektrolytische Zellen, die in der Lage sind, elektrische Energie durch einen elektrochemischen Vorgang zu erzeugen. Es sind Anordnungen, in denen Redox-Reaktionen, d. h. Reaktionen des Typs $A + B \leftrightarrow C + D$, bei denen zwischen den Partnern Elektronen ausgetauscht werden, derart in Teilvorgänge aufgetrennt werden, daß der Elektronenaustausch (formal betrachtet) über einen äußeren Stromkreis erfolgt. Das übersichtlichste und zugleich eines der ältesten galvanischen E. ist das 1835 von Daniell erfundene *Daniell-Element* (*Kupfer/Zink-Element*, Abb. 1). An der positiven (Kupfer-) Elektrode läuft der *katodische* Teilvorgang $Cu^{2+} + 2e^- \rightarrow Cu$, die Entladung von Kupferionen mit nachfolgendem Einbau in das Gitter des Elektrodenmetalls, an der negativen (Zink-) Elektrode der *anodische* Teilvorgang, Übertritt von Zinkatomen $Zn \rightarrow Zn^{2+} + 2e^-$, unter Ionenbildung in die Lösung ab. Damit innerhalb des Elektrolyten die Elektroneutralität gewahrt bleibt, diffundieren Sulfationen aus dem Katoden- in den Anodenraum. Die Gesamtreaktion ist somit der Redox-Vorgang $Zn + Cu^{2+} \leftrightarrow Zn^{2+} + Cu$. Die maximal zwischen den Elektroden eines galvanischen E.s in stromlosem (kompensiertem) Zustand meßbare Spannung, die EMK E, ist mit der Änderung der freien Enthalpie ΔG der betreffenden Reaktion durch die Gleichung $E = -\Delta G/(nF)$ verknüpft. Dabei ist F die elektrochemische Faraday-Konstante und n die Anzahl der je Formelumsatz ausgetauschten Elektronen. E ist demnach gemäß den für ΔG geltenden thermodynamischen Beziehungen von den Konzentrationen und (bei Gasen!) vom Druck der Reaktionsteilnehmer wie auch von der Temperatur abhängig. Da E der maximalen Nutzarbeit der betreffenden chemischen Reaktion entspricht, so kann diese in einem galvanischen Element zu einem viel höheren Anteil in praktisch nutzbare Energie umgesetzt werden, als es z. B. möglich ist, wenn die gleiche Reaktion mit hohen Anteilen an Irreversibilität, z. B. als thermische Reaktion, durchgeführt wird. Hierin liegt die Möglichkeit für die Verwendung von galvanischen E.n als Energiequellen, vor allem für den Umsatz von



1 Daniell-Element

Brennstoffen (Kohlenwasserstoffe, Methanol, Wasserstoff) mit Sauerstoff in den → Brennstoffelementen. Voraussetzung ist, daß ein galvanisches Element so gebaut und betrieben werdan kann, daß die im belasteten Zustand zwischen den Elektroden meßbare Spannung, die *Klemmenspannung U*, bei praktisch interessierenden Stromentnahmen für eine möglichst lange Zeit möglichst wenig von der EMK E abweicht. Wenn der innere Widerstand des Elements R_i ist und der äußere Widerstand R_a beträgt, so ist $U = E/(R_i + R_a)$. Bei ausreichender Reversibilität der Elektrodenvorgänge können Werte von U/E, d. h. für den energetischen Wirkungsgrad in der Höhe von 80 bis 90% erhalten werden, im Gegensatz zu 30 bis 35% bei Wärmekraftmaschinen. Die Anzahl der in galvanischen E.n im Prinzip nutzbar zu machenden Reaktionen ist groß, doch scheitert in den meisten Fällen der praktische Einsatz daran, daß es nicht gelingt, Elektroden herzustellen, an denen der Elektronenaustausch genügend schnell, d. h. mit ausreichend geringer Aktivierungsenergie stattfindet. Das führt zu irreversiblen Polarisationserscheinungen bzw. zu Überspannungen, die das galvanische Element praktisch unbrauchbar machen (→ Elektrodenvorgänge). Außer den in Entwicklung befindlichen Brennstoffelementen haben jetzt und wahrscheinlich auch für die Zukunft nur wenige Grundtypen von galvanischen E.n eine größere praktische Bedeutung. Als Elektronenlieferanten werden vorzugsweise unedle Metalle (vor allem Zink, ferner Blei, Alkalimetalle u. a.), als Elektronenakzeptoren vorwiegend Oxide oder Luftsauerstoff verwendet; als Elektrolyte dienen überwiegend wäßrige Salzlösungen. Bei Verwendung stark elektropositiver Metalle (z. B. Lithium) erscheinen Elektrolyte auf organischer Basis (ohne Wasser) recht aussichtsreich.

In der Praxis unterscheidet man Primär- und Sekundärzellen. Bei den *Primärzellen* sind die Substanzen A und B in begrenzten Mengen vorhanden, bei den *Sekundärzellen* können sie aus den Reaktionsprodukten regeneriert werden, was meist durch einen Elektrolysevorgang erfolgt. In den meisten galvanischen E.n liegt das elektrochemisch aktive Material in fester Form vor. Es bestimmt durch seine spezifische Ladung L_G[Ah/kg] bzw. L_V[Ah/l] den theoretischen Energieinhalt der Zelle $E_G = U/(L_{GA}^{-1} + L_{GK}^{-1})$ bzw. die Energiedichte. Das aktive Material soll eine hohe Ladungs- und Energiedichte haben, die Polarisation bei Stromentnahme soll niedrig, die Überspannung für Wasser- und Sauerstoff hoch sein, auch an etwaigen Gerüstsubstanzen, damit die Elektrolytzersetzung klein bleibt. Der Elektrolyt soll gut ionenleitend sein, es soll keine Korrosion und keine Selbstentladung auftreten.

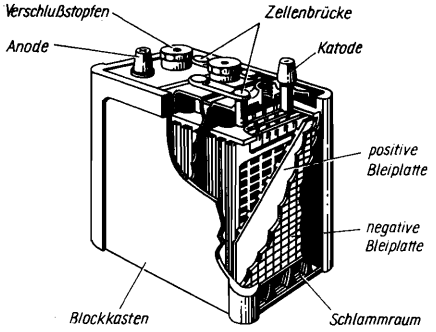
Das wichtigste Primärelement ist noch immer die von Leclanché 1866/67 erfundene und von P. Schmidt 1896 durch Einbringen von Stärke oder Mehl als *Trockenelement* weiterentwickelte Kohle-Zink-Zelle mit dem Aufbau Zink/Elektrolyt (Ammonsulfat)/Braunstein + Kohle. Katodenvorgang: $Zn + 2\,OH^- \rightarrow Zn(OH)_2 + 2e^-$, Anodenvorgang: $2\,MnO_2 + 2\,H_2O + 2\,e^- \rightarrow 2\,MnO(OH) + 2\,OH^-$; Ruhespannung 1,6 V; E_G etwa 50 Wh/kg; E_V etwa 100 bis 120 Wh/l; in Größen von 0,1 cm³ bis 1 m³; Kapazitäten von einigen mAh bis zu 10^4 Ah und Leistungen von μW bis zu MW. Es wird in den üblichen Rundzellen, die die Grundlage der Taschenlampenbatterien bilden, wie auch als stapelbare Flachzelle angeboten. Nachdem 1942 von Ruben die gasdichten Zellen erfunden worden waren, wurden *Quecksilberoxid-* bzw. *Silberoxid-Zellen* entwickelt, bei denen der Braunstein des Leclanché-Elements durch diese Oxide und der Elektrolyt durch Kalilauge ersetzt sind. Sie sind teurer, zeichnen sich jedoch durch größere Energiedichte und gute Spannungskonstanz aus. – Bei den *aktivierbaren Primärzellen* wird die Betriebsbereitschaft erst kurz vor der Belastung hergestellt und damit eine längere Lagerung ermöglicht. Bei den *Füllelementen* wird der Elektrolyt bei Bedarf zugegeben, sie sind für Notbatterien im Seerettungswesen u. a. einsetzbar. Hierbei erfolgt die Aktivierung durch Seewasser, z. B. bei den Kombinationen Magnesium/Seewasser/Kupfer(I)-chlorid oder Magnesium/Seewasser/Luftsauerstoff (mit Platin, Nickel oder Silber als Katalysator). Hier ist z. B. ein Auswechseln des Elektrolyts und ein Nachfüllen von Magnesium möglich.

Bei den Sekundärzellen, die auch als *Akkumulatoren* (abg. *Akku*) oder *Sammler* bezeichnet werden, haben folgende Kombinationen praktische Bedeutung:

Zellentyp	Zellenspannung im stromlosen Zustand EMK in Volt	praktische Energiedichte Wh/kg	Zahl der Ladezyklen
Bleiakkumulator	2,02	10··· 35	500···1500
Nickel-Eisen (NiFe)	1,6	25··· 35	etwa 3000
Nickel-Kadmium	1,35	25··· 30	1000···2000
Silber-Zink	1,6	70···130	etwa 50
Zink-Luft (Zwischenstellung zwischen Primär- und Sekundärelement)	1,45	90···180	

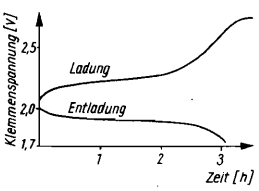
Der energetische Nutzeffekt eines Akkumulators wird bestimmt durch das Verhältnis der bei einem Ladevorgang zugeführten elektrischen Energie (hierbei Verluste von etwa 20 bis 25%) und der beim Entladen wiedergewonnenen. Er ist neben der Energiedichte und der Klemmenspannung maßgebend für den Gebrauchswert des Akkus.

a) Der *Bleiakkumulator* (Abb. 2) besteht aus Bleiplatten, die durch poröse Separatoren getrennt, in 20- bis 30%ige Schwefelsäure der Dichte 1,15 bis 1,22 g/cm³ eintauchen. Die Gesamtreaktion wird summarisch durch die Gleichung $PbO_2 + Pb + 2\,HSO_4^- + 2\,H^+ \underset{\text{Laden}}{\overset{\text{Entladen}}{\rightleftharpoons}} 2\,PbSO_4 + 2\,H_2O$ beschrieben. An der negativen (Blei-) Elektrode läuft der Vorgang $Pb \rightarrow Pb^{2+} + 2e^-$ ab, daneben jedoch eine Störreaktion $2\,H^+ + 2e^- \rightarrow H_2$, die durch Edelmetallspuren katalysiert wird und zur Zerstörung der Elektrode führt. Das sich einstellende Potential an der Elektrode entspricht dem Mischpoten-



2 Bleiakkumulator

tial. An der positiven, mit Bleidioxid PbO_2 überzogenen bzw. vermischten Elektrode läuft der Vorgang $PbO_2 + HSO_4^- + 3\,H^+ + 2e^- \rightarrow PbSO_4 + 2\,H_2O$ ab. Die Nebenreaktion $Pb + HSO_4^- \rightarrow PbSO_4 + H^+ + 2e^-$ findet auch statt, wenn der Akkumulator ohne Stromentnahme und vor allem wenn er im entladenen Zustande steht; sie führt zur „Sulfatierung" der Elektrodenplatten und zur Unbrauchbarkeit des Akkus. In der praktischen Ausführung bestehen die Platten aus Gittern von Hartblei (mit Antimonzusatz), in die Blei und Bleidioxid in Form schnell erhärtender Pasten eingepreßt werden. Den Verlauf der Klemmenspannung bei konstanter Stromstärke während des Lade- und Entladevorgangs zeigt Abb. 3. Das Ende des



3 Graphische Darstellung der Klemmenspannung in Abhängigkeit von der Zeit

Ladungsvorganges ist kenntlich am starken Anstieg der Klemmenspannung und an der eintretenden Gasentwicklung. Die Ladespannung muß zur Überwindung der Polarisationserscheinungen etwas über der EMK liegen. Die Entladung soll nicht soweit fortgesetzt werden, daß die Klemmenspannung unter 1,7 V sinkt, da sonst der Akku geschädigt wird. Da während des Lade-Entlade-Zyklus sich die Konzentration und damit die Dichte der Schwefelsäure ändert, kann der Ladungszustand des Akkus außer durch Spannungsmessungen auch durch eine Dichtemessung verfolgt werden; es gilt die Faustformel $U = \varrho + 0{,}84$ für die Klemmenspannung U als Funktion der Säuredichte ϱ. Wegen seines geringen inneren Widerstandes können dem Blei-Akku kurzzeitig sehr starke Ströme (einige hundert Ampere), z. B. beim Autoanlassen, entnommen werden. Der energetische Wirkungsgrad liegt bei etwa 80%.

b) Der *Edison-Akkumulator*, auch *NiFe-* oder *Stahlakkumulator* genannt, ist nach dem Bleiakkumulator der am meisten verwendete. Er enthält in geladenem Zustand Eisen in feinverteilter Form in Taschen aus vernickeltem Stahlblech als negativen Pol und Nickel(III)-hydroxid in vernickelten Stahlröhren als positiven Pol. Als Elektrolyt dient etwa 20%ige Kalilauge. Beim Entladen wird an der Katode das metallische Eisen in der Primärreaktion zur zweiwertigen Stufe, zu Eisen(II)-hydroxid, oxydiert. An der Anode wird das dreiwertige Nickel zum zweiwertigen reduziert. Für die Gesamtreaktion ergibt sich:

$$Fe + 2\,Ni(OH)_3 \underset{\text{Laden}}{\overset{\text{Entladen}}{\rightleftharpoons}} Fe(OH)_2 + 2\,Ni(OH)_2.$$

Die Entladespannung nimmt von anfänglich 1,4 V auf durchschnittlich 1,2 V ab. Der Nutzeffekt ist mit etwa 50% bedeutend geringer als beim Bleiakkumulator, was besonders auf unerwünschte Sekundärprozesse zurückzuführen ist. Für 1 kg Zellenmasse rechnet man mit einer Energieaufspeicherung von 30 Wattstunden. Die Vorteile des Edison-Akkumulators liegen vor allem in seiner geringeren Masse und in seiner weitgehenden Unempfindlichkeit gegenüber mechanischen Erschütterungen; weiterhin gestattet er die Entnahme großer Stromstärken und ein längeres Lagern ohne Stromentnahme.

c) Die gleichen Vorteile hat der von Jungner entwickelte *Nickel-Kadmium-Akkumulator*. Er ist außerdem kälteunempfindlich und in vollkommen geschlossener, gasdichter Ausführung herstellbar. Die Nickelhydroxid-Elektrode enthält hierbei eine *antipolare Masse*, die den bei Überladung auftretenden Sauerstoff bindet und bei einer zu tiefen Entladung, die bei Reihenschaltung wegen der ungleichen Kapazitäten der Einzelzellen auftreten kann, Sauerstoff abgibt. Der Nutzeffekt liegt bei 57%.

d) Der *Silber-Zink-Akkumulator* ist ein von André entwickelter Leichtakkumulator, der in neuerer Zeit Bedeutung gewonnen hat. Während der elektrochemische Vorgang durch die Reaktionsgleichung $Ag_2O_2 + 2\,Zn + H_2O \underset{\text{Entladen}}{\overset{\text{Laden}}{\rightleftharpoons}} 2\,Ag + ZnO + Zn(OH)_2$ ungefähr wiedergegeben werden kann, ist über die Kinetik der Elektrodenvorgänge bisher nichts Sicheres bekannt. Die Entladungsspannung von 1,7 bis 1,8 V sinkt für längere Zeit auf 1,5 V. Der große Vorteil dieses Akkumulatos liegt in seiner geringen Masse, die bei gleicher Leistung nur $^1/_3$ der Masse des Bleiakkumulatos beträgt.

Die Zink-Luft-Elemente stehen zwischen den Primär- und Sekundärelementen, da der eine Partner, der Luftsauerstoff, nicht durch Regeneration gewonnen, sondern stets von außen zugeleitet wird. Das Element beruht auf dem schematisch durch die Gleichung $Zn + (1/2)\,O_2 \rightarrow ZnO$ beschriebenen Vorgang. Die positive Elektrode ist eine poröse Sauerstoffelektrode. Der alkalische Elektrolyt zirkuliert in der Zelle und entfernt dabei das gebildete Zinkoxid, das abfiltriert und gespeichert wird. Bei der Aufladung wird es zurückgeführt und zu metallischem Zink reduziert. Die Unvollkommenheiten der Sauerstoffelektroden begrenzen die Nutzung des Systems, das eine Leistungsdichte von etwa 180 Wh/kg hat.

Biochemische Zellen beruhen auf der Ausnutzung solcher von Mikroben erzeugter Produkte wie Ammoniak, Wasserstoff, Methan unter Verwendung von Brennstoffelementen oder auf enzymatischen Prozessen; sie befinden sich im Anfangsstadium der Entwicklung. Zellen, die

Elemente einer Gruppe

den Glukosegehalt des Blutes in der Reaktion mit Sauerstoff ausnutzen, sind als Spannungsquellen für Herzschrittmacher geeignet.

Normalelemente dienen zur genauen Messung unbekannter Spannungen. Man verlangt von ihnen eine vollkommen reproduzierbare, genau definierte sowie möglichst wenig von der Temperatur abhängige EMK. Heute wird ausschließlich das *Weston-Element* (*Kadmium-Normalelement*) benutzt, das aus einer Quecksilber(I)-sulfat-Elektrode als positivem Pol und aus Kadmiumamalgam/Kadmiumsulfat als negativem Pol besteht. Als Elektrolyt dient eine gesättigte Kadmiumsulfatlösung.

Elemente einer Gruppe, → Gruppentheorie.

Elementenentstehung, die Entstehung der chemischen Elemente und der gegenwärtigen kosmischen → Elementenhäufigkeit. Die Theorie der E. ist noch nicht zu eindeutigen Ergebnissen gekommen. Im wesentlichen stehen sich zwei unterschiedliche Theorien gegenüber. Die eine nimmt an, daß die E. bereits vor der Bildung der ersten Sterne beendet war. Die Elemente sollen danach in einem sehr frühen Zustand des Weltalls, in dem eine sehr hohe Temperatur und hohe Dichte herrschte, entstanden sein. Damit wird das Problem der E. als ein Teilproblem der Kosmologie angesehen. Die andere Theorie geht davon aus, daß während der extremen frühesten Stadien des Weltalls nur ein Teil des ursprünglich vorhandenen Wasserstoffs in Helium umgewandelt wurde, während die schwereren Elemente erst später im Zusammenhang mit den in den Sternen ablaufenden Kernprozessen gebildet wurden. Ein Teil der in den Sternen neugebildeten schweren Kerne wird bei Supernovaeausbrüchen an die interstellare Materie abgegeben, aus der sich dann später wieder neue Sterne bilden. Nach dieser Theorie müßten die jeweils jüngsten Sterne den relativ höchsten Anteil an schweren Elementen besitzen. Die Beobachtungen scheinen diese Theorie zu unterstützen: Die jüngsten Sterne im Milchstraßensystem, die der Population I angehören, haben eine z. T. um 10- bis 100fach größere Metallhäufigkeit als die ältesten Sterne der Population II. Diese scheinen damit die Elementenhäufigkeit zum Zeitpunkt der ersten Sternbildung im Milchstraßensystem zu repräsentieren. Da der von der zweiten Theorie vorausgesagte Heliumgehalt der Sterne wesentlich geringer ist als der tatsächlich beobachtete, nimmt man im allgemeinen an, daß ein Großteil des Heliums in der Frühphase des Weltalls aus Wasserstoff gebildet wurde.

Elementenhäufigkeit, die relative Häufigkeit der chemischen Elemente. Sie kann für die Erdkruste, die Mondoberflächengesteine, die Meteoriten und für die interplanetare Materie direkt gemessen, für die übrigen astronomischen Objekte kann sie aus den Spektren abgeleitet werden. Die Genauigkeit der Angaben nimmt dabei von denen über die Sonne bis zu denen über entfernte Galaxien ab. Da die E. bei den astronomischen Objekten, bei denen eine Bestimmung möglich ist, in wesentlichen Zügen übereinstimmt, hat man aus dem Gesamtmaterial eine mittlere kosmische E. berechnet. Trägt man die mittlere kosmische E. η in einem Z-η-Diagramm auf, wobei Z die Kernladungszahl ist, so ergeben sich folgende charakteristische Merkmale: H ist vor He das mit Abstand häufigste Element, Li, Be und B markieren ein tiefes Minimum in der Verteilung. Nach den schweren Elementen zu nimmt η erst schnell, später langsam ab. Elemente mit geradem Z sind häufiger als die mit ungeradem (*Harkinssche Regel*). Einige Gruppen von Elementen bilden Maxima, z. B. die *Eisenspitze* und die *Bleispitze*.

Von dieser mittleren kosmischen E. weichen aber einzelne Sterngruppen erheblich ab. So weisen z. B. die Sterne der Population II gegenüber denen der Population I, die den Hauptteil der Sterne der Sonnenumgebung ausmachen, einen Überschuß an leichten und ein Defizit an schweren Elementen auf. Bei den *Heliumsternen* ist dagegen He häufiger als H. Bei den *Wolf-Rayet-Sternen* gibt es Anomalien von C, N und O. In den *Kohlenstoffsternen* ist C überhäufig. Zur *Schwermetallgruppe* gehören die S-Sterne, in deren Atmosphären unter anderem Tc enthalten ist; wegen seiner Halbwertszeit von $2 \cdot 10^5$ Jahren zeigt Tc, daß es in dieser kurzen Zeit möglicherweise vom Innern in die Atmosphäre gelangte. In den *Metallliniensternen* ist das Verhältnis Metall : H um den Faktor 10 größer als sonst. Auch die Isotopenhäufigkeit kann verschoben sein; in einigen Kohlenstoffsternen fand man z. B. (C13) : (C12) = 1 : 3 anstatt des normalen Wertes 1 : 90.

Die unterschiedliche E. bei den Sternen der Population I und II läßt sich kosmogonisch als chemische Entwicklung des Milchstraßensystems deuten. Danach bildeten sich aus einer Gasmasse aus Wasserstoff die ersten Sterne der Population II. Die massearmen Sterne haben sich langsam entwickelt und zeigen jetzt noch die Zusammensetzung dieser ersten Generation. Die massereichen Sterne, die eine schnelle Entwicklung durchlaufen (→ Stern), haben schwerere Elemente an die interstellare Materie abgegeben, aus der sich die Sterne der nächsten Generation und schließlich die Sterne der Population I bildeten. Durch Fusionsprozesse können nämlich im Inneren dieser Sterne schwere Elemente bis zum Eisen aufgebaut werden. Im Eisenkern ist die Bindungsenergie je Kernbaustein am größten. Der Aufbau noch schwererer Elemente ist durch Neutroneneinfang und anschließenden β-Zerfall möglich. Bei geringer Neutronendichte können in 10^5 Jahren alle Elemente bis Bi-209 in einem langsamen Prozeß entstehen. Bei starken Neutronenquellen entstehen Elemente bis zu den instabilen Transuranen innerhalb von Sekunden. Man schätzt, daß bei einer Supernovaexplosion, bei der wahrscheinlich solche schnellen Prozesse ablaufen, so viel schwere Elemente gebildet werden, wie in 10^4 Sonnenmasse mit der augenblicklichen Zusammensetzung der Sonne enthalten sind.

Elementhalbleiter, → Halbleiter.

Elementumwandlung, Kernumwandlung, bei der die Kernladungszahl geändert wird. Die E. erfolgt z. B. beim α- und β-Zerfall, bei Kernumwandlungen in Reaktoren und bei Kernreaktionen mit Hilfe von beschleunigten Teilchen.

Ellipsometrie, eine optische Untersuchungsmethode besonders der Festkörper- und Oberflächenphysik, bei der linear polarisiertes Licht einer bestimmten Wellenlänge unter einem

relativ großen Einfallswinkel (nahe dem Winkel der Totalreflexion) auf das Probenstück auftrifft. Das reflektierte Licht ist im allgemeinen elliptisch polarisiert. In Abhängigkeit von der Frequenz des einfallenden Lichtes werden der Polarisationszustand des reflektierten Lichtes, charakterisiert durch Richtung und Verhältnis der Hauptachsen, und gegebenenfalls auch der Absolutwert der Amplitude gemessen. Es lassen sich daraus Brechungsindex und Absorptionskoeffizient berechnen, die Aussagen über die Bandstruktur gestatten. In der Oberflächenphysik dient die E. zur Messung der optischen Konstanten und der Dicke von Dünnschichten, z. B. Oxidschichten, Filmen, von einigen Å bis tausend Å Dicke, weiterhin zur Aufklärung der Bandstruktur einschließlich Oberflächentermen und zur Untersuchung der Adsorption auf Festkörpern mit einer derzeitigen Nachweisgrenze von 1/10 Monoschicht. Ein besonderer Vorteil dieser Methode besteht darin, daß man bereits während der Filmbildung messen kann, wobei der Reaktionsablauf im allgemeinen nur wenig oder gar nicht gestört wird. Die E. hat wertvolle Beiträge zum klareren Verständnis bestimmter kinetischer Probleme im Zusammenhang mit Reaktionen an Festkörperoberflächen, zur genauen Dickenbestimmung von Anlaufschichten und Wachstumsprozessen von Deckschichten auf metallischen und dielektrischen Oberflächen geliefert. Die historische Entwicklung der E. wurde durch Arbeiten von Drude (1887), Rayleigh (1892) sowie Freundlich, Patschke und Zocher (1927) eingeleitet, die die Passivität frisch hergestellter Karbonyleisenspiegel bei Einwirkung von Luft untersuchten.

elliptische Funktion, → elliptisches Integral, → Kreisel.

elliptische Koordinaten, → Koordinatensystem.

elliptischer Nebel, → Sternsystem.

elliptisches Integral, ein Integral der Gestalt

$$\int R(x, \sqrt{P(x)})\,\mathrm{d}x,$$

wobei R eine rationale Funktion und P ein Polynom dritten oder vierten Grades ist. Es kann nur in Ausnahmefällen, die *pseudoelliptische Integrale* heißen, durch elementare Funktionen in geschlossener Form angegeben werden. Durch Partialbruchzerlegung der rationalen Funktion und geeignete Variablensubstitution können elliptische I.e stets auf Integrale der folgenden drei Typen zurückgeführt werden: $\int \frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{P(x)}}$, $\int \frac{x\,\mathrm{d}x}{\sqrt{P(x)}}$, $\int \frac{\mathrm{d}x}{(x-a)\sqrt{P(x)}}$, in denen P ein Polynom dritten Grades ist. Sie werden als *e. I. erster, zweiter und dritter Gattung* bezeichnet. Durch geeignete reelle Transformationen gehen die ersten beiden über in die *Legendresche Normalform unvollständiger elliptischer I.e* erster und zweiter Gattung: $\int_0^{\varphi} \frac{\mathrm{d}\varphi'}{\sqrt{1-K^2\sin^2\varphi'}}$, $\int_0^{\varphi} \sqrt{1-K^2\sin^2\varphi'}\,\mathrm{d}\varphi'$. Ihre Werte für $\varphi = \pi/2$ bezeichnet man als *vollständige elliptische I.e* erster und zweiter Gattung in der Legendreschen Normalform. Die Werte dieser Integrale sind tabelliert.

Umkehrfunktionen bzw. algebraische Funktionen von Umkehrfunktionen der elliptischen I.e bezeichnet man als *elliptische Funktionen.* Diese sind in gewisser Beziehung den trigonometrischen Funktionen ähnlich, die sich völlig analog definieren lassen; z. B. ist die Funktion $y = \sin x$ die Umkehrfunktion des Integrals

$$x = \arcsin y = \int_0^{y} \frac{\mathrm{d}y'}{\sqrt{1-y'^2}}.$$

Die elliptischen Funktionen sind wie die trigonometrischen meromorph, sind aber keine einfachen periodischen, sondern *doppelperiodische Funktionen.* Es gilt für sie

$f(z) = f(z + m_1\omega_1 + m_2\omega_2)$

mit $m_1, m_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ und den beiden Perioden ω_1 und ω_2, die komplexe Zahlen sind, deren Verhältnis ω_1/ω_2 stets nicht reell ist.

Bezüglich einer eingehenden Darstellung der verschiedenen elliptischen Funktionen und ihrer Eigenschaften muß auf die Literatur verwiesen werden.

Lit. W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik Tl III/2 (dtsch Berlin 1961); E. Jahnke u. F. Emde: Tafeln höherer Funktionen (Leipzig, 1952).

Elmsfeuer, → Büschelentladung.

Elongation, → Schwingung.

Em, → Radon.

Eman, Einheit für die Aktivitätskonzentration (→ Aktivität) von Radium-Emanation Rn-222 in einem Gas oder einer Flüssigkeit. Das E. wird traditionsgemäß in der Balneologie für den Radongehalt von Quellwassern und im Bergbau angewandt; es gilt 1 Eman = 10^{-10} Ci/l.

Emanation, 1) Ausstrahlung, zum Beispiel von radioaktiven Gasen durch radioaktive feste Körper.

2) frühere Bezeichnung für → Radon.

Emanationstheorie, → Lichttheorien.

Emaniermethode, Verfahren zur Oberflächenuntersuchung mit radioaktiven Substanzen. Der zu untersuchende Stoff wird mit einer solchen radioaktiven Substanz vermischt, die eine Emanation abgibt. Aus der Differenz der aus Halbwertszeit und Aktivität ermittelten Anzahl der Emanationsatome und der außerhalb der Substanz nachgewiesenen Anzahl kann auf die Durchlässigkeit, also auf die Kristallstruktur und Oberflächenbeschaffenheit der Stoffprobe, geschlossen werden.

emE, Symbol für elektromagnetische Einheit, → Maßsystem.

E-Meson, *E-Mesonenresonanz,* → Elementarteilchen, Tab. B.

Emission, die Aussendung einer Wellen- oder Teilchenstrahlung, z. B. Licht durch leuchtende Körper, Elektronen aus Festkörperoberflächen bei der Glüh- oder Feldemission (→ Elektronenemission) und α-, β-, γ-Strahlung durch radioaktive Stoffe. Während die *spontane E.*, z. B. als Lichtausstrahlung nach Ablauf der Lebensdauer eines angeregten Zustandes von Atomen oder Molekülen, ohne äußeren Anlaß erfolgt, tritt die *induzierte E.* beim Einfall von Strahlung, z. B. von Licht, auf Atome oder Moleküle als Umkehrvorgang der Absorption auf. Die induzierte E. ist die Grundlage für → Maser und → Laser.

Emissionsmikroskop (Tafel 50), ein elektronenoptisches Gerät zur direkten Abbildung elektronenemittierender Oberflächen. Die Objektoberfläche ist in diesem Falle selbst elektronenoptisches Element (Katode), und die Erzeugung der Abbildung erfolgt mit Hilfe einer Katodenlinse (Immersionsobjektiv). Zur Elektronenauslösung an der zu untersuchenden Oberfläche wendet man — je nach den Möglichkeiten einzelner Geräte — folgende Mittel an: 1) Aufheizung des Objekts (thermische Emission), 2) Ionenbeschuß (ioneninduzierte Emission), 3) Elektronenbeschuß (echte Sekundäremission), 4) Einstrahlung energiereicher Strahlung, z. B. UV-Licht (Photoemission), 5) Beschuß mit Neutralteilchen. Das Auflösungsvermögen des Gerätes ist in erster Näherung proportional zur Geschwindigkeitsbreite der an der Katode emittierten Elektronen und umgekehrt proportional zur angelegten elektrischen Feldstärke. In günstigen Fällen beträgt es 10 nm.

Emissionsnebel, → interstellare Materie.

Emissionsrauschen, → Rauschen II, 2a.

Emissionsspektrum von Festkörpern, → Lumineszenz.

Emissionstheorie, → Lichttheorien.

Emissionsvermögen, → Kirchhoffsches Strahlungsgesetz.

Emissionswahrscheinlichkeit, Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Strahlungsübergangs, d. h. des Übergangs eines gebundenen quantenmechanischen Systems von einem angeregten Zustand $|m\rangle$ in einen tiefer liegenden Zustand $|n\rangle$ unter Emission von elektromagnetischer Strahlung der Frequenz $\nu = (E_m - E_n)/h$ (→ Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeiten).

Emitter, eine Elektrode des → Transistors.

Emitterschaltung, → Verstärker.

EMK, Abk. für elektromotorische Kraft.

Emmetropie, → Augenoptik.

E-Modul, svw. Elastizitätsmodul.

Empfängerdiversity, → Mehrfachempfang.

Empfindlichkeit, 1) E, das Verhältnis $\Delta A/\Delta M$ einer an einem Meßgerät beobachteten Anzeigeänderung ΔA zu der sie verursachenden Änderung ΔM der Meßgröße. Bei Meßgeräten mit Strichskale wird ΔA durch die Änderung Δl in Längeneinheiten, bei denen mit Ziffernskale durch den Ziffernschritt ΔZ angegeben. Ist die E. längs einer Skale nicht konstant, muß der Bereich angegeben werden, für den sie gilt. Bei Meßanordnungen aus mehreren Gliedern ergibt sich die Gesamtempfindlichkeit aus der der einzelnen Glieder. Bei Längenmeßgeräten ist die E. das Verhältnis des Weges des Anzeigeelements, z. B. eines Zeigers, zu dem Weg des Meßelements, z. B. eines Meßbolzens. Die auf den Anschlagwinkel ω bezogene E. eines Galvanometers ist $\Delta\omega/\Delta l$ in rad/A, die E. einer Waage ist $\Delta l/\Delta$m in m/kg.

2) *E. des Auges,* → Augenempfindlichkeit.

Empfindlichkeitszeit, in Spurkammern die Zeit, während der die Bereitschaft zum Registrieren der Spuren hochenergetischer Teilchen existiert. Die E. wird durch die Zeit bestimmt, während der der instabile Zustand der Übersättigung (bei Nebelkammern und Gas-Blasenkammern) oder der Überhitzung (bei Blasenkammern) aufrechterhalten werden kann. Die E. wird prinzipiell durch die kosmische Strahlung beschränkt.

Empirie, die unmittelbare Erfahrung, die aus Beobachtung oder Experiment gewonnen ist. Sie führt zu *empirischen Aussagen* über die Natur und *empirischen Gleichungen,* die nicht durch logische Überlegungen aus einem System von Grundvoraussetzungen (→ Axiomensystem), sondern durch numerische Auswertung der Meßergebnisse abgeleitet sind. Jede Erkenntnis beginnt mit der E., kann aber nicht auf dieser Stufe stehen bleiben, sondern muß zur Stufe des rationalen Denkens aufsteigen.

empirische Verifizierbarkeit, → Positivismus.

Empirismus, → Empirie.

empty-lattice-Bänder, die Darstellung des Energiespektrums freier Elektronen im reduzierten Zonenschema eines Kristallgitters. Das Energiespektrum freier Elektronen wird im allgemeinen im *ausgebreiteten Zonenschema,* also im gesamten $\vec{k}$-Raum, durch die Energieparabel $E(\vec{k}) = \hbar^2\vec{k}^2/(2m)$ dargestellt. Dabei ist $\vec{k}$ der nichtreduzierte Ausbreitungsvektor, $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum und m die Elektronenmasse. Teilt man den $\vec{k}$-Raum in → Brillouin-Zonen auf, verschiebt die in den einzelnen Brillouin-Zonen liegenden Teile der Energieparabel mittels reziproker Gittervektoren $\vec{K}$ in die 1. Brillouin-Zone und gibt diesem Energiezweig die Nummer der Brillouin-Zone als Bandindex, so erhält man die e.-l.-B., die zu dem betrachteten Gitter gehören. Diese Konstruktion läßt sich für alle 14 Gittertypen durchführen. Ist der Einfluß des Kristallpotentials auf die Elektronenstreuung nur gering, so unterscheidet sich die Bandstruktur nur wenig von den e.-l.-B.n. Das trifft insbesondere für die einfachen Metalle zu.

enantiomorphe Körper, Gebilde, z. B. Kristalle, die nur durch Spiegelung an einer Ebene oder einem Punkt gegebenenfalls mit nachfolgender Drehung und Translation, nicht aber durch Drehung und Translation allein zur Deckung gebracht werden können (z. B. rechte und linke Hand). Von zueinander enantiomorphen Kristallen oder Molekülen sagt man, sie unterscheiden sich durch ihre *absolute Konfiguration.* Sind enantiomorphe Kristalle optisch aktiv, so drehen sie die Polarisationsebene des Lichts in entgegengesetzte Richtungen um gleiche Beträge. Sind enantiomorphe Kristalle aus optisch aktiven Molekülen aufgebaut, so enthält die aus einer der beiden e.n Formen des Kristalls entstehende Lösung nur eine der beiden Formen von Spiegelbildisomeren, und die Lösung ist optisch aktiv, sofern sich die Moleküle in Lösung nicht umlagern. Andernfalls verlieren enantiomorphe Kristalle ihre optische Aktivität bei Auflösung. Soll von einem Kristall nicht nur die relative, sondern auch die absolute Konfiguration mittels → Kristallstrukturanalyse bestimmt werden, so muß dazu Röntgenstrahlung einer Wellenlänge verwendet werden, die von einer im Kristall vorhandenen Atomsorte anomal gestreut wird (→ Atomformfaktor).

Enantiomorphie, → Isomerie.

Enantiotropie, → Modifikationen.

Endballistik, → Ballistik.

Enddruck, → Vakuumpumpen.

endliche Bewegung, → mechanisches System.

endliches Schema, eine Klasse von Ereignissen $A_1, A_2, \ldots A_k$, von denen bei einem jeden Versuch sich genau ein A_i mit der Wahrscheinlichkeit p_i realisiert; dabei gilt $\sum_i p_i = 1$. Ist B ein beliebiges Ereignis und $p(B/A_i)$ die Wahrscheinlichkeit für die einander ausschließenden Ereignisse B/A_i, so gilt $p(B) = \sum_i p(B/A_i)\, p(A_i)$. Die *Rückschlußwahrscheinlichkeiten* $p(A_i/B) = p(B/A_i)\, p(A_i)/\sum_j [p(B/A_j)\, p(A_j)]$ ergeben sich nach Bayes.

Viele Situationen lassen sich durch endliche Schemata beschreiben, z. B. die, daß ein polyedrischer Würfel mit den Flächen A_i mit der Wahrscheinlichkeit p_i auf A_i fällt oder daß aus einer Urne mit Kugeln in den Farben A_i und in den Mischungsverhältnissen p_i die Farbe A_i gezogen wird. Eine andere Situation liegt vor, wenn eine Signalquelle zu jedem Taktzeitpunkt an den Übertragungskanal genau ein Symbol A_i ihres endlichen Signalalphabets übergibt und wenn die A_i mit den Wahrscheinlichkeiten p_i auftreten oder wenn ein Organismus bei einem bestimmten Umweltreiz einander ausschließende typische Reaktionen A_i mit den Wahrscheinlichkeiten p_i zeigt. Interessiert man sich für die Ereignisse A_i des endlichen Schemas nur unter einer zusätzlichen Nebenbedingung B, so erhält man ein bedingtes e. S. mit den bedingten Ereignissen A_i/B und den zugehörigen bedingten Wahrscheinlichkeiten $p(A_i/B) = p(A_i \wedge B)/p(B)$. Zu zwei endlichen Schemata

$$\mathfrak{A} = \begin{pmatrix} A_1 A_2 \cdots A_k \\ p_1\, p_2 \cdots p_k \end{pmatrix} \text{ und } \mathfrak{B} = \begin{pmatrix} B_1 B_2 \cdots B_l \\ q_1\, q_2 \cdots q_l \end{pmatrix}$$

kann man ein zusammengesetztes endliches Schema, das *Kompositum* $\mathfrak{AB}$, bilden mit den Ereignissen $A_i \wedge B_j$. Dies ist vor allem dann erforderlich, wenn jedes der beiden endlichen Schemata eine gequantelte Meßgröße in ihren verschiedenen diskreten Werten beschreibt und man beide Größen simultan registriert. Das Kompositum beschreibt dann das endliche S. aus allen möglichen Paaren von Meßwerten, die bei der Beobachtung auftreten können.

Endmaß, die Verkörperung einer Längen- oder einer Winkeleinheit. Bei den Verkörperungen von Längeneinheiten ist die Länge durch den Abstand der Endflächen gegeben, die bei Parallelendmaßen planparallel, bei Kugelendmaßen kugelförmig ausgebildet sind. *Parallelendmaße* dienen bei der Herstellung und der Überwachung von Meßzeugen als Normale. Sie haben Längen von $0{,}1 \cdots 4 \cdot 10^3$ mm und die Form prismatischer Blöcke mit rechteckigem Querschnitt von 9 mm · 3 mm bei Längen bis 10 mm oder von 9 mm · 35 mm bei Längen > 10 mm. Parallelendmaße bestehen aus Stahl und haben meist Strichpolitur, so daß sie aufeinander haften; man kann sie „anschieben" oder „ansprengen", ohne Kraft aufzuwenden. Die Endflächen sind zugleich Meßflächen. Für Messungen höchster Genauigkeit werden Kombinationen verschiedener Länge zusammengesetzt. Erforderlichenfalls kann eine „Anschubkorrektur" angebracht werden. Parallelendmaße werden in vier „Genauigkeitsgraden" hergestellt. Dem Genauigkeitsgrad 0 entspricht ein Fehler von $\pm(0{,}1 + l/500)\,\mu$m, wenn l das Nennmaß ist. Parallelendmaße des Genauigkeitsgrades 0 werden interferentiell geprüft (→ Interferenzlängenmessung) und sind Normale höchster Genauigkeit. Sie stellen außerordentlich empfindliche Feinmeßgeräte dar, die mit größter Sorgfalt zu behandeln sind. Parallelendmaße sind zu Sätzen von jeweils 45 bzw. 86 Stück zusammengestellt, deren Stufung von 0,001 möglich ist.

Kugelendmaße sind zylindrische Körper bestimmter Länge mit kreisförmigem Querschnitt und kugelig abgerundeten Meßflächen. Da die Länge unabhängig von der Neigung ist, unter der sie angelegt werden, sind Meßfehler infolge von Verkanten ausgeschlossen. Die Berührung ist punkt- oder linienförmig. Streng genommen eignen sich Kugelendmaße nur zur Ausschußmessung.

Winkelendmaße verkörpern Winkel, die wie Parallelendmaße durch Anschieben zusammengesetzt werden können. Auch sie sind zu Sätzen zusammengestellt, die es gestatten, jeden Winkel zwischen 0 und 90° in Stufen zu 10″ darzustellen. Vereinzelt gibt es auch Sätze, bei denen die Stufung 1″ und 2″ möglich ist.

ENDOR, → Doppelresonanzmethode.

endotherm, Bezeichnung für eine chemische Reaktion, die unter Wärmeaufnahme aus der Umgebung verläuft. Diese Wärme ist mit positivem Vorzeichen zu versehen und wird als → Reaktionswärme bezeichnet. Gegensatz: → exotherm.

endotherme Kernreaktionen, svw. Schwellenreaktionen.

Endpentode, → Pentode.

Endvakuum, → Vakuumpumpen.

Energetik, Lehre von den Gesetzmäßigkeiten der Energie und deren Umwandlungen. Als *Energietechnik* bezeichnet man die technisch angewendete E., die eine große Zahl technischer Disziplinen zum Zwecke der optimalen energetischen Umwandlung der Rohenergie in Gebrauchs- und Nutzenergie sowie deren Transport, die Konstruktion und den technischen Betrieb der hierzu erforderlichen Verfahren und Geräte umfaßt.

energetisches Lichtäquivalent, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

energetisches Richtungsäquivalent, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Energie, E, W, Arbeitsvermögen physikalischer Systeme, d. h. gespeicherte Arbeit und daher die Fähigkeit, Arbeit zu leisten. Die E. physikalischer Systeme kann sich daher nur dadurch ändern, daß an den Systemen Arbeit verrichtet und sie dabei erhöht wird oder daß die Systeme selbst Arbeit verrichten und sie dadurch vermindert wird. Dies führt zu einer Änderung des Bewegungszustands der Systeme und/oder zur Änderung ihrer Lage in einem äußeren Kraftfeld, weshalb man grundsätzlich zwischen der → kinetischen Energie oder Bewegungsenergie und der potentiellen E. oder Lageenergie (→ Potential) der Systeme unterscheidet. Gemäß der Klassifizierung physikalischer Systeme unterscheidet man mechanische E., elektrische E. und magnetische E. bzw. elektromagnetische E., thermodynamische E. oder Wärmeenergie und ferner noch verschiedene Formen der Bindungsenergie, wie chemische E. und Kernenergie.

Da sich die Wirkungen zwischen den in ver-

schiedenen Raum-Zeit-Bereichen lokalisierten Systemen nicht augenblicklich, sondern mit endlicher Geschwindigkeit vermöge bestimmter Felder ausbreiten, erfolgt die Zustandsänderung der Systeme nicht augenblicklich, d. h., die Energieübertragung findet über die Zwischenschaltung physikalischer Felder statt, die somit notwendig ebenfalls eine E., die *Feldenergie*, haben (→ Selbstenergie). Diese wird als *Energiedichte* $w(\vec{r}, t)$, d. h. E. je Volumen, angegeben und ist orts- und zeitabhängig. Die Gesamtenergie des Feldes zu einer bestimmten Zeit t ergibt sich nach Integration über das gesamte vom Feld erfüllte Volumen V: $W(t) = \int_V w(\vec{r}, t)\, d\tau$.

Die E. gehört zu den fundamentalen Begriffen der gesamten Physik. Dies ist darin begründet, daß 1) alle Energieformen weitgehend ineinander umwandelbar und daher einander äquivalent sind, 2) bei dieser Umwandlung die *Gesamtenergie*, d. h. die Summe aller E.n eines abgeschlossenen Systems, konstant bleibt (→ Energiesatz), 3) nach der speziellen Relativitätstheorie jeder Masse m eine E. gemäß der Einsteinschen Gleichung $E = mc^2$ äquivalent ist, wobei E das Energieäquivalent der Masse m und c die Lichtgeschwindigkeit ist, und 4) die E. als Arbeitsvermögen physikalischer Systeme von überragender technischer und wirtschaftlicher Bedeutung ist, wobei besonders die → Energetik eine wesentliche Rolle in der Energiewirtschaft spielt.

Die *E. mechanischer Systeme*, kurz *mechanische E.*, tritt als kinetische und potentielle Energie in verschiedenen Formen auf. Die kinetische E. eines Massepunktes der Masse m ist $T = mv^2/2$, wenn v seine Bahngeschwindigkeit ist. Der Zuwachs des Massepunktes an potentieller E. beträgt z. B. bei Anheben um die Höhe h gegen die Schwerkraft der Erde $\Delta V = mgh$, wobei V das Potential und g die Erdbeschleunigung ist. Die potentielle E. ist stets nur bis auf eine additive Konstante festgelegt, weshalb im Gegensatz zur kinetischen E., die für einen ruhenden Massepunkt Null ist, keine absoluten, sondern lediglich relative Werte angegeben werden können. Man umgeht diesen Umstand gewöhnlich dadurch, daß man das Potential V eines Kraftfeldes und damit auch die potentielle E. des Massepunktes oder Systems in unendlicher Entfernung von der Quelle des Feldes willkürlich gleich Null setzt: $V(\infty) = 0$. Bei Massepunktsystemen setzen sich kinetische und potentielle E. aus den Beiträgen der einzelnen Massepunkte additiv zusammen, wenn man deren gegenseitige Wechselwirkung außer acht lassen kann. Die kinetische E. des starren Körpers der Masse M kann zerlegt werden in die Summe $T = T_{tr} + T_{rot}$, wobei $T_{tr} = \frac{M}{2}\dot{\vec{S}}^2$ von der Translation des Schwerpunktes mit dem Ortsvektor $\vec{S}$ und $T_{rot} = \theta\dot{\varphi}^2/2$ von der Rotation um eine durch den Schwerpunkt gehende Achse mit dem Trägheitsmoment θ und dem Drehwinkel φ herrührt. Bei elastischen Körpern tritt infolge der elastischen Deformation durch äußeren Zug oder Druck die *Deformations-* oder *Formänderungsenergie* auf. Bei der *Schallenergie* in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern handelt es sich um die kinetische E. der in geordneter Weise schwingenden Moleküle oder Atome, die allerdings besonders bei den Gasen nur im Mittel über bestimmte Volumina vorliegt und von der thermischen Bewegung der Moleküle und Atome überlagert ist. Als besondere, mechanisch deutbare Energieformen erweisen sich die *thermodynamischen E.n*. Die E. der ungeordneten Bewegung der Atome und Moleküle ist die *Wärmeenergie* oder *thermische E.*, die sich bei festen Körpern aus der thermischen *Schwingungsenergie* der Moleküle um ihre Gitterplätze, bei Gasen und Flüssigkeiten aus der *Rotations-* und *Translationsenergie* der Moleküle, bei mehratomigen Molekülen auch aus deren Schwingungsenergie additiv zusammensetzt. Die Wärmeenergie ist unseren Sinnen über die Temperatur erkennbar. Je Freiheitsgrad der Moleküle tragen diese mit der kinetischen E. $\frac{1}{2}kT$ zur gesamten Wärmeenergie bei, wobei T die absolute Temperatur und k die Boltzmann-Konstante ist. Für ein Mol eines Gases ist dies $T_{therm} = fRT/2$, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade eines Moleküls und $R = Lk$ die Gaskonstante (L = Loschmidtsche Zahl) ist. In der Thermodynamik bezeichnet man als Energieinhalt oder → innere Energie eines Systems die Summe aus kinetischer und potentieller E. aller Teilsysteme, soweit diese nicht von einer äußeren kinetischen oder potentiellen E. des Systems als Ganzes herrühren, sich demnach lediglich auf den inneren Zustand des Systems beziehen. Derjenige Teil der inneren E., der bei reversiblen isothermen Prozessen vollständig in Arbeit verwandelt werden kann, wird als → freie Energie bezeichnet. Die Differenz der inneren E. und der freien E. ist die → gebundene Energie. Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik formuliert wesentliche Einschränkungen für die Umwandlung von Wärme in Arbeit. Daher wird Wärme als minderwertige E. angesehen; man spricht deshalb von *Energiedegradation*, wenn z. B. mechanische E. in Wärmeenergie überführt wird, und von *Energiegradation*, wenn z. B. Wärmeenergie in mechanische E. überführt wird. Bei jeder Energieübertragung wird infolge von Reibung, ohmschen Widerständen oder Strahlungsverlusten ein gewisser Teil in Wärmeenergie umgewandelt; diesen Vorgang bezeichnet man als *Energiedissipation*. Die Energiedissipation kann in manchen Fällen durch geeignete Maßnahmen, z. B. durch Schmieren beweglicher Maschinenteile, vermindert, jedoch nur unter ganz besonderen Umständen beseitigt werden (→ Supraleitfähigkeit, → Supraflüssigkeit). Die statistische Mechanik deutet die Energiedissipation als Übergang von geordneter makroskopischer Bewegung in die ungeordnete mikroskopische Bewegung von Atomen und Molekülen.

Bei Systemen beliebig bewegter elektrischer Ladungen tritt zur kinetischen E. der Ladungsträger die im elektrischen Feld (→ elektrische Energie) und magnetischen Feld (→ magnetische Energie) dieser Ladungen gespeicherte elektromagnetische Feldenergie hinzu. Infolge Induktion kann elektrische E. in magnetische E. umgesetzt werden und umgekehrt.

Die Energiedichte schnell veränderlicher elektromagnetischer Felder setzt sich gemäß $w(\vec{r}, t)$

$= \frac{\varepsilon_0}{2}\vec{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2$ additiv aus elektrischem und magnetischem Anteil zusammen und ist zeitabhängig. Auch die in einem endlichen Volumen V des Raumes enthaltene elektromagnetische E. $\int_V w(\vec{r}, t)\,d\tau$ ist von der Zeit abhängig, d. h., durch die Oberfläche A dieses Volumens strömt E. hinaus. Die *Energiestromdichte* wird durch den Poynting-Vektor $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}[\vec{E} \times \vec{B}]$ gegeben, dessen Richtung die der Energieströmung und dessen Betrag die je Zeiteinheit durch eine kleine zur Strömung senkrechte Fläche hindurch strömende und auf diese bezogene E. angibt. Der *Energiefluß* durch A ergibt sich zu $\int_A \vec{S}\,d\vec{f}$, wobei $d\vec{f}$ das nach außerhalb von V gerichtete Flächenelement von A ist und über die ganze Fläche A integriert wird (→ Oberflächenintegral).

Die elektromagnetische, besonders die elektrische E. spielt beim Aufbau der Natur eine wesentliche Rolle, da sich fast alle ihre Bausteine, die Elementarteilchen, als elektrisch geladen erweisen. So ist der Aufbau der Atome im wesentlichen eine Folge der elektromagnetischen Wechselwirkung der negativ geladenen Elektronen mit dem positiv geladenen Atomkern; auch die chemische Bindung beruht auf ihr. Die E.n der chemischen Bindung bestimmen die bei exothermen chemischen Reaktionen frei werdende und bei endothermen Reaktionen aufgenommene *chemische E.*; diese kann z. B. im Akkumulator gespeichert und dann als elektrische E. wieder abgegeben werden. Neben dieser chemischen → Bindungsenergie ist die Bindungsenergie der Kerne zu nennen.

Die E. eines physikalischen Systems ist von der Wahl des Bezugssystems abhängig. In der speziellen Relativitätstheorie bilden E. und Impuls eines Systems einen Vierervektor.

Die E. wird in den gleichen Einheiten wie die Arbeit gemessen. Wegen der Verschiedenartigkeit der Energieformen und der unterschiedlichen Wertebereiche der frei werdenden Energiebeträge haben sich verschiedene Einheiten herausgebildet, die einander äquivalent sind. Man mißt die mechanische E. in Newtonmeter (Nm), Kilopondmeter (kpm) oder Erg (erg), Wärmeenergie und chemische E. in Kalorie (cal), elektrische und magnetische E. in Joule (J), Wattsekunde (Ws) oder Kilowattstunde (kWh), die Bindungsenergien der atomaren und inneratomaren Wechselwirkungen in Elektronenvolt (eV). Es gilt $1\ \text{Nm} = 1\ \text{J} = 1\ \text{Ws} = 10^7$ erg. Über die Umrechnung zwischen den übrigen Einheiten vgl. Tab. 1.

Geschichtliches. Die physikalische Bedeutung des Energiebegriffes wurde erst im 19. Jh. nach der Entdeckung und Formulierung des Energiesatzes durch R. Mayer, Joule und Helmholtz (1842–1847) offenbar, besonders als erkannt wurde, daß er alle Bereiche der Physik umfaßt. Die klare Definition der E. wurde erst seit dieser Zeit herausgearbeitet. Vorher nannte Leibniz (1686) die Größe $2T = mv^2$ lebendige Kraft, die Potentialfunktion V wurde 1773 von Lagrange eingeführt, der Begriff der Arbeit erst 1829 von Coriolis und Poncelet.

Energieabsorption, lokale E., → Dosimetrie 4).

Energieäquivalent, 1) *Arbeitsäquivalent*, Umrechnungsfaktor zum Vergleich von Energiewerten verschiedener Erscheinungsformen der Energie (Tab. 3). Ein wichtiges E. ist das → Wärmeäquivalent.

2) → Trägheit der Energie.

Energieauflösung, svw. energetisches → Auflösungsvermögen.

Energieband, die durch einen festen Bandindex charakterisierten Energie-Eigenwerte eines Elektrons im kristallsymmetrischen Potential (→ Bandstruktur).

Energiedegradation, → Energie.

Energiedichte, Verhältnis von → Energie zu Volumen im Grenzfall eines sehr kleinen Volumenelements, dient zur quantitativen Fassung der für Feldtheorien typischen Vorstellung einer bestimmten räumlichen Verteilung der Energie (→ Energie-Impuls-Tensor).

Energiedirektumwandlung, Methoden zur Erzeugung von elektrischer Energie ohne den Umweg über mechanische Energie, wie sie für die Energieerzeugung in konventionellen Generatoren typisch ist. Zur E.-D. können verschiedene physikalische Effekte ausgenutzt werden; Realisierungen liegen vor als galvanische Brennstoffzellen, Thermoelemente, thermoionische Konverter, magnetohydrodynamische Generatoren und Isotopenbatterien. Alle erprobten Verfahren sind bisher nicht in der Lage, die konventionellen Verfahren der Energieerzeugung in großem Maßstab abzulösen. Ihre Anwendung ist Sonderzwecken vorbehalten, beispielsweise dem Antrieb von Fahrzeugen durch Brennstoffzellen, um die Luftverschmutzung durch Abgase zu vermeiden, oder der Einsatz von Sonnenbatterien in der Weltraumfahrt.

Energiedosis, die auf eine Materie bestimmter Masse durch ionisierende Strahlung übertragene Energie, ausgedrückt als Quotient aus Energie und Masse. SI-Einheit ist Joule je Kilogramm (J/kg), außerdem ist noch das Rad (rd) üblich. → Dosis 1.1. 1).

Energiedosisleistung, *Energiedosisrate*, die auf eine bestimmte Zeit bezogene Energiedosis, ausgedrückt als Quotient aus Leistung und Masse. SI-Einheit ist Watt je Kilogramm (W/kg), außerdem ist noch Rad je Sekunde (rd/s) üblich. → Dosis 2).

Energiedosisrate, svw. Energiedosisleistung.

Energieeigenwert, → Schrödinger-Gleichung.

Energieellipsoid, → Kreisel.

Energieentwertung, tritt in thermodynamischen Systemen auf, wenn bei den ablaufenden Prozessen irreversible Anteile auftreten, z. B. infolge Wärmeleitung. Vollständige E. liegt z. B. vor, wenn sich der Temperaturunterschied zwischen zwei Wärmespeichern durch Wärmeleitung ohne Arbeitsleistung ausgleicht. Keine E. tritt bei einer Carnot-Maschine auf.

Energieerhaltung, → Energiesatz, → Erhaltungssätze.

Energiefläche, → Bindungsenergie 2).

Energiefluenz, in der ionisierenden Strahlung der Quotient aus der Energie der Teilchen der Strahlung und der Fläche, in die diese eintritt. SI-Einheit ist das Joule je Quadratmeter (J/m^2). → Dosis 1.1.3).

Energiefluenzleistung, svw. Energieflußdichte.

Energiefluß, → Energie

Energieflußdichte, *Energiefluenzleistung*, in der ionisierenden Strahlung der Quotient aus

Energiefluenz und Zeit. SI-Einheit ist Watt je Quadratmeter (W/m^2). → Dosis 2).

Energiegradation, → Energie.

Energie-Impuls-Tensor, *Materietensor*, vierdimensionale relativistische Zusammenfassung von Energiedichte, Impulsdichte, Energiestromdichte und Impulsstromdichte eines physikalischen Systems zu einem Tensor 2. Stufe des Minkowski-Raumes. Bezeichnen die Indizes $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ bzw. $k, l = 1, 2, 3$ in der angegebenen Reihenfolge die zeitlichen und (jeweils drei) räumlichen bzw. nur die räumlichen Komponenten, so ist T_{00} die Energiedichte, T_{0k} sind die Komponenten der durch die Lichtgeschwindigkeit c dividierten Energiestromdichte, T_{k0}/c die Komponenten der Impulsdichte und T_{kl}/c die der Impulsstromdichte, die bei zeitunabhängigen Feldern auch als Spannungen interpretiert werden können. Der Energie-Impuls-Tensor ergibt sich zwangsläufig aus der Lagrange-Funktion, durch die das System beschrieben wird (spezielle relativistische Feldtheorie), wenn man ausgehend von dem sich in der Lagrange-Funktion widerspiegelnden Symmetrieeigenschaften des Systems gegenüber raum-zeitlichen Translationen die lokalen Erhaltungssätze für Energie und Impuls konstruiert. Dabei ergibt sich zunächst der kanonische, im allgemeinen unsymmetrische Energie-Impuls-Tensor, von dem man durch ein Symmetrisierungsverfahren zu dem symmetrischen Energie-Impuls-Tensor übergehen kann. Metrischer und kanonischer Energie-Impuls-Tensor erfüllen beide den differentiellen Erhaltungssatz: $\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$, (1) der eine vierdimensionale Zusammenfassung der → Kontinuitätsgleichungen für Energie und Impuls darstellt. So gibt der Fall $\mu = 0$ die Gleichung $\frac{\partial T_{00}}{\partial ct} + \frac{\partial T_{0k}}{\partial x_k} = 0$, woraus der oben angegebene Zusammenhang zwischen T_{00} und T_{0k} mit Energiedichte und Energiestromdichte folgt. Also ist $E = \int T_{00}\,d\tau$ die Gesamtenergie, entsprechend $P_k = \frac{1}{c}\int T_{0k}\,d\tau$ der Gesamtimpuls. Die Integration läuft über den gesamten unendlichen dreidimensionalen Raum. Die Raumintegrale der in der ersten Reihe des Energie-Impuls-T.s stehenden Komponenten liefern also die Komponenten des *Energie-Impuls-Vierervektors*.

Ist $T_{\mu\nu}$ symmetrisch, so besteht zwischen Energiestromdichte $\vec{S}$ und Impulsdichte $\vec{g}$ der Zusammenhang

$$\vec{S} = c^2\vec{g}. \tag{2}$$

Da wegen (1) bei symmetrischem $T^{\mu\nu}$ auch

$$\partial_\lambda(T^{\nu\lambda}x^\mu - T^{\mu\lambda}x^\nu) = 0, \tag{3}$$

erhält man aus dem Verschwinden dieser Vierer-divergenz neue Erhaltungssätze für die in dem antisymmetrischen Tensor $\int (T^{\nu 0}x^\mu - T^{\mu 0}x^\nu)\cdot d\tau$ zusammengefaßten Größen. Dabei handelt es sich um die Erhaltung des Drehimpulses und der Schwerpunktsbewegung.

In einem Raum mit Gravitationsfeld erhält man anstelle eines differentiellen Erhaltungssatzes die Gleichung

$$\nabla_\nu T^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}}\,\partial_\nu\left(\sqrt{-g}\,T^{\mu\nu}\right) + \Gamma^\mu_{\varrho}T^{\varrho\nu} = 0 \tag{4}$$

für den E.-I.-T. der Materie, d. h., der unmittelbar mit dem Gravitationsfeld verbundene zweite Term verhindert die Gültigkeit eines integralen Erhaltungssatzes für den Energie-Impuls-Viererevektor der Materie. Ein integraler Erhaltungssatz läßt sich jedoch gewinnen, wenn die vierdimensionale Raum-Zeit-Welt Symmetrien, d. h. eine → Bewegungsgruppe, besitzt. Der zur Bewegungsgruppe gehörige Killing-Vektor ξ_μ erfüllt dann die Gleichung

$$\nabla_\nu\xi_\mu + \nabla_\mu\xi_\nu = 0. \tag{5}$$

Damit gilt für die Größe $T^{\mu\nu}\xi_\mu$ wegen (4) und (5)

$$\nabla_\nu(T^{\mu\nu}\xi_\mu) = \frac{1}{\sqrt{-g}}\,\partial_\nu\left(\sqrt{-g}\,T^{\mu\nu}\xi_\mu\right) = 0, \tag{6}$$

und daraus folgt der Erhaltungssatz

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{V_3}\sqrt{-g}\;T^{\mu 0}\xi_\mu\,d^3x = 0. \tag{7}$$

In einem allgemeinen Gravitationsfeld existieren keine Killing-Vektoren, für einen Raum mit konstanter Krümmung die Maximalzahl von zehn Killing-Vektoren, die wieder den vier Translations- und den sechs Rotationssymmetrien entsprechen. Ist die Krümmung außerdem Null, haben wir den Fall der Minkowski-Welt.

Lit. V. Fock: Theorie von Raum-Zeit und Gravitation (Berlin 1960); Landau u. Lifschitz: Lehrbuch der theoretischen Physik II (klassische Feldtheorie) (dtsch Berlin 1967).

Energie-Impuls-Vierervektor, → Energie-Impuls-Tensor.

Energielücke, *verbotene Zone*, eine Zone, die keine erlaubten Zustände enthält, in die also auch keine Elektronen gestreut werden können (→ Bändermodell). Das Auftreten von E.n ist typisch für die elektronische Struktur von kristallinen Materialien. Bei *Supraleitern* tritt eine E. im Leitfähigkeitsband an der Fermi-Grenze auf. Sie hat die Breite $2\Delta \cong 3{,}5\,kT_c$. Dabei ist T_c die kritische Temperatur des betreffenden Supraleiters und k die Boltzmannsche Konstante. Da die E. bei der Temperatur des absoluten Nullpunktes die besetzten von den unbesetzten Zuständen trennt, bedarf es zur Anregung von Elektronen einer bestimmten Mindestenergie. Kann diese z. B. bei Streuprozessen nicht aufgebracht werden, so können diese nicht stattfinden. Damit kann ein Strom widerstandslos fließen.

Energie-Masse-Äquivalenz, → Trägheit der Energie.

Energiematrix, Matrixdarstellung des Hamilton-Operators $\hat{H}$. Sei $\{\Phi_n\}$ ein vollständiges Orthonormalsystem des Hilbert-Raumes, der dem durch H charakterisierten physikalischen System zugeordnet ist, dann sind die Elemente der E. durch

$$\hat{H}_{mn} = \langle\Phi_m|\hat{H}|\Phi_n\rangle = \int\Phi^*_m(q)\,\hat{H}\Phi_n(q)\,dq,$$

d. h. durch das Skalarprodukt von Φ_m und $\hat{H}\Phi_n$ gegeben; sind die Φ_n die stationären Zustände, dann ist $\hat{H}$ eine Diagonalmatrix gemäß $\hat{H}_{mn} = E_n\delta_{mn}$, deren Diagonalelemente gerade die Energieeigenwerte des Systems sind.

Energieniveau, einer der von einem quantenmechanischen System in den möglichen stationären oder quasistationären Zuständen ange-

nommenen Energiewerte. Die Gesamtheit der möglichen E.s bildet das *Energiespektrum* oder *-schema* des Systems, auch *Energieniveauschema* oder *Niveauschema* genannt, das im allgemeinen zwei Teile aufweist, einen diskreten, den gebundenen Zuständen des Systems entsprechenden Teil, der nur ganz bestimmte E.s enthält (diskretes → Spektrum), und einen kontinuierlichen, den Streuzuständen entsprechenden Teil (kontinuierliches Spektrum), die sich z. T. auch überlagern können, d. h., die diskreten E.s müssen nicht isoliert sein (→ Massenschale). Das niedrigste E. gehört zum Grundzustand des Systems, die übrigen diskreten E.s gehören zu den angeregten Zuständen oder Streuzuständen. Von der *Aufspaltung eines E.s* spricht man, wenn eine zunächst im Energieniveauschema enthaltene Entartung durch Wirkung eines zusätzlichen Einflusses auf das System aufgehoben wird. Zum Beispiel sind die E.s der Atomhülle mit der z-Komponente des Drehimpulses entartet. Diese Entartung wird durch die Wirkung eines äußeren Magnetfeldes aufgehoben. Die E.s hängen dann auch von der Quantenzahl der z-Komponente des Drehimpulses ab (→ Zeeman-Effekt). Mitunter bezeichnet man auch den Abstand zweier unmittelbar benachbarter E.s als Aufspaltung (z. B. Feinstrukturaufspaltung). Diese Bezeichnung hat historischen Ursprung, denn die getrennte Wahrnehmung der durch Quantenübergänge zu den beiden E.s entstehenden Spektrallinien war erst mit Hilfe von Spektroskopen von genügend großem Auflösungsvermögen möglich. In der Spektroskopie ordnet man jedem E. einen Term zu.

Wenn es sich um E.s von Atomkernen handelt, spricht man von → Kernniveaus.

Energieniveauschema, → Energieniveau.

Energieoperator, svw. Hamilton-Operator.

Energieprinzip, svw. Energiesatz.

Energiequant, *Energiequantum*, Energiemenge, die bei Zustandsänderungen physikalischer Systeme in Form von elektromagnetischer Strahlung, allgemeiner auch von massiven Teilchen, absorbiert oder emittiert wird. Ein System, das elektromagnetische Strahlung der Frequenz ν aussendet, ändert seine Energie bei einem Elementarprozeß um den Betrag $|\Delta E| = h\nu$ (h ist das Plancksche Wirkungsquantum).

Energiequantum, svw. Energiequant.

Energie-Reichweite-Beziehung, → ionisierende Strahlung 2.5).

Energieresonanz, → Resonanz.

Energiesatz, *Energieprinzip*, *Satz* oder *Prinzip von der Erhaltung der Energie*, *Erhaltungssatz der Energie*, allgemeines Naturgesetz, nach dem Energie weder erzeugt noch vernichtet, sondern lediglich von einer Form in eine andere umgewandelt werden kann, d. h., in einem abgeschlossenen physikalischen System ist die Gesamtenergie konstant. Ein Perpetuum mobile 1. Art, das mehr Energie abgibt, als es aufnimmt, ist danach unmöglich. Der E. gilt nicht nur in der Physik und deren Teildisziplinen, sondern ist ein Gesetz aller Naturwissenschaften. Wegen der Äquivalenz von Energie und Masse enthält der E. zugleich den Satz von der Erhaltung der Masse (→ Masseerhaltung), der für solche abgeschlossenen Systeme gilt, in denen keine Teilchen erzeugt und vernichtet werden.

In der Mechanik, aus der der allgemeine E. hervorgegangen ist, gilt er in folgender Form: Die Summe aus kinetischer und potentieller Energie eines nur konservativen Kräften unterworfenen Systems ist konstant: $E_{\mathrm{kin}} + E_{\mathrm{pot}} = \text{konst.}$; die Reibung, bei der mechanische Energie in Wärme, d. i. Energie der mikroskopischen Bewegung, umgewandelt wird, muß also vernachlässigbar klein sein.

In der Thermodynamik wird der E. als 1. Hauptsatz formuliert (→ Hauptsätze der Thermodynamik).

In der Elektrodynamik beinhaltet der E., daß die zeitliche Änderung der Gesamtenergie des elektromagnetischen Feldes im Volumen V gleich dem negativen Energiestrom durch die Oberfläche A ist:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V w\,\mathrm{d}\tau = -\int_A \vec{S}\,\mathrm{d}\vec{f}.$$

Dabei bedeutet w die Energiedichte und $\vec{S}$ den Poynting-Vektor. Enthält V noch bewegte Ladungen, d. h. elektrische Ströme, so ist der linken Seite dieser Gleichung noch die zeitliche Änderung von deren kinetischer Energie hinzuzufügen: $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}E_{\mathrm{kin}} = \int \vec{J}\vec{E}\,\mathrm{d}V$, dabei ist $\vec{J}$ die Stromdichte, das Integral gibt die Joulesche Wärme der Ströme an.

In der Relativitätstheorie wird die mit der Ruhmasse verbundene Ruhenergie als besondere Form der Energie und der Satz von der Erhaltung der Ruhmasse als spezielle Form des E.es erkannt.

In der Quantentheorie hat die Energie — wie auch andere Größen — normalerweise keinen festen Wert. Der E. für ein abgeschlossenes System reduziert sich auf die Konstanz der Wahrscheinlichkeitsverteilung für die möglichen Energiewerte, speziell also auch auf die Konstanz des Mittel- oder Erwartungswertes der Energie. Zustände mit endlicher Lebensdauer (zerfallende Zwischenzustände bei Streuprozessen bzw. Teilchenumwandlungen) haben eine Energieunschärfe ΔE, die mit ihrer Lebensdauer τ nach der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation $\tau\Delta E \approx h$ zusammenhängt. Wird die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation $\Delta E \cdot \Delta t \approx h$ auf die Unbestimmtheit ΔE der Energie bei einer Messung während eines Zeitintervalls Δt bezogen, so bedeutet das, daß die Energie nicht in einem Zeitpunkt — sie hätte dann einen völlig unbestimmten Wert —, sondern höchstens in einem bestimmten Zeitintervall meßbar ist. Diese Relation sichert die Gültigkeit des E.es in der Quantentheorie, z. B. beim quantenmechanischen Durchqueren eines klassisch nicht überwindbaren Hindernisses (→ Tunneleffekt): Das Hindernis muß nur schmal genug sein, daß die Dauer Δt des Durchquerens so klein ist, daß die Energie gerade um denjenigen Betrag unbestimmt ist, der klassisch zum Überwinden des Hindernisses notwendig wäre. Ganz analog erfährt der E. in der Elementarteilchenphysik eine Einschränkung durch die virtuellen Zustände, d. s. in die Beschreibung z. B. der Kernkräfte eingeführte Teilchen von

Energiesatz der speziellen Relativitätstheorie

so kurzer Lebensdauer, daß sie prinzipiell nie beobachtet werden können. Für alle direkt beobachtbaren Teilchen bzw. Zustände ist die Gültigkeit des E.es völlig gesichert.

Trotz der bisher uneingeschränkten Gültigkeit des E.es ist dieser ein empirischer Satz, er könnte daher für uns heute unbekannte physikalische Erscheinungen verletzt sein; die bisherige Entwicklung der Physik weist aber eher auf das Gegenteil hin (→ Erhaltungssätze).

Energiesatz der speziellen Relativitätstheorie, → Viererimpuls, → Trägheit der Energie.

Energiesatz für thermodynamische Systeme, svw. 1. Hauptsatz, → Hauptsätze der Thermodynamik.

Energieschema, → Energieniveau.

Energie-Spannungs-Tensor, → Energie-Impuls-Tensor.

Energiespektrum, svw. Massenspektrum.

Energiestromdichte, → Energie.

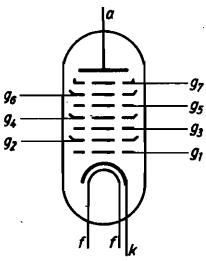
Energietal, → Bindungsenergie 2).

Energietechnik, → Energetik.

Energietönung, → Q-Wert.

Energieübertragung, lineare E., → LET.

Engler-Grad, °E, nach dem deutschen Chemiker Karl Oswald Viktor Engler (1842···1925) benannte Einheit der kinematischen Viskosität. Sie wird empirisch aus der Zeit bestimmt, mit der ein genau abgemessenes Volumen der zu untersuchenden Flüssigkeit in Vergleich zu Wasser aus einem Engler-Viskosimeter fließt. Zur Umrechnung in die gesetzliche Einheit Quadratmeter je Sekunde (m^2/s) werden zwei Näherungsgleichungen herangezogen, die nach von Mises: $\nu = 10^{-6}\left(8{,}64\ °E - \frac{8}{n°E}\right)$, und die nach Vogel: $\nu = 10^{-6}\ °E \cdot 7{,}60\left[1 - \left(\frac{1}{n°E}\right)^3\right]$.



Schaltbild einer Enneode. *a* Anode, *k* Katode, *f* Heizfaden, g_1, g_3, g_5 Steuergitter, g_2, g_4, g_6 Schirmgitter, g_7 Bremsgitter

Enneode, eine Elektronenröhre, die neun Elektroden hat. Die E. wurde speziell zur Demodulation frequenzmodulierter Schwingungen entwickelt. Der mittlere Anodenstrom hängt nur von der Phasendifferenz der an den Gittern g_3 und g_5 liegenden Steuerspannung ab und ist rechteckförmig. Mit einer negativen Spannung am Gitter g_1 wird der Anodenstrom völlig gesperrt.

Ensemble, → Entropie

Enskog-Formel, → kinetische Theorie.

Enskogsche Lösung, → Boltzmann-Gleichung.

Entaktivierung, → Dekontamination.

entartete Bewegung, → mechanisches System.

Entartung, 1) Mathematik: Eigenschaft eines Eigenwerts eines Operators, daß zu ihm mehrere linear unabhängige Eigenvektoren gehören. → Eigenwertproblem. Solche E.en sind besonders bei den in der Quantenmechanik zur Darstellung physikalischer Größen benutzten hermiteschen Operatoren wesentlich. Die Anzahl der Eigenfunktionen heißt *Entartungsgrad.* Die E. der Eigenfunktionen des Hamilton-Operators weist darauf hin, daß das entsprechende System bestimmte Symmetrien hat, z. B. sind die Energie-Eigenfunktionen eines Teilchens im kugelsymmetrischen Potential zu festem Drehimpulsquadrat $\hbar^2 l(l+1)$ mindestens $(2l+1)$ fach entartet, da Rotationssymmetrie vorliegt. Bei Systemen mit mehreren identischen Teilchen tritt eine *Austauschentartung* auf, da diese prinzipiell nicht unterschieden werden können und der Hamilton-Operator folglich invariant gegenüber der Vertauschung aller Koordinaten dieser Teilchen, d. h. permutationssymmetrisch ist. Diese Austauschentartung wird durch das Pauli-Prinzip beseitigt.

2) Quantenstatistik: die Abweichung quantenmechanischer Systeme von den Gesetzmäßigkeiten der klassischen, d. h. Boltzmannschen Statistik, z. B. die Abweichung von den idealen Gasgesetzen (→ Gasentartung). Die E. wird erst unterhalb der Entartungstemperatur merklich, die z. B. für das Gas der Metallelektronen sehr hoch ist.

Entartungsgrad, → Entartung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Entartungskonzentration, für einen n-leitenden Halbleiter die Größe $n_0 = (2/h^3)(2\pi m_n kT)^{3/2}$, für einen p-leitenden Halbleiter entsprechend die Größe $p_0 = (2/h^3)(2\pi m_p kT)^{3/2}$. Dabei sind m_n und m_p die effektiven Massen der Elektronen und Löcher, h ist das Plancksche Wirkungsquantum, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Gilt für die Ladungsträgerkonzentration n bzw. p im thermodynamischen Gleichgewicht die Bedingung $n \ll n_0$ bzw. $p \ll p_0$, so ist die Energieverteilung der Ladungsträger in guter Näherung eine *Boltzmann-Verteilung*; ein derartiges Ladungsträgerensemble heißt „nicht entartet". Ist n bzw. p mit n_0 bzw. p_0 vergleichbar, so muß die Energieverteilung der Ladungsträger als *Fermi-Verteilung* betrachtet werden; das Ladungsträgerensemble ist dann „entartet".

Entartungsparameter, → Gasentartung.

Entartungstemperatur, → Entartung, → Gasentartung.

Entelektrisierung. Bringt man ein Dielektrikum ($\varepsilon \neq 1$) in ein elektrisches Feld, so entsteht in dem Dielektrikum eine Elektrisierung. Sofern das Dielektrikum den felderfüllten Raum nicht vollständig ausfüllt, treten an den Grundflächen Polarisationsladungen auf, die auf Grund der Influenz Anlaß zu einem dem ursprünglichen Feld entgegengesetzten entelektrisierenden Feld geben. Die resultierende Feldstärke wird kleiner sein, wenn die Umgebung des betrachteten dielektrischen Körpers eine kleinere Dielektrizitätskonstante besitzt, sie wird größer sein, wenn die Dielektrizitätskonstante der Umgebung größer ist. Die Größe der Elektrisierung P hängt sowohl von der Form des betrachteten Körpers mit der Dielektrizitätskonstanten ε_i als auch von der jeweils erreichten Elektrisierung ab. Leicht berechenbar ist das innere Feld und damit die E. dann, wenn die Elektrisierung homogen und gleichgerichtet dem Feld im Außenraum mit der Dielektrizitätskonstanten ε_a ist. Dies ist nur der Fall für Ellipsoide durch Angabe eines → *Entelektrisierungsfaktors N.* Für das innere Feld E_i gilt dann, wenn das äußere Feld E_a in einer Hauptachsenrichtung des Ellipsoids liegt: $E_i = E_a - N/\varepsilon_0 \cdot P = E_a - (N/\varepsilon_0) \cdot \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_a}{\varepsilon_a}$.

$E_a \cdot \varepsilon_0 = E_a\left(1 - N\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_a}{\varepsilon_a}\right)$. ε_0 ist die elektrische Feldkonstante des Vakuums.

Der Entelektrisierungsfaktor N läßt sich bei homogener Elektrisierung aus der geometrischen Anordnung mit Hilfe der Potentialtheorie berechnen.

Liegt das äußere Feld beliebig zum Ellipsoid, so gilt für jede Hauptachsenrichtung die obige Gleichung mit verschiedenen N für jede Richtung.

Die E. ist das elektrische Analogon zur → Entmagnetisierung.

Entelektrisierungsfaktor, *Entelektrisierungszahl, Entpolarisierungsfaktor,* geometrische Funktion, die den Zusammenhang zwischen dem entelektrisierenden Feld und der Elektrisierung herstellt. Der E. N ist nur dann ein lediglich von der Probenform abhängiger Faktor, wenn die Elektrisierung P homogen ist, was nur in Ellipsoiden möglich ist. In Ellipsoiden gilt für das entelektrisierende Feld E_e in den drei Hauptachsen $E_e^x = N_x \cdot P_x$, $E_e^y = N_y \cdot P_y$, $E_e^z = N_z \cdot P_z$ mit $N_x + N_y + N_z = 1$. Daraus folgt sofort für eine Kugel $N_x = N_y = N_z = 1/3$, für einen langen Zylinder in x-Richtung $N_x = 0$, $N_y = N_z = 1/2$ und für eine sehr dünne Platte in der x,y-Ebene $N_z = 1$, $N_x = N_y = 0$. Für Rotationsellipsoide gelten noch geschlossen berechenbare Ausdrücke: 1) für das dünne, langgestreckte Rotationsellipsoid ($a \gg b = c$, $a/b = a/c = m$): $N_x \approx 1/m^2 \cdot (\ln 2m - 1)$, $N_y = N_z \approx 1/2[1 - (\ln 2m - 1)/m^2]$; 2) für den flachen Diskus ($a = b \gg c$, $a/b = a/c = m$): $N_x = N_y \approx \frac{\pi}{4m(1 - 4/(\pi \cdot m))}$, $N_z \approx 1 - \pi/(2m) + 2/m^2$. a, b und c sind die Halbachsen des Ellipsoids in x, y- bzw. z-Richtung.

Lit. Kohlrausch: Praktische Physik (Leipzig 1944).

Entfernungsmesser, *Distanzmesser, Telemeter,* optische Geräte und Einrichtungen zum Bestimmen von Entfernungen und Strecken für Zwecke der Geodäsie, Navigation, Meteorologie, Photographie sowie in der Landesverteidigung. Die Messung geschieht durch Bestimmen eines Meßdreiecks, das durch eine bekannte Basis und die Verbindungslinien der Basisenden mit dem Ziel gegeben ist, wobei deren Winkel zur Basis gemessen werden. Befindet sich die Basis am Ziel, so heißen die Geräte Zielwinkelentfernungsmesser; fällt die Basis mit dem Ort des Beobachters zusammen, heißen sie Basisentfernungsmesser. Bei letzteren braucht das Ziel nicht zugänglich zu sein.

1) *Zielwinkelentfernungsmesser* werden ausgeführt als *distanzmessende Fernrohre,* auch *Fadendistanzmesser* oder *Okularentfernungsmesser* genannt, und vorwiegend in der Geodäsie verwendet. In der Okularbildebene (Fadenkreuzebene) eines Fernrohrs sind zwei in festem Abstand stehende Meßmarken angebracht. Am Zielort wird eine Meßlatte aufgestellt, die eine unmittelbar in Entfernungen kalibrierte Teilung besitzt. Beobachtet man durch das Fernrohr hindurch die Meßlatte, so kann zwischen beiden Meßmarken die Entfernung abgelesen werden. Es wird also die zu dem im Fernrohr gegebenen Zielwinkel gehörende Teilungslänge bestimmt. Lineare Proportionalität zwischen dieser und der Entfernung besteht jedoch nur für einen ausgezeichneten Bezugspunkt, den *anallaktischen Punkt,* der bei einfachen Fernrohren mit dem zielseitigen Brennpunkt des Objektivs zusammenfällt und folglich merkbar außerhalb des eigentlichen Fernrohrs liegt. Sein Abstand zur mechanischen Fernrohraufstellung, der vertikalen Drehachse oder Stehachse, ist als Additionskonstante bei der Messung zu berücksichtigen. Neuere E. verlagern durch optische Maßnahmen den anallaktischen Punkt in die Stehachse, so daß eine Korrektur des Ergebnisses entfällt.

2) Beim *Basisentfernungsmesser* wird unterschieden zwischen E. mit großer Basis, dem Zweistandentfernungsmesser, und E. mit kleiner Basis, dem Einstandentfernungsmesser.

a) Der *Zweistandentfernungsmesser* besitzt prinzipiell zwei getrennte Beobachtungsstände an den Basisenden zur Bestimmung der Zielwinkel. Sein Vorteil ist die hohe Genauigkeit durch die lange Basis. Nachteilig ist die Notwendigkeit von zwei Beobachtern, die Irrtümer bei der Zielansprache zuläßt und zu hohem Zeitaufwand führt. Eine Sonderform ist der *Hochstandentfernungsmesser,* der als Küstenentfernungsmesser zum Bestimmen der Entfernung von Schiffen benutzt wird. Dieser besitzt nur einen hoch liegenden Beobachtungsstand; die Basis ist durch dessen Höhe über dem Meeresspiegel gegeben, der Zielwinkel wird durch Anvisieren der Wasserlinie des Schiffes ermittelt. Beim Ergebnis sind die Erdkrümmung, die atmosphärische Refraktion des Lichtes sowie gegebenenfalls die Höhenschwankung durch Gezeiten zu berücksichtigen.

b) Beim *Einstandentfernungsmesser* sind Meß- und Beobachtungselemente in einem meist rohrförmigen Träger vereinigt, der gleichzeitig die Basis darstellt. Das Gerät ist transportabel, die Messung wird von einem Beobachter durchgeführt. Die Basislänge ist allerdings beschränkt (maximal etwa 12 m). Die Messung erfolgt mit konstanter Basis und einem konstanten Winkel (90°). Am zweiten Basisende wird der Zielwinkel mit einer Meßeinrichtung, meist einem Keil mit variablem Ablenkwinkel (→ Ablenkprisma), bestimmt und unmittelbar als Entfernung abgelesen. Je nach Art der Beobachtung wird unterschieden zwischen Koinzidenzentfernungsmesser mit einäugiger Betrachtung und Raumbildentfernungsmesser mit beidäugiger Betrachtung.

Beim *Koinzidenzentfernungsmesser* dient als Einstellkriterium die gegenseitige teilweise oder vollständige Deckung (Koinzidenz) beider Bilder. Je nach Anwendungszweck sind verschiedene Beobachtungsarten üblich. Der *Mischbildentfernungsmesser* überlagert beide Bilder voll. Beim *Schnittbildentfernungsmesser* werden zwei gleichgerichtete Halbbilder des Zieles erzeugt. Der *Kehrbildentfernungsmesser* gibt die Teilbilder Kopf an Kopf wieder. Bei einigen Ausführungen läßt der E. das Umschalten auf verschiedene Beobachtungsarten zu.

Beim *Raumbildentfernungsmesser* oder *Stereoentfernungsmesser* wird der stereoskopische Effekt ausgenutzt und die scheinbare räumliche Lage einer Meßmarke mit dem Ziel verglichen. Abweichend von dem Prinzip des Koinzidenzentfernungsmessers besitzt der Raumbildentfernungsmesser zwei vollständige Fernrohrsysteme mit zwei Okularen. Beim Raumbildentfernungs-

messer mit fester Skale trägt jedes Okular eine Markenplatte mit einer Reihe von Meßmarken, die als Folge unterschiedlicher stereoskopischer Parallaxe dem Beobachter räumlich in verschiedenen Entfernungen erscheinen. Die Meßmarken bieten sich als eine in die Tiefe führende Reihe von Raummarken dar. Beim Raumbildentfernungsmesser mit Wandermarke wird mit Hilfe einer Meßeinrichtung eine Meßmarke scheinbar räumlich in der Tiefe bewegt und in die Entfernung des zu messenden Zieles gebracht. Der Raumbildentfernungsmesser ist besonders geeignet bei der Messung von bewegten Zielen, z. B. Flugzeugen, oder von unruhigen Standpunkten aus, z. B. an Bord von Schiffen.

Photographische Entfernungsmesser sind Hilfsgeräte zum Bestimmen der Einstellentfernung bei photographischen Kameras. Es werden Koinzidenzentfernungsmesser in der Form des Mischbildentfernungsmessers benutzt, deren konstruktive Gestaltung der Kamera weitgehend angepaßt ist. Der photographische E. wird vielfach mit der Entfernungseinstellung des Photoobjektivs gekuppelt und gleichzeitig als Sucher (Meßsucher) benutzt. Trotz der mechanisch begrenzten Basislänge ist eine ausreichende Genauigkeit innerhalb der hier auftretenden Entfernungen (etwa 1 bis 20 m) gewährleistet. Die Meßunsicherheit steigt jedoch mit wachsender Brennweite des Kameraobjektivs und übersteigt in der Regel bei etwa $f = 150$ mm die durch die Schärfentiefe gegebene zulässige Grenze.

Die *Meßunsicherheit* eines Basisentfernungsmessers wird, da die Basislänge mechanisch sehr genau einzuhalten ist, praktisch ausschließlich durch die Fehler der Winkelmessung bestimmt, d. h. durch die Sehschärfe des Auges. Ist $\Delta\eta$ die Sehschärfe in Winkelsekunden, b die Basislänge, e die Zielentfernung und V die Fernrohrvergrößerung des E.s, so wird der zu erwartende Entfernungsfehler etwa $\Delta e = \pm e^2 \frac{\Delta\eta}{200000\, bV}$.

Für Schnittbild-, Kehrbild- und Raumbildentfernungsmesser kann $\Delta\eta = 10''\cdots20''$, für Mischbildentfernungsmesser $\Delta\eta = 60''\cdots120''$ in Abhängigkeit von Zielform und Zielbeleuchtung angenommen werden.

Lit. König u. Köhler: Die Fernrohre und E. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959); Hodam: Technische Optik (Berlin 1965); Eggert: Handb. der Vermessungskunde (Stuttgart 1932).

Entfernungsmessung, die Bestimmung der Entfernung zwischen zwei Punkten auf, unter oder über der Erdoberfläche, aber auch allgemein im Weltraum. Bei der *direkten E.* sind die Punkte, zwischen denen die Entfernung gemessen werden soll, unmittelbar in den Meßvorgang einbezogen. Der eine Punkt ist stets die Hauptmeßstelle, der andere Punkt ist entweder nur ein Objekt, meist als Zielobjekt bezeichnet, oder eine Nebenmeßstelle. Bei der *indirekten E.* wird die gesuchte Entfernung aus E.en zu Bezugspunkten berechnet.

Die E. kann mit verschiedenen Methoden durchgeführt werden. Dabei unterscheidet man zwischen optischen, akustischen, elektronischen und kombinierten Methoden.

Optische Methoden werden vor allem bei der Land- und Seevermessung angewandt. Meist werden dabei indirekte Verfahren benutzt, indem die Entfernung aus einer Basis und dem streckenmessenden Winkel abgeleitet wird. Das dazu notwendige Meßgerät enthält ein leistungsfähiges Fernrohr. Bei der Bestimmung der Entfernung von Himmelskörpern werden sowohl geometrische als auch photometrische Verfahren angewandt. Die wichtigsten geometrischen Verfahren beruhen auf der parallaktischen Bewegung der Himmelskörper, die durch die Rotation der Erde und die Bewegung der Erde um die Sonne hervorgerufen wird. Bei der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen im Weltraum gilt im allgemeinen das Gesetz der quadratischen Intensitätsabnahme. Danach wird die Entfernung von Sternen bestimmt, deren Helligkeit entweder von anderer Seite her genau bekannt ist oder in ausreichender Näherung aus der Klasse des beobachteten Objektes zu erkennen ist. Nach diesem Verfahren sind die größten, bis heute durch Messung exakt erschlossenen Entfernungsbereiche, etwa 10^{21} km, bestimmt worden.

Akustische Methoden finden im wesentlichen bei der → Ultraschallortung Anwendung.

Elektronische Methoden werden bevorzugt in vielen Verfahren und für unterschiedliche Aufgaben benutzt. Bis auf wenige Ausnahmen beruhen die einzelnen Verfahren auf der Verwendung der elektromagnetischen Wellen und ihrer endlichen Laufzeit. Weiteres s. u.

Kombinierte Methoden wurden früher häufig benutzt; heute kommen sie nur noch vereinzelt zur Anwendung. Meist wird dabei mit zwei Wellen gearbeitet, die unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten besitzen. Von der Hauptmeßstelle werden gleichzeitig zwei kurze Wellenzüge abgestrahlt, die zu verschiedenen Zeiten bei der Nebenmeßstelle ankommen. Unter der Voraussetzung, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der beiden Wellen bekannt sind, kann aus der Laufzeitdifferenz die Entfernung zwischen Hauptmeßstelle und Nebenmeßstelle bestimmt werden. Auf diesem Prinzip beruhen die Verfahren, bei denen die Laufzeit von elastischen Wellen gemessen wird. Das Einsatzzeichen wird dabei durch elektrische oder optische Signale gegeben, deren Laufzeit praktisch vernachlässigt werden kann. Aus der Seefahrt ist die Methode der E. durch Kombination von rundstrahlenden Funkfeuern mit Unterwasser- oder Luft-Nebelsignalen bekannt. Zur Küstenvermessung ist ein Verfahren entwickelt worden, bei dem von der auf einem Vermessungsschiff stehenden Hauptmeßstelle Unterwasserschallsignale ausgesendet werden. In der Nebenstelle wird das Signal empfangen; es löst ein Funksignal aus, das in der Hauptmeßstelle aufgenommen wird und die Bestimmung der Schalllaufzeit ermöglicht. Daraus läßt sich die Entfernung berechnen.

Wegen ihrer überragenden Bedeutung wird nachfolgend die E. mit elektronischen Mitteln ausführlicher behandelt.

Die *E. mit elektronischen Mitteln* beruht im wesentlichen darauf, daß die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen mit bekannter Geschwindigkeit erfolgt. In überwiegendem Maße kommt das Verfahren der Laufwegdifferenz zur Anwendung, indem von einem Sender gleichzeitig zwei Wellenzüge ausgesendet werden und

mit derselben Geschwindigkeit über zwei getrennte, verschieden lange Wege zum Empfänger laufen, der die Meßvorrichtung enthält. Der eine Wellenzug, der auf dem kurzen Weg direkt vom Sender zum Empfänger läuft, gibt den Bezugspunkt für die Messung an. Der andere Wellenzug durchläuft den Weg, dessen Entfernung gemessen werden soll; er trifft wegen des längeren Weges später ein und bestimmt den Betrag für die Messung. Dieses Verfahren ist nur realisierbar, wenn für eine entsprechende Aufspaltung des Ausbreitungsweges gesorgt wird. Das ist durch Einführung eines Sekundärstrahlers lösbar, der sich am Endpunkt der zu messenden Strecke befinden muß. In der Literatur ist für den vorliegenden Fall anstelle von Sekundärstrahler der Ausdruck Rückstrahler gebräuchlich. Man unterscheidet dabei zwei Arten von Rückstrahlern: passive Rückstrahler, z. B. Erdoberfläche, Fahrzeuge, spezielle Meßobjekte, und aktive Rückstrahler, d. s. spezielle Sender, die nur dem angewandten Meßverfahren dienen und sich am Endpunkt der zu messenden Strecke befinden.

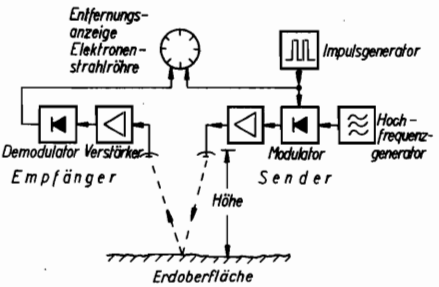
Bisher wurden für die E. elektromagnetische Wellen vom Längstwellenbereich, d. h. Wellenlängen von etwa 10000 m, bis zum Bereich des infraroten Lichtes, d. h. Wellenlängen von etwa 1 μm, benutzt. Die Längstwellen dienen zur E. über sehr große Entfernungen, die Lichtwellen zur E. über kleine Entfernungen.

Neben der direkten E. mit elektronischen Mitteln besteht auch die Möglichkeit einer indirekten Messung, bei der Entfernungen und gegebenenfalls Winkel zu Bezugspunkten gemessen werden; aus diesen Größen wird dann die gewünschte Entfernung errechnet.

1) *E. mit passivem Rückstrahler.* Von einem bei der Meßstelle befindlichen Sender werden mit möglichst scharfer Bündelung elektromagnetische Wellen abgestrahlt. Trifft die Welle auf ein Zielobjekt, so wird ein Teil der Energie der Welle in Richtung zur Meßstelle zurückgestrahlt und empfangen. Die Differenz zwischen der Zeit der Abstrahlung der Welle und der Zeit des Wiedereintreffens ist die Signallaufzeit τ, aus der sich die gesuchte Entfernung s von der Meßstelle bis zum Zielobjekt ergibt. Mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle c gilt für die Entfernung folgende Beziehung: $s = \tau c/2$. Dieses Prinzip kommt beim Primärradar (→ Radar) zur Anwendung. Die technischen Lösungen unterscheiden sich in erster Linie durch die Art, nach der die Messung der Signallaufzeit erfolgt. Gemessen wird je nach Verfahren die Impulslaufzeit, die Frequenzdifferenz oder die Phasenwinkeldifferenz.

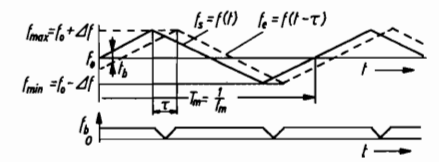
a) *Verfahren mit Impulslaufzeitmessung.* Die bedeutendste Anwendung hat die Impulslaufzeitmessung beim Impulsradar (→ Radar) gefunden. Weitere Anwendungen sind Impulshöhenmesser für Luftfahrzeuge und Abstandsmeßgeräte für Verehrs- und Förderanlagen.

Der Impulshöhenmesser dient zur kontinuierlichen Messung der Höhe des Luftfahrzeuges über Grund. Die als reflektierendes Objekt wirkende Erdoberfläche ergibt eine relativ große Rückstrahlfläche, so daß keine großen Sendeleistungen notwendig sind. Der prinzipielle Aufbau geht aus Abb. 1 hervor. Auf der kreisförmigen Meßskale einer Elektronenstrahlröhre erscheint im Nullpunkt der Sendeimpuls; der um die Laufzeit verzögerte Empfangsimpuls erscheint dann auf der Skale bei einem der Höhe entsprechenden Wert. Die kleinste noch meßbare Höhe wird von der Impulsdauer bestimmt, die obere, eindeutig meßbare Höhe von der Impulsfrequenz, z. B. $h_{min} = 15$ m, $h_{max} = 15000$ m.



1 Impulshöhenmesser

b) *Verfahren mit Frequenzdifferenzmessung.* Es geht von einer kontinuierlichen hochfrequenten Schwingung aus und findet beim CW-Radar (→ Radar) Anwendung. Um die Signallaufzeit τ bei einer kontinuierlichen Welle messen zu können, wird sie moduliert. Als günstig hat sich die Modulation der Frequenz mit einem symmetrischen sägezahnförmigen Verlauf erweisen (Abb. 2). Die Sendefrequenz ist $f_s = f(t)$, die

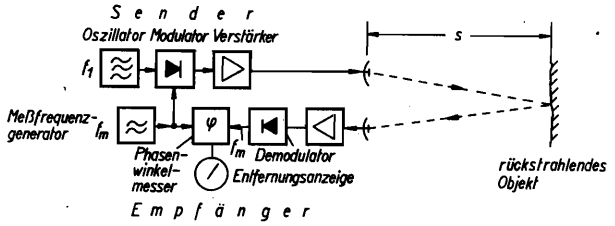


2 Frequenzmodulation bei Entfernungsmeßgeräten

Empfangsfrequenz $f_e = f(t - \tau)$. Die Signallaufzeit ist eine Funktion der Differenzfrequenz $f_b = f_s - f_e = f(\tau)$. Mit den Bezeichnungen von Abb. 2 ergibt sich für die Differenzfrequenz $f_b = 4\Delta f f_m \tau = 4\Delta f f_m 2s/c$ und für die gesuchte Entfernung $s = \frac{c}{8\Delta f f_m} f_b$. Die aus der Messung der Frequenz f_b abgeleitete Entfernung besitzt einen systematischen Fehler, der durch die digitale Frequenzmessung entsteht; er ist gleich $\Delta s = c/(8\Delta f)$. Das Verfahren mit Frequenzdifferenzmessung findet unter anderem beim CW-Höhenmesser in der Luftfahrt und bei Abstandsmeßgeräten in Förderanlagen Anwendung. Beispiel: Höhenmesser für $s = 2$ m bis 1200 m; für s bis 120 m ist $\Delta s = \pm 1{,}9$ m, für s bis 1200 m ist $\Delta s = \pm 19$ m.

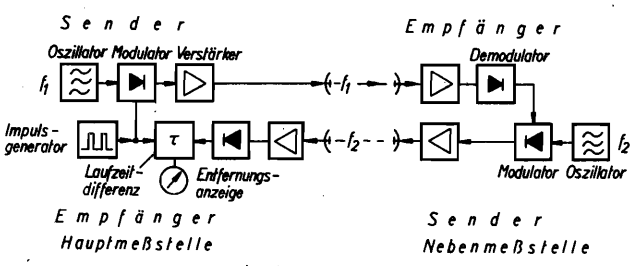
c) Verfahren mit Phasenwinkeldifferenzmessung. Die Laufzeitdifferenz zwischen gesendeter Welle und empfangener Welle ist proportional zur Phasenwinkeldifferenz der beiden Wellen. Soll das Meßergebnis eindeutig sein, so muß die Wellenlänge mindestens gleich der doppelten Entfernung zwischen Meßstelle und Zielobjekt sein. Um Entfernungen von einigen 1000 m messen zu können, wären Wellenlängen > 1000 m erforderlich. Wellen dieser

Größenordnung sind aber international für nachrichtentechnische Anlagen bestimmt und stehen für Entfernungsmeßsysteme nicht zur Verfügung. Außerdem zeigen diese langen Wellen Beugungserscheinungen, die keine genauen Entfernungsmessungen ermöglichen. Im Mittel- und Kurzwellenbereich ist eine fast lückenlose Belegung durch Nachrichtendienste zu verzeichnen, außerdem führen hier Brechungen und Reflexionen der Wellen zu erheblichen Meßfehlern. Es werden daher nur Wellen im cm- und mm-Bereich sowie im optischen Bereich benutzt. Die mit den sehr kleinen Wellenlängen verbundene Mehrdeutigkeit des Meßergebnisses wird dadurch behoben, daß die Messung nicht bei der Trägerwelle selbst erfolgt, sondern bei einer aufmodulierten Welle, deren Frequenz die Meßfrequenz ist. Die Funktion eines entsprechenden Gerätes geht aus Abb. 3 hervor. Der im Sender



3 Entfernungsmessung mit passivem Rückstrahler und Messung der Phasenwinkeldifferenz

erzeugte Träger wird mit der Meßfrequenz f_m moduliert und abgestrahlt. Nach Rückstrahlung am Zielobjekt erfolgen der Empfang und die Demodulation, so daß die Meßfrequenz f_m sowohl von der Sendeseite als auch von der Empfangsseite her zur Verfügung steht. Die Phasendifferenz ist gleich $\varphi = 2\pi f_m \frac{2s}{c}$; daraus ergibt sich für die Entfernung $s = \frac{c}{4\pi f_m}\varphi$. Die Meßgenauigkeit hängt von der Genauigkeit der Phasenmessung und von der Meßfrequenz ab. Um die Meßgenauigkeit bei vorgegebener Genauigkeit der Phasenmessung zu erhöhen, wird unter Verzicht auf Eindeutigkeit eine hohe Meßfrequenz benutzt; in diesem Fall gilt: $s = \frac{nc}{2f_m} + \frac{c}{4\pi f_m}\varphi$. Zur Beseitigung der Mehrdeutigkeit, deren Ursache die Unkenntnis der Zahl n ist, gibt es die folgenden beiden Verfahren. Beim *Verfahren mit kontinuierlicher Veränderung der Meßfrequenz* f_m wird f_m so lange vergrößert, bis



4 Entfernungsmessung mit aktivem Rückstrahler und Messung der Impulslaufzeit

die Zahl n sich um 1 erhöht hat. Ist z. B. $\varphi = 0$ bei f_{m_1} und unmittelbar anschließend bei f_{m_2}, so ist $n\frac{c}{f_{m_1}} = (n+1)\frac{c}{f_{m_2}}$. Die Mehrdeutigkeit ist damit auf $1/n$ reduziert worden. Beim *Verfahren mit dekadischen Festfrequenzen* ergibt die niedrigste Frequenz die geringste Mehrdeutigkeit und bestimmt die höchste Frequenz die größte Genauigkeit. Beispielsweise können mit 150 kHz die km-Werte, mit 1,5 MHz die 100-m-Werte und mit 15 MHz die 10-m-Werte bestimmt werden. Gerätetechnisch am günstigsten ist es, dieses Verfahren mit Hilfe von benachbarten Frequenzen zu realisieren. Beispielsweise können mit den aus 15,15 MHz, 16,5 MHz und 15,00 MHz gebildeten Differenzwerten 150 kHz und 1,5 MHz die Grobmeßwerte sowie mit 15,00 MHz direkt die Feinmeßwerte gewonnen werden.

Das Verfahren mit dekadischen Festfrequenzen findet vor allem in den elektrooptischen Entfernungsmessern für geodätische Aufgaben Anwendung. Ein handelsübliches Gerät dieser Art hat folgende Kenndaten: Strahlungsquelle GaAs-Lumineszenzdiode, Wellenlänge 0,93 μm, Ausstrahlung mit Linsensystem, Strahlbreite 1/4°, Prismenreflektor am Ende der zu messenden Strecke, d. h. am Ort des Zielobjektes, Empfänger mit Photodiode, Entfernungsmeßbereich 1 bis 1500 m, mittlere Meßgenauigkeit ±2 cm.

2) *E. mit aktivem Rückstrahler.* Der Unterschied gegenüber der E. mit passivem Rückstrahler besteht darin, daß sich am Ende der zu messenden Strecke, d. h. am Ort des Zielobjektes, eine aktive Strahlungsquelle befindet (Abb. 4). Die E. erfolgt somit durch die Zusammenarbeit von Hauptmeßstelle und Nebenmeßstelle. Die Hauptmeßstelle bezeichnet man auch als Primärstation, Abfragestation oder Interrogator, die Nebenmeßstelle als Sekundärstation, Antwortstation oder Transponder. In der Radartechnik wird das Verfahren der E. mit aktivem Rückstrahler ebenfalls angewandt; die Anlagen werden als Sekundärradar bezeichnet (→ Radar). Hier ist es auch üblich, die Abfragestation als Radargerät und die Antwortstelle als Radarbake (engl. beacon) zu bezeichnen. Der Vorteil der E. mit aktivem Rückstrahler ist erkennbar, wenn das Signal/Rausch-Verhältnis bei aktivem Rückstrahler für die Strecke Nebenmeßstelle–Hauptmeßstelle mit dem Signal/Rausch-Verhältnis bei passivem Rückstrahler für die Strecke Hauptmeßstelle–Nebenmeßstelle und zurück verglichen wird: $(S/R)_{\text{aktiv}} = (S/R)_{\text{passiv}} \cdot \frac{4\pi r^2}{\sigma}\frac{G_N}{G_H}$. Dabei ist r die Entfernung, σ der Rückstrahlquerschnitt des Zielobjektes, wo sich die Nebenmeßstelle befindet, G_N der Antennengewinn der Nebenmeßstelle und G_H der Antenngewinn der Hauptmeßstelle. In der Praxis ist $(S/R)_{\text{aktiv}}$ gegenüber $(S/R)_{\text{passiv}}$ etwa 10^4 bis 10^6-mal höher bei gleicher Sendeleistung, d. h., bei gleichem S/R-Verhältnis kann die Sendeleistung um den Faktor 10^4 bis 10^6 geringer sein.

a) *Verfahren mit Impulslaufzeitmessung.* Von der Hauptmeßstelle werden aus Impulsen bestehende Abfragesignale ausgesandt und von der

Nebenmeßstelle empfangen. Hier lösen sie Antwortsignale aus, die ebenfalls aus Impulsen bestehen und von dem zugeordneten Antwortsender ausgestrahlt und von dem bei der Hauptmeßstelle befindlichen Antwortempfänger aufgenommen werden. Aus der Laufzeit der Signale von der Hauptmeßstelle zur Nebenmeßstelle und zurück wird die Entfernung berechnet. Dieses Verfahren findet beispielsweise in der Luftfahrt bei den Entfernungsmeßsystemen DME und TACAN (→ Funkortung) und beim Sekundärrundsichtradar (→ Radar) Anwendung. Während sich die Hauptmeßstelle bei DME und TACAN an Bord des Luftfahrzeuges und die Nebenmeßstelle am Boden befindet, ist es beim Sekundärrundsichtradar umgekehrt. Weitere Entfernungsmeßsysteme, die besonders im Vermessungswesen Bedeutung erlangt haben, sind SHORAN und HIRAN. Die prinzipielle Wirkungsweise des bei diesen beiden Systemen angewandten Meßverfahrens geht aus Abb. 5 hervor. Es soll die Entfernung s zwischen den Punkten A und B bestimmt werden. Ein Luftfahrzeug F fliegt horizontal und annähernd senkrecht zu einer durch AB gehenden lotrechten Ebene. Das Luftfahrzeug sendet Impulse aus, die von den Stationen A und B empfangen und wieder ausgestrahlt werden. Die Laufzeiten dieser vom Luftfahrzeug empfangenen Impulse ändern sich dabei kontinuierlich mit der Bewegung des Luftfahrzeuges. Ist die Summe der Laufzeiten ein Minimum, so ist auch die Summe der Entfernungen vom Luftfahrzeug zu den beiden Bodenstationen ein Minimum. Bei bekannten Höhen h_1 und h_2 der Bodenstationen und h des Luftfahrzeuges kann die Entfernung s zwischen den Punkten A und B berechnet werden. Das System eignet sich für Messungen von Entfernungen unter 1000 km, der mittlere Meßfehler liegt in der Größenordnung von ± 25 m.

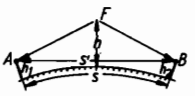
Eine bessere Genauigkeit ist mit dem System HIRAN erzielbar, das nach dem gleichen Prinzip arbeitet, aber günstigere Signalformen aufweist. Der mittlere Meßfehler liegt in der Größenordnung von ± 5 m.

b) *Verfahren mit Frequenzdifferenzmessung.* Wie beim CW-Radar, das mit passivem Rückstrahler arbeitet, kann auch bei aktivem Rückstrahler die Frequenzdifferenzmessung angewandt werden. Dazu wird entweder die hochfrequente Trägerwelle unmittelbar in der Frequenz moduliert, oder der hochfrequenten Trägerwelle wird ein Hilfsträger aufmoduliert, der sich in der Frequenz periodisch ändert. Zwischen Sendefrequenz und Empfangsfrequenz muß eine Differenz bestehen, weil sonst weder in der Nebenmeßstelle noch in der Hauptmeßstelle eine Unterscheidung von empfangener Welle und gesendeter Welle möglich ist. Bei dem Verfahren, das mit frequenzmodulierten hochfrequenten Trägerwellen arbeitet, muß jedoch zur Vermeidung von Meßfehlern das Verhältnis von Empfangsfrequenz zu Sendefrequenz genau eingehalten werden.

c) *Verfahren mit Phasenwinkeldifferenzmessung.* Der Unterschied gegenüber den Verfahren mit passivem Rückstrahler besteht darin, daß in der Nebenmeßstelle die Sendefrequenz nicht gleich der Empfangsfrequenz sein darf. Bei der notwendigen Frequenzumsetzung muß darauf geachtet werden, daß die Phasenwinkelinformation nicht verloren geht bzw. nicht verfälscht wird. Grundsätzlich besteht wieder die Möglichkeit, die Phasenwinkeldifferenz entweder direkt an der hochfrequenten Trägerwelle zu messen oder dazu einen Hilfsträger mit einer geringeren Frequenz zu benutzen. Der Hilfsträger kann dabei entweder der hochfrequenten Trägerwelle aufmoduliert werden, oder er wird dadurch erzeugt, daß gleichzeitig zwei hochfrequente Trägerwellen benutzt werden und deren Differenzfrequenz gebildet wird.

Das Verfahren mit Phasenwinkeldifferenzmessung hat bei den in der Geodäsie eingesetzten Entfernungsmeßgeräten Anwendung gefunden. Entsprechende Geräte sind unter der Bezeichnung Tellurometer, Electrotape, Distameter und Distomat bekannt. Obwohl in der Wirkungsweise prinzipiell keine Unterschiede bestehen, sind in der schaltungstechnischen Lösung mehr oder weniger große Abweichungen vorhanden. Die Geräte arbeiten meist bei Frequenzen im Bereich zwischen 3 und 10 GHz, d. h. bei Wellenlängen zwischen 3 und 10 cm. Beispiel für eine typische Lösung: Die Hauptmeßstelle sendet über eine Dipolantenne mit einem parabolischen Reflektor von etwa 50 cm Durchmesser eine Trägerwelle aus, deren Frequenz gleich 3000 MHz ist. Der Träger wird von einem Klystron oder Halbleitergenerator erzeugt und nacheinander mit vier festen, von einem Quarzgenerator erzeugten Maßstabs- oder Rasterfrequenzen von $A = 10{,}000$ MHz, $B = 9{,}9990$ MHz, $C = 9{,}900$ MHz und $D = 9{,}000$ MHz frequenzmoduliert. Die ausgestrahlten Wellen werden von der Nebenmeßstelle mit einem ähnlichen Gerät empfangen und auf einer etwas abweichenden Frequenz zur Hauptmeßstelle zurückgesandt; im vorliegenden Fall mit der Trägerfrequenz 3033 MHz sowie den Maßstabsfrequenzen $+A = 10{,}001$ MHz, $-A = 9{,}999$ MHz, $B = 9{,}989$ MHz, $C = 9{,}899$ MHz, $D = 8{,}999$ MHz. Die Differenz der beiden Trägerfrequenzen beträgt 33 MHz. Mit dieser Zwischenfrequenz stehen die beiden Meßstellen miteinander in Verbindung. Die als Amplitudenmodulation des Zwischenfrequenzträgers in Erscheinung tretende Frequenz ist gleich 1 kHz. Diese sinusförmige 1 kHz-Welle zeugt in der Nebenmeßstelle bei jedem Nulldurchgang einen Impuls, mit dem der Träger in der Nebenmeßstelle zusätzlich frequenzmoduliert wird. In der Hauptmeßstelle erfolgt ein Phasenvergleich des empfangenen Signals mit dem gesendeten Signal. Die gemessene Phasendifferenz wird auf dem Schirm einer Elektronenstrahlröhre angezeigt. Zur Bestimmung der Entfernung werden die Differenzen der A-, B-, C- und D-Meßwerte gebildet. Der Bereich der meßbaren Entfernung liegt zwischen 0,5 und 50 km, der mittlere Entfernungsmeßfehler beträgt etwa $\pm(5\text{ cm} + 3 \cdot 10^{-6}\, s)$, wobei s die gemessene Entfernung ist.

Nach dem gleichen Prinzip arbeitet das ursprünglich für die Ortung in der Luftfahrt entwickelte System Raydist. Als reines Entfernungsmeßverfahren ist jedoch nur das System Raydist R anzusehen. In der Hauptmeßstelle wird im Empfänger durch Überlagerung der fre-



5 Schema des Entfernungsmeßsystems SHORAN

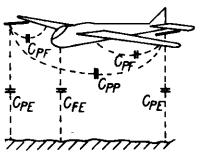
quenzverdoppelten Welle des eigenen Senders mit der Frequenz $2f_1$ und der empfangenen Welle $2f_2$ eine Welle mit der Differenz $2f_1 - 2f_2 = 2f_z$ gebildet, die als ortsunabhängige Vergleichswelle dient. In der Nebenmeßstelle wird im Empfänger durch Überlagerung der empfangenen Welle mit der Frequenz f_1 und der in der Nebenmeßstelle erzeugten Welle der Frequenz f_2 eine Welle mit der Differenzfrequenz $f_1 - f_2 = f_z$ gebildet, deren Phasenlage entfernungsabhängig ist. Sie wird über den zweiten Sender der Nebenmeßstelle durch Amplitudenmodulation einer Welle der Frequenz f_3 nach der Hauptmeßstelle übertragen und zum Phasenvergleich benutzt. Die gemessene Phasendifferenz ist proportional der Entfernung.

Das Prinzip der Phasenwinkeldifferenzmessung wird auch bei Verfahren angewandt, die keine absolute Entfernungsmessung erlauben, sondern nur die Änderung der Entfernung gegenüber einem Bezugspunkt angeben. Diese Verfahren lassen sich vom physikalischen Prinzip her auch in die Gruppe der Verfahren mit aktivem Rückstrahler einordnen, wenn man davon ausgeht, daß der eine der beiden Signalwege durch die Synchronisationsverbindung ersetzt wird. Nach diesen Verfahren arbeiten z. B. die Entfernungsmeßvorrichtungen der Ortungssysteme DECTRA und NAVARHO (→ Funkortung).

Für die Messung der Entfernung zwischen einem künstlichen Erdsatelliten und einer Bodenstation kann ebenfalls das Phasenwinkelmeßverfahren benutzt werden. Bekannt ist unter anderem das System SECOR. Es arbeitet mit drei Bodenstationen, deren Standorte bekannt sind und die Abstände von einigen 1000 km besitzen. Von den Bodenstationen werden in kurzzeitigem Wechsel aufeinanderfolgend frequenzmodulierte Wellen abgestrahlt. Vom Satelliten, dessen Entfernung zu bestimmen ist, werden diese Wellen empfangen und mit einer geänderten Frequenz wieder zur Erde zurückgesendet. In den Bodenstationen erfolgt die Demodulation der empfangenen Welle und die Messung der Phasenwinkeldifferenz zwischen der ausgesandten und der empfangenen Welle. Damit kann in jeder Station die momentane Entfernung zum Satelliten errechnet werden. Der mittlere Meßfehler liegt in der Größenordnung von ± 20 m bei gemessenen Entfernungen zwischen 1000 und 3500 km.

3) *E. mit Feldbeeinflussungsverfahren.* Diese Verfahren beruhen auf der Veränderung eines durch Meßsonden erzeugten elektromagnetischen Feldes durch das Objekt, dessen Entfernung gemessen werden soll. Die Veränderung des Feldes ist umgekehrt proportional zur Entfernung.

a) *Niederfrequentes elektromagnetisches Feld.* Es wird ein langsam veränderliches Feld angewandt, das sich im Raum zwischen Meßstelle und Objekt ausbildet. Ein Beispiel ist der kapazitive Höhenmesser, der in der Luftfahrt Anwendung gefunden hat und die Messung von Höhen bis zu etwa 100 m ermöglicht (Abb. 6). Die Beeinflussung des Feldbildes durch den Erdboden ist ein Maß für die Höhe des Luftfahrzeuges über Grund. Gemessen wird die sich ändernde Kapazität in Abhängigkeit der Höhe: $C(h) = \frac{C_{PF}}{2} + C_{PP} + C_{PE}\frac{C_{PE}}{C_{FE}}$. Dabei bedeutet C_{PF} die Kapazität zwischen Meßpol und Flugzeug, C_{PP} die Kapazität zwischen den Meßpolen, C_{PE} die Kapazität zwischen Meßpol und Erde und C_{FE} die Kapazität zwischen Flugzeug und Erde.



6 Kapazitäten beim Höhenmesser

Die Meßgenauigkeit ist infolge der konfigurativen Änderung am Flugzeug, z. B. Ruder- und Klappenverstellungen, nicht groß.

b) *Hochfrequentes Strahlungsfeld.* Es wird ein schnell veränderliches Strahlungsfeld angewandt und die durch das Objekt verursachte Feldveränderung gemessen. Meßbare Größen sind Intensitätsänderungen, Frequenz-, Phasen- und Polarisationsänderungen. Eine praktische Anwendung ist bisher nur für spezielle Aufgaben, insbesondere im militärischen Bereich, zu verzeichnen.

Lit. Jordan, Eggert, Kneissl: Handb. der Vermessungskunde (Stuttgart 1966); Philippow: Taschenb. der Elektrotechnik, Bd 3 (Berlin 1967).

E. in der allgemeinen Relativitätstheorie. In der Newtonschen Mechanik liefern alle astronomischen Methoden der E. (Radarmethode, Parallaxenmethode u. a.) im Prinzip dieselben Koordinatenwerte für einen bestimmten Raumpunkt; das ist eine Folge der euklidischen Raumstruktur. In der allgemeinen Relativitätstheorie tritt der Riemannsche Raum an die Stelle des euklidischen. Das führt dazu, daß unterschiedliche Meßmethoden zu unterschiedlichen Koordinatenwerten für ein und denselben Raumpunkt führen. Wenn man also irgendwelche in einem bestimmten Koordinatensystem berechnete Aussagen mit der Erfahrung vergleichen will, so hat man ein Meßverfahren zu benutzen, das gerade die Koordinatenwerte liefert, die dem gewählten Koordinatensystem entsprechen. Daraus ergeben sich interessante Konsequenzen. Die drei klassischen allgemein-relativistischen Effekte → Lichtablenkung im Schwerefeld, → Rotverschiebung im Schwerefeld, und → Periheldrehung des Merkur werden unter Zugrundelegung der → Schwarzschild-Lösung berechnet. Dabei benutzt man Koordinaten, in denen die Lösung explizit statischer und zentralsymmetrischer Form ist. Nun gibt es eine Klasse von Koordinatentransformationen, die weder dieses noch das asymptotische Verhalten der Lösung ändern, Transformationen also, die physikalisch gleichberechtigt sind. Es handelt sich dabei im wesentlichen um Transformationen der r-Koordinate. Die Rechnungen zeigen, daß eine derartige Transformation zu neuen Effekten führt. Es ist kein Gegeneinwand, daß diese durch eine Koordinatentransformation erzeugt wurden, da die Wahl der Koordinaten gemäß dem zuvor Gesagten gleichzeitig ein bestimmtes Meßverfahren zur E. auszeichnet und ein solches Meßverfahren somit den Effekt empirisch liefern müßte. Diese Effekte können zwar noch nicht nachgeprüft werden, sie sind aber für die weitere empirische Überprüfung der Gravitationstheorie interessant.

Entfernungsmodul, → Helligkeit.

Entflammungstemperatur, svw. Flammpunkt.

Entgasung, die zur Verhütung von Korrosionen im Dampfkessel notwendige Entfernung der im Speisewasser gelösten Gase, wie Sauerstoff und

Kohlendioxid. Die E. kann auf physikalischem oder chemischem Wege erfolgen, wobei auch beide Methoden kombiniert werden können. Die physikalischen Methoden sind thermische Methoden, die sich vor allem durch das Druckniveau der Entgaser (Vakuum- und Druckentgaser) unterscheiden. Der Entgasungsvorgang vollzieht sich bei der Aufwärmung des Speisewassers auf Sättigungstemperatur, wobei die Löslichkeit des Gases im Wasser zu Null wird. Die Aufwärmung und die E. des Wassers erfolgt durch den Stoff- und Wärmeübergang von Wasser und Dampf. Restsauerstoffgehalte von weniger als 0,020 mg/*l* sind nur erreichbar, wenn das zu entgasende Wasser ständig im Siedezustand gehalten wird, genügend lange Verweilzeit im Entgaser zur Verfügung steht und die Abführung der ausgetriebenen Gase gewährleistet ist. Die chemischen Methoden bedienen sich chemischer Sauerstoffbindemittel, z. B. Natriumsulfit, Natriumdithionit und vor allem Hydrazin.

Entgiftung, in der Reaktortechnik das Entfernen von neutronenabsorbierenden Spaltprodukten aus dem Kernbrennstoff des Reaktors bei Brennstoffvergiftung durch → Reaktorgifte. Weiterhin bezeichnet man mit E. auch das Entfernen starker Neutronenabsorber, wie Bor, Hafnium, aus der Moderatorsubstanz und den sonstigen Reaktorbaumaterialien. Das Verhältnis der Anzahlen von Verunreinigungsatomen im Kernbrennstoff vor bzw. nach der Brennstoffaufbereitung nennt man *Entgiftungsfaktor*.

Entgiftungsfaktor, → Entgiftung.

Entglasung, → Glas.

Enthalpie, *Gibbssche Wärmefunktion, Drosselfunktion,* thermodynamische Funktion oder thermodynamisches Potential $H = U + pV$. Dabei sind U die innere Energie, p der Druck und V das Volumen. Das totale Differential der E. hat mit den natürlichen Variablen (→ thermodynamisches Potential) Entropie S und p die Form $\mathrm{d}H = T\,\mathrm{d}S + V\,\mathrm{d}p$. Bei einer reversibel-isobaren Zustandsänderung, d. h. $\mathrm{d}p = 0$, ist $\mathrm{d}H = T\,\mathrm{d}S = \mathrm{d}W$, d. h., die E. ist gleich der zugeführten Wärme W. Für die Wärmekapazität bei konstantem Druck erhält man $(\delta W/\mathrm{d}T)_p = (\partial H/\partial T)_p = C_p$.

Der Joule-Thompson-Effekt läßt sich leicht mittels der E. behandeln. Es gilt für ihn $H =$ konst. Die E. wird bei technischen Anwendungen für thermodynamische Überlegungen und Rechnungen vorteilhaft benutzt, z. B. bei der Untersuchung der Energiebilanz von Wärmekraftmaschinen.

Eine weitere wichtige thermodynamische Zustandsfunktion ist die → freie Enthalpie.

Entionisierung, → Rekombination.

Entionisierungszeit, bei Gasentladungsröhren die Zeit, die nach dem Löschen einer Bogenentladung vergehen muß, bevor die Anodenspannung wieder ihren vollen Wert annehmen darf, wenn die Gasentladungsröhre gelöscht bleiben soll. Die im Entladungsraum sonst noch vorhandenen Ladungsträger würden zu einer ungewollten Zündung durch die Anodenspannung führen. Erst nach dem Verschwinden dieser Ladungsträger gewinnt das Gitter seine Steuerwirkung zurück.

Entkopplung, → lineare mechanische Schwingungen.

Entladung, → Gasentladung.

Entladungslichtquelle, → Gasentladungslichtquelle.

Entladungsröhre, → Gasentladung.

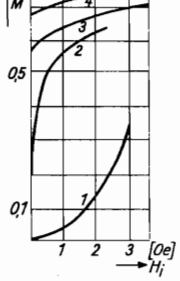
Entladungsrumpf, → Gasentladung.

Entlastung, → Belastung.

Entmagnetisierung, 1) die Schwächung eines äußeren Magnetfeldes $\vec{H}_a$ im Innern eines nicht geschlossenen magnetischen Kreises. Diese Schwächung ist bedingt durch die mit der Existenz der Magnetisierung $\vec{M}$ verbundenen freien Pole. Das zwischen diesen Polen hervorgerufene zusätzliche Feld ist dem äußeren entgegengerichtet. Das für die Magnetisierung maßgebende Feld im Medium $\vec{H}_1$ ergibt sich dann gemäß der Beziehung $\vec{H}_1 = \vec{H}_a - N\vec{M}$, wobei N der *Entmagnetisierungsfaktor* ist. Der Feldanteil $-N\vec{M}$ heißt *entmagnetisierendes Feld.* Wegen der E. mißt man in nicht geschlossenen magnetischen Kreisen nicht die wahre Magnetisierungskurve, sondern eine gemäß der Beziehung $H_1 = H_a - NM$ gescherte. In zwei- oder mehrphasigen Stoffen treten auch im Innern freie Pole auf, die analog zu einer *inneren E.* führen. Die innere E. wird durch Magnetisierungsdifferenzen, Packungsdichte und Form der einzelnen Phasen bestimmt und beeinflußt den Verlauf der Magnetisierungskurve von Ferromagnetika in vielen Fällen wesentlich.

2) auch *Abmagnetisierung* genannt, die Herstellung des entmagnetisierten Zustands in ferromagnetischen Stoffen.

Nach Abschalten des magnetisierenden Feldes verlieren ferromagnetische Stoffe ihre Magnetisierung infolge der vorhandenen Remanenz nicht vollständig. Will man den pauschal unmagnetischen Zustand wieder herstellen, kann man die Körper nach verschiedenen Methoden entmagnetisieren. Das am häufigsten verwendete Verfahren benutzt ein magnetisches Wechselfeld, dessen Amplitude stetig auf Null absinkt. Die Anfangsamplitude muß so groß sein, daß mit Bestimmtheit die → Sättigungsmagnetisierung erreicht wird. Die Frequenz muß hinreichend klein sein, damit einerseits das Wechselfeld den ganzen Körper durchsetzt (→ Skineffekt) und andererseits die Magnetisierung dem Wechselfeld folgen kann (→ Nachwirkung 1). Nach einem anderen Verfahren werden die Körper bis über die Curie-Temperatur erhitzt und im feldfreien Raum wieder abgekühlt; dabei ist mit Vorsicht zu verfahren, damit der metallurgische bzw. kristalline Zustand des Körpers nicht verändert wird. Bei magnetisch weichen Proben kann der entmagnetisierte Zustand durch mechanische Erschütterungen im feldfreien Raum erreicht werden. Die durch die verschiedenen Methoden erzielten entmagnetisierten Zustände sind nicht identisch. Sie unterscheiden sich in der → Anfangspermeabilität und im Magnetisierungsverlauf (→ Hysterese) sowohl untereinander als auch von der → Neukurve.



Magnetisierungskurve nach Wechselfeldabmagnetisierung (2) und thermischer Abmagnetisierung (3), zum Vergleich Neukurve (1) und absteigender Ast der Hystereseschleife (4). M Magnetisierung, H inneres Feld

3) Die *adiabatische E.* ist eine Methode zur Erzeugung tiefer Temperaturen unter 1 K auf der Grundlage des → magnetokalorischen Effektes. Befindet sich eine paramagnetische Substanz unter dem Einfluß eines Magnetfeldes, so werden die Elementarmagnete in diesem Feld ausgerichtet. Nach Abschalten des Feldes sind die Elementarmagnete bestrebt, wieder die stati-

Entmagnetisierungsfaktor

stische Unordnung anzunehmen. Da die Entropie aber bei dem adiabatischen Prozeß konstant bleibt, ist die Erniedrigung des Ordnungsgrades, der an sich einer Entropieerhöhung entsprechen würde, mit einer Verringerung der Temperatur der Substanz verbunden. Für paramagnetische Substanzen, die dem Curie-Gesetz folgen, gilt $\Delta T = (H/c) \cdot \Delta m$; dabei ist T die absolute Temperatur, H das Magnetfeld, c die spezifische Wärme/Mol und m das magnetische Dipolmoment/Mol. Wenn sich die Temperaturen dem absoluten Nullpunkt nähern, nimmt die spezifische Wärme gemäß dem T^3-Gesetz ab, und die Suszeptibilität nimmt zu. Der Effekt, der bei Zimmertemperatur sehr gering ist, gewinnt also in der Nähe des Nullpunktes Bedeutung zur Erzeugung tiefster Temperaturen. Diese Temperaturen werden aus der Magnetisierbarkeit der Probe oder aus der Gleichung $T = \Delta Q/\Delta S$ bestimmt; Q ist dabei die Wärmemenge, S die Entropie. Für die erste Methode überprüft man die Gültigkeit des Curie-Gesetzes bei Temperaturen, die noch mit einem Gasthermometer gemessen werden können, und bestimmt die auftretenden Konstanten durch Messung der Suszeptibilität. Setzt man die Gültigkeit des Curie-Gesetzes auch für tiefere Temperaturen voraus, so kann man die Temperaturen aus der gemessenen Suszeptibilität bestimmen. Bei der zweiten, zuverlässigeren Methode geht man von zwei Ausgangszuständen aus, deren Entropiedifferenz bestimmt werden kann. Entmagnetisiert man in beiden Fällen bis zur gleichen Feldstärke, so ist die Entropiedifferenz am Ende die gleiche wie die der zwei Ausgangszustände, da bei adiabatischen Vorgängen die Entropie konstant bleibt. Der Probe wird im tiefer gekühlten Zustand so viel Wärme ΔQ zugeführt, bis die Suszeptibilität und damit die Temperatur dem nicht so tief gekühlten Zustand entspricht, womit man die zwei Meßgrößen zur Ermittlung der Temperaturdifferenz bestimmt hat.

Beliebig tiefe Temperaturen lassen sich jedoch mittels adiabatischer E. nicht erreichen, weil die stets vorhandene Dipolwechselwirkung zwischen den Elektronenspins und auch eine schwache Austauschwechselwirkung bei sehr tiefen Temperaturen bereits ohne äußeres Magnetfeld zu einer spontanen Ausrichtung der Spins führen. Man verwendet daher paramagnetische Salze, in denen die Spin-Spin-Wechselwirkung der paramagnetischen Ionen durch viele dazwischenliegende nichtmagnetische Ionen verringert wird. Geeignet sind z. B. $Mn(NH_4)_2 \cdot SO_4 \cdot 6\,H_2O$, $Fe_2(NH_4)_2(SO_4)_4$, $Ce_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24\,H_2O$. Durch adiabatische E. dieser paramagnetischen Elektronenspinsysteme kann man bis zu Temperaturen der Größenordnung 10^{-3} K gelangen. Die Wechselwirkung der Kernspins ist etwa um drei Größenordnungen geringer. Mittels adiabatischer E. von paramagnetischen Kernspinsystemen erreichte man mit Kupferkernen die bisher tiefsten Temperaturen von etwa 10^{-6} K.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962); Handb. der Physik, Bd XV (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956).

Entmagnetisierungsfaktor, *magnetischer Entpolarisierungsfaktor*, eine Zahl, die mit der Magnetisierung in Ellipsoiden multipliziert das entmagnetisierende Feld ergibt (→ Entmagnetisierung). Die Bedeutung und die Berechnung des E. ist völlig gleich dem elektrischen Analogon, dem Entelektrisierungsfaktor.

Entmagnetisierungskurve, der Teil der → Hystereseschleife, der im zweiten Quadranten liegt. Der Verlauf der E. ist wichtig für die Charakterisierung von hartmagnetischen Werkstoffen und die Dimensionierung von Dauermagnetsystemen. Aus ihr lassen sich die wesentlichen Kenngrößen Remanenz, Koerzitivfeldstärke und maximale magnetische Energiedichte entnehmen.

Entmischung, der Zerfall einer mehrkomponentigen Mischung in zwei oder mehrere Phasen verschiedener Zusammensetzung. E. tritt bei Systemen mit begrenzter Mischbarkeit in bestimmten Temperaturbereichen auf (→ Mischungslücke) und beim Erstarren von Schmelzen, falls die Komponenten keine Mischkristalle bilden. Technisch wichtig ist diese E. beim Erstarren von Legierungsschmelzen. → Schmelzdiagramm.

Entpolarisierungsfaktor, 1) svw. Entelektrisierungsfaktor, 2) svw. Entmagnetisierungsfaktor.

Entropie, S, auf der Grundlage des 2. Hauptsatzes (→ Hauptsätze der Thermodynamik) definierte Zustandsgröße eines thermodynamischen Systems, die ebenfalls als Folge des 2. Hauptsatzes in einem thermisch isolierten System nur zunehmen oder höchstens konstant bleiben kann. Bei einem System im thermodynamischen Gleichgewicht kann eine solche Entropiezunahme durch eine äußere Arbeitsleistung bewirkt werden, wenn diese zu rasch erfolgt, der Prozeß also nicht quasistatisch verläuft. Nur in diesem Grenzfall bleibt die E. eines thermisch isoliertenSystems konstant. Ist das System nicht nur thermisch, sondern auch „arbeitsmäßig" isoliert, ist es also ein abgeschlossenes System mit konstanter innerer Energie, so hat die E. im Gleichgewicht einen bestimmten konstanten Wert. Die Frage ihrer Änderung tritt erst bei Einbeziehung von Nichtgleichgewichtszuständen des Systems auf. Der Satz vom Anwachsen der E. bedeutet dann, daß beim Übergang des Systems über eine Kette von Nichtgleichgewichten zum Gleichgewicht hin die E. des abgeschlossenen Systems ständig anwächst, so daß sie im Gleichgewicht ihren Maximalwert annimmt, verglichen mit allen denkbaren Nichtgleichgewichtszuständen des Systems bei festgehaltener Energie und konstantem Volumen, wobei bei komplizierteren Systemen noch weitere Parameter, durch deren Änderung Arbeit geleistet werden könnte, hinzutreten. Offensichtlich ist der Satz vom Anwachsen der E. im abgeschlossenen System und der daraus folgende vom Maximum der E. im Gleichgewicht nur insoweit sinnvoll, als man die E. auch für Nichtgleichgewichte definieren kann. Das ist im Rahmen der phänomenologischen Thermodynamik nur möglich, wenn sich Untersysteme angeben lassen, von denen sich jedes für sich näherungsweise im Gleichgewicht befindet. Die E. des Gesamtsystems ist dann gleich der Summe der E.n der Teilsysteme. Meist sind diese Untersysteme kleine, aber noch makroskopische räumliche Teilgebiete mit z. B. einheitlicher Temperatur

(Wärmeleitungsproblem) oder Konzentration (Diffusionsproblem). In diesen Fällen spricht man von lokalen Gleichgewichten. Die Untersysteme können aber auch einem räumlich nicht separierten Teil des Gesamtsystems entsprechen, wichtige Beispiele sind Kernspinsysteme, die häufig eine andere Temperatur als das Restsystem haben.

Die irreversiblen makroskopischen Ausgleichsprozesse, wie Reibung, Wärmeleitung, Diffusion, führen stets zu einer Erhöhung der E. Umgekehrt können in der Natur nur Makroprozesse ablaufen, die insgesamt eine Entropieerhöhung hervorrufen, was zu einer Gerichtetheit sämtlicher Makroprozesse führt und die Festlegung einer Zeitrichtung ermöglicht (→ H-Theorem). Eine spontane Verringerung der E. kann aus diesem Grund niemals eintreten. Das entspricht unbedingt der täglichen Erfahrung. Die Vermischung zweier Gase (→ Mischungsentropie) oder Flüssigkeiten geht mit der Zeit von selbst vor sich. Eine spontane Entmischung wurde dagegen nie beobachtet.

Bei einer quasistatischen Zustandsänderung läßt sich die differentielle Entropieänderung allgemein in der Form

$$\mathrm{d}S(U, V, N_i, x_\alpha) = (1/T)\,(\mathrm{d}U - \sum_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha - \sum_i \mu_i\,\mathrm{d}N_i) \qquad (1)$$

schreiben. Dabei bedeuten U die innere Energie, V das Volumen, N_i die Teilchenzahl der i-ten Komponente, x_α die äußeren Parameter, T die absolute Temperatur, X_α die verallgemeinerten Kräfte und μ_i das chemische Potential der i-ten Komponente. Der wichtigste äußere Parameter ist das Volumen V, die zugehörige verallgemeinerte Kraft ist der negative Druck p. Um die Entropieänderung berechnen zu können, benötigt man noch die thermischen Zustandsgleichungen $X_\alpha = X_\alpha(T, x_1, \ldots, x_n)$, $\alpha = 1, 2, \ldots, n$ und die kalorische Zustandsgleichung $U = U(T, x_1, \ldots, x_n)$. Speziell für n Mole eines idealen Gases (ohne verallgemeinerte Kräfte) gilt $pV = nRT$ und $U = nC_vT + U_0$. Dabei ist R die Gaskonstante und C_v die Wärmekapazität bei konstantem Volumen. Aus der Gleichung (1) folgt damit bei einer Zustandsänderung von 1 nach 2 die Entropieänderung $\Delta S_{12} = S_2 - S_1 = \int_1^2 (1/T)\,(nC_v\,\mathrm{d}T + p\,\mathrm{d}V) = n\,[C_v \ln (T_2/T_1) + R \ln (V_2/V_1)]$.

Die Entropieänderung und damit ebenfalls die E. sind somit additive oder extensive Größen. Die Gleichung (1) läßt den Absolutwert der E. unbestimmt. Nach dem 3. Hauptsatz der Thermodynamik gilt für reine kondensierte Stoffe $\lim_{T\to 0} S_{\mathrm{kond}} = 0$. Die E. solcher Stoffe strebt deshalb für $T \to 0$ demselben Grenzwert S_0 (Nullpunktsentropie) zu, den man gleich Null setzt. Mit dieser Festlegung kann aus der Gleichung (1) der Absolutwert der E. berechnet werden. Dabei muß man beachten, daß auch sämtliche Umwandlungsentropien, die bei Phasenübergängen durch die latente Wärme entstehen, zur Gesamtentropie beitragen.

Der zeitliche Ablauf der Entropieänderung irreversibler Prozesse kann innerhalb der Gleichgewichtsthermodynamik nicht bestimmt werden. Nur die gesamte Entropieänderung, die infolge des Überganges von einem Gleichgewichtszustand zu einem anderen entsteht, kann berechnet werden. Die Zeitabhängigkeit der E. wird in der → Thermodynamik 5) und in der → kinetischen Theorie untersucht. Die Statistik führt zu einem tieferen Verständnis der E. und des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik, indem sie die E. als allgemeines Maß der statistischen Unordnung einführt. Eine Zunahme der E. entspricht dann einem Anwachsen des Unordnungsgrades; die Umkehrprozesse, die zu einer spontanen Entstehung von Ordnung führen würden, werden durch den 2. Hauptsatz ausgeschlossen. Die auch für die Statistik gültige allgemein-statistische Entropiedefinition entstand außerhalb der physikalischen Anwendungen im Rahmen der Informationstheorie. Es kann gezeigt werden, daß auf Grund einiger sehr allgemeiner und einleuchtender Forderungen ein nicht-negatives quantitatives Maß der durch eine beliebige Wahrscheinlichkeitsverteilung $\{w_n\}$ für diskrete Fälle (Möglichkeiten) n beschriebenen Unordnung bzw. Ungewißheit über das Ergebnis eines Versuches durch die statistische E. $S \sim -\sum_n w_n \ln w_n$ gegeben ist. Diese E. verschwindet, wenn $w_n = \delta_{nn_0}$, also $w_{n_0} = 1$ und alle anderen $w_n = 0$, d. h., wenn mit Gewißheit nur der Fall n_0 verwirklicht wird; sie wird umso größer, je mehr Fälle mit vergleichbaren Wahrscheinlichkeiten belegt werden und nimmt bei einer endlichen Zahl N von Möglichkeiten ihren zu $\ln N$ proportionalen Maximalwert an, wenn alle Fälle mit der gleichen Wahrscheinlichkeit $w_n = N^{-1}$ vertreten sind, d. h., wenn maximale Ungewißheit über das zu erwartende Ergebnis herrscht. Über den freien Zahlenfaktor bei der Entropiedefinition wird verschieden verfügt: In der *Informationstheorie* lautet die dort meist mit H bezeichnete E. $H = -\sum_n w_n \operatorname{ld} w_n$, wobei ld den Logarithmus zur Basis 2 bedeutet. Die Einheit von H ist 1 bit. Diese Einheitsunbestimmtheit wird beseitigt, wenn bei nur 2 gleichwahrscheinlichen Möglichkeiten eine im Versuch realisiert wird, z. B. beim Münzenwurf. In der *Statistik* ist $S = -k \sum_n w_n \ln w_n$, dabei ist ln der natürliche Logarithmus und k die Boltzmannsche Konstante. Diese Festlegung führt zur Übereinstimmung mit dem in der Thermodynamik — unabhängig von statistischen Überlegungen — gebildeten Entropiebegriff. Dabei sind im thermodynamischen Gleichgewicht die w_n die Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Mikrozustände des Systems, die sich in der Quantenstatistik als die stationären Quantenzustände mit jeweils bestimmter Energie E_n ergeben. Diese Wahrscheinlichkeiten w_n des thermodynamischen Gleichgewichtszustandes sind die Diagonalelemente der zugehörigen Dichtematrix ϱ bzw. die Eigenwerte des Dichteoperators $\hat{\varrho}$, so daß die E. auch in der Form $S = -k\,\mathrm{Sp}\,(\varrho \ln \varrho)$ geschrieben werden kann, wobei Sp die Spurbildung bedeutet. Dieser Ausdruck ist völlig allgemein, also auch für beliebige Nichtgleichgewichtszustände des Systems gültig; er hat einen wichtigen historischen Vorläufer in dem

spezielleren Ausdruck $H = -k \int f \ln f \, d\vec{r} \, d\vec{v}$ mit $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ als der Verteilungsfunktion der kinetischen Gastheorie, die der Verteilung der Gasteilchen über die verschiedenen Orte $\vec{r}$ und Geschwindigkeiten $\vec{v}$ und der → Boltzmann-Gleichung genügt. Für diese gaskinetische Näherung des allgemeinen Entropieausdrucks bewies Boltzmann das H-Theorem, nach dem H bei den irreversiblen Prozessen stets zunimmt, bis es im Gleichgewicht seinen Maximalwert annimmt. Der genauere Entropieausdruck für ein klassisches System lautet

$$S = -k \int \cdots \int f_n \ln f_n \, d\vec{r}_1 \, d\vec{v}_1 \cdots d\vec{r}_n \, d\vec{v}_n .$$

Hierbei ist $f_n(t, \vec{r}_1, \vec{v}_1, \ldots, \vec{r}_n, \vec{v}_n)$ die n-Teilchenverteilungsfunktion und n die Zahl der Teilchen des betrachteten Systems.

Die von Boltzmann und Planck eingeführte und auch heute noch viel benutzte statistische Definition der E. unterscheidet sich etwas von der aus der Informationstheorie hervorgegangenen. Sie lautet $S = k \ln W$, wobei man W die thermodynamische Wahrscheinlichkeit des vorliegenden Makrozustandes nennt und folgendermaßen definiert: Man denkt sich das gegebene System als Element einer sehr großen Anzahl makroskopisch gleichartiger Systeme, die sich aber im allgemeinen bei genauerer „mikroskopischer" Betrachtung doch in verschiedenen Mikrozuständen befinden, die bei jedem Einzelsystem alle gleichwahrscheinlich sein sollen. Die Menge aller dieser Systeme heißt *Ensemble*, diese Begriffsbildung geht auf Gibbs zurück. Die Wahrscheinlichkeit, ein *beliebig* herausgegriffenes System im Mikrozustand n zu finden, ist dann $w_n = N_n/N$, wenn N_n die Zahl der Systeme im Zustand n ist. Die thermodynamische Wahrscheinlichkeit W ist eng verknüpft mit der Zahl der Möglichkeiten, die jeweils N_n Systeme im Zustand n auf verschiedene Weise aus den insgesamt N (unterscheidbaren, makroskopischen) Systemen auszuwählen. Diese Zahl ist $M = N!/N_1!N_2! \cdots$. Sie ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, eine Häufigkeitsverteilung $\{w_n = N_n/N\}$ zufällig zu erhalten, wenn man jedes der N-Systeme in einen der Zustände n versetzt. Für $N_n \gg 1$ gilt die *Stirlingsche Formel* $N! \cong (N/e)^N$ und damit $\ln M \cong$

$$N \ln N - \sum_n N_n \ln N_n = -N \sum \frac{N_n}{N} \ln \frac{N_n}{N} = -N \sum_n w_n \ln w_n .$$

Definiert man also $W = M$, so liefert $S = k \ln W$ die E. des gesamten Ensembles aus N Systemen. Mit $W = M^{1/N}$ erhält man die E. eines Systems, die genau mit dem „informationstheoretischen" Entropieausdruck übereinstimmt. Die Einführung eines Ensembles kann bei dieser Überlegung im allgemeinen nicht vermieden werden. Eine Ausnahme stellt das klassische ideale Gas aus N prinzipiell unterscheidbaren Teilchen dar, die Systeme des Ensembles sind dann die einzelnen Teilchen, das Ensemble ist das vorliegende Gas. Nur in diesem Fall hat es einen unmittelbaren Sinn, W als Zahl der mikroskopischen Realisierungsmöglichkeiten eines Makrozustandes zu definieren.

Für den wichtigen Spezialfall des thermodynamischen Gleichgewichts existiert eine Reihe von statistischen Darstellungen der E., die prinzipiell gleichwertig sind und sich alle auf den allgemeinen Entropieausdruck $-k \sum w_n \ln w_n$ zurückführen lassen. Die Gleichgewichtsverteilungen selbst ergeben sich aus der Forderung, daß sie die E. unter bestimmten Nebenbedingungen zum Maximum machen. Bei der mikrokanonischen Verteilung (oder Gesamtheit) lautet diese Bedingung $E \leqq E_n \leqq E + \Delta E$, d. h., die Energie der Mikrozustände muß innerhalb eines beliebig klein vorgebbaren Energieintervalls ΔE liegen. Hierbei ist E die in der Thermodynamik mit U bezeichnete innere Energie des Systems, ΔE gibt die zulässigen Schwankungen an. Die E. ist dann maximal für $w_n = \text{konst.}$ innerhalb der erlaubten „Energieschale", befinden sich darin ΔZ verschiedene Zustände, so folgt $w_n = 1/\Delta Z$ und $S = k \ln \Delta Z$, hierbei ist ΔZ wirklich die Zahl der dem System zugänglichen Mikrozustände. Andererseits gilt $\Delta Z = \varrho(E) \Delta E$ mit $\varrho(E)$ als der Zustandsdichte des Systems, d. h. der Zahl von Quantenzuständen je Energieintervall. Daraus folgt $\varrho(E) = (\Delta E)^{-1} \cdot \exp(S/k)$. Ist also $S(E)$ etwa aus der thermodynamischen Untersuchung des Systems bekannt, so erhält man einen Aufschluß über die Zustandsdichte, die bei einem makroskopischen System offenbar exponentiell mit der Größe des Systems und exponentialartig mit seiner Energie E anwächst, denn die E. ist eine extensive, mit der Energie wachsende Größe.

Bei der kanonischen Verteilung (oder Gesamtheit) wird als Nebenbedingung nur der Mittelwert $\bar{E} = \sum_n w_n E_n$ vorgegeben, die Energieschwankungen werden also nicht von vornherein begrenzt. Die Situation entspricht einem System im thermischen Kontakt mit seiner Umgebung bzw. mit einem Thermostaten. Die E. wird maximal für $w_n = e^{-\beta E_n} / \sum_n e^{-\beta E_n}$, wobei β prinzipiell aus dem vorgegebenen Energiemittelwert $\bar{E}$ zu bestimmen ist und sich als identisch mit $(kT)^{-1}$ erweist. T ist die absolute thermodynamische Temperatur. Bei Systemen mit (nach oben) begrenztem Energiespektrum kann β und damit T negativ werden (→ negative absolute Temperatur). Die E. des Gleichgewichtszustandes selbst ist $S = k(\beta \bar{E} + \ln Z) = U/T + k \ln Z$, wobei $Z = \sum e^{-\beta E_n} = \sum e^{-E_n/kT}$ die Zustandssumme ist und $\bar{E} = U$ mit der inneren Energie im Sinne der Thermodynamik übereinstimmt. Aus dem Vergleich mit den Definitionen der freien Energie $F = U - TS$ folgt die wichtige Beziehung $F = -kT \ln Z$, die einen zweckmäßigen Ausgangspunkt für die statistische Berechnung der thermodynamischen Zustandsgrößen bildet. Nur in der Quantenstatistik sind diskrete Mikrozustände n als stationäre Quantenzustände definiert. Beim Übergang zu klassischen Systemen gilt $\sum_n \to \int d\Gamma / h^{3N} N!$ für ein System aus N ununterscheidbaren Teilchen. Dabei berücksichtigt der Faktor $N!$ diese Ununterscheidbarkeit, er fällt weg bei unterscheidbaren Teilchen. $d\Gamma$ ist das Volumenelement des $6N$-dimensionalen → Phasenraumes, der Faktor h^{3N} kann so interpretiert werden, daß eine Phasenzelle der Größe h^{3N} einen Quantenzustand repräsentiert. Diese Phasenzellen sind rein fiktiv, aber dennoch nützlich, um gedanklich die

Korrespondenz von klassischer Statistik und Quantenstatistik herzustellen.

Über die E. des supraleitenden Zustands → Thermodynamik 6).

Entropiebilanz, Gleichung für die zeitliche Änderung der Entropie eines Systems oder der Entropiedichte. Die integrale Formulierung der E. enthält die Aussage, daß die zeitliche Änderung der Entropie S eines Systems und der Entropiestrom J_s durch die Oberfläche des Systems zusammen gleich der auf die Zeit bezogenen Entropieerzeugung N_s sind: $\dot{S} + J_s = N_s$. Die differentielle E. für die Entropiedichte s (d. h. die Entropie je Volumeneinheit), aus der man S durch Integration über das Volumen des Systems erhält, lautet:

$$\partial s/\partial t + \operatorname{div} \boldsymbol{J}_s = \nu_s,$$

wobei $\boldsymbol{J}_s$ der Entropiestromdichtevektor und ν_s die Leistungsdichte der Entropieerzeugung sind. Auf Grund des 2. Hauptsatzes muß ν_s in einem abgeschlossenen System größer als Null sein. So hat z. B. ein Wärmestrom in einem System ohne Energieerzeugung oder -vernichtung die Entropiestromdichte $\boldsymbol{J}_s = \boldsymbol{j}_q/T$, wobei $\boldsymbol{J}_q$ die Wärmestromdichte und T die Temperatur bedeuten. Die Entropieerzeugung lautet dann $\nu_s = \lambda(\operatorname{grad} T)^2/T^2$ mit der Wärmeleitfähigkeit λ.

Entropiekonstante, *Sackur-Tetrodesche Entropiekonstante*, S_0, nur von der Teilchenzahl, aber nicht von Temperatur und Volumen abhängender Anteil der Entropie des idealen Gases. Sie hat den Wert $S_0 = kL[(2\pi M/L)^{3/2}(ke)^{5/2}/h^3]$, wobei k die Boltzmannsche Konstante, L die Loschmidtsche Zahl, M das Molekulargewicht, h das Plancksche Wirkungsquantum und e die Basis der natürlichen Logarithmen ist. Die E. wird wesentlich bei allen Problemen, bei denen ein Teilchenaustausch stattfindet, so bei Phasengleichgewichten und bei chemischen Reaktionen. Dementsprechend hängt die E. durch die Formel $i = S_0/R - 5/2$, worin R die universelle Gaskonstante bedeutet, eng zusammen mit der Dampfdruckkonstante i, die sich bei der Integration der Clausius-Clapeyronschen Gleichung ergibt, und mit der Gleichgewichtskonstante beim Massenwirkungsgesetz.

Entropiesatz, svw. 2. Hauptsatz, → Hauptsätze der Thermodynamik.

Entropiestromdichte, j_s, die je Zeiteinheit dt durch eine Fläche A bewegte Entropie dS: $j_s = \mathrm{d}S/(A\,\mathrm{d}t)$. Falls die E. ortsabhängig ist, gilt $j_s = \mathrm{d}S/(\mathrm{d}A\,\mathrm{d}t)$. Der Zusammenhang zum Entropiestrom lautet $\dot{J}_s = \int \mathrm{d}\vec{A} j_s$. Die E.n in den drei verschiedenen Raumrichtungen werden zum Vektor $\boldsymbol{J}_s$ zusammengefaßt. Die E. kann in W/grd · m² und kcal/grd · m² · s gemessen werden und geht in die → Entropiebilanz ein.

Entscheidbarkeit, → Axiomensystem.

Entseuchung, → Dekontamination.

Entseuchungsgrad, → Dekontamination.

Entsprichtzeichen, *Äquivalentzeichen*, Symbol ≙, international gültiges mathematisches Zeichen, z. B. in Maßstabzeichnungen: 1 mm ≙ 2 m.

Entstaubung, → Filtration.

Entweichgeschwindigkeit, die Geschwindigkeit v, die ein Körper mindestens haben muß, um aus dem Schwerefeld eines Himmelskörpers der Masse M und des Radius r zu gelangen. Es gilt $v = \sqrt{2GM/r}$, wobei G die Gravitationskonstante bezeichnet.

Entwicklung von Funktionen, aus der Funktionalanalysis bekannte Methode, nach der sich jedes Element eines Hilbert-Raumes nach einem *vollständigen Orthogonalsystem* entwickeln läßt $f = \sum_i (\varphi_i, f)\varphi_i$; $(\varphi_i, \varphi_j) = \delta_{ij}$, wenn das Gleichheitszeichen dabei in dem Sinn verstanden wird, daß der Abstand $\|f - \sum_i (\varphi_i, f)\varphi_i\|$ Null ist. Wird nun der Hilbert-Raum etwa durch im Intervall (a, b) der reellen Achse definierte Funktionen gebildet, für die das Skalarprodukt (f, g) zweier Funktionen $f(x)$ und $g(x)$ durch das Integral $\int_a^b \mathrm{d}x\, \overline{f(x)}\, g(x)$ gegeben sei, so spricht man von der *Entwicklung der Funktion* $f(x)$ im Intervall (a, b) nach dem Satz der Funktionen $\varphi_i(x)$; z. B. in der → Fourier-Analyse nach den Funktionen sin nx und cos nx oder nach → Legrendreschen Polynomen.

Die Entwicklung einer Funktion $f(x)$ im genannten Intervall hat dann die Gestalt $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n P_n(x)$ mit $A_n = (n + {}^1/_2) \int_{-1}^{+1} f(x)\, P_n(x)\, \mathrm{d}x$. Bricht man bei der Entwicklung einer Funktion die Reihe vorzeitig ab, so stellt die so erhaltene endliche Reihe einen Näherungsausdruck für die Funktion dar. Der Wert

$$[\int \mathrm{d}x\, |f(x) - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \varphi_n(x)|^2]^{1/2}$$

ist dann von Null verschieden und wird als *mittlerer quadratischer Fehler* oder als → *mittlere quadratische Abweichung* bezeichnet. Man spricht in diesem Fall auch von einer *Approximation* der Funktion durch eine endliche Reihe.

Einen Spezialfall der E. v. F. bildet die Entwicklung in eine → *Taylor-Reihe*, das heißt die Entwicklung nach den Polynomen $1, x, x^2, \ldots$ Diese bilden ein zwar vollständiges, aber nicht orthogonales Funktionensystem.

Entzündungstemperatur, svw. Zündtemperatur.

Enveloppe, *Einhüllende*, Hüllkurve einer einparametrigen Kurvenschar S, die jede Kurve der Schar berührt und in jedem ihrer Punkte von einer Kurve der Schar berührt wird. Ist a der Parameter und $f(x, y, z) = 0$ die Gleichung der Scharkurven, so ergibt sich die Gleichung der E. durch Elimination von a aus $f = 0$ und $\partial f/\partial a = 0$; dabei sind singuläre Punkte $\partial f/\partial x = \partial f/\partial y = 0$ auszuschließen, und beim Einhüllen ohne Durchdringung müssen die Scharkurven von ungerader Ordnung n berühren. Die Ordnung ist n, wenn $\partial^r f/\partial a^r = 0$ für $r = 1, \ldots, n$ und $\partial^{n+1} f/\partial a^{n+1} \neq 0$. Der Begriff E. kann erweitert werden auf mehrere Parameter. Bei einer Erweiterung auf n-dimensionale Mannigfaltigkeiten sind unter den Kurven S und unter der E. Hyperflächen zu verstehen. Beispielsweise definiert das → Huygenssche Prinzip eine Wellenfront als E. von kugelförmigen Elementarwellen.

Eötvös-Versuch, Experiment, durch das von Eötvös die Gleichheit von träger und schwerer Masse (→ Äquivalenz von träger und schwerer Masse) nachgewiesen wurde.

Eötvös benutzte in seinen Experimenten eine Drehwaage, bei der an den Enden des Waage-

balkens unterschiedliche Materialien angebracht werden. Auf die Massen an den Enden des Waagebalkens wirken dann sowohl eine zur Erdoberfläche tangentiale Komponente der Schwerkraft der Erde als auch eine tangentiale Komponente der Zentrifugalkraft, die infolge der Erdrotation auftritt. Dabei ist der Betrag der Schwerkraftkomponente der schweren Masse m_s und der Betrag der Zentrifugalkraftkomponente der trägen Masse m_t proportional. Es soll zur Vereinfachung der Darstellung nun angenommen werden, daß auf der einen Seite (Seite 1) die träge Masse m_{t1} gleich der schweren Masse m_{s1} ist, während auf der anderen Seite (Seite 2) m_{t2} und m_{s2} verschieden sind. Selbst in dem Fall, daß $m_{t1} = m_{t2}$, würde wegen $m_{s2} \neq m_{t2}$ die Resultierende der beiden tangential angreifenden Kräfte auf der Seite 1 verschieden sein von der Kraftresultierenden auf der Seite 2. Das würde zu einer Drehung des Waagebalkens und damit zu einer Verdrillung des Fadens führen, an dem der Waagebalken aufghängt ist. Dreht man die ganze Versuchsanordnung um 180°, so müßte die Verdrillung im entgegengesetzten Drehsinn erfolgen. In der von Eötvös benutzten Versuchsanordnung diente ein am Aufhängefaden befestigter Spiegel und ein von diesem Spiegel reflektierter Lichtstrahl als Lichtzeiger. Die von Eötvös 1909 vorgenommenen Versuche hätten es erlaubt, eine Drehung des Waagebalkens zu registrieren, die einer Abweichung der schweren von der trägen Masse in der 9. Stelle hinter dem Komma entsprochen hätten. Das negative Resultat dieser Versuche bestätigte die → Äquivalenz von träger und schwerer Masse mit einer Genauigkeit von 10^{-9}.

Von Dicke wurde durch eine Verfeinerung der Eötvösschen Meßmethode die Äquivalenz von träger und schwerer Masse mit einer Genauigkeit von 10^{-11} bestätigt.

Ephemeriden *f*, eine Reihe geozentrischer Örter eines Himmelskörpers mit zeitlich konstanten Abständen. Die E. werden von astronomischen Recheninstituten für bestimmte Zeitpunkte zur Beobachtung von Himmelskörpern vorausberechnet. → Himmelsmechanik.

Ephemeridenzeit, → Zeitmaße.

Epidiaskop, → Bildwerfer.

Epikadmiumneutronen, Bezeichnung für Neutronen mit einer kinetischen Energie größer ~0,5 eV, d. i. oberhalb der → Kadmiumgrenze.

Epimorphismus, von Rashevsky vorgeschlagenes Grundprinzip der theoretischen Biophysik, nach dem irgendein höherer Organismus auf einen niederen Organismus abgebildet werden kann, und zwar über die Abbildung von → Graphen, topologischen Räumen oder von Mengen, wobei die Relationen zwischen ihnen erhalten bleiben. Das Prinzip erscheint außerordentlich erweiterungsfähig. So lassen sich z. B. alle möglichen Reaktionen zwischen Individuen und sozialen Gruppen durch Graphen darstellen, welche Transformationen der biologischen Graphen des Individuums sind.

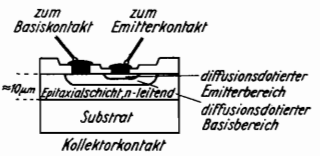
Episkop, → Bildwerfer.

Epitaxialdiode, → Halbleiterdiode.

Epitaxial-Planar-Diffusionsdiode, → Halbleiterdiode.

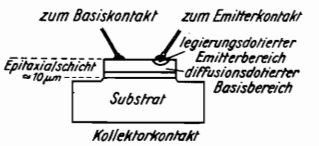
Epitaxialschicht, → Epitaxialtechnik.

Epitaxialtechnik, ein Verfahren in der Mikroelektronik und Halbleitertechnik zur Herstellung von Halbleiterbauelementen. Als Substrat dient ein Kristall mit hoher Leitfähigkeit, der bei hoher Temperatur – etwa 1000 °C – z. B. in einer unter anderem Dotierungsatome enthaltenden Wasserstoffatmosphäre behandelt wird. Dabei schlägt sich auf dem Substrat leicht dotiertes Halbleitermaterial nieder. Diese Schicht, die *Epitaxialschicht*, wächst bis zur gewünschten Dicke und hat die p- oder n-Leitfähigkeit des Substrates. Schließlich wird das Dotierungselement in die Epitaxialschicht eindiffundiert. Bei der Herstellung von Epitaxial-



1 Epitaxial-Planartransistor (schematisch)

transistoren unterscheidet man die *Epitaxial-Planartransistoren* (Abb. 1) und die *Epitaxial-Mesatransistoren* (Abb. 2), je nachdem, ob außer der E. noch die → Planartechnik oder die → Mesatechnik angewandt wird.



2 Epitaxial-Mesatransistor (schematisch)

Bei der *Hetero-Epitaxialtechnik* werden für den monokristallinen aufgewachsenen Halbleiterkristall, die Epitaxialschicht und das Substrat verschiedene Werkstoffe verwendet. → Transistor.

Der Hauptvorteil der E. besteht in der Möglichkeit, dünne Schichten von Halbleitermaterial kleiner Leitfähigkeit auf Trägerscheiben großer Leitfähigkeit aufzubringen oder einkristalline Schichten aus halbleitenden Verbindungen (z. B. Galliumarsenid) unter Benutzung von Trägerscheiben aus Elementhalbleitern (z. B. Germanium) herzustellen. Die E. wird meist in Verbindung mit der Planartechnik angewendet.

Epitaxie, orientiertes Kristallwachstum auf einer kristallinen Unterlage. E. ist für ein und denselben Stoff wie auch für unterschiedliche Stoffe möglich. Sie kommt entweder bereits durch eine orientierte Keimbildung (→ Kristallkeim) oder durch eine Umorientierung der Keime zustande. Bei größeren Unterschieden der Gitterparameter der beiden Kristallgitter wird der Übergang zwischen ihnen durch ein Netz von Versetzungen vermittelt. Zur Charakterisierung der Orientierungsgüte aufwachsender Kristallite kann deren durch Elektronenbeugung gemessene Maximalverkippung gegenüber einer bestimmten Richtung herangezogen werden. Inwieweit E. stattfindet, wird durch die physikalischen Eigenschaften von Unterlage

und aufwachsender Substanz sowie die Wachstumsbedingungen bestimmt. Es sind dies z. B. das Verhältnis der Gitterparameter, die Art und Reichweite der Bindungskräfte, die Temperatur der Unterlage, die möglicherweise gebildeten Adsorptionsschichten auf der Unterlage, die Auftreffrate der Moleküle, die beim Auftreffen frei werdende Energie, die Beweglichkeit der Moleküle auf der Unterlage. Diese Faktoren beeinflussen sich gegenseitig. So hängt z. B. bei Aufdampfexperimenten die *Epitaxietemperatur*, d. h. die Temperatur, oberhalb derer E. beobachtet wird, vom Partialdruck des auf der Unterlage adsorbierten Materials ab. Die E. wird hauptsächlich zur Herstellung einkristalliner dünner Schichten angewandt.

Epitaxieschicht, durch Epitaxie auf einem einkristallinen Substrat erhaltene Einkristallschicht. Für das Entstehen der in Einkristallschichten vorliegenden einheitlichen Orientierung gibt es im Verlauf des Wachstums einer dünnen Schicht mehrere Möglichkeiten. 1) Bereits die Keime (→ Kristallkeim) sind einheitlich orientiert; 2) im Stadium der Inselschicht (→ dünne Schicht) tritt ein Umklappen nicht orientierter Inseln in eine epitaxiale Lage ein; 3) durch Rekristallisation zusammenhängender polykristalliner Schichten, wobei die in Epitaxieorientierung liegenden Inseln auf Kosten der nicht orientierten wachsen. Als Substrate für die Herstellung von E.en werden vorwiegend die Spaltflächen von Glimmer und den Alkalihalogeniden verwendet. E.en sind von besonderer Bedeutung für die Herstellung von elektronischen Dünnschichtbauelementen, da Einkristallschichten weniger Gitterdefekte (z. B. Korngrenzen) und folglich bessere elektrische und magnetische Eigenschaften haben.

epithermisch, Bezeichnung für den Energiebereich oberhalb des thermischen Gebiets; für Neutronen etwa oberhalb 1/40 eV bis zu einigen 10 eV. Eine exakte Abgrenzung zwischen thermisch und e. gibt es nicht.

Epizentrum, → Erdbeben.

Epizykloide, → Rollkurven.

EPR, → paramagnetische Elektronenresonanz.

Epsilon-Meson, → Elementarteilchen.

Erdabplattung, die Abweichung der Erde von der Kugelgestalt infolge der Rotation und der nicht ideal starren Eigenschaften des Erdkörpers.

Die E. wird als Differenz zwischen dem Äquatorradius und dem Polarradius mit etwa 21 km angegeben; sie kann jedoch nicht aus direkten Messungen gewonnen werden, sondern muß aus Modellen (→ Geoid) berechnet werden. Oft wird das Verhältnis f der Differenz zum Äquatorradius angegeben, es beträgt nach neuesten Angaben 1/298,255.

Erdalkalimetalle, die in der II. Hauptgruppe des → Periodensystems stehenden chemischen Elemente Kalzium (Kernladungszahl $Z = 20$), Strontium ($Z = 38$) und Barium ($Z = 56$); meist wird auch Magnesium ($Z = 12$) dazu gezählt.

Erdanziehung, die Kraft, die die Erde infolge ihrer vergleichsweise sehr großen Masse auf jeden anderen Körper ausübt, ein Spezialfall des allgemeinen Gravitationsgesetzes. Die E. und die infolge der Erdrotation entstehende → Zentrifugalkraft ergeben als Resultierende die → Schwerkraft.

Erdbeben, 1) natürlicher mechanischer oder physikalischer Vorgang in der Erde mit Abstrahlung → seismischer Wellen.

2) Erschütterung des Bodens durch → seismische Wellen. Das Gebiet eines E.s als Quelle seismischer Wellen wird dabei als *Erdbebenherd* bezeichnet; der gedachte Ausgangspunkt der seismischen Wellen heißt *Hypozentrum*, über ihm liegt an der Erdoberfläche das *Epizentrum*. Das Gebiet um das Epizentrum, in dem die seismische Bodenbewegung verspürt worden ist, heißt *Schüttergebiet*. Bei *Flachbeben* liegt das Hypozentrum in Tiefen bis zu 60 km, bei *mitteltiefen Beben* in 60 bis 300 km Tiefe, bei *Tiefbeben* in 300 bis 700 km Tiefe. Befindet es sich unter dem Meeresboden, spricht man von einem *Seebeben*. Nach der Entstehungsursache unterscheidet man — abgesehen von E., die aus menschlichen Eingriffen in die Natur erwachsen (→ man-made earthquake) oder durch außerirdische Ursachen (Einschlag von Meteoriten) hervorgerufen werden — drei Typen von E.

1) *Einsturzbeben* werden durch den Zusammenbruch unterirdischer Hohlräume hervorgerufen.

2) *Vulkanische Beben* oder *Ausbruchsbeben* entstehen besonders vor Vulkanausbrüchen und bei Kraterexplosionen.

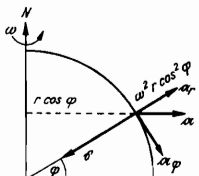
3) *Tektonische Beben* oder *Dislokationsbeben* treten im Zusammenhang mit der Umbildung der Erdkruste und des Erdmantels (Gebirgsbildung) auf; sie treten vielfach immer wieder in den gleichen Gebieten der Erde auf (→ Seismizität). Der Erdbebenherd der tektonischen Beben liegt oft an geologischen Verwerfungen, oder das E. bewirkt einen frischen Bruch und damit eine neue Verwerfung. Bei sehr starken flachen E. reißt die Erde längs der Verwerfungsebene auf, ursprünglich benachbarte Punkte können um einige Meter verrückt erscheinen. Die Lage der meist steilen Verwerfungsebene und der Verrückungspfeil, d. i. ein Vektor der Relativbewegung, darin (oft horizontal oder sehr steil) ergeben eine tektonisch wichtige Beschreibung des → Herdmechanismus. Als Ursache der tektonischen E. stellt man sich wachsende Scherspannungen vor, die den kritischen Widerstand des Gesteinsverbandes gerade überschreiten. Nach einem solchen E. ist die örtliche Spannung stark vermindert. Das gestörte Gleichgewicht kann in einer Folge weiterer E. hergestellt werden. Die Tiefbeben werden vermutlich durch rasch ablaufende physikalisch-chemische Vorgänge infolge kritischer Änderungen der physikalischen Bedingungen für abtauchende Substanz und der damit verbundenen Zustands- oder Phasenänderung verursacht.

Oft geht dem tektonischen *Hauptbeben* ein *Vorbeben* voraus. Auf große E. folgt meist eine große Zahl — manchmal mehrere tausend — abklingender *Nachbeben*. Große E. lösen zuweilen an anderen, weit entfernten labilen Stellen der Erde Relaisbeben (Simultanbeben) aus. *Schwarmbeben* sind eine Folge von E. ohne stark hervortretendes Hauptbeben, die in stark zerklüfteten Kreuzungsgebieten älterer Gebirgszüge, z. B. im Vogtland, auftreten.

Die E. werden mittels → Seismographen gemessen und als Seismogramm registriert. Zur Beobachtung der Erschütterungen dienen ferner → Seismoskope. Die *Erdbebenstärke* wird einmal mit Hilfe einer Intensitätsskala bestimmt (→ seismische Intensität), zum anderen wird die → Richter-Magnitude aus der Herdentfernung sowie den Amplituden und Perioden von Raum- und Oberflächenwellen (→ seismische Wellen) im Seismogramm errechnet.

Vorhersage von E. Statistische Untersuchungen gestatten eine grobe Schätzung der langfristigen Erwartung von bedrohlichen E. in Erdbebengebieten. Zur Vorhersage einzelner Beben, d. h. zur Angabe von Ort, Zeit und Stärke oder Intensität künftiger E. versucht man Änderungen des Radongehalts von Erdgasen und Quellwasser, des geomagnetischen Feldes, der Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen, der Häufigkeit schwacher E., Verformungen der Erdoberfläche u. ä. heranzuziehen.

Erdbeschleunigung, g, Beschleunigung, die ein auf der Erdoberfläche befindlicher Körper infolge der Massenanziehung und der Erdrotation erfährt. Ein auf der Erde festgehaltener Körper, z. B. ein Pendel, erfährt daher neben der von der Massenanziehung zwischen Körper und Erde herrührenden Schwerebeschleunigung $\vec{s}$ noch die von der täglichen Erdumdrehung herrührende Zentrifugalbeschleunigung $\vec{a}$. Es gilt $\vec{g} = \vec{s} + \vec{a}$ (Abb.).



Erdbeschleunigung

Infolge der Erdabplattung fällt $\vec{s}$ betragsmäßig von den Polen nach dem Äquator zu etwas ab und ist außer an den genannten Orten nicht genau nach dem Erdmittelpunkt gerichtet. Die Zentrifugalbeschleunigung weist von der Drehachse der Erde senkrecht nach außen. Ihr Betrag $a(\varphi)$ hängt von der geographischen Breite φ des Ortes ab: $a(\varphi) = \omega^2 r(\varphi) \cos\varphi$, wobei $r(\varphi) \approx r$ die Entfernung des Ortes vom Erdmittelpunkt und ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ist. Da die Erdabplattung durch die Zentrifugalkraft bewirkt wird, geht diese in $\vec{g}$ mehrfach ein. Genaue Beobachtungen ergaben für die Komponente g_n von $\vec{g}$ in Richtung der Normalen zum Geoid $g_n(\varphi) = (9{,}832 - 0{,}052 \cos^2\varphi)\ \mathrm{m/s^2}$. Die E. g wird mit Hilfe von Reversionspendeln (→ Pendel) gemessen; für $\varphi = 45°$ ergibt sich in Meereshöhe $g_n(45°) = 9{,}80665\ \mathrm{m/s^2}$. Das von der geographischen Breite φ abhängige Korrekturglied ist am Äquator maximal und führt zu einer Abweichung von $5‰$; eine Pendeluhr geht daher am Äquator gegenüber einer gleichgebauten am Pol befindlichen Uhr um etwa 3,5 Minuten täglich nach. Außerdem hängt $\vec{g}$ noch geringfügig von der Beschaffenheit der Erdkruste in der Nähe des Beobachtungsortes ab, z. B. von Erzlagerstätten und Bergmassiven. Die in Bogenmaß gemessene Abweichung ε der Richtung von $\vec{g}$ aus der Normalen zum Geoid ergibt sich zu $\varepsilon(\varphi) = 0{,}052 \cos\varphi \cdot \sin\varphi / g_n(\varphi)$; für $\varphi = 45°$ ist $\varepsilon(45°) \approx 9'$.

Auf einen frei fallenden Körper wirkt auf der Erde neben der E. noch die Coriolisbeschleunigung (→ Corioliskraft), die sich durch eine Abweichung der Fallbewegung von der Lotrechten bemerkbar macht (→ Fall). Die *Fallbeschleunigung* setzt sich daher in der Nähe der Erdoberfläche aus der E. und der Coriolisbeschleunigung additiv zusammen.

Erde, ein Planet, und zwar der der Sonne drittnächste Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 29,8 km/s in einem mittleren Abstand von 149,6 Millionen km = 1 AE in einem Jahr einmal um die Sonne. Anfang Januar steht die E. der Sonne am nächsten (Entfernung 147,1 Millionen km), Anfang Juli ist die Entfernung mit 152,1 Millionen km am größten. Die Exzentrizität der Bahn beträgt 0,017. Die Erdmasse beträgt $5{,}975 \cdot 10^{24}$ kg, sie kann aus der Mondbewegung und der Bewegung künstlicher Erdsatelliten berechnet werden. Die mittlere Dichte ergibt sich damit zu $5{,}52\ \mathrm{g/cm^3}$. Der Äquatorradius der E. beträgt 6378,388 km, der Polradius dagegen nur 6356,912 km. Dies entspricht einer Abplattung von 1:298,255. Die E. ist genaugenommen kein Rotationsellipsoid, man bezeichnet ihre Form vielmehr als Geoid. Die Rotation der E. bestimmt die Länge eines Tages (→ Zeitmaße). Sie erfolgt im gleichen Sinne wie der Umlauf der E. um die Sonne. Es zeigt sich aber, daß die Erdrotation nicht absolut gleichmäßig ist, was bei der genauen Zeitbestimmung berücksichtigt werden muß. Die Rotationsachse durchstößt die Erdoberfläche an den Polen, doch ist deren Lage etwas veränderlich (→ Polhöhe). Die senkrecht auf der Rotationsachse stehende Äquatorebene ist um 23° 27′ gegen die Ebene der Ekliptik geneigt. Dieser Wert ist aber infolge von Präzession und Nutation im geringen Maße veränderlich.

Es bestehen Zusammenhänge zwischen der Aktivität der Sonne und irdischen Vorgängen, z. B. zwischen der Häufigkeit von Polarlichtern und Störungen des erdmagnetischen Feldes.

Aufbau der E. Die Seismologie hat einen weitgehend schalenförmigen Aufbau des Erdinneren festgestellt. Kriterium für die Schaleneinteilung sind sprunghafte Änderungen der Ausbreitungsgeschwindigkeiten von → seismischen Wellen oder ihrer Gradienten. Den einzelnen Schichten werden Gesteine zugeordnet, die unter den jeweiligen Bedingungen hoher Temperaturen und Drucke gerade die seismologisch ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeiten besitzen und mit anderen physikalisch-chemischen Beobachtungen und Überlegungen vereinbar sind. Die Angaben über die Dichteverteilung beruhen auf den seismischen Geschwindigkeiten, auf der Gesamtmasse der Erde und ihrem Trägheitsmoment sowie der Formel von Adams-Williamson. Diese unter der Annahme hydrostatischer Druckverteilung und isotrop elastischen Verhaltens abgeleitete Beziehung zwischen dem Dichteanstieg $\frac{d\varrho}{dr}$ im Abstand r vom Erdmittelpunkt, dem seismischen Faktor Φ, dem Betrag g der Schwerebeschleunigung und dem Dichtewert ϱ an der betreffenden Stelle lautet $\Phi \frac{d\varrho}{dr} = -\varrho g$ mit $\Phi = v_P^2 - \frac{4}{3} v_S^2$, worin v_P und v_S die Beträge der örtlichen P- und S-Wellengeschwindigkeiten bedeuten. Eine grobe Einteilung unterscheidet Erdkruste, Erdmantel und Erdkern. Die *Erdkruste* unter den Ozeanen besteht aus einer etwa 7 km mächtigen basaltartigen Schicht (Gabbroschicht) und weist teilweise eine Sedimentdecke bis 2 km Dicke auf. Die obere Schicht der Erdkruste in den Kontinenten und Schelfen

ist seismisch mit Granit vergleichbar. An der *Conrad-Diskontinuität* springt die Geschwindigkeit der P-Wellen (→ seismische Welle) v_p von etwa 5,7 auf 6,4 km · s^{-1}, was in 10 bis 15 km Tiefe geschieht. Darunter liegt wieder die Gabbroschicht. Die Untergrenze der gesamten Erdkruste oder *Mohorovičić-Diskontinuität* ist durch den v_p-Sprung von 6,6 auf 8,2 km · s^{-1} erklärt. Unter den Kontinenten verläuft sie in rund 30 km Tiefe, reicht aber unter vielen großen Gebirgen, z. B. den Anden und Alpen, wesentlich tiefer (bis 55 km), so daß man dort von Gebirgswurzeln sprechen kann. Der Aufbau der Erdkruste zeigt beachtliche regionale Unterschiede, wie schon die Topographie beweist. Die Dichte in der oberen und unteren Kruste beträgt etwa 2,7 g · cm^{-3} bzw. 3 g · cm^{-3}, die Temperatur steigt auf einige hundert °C an der Mohorovičić-Diskontinuität an.

Den oberen *Erdmantel* rechnet man bis 990 km Tiefe. Dort fand Repetti eine sprunghafte Änderung im Anstieg von v_p. Der untere Mantel endet in 2900 km Tiefe an der Kerngrenze oder *Wiechert-Gutenberg-Diskontinuität*, an der die bis dahin auf 13,6 km · s^{-1} angestiegene Geschwindigkeit der P-Wellen auf nur 8,1 km · s^{-1} abfällt. Die Geschwindigkeit der S-Wellen (→ seismische Welle) v_S beträgt im untersten Mantel 7,3 km · s^{-1}. Der Anstieg von v_p und v_S mit zunehmender Tiefe wird im oberen Mantel durch verminderte Werte im Tiefenbereich von 100 bis 200 km, d. h. im *Gutenberg-Kanal*, unterbrochen. Im oberen Mantel steigt die Dichte auf 4,5, im unteren auf 5,7 g · cm^{-3}, der Druck auf $0{,}3 \cdot 10^{12}$ bzw. $1{,}4 \cdot 10^{12}$ dyn · cm^{-2}. Die Schwerkraft hat sich sogar leicht erhöht, und die Temperatur dürfte etwa 2500 °C, höchstens aber 4000 °C betragen. Als Mantelsubstanz kommen vor allem olivinartige Silikate in Betracht, die unterhalb 400 km in einer Hochdruck-Kristallstruktur-Modifikation existieren. Im Gutenberg-Kanal werden seismische Wellen stärker gedämpft, was auf hohe Plastizität hinweist, die eine besondere Rolle bei den Konvektionen im Erdmantel spielt.

Unterhalb der Wiechert-Gutenberg-Diskontinuität beginnt der äußere *Erdkern*, der durch die *Lehmannsche Zone* verminderter v_p-Werte von 4980 bis 5120 km Tiefe vom inneren Kern getrennt wird. Im Erdmittelpunkt ist v_p = 11,3 km · s^{-1}, die Dichte 17,2 g · cm^{-3}, der Druck $3{,}64 \cdot 10^{12}$ dyn · cm^{-2}, die Temperatur etwa 3000 °C. Scherungswellen können sich zumindest im äußeren Kern nicht ausbreiten, der demnach quasi flüssig ist. Den älteren Auffassungen eines Eisen-Nickel-Kerns stehen solche entgegen, die den Unterschied zwischen Mantel und Kern nur in einer Veränderung des physikalischen Zustands der Materie sehen. Als Vorläufer hiervon ist die *Kuhn-Rittmann-Hypothese* aufzufassen, die im Erdkern Sonnenmaterie annimmt. Nach der *Ramsey-Hypothese* wird der Unterschied zwischen Mantel und Kern durch Degeneration der Phasen eines weitgehend einheitlichen Stoffes erklärt. → Konvektionen im Erdkern werden für das Magnetfeld der Erde verantwortlich gemacht (→ Erdmagnetismus).

Lit. Egged: Physik der festen E. (Leipzig 1969).

Erdelektrizität. Durch natürliche Vorgänge wie elektromagnetische Induktion, chemische Vorgänge an Erzlagerstätten (Oxydation, Wegführung von Ionen), Filtration von Wasser durch Gesteine u. a. entstehen schwache Ströme in der Erde, die als E. in Erscheinung treten. Die durch Induktion entstehenden Ströme werden durch die zeitlichen Variationen der Stärke des Erdmagnetfeldes hervorgerufen und sind daher auch variabel. Die durch chemische Vorgänge und Filtration entstehenden Ströme sind dagegen zeitlich nahezu konstant. Die an zwei voneinander entfernten Orten zu messende Erdspannung beträgt weniger als 1 V auf 100 km, sie kann jedoch durch starke magnetische Variationen auf einige tausend Volt auf 100 km anwachsen. Die E. dient der Erforschung von Lagerstätten und des geologischen Aufbaus der Erdkruste und des oberen Erdmantels (→ Erde).

Erdferne, → Apsiden.

Erdfernrohr, svw. terrestrisches Fernrohr.

Erdinduktor, Meßgerät, bei dem die Induktion des erdmagnetischen Feldes in einer rotierenden Spule besonders zur Bestimmung der Inklination ausgenutzt wird. Bei senkrechter Lage der Rotationsachse der Spule zum Verlauf der erdmagnetischen Feldlinien wird der stärkste Strom induziert und so die Richtung der Feldlinien bestimmt.

Erdkern, → Erde.

Erdkruste, → Erde.

Erdmagnetfeld, → Erdmagnetismus.

erdmagnetische Koordinaten, → Erdmagnetismus.

Erdmagnetismus, eine physikalische Eigenschaft des Erdkörpers, der den größten und zeitlich nahezu konstanten Anteil zum Erdmagnetfeld beiträgt. Die Erde als Ganzes wirkt in erster Näherung wie ein Stabmagnet, der sich quer durch die Erdkugel ungefähr zwischen den beiden magnetischen Polen erstreckt. Der E. erzeugt, ähnlich wie ein Magnet auf Eisenfeilspäne, eine Richtwirkung auf eine freibewegliche Magnetnadel (z. B. Kompaß). Das durch den E. hervorgerufene und inneren sowie äußeren Einflüssen (besonders der Sonne) unterliegende Magnetfeld der Erde wird als *Erdmagnetfeld* bezeichnet. Zur genauen Ermittlung des Verlaufs des Erdmagnetfeldes müssen die Richtung und die Größe des erdmagnetischen Vektors gemessen werden.

Die Richtung wird durch die Deklination D (Winkel zwischen geographischer und magnetischer Nordrichtung) und die Inklination I (Winkel zwischen der Horizontalen und der Neigung einer in der Vertikalebene frei beweglichen Magnetnadel) bestimmt. Der Gesamtbetrag der auf die Magnetnadel wirkenden Kraft heißt *Totalintensität T*, ihre Beträge in horizontaler Richtung *Horizontalintensität H* und in vertikaler Richtung *Vertikalintensität Z*. Mit X bzw. Y werden die Beträge in geographischer Nordrichtung bzw. Ostrichtung bezeichnet, wenn man ein geographisches Koordinatensystem als Bezugssystem zugrunde legt. Als Maßeinheit der magnetischen Feldstärke verwendet man in der Geophysik meist das γ (1 Gauß = 1 Γ = $10^5 \gamma$ = 1 Oe = 79,58 A/m).

Aus der mathematischen Analyse (Entwicklung nach Kugelfunktionen) der erdmagnetischen Messungen erhält man, daß 94 % des Erdmagnetfeldes aus dem Erdinnern stammen,

während die übrigen 6% Quellen oberhalb der Erdoberfläche, insbesondere der Ionosphäre, entspringen. Der zu einem Zeitpunkt an einem Ort der Erdoberfläche gemessene Vektor des Erdmagnetfeldes, der *Momentanwert*, wird an über 100 magnetischen Observatorien der Welt ständig registriert und setzt sich aus den folgenden Beiträgen verschiedener Periodizitäten zusammen.

1) Mit dem Begriff Hauptfeld bezeichnet man den bis auf die → Säkularvariation nahezu konstanten Anteil an dem Momentanwert des erdmagnetischen Feldes an einem Ort. Man vermutet, daß Hauptfeld und Säkularvariation ihre Ursache an der Grenze Erdmantel—äußerer Erdkern haben.

Der Verlauf des Hauptfeldes läßt sich etwa folgendermaßen beschreiben: Die Totalintensität wächst vom Äquator zu den Polen hin an; ihr mittlerer Betrag beträgt etwa 0,48 Oe. Der magnetische Südpol ist physikalisch definiert als der Pol, an dem der erdmagnetische Vektor zur Erdoberfläche zeigt; gerade umgekehrt ist die Bezeichnung für die nach geographischen Gesichtspunkten bezeichneten Pole. Der physikalisch definierte Südpol, d. i. also zugleich der geographisch definierte Nordpol, liegt (1960) im arktischen Nordamerika in 74,9° n. Br., 101,0° w. L., der (physikalisch definierte) magnetische Nordpol (also der geographisch definierte Südpol) in der Antarktis in 67,1° s. Br., 142,7° ö. L. Das erdmagnetische Hauptfeld entspricht etwa dem Feld, das ein gegen die Rotationsachse der Erde um 11,6° geneigter und im Erdmittelpunkt gelegener Dipol erzeugen würde. Sein Südpol ist (1960) auf einen Punkt in 78,4° n. Br., 69,0° w. L. gerichtet. Auf diesen Punkt bezieht man die geomagnetischen Koordinaten eines Ortes: Breite Φ, Länge Λ und Winkel ψ zwischen astronomischer Nordrichtung und Richtung zu diesem nördlichen Durchstoßpunkt der Dipolachse.

Der Verlauf des Hauptfeldes innerhalb eines Landes wird durch die magnetische Landesvermessung mittels transportabler Magnetometer ermittelt. Die Beobachtungsergebnisse werden in geomagnetischen Karten niedergelegt, die wegen der Säkularvariation nur für einen bestimmten Zeitpunkt gelten. Wegen der verschiedenen Magnetisierung der Gesteinskörper (→ Gesteinsmagnetismus) in der Erdkruste treten örtliche Abweichungen bis zum Mehrfachen des Normalbetrages des Hauptfeldes auf (z. B. Anomalie von Kiruna, Kursker Anomalie). Diese lokalen Abweichungen werden zur Suche nach Erzlagerstätten mit besonders dichten Meßpunktnetzen überdeckt. Die allgemeinen Züge des Hauptfeldes haben sich seit den ersten Beobachtungen im 16. Jh. nicht geändert. Aus paläomagnetischen Untersuchungen (→ Paläomagnetismus, → Archäomagnetismus) sind Vermutungen über die mehrmalige Umkehr der Feldrichtungen des Hauptfeldes abgeleitet worden. Die letzten Umkehrungen vollzogen sich in einem Zeitabstand von etwa 1 Million Jahren, die letzte vor etwa 850000 Jahren. Das Hauptfeld greift bis über 10 Erdradien in den Weltraum hinaus (→ Magnetosphäre) und ist die Ursache für die → Strahlungsgürtel der Erde. Da das Hauptfeld die geladenen kosmischen Teilchen ablenkt bzw. abbremst, schützt es jedes irdische Leben vor einem „Partikelbeschuß" der Sonne. Daher ist der E. eine Vorbedingung für die Entstehung des Lebens auf der Erde.

2) Die zeitlichen quasiperiodischen und periodischen Schwankungen des E. treten in Verbindung mit Vorgängen in der → Ionosphäre auf. In der Größenordnung von Jahren ändert sich durch die unterschiedliche Intensität der Ultraviolettstrahlung der Sonne im Verlauf eines Sonnenfleckenzyklus die Leitfähigkeit der Ionosphäre. In der Größenordnung von Stunden bewegen sich, verursacht durch → Gezeitenkräfte und durch thermische Aufheizung infolge der täglich wechselnden Sonneneinstrahlung, die leitenden Schichten und wirken auf Grund der → Dynamotheorie auf das Erdmagnetfeld zurück.

In der Größenordnung von Minuten bis Sekunden finden Pulsationen statt, die durch das Eindringen solarer Partikel in die → Magnetosphäre erzeugt werden.

3) Aperiodische Schwankungen des E. treten in Verbindung mit Vorgängen auf der Sonne auf und sind meist eng gekoppelt mit der Änderung der solaren Korpuskularstrahlung. Zur Charakterisierung der damit verbundenen Schwankungen des erdmagnetischen Momentanwertes, der „Aktivität", sind spezielle Maße und Charakterzahlen eingeführt worden. Besonders große aperiodische Schwankungen mit einigen 100 γ Amplitude, die magnetischen „Stürme", können den Momentanwert noch nach Tagen vom Normalwert abweichen lassen. Die magnetischen „Stürme" (→ Sturm) werden oft gemeinsam mit → Polarlichtern beobachtet.

Alle unter 2) und 3) genannten zeitlich veränderlichen Schwankungen des Erdmagnetfeldes induzieren in den elektrisch leitenden Schichten der Erde Ströme, die ihrerseits Magnetfelder erzeugen, die den Momentanwert wiederum verändern (→ Magnetotellurik, → Erdelektrizität).

Geschichtliches. Die Richtwirkung des Erdmagnetfeldes auf die Magnetnadel war den Chinesen schon vor etwa 5000 Jahren bekannt. Die Deklination wird erstmals um 1450, die Inklination um 1544 erwähnt. 1600 gibt William Gilbert in seinem Buch „De Magnete" an, daß die Erde selbst ein großer Magnet sei. Die systematische Erforschung und Analyse des Erdmagnetfeldes beginnt mit Arbeiten von Carl Friedrich Gauß (1777–1855). Durch den Einsatz künstlicher Erdsatelliten traten die Forschungsarbeiten zum E. in ein neues Stadium.

Lit. Geomagnetismus und Aeronomie, Bd I, II, III, hrsg. von G. Fanselau (Berlin 1959–1965).

Erdmantel, → Erde.

Erdmetalle, die in der III. Nebengruppe des → Periodensystems stehenden chemischen Elemente Skandium, Yttrium, Lanthan und die Lanthanide sowie Aktinium. Gelegentlich wird auch Aluminium zu den E.n gezählt.

Erdnähe, → Apsiden.

Erdphysik, svw. Geophysik.

Erdrotation, die Umdrehung der Erde um ihre eigene Achse. Die Rotationsdauer, den Sterntag, mißt man als Zeitabstand zweier aufeinanderfolgender Durchgänge eines Fixsterns durch den Meridian; sie beträgt 23 Std 56 min, 4,09 s. Durch die Massenanziehung der Sonne bzw. des Mondes werden, bedingt durch die Schiefe der Ekliptik und die Erdabplattung, Be-

wegungen der Rotationsachse relativ zur Erdbahnebene hervorgerufen: die *Präzession* (Periode 26000 Jahre) bzw. die *Nutation* (Periode etwa 18,6 Jahre, Einfluß auf die Dauer der E. etwa 1,05 s). Über Bewegungen der Rotationsachse relativ zur Erde → Breitenschwankung, → Polwanderung. Infolge meteorologischer Einflüsse (Eisbedeckung, Vegetation, Luftmassenzirkulation) auf das Trägheitsmoment der Erde ist die Rotationsdauer Anfang Juni etwa 0,12 s länger als Anfang Dezember. Durch die Wirkung der → Gezeitenreibung wird die Rotationsdauer in einem Jahrhundert um etwa 1 bis 2 ms vergrößert. Außerdem treten noch plötzliche Änderungen (z. B. Zunahme um 1,9 ms von 1956 bis 1969) auf, die z. Z. nicht erklärt werden können.

Erdsatellit, 1) im weiteren Sinne jeder Körper, der sich unter dem Einfluß des irdischen Gravitationsfeldes gemäß den Keplerschen Gesetzen um die Erde bewegt, z. B. der → Mond als einziger *natürlicher E.*

2) im engeren Sinne ein künstlich geschaffener Raumflugkörper, der die Erde auf einer ellipsenähnlichen Bahn umkreist und dabei wenigstens einen Umlauf vollendet (*künstlicher E.*). E.en werden mit Hilfe mehrstufiger → Raketen (Trägerraketen) gestartet; die erforderliche Brennschlußgeschwindigkeit beträgt in Erdnähe mindestens 7,9 und höchstens 11,2 km/s, mit zunehmendem Abstand von der Erde sinkt die Geschwindigkeit des E.en. Größe und Richtung der Brennschlußgeschwindigkeit bestimmen die Bahnparameter des E.en, wie mittlere Höhe über der Erdoberfläche, kleinste und größte Höhe (im Perigäum bzw. Apogäum) bzw. große Bahnhalbachse und Exzentrizität, Umlaufzeit, Neigung der Bahnebene gegen den Erdäquator u. a., die je nach Aufgabe des E.en verschieden gewählt werden. Die Höhe der Bahnen über der Erdoberfläche kann zwischen $2 \cdot 10^2$ und 10^6 km liegen, die Umlaufzeit zwischen 87 Minuten und etwa 2 Monaten; außerhalb dieses Bereichs ist infolge der Bremsung in der Erdatmosphäre bzw. der Störungen durch die Sonne keine Satellitenbahn möglich. Ein *synchroner E.* umkreist die Erde in genau einem Tag (mittlere Höhe 35800 km); er steht demzufolge stationär über einem Punkt des Äquators, wenn er eine kreisförmige Bahn besitzt, seine Bahnebene die Äquatorebene der Erde ist und seine Umlaufrichtung mit der der Erdrotation übereinstimmt (*geostationärer E.*). Die meisten E.en werden in Richtung der Erdrotation gestartet, da die Rotationsgeschwindigkeit der Erde für den Start z. T. ausgenutzt werden kann. Die Bahn liegt in erster Näherung relativ zum Sternsystem fest, doch verursacht die Abweichung der Erde von der Kugelgestalt eine langsame Drehung der Bahnebene sowie der Bahnachsen innerhalb dieser Ebene. Außerdem verkleinert der Einfluß der oberen Luftschichten die Exzentrizität der Bahn und verringert ihre Höhe über der Erdoberfläche. Hieraus ergeben sich Möglichkeiten zur genauen Bestimmung der Erdfigur und der Massenverteilung im Erdinnern sowie der Luftdichte in den betreffenden Höhenschichten. Die Berechnung der Bahnen von E.en erfolgt mit weiterentwickelten Methoden der klassischen Himmelsmechanik.

E.en haben normalerweise nur eine begrenzte Lebensdauer; in Erdnähe werden sie durch die oberen Schichten der Atmosphäre abgebremst, nähern sich allmählich der Erde und werden schließlich durch Erhitzung in der Luft zerstört. Mittels verschiedener Wärmeschutzmaßnahmen und einer günstigen Abstiegsbahn können E.en auch unversehrt zur Erdoberfläche zurückgeführt werden. Erdferne E.en (*Fernsatelliten*) können bei entsprechender Bahnlage durch die Mond- und Sonnenstörungen in den interplanetaren Raum getrieben werden. Die Bahnen von E.en geringer Dichte, z. B. der aufblasbaren *Ballonsatelliten*, werden auch durch den Strahlungsdruck der Sonne beeinflußt. Die natürliche Lebensdauer beträgt 1,5 Stunden bis mehr als 10^6 Jahre; sie kann durch künstliche Einwirkung (Triebwerke) verlängert oder verkürzt werden.

Entsprechend ihren Aufgaben werden E.en mit Meßinstrumenten, Sendern und Stromversorgungsanlagen (chemische Batterien, Solarbatterien, Atombatterien, Kernreaktoren) ausgerüstet, außerdem können sie je nach Verwendungszweck Kommandoempfänger, Datenspeicher, elektronische Programmsteuergeräte, Lagekontrollsysteme, Klimaanlagen u. a. enthalten. Unkontrollierte Drehbewegungen von E.en können durch Stabilisierung relativ zur Erde oder Sonne beseitigt werden (*stabilisierte E.en*).

Beobachtung von E.en. E.en können nur dann optisch beobachtet werden, wenn sie in der Dämmerung oder in der Nacht über dem Horizont stehen und noch von der Sonne beschienen werden. Mit bloßem Auge sind nur die großen E.en sichtbar. E.en erscheinen als sich rasch bewegende sternartige Lichtpunkte 0. bis 14. Größenklasse. Ihre Helligkeit schwankt, wenn die Größe der beleuchteten Fläche — vom Beobachter aus gesehen — veränderlich ist, z. B. bei nicht stabilisierten E.en. Gut geeignet für die photographische Beobachtung (z. B. zur Vermessung der Bahn) sind lichtstarke Kameras, die sehr genaue Positionswerte liefern. E.en können außerdem mit Radar oder Laser geortet werden. Die funktechnische Beobachtung von E.en (durch Empfang der Funksignale von E.en) nutzt vor allem den Dopplereffekt zur Bahnbestimmung aus.

Die Aufgaben von E.en können sein: 1) die technische Erprobung von Raketen- und Satellitensystemen, z. B. von Lagekontroll- und Orientierungssystemen und elektronischen Einrichtungen (*Testsatellit*); 2) wissenschaftliche Messungen im Weltraum, z. B. Messungen der primären kosmischen Strahlung des Magnetfeldes der Erde, der Strahlung der Sonne und anderer kosmischer Strahlungsquellen, besonders auf Frequenzen, die auf der Erdoberfläche wegen der atmosphärischen Absorption nicht empfangen werden können (UV-, Röntgen- und γ-Strahlung), Messungen der IR- und Radiofrequenzstrahlung der Erdoberfläche und Atmosphäre, Bestimmung der physikalischen Parameter des Ionosphärenplasmas (Zusammensetzung, Dichte und Temperatur der Komponenten), der Strahlungsgürtel und des interplanetaren Plasmas, Bestimmung der Struktur des Gravitationsfeldes der Erde und der Erd-

figur, Test der allgemeinen Relativitätstheorie (*Forschungs-, Meßsatellit*); 3) die Übertragung von Telegrafie-, Telefonie-, Radio- und Fernsehsendungen u. a. (*Nachrichtensatellit*); 4) die weiträumige meteorologische Überwachung der Erde (→ *Wettersatellit*); 5) die militärische Aufklärung und Überwachung der Erde und des Luftraumes über der Erde (*Erkundungs-, Spionagesatellit*); 6) Navigationshilfen für Schiffe und Flugzeuge und Verbesserung der geographischen Ortsbestimmung (*Navigationssatellit*); 7) Aufgaben für die Volkswirtschaft, z. B. die Erkundung von Bodenschätzen u. ä., die Überwachung der Erdoberfläche z. B. zur Früherkennung großflächiger Waldbrände in wenig besiedelten Gebieten und zur Früherkennung von Vegetationskrankheiten, die z. B. große Waldbestände erfassen können, die Beobachtung großer landwirtschaftlicher Nutzflächen u. a.; 8) biomedizinische Untersuchungen und Verhaltenstests von Tieren und Pflanzen im Weltraum zur Vorbereitung des bemannten Weltraumfluges (*biologischer Satellit*); 9) der Weltraumflug von Menschen mit bemannten *Raumschiffen* und in *Raumstationen* (Orbitalstationen), in denen unter Mitwirkung von Wissenschaftlern zahlreiche der vorgenannten Aufgaben effektiver gelöst werden können als mit automatisch arbeitenden Geräten; 10) Startplattform für Raumsonden, Fernsatelliten u. a. (*Trägersatellit*).

Der erste Start eines künstlichen E.en (Sputnik 1) erfolgte am 4. 10. 1957 in der Sowjetunion. Die bisher (Oktober 1971) gestarteten mehr als 1 300 künstlichen E.en haben wertvolle und vielseitige wissenschaftliche Erkenntnisse vermittelt, die zu einem großen Teil nicht durch andere Meßmittel hätten gewonnen werden können. Für die weltweite Wetteranalyse und die interkontinentale Nachrichtenübertragung sind E.en heute schon unentbehrlich.

Erdsäurenbildner, die in der V. Nebengruppe des → Periodensystems stehenden chemischen Elemente Vanadin, Niob, Tantal und Protaktinium.

Erdschluß, die unerwünschte, leitende Verbindung eines Leiters oder mehrerer Leiter eines elektrischen Stromkreises mit der Erde oder mit einem leitfähigen Teil, das mit der Erde in Verbindung steht. Der E. entsteht durch Isolationsfehler, Schaltfehler oder infolge atmosphärischer Entladungen. An der Erdschlußstelle fließt der Erdschlußstrom u. U. über einen Lichtbogen. Der E. entspricht, falls der Sternpunkt des Energieversorgungsnetzes starr geerdet ist, einem ein- oder mehrpoligen Kurzschluß; bei isoliertem Sternpunkt kann dagegen ein nur kleiner kapazitiver Erdschlußstrom fließen, der nicht unbedingt ein sofortiges Abschalten erfordert.

Erdstrom, → Erdelektrizität.

Erdung, die Herstellung einer leitenden Verbindung zwischen einem leitfähigen Anlagenteil und dem Erdreich über eine Erdungsleitung und einen in das möglichst feuchte Erdreich eingelassenen Stab-, Band- oder Plattenerder. Man unterscheidet Betriebs- und Schutzerdung. Bei der *Betriebserdung* wird ein Leiter oder ein Punkt des Stromkreises, z. B. der Sternpunkt eines Generators oder Transformators, unmittelbar oder über Widerstände geerdet, um das Auftreten zu hoher Spannungen durch atmosphärische Entladungen oder Schaltvorgänge in Verbraucherstromkreisen zu verhindern oder zu begrenzen. Die Betriebserde kann auch im ungestörten Betrieb stromführend sein. Bei *Schutzerdung* werden alle nicht zum Betriebsstromkreis gehörenden leitfähigen Geräte- oder Anlagenteile unmittelbar geerdet, um hohe Berührungsspannungen bei Isolationsfehlern, Überspannungen und Blitzeinschlägen zu vermeiden. Deshalb ist auch der Erdungswiderstand möglichst gering zu halten.

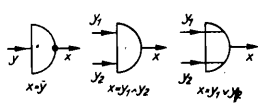
In Verteilungsanlagen mit gut geerdetem Nullleiter werden alle leitfähigen Geräte- oder Anlagenteile an diesen angeschlossen; man spricht dann von *Nullung*.

Ereignis, 1) → Wahrscheinlichkeitsrechnung.

2) Relativitätstheorie: → Weltkoordinaten.

3) Hochenergiephysik: ein Wechselwirkungsakt von Elementarteilchen.

Ereignisoperation, Verknüpfung, die gegebenen zufälligen Ereignissen neue Ereignisse zuordnet. Eine *k*-stellige E. verknüpft *k* Ereignisse als Operanden miteinander. Der E. entspricht für die den Ereignissen als Beschreibungen zugeordneten Aussagen eine *aussagenlogische Operation*.



Blockschaltbilder der Ereignisgrundoperationen: Negation ($x=\bar{y}$), Konjunktion ($x=y_1 \wedge y_2$) und Disjunktion ($x=y_1 \vee y_2$)

Die wichtigsten E.en sind *Negation*, *Konjunktion* (auch als logische Multiplikation bezeichnet) und *Disjunktion* (auch als Alternative bezeichnet). Die Negation ist eine einstellige Operation, die einem Ereignis A das negierte Ereignis $\bar{A}$ zuordnet. Die Konjunktion und die Disjunktion sind zweistellige Operationen. Die Konjunktion ordnet zwei Ereignissen A, B das Ereignis $A \wedge B$ zu, das genau dann eintritt, wenn die Ereignisse A „und" B eintreten. Die Disjunktion ordnet zwei Ereignissen A, B das Ereignis $A \vee B$ zu, das genau dann eintritt, wenn das Ereignis A „oder" B eintritt. Hierbei ist die Aussagenverknüpfung im Sinne des nichtausschließenden „Oder" gemeint. Die Werte der den Ereignissen zugeordneten Ereignisvariablen a und b (→ zufälliges Ereignis) lassen sich aus den folgenden Tabellen ablesen:

a	$\bar{a}$
O	L
L	O

a	b	$a \wedge b$	$a \vee b$
O	O	O	O
O	L	O	L
L	O	O	L
L	L	L	L

Die Operation $\vee$ kann offenbar durch die Negation und $\wedge$, die Operation $\wedge$ durch $\vee$ und die Negation ausgedrückt werden (→ Boolesche Algebra). Alle anderen E.en bzw. alle beliebigen *Schaltfunktionen* können durch Formeln in diesen Grundoperationen dargestellt werden; z. B. wird die „Wenn-so"-Beziehung zwischen Ereignissen durch $A \rightarrow B = \overline{A \wedge \bar{B}}$ ausgedrückt.

erg, → Erg.

Erg, Kurzz. erg, inkohärente Einheit für Arbeit und Energie. Vorsätze erlaubt. 1 erg = $10g^7$ J.

Ergodenhypothese, → Statistik.

ergodische Bewegung, → mechanisches System.

Erhaltungsgröße, → Erhaltungssätze.

Erhaltungssätze, physikalische Gesetze über die zeitliche Konstanz der Werte physikalischer Größen, der *Erhaltungsgrößen*, z. B. der Energie oder des Impulses, in abgeschlossenen physikalischen Systemen, die gegebenenfalls noch weiteren einschränkenden Bedingungen genügen müssen. Für jedes abgeschlossene System gelten zunächst 10 fundamentale E.: Erhaltung der Energie (→ Energiesatz) (1), wobei der Energiesatz wegen der Äquivalenz von Energie und Masse zugleich den Satz von der Erhaltung der Masse enthält, Erhaltung des → Impulses (3), Erhaltung des → Drehimpulses (3) und Erhaltung der Schwerpunktsbewegung (→ Schwerpunkt) (3).

Zwischen E.n und den Symmetrien der Naturgesetze besteht ein enger Zusammenhang: Die Erhaltungsgrößen sind die Invarianten derjenigen Symmetrietransformationen, die die Naturgesetze ungeändert, d. i. forminvariant, lassen (→ Noethersches Theorem). Aus der Homogenität von Raum und Zeit folgt die Invarianz aller physikalischen Gesetze gegenüber den räumlichen und zeitlichen Translationen, und daraus folgen die E. für Impuls und Energie; aus der Isotropie des Raumes folgt die Rotationsinvarianz und daraus die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses (einschließlich des Spins); aus der Invarianz gegenüber den speziellen Lorentz-Transformationen folgt der Schwerpunktsatz. In der speziellen Relativitätstheorie faßt man die E. von Energie und Impuls zum Erhaltungssatz des Vierimpulses zusammen.

Außer den genannten von den äußeren Symmetrien von Raum–Zeit herrührenden E.n, die die Invarianz der Natur gegenüber den eigentlichen Poincaré-Transformationen widerspiegelt (→ Lorentz-Gruppe), gibt es noch eine Reihe von E.n, die den inneren Symmetrien der Materie entstammen. Bei allen bisher bekannten Wechselwirkungen gelten E. für die elektrische Ladung Q, die Baryonenzahl A, die Leptonenzahl L und die Statistik-Quantenzahl $(-1)^F$ mit der Fermionenzahl F (→ Supersymmetrie). Gegenüber der starken Wechselwirkung gelten ferner E. für die Hyperladung Y, den Isospin I und dessen Komponente I_3, die innere räumliche Parität P sowie die G- und C-Parität. Diese E. werden bei den anderen Wechselwirkungen z. T. verletzt (→ Wechselwirkung, Tab.), z. B. die Parität bei der schwachen Wechselwirkung.

Erinnerungszeit, svw. Speicherzeit.

Erklärung, → Voraussage.

Ermüdung, → Dehnungsrest.

Erregerfrequenz, → Schwingung.

Erregermaschine, eine → elektrische Maschine, die als Generator auf die Erregerwicklung einer anderen elektrischen Maschine arbeitet. Die E. kann getrennt angetrieben oder starr mit der Welle der Hauptmaschine gekuppelt sein. E.n sind vorwiegend Gleichstromnebenschlußgeneratoren und dienen zur Erregung großer Gleichstrom- und Synchronmaschinen. Für Synchronmaschinen hoher Leistungen werden neuerdings auch Wechsel- oder Drehstromerregermaschinen mit Gleichrichtern eingesetzt.

Erregersatz, → Umformer.

Erregung, 1) die magnetische Spannung oder Durchflutung als Antriebsgröße für das magnetische Feld in elektrischen Maschinen oder Elektromagneten. Die E. ist das Produkt des in der erregenden Spule fließenden Stromes und der Windungszahl der Spule. Bei elektrischen Gleichstrom- und Synchronmaschinen wird diese Spule als Erreger- oder Feldwicklung und der Strom als Erregerstrom bezeichnet. Durch geeignete Auslegung des → magnetischen Kreises elektrischer Maschinen und Geräte ist man bestrebt, die E. zur Verringerung des Platzbedarfs für die Erregerwicklung und zur Senkung der Stromwärmeverluste möglichst klein zu halten. Die Größe der E. elektrischer Maschinen bestimmt die Spannungshöhe bzw. bei Synchronmaschinen auch den Phasenwinkel, → Phasenschieber.

Entsprechend der Spannungsquelle unterscheidet man verschiedene Erregungsarten. Bei *Fremderregung* wird die Erregerwicklung mit einer getrennten, fremden Spannungsquelle verbunden. Bei *Selbsterregung* werden Anker- und Erregerwicklung des Gleichstromgenerators parallelgeschaltet, so daß Anker- und Erregerspannung identisch sind, → dynamoelektrisches Prinzip. Bei Synchronmaschinen muß die Klemmenspannung durch eine Gleichrichterschaltung gleichgerichtet werden, bevor sie der Erregerwicklung zugeführt werden kann. Selbsterregung kann auch bei Asynchronmotoren auftreten, falls sie auf einen Verbraucher mit kapazitiven Widerständen arbeiten. Bei *Eigenerregung* wird die Erregerleistung von einer starr gekuppelten Gleichstrommaschine (Erregermaschine) geliefert. Wegen des großen Aufwandes wird die Eigenerregung nur für Maschinen großer Leistung und für Leonardsätze (→ Leonardschaltung) angewendet.

Bei Synchrongeneratoren sehr hoher Leistung wird vorwiegend Fremderregung über selbständige Maschinensätze mit Haupt- und Hilfserregermaschinen angewendet. Die Hilfserregermaschinen sind selbsterregte Gleichstromnebenschlußgeneratoren oder Verstärkermaschinen und steuern die Haupterregermaschine. Besonders günstige Regeleigenschaften werden mit einem Drehstromhilfsgenerator und gittergesteuerten Gleichrichtern erreicht. Falls kein Spannungsregler vorhanden ist, bestimmt die Erregungsart das Spannungsverhalten des Generators bei Belastung.

Zur Verbesserung des stabilen Verhaltens von elektrischen Antrieben und zur Stützung des Parallelbetriebs von Synchronmaschinen bei Störungen wird die *Stoßerregung* (*Schnellerregung*) angewendet. Bei Stoßerregung wird ein Spannungssprung auf die Erregerwicklung gegeben, um trotz hoher Induktivität und damit großer Zeitkonstante einen schnellen Anstieg der Erregung zu erzielen.

2) *elektrische E.*, svw. Verschiebung.

3) in der Biophysik → Neuron.

Ersatzschaltbild, Schaltbild der → Ersatzschaltung einer elektrischen Maschine oder eines

Geräts. Das E. enthält nur einfache, idealisierte Schaltelemente, wie ohmsche, induktive und kapazitive Widerstände. Mit Hilfe des E.es untersucht man zweckmäßig das Betriebsverhalten elektrischer Maschinen und Geräte. Das vollständige E. soll das Betriebsverhalten über einen weiten Bereich von Betriebsbedingungen wiedergeben, während man, um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, für bestimmte Betriebsverhältnisse Vereinfachungen vornimmt und mit vereinfachten E.ern arbeitet.

Ersatzschaltung, eine elektrische Schaltung aus ohmschen, induktiven und kapazitiven Widerständen als Ersatz für einen komplizierten Stromkreis, ein Gerät oder eine elektrische Maschine. Mit Hilfe der E. läßt sich das Betriebsverhalten leichter übersehen. Nach Erkennen der prinzipiellen Wirkungsweise kann man die Spannungs- und Stromgleichungen für die zu untersuchende Einrichtung aufstellen und Widerstände einführen. Aus der Art der Beziehungen läßt sich dann die E. ableiten.

Ersatzspannungsquelle, → Stromquelle.

Ersatzstromquelle, → Stromquelle.

Erschütterungsmesser, ein Gerät zur Aufzeichnung von Erschütterungen oder mechanischen Schwingungen nach dem Prinzip der → Seismographen.

Erstarrung, der Übergang vom flüssigen in den festen Aggregatzustand bei der *Erstarrungstemperatur* (*Erstarrungspunkt*). Der umgekehrte Vorgang, das → Schmelzen, findet bei der gleichen Temperatur statt. Bei reinen Stoffen ist die Erstarrungstemperatur während der E. konstant. Mehrkomponentige Stoffe erstarren in einem Temperaturintervall .(→ Schmelzdiagramm, → thermische Analyse). Für den Zusammenhang von Erstarrungstemperatur und Druck gilt für reine Stoffe die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung. Während der E. wird die *Erstarrungswärme* frei, die eine Umwandlungswärme ist. Sie ist — außer beim Festwerden amorpher Stoffe — gleich der Kristallisationswärme und gleich der negativen Schmelzwärme.

Damit eine E. stattfinden kann, müssen in der Schmelze → Kristallkeime vorhanden sein. Fehlen diese, so kann es zu einer → Unterkühlung kommen. Die E. ist ein Phasenübergang 1. Ordnung.

Manche Schmelzen, z. B. die Glasschmelze, gehen beim Abkühlen kontinuierlich in einen mechanisch festen Zustand über, ohne zu kristallisieren. Dies ist im strengen Sinne keine E.

Erstarrungsdiagramm, svw. Schmelzdiagramm.

Erstarrungspunkt, *Erstarrungstemperatur,* die Temperatur, bei der während des Erstarrens einer Flüssigkeit Phasengleichgewicht zwischen dem festen, kristallinen und dem flüssigen Zustand herrscht. Der E. des Platins dient zur Definition der Candela, der anderer Metalle zur Festlegung der Fixpunkte der → Temperaturskala.

Erstarrungstemperatur, svw. Erstarrungspunkt.

Erstarrungswärme, → Erstarrung.

Eruption, → Sonne.

Eruptionsveränderlicher, → veränderlicher Stern.

Erwartungswert, *Mittelwert,* 1) mathematische Statistik; die Summe $\bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i$ für n diskrete, gleich wahrscheinliche Werte x_i einer statistischen Größe bzw. $\bar{x} = \sum_{i=1}^{n} x_i g(x_i)$, falls die Werte mit den (normierten) Gewichten $g(x_i)$ behaftet sind, bzw. $\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} x g(x)\,dx$ im Falle einer kontinuierlichen Wertverteilung; allgemeiner bezeichnet man als E. oder mathematische Hoffnung der Zufallsvariablen X den Wert des Integrals $\int_{-\infty}^{\infty} x\,dF(x) = \lim_{\substack{w_1 \to -\infty \\ w_2 \to +\infty}} \int_{w_1}^{w_2} x\,dF(x)$, wenn dieses absolut konvergiert, wobei $F(x) = P\{X \leqq x\}$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß der Wert von X kleiner oder gleich x ausfällt. Der E. von X wird mit $E(X)$, $M(X)$ oder $\bar{X}$ bezeichnet; er kann auch für mehrdimensionale Zufallsvariablen definiert werden. → Wahrscheinlichkeitsrechnung.

2) Quantenmechanik: statistischer E. der Meßergebnisse bei wiederholter Messung einer physikalischen Größe an gleichen physikalischen Systemen in denselben Zuständen, d. h. an gleichartig präparierten physikalischen Systemen (→ Präparation). Der quantenmechanische E. der physikalischen Größe A, für reine Zustände ψ als $E_\psi(A)$ oder $\bar{A}^\psi$ bezeichnet, ist $E_\psi(A) = (\psi, \hat{A}\psi)/(\psi, \psi)$, wobei $\hat{A}$ der A zugeordnete hermitesche Operator (→ Observable) und (,) das Skalarprodukt im Hilbert-Raum der Zustände des Systems ist; für normierte ψ gilt $(\psi, \psi) = 1$. Ist ψ_a Eigenvektor zu $\hat{A}$ mit dem Eigenwert a, d. h. $\hat{A}\psi_a = a\psi_a$, dann folgt $E_{\psi_a}(A) = a$, d. h., der Meßwert der Größe A ist mit Sicherheit a.

Ist P_ψ der Projektionsoperator auf dem Zustandsvektor ψ, so gilt $E_\psi(A) = (\psi, \hat{A}\psi) = \mathrm{Sp}\,(P_\psi \hat{A})$. Allgemeiner kann daher für gemischte Gesamtheiten, in denen die Zustände ψ_i mit den Wahrscheinlichkeiten w_i $(i = 1, \ldots, r)$ auftreten, ein statistischer Operator $\hat{W} = \sum_{i=1}^{r} w_i P_i$ mit $P_i = P_{\psi_i}$ und $\mathrm{Sp}\,\hat{W} = 1$ eingeführt und der E. durch $E(A) = \mathrm{Sp}\,(\hat{W}\hat{A})$ ausgedrückt werden. Der E. erfüllt folgende Relationen: $E(A^2) \geqq 0$, $E(\alpha A + \beta B) = \alpha E(A) + \beta E(B)$ mit α, β reell.

Die Streuung ΔA der Größe A hängt mit dem E. zusammen über $(\Delta A)^2 = E(A^2) - E^2(A)$; A ist streuungsfrei, wenn $\Delta A = 0$ gilt, wie dies für die Eigenzustände ψ_a von $\hat{A}$ zutrifft. Eine statistische Gesamtheit heißt streuungsfrei, wenn der ihr zugeordnete statistische Operator $\hat{W}$ der Gleichung $E(\hat{A}^2\hat{W}) = E^2(\hat{A}\hat{W})$ für alle Operatoren $\hat{A}$ genügt. Da dies für nichtkommutierende Operatoren nicht gleichzeitig erfüllt werden kann, sind quantenmechanische Gesamtheiten nicht streuungsfrei.

Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, in der Quantentheorie Operatoren $\hat{a}^{\pm}$, die bei physikalischen Größen mit einem Spektrum äquidistanter Eigenwerte einen Quantenzustand in den mit dem nächstgrößeren oder -kleineren Eigenwert überführen. Gibt es einen kleinsten Eigenwert, so liefert die Anwendung des Vernichtungsoperators auf den zugehörigen Zustandsvektor, den Vakuumzustand, Null. Bei-

spiele sind 1) das Energiespektrum des harmonischen Oszillators $E_n = \hbar\omega(n + {}^1/_2)$ mit $n = 0, 1, 2, \ldots$, wo die E.- u. V. n in $n \pm 1$ überführen und somit ein Energiequant $\hbar\omega$ erzeugen oder vernichten; 2) das Spektrum einer Drehimpulskomponente $l_z = \hbar m$ mit $m = -l \cdots + l$ bei vorgegebenem Drehimpulsquadrat $\hbar^2 l(l+1)$, wo die E.- u. V. den Wert von l_z um $\hbar$ erhöhen bzw. erniedrigen, und 3) die Teilchenzahlen in beliebigen Einteilchenzuständen. Der letzte Fall ist typisch für jede Wellenquantelung, sowohl bei einer nichtrelativistischen als auch bei einer relativistischen Wellentheorie, und führt zu einer sehr übersichtlichen und kompakten Theorie von Systemen identischer Teilchen. E.- u. V. werden auch zur Definition und Beschreibung von Quasiteilchen benutzt.

Ein Operator $\hat{a}^+$ bzw. $\hat{a}^-$ ist ein Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator bezüglich einer (dimensionslos gemachten) physikalischen Größe A, wenn die Operatorvertauschungen $[\hat{A}, \hat{a}^+] = \hat{a}^+$ bzw. $[\hat{A}, \hat{a}^-] = -\hat{a}^-$ gelten. Beide Relationen gehen mit $(a^+)^\dagger = a^-$ auseinander hervor; $\hat{a}^-$ ist also der zu $\hat{a}^+$ adjungierte Operator und umgekehrt. Genügt ψ_n der Eigenwertgleichung $\hat{A}\psi_n = n\psi_n$, so folgt sofort $\hat{A}(a^\pm \psi_n) = (a^\pm \pm a^\pm A)\,\psi_n = (n \pm 1)\,(a^\pm \psi_n)$; $a^\pm \psi_n$ sind also die – allerdings noch nicht normierten – Eigenfunktionen von $\hat{A}$ zu den Eigenwerten $n \pm 1$. Sowohl beim Energiespektrum des harmonischen Oszillators als auch bei den Teilchenzahlen einer quantisierten Wellentheorie für Bosonen folgen die angegebenen Relationen aus $[\hat{a}^-, \hat{a}^+]_- = 1$ für die Größe $\hat{N} = \hat{a}^+\hat{a}^-$. Tatsächlich können die verschiedenen Anregungen des Systems sowohl als Anregung einzelner Feldoszillatoren wie auch als Erzeugung neuer Feldquanten oder Teilchen gleichwertig beschrieben werden. Die Eigenwerte von $\hat{N} = 0, 1, 2, \ldots$ sind die verschiedenen Teilchenzahlen.

Da ein Feld einer Gesamtheit unendlich vieler Feldoszillatoren entspricht, benötigt man die E.- u. V. für jeden einzelnen der Oszillatoren, die durch eine Fourier-Analyse des Feldes eingeführt und daher durch einen bestimmten Wellenzahlvektor $\vec{k}$ die zugehörige Frequenz $\omega(\vec{k})$ und unter Umständen weitere Quantenzahlen, wie z. B. Spineinstellung, gekennzeichnet werden. Sei z. B. $\hat{A}(\vec{r}, t)$ ein lorentzinvariantes, skalares, hermitesches Quantenfeld, das der Klein-Gordon-Gleichung $(\Box + \varkappa^2)\,\hat{A}(\vec{r}, t) = 0$ genügt, so kann man dies nach ebenen Wellen $f_\pm(\vec{r}, t) = \mathrm{e}^{\pm \mathrm{i}(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ zerlegen, da diese ebenfalls der Klein-Gordon-Gleichung genügen:

$$\hat{A}(\vec{r}, t) = \hat{A}^{(+)}(\vec{r}, t) + \hat{A}^{(-)}(\vec{r}, t),$$

$$\hat{A}^{(\pm)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{2\omega(\vec{k})}\, \hat{a}^\pm(\vec{k})\, \mathrm{e}^{\pm \mathrm{i}(\omega t - \vec{k}\vec{r})},$$

worin $\omega(\vec{k}) = +c\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2}$ mit $\varkappa = mc/\hbar$. Wegen der Hermitezität des Feldes gilt $\hat{a}^-(\vec{k}) = [\hat{a}^+(\vec{k})]^\dagger$, d. h., $\hat{a}^+$ und $\hat{a}^-$ sind zueinander hermitesch konjugiert; $\hat{A}^{(+)}$ bzw. $\hat{A}^{(-)}$ ist der nach positiven bzw. negativen Frequenzen ω entwickelte Anteil von $\hat{A}$. Diese Zerlegung nach positiven und negativen Frequenzen kann man für alle Quantenfelder $\psi_\alpha(\vec{r}, t)$ durchführen; man erhält als operatorwertige Entwicklungskoeffizienten wiederum die zueinander hermitesch konjugierten Operatoren $\hat{a}_\alpha^\pm(\vec{k})$, bei geladenen Feldern zusätzlich noch ein zweites solches System $\hat{b}_\alpha^\pm(\vec{k})$ für die Erzeugung bzw. Vernichtung der entsprechenden Antiteilchen (→ Quantenelektrodynamik). Im Gegensatz zu den komplizierten Vertauschungsrelationen der Feldoperatoren $\psi_\alpha(\vec{r}, t)$ (→ Quantenfeldtheorie) ergeben sich bei geeigneter Normierung für die E.- u. V. die einfachen Vertauschungsrelationen

$$[\hat{a}_i^-, \hat{a}_j^+]_\mp = \delta_{ij},$$
$$[a_i^-, a_j^-]_\mp = [a_i^+, a_j^+]_\mp = 0, \qquad (\mp)$$

wobei der Kommutator $[,]_-$ bzw. der Antikommutator $[,]_+$ für Bosonen bzw. Fermionen zu wählen ist; die Vertauschungsrelation für die $b_i^\pm$ sind analog, und die $\hat{a}_i^\pm$ kommutieren bzw. antikommutieren mit den $\hat{b}^\pm$. (Führt man einen zusätzlichen Index r zur Charakterisierung von Teilchen ($r = T$) und Antiteilchen ($r = A$) ein, so sind diese Vertauschungsrelationen bereits in a_i^+ mit $i = (\alpha, \vec{k}, r)$ enthalten.

Von besonders einfacher Gestalt sind die *Fock-Darstellungen* der Vertauschungsregeln $(\mp)$, die durch die Existenz eines zyklischen Vektors, eines eindeutigen Vakuumzustands, und die Existenz der Anzahl- oder Teilchenzahloperatoren $\hat{N}_i = \hat{a}_i^+\hat{a}_i^-$ ausgezeichnet sind. Aus $(\mp)$ folgen die Relationen $[\hat{N}_i, \hat{a}_j^\pm] = \pm\delta_{ij}\hat{a}_j^\pm$. Ist $\hat{N} = \sum \hat{N}_i$, und sei $|n\rangle$ Eigenvektor von $\hat{N}$ mit dem Eigenwert n, d. h., $\hat{N}|n\rangle = n\,|n\rangle$, so folgt (für $n \neq 0$) $\hat{N}\hat{a}_i^\pm\,|n\rangle = (n \pm 1)\,\hat{a}_i^\pm\,|n\rangle$, d. h., $\hat{a}_i^\pm\,|n\rangle$ sind ebenfalls Eigenvektoren zu $\hat{N}$, und zwar mit dem um 1 erhöhten bzw. erniedrigten Eigenwert $(n \pm 1)$. $\hat{N}$ ist ein hermitescher Operator, $\hat{N} = \hat{N}^\dagger$, sein Spektrum ist daher reell; es ist ferner nach unten beschränkt. Aus der Abbruchsbedingung $\hat{a}_i^-\,|0\rangle = 0$ ergibt sich der niedrigste Eigenwert zu $n = 0$. Die Menge aller Vektoren $\{|i_1, i_2, \ldots, i_n\rangle = \hat{a}i_1^+\hat{a}i_2^+ \cdots \hat{a}i_n^+\,|0\rangle$, n fest$\}$ spannt den Hilbert-Raum $\mathfrak{H}_n$ der n-Teilchenzustände auf, und $\hat{a}_i^+$ bzw. $\hat{a}_i^-$ führt aus $\mathfrak{H}_n$ in $\mathfrak{H}_{n+1}$ bzw. $\mathfrak{H}_{n-1}$. Die direkte Summe $\mathfrak{H} = \bigoplus_{n=0}^{\infty} \mathfrak{H}_n = \mathfrak{H}_0 \oplus \mathfrak{H}_1 \oplus \mathfrak{H}_2 \oplus \ldots$, wobei $\mathfrak{H}_0 = \{c\,|\,0\rangle\}$ mit beliebig komplexen Konstanten c ist, heißt → Fock-Raum. $\hat{a}_i^\pm$ und damit auch die Feldoperatoren sowie die physikalischen Größen, wie Energie und Impuls, sind daher für freie Teilchen auf $\mathfrak{H}$ definiert. Energie und Impuls können auch direkt aus den E.- u. V. konstruiert werden; im Falle des oben betrachteten Feldes $A(\vec{r}, t)$ ergibt sich für die Energie $E = \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{2\omega(\vec{k})}\, \hbar\omega(\vec{k})\, N(\vec{k})$ und für den Impuls $\vec{P} = \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{2\omega(\vec{k})}\, \hbar\vec{k} N(\vec{k})$.

Da die $\hat{a}_i^+$ kommutieren oder antikommutieren, kann man statt dessen (bis auf ein Vorzeichen) schreiben $|n\rangle = (\hat{a}_1^+)^{n_1}\,(\hat{a}_2^+)^{n_2} \cdots (\hat{a}_r^+)^{n_r} \cdots |0\rangle = |n_1, n_2, \ldots, n_r, \ldots\rangle$, d. h., es befinden sich n_1 Teilchen im Zustand 1, n_2 Teilchen im Zustand 2, usw.; man spricht daher von der *Teilchenzahldarstellung*.

Die E.- u. V. für einen einzigen Bose- bzw. Fermi-Oszillator können in der Fock-Darstellung durch die folgenden unendlichen bzw. endlichen Matrizen repräsentiert werden:

erzwungene Schwingung

$$\hat{a}^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot \\ \sqrt{1} & 0 & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & \sqrt{2} & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

$$\hat{a}^- = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{1} & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & \sqrt{2} & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & 1 & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & 2 & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 3 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

für den Bose-Oszillator und $\hat{a}^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\hat{a}^- = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ für den Fermi-Oszillator (letztere werden auch *Jordan-Wigner-Matrizen* genannt).

Die Vertauschungsrelationen ($\mp$) definieren die Algebra $\mathfrak{A}_\mp$ der kanonischen Vertauschungs- bzw. Antivertauschungsrelationen der E.- u. V. für Bosonen bzw. Fermionen. Die Algebra $\mathfrak{A}_+$ bzw. $\mathfrak{A}_-$ ist isomorph zur Clifford-Algebra $\mathfrak{C}_\infty$ bzw. zur Weyl-Algebra $\mathfrak{W}_\infty$ unendlich vieler Elemente, die durch die Relationen $[\hat{\alpha}_l, \hat{\alpha}_k]_+ = 2\delta_{lk}$ bzw. $\hat{U}_l\hat{V}_k = \hat{V}_k\hat{U}_l \exp(2i\delta_{lk})$ definiert werden, wobei $\hat{\alpha}_{2j-1} = \hat{q}_j$ und $\hat{\alpha}_{2j} = \hat{p}_j$ bzw. $\hat{U}_j = \exp(i\hat{q}_j)$ und $\hat{V}_j = \exp(i\hat{p}_j)$ mit $\hat{q}_j = (\hat{a}_j^+ + \hat{a}_j^-)$ und $\hat{p}_j = (\hat{a}_j^+ - \hat{a}_j^-)$ gesetzt wurde; auf Grund der Vertauschungsrelationen gilt $\hat{\alpha}_j^2 = \mathbf{1}$ bzw. $\hat{U}_j\hat{U}_j^+ = \hat{V}_j\hat{V}_j^+ = \mathbf{1}$, d. h., die $\hat{\alpha}_j$ bzw. $\hat{U}_j$ und $\hat{V}_j$ sind beschränkte Operatoren. Die Darstellungen der Clifford- bzw. Weyl-Algebra vermitteln Darstellungen von $\mathfrak{A}_\pm$ und daher zugleich auch der Quantenfelder $\hat{\psi}_\alpha(\vec{r}, t)$.

Außer der Fock-Darstellung haben die Algebren $\mathfrak{A}_\mp$ jedoch noch unendlich viele andere, irreduzible inäquivalente Darstellungen, die *myriotischen Darstellungen*. Für diese existiert jedoch kein eindeutiger Vakuumzustand, und Anzahloperatoren sind nicht definiert; alle Zustände enthalten unendlich viele Teilchen. Diese nicht-Fockschen Darstellungen spielen vermutlich für die wechselwirkenden Felder eine entscheidende Rolle. So konnte z. B. für einfache Modellfelder gezeigt werden, daß der Grundzustand (Vakuumzustand) der freien Teilchen nicht zugleich der Grundzustand der wechselwirkenden Teilchen ist; der die Wechselwirkung beschreibende Hamilton-Operator kann im allgemeinen nur durch unendlich viele $\hat{a}_i^\pm$ der Fock-Darstellung ausgedrückt werden. Der Übergang von der Fock-Darstellung in bestimmte myriotische Darstellungen kann durch die nicht unitäre Transformation $\hat{a}_i^\pm \to \hat{a}_i^\pm + c$, wobei c beliebig komplex ist, oder durch die *Bogoljubow-Transformation* $\hat{a}_i^+ \to \hat{a}_i^+ \cos u + \hat{a}_i^- \sin u$ bzw. $\hat{a}_i^- \to \hat{a}_i^+ \sin u - \hat{a}_i^- \cos u$ mit $0 \leqq u < 2\pi$ vermittelt werden; letztere spielt eine wesentliche Rolle in der Theorie der Supraleitung und Suprafluidität.

An Stelle der Zerlegung des Hilbert-Raumes in n-Teilchenräume $\mathfrak{H}_n$, die nur Eigenzustände von $\hat{N}$ enthalten, kann man in $\mathfrak{H}$ *kohärente Zustände* einführen, die Eigenzustände von $\hat{a}_i^-$ sind. Im Falle eines Oszillators sind diese durch $|z\rangle = \exp\left(-\frac{1}{2}|z|^2\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n (a^+)^n}{n!} |0\rangle$, z beliebig komplex, gegeben: $a^- |z\rangle = z\,|z\rangle$.

Kohärente Zustände sind Zustände minimaler Unbestimmtheit, für die in der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation $\Delta q \cdot \Delta p \geqq \hbar/2$ das Gleichheitszeichen gilt. Die Verallgemeinerung auf den Fall beliebig vieler Oszillatoren erfolgt durch $|\{z_k\}\rangle \equiv |z_1, \ldots, z_K\rangle = \sum_{\{n_k\}=0}^{\infty} \left\{ \prod_{k'=1}^{K} \exp\left(-\frac{1}{2}|z_{k'}|^2\right) \frac{(z_{k'})^{n_{k'}}}{\sqrt{(n_{k'})!}} \right\} |\{n_k\}\rangle$, wobei $|\{n_k\}\rangle \equiv |n_1, n_2, \ldots, n_K\rangle$ ein Zustand mit n_k Teilchen im Zustand k, $1 \leqq k \leqq K$, ist.

Kohärente Zustände spielen eine wesentliche Rolle in der Quantenoptik, z. B. bei der Behandlung von Laserlicht.

erzwungene Schwingung, → Schwingung, → Oszillator.

Es, Symbol für → Einsteinium.

Esaki-Diode, → Halbleiterdiode.

E-Schicht, → Ionosphäre.

ESD-Magnet, → Pulvermagnet.

esE, → Maßsysteme.

Esophorie, → Augenoptik.

ESR, svw. Elektronenspinresonanz (→ paramagnetische Elektronenresonanz).

Etalon, Verkörperung einer → Einheit (Prototyp), die als Grundlage dient für den Vergleich anderer Meßgeräte mit *Kontrolletalons* und für die Bestimmung der Maßgenauigkeit von Normalen oder von nachgeordneten E.s in der Hierarchie der Meßgeräte. Den höchsten Rang nehmen *internationale E.s* ein, die nach internationaler Übereinkunft geschaffen und kontrolliert werden, z. B. der Kilogrammprototyp. Ihnen gleichwertige Kopien dienen durch offiziellen staatlichen Beschluß als *nationale E.s.* Allgemein unterscheidet man zwischen *primären* und *sekundären E.s.* Ein *Einzeletalon* kann die Rolle eines E.s erfüllen, z. B. ein eisernes 1-kg-Wägestück, das als Eichnormal dient, oder ein Normal-Weston-Element. *Gruppenetalons* haben gleiche metrologische Qualität, z. B. ein Satz Härtenormale, ein Satz Normalaräometer für verschiedene Dichten. *Referenzetalons* werden zum Prüfen von Normalen niederer Genauigkeit benutzt. Durch Vergleich gewinnt man aus ihnen *Arbeitsetalons*, mit denen Gebrauchsmeßgeräte geeicht werden; sie werden auch Gebrauchsnormale genannt.

Normale werden zum Prüfen von Meßgeräten mit größerer Meßunsicherheit verwendet, sie müssen aber eichamtlich beglaubigt sein. Von *Eichnormalen*, die bei der Eichung verwendet werden, ist der Fehler bekannt und kann bei der Prüfung berücksichtigt werden. *Hauptnormale* sind alle 10 Jahre nachzuprüfen, ihnen sind *Kontrollnormale* mit 5jähriger Nachbeglaubigungsfrist und diesen die *Gebrauchsnormale* mit einjähriger Nachbeglaubigungsfrist angeschlossen, mit denen Gebrauchsmeßgeräte geeicht werden. Es gibt auch Normale, die eine andere als die zu prüfende Meßgröße verkörpern, die dann aus den gemessenen Werten berechnet werden muß, z. B. das Volumen eines Behälters aus Umfangs- und Höhenmessungen. Die Feh-

lergrenze eines Kontrollnormals darf nur das 0,25fache der des Gebrauchsnormals betragen, dessen Fehlergrenze nur das 0,4fache der des Gebrauchsmeßgeräts betragen darf.

In der Spektroskopie findet das E. als Interferometer mit konstanter oder auch variabler Luftdicke und mit konstanter Glasdicke sowie für Wellenlängenmessungen und Feinstrukturuntersuchungen von Spektrallinien Verwendung, z. B. das → Fabry-Perot-Interferometer.

Will man den genauen Plattenabstand D eines E.s messen, so bedient man sich der Interferenzen gleicher Neigung und bestimmt die Ordnungszahl q_0 des Ringzentrums. Es gilt hier $2D = q_0 \cdot \lambda$. Ist q_0 eine ganze Zahl, so ist das Zentrum dunkel; dies kommt aber im allgemeinen nur selten vor. Ist q_1 die Ordnungszahl des ersten Ringes für die Wellenlänge λ_1, so ist $q_0 = q_1 \cdot (1 + \varepsilon_1)$. Hier ist q_1 eine ganze Zahl und $q_1 \cdot \varepsilon_1$ der Streifenüberschuß, der durch Messung des Durchmessers d des ersten Ringes bestimmt werden kann. Man erhält dann $\varepsilon_1 = d^2/8f^2$, wobei f die Brennweite der Fernrohrlinse ist.

Etalonplatten-Spektroskop, *Etalonplatte,* eine auf beiden Seiten durchsichtig verspiegelte planparallele Platte der Dicke d aus Glas oder Quarz. Sie liefert ähnliche Interferenzerscheinungen wie eine Luftplatte, → Fabry-Perot-Interferometer. Für ein solches E.-S. gilt, sofern der Ausfallswinkel ε des hindurchgehenden Lichtes klein ist, für das Disperionsgebiet $\Delta\lambda = \lambda^2/[2d(n - \lambda\,\partial n/\partial\lambda)]$ und für die Winkeldispersion $\partial\lambda/\partial\varepsilon = \lambda \cdot \varepsilon/[n(n - \lambda\,\partial n/\partial\lambda)]$. Da der Brechungsindex n des Plattenmaterials nicht mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, können absolute Wellenlängenbestimmungen mit dem E.-S. nicht durchgeführt werden. Die Messung kleiner Wellenlängendifferenzen $\delta\lambda$ ist jedoch möglich. Das Auflösungsvermögen läßt sich auf Kosten des Dispersionsgebietes steigern. Durch Kombination zweier E.-S.e verschiedener Dicken ist es allerdings möglich, verschiedene Ordnungen zu schwächen und auf diese Weise selbst bei extrem hohem Auflösungsvermögen ein relativ großes Dispersionsgebiet zu erhalten. Diese Kombination wird als → Multiplex-Interferenzspektroskop bezeichnet.

Eta-Matrix, → S-Matrix, → axiomatische Quantentheorie.

Eta-Meson, η-*Meson,* instabiles → Elementarteilchen (Tab. A und B), das wegen seiner extrem kurzen Lebensdauer $\tau \approx 2{,}5 \cdot 10^{-19}$ s oft zu den Mesonenresonanzen gezählt wird. Das E.-M. zerfällt hauptsächlich über elektromagnetische Wechselwirkung, und zwar vor allem in 2γ (38%), $3\pi^0$ (31%) und $\pi^+\pi^-\pi^0$ (23%). Es wurde 1961 von Pevsner, Kraemer, Nussbaum und Richardson an der John-Hopkins-Universität (Baltimore, USA) entdeckt.

Eta-Umgebung, → Menge.

Ettinghausen-Effekt, ein galvanomagnetischer Effekt, der besagt, daß beim Fließen eines Stromes der Dichte j, durch einen bandförmigen Leiter der Breite b in einem Magnetfeld $\vec{H}$ senkrecht zu $\vec{H}$ und j eine Temperaturdifferenz entsteht: $\Delta T = A_E b \cdot |\vec{H}| \cdot |j|$. Hierbei ist $\vec{H} \perp j$ vorausgesetzt; A_E ist die Ettinghausen-Konstante.

Ettinghausen-Nernst-Effekt, 1) die Erscheinung, daß beim Einwirken eines Magnetfeldes auf einen Wärmestrom in einem Elektronenleiter senkrecht zum Strom und senkrecht zum Magnetfeld eine elektrische Spannung entsteht (*erster E.-N.-E.*). Dieser Effekt ist das thermische Analogon zum → Hall-Effekt.

2) die Erscheinung, daß unter gleichen Bedingungen eine longitudinale Temperaturdifferenz entsteht (*zweiter E.-N.-E.*). Dieser Effekt gehört zu den → thermomagnetischen Erscheinungen.

Eu, → Eulerzahl.

Eukensche Zustandsgleichung, eine halbempirische Gleichung für Flüssigkeiten, die grundsätzlich ähnlich wie die Zustandsgleichung der Festkörper aufgebaut ist: $p + A/V^3 = B \cdot T/V^3 + C/V^6$. Dabei bedeuten p den Druck, V das Molvolumen, T die absolute Temperatur; A, B, C sind empirisch zu ermittelnde Konstanten. Bei hohen Drücken muß die Kompressibilität der Moleküle berücksichtigt werden. Das geschah in der angegebenen Gleichung, indem der innere Druck der Flüssigkeit in einen von der gegenseitigen Anziehung bzw. der elastischen Abstoßung der Moleküle herrührenden Kohäsions- bzw. Adhäsionsdruck aufgespalten wurde. Dabei nimmt die Kohäsionskraft mit wachsendem Molekularabstand wesentlich langsamer ab als die Adhäsionskraft. Die E. Z. ist für eine Reihe von Flüssigkeiten, z. B. für Äthyläther, bis zu Drücken von 10000 at brauchbar.

euklidische Metrik, → euklidischer Raum.

euklidischer Raum, 1) in der Geometrie ein linearer n-dimensionaler Punktraum, in dessen Vektorraum $\mathfrak{V}$ eine *euklidische Metrik* gilt, d. h., der Grundkörper von $\mathfrak{V}$ ist der der reellen Zahlen, und die quadratische Fundamentalform ist positiv definit. Durch eine geeignete Wahl einer Basis, die dann *orthonormiert* heißt, läßt sich die Fundamentalform auf die Gestalt bringen $(\mathrm{d}s)^2 = \sum_{k=1}^{n} (\mathrm{d}x^k)^2$. Die Komponenten des Metriktensors $g_{ik} = \delta_{ik}$ sind dann dem Kroneckersymbol δ_{ik} gleich. Im Unterschied dazu ist der → Minkowski-Raum pseudoeuklidisch; sein Metriktensor hat die Komponenten $g_{ik} = \pm\delta_{ik}$ (→ pseudoeuklidische Metrik).

In jedem euklidischen Raum verschwindet der Krümmungstensor und umgekehrt ist jeder Raum euklidisch, dessen Krümmungstensor Null ist.

2) in der *Funktionsanalysis* ein linearer Raum, in dem ein *Skalarprodukt* erklärt ist, durch das zwei Elementen f und g stets eine komplexe Zahl (f, g) so zugeordnet wird, daß folgende Eigenschaften gelten:

a) $(f, \alpha g) = \alpha(f, g)$;
b) $(f_1 + f_2, g) = (f_1, g) + (f_2, g)$;
c) $(f, g) = (g, f)$;
d) $(f, f) \geqq 0$, wobei das Gleichheitszeichen nur gilt, falls $f = 0$ ist.

Ein vollständiger e. R. ist ein Hilbert-Raum.

Euler-Lagrangesche Gleichungen, → Lagrangesche Gleichungen.

Eulerlast, → Knickung.

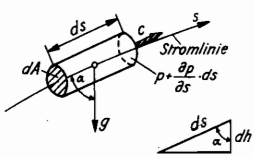
Euler-Maupertuissches Prinzip, svw. Maupertuissches Prinzip.

Eulersche Gleichungen, 1) Mathematik: → Variationsrechnung.

Eulersche Gleichungen

2) Strömungslehre: allgemeine Bewegungsgleichungen einer reibungsfreien Flüssigkeit. Sie gelten sowohl für inkompressible als auch für kompressible Strömungen.

1) *Eulersche Gleichungen für den Stromfaden.* Das Grundgesetz der Dynamik: Kraft = Masse × Beschleunigung wird angewandt auf ein kleines zylindrisches Flüssigkeitselement mit dem Querschnitt dA und der Länge ds, dessen Achse in Strömungsrichtung weist (Abb.). Das Teil-



Betrachtungen am Flüssigkeitselement

chen besitzt die Masse $dm = \varrho \cdot dA \cdot ds$; dabei ist ϱ die Dichte des Flüssigkeitsteilchens, s die Koordinate längs der Stromlinie. Mit der von Ort und Zeit abhängigen Geschwindigkeit $c(s, t)$ ergibt sich die substantielle Beschleunigung $\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial s} \cdot \frac{ds}{dt}$, und unter Berücksichtigung des Zusammenhangs $\frac{ds}{dt} = c$ folgt $\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial c}{\partial s}$. Die *lokale Beschleunigung* $\partial c/\partial t$ ist der Anteil der Beschleunigung, der durch die zeitliche Änderung des Strömungszustandes am Orte entsteht. Der durch die Ortsänderung hervorgerufene zweite Anteil $c \cdot \frac{\partial c}{\partial s}$ heißt *konvektive Beschleunigung.* In reibungsfreier Strömung greifen an dem Flüssigkeitselement Druckkraft, Schwerkraft und Zentrifugalkraft an. Für die Aufstellung der Bewegungsgleichung in Stromlinienrichtung sind die in s-Richtung weisenden Kraftkomponenten maßgebend. Der Druck auf die stromaufwärts liegende Querschnittsfläche des Teilchens ist p, die Druckkraft $p \cdot dA$. An der stromabwärts liegenden Endfläche hat sich der Druck geändert auf den Wert $p + \frac{\partial p}{\partial s} \cdot ds$. Die resultierende Druckkraft ergibt sich damit zu $p \cdot dA - \left(p + \frac{\partial p}{\partial s} \cdot ds\right) \cdot dA = -\frac{\partial p}{\partial s} \cdot ds \cdot dA$. Die Schwerkraft ist $g \cdot dm$ und ihre Komponente in Bewegungsrichtung $-g \cdot dm \cdot \cos\alpha$; dabei ist g die Schwerebeschleunigung, α der Winkel zwischen Stromlinie und Vertikaler. Für $\cos\alpha$ kann $\frac{\partial h}{\partial s}$ geschrieben werden; h ist die vertikale Koordinate, die von einem beliebigen Nullniveau ausgeht. Die Zentrifugalkraft besitzt keine Komponente in Strömungsrichtung, so daß sich folgende Differentialgleichung ergibt:

$$\underbrace{\varrho \cdot A\, ds \cdot}_{\text{Masse}} \underbrace{\frac{dc}{dt}}_{\text{Beschleunigung}} = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial s} \cdot ds \cdot dA - g\varrho dA \frac{\partial h}{\partial s} ds}_{\text{Kraft}}.$$

Wird diese Gleichung durch $\varrho \cdot A \cdot ds$ dividiert, so erhält man die eindimensionale instationäre Eulersche Gleichung

$$\frac{\partial c}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial c}{\partial s} + \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial p}{\partial s} + g \cdot \frac{\partial h}{\partial s} = 0.$$

Für stationäre Strömungen ist $\frac{\partial c}{\partial t} = 0$, und die Eulersche Gleichung kann jetzt in gewöhnlichen Ableitungen geschrieben werden: $c \frac{dc}{ds} + \frac{1}{\varrho} \frac{dp}{ds} + g \cdot \frac{dh}{ds} = 0$ bzw. $c \cdot dc + \frac{dp}{\varrho} + g \cdot dh = 0$. Das Integral der Eulerschen Gleichung für den Stromfaden ist die → Bernoullische Gleichung. Die Eulersche Gleichung normal zur Strömungsrichtung geht für den Fall, daß die Schwerkraft keinen Einfluß ausübt, in die → Quergleichung über.

2) *Allgemeine E. G. für dreidimensionale Strömung.* Analog zu Abschnitt a) sind die Bewegungsgleichungen für die drei rechtwinkligen Koordinaten x, y, z aufzustellen. Der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c} = \vec{i} \cdot u + \vec{j} \cdot v + \vec{k} \cdot w$ besitze in den Koordinatenrichtungen die Komponenten u, v, w, die von Ort und Zeit abhängig sind. Die substantielle Beschleunigung für die Koordinatenrichtungen lautet

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z}$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z}$$

Allgemein kann der substantielle Beschleunigungsvektor geschrieben werden $\vec{b} = \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \vec{c}\ \mathrm{grad}\ \vec{c} = \frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \mathrm{grad}\ \frac{\vec{c}^2}{2} - \vec{c} \times \mathrm{rot}\ \vec{c}$. An dem quaderförmigen Flüssigkeitselement mit den Seitenlängen dx, dy, dz greifen Massenkraft und Druckkraft an, während die Reibungskraft nach Voraussetzung Null ist. Die Grundgleichung der Dynamik lautet in Vektorschreibweise $\varrho \frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{K} + \vec{P}$, dabei bedeutet $\vec{K} = \vec{i}X + \vec{j}Y + \vec{k} \cdot Z$ die Massenkraft je Volumeneinheit (X, Y, Z sind die Komponenten der Massenkraft $\vec{K}$ je Volumeneinheit in den Koordinatenrichtungen x, y, z); $\vec{P} = -\left(\vec{i} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \vec{j} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial p}{\partial z}\right) = -\mathrm{grad}\ p$ bedeutet die Druckkraft je Volumeneinheit.

Die E.n G. lauten in Vektorform $\varrho \cdot \frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{K} - \mathrm{grad}\ p$ bzw. $\varrho \left(\frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \mathrm{grad}\ \frac{\vec{c}^2}{2} - \vec{c} \times \mathrm{rot}\ \vec{c}\right) = \vec{K} - \mathrm{grad}\ p$ oder in Komponentendarstellung

$$\varrho \cdot \frac{du}{dt} = X - \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\varrho \cdot \frac{dv}{dt} = Y - \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\varrho \cdot \frac{dw}{dt} = Z - \frac{\partial p}{\partial z}$$

Schreibt man die substantiellen Beschleunigungen ausführlich, so folgt

$$\varrho\left(\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)=X-\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\varrho\left(\frac{\partial y}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}\right)=Y-\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\varrho\left(\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}\right)=Z-\frac{\partial p}{\partial z}$$

Mit der → Kontinuitätsgleichung liegt für inkompressible Strömungen zur Bestimmung der vier Unbekannten u, v, w, p ein System von vier Gleichungen vor. In kompressibler Strömung kommt neben der Kontinuitätsgleichung noch die Isentropenbeziehung $p/\varrho^{\varkappa}=$ konst. hinzu, so daß fünf Gleichungen für die fünf Unbekannten u, v, w, p, ϱ zur Verfügung stehen. Bei Berücksichtigung der Reibungskräfte ergeben sich die → Navier-Stokes-Gleichungen.

3) Mechanik: → Kreisel.

Eulersche Identität für homogene Funktionen, → homogene Funktion.

Eulersche Potentiale, Potentialfunktionen zur Darstellung reiner Wirbelfelder. Einer jeden Feldlinie eines Wirbelfeldes kann ein Paar von Flächen zugeordnet werden, deren Schnittlinie die Feldlinie darstellt. Diese Flächen bewegen sich im allgemeinen im Raum, sie seien durch die Funktionen $\alpha(\vec{r}, t)$ und $\beta(\vec{r}, t)$ dargestellt. Für das Wirbelfeld $\vec{B}$ gilt dann die Darstellung $\vec{B}=\frac{\partial\alpha}{\partial\vec{r}}\times\frac{\partial\beta}{\partial\vec{r}}$. Die Funktionen $\alpha(\vec{w}, t)$ und $\beta(\vec{r}, t)$ werden als E. P. bezeichnet. Mit ihnen kann formal ein Geschwindigkeitsfeld $\vec{w}$ definiert werden: $\vec{w}(\vec{r}, t)=\left(\frac{\partial\beta}{\partial t}\frac{\partial\alpha}{\partial\vec{r}}-\frac{\partial\alpha}{\partial t}\frac{\partial\beta}{\partial\vec{r}}\right)\times\frac{\vec{B}}{\beta^2}$, das den Gleichungen $\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\vec{w}\frac{\partial\alpha}{\partial\vec{r}}=0$ und $\frac{\partial\beta}{\partial t}+\vec{w}\frac{\partial\beta}{\partial\vec{r}}=0$ genügt. Diese Gleichungen sagen aus, daß sich α und β für einen mit $\vec{w}$ mitbewegten Beobachter nicht ändern. Da durch die Schnittlinie zweier Flächen α und β gerade eine Feldlinie festgelegt ist, kann man $\vec{w}$ die anschauliche Bedeutung einer Feldliniengeschwindigkeit geben.

Eulerscher Polyedersatz, → Polyeder.

Eulersches Theorem, → homogene Funktion.

Eulersche Winkel, drei Winkel ε_1, ε_2, ε_3 zur Festlegung der Lage zweier rechtwinkliger Koordinatensysteme x, y, z und x', y', z' mit gemeinsamem Ursprung O zueinander. Leider werden in der Literatur keine einheitlichen Definitionen für die E.n W. verwendet. Prinzipiell geht man so vor: Die x, y-Ebene schneidet die x', y'-Ebene in der *Knotenlinie* k. Dann gibt ε_1 den Winkel zwischen diesen Ebenen bzw. zwischen z- und z'-Achse an, ε_2 den zwischen x-Achse und Knotenlinie k und ε_3 den von der Knotenlinie zur x'-Achse (Abb.). Bei geeigneter Orientierung sind diese Winkel voneinander unabhängig und beschreiben vollständig die gegenseitige Orientierung der beiden Koordinatensysteme.

Eulerzahl, Eu, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Druckkraft zu Trägheitskraft in Strömungen: $\mathrm{Eu}=\Delta p/(\varrho\cdot c^2)$; Δp ist der Druckabfall, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c die Strömungsgeschwindigkeit. Die E. besitzt Bedeutung für reibungsbehaftete Strömungen, sie ist proportional den Beiwerten des → Strömungswiderstandes.

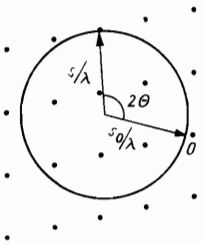
Eutektikum, charakteristisches Gemenge aus zwei oder mehreren im flüssigen Zustand vollständig mischbaren, im festen Zustand nicht mischbaren Stoffen, das bei einer bestimmten Temperatur erstarrt. → Schmelzdiagramm.

eV, → Elektronenvolt.

Evidenz, Selbstverständlichkeit, allgemeingültige Einsicht, die keines Beweises bedürftig ist. Gewöhnlich kann eine Theorie nicht von den evidenten Aussagen ausgehen, da diese im allgemeinen nicht als Axiome benutzt werden können.

Evolventenpumpe, eine von Leybold entworfene Vakuumpumpe, die wie die → Trochoidenpumpe eine neue Entwicklung in der Konstruktion von Pumpen zur Erzeugung von Vakuum einzuleiten scheint. Wesentliche Vorteile gegenüber vergleichbaren anderen Pumpen liegen im relativ einfachen Aufbau aus wenigen Teilen sowie in einem sehr ruhigen erschütterungsfreien Lauf bei hoher Drehzahl. Das Einsatzgebiet liegt im Grobvakuumbereich.

Ewaldsche Ausbreitungskugel, Hilfskonstruktion zur einfachen Ermittlung der Richtungen, in denen bei Beugung von Wellen an einer gegebenen Anordnung von streuender Materie Sekundärwellen auftreten (Abb.). Soll bei gegebener Richtung des einfallenden Strahls (Einheitsvektor $\vec{s}_0$) der gegebenen Wellenlänge λ ermittelt werden, in welchen Richtungen und mit welcher Intensität abgebeugte Strahlen zu erwarten sind, so denkt man sich im → reziproken Raum um den Endpunkt des Ortsvektors $-\vec{s}_0/\lambda$ eine Kugel – die E. A. – mit dem Radius $1/\lambda$. Jeder Punkt dieser Kugelfläche hat dann einen Ortsvektor $\vec{r}^*=(\vec{s}-\vec{s}_0)/\lambda$, wobei $\vec{s}/\lambda$ den Vektor vom Kugelmittelpunkt zu dem Punkt der Kugelfläche und $\vec{s}$ einen Einheitsvektor bedeuten. In Richtung des Vektors $\vec{s}$ tritt eine abgebeugte Welle auf, wenn die Fourier-Transformierte $F(\vec{R}^*)$ der räumlichen Verteilung $\varrho(\vec{r})$ der Streuzentren des Körpers an der Stelle $\vec{R}^*=\vec{r}^*$ von Null verschieden ist. Der von den Vektoren $\vec{s}_0$ und $\vec{s}$ eingeschlossene Winkel ist gleich dem Ablenkungswinkel $\sphericalangle(\vec{s}_0, \vec{s})=2\theta$. Ist der beugende Körper eine dreidimensional periodische Anordnung, z. B. ein Kristall, so treten abgebeugte Strahlen in denjenigen Richtungen $\vec{s}$ auf, für die $\vec{r}^*=\vec{R}^*_{hkl}=h\vec{a}^*+k\vec{b}^*+l\vec{c}^*$ ist, wenn also ein reziproker Gitterpunkt (→ reziprokes Gitter) an dieser Stelle der E. A. liegt.



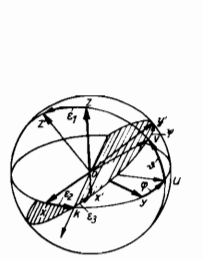
Ewaldsche Konstruktion. $\vec{s}_0/\lambda$, $\vec{s}/\lambda$ Vektoren der Länge $1/\lambda$ in Richtung des einfallenden bzw. reflektierten Strahls, Θ Glanzwinkel, O Ursprung des reziproken Gitters

E-Wellen, → Wellenleiter, → Hohlleiter.

Exciton, → Exziton.

Excitron, → Exzitron.

Exhalationsmessung, Verfahren zur Messung des im menschlichen Körper eingelagerten Radium-226 (→ Inkorporation). 50% bis 70% des Radium-Folgeproduktes Radon-222 werden mit der Atemluft ausgeschieden; 100 *l* Atemluft der Testperson, die radonfreie Luft einatmen muß, werden über Aktivkohle von −80 °C geleitet. Das durch Adsorption angereicherte Radon wird durch Erwärmen aus der Aktivkohle ausgetrieben und in eine Meßkammer, meist eine Szintillationsanordnung, übergeführt.



Eulersche Winke ε_1, ε_2, ε_3

Bei einer Meßgrenze von 10^{-13} bis 10^{-14} Ci aus dem Rn-222 läßt sich bereits der natürliche Ra-226-Gehalt im menschlichen Körper von rund $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ Ci nachweisen. Die E. ist ein wichtiges Meßverfahren des → Strahlenschutzes.

Existenzsätze der Strömungslehre, geben an, welche Werte in einem Strömungsfeld bekannt sein müssen, damit die Strömung in dem betrachteten Bereich eindeutig bestimmt ist, und unter welchen Bedingungen Lösungen der Bewegungsgleichungen reell sind.

1) *E. für inkompressible Potentialströmungen.* Die Potentialströmung (→ Strömung) innerhalb eines einfach zusammenhängenden Bereiches ist eindeutig bestimmt, wenn auf der Berandung die Werte des Potentials Φ oder die Normalgeschwindigkeit $c_n = \partial\Phi/\partial n$ bzw. wenn Φ auf einem Teil der Berandung und c_n auf dem übrigen Teil vorgegeben sind; dabei ist n die in das Innere weisende Normale der Berandung. Die Berandung, Φ und c_n müssen dabei zumindest streckenweise stetig verlaufen. Bei Vorgabe von Φ auf der Berandung muß die Laplacesche Differentialgleichung $\partial^2\Phi/\partial x^2 + \partial^2\Phi/\partial y^2 + \partial^2\Phi/\partial z^2 = 0$ und bei Vorgabe von c_n außerdem die → Kontinuitätsgleichung erfüllt werden. Wenn das Geschwindigkeitspotential Φ auf der Berandung des einfach zusammenhängenden Bereiches einen konstanten Wert besitzt, bleibt es auch innerhalb des betrachteten Volumens konstant; damit ist die Geschwindigkeit darin überall gleich Null. Ist ein solcher Bereich allseitig durch feste Wände begrenzt, so kann keine Potentialströmung existieren, weil in dem Gebiet die Stromlinien weder anfangen noch enden dürften. Da an festen Wänden die Normalgeschwindigkeit c_n verschwindet, können sich nur geschlossene Stromlinien bilden, die Bewegung ist dann wirbelbehaftet. Ist bei Flüssigkeiten zusätzlich noch eine freie Oberfläche vorhanden, so entstehen Wellen. In einem allseitig von einer unbeweglichen Fläche umgebenen, einfach zusammenhängenden Bereich, auf deren einem Teil Φ = konst. und auf deren anderem Teil $c_n = 0$ ist, existiert ebenfalls keine Potentialströmung. Die kinetische Energie E_k der inkompressiblen wirbelfreien Strömung hängt bei eindeutigem Geschwindigkeitspotential in einem einfach zusammenhängenden Bereich nur von der Strömung an dessen Berandung ab: $E_k = -\frac{1}{2}\varrho \iint_{(A)} \Phi \frac{\partial\Phi}{\partial n}\,\mathrm{d}A$; dabei ist A die Fläche, ϱ die Dichte des Strömungsmediums. E_k wird gleich Null, wenn durch die Berandung keine Flüssigkeit strömt und somit $\partial\Phi/\partial n = 0$ ist oder wenn das Potential auf der Berandung konstant ist. In $(n+1)$fach zusammenhängenden Bereichen sind noch die n Zirkulationen K der nicht zu einem Punkt zusammenziehbaren geschlossenen Linien anzugeben, deren Summe gleich der Gesamtzirkulation Γ längs der sie vollständig umschließenden Linie L ist: $\Gamma = \int_L \vec{c}\cdot\mathrm{d}\vec{r} = p_1K_1 + p_2K_2 + \cdots + p_nK_n$; dabei können die Größen $p_1, p_2, \ldots, p_n$ sowohl ganze positive oder negative Zahlen als auch Null sein. L ist die Länge der umschließenden Linie, $\vec{c}$ ist der Geschwindigkeitsvektor, $\vec{r}$ ist Ortsvektor. Aus der Gleichung erkennt man sofort, daß das Geschwindigkeitspotential in einem mehrfach zusammenhängenden Bereich eine mehrdeutige Funktion des Ortes ist.

In ebenen Strömungen gelten die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen, so daß an Stelle von Φ und $\partial\Phi/\partial n$ auch die Stromfunktion Ψ bzw. ihre Ableitung in Richtung der Normalen vorgegeben werden kann. Nach der Funktionentheorie ist die ebene Strömung eindeutig bestimmt, wenn in einem Punkt des Feldes sowohl Φ und Ψ als auch deren Ableitungen beliebig hoher Ordnung bekannt sind oder wenn auf einem Kurvenstück der Geschwindigkeitsvektor bzw. Φ und Ψ bekannt sind. Um mit der konformen Abbildung (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) Strömungsprobleme lösen zu können, ist die Frage zu beantworten, ob ein gegebenes Gebiet immer auf ein anderes Gebiet, insbesondere einen Kreis, konform abgebildet werden kann. Außerdem ist zu klären, ob die Aufgabe auf eine oder mehrere Arten zu lösen ist und ob gegebenenfalls Nebenforderungen zu erfüllen sind. Der *Riemannsche Abbildungssatz* sagt dazu: „Schlichte oder schlichtartige, einfach zusammenhängende Bereiche lassen sich abgesehen von praktisch bedeutungslosen Ausnahmefällen stets eindeutig konform aufeinander abbilden. Dabei sind entweder drei einander zugeordnete Randpunkte, ein Randpunkt und ein Punkt im Innern, ein Punkt und eine Richtung im Innern oder allgemein auch drei unabhängige Bestimmungsstücke frei wählbar. Mehrfach zusammenhängende, nicht schlichte und nicht schlichtartige Bereiche können oft mit der konformen Abbildung behandelt werden, indem man sie durch geeignete Schnitte in schlichte oder schlichtartige Bereiche aufteilt."

Die allgemeinen Lösungen der Differentialgleichungen, die die Bewegung einer inkompressiblen reibungsfreien Flüssigkeit beschreiben, enthalten willkürliche Funktionen und Konstanten, die durch die Anfangs- und Randbedingungen des vorliegenden Problems bestimmt werden müssen, um eindeutige Lösungen zu erhalten. Die Anfangsbedingungen enthalten das Geschwindigkeitsfeld im Anfangszeitpunkt $t = 0$ der Bewegung: $\vec{c}(x, y, z, t)$; dabei bedeuten $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor und x, y, z kartesische Koordinaten. Sind im Strömungsfeld feste Wände vorhanden, durch die keine Flüssigkeit tritt, so ist die Randbedingung dadurch gegeben, daß an der Wand nur eine Tangentialgeschwindigkeit auftritt, während die Normalgeschwindigkeit Null ist. Ist die Wand eine bewegliche Fläche, deren Gestalt sich mit der Bewegung ändert, so müssen die Geschwindigkeit eines beliebigen Oberflächenpunktes und die Geschwindigkeit eines in diesem Punkt an der Fläche anliegenden Flüssigkeitsteilchens in Richtung der Flächennormale gleich groß sein. Besondere Randbedingungen ergeben sich an → Trennungsflächen. Durch die Integrale der → Eulerschen Gleichungen wird der Geschwindigkeit einer strömenden Flüssigkeit eine obere Grenze gesetzt, bei deren Überschreitung der innere Zusammenhalt der Flüssigkeit verlorengeht (→ Kavitation). Unterhalb dieser Grenzgeschwindigkeit ist der Verlauf der Potentialströmung unabhängig von der absoluten Größe der Strömungsgeschwindigkeit.

2) *E. für inkompressible reibungsbehaftete Strömungen.* Im allgemeinen kann angenommen werden, daß bei Existenz der Strömung einer reibungsfreien Flüssigkeit durch ein Bauteil auch die Strömung einer reibungsbehafteten Flüssigkeit durch dasselbe Teil möglich ist. Da die → Navier-Stokes-Gleichungen von höherer Ordnung als die Eulerschen Gleichungen sind, muß als zusätzliche Randbedingung die → Haftbedingung an festen Wänden erfüllt werden. An sich bewegenden Wänden muß die Geschwindigkeit der Flüssigkeit nach Betrag und Richtung mit der Geschwindigkeit der Wand in entsprechenden Punkten übereinstimmen. Bei freien Flüssigkeitsoberflächen muß die Normalkomponente der Geschwindigkeit mit der Fortschrittgeschwindigkeit der Diskontinuitätsfläche übereinstimmen. Außerdem ist zu fordern, daß die Normalspannungen nach innen weisen und dem Betrag nach gleich dem Atmosphärendruck sind. Das Strömungsfeld ist abhängig von der Geschwindigkeit oder — genauer gesagt — von einer dimensionslosen Kennzahl, der → Reynoldszahl. Unterhalb der kritischen Reynoldszahl liegt laminare Strömung vor, oberhalb derselben turbulente Strömung (→ Umschlag).

3) *E. für kompressible Strömungen.* Das für inkompressible Strömungen Gesagte gilt im wesentlichen auch für Unterschallströmungen, solange örtlich nicht die Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Ebene wirbelfreie Überschallströmungen sind eindeutig bestimmt, wenn das Geschwindigkeitsfeld vorgegeben ist: a) auf einer Kurve, die keine Machsche Linie (→ Machsche Welle) darstellt; b) auf zwei von einem Punkt ausgehenden Machschen Linien verschiedener Scharen; c) auf einer an einer Wand beginnenden Machschen Linie; d) auf einer an einer freien Oberfläche beginnenden Machschen Linie, wobei die Form der Oberfläche im voraus unbekannt ist. In Überschallströmungen treten Diskontinuitätsflächen auf, bei deren Überschreiten sich die örtlichen Zustandsgrößen sprunghaft ändern (→ Verdichtungsstoß, → Rückkehrkanten). Um Überschallgeschwindigkeit zu erreichen, ist eine bestimmte Querschnittsform der Strömung erforderlich (→ Düse, → Ausströmen). Die auftretende Maximalgeschwindigkeit ist endlich und tritt beim Ausströmen ins Vakuum auf. An konvexen Ecken bildet sich die → Prandtl-Meyer-Strömung aus. Bei zu großem Umlenkwinkel reißt die Potentialströmung unter Bildung eines Vakuums ab. An konkaven Ecken entstehen Verdichtungsstöße. Sind diese schwach, so kann die Strömung näherungsweise noch als isentrop angesehen werden (→ Charakteristikenverfahren).

Lit. Kotschin, Kibel, Rose: Theoretische Hydromechanik, 2 Bde (dtsch Berlin 1955).

Exkretionsanalyse, *Ausscheidungsanalyse,* Meßmethode zur Erfassung einer → Inkorporation radioaktiver Substanzen durch Mensch oder Tier, bei der aus der gemessenen Aktivität der Ausscheidungsprodukte (Faeces, Urin oder verschiedene Sekrete) Rückschlüsse auf die im Körper befindliche Aktivität gezogen werden. Zur Exkretionsanalyse gehören empfindliche radiochemische Aufbereitungs- und Meßverfahren für die Proben und eine — gegenwärtig noch sehr unvollkommene — Kenntnis der Stoffwechselprozesse der verschiedenen Radionuklide in Abhängigkeit von deren chemischem Auftreten, z. B. in löslichen oder unlöslichen Verbindungen, sowie von deren Inkorporationsweg, z. B. über den Atemtrakt oder Magen-Darm-Trakt. Im Gegensatz zum → Ganzkörperzähler gestattet die Exkretionsanalyse auch die Erfassung von Radionukliden mit niedriger Strahlungsenergie wie H-3 oder C-14.

Exnova, → Nova.

Exoelektron, bei exotherm verlaufenden Vorgängen frei werdendes Elektron geringer Energie, meist in der Größenordnung von 1 eV. Diese Elektronenemission tritt bei Einwirkung von bestimmten Stoffen, z. B. Jod oder Sauerstoff, auf frisch geschmirgelte oder aufgedampfte Metalloberflächen auf. Ursache dieser Emission ist ein exothermer Prozeß, da keinerlei äußere Energie zugeführt wird.

Exophorie, → Augenoptik.

Exosphäre, → Atmosphäre.

exotherm, Bezeichnung für eine chemische Reaktion, die unter Wärmeentwicklung verläuft, wobei also Wärme an die Umgebung abgegeben wird. Diese Wärme ist mit negativem Vorzeichen zu versehen und wird als → Reaktionswärme bezeichnet. Als e. werden Kernreaktionen bezeichnet, deren → Q-Wert größer Null ist. Gegensatz: → endotherm.

Expansion, *Ausdehnung,* Vergrößerung des verfügbaren Volumens. Die *E. der Gase* ist durch die Wärmebewegung der Gasmoleküle bedingt. Sie kann dem Gas künstlich durch Vergrößerung des verfügbaren Volumens aufgezwungen oder von dem Gas durch den Druck auf die einschließenden Wände erzwungen werden. Die E. der Gase wird technisch in Wärmekraftmaschinen genutzt. Gegensatz: → Kompression. Plötzliche E. stark komprimierter Gase bezeichnet man als → Explosion.

Viele Geowissenschaftler halten eine *E. der Erde* für wahrscheinlicher als die früher geforderte Schrumpfung. Als eine Begründung kann die Diracsche Kosmologie, eventuell in Verbindung mit der Hypothese von Ramsey dienen. → Erde, Abschn. Aufbau.

Im Zusammenhang mit der Rotverschiebung der Spektrallinien ferner Sternsysteme spricht man auch von einer *E. des Weltalls* (→ Kosmologie, → Rotverschiebung). In bestimmten kosmologischen Modellen wird der Abstand zwischen zwei Beobachtern, die bezüglich eines bestimmten Koordinatensystems ruhen, mit der Zeit immer größer. Da die Beobachter ruhen, wird der Raum als expandierend betrachtet. Eine Veranschaulichung liefert das Aufblasen eines Ballons, dessen sich dabei vergrößernde Oberfläche ein zweidimensionales Analogon für die E. des dreidimensionalen Raumes ist. Hier wird auch der Abstand zwischen zwei Marken auf dem Ballon mit der Zeit immer größer, ohne daß sich die Marken auf dem Ballon bewegen. Der Kosmos braucht nun als Ganzes nicht die Gestalt einer dreidimensionalen Kugel zu haben, die „aufgeblasen" wird. Es sind auch weniger anschauliche Raumformen möglich.

Das → kosmologische Postulat erzwingt für die Metrik der Welt das → Robertson-

Expansionsgeschwindigkeit

Walkersche Linienelement

$$ds^2 = c^2\,dt^2 - S^2(t)\,(1 - \varepsilon r^2/4)^{-2}\,(dr^2 + r^2\,d\Omega^2).$$

Für Beobachter, die in diesen Koordinaten ruhen, ist $dr = 0$ für alle Zeiten. Zwei solche Beobachter haben dann die Weltlinien $r_1 =$ konst. und $r_2 =$ konst. Der dreidimensionale Abstand l zwischen ihnen ist $l = \int_{r_1}^{r_2} S(t) \cdot (1 - \varepsilon r^2/4)^{-1}\,dr$. Er ist eine zeitabhängige Größe und wächst, wenn $S(t)$ wächst.

Expansionsgeschwindigkeit, → Kosmos.

Expansionskonstante, svw. Hubble-Konstante, → Hubble-Effekt.

Expansionsverhältnis, Verhältnis zwischen den Volumina einer Blasenkammer oder einer Nebelkammer vor und nach der Expansion, die zur Herbeiführung des empfindlichen Zustands der Übersättigung bzw. der Überhitzung führt. Das E. bestimmt die Empfindlichkeit der Kammern zur Registrierung hochenergetischer Teilchen: Bei zu großem E. kommt es zu spontaner Blasen- oder Tröpfchenbildung, bei zu kleinem E. bleiben die Kammern nur für Teilchen mit hohem Ionisationsvermögen empfindlich, während relativistische Teilchen mit minimaler Ionisation keine Spuren hinterlassen.

Experiment, planmäßig durchgeführte wissenschaftliche Versuche unter jeweils gleichen, möglichst übersichtlichen, vereinfachenden und reproduzierbaren, störende Einflüsse vermeidenden Bedingungen, die qualitative oder quantitative Aussagen über Naturvorgänge zu machen gestatten. Die prinzipielle Wiederholbarkeit der Einzelversuche ist wesentlich; sie sichert die Objektivität der Aussagen, da diese jederzeit nachgeprüft werden können. Das E. auch zur Prüfung der Theorie eingesetzt bleibt Mittel der Erkenntnis, als Kriterium der Wahrheit kann es Aussagen einer Theorie bestätigen oder als falsch verwerfen. Das *experimentum crucis* (lat. ‚Versuch des Kreuzes') entscheidet zwischen verschiedenen Theorien derselben Erscheinung, z. B. das Michelson-Experiment für die spezielle Relativitätstheorie. Jedes E. kann prinzipiell in die folgenden drei Teile untergliedert werden: 1) → Präparation der Systeme, 2) eigentliche → Wechselwirkung der Systeme mit anderen physikalischen Objekten, 3) Registration, d. i. die Messung der infolge der Wechselwirkung eingetretenen Änderungen des Zustands der zu untersuchenden Systeme (→ Meßprozeß in der Quantenmechanik). Als → Beobachtung bezeichnet man häufig die das E. abschließende Registration.

experimentum crucis, → Experiment.

Explosion, eine sehr plötzliche Ausdehnung von Gasen oder Dämpfen. Dabei ist es gleichgültig, ob die Gase bereits vor der E. vorhanden waren oder erst bei ihr gebildet werden. Im engeren Sinne versteht man unter E. eine sehr rasch verlaufende chemische Umsetzung von → Explosivstoffen. Exotherme chemische Reaktionen und Kettenreaktionen verlaufen oft explosionsartig, wenn oberhalb einer bestimmten Temperatur die entwickelte Reaktionswärme nicht mehr genügend schnell durch Leitung und Strahlung an die Umgebung abgeführt werden kann und die Reaktionsgeschwindigkeit dadurch sehr groß wird. Im offenen Raum läuft der beschriebene Vorgang als → Verbrennung ohne starke Drucksteigerung ab. Die Wärmeübertragung von der Zündstelle auf die benachbarten Schichten des Gemisches erfolgt dann durch normale Wärmeleitung. Die Reaktionszone schreitet langsam und ziemlich gleichmäßig von Schicht zu Schicht fort. Im geschlossenen Raum führt die mit der Reaktion verbundene Gasentwicklung und Wärmeausdehnung zu einem starken Druckanstieg, der sich als → Druckwelle unter Abschwächung nach allen Richtungen ausbreitet. Es kommt zur → Wärmeexplosion. Wird das explosive Gemisch nicht im ganzen, sondern nur an einer bestimmten Stelle auf die Entflammungstemperatur erhitzt, so pflanzt sich die E. mit der → Explosionsgeschwindigkeit durch den Gasraum fort. Meistens sind Explosionsvorgänge auf → Kettenraktionen zurückzuführen, die bei entsprechend hohen Temperaturen eine Kettenverzweigung erleiden, wodurch die Reaktionsgeschwindigkeit außerordentlich rasch anwächst. Man spricht dann von → Detonationen. Während die Umsetzung von Sprengstoffen und Gas-Luft-Gemischen bei Reaktionsgeschwindigkeiten bis zu etwa 2000 m/s als Wärmeexplosion auftritt, verlaufen Reaktionen mit einer Umsetzungsgeschwindigkeit von über 2000 m/s als Detonation. Die bei einer E. auftretende Reaktionswärme, bezogen auf die Masse des Explosivstoffes wird *Explosionswärme* genannt. Die auftretende Wärme ist meist nicht sehr groß und kein Maß für die Brisanz der Explosion. E.n können durch Temperaturerhöhung, Erschütterung u. a. oder wie meist bei festen Explosivstoffen durch eine → Initialzündung ausgelöst werden. Gemische brennbarer Gase und Dämpfe mit Luft explodieren nur innerhalb bestimmter Mischungsgrenzen, den *Explosionsgrenzen.* Unter der oberen bzw. unteren Explosionsgrenze versteht man diejenigen Grenzen in der Zusammensetzung eines Gasgemisches, unterhalb und oberhalb deren durch Fremdzündung keine von selbst fortschreitende Explosion hervorgerufen werden kann. Die *kritische Explosionsgrenze* stellt entweder den Druck dar, oberhalb dessen bei konstanter Temperatur in einem Gasgemisch die E. einsetzt, oder die Temperatur, oberhalb deren bei konstantem Druck die E. erfolgt. Letztere nennt man auch → Zündtemperatur. Als *Explosionspunkt* wird für Flüssigkeiten die Temperatur bezeichnet, bei der die Konzentration des gesättigten Dampfes über der Flüssigkeit im Phasengleichgewicht die untere bzw. obere Explosionsgrenze erreicht. Dementsprechend wird auch oft vom unteren bzw. oberen Explosionspunkt gesprochen.

Besonders gefährlich sind die Staubexplosionen, bei denen brennbarer Staub, z. B. Kohlenstaub in Brikettfabriken, im Gemisch mit Luft explosionsartig verbrennt. Gas-Luft-Gemische werden technisch als Treibstoff in Verbrennungskraftmaschinen verwendet.

Der *Explosionsschutz* umfaßt alle vorbeugenden Maßnahmen zur Vermeidung von E. Das kann 1) dadurch geschehen, daß man die Entstehung eines zündfähigen Gemisches vermeidet und 2) dafür sorgt, daß die Zündtemperatur nicht erreicht wird, falls sich trotz der Vorsichts-

maßnahmen doch ein explosives Gemisch bilden sollte.

Lit. Freytag: Handb. der Raumexplosion (Weinheim 1965); v. Schwartz: Handb. der Feuer- und Explosionsgefahr (München 1964); Wien-Harms: Handb. der Exp. Physik, Bd VIII, Tl. 1 (Berlin, Göttingen, Heidelberg).

Explosionsdruck, Druckverteilung in einer Explosionswelle. Im engeren Sinne versteht man darunter den Maximaldruck, der bei einer Explosion entsteht. Im Gegensatz zum → Detonationsdruck wird der E. durch bloße Volumenausdehnung der Gase erzeugt. Bei gasförmigen Explosionsgemischen unter Normalbedingungen beträgt er bis $2{,}5 \cdot 10^6$ N/m². Mit steigendem Druck des Ausgangsgemisches wächst jedoch auch der E. Bei festen Explosivstoffen erreicht der E. je nach Ladedichte Werte bis zu $1 \cdot 10^{10}$ N/m².

Explosionsformung, svw. Explosionsumformung.

Explosionsgeschwindigkeit, Ausbreitungsgeschwindigkeit der Grenzzone zwischen dem noch unveränderten Explosivstoff und den Reaktionsprodukten bei einer Explosion. Für die E. sind im wesentlichen zwei Faktoren maßgebend: 1) die äußeren Bedingungen, wie Größe und Form des Verbrennungsraumes, Strömungsverhältnisse der Gase, und 2) eine für das betreffende explosive Gemisch charakteristische Größe, die für die Flammenausbreitung allein verantwortlich ist, wenn man sich alle Störeinflüsse eliminiert denkt, die „normale" → Verbrennungsgeschwindigkeit (Flammengeschwindigkeit) genannt. Bei Verpuffung wurden E.en bis nahe an die Schallgeschwindigkeit beobachtet. E.n von einigen tausend m/s erhält man bei Detonationen (→ Detonationsgeschwindigkeit). Es ist grundsätzlich zwischen der E., der Strömungsgeschwindigkeit der Explosionsgase und der Reaktionsgeschwindigkeit der chemischen Umsetzung zu unterscheiden.

Explosionsgrenze, → Explosion.

Explosionsklassen. In der Elektrotechnik wird die Explosionsgefährlichkeit von Gasen und Dämpfen nach der Spaltweite, bei der ein Zünddurchschlag erfolgt, beurteilt. Bei einer Spaltlänge von 25 mm unterscheidet man entsprechend der Spaltweite drei E.n.

Explosionsklasse	Spaltweite
1	über 0,8 mm
2	über 0,5 bis 0,8 mm
3	0,5 mm

Weiteres → Zündgruppen.

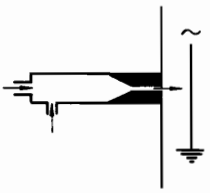
Explosionsmethode, Verfahren zur Untersuchung von Explosionsvorgängen und zur Bestimmung der inneren Energie und der spezifischen Wärmekapazität von Gasen bei konstantem Volumen.

Ein Gemisch aus brennbarem Gas, Sauerstoff und meist einem Inertgas wird in eine kugelförmige Druckbombe eingeschlossen und im Zentrum elektrisch gezündet. Der Druck- oder Temperaturanstieg wird gemessen. Solche Explosionsversuche sind besonders für das Studium technischer Verbrennungsvorgänge von großem Interesse.

Lit. Wien-Harms: Handb. der Exp. Physik, Bd VIII, 1. Tl. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959).

Explosionsmotor, → Verbrennungskraftmaschine, → Verbrennungsmotor.

Explosionsschallsender, eine Luftschallquelle außerordentlich hoher Leistung. Das Prinzip des E.s besteht darin, daß man ein Knallgasgemisch gegen eine Funkenstrecke bläst. Wird an die Funkenstrecke eine Wechselspannung gelegt, so läßt sich erreichen, daß jeder Funkenüberschlag eine getrennte Explosion auslöst. Die Schallquelle kann dadurch im gesamten Tonfrequenzbereich leicht ausgesteuert werden. Arbeitet man mit einer stetigen Zündquelle und unterbricht dafür den Knallgasstrom, so erhält man eine *Explosionssirene*.



Elektrisch gesteuerter Explosionsschallsender

Explosionstemperatur, die Maximaltemperatur, die bei einer Explosion entsteht. Ihre Messung ist jedoch sehr ungenau, da diese Temperaturspitze nur für eine außerordentlich kurze Zeit erreicht wird. In einfachen Fällen läßt sich die E. mit Hilfe der Detonationsgleichungen aus der Explosionswärme, der Menge, der Zusammensetzung und den spezifischen Wärmekapazitäten der beteiligten Gase ermitteln. Die Rechnung liefert dabei Temperaturen bis über 4000 °C.

Explosionsturbine, → Gasturbine.

Explosionsumformung, *Explosionsformung*, *Explosivumformung*, Verfahren zur gesteuerten Verformung von Werkstoffen unter Ausnutzung der bei einer → Explosion auftretenden hohen Drücke. Die Explosionswelle wirkt bei der Umformung unmittelbar oder über eine gasförmige oder flüssige Zwischenschicht auf den Blechzuschnitt, der über eine Matrize aufgelegt ist. Je nach der Entfernung der Sprengladung vom Blechzuschnitt können Umformdrücke bis etwa $3 \cdot 10^{10}$ N/m² erzeugt werden. Der außerordentlich rasche Druckanstieg bei der Explosion ruft eine Plastizität der Werkstoffe hervor. Die Umformung erfolgt daher ohne elastische Rückfederung, d. h. mit hoher Meßtoleranz des Werkstückes. Die E. wird für viele neue Konstruktionswerkstoffe, wie hochchromhaltige Stähle, Titan, Titanlegierungen, Beryllium u. a., bei denen konventionelle Verfahren große Schwierigkeiten bereiten, angewandt. Man setzt sie besonders im Flugzeug- und Raketenbau ein.

Lit. Gentzsch: Hochleistungsumformung, Umformung und Bearbeitung mit Explosivstoffen, Unterwasserfunken, komprimierten Gasen und Magnetismus (Düsseldorf 1962).

Explosionswelle, eine Druckwelle, die bei der Explosion von zündfähigen Stoffen in geschlossenen Räumen entsteht. Wird das explosive Gemisch an einer bestimmten Stelle auf die Entflammungstemperatur erhitzt, so pflanzt sich die Wärmeexplosion durch den Gasraum fort. Reine Wärmeexplosionen treten jedoch relativ selten auf. Meist schlagen die Explosionsvorgänge in → Detonationen um.

Explosivstoffe, chemisch einheitliche Stoffe oder Stoffgemische, deren Umsetzung stark exotherm ist. Die Reaktion verläuft je nach der Geschwindigkeit als stille thermische Zersetzung, Verbrennung, Verpuffung, Explosion oder Detonation.

Die E. werden nach ihrer Wirkungsweise in Initialsprengstoffe, Sprengstoffe, rauchschwache Pulver und pyrotechnische Sätze eingeteilt.

1) *Initialsprengstoffe* sind E., die durch Schlag, Reibung, Funken usw. entzündet wer-

den und deren Verbrennung sofort in Detonation übergeht. Sie dienen zur Einleitung der Detonation brisanter Sprengstoffe. Man bezeichnet die Initialsprengstoffe deshalb auch oft als *primäre E.* Dazu gehören solche chemischen Verbindungen wie Quecksilberfulminat (Knallquecksilber), Bleiazid, Bleitrinitroresorzinat.

2) *Sprengstoffe*, auch *sekundäre E.* genannt, bedürfen eines besonderen Impulses zur Einleitung der Explosion. Unter Normalbedingungen verbrennen sie stabil, ihre Detonation kann jedoch durch einen genügend starken Impuls mit Hilfe eines primären Explosivstoffs eingeleitet werden. Bei den Sprengstoffen unterscheidet man zwischen einheitlichen Verbindungen, zu denen z. B. Nitroglyzerin, Trinitrotoluol und Ammoniumpikrat gehören, und Sprengstoffgemischen, wie Schwarzpulver, Dynamite, Chloratsprengstoffe.

3) *Rauchschwache Pulver* sind E., die als Hauptbestandteil Zellulosenitrat in Gelform enthalten. Ihre Verbrennung bleibt bei schnellem Druckanstieg und bei hohen Drücken, beispielsweise im Geschütz, in Brennkammern von Raketen u. a., stabil und geht nicht in Detonation über.

4) *Pyrotechnische Sätze* sind die in der Pyrotechnik (Feuerwerkerei) verwendeten E. Sie umfassen Signal- und Leuchtsätze, Knall-, Treib-, Pfeif-, Rauch-, Nebel- und Gassätze, Blitzlichtsätze.

Lit. Andrejew: Thermische Zersetzung und Verbrennungsvorgänge bei Explosivstoffen (Mannheim 1962); Berthmann: Explosivstoffe (München 1960); Brunswig: Explosivstoffe (Leipzig 1923); Kast: Spreng- und Zündstoffe (Braunschweig 1921); Weichelt: Handb. der Sprengtechnik (4. Aufl. Leipzig 1961).

Explosivumformung, svw. Explosionsumformung.

Exponentialfunktion, Funktion $f(z) = e^z$, die der Differentialgleichung $\frac{d}{dz} f(z) = f(z)$ genügt. Sie ist in der gesamten komplexen Zahlenebene, mit Ausnahme des unendlich fernen Punktes, regulär. Ihre Taylor-Reihe lautet: $e^z = 1 + \frac{1}{1!} z + \frac{1}{2!} z^2 + \frac{1}{3!} z^3 + \cdots$. Die Umkehrfunktion der E. ist der Logarithmus. Für die E. gilt das Additionstheorem: $e^{z_1+z_2} = e^{z_1} \cdot e^{z_2}$; ihr Real- und ihr Imaginärteil ergeben sich aus der Beziehung $e^z = e^x (\cos y + i \sin y)$.

Exponentialleitung, eine inhomogene elektrische Leitung, bei der der Wellenwiderstand vom Ort abhängt. Bei der E. folgt er einem exponentiellen Gesetz.

exponentielle Schwächung, → ionisierende Strahlung 1.1).

Exposition, 1) X, in der ionisierenden Strahlung der Quotient aus der Ladung der Ionen gleichen Vorzeichens und der Masse der Luft, in der diese erzeugt werden. SI-Einheit ist das Coulomb je Kilogramm (C/kg), außerdem ist das Röntgen (R) üblich. → Dosis 1.2.3).

2) svw. Belichtung.

Expositionsleistung, $\dot{X}$, in der ionisierenden Strahlung der Quotient aus Exposition und Zeit bzw. aus Ionendosis und Zeit. SI-Einheit ist Ampere je Kilogramm (A/kg); außerdem ist das Röntgen je Sekunde (R/s) üblich. → Dosis 2).

Exposure, → Dosis.

extensive Größe, *Quantitätsgröße, additive Größe*, eine Größe, die sich beim Zusammenfügen zweier thermodynamischer Systeme additiv verhält, also beim Vergleich gleichartiger, aber verschieden großer Systeme proportional zum Volumen, zur Masse oder zur Teilchenzahl ist. Typische e. G.n sind z. B. Volumen, innere Energie und Entropie. Gegensatz: → intensive Größe.

Extinktion, allgemeiner Ausdruck für die Strahlungsschwächung, bestehend aus Absorption und Streuung. Zur quantitativen Beschreibung dient der *Extinktionskoeffizient a*, definiert durch das Bouguer-Lambertsche Gesetz $i = J e^{-ad}$. Hierin ist J die anfängliche Strahlungsintensität und i die Strahlungsintensität nach Durchlaufen einer Strecke d.

1) Die *atmosphärische E.* ist für die Astronomie und die Meteorologie von Bedeutung. Hierbei spielt die durchstrahlte Luftmasse m_L in Abhängigkeit von der Zenitdistanz ε_1 der Sonne oder des Gestirns eine wichtige Rolle, wobei angenähert $m_L = \sec \varepsilon_1$ gilt, für größere ε_1 jedoch m_L unter Berücksichtigung der Krümmung und der Refraktion der Atmosphäre aus Tabellen zu entnehmen ist. Der Extinktionskoeffizient a_λ ist wegen der Rayleigh-Streuung stark wellenlängenabhängig, wegen der Mie-Streuung im atmosphärischen → Aerosol stark von der Lufttrübung abhängig und wird wegen der Wasserdampfabsorption stark durch die Luftfeuchtigkeit beeinflußt. Die Größe $q_\lambda = e^{-a_\lambda} = i_\lambda / J_\lambda$ heißt *Transmissionskoeffizient* und ist ein Maß für die spektrale Durchlässigkeit der Atmosphäre. Betrachtet man das Modell einer reinen Luftsphäre, dann spricht man von der *Rayleigh-Extinktion*, während man einer reinen Dunstsphäre die *Dunst-Extinktion* zugrunde legt. Für den Dunst-Extinktionskoeffizienten d_λ wurde von A. Ångström der Ansatz $d_\lambda = \beta \lambda^{-\alpha}$ (→ Lufttrübung) gemacht, wobei der Trübungskoeffizient β in der nebel- und wolkenfreien Atmosphäre zwischen 0,02 und 0,4% schwankt und der Wellenlängenexponent α im Mittel den Wert 1,3 hat. → Globalstrahlung.

Lit. Foitzik u. Hinzpeter: Sonnenstrahlung und Lufttrübung (Leipzig 1958).

2) Unter *kristallographischer E.* versteht man die Schwächung des einfallenden Röntgenstrahls infolge Braggscher Reflexion. Man unterscheidet:

a) *E. 1. Art* (*Primärextinktion*). Ist die Braggsche Reflexionsbedingung für den einfallenden Strahl erfüllt, so ist sie es auch für den reflektierten Strahl, so daß dieser wieder reflektiert wird. Zweimal reflektierter Strahl und Primärstrahl sind parallel und haben eine Phasenverschiebung von π, da die Reflexion mit einem Phasensprung von $\pi/2$ erfolgt. Der zweimal reflektierte Strahl schwächt daher den Primärstrahl. Die E. 1. Art tritt nur bei Kristallen auf, die so perfekt sind, daß die Braggsche Reflexionsbedingung in größeren Bereichen erfüllt ist. Da die meisten Kristalle mit Gitterfehlstellen behaftet sind, gibt es in ihnen keine hinreichend großen kohärentstreuenden Kristallvolumina, so daß die E. 1. Art keine Rolle spielt.

b) *E. 2. Art* (*Sekundärextinktion*). Jeder in Reflexionsstellung befindliche Bereich des Kri-

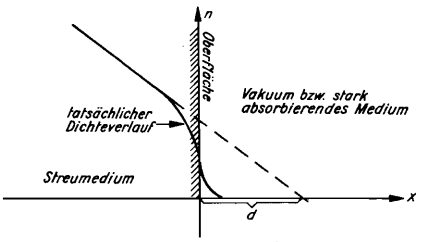
stalls lenkt einen Teil des Energiestroms aus der Richtung des Primärstrahls in die des reflektierten Strahls ab und vermindert dadurch die Intensität des Primärstrahls, der auf dahinter liegende Bereiche fällt.

Extinktionsmessung, → Tyndall-Effekt.

extragalaktischer Nebel, → Sternsystem.

Extrapolationskammer, → Ionisationskammer, → Dosimeter 4).

Extrapolationslänge, *extrapolierte Grenze,* eine charakteristische Größe für das Verhalten der Neutronendichte am Rande eines Streumediums. In der Nähe ebener Oberflächen einer Streusubstanz fällt die Neutronendichte bzw. auch der Neutronenfluß linear zum Rand hin ab. Da mit Sicherheit einige Neutronen durch die Oberfläche abdiffundieren, können weder der Dichtegradient noch die Neutronendichte selbst an der Oberfläche verschwinden. Die lineare Extrapolation des tatsächlichen Verlaufes der Neutronendichte bzw. des Neutronenflusses nach außen wird gleich Null im Abstand $x = d = 0{,}71 \cdot \lambda_{tr}$; dabei ist λ_{tr} die → Transportweglänge. Die Strecke d nennt man E. (Abb.). Aus



Lineare Extrapolation des Randabfalls der Neutronendichte n in der Nähe einer ebenen Oberfläche

dem Verhalten des Neutronenflusses am Rande eines Streumediums kann man deshalb die Transportweglänge bestimmen; umgekehrt läßt sich bei bekannter Transportweglänge für ein Medium die um den Abstand einer E. außerhalb der wahren Oberfläche befindliche effektive Oberfläche festlegen, wo bestimmte Randbedingungen erfüllt sein müssen, wie z. B. das Verschwinden des Neutronenflusses.

extrapolierte Reichweite, → ionisierende Strahlung 2.4).

extraterrestrische Sonnenstrahlung, → Solarkonstante, → Sonnenspektrum.

Extremale, → Variationsrechnung.

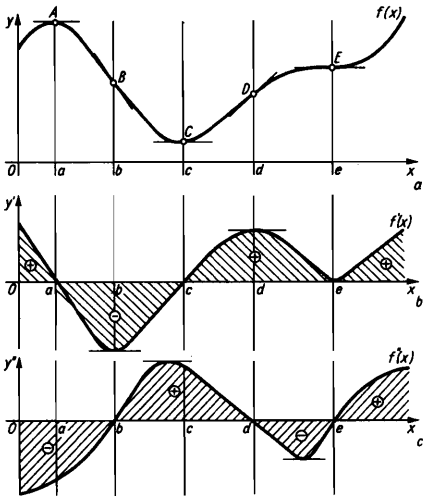
Extremalkorrelation, → Korrelation.

Extremalprinzip der Mechanik, → Prinzipe der Mechanik.

Extremalprinzipe der Plastizitätstheorie, → Plastizitätstheorie.

Extremwert, der größte oder kleinste Wert einer Funktion $f(x)$, meist als *relativer E.* bezogen auf die Umgebung einer Stelle x_0; man bezeichnet $f(x_0)$ als *Maximum,* falls für diese Umgebung gilt $f(x) < f(x_0)$, und als *Minimum,* falls in ihr $f(x) > f(x_0)$. Notwendig für die Existenz des E.s ist $f'(x_0) = 0$, das Verschwinden der ersten Ableitung im Punkt x_0. Ein Maximum liegt vor, wenn $f''(x_0) < 0$ ist, ein Minimum, wenn $f''(x_0) > 0$ ist (Abb.).

Wenn $f''(x_0) = 0$ ist, dann müssen noch höhere Ableitungen gebildet werden. Es gilt: Ist die



Die Funktion und ihre Ableitungen: *a* Funktionskurve, *b* Kurve der ersten Ableitung, *c* Kurve der zweiten Ableitung

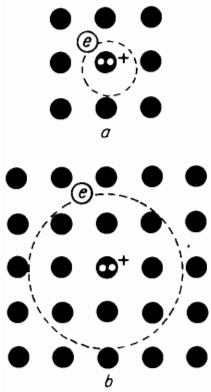
Ordnung der ersten nichtverschwindenden Ableitung gerade, so liegt ein Maximum vor, wenn diese Ableitung negativ im Punkt x_0 ist, ein Minimum, wenn sie positiv ist. Ist die Ordnung dieser Ableitung ungerade, dann liegt bei x_0 kein E. von $f(x)$ vor.

Eine Funktion von n Veränderlichen $f(x_1, \ldots, x_n)$ hat im Punkt $P_0 = (x_1^0, \ldots, x_n^0)$ einen E., wenn $f(x_1, \ldots, x_n) > f(x_1^0, \ldots, x_n^0)$ oder $f(x_1, \ldots, x_n) < f(x_1^0, \ldots, x_n^0)$ in einer gewissen Umgebung von P_0 gilt. Notwendig für die Existenz dieses E. ist, daß in P_0 die n ersten Ableitungen verschwinden, daß $\left.\frac{\partial f}{\partial x_i}\right|_{x = x_i^0} = 0$ für $i = 1, \ldots, n$. Das Auftreten eines Maximums oder eines Minimums hängt von mehreren Bedingungen ab. Im Fall einer Funktion zweier Veränderlicher gilt: Es liegt ein Maximum bzw. Minimum vor, falls $D = (f_{xx} f_{yy} - f_{xy}^2)_{x = x^0,\ y = y^0} > 0$ ist und $f_{xx} < 0$ bzw. $f_{xx} > 0$ ist. Für $D < 0$ liegt kein E. vor. Im Falle $D = 0$ sind spezielle Untersuchungen nötig.

Exzeßgrößen, thermodynamische Zusatzgrößen. Sie werden besonders in der Thermodynamik flüssiger Nichtelektrolytmischungen für die Differenzen $\Delta Z = Z^E \equiv {}^E Z = Z_i - Z_i^{id}$ zwischen einem in der betreffenden realen Mischphase auftretenden Wert einer Zustandsfunktion Z_i einer Komponente i und ihrem in einer idealen Mischung gleicher Zusammensetzung geltenden Wert Z_i^{id} angewandt. Eine der wichtigsten Exzeßgrößen ist das chemische Zusatzpotential, das unmittelbar mit dem Aktivitätskoeffizienten der betreffenden Komponente verknüpft ist nach $\mu_i^E = RT \ln f_i$. Durch die Auftrennung der thermodynamischen Funktionen in einen Ideal- und einen Exzeßanteil wird die theoretische thermodynamische und statistische Behandlung der Mischphasen sehr erleichtert.

Exziton, angeregter Zustand im Elektronensystem von Halbleitern und Isolatoren, der mit der Bildung eines Elektron-Loch-Paares zusammenhängt. Die Anregung eines Elektrons

Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit



1 Illustration eines Frenkel-Exzitons (*a*) und eines Wannier-Mott-Exzitons (*b*). e Elektron, ⊕ + durch optische Anregung verbliebene positive Ladung. In beiden Fällen kann das Exziton als Welle durch den Kristall wandern

im Festkörper läßt am angeregten Atom bzw. im Valenzband ein Loch zurück, dessen positive Ladung infolge der Coulombschen Anziehungskraft das angeregte negativ geladene Elektron anzieht. Elektron und Loch bewegen sich nicht unabhängig, sondern als gemeinsames Gebilde durch den Festkörper und können dabei Anregungsenergie, nicht aber Ladung transportieren. Ein E. ist demnach ein beweglicher Anregungszustand, der sich als Welle (Polarisationswelle) im Kristall ausbreiten kann.

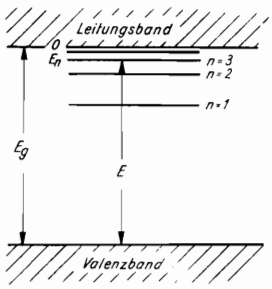
Bei der Beschreibung der Struktur der E.en unterscheidet man zwei Grenzfälle: einen von Frenkel angegebenen Fall und einen von Mott und Wannier betrachteten Fall. Abb. 1 veranschaulicht diese beiden Fälle.

Bei einem *Frenkel-Exziton* ist der angeregte Zustand auf die Nähe eines Ions oder Moleküls lokalisiert, d. h., Elektron und Loch befinden sich in der Nähe des gleichen Gitterpunktes. Da jeder Anregungszustand äquivalent, d. h. „in Resonanz" mit Anregungszuständen ist, die an anderen Gitterpunkten lokalisiert sind, kann sich der Anregungszustand von einem Gitterpunkt zum anderen fortpflanzen. Der tatsächliche vorliegende Anregungszustand wird infolge der Translationssymmetrie des Kristalls den Charakter einer Welle mit einem bestimmten Ausbreitungsvektor haben. Infolge des geringen Abstandes des Elektrons vom Loch (kleiner Exzitonenradius) ist die Bindung des Frenkel-Exzitons relativ stark. Frenkel-Exzitonen werden vor allem in Alkalihalogeniden und Molekülkristallen beobachtet. In Alkalihalogeniden wird die zur Bildung eines Frenkel-Exzitons erforderliche Energie E_B meist gut durch die empirische *Hilsch-Pohl-Formel* gegeben: $E_B = E_A - E_I + \alpha_\mu e^2/a$, wobei E_A die Elektronenaffinität des Halogenatoms, E_I die Ionisierungsenergie des Alkaliatoms, α_μ die Madelung-Konstante, e die Elektronenladung und a der kleinste Abstand von Halogen- und Alkalitatom im Kristall sind.

Wannier und Mott betrachten den anderen Grenzfall, bei dem sich ein Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband eines Halbleiters zu einem gemeinsamen Gebilde zusammenfinden, wobei der Radius des E.s groß ist im Vergleich zur Gitterkonstanten und das E. folglich vergleichsweise schwach gebunden ist (Wannier-Mott-Exziton). Das System hat dann starke Ähnlichkeit mit einem Wasserstoffatom, noch mehr aber mit einem Positroniumatom, das aus einem Positron und einem Elektron besteht und in ein Dielektrikum eingebettet ist. Das Elektron-Loch-Wechselwirkungspotential $V(r)$ ist näherungsweise $V(r) = -e^2/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_s r$, wobei r der Abstand von Elektron und Loch, ε_s die statische Dielektrizitätskonstante und ε_0 die Influenzkonstante sind. Ein solches System besitzt ähnlich wie ein Wasserstoffatom sowohl gebundene Zustände als auch Kontinuumzustände. Die Energieniveaus der gebundenen (diskreten) Zustände genügen einer modifizierten Rydberg-Formel:

$$E = E_g + E_n \text{ mit } E_n = -\mu W_H/m\varepsilon_s^2 n^2. \qquad (1)$$

Dabei ist E_g die Breite der verbotenen Zone, der Energienullpunkt ist der obere Rand des Valenzbandes. W_H bedeutet die Ionisationsenergie des Wasserstoffatoms, n die Hauptquantenzahl und m die Elektronenmasse. $\mu = m_e m_h/(m_e + m_h)$ ist die reduzierte Masse des E.s, wobei m_e die effektive Masse des Elektrons und m_h die des Loches sind. Die tiefste Energie E_1, die man aus Gleichung (1) für $n = 1$ erhält, ist offensichtlich diejenige Energie, die aufgewendet werden muß, um ein E. im Grundzustand aufzubrechen, d. h., um Elektron und Loch zu trennen (Exzitonbindungsenergie oder Exzitonionisierungsenergie). Das Energieniveauschema eines Wannier-Mott-Exzitons veranschaulicht Abb. 2. Genau genommen ist jedes Exzitonen-



2 Energieniveauschema eines Wannier-Mott-Exzitons mit ruhendem Schwerpunkt

niveau ein Exzitonenband, da ein E. noch zusätzlich kinetische Translationsenergie $\hbar^2\vec{K}^2/2M_{ex}$ besitzen kann. $M_{ex} = m_e + m_h$ ist die Gesamtmasse des E.s, $\vec{K}$ ist der Ausbreitungsvektor des E.s.

Wannier-Mott-Exzitonen werden in erster Linie in Element- und Verbindungshalbleitern beobachtet. Die Existenz von E.en zeigt sich in einer Vielzahl von optischen Erscheinungen in Halbleitern und Isolatoren, am überzeugendsten ist das Auftreten von Linien in der optischen Absorption und Emission. Daneben spielen E.en auch eine Rolle bei der Photoemission aus Isolatoren und in der Photoleitung.

Lit. Haug: Theoretische Festkörperphysik (Wien 1964); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch 2. Auflage München u. Wien 1969).

Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit, Effekt, der zum Auftreten einer anziehenden Wechselwirkung zwischen Elektronen des Leitfähigkeitsbandes führt und damit die Voraussetzung für → Supraleitfähigkeit darstellt. Da die anziehende Wechselwirkung beim E. d. S. wesentlich höher sein könnte als beim → Elektronen-Phononen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit, könnten dort auch höhere kritische Temperaturen, u. U. bis zu Zimmertemperatur, auftreten. Die entsprechenden *Exzitonensupraleiter* würden voraussichtlich sehr komplizierte Substanzen darstellen. In Frage kommen Systeme aus abwechselnd isolierenden und metallisch leitenden sehr dünnen Schichten, die als *zweidimensionale Supraleiter* bezeichnet werden, oder organische Kettenmoleküle mit polarisierenden Seitenketten, die man *eindimensionale* oder *organische Supraleiter* nennt. Die Existenz von Exzitonensupraleitern konnte noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Es wird für möglich gehalten, daß eine Erhöhung der kritischen Temperatur von 0,4 K auf etwa 4 K auf den E. d. S. zurückzuführen ist, die beim Einlagern monomolekularer Pyridinschichten in

Niobselenidkristalle mit Schichtstruktur auftritt.

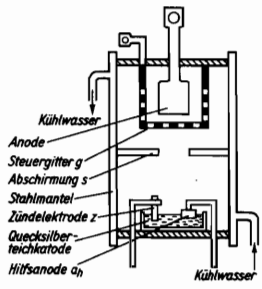
Exziton-Störstellen-Komplex, *lokalisiertes Exziton, gebundenes Exziton*, ein → Exziton, das an eine Störstelle in einem Kristall gebunden ist. E.-S.-K.e wurden vor allem in den Elementhalbleitern (Ge und Si) und in den II-VI-Halbleitern (z. B. CdS) und III-V-Halbleitern (z. B. GaP) beobachtet. Die Bindungsenergie des Exzitons an die Störstelle beträgt oft nur wenige meV, daher sind E.-S.-K.e nur bei hinreichend tiefen Temperaturen stabil.

Ein E.-S.-K. kann auf zwei Arten entstehen. 1) Durch Absorption eines Photons passender Energie wird in der Umgebung einer Störstelle ein Elektron aus dem Valenzband angeregt, das mit dem zurückbleibenden Loch ein an der Störstelle lokalisiertes Exziton bildet. 2) Durch Lichtabsorption entstehen primär freie Exzitonen, die durch den Kristall wandern und beim Zusammentreffen mit einer Störstelle an diese gebunden werden. Ein gebundenes Exziton kann durch strahlende Rekombination des Elektrons mit dem Loch wieder annihilieren, was zur Emission eines Photons führt. Die Differenz zur Annihilationsenergie des freien Exzitons gibt die Bindungsenergie des E.-S.-K.es. Neben diesen außerordentlich scharfen Linien, die dem → Null-Phonon-Übergang entsprechen, werden im Emissionsspektrum auch zahlreiche Phonon-Seitbanden beobachtet. Das Emissionsspektrum eines E.-S.-K.es zeigt in einem äußeren Magnetfeld einen Zeeman-Effekt, der zur Analyse der E.-S.-K.e ausgenutzt wird.

Eine Bindung eines Exzitons ist sowohl an atomare → Störstellen als auch an molekulare Störstellen möglich. Bei den atomaren Störstellen unterscheidet man Bindung an Donatoren, an Akzeptoren und an isoelektronische Störstellen. Bei einer Bindung an einen neutralen Donator bzw. einen neutralen Akzeptor liegt eine gewisse Analogie zum H_2-Molekül vor. Die Bindung der vier geladenen Teilchen – Elektron und Loch des Exzitons, Donatorelektron und positiver Donatorrumpf – erfolgt wesentlich durch → Austauschwechselwirkung. Ein E.-S.-K. kann in Effektivmasseapproximation berechnet werden. Die Bindungsenergie des Exzitons an den Donator beträgt nach einer empirischen Regel von Haynes etwa $^1/_{10}$ der Donator-Ionisierungsenergie. Bei E.-S.-K.en dieser Art wird die Quantenausbeute für die strahlende Rekombination, nämlich das Verhältnis der Zahl der emittierten Photonen zur Zahl der absorbierten Photonen, stark durch einen dem Auger-Effekt ähnlichen Mechanismus verringert: Die bei der Rekombination von Elektron und Loch freiwerdende Energie wird mit gewisser Wahrscheinlichkeit nicht als Photon emittiert, sondern zur Ionisierung des Donators benutzt. Bei einem E.-S.-K., der aus einem an einen ionisierten Donator bzw. Akzeptor gebundenen Exziton besteht (Analogie zum H_2^--Molekül), ist dagegen eine strahlungslose Auger-Rekombination nicht möglich. Ein weiterer Typ von E.-S.-K.en liegt vor bei der Bindung eines Exzitons an eine → isoelektronische Störstelle.

Auch in Alkalihalogeniden werden E.-S.-K.e beobachtet. Die zugehörigen Absorptions- bzw. Emissionsbanden sind jedoch wesentlich breiter: Die α-Bande entspricht einem an ein ionisiertes F-Zentrum gebundenen Exziton, die β-Bande der Bindung an ein neutrales, mit einem Elektron besetztes F-Zentrum.

Exzitron, eine Gasentladungsröhre mit Quecksilberkatode. Über die Zündelektrode z wird eine Hilfsentladung ausgelöst, die durch die Hilfsanode a_h aufrechterhalten wird. Über das Steuergitter g kann die eigentliche Bogenentladung ausgelöst werden. Eine Abschirmung s erhöht die Spannungsfestigkeit zwischen Anode und Katode in der Sperrphase. E.s werden als Gleichrichter für größere Leistungen eingesetzt.



Schematische Darstellung eines Exzitrons

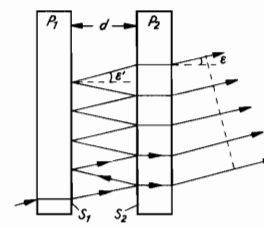
f, 1) → Femto. **2)** → Fermi. **3)** *f*, → Brennweite. **4)** *f*, → Frequenz.

°f, → Härtegrade.

F, 1) → Farad. **2)** → Faraday. **3)** F., Abk. für Fließpunkt, → Schmelzen.

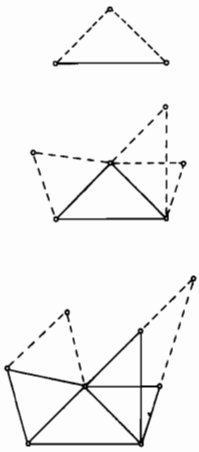
°F, → degree Fahrenheit, → Temperaturskala.

Fabry-Perot-Interferometer, *Fabry-Perot-Etalon, Fabry-Perot-Interferenzspektroskop, Luftplattenspektroskop*, ein als Etalon dienendes Interferenzspektroskop, das die mit Hilfe einer planparallelen Luftplatte erzeugten Interferenzen benutzt. Es besteht aus zwei eben geschliffenen, schwach keilförmigen Glas- oder Quarzplatten P_1 und P_2, deren einander zugekehrte Flächen S_1 und S_2 durchlässig verspiegelt sind (Abb.). Diese werden so justiert, daß sie genau



Strahlengang im Fabry-Perot-Interferometer

parallel sind. Das auf das F.-P.-I. auffallende Licht wird in der zwischen den Platten planparallelen Luftschicht der Dicke d z. T. mehrfach hin und her reflektiert, ehe es aus P_2 wieder austritt. Durch das Zusammenwirken dieser zahlreichen Strahlenbündel, für die der Gangunterschied von Bündel zu Bündel um gleiche Beträge fortschreitet, entstehen in der Brennebene einer vorgeschalteten Sammellinse überaus scharfe Interferenzmaxima hoher Ordnung, die bei durchfallendem Licht als helle Kreise auf dunklem Grunde erscheinen. Sie können in der Brennebene photographiert werden. Aus der Theorie



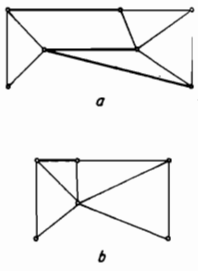
1 Bildung ebener Fachwerke mit einfachem Aufbau

folgt, daß die hellen Zonen eines solchen Ringes sehr scharf sind im Vergleich zu den dunklen Ringen und daß die Ringe mit zunehmendem Reflexionsvermögen der Spiegelflächen schärfer werden.

Da für den Gangunterschied $m \cdot \lambda$ zweier benachbarter Teilstrahlen bei einer Platte mit dem Brechungsindex n die Gleichung $m \cdot \lambda = 2d \cdot n \cdot \cos \varepsilon'$ gilt, erhält man für das F.-P.-I. $m = 2d/\lambda$ unter der Voraussetzung, daß der Reflexionswinkel ε' klein ist und dem Ausfallswinkel ε gleichgesetzt werden kann. Da die Platte aus Luft besteht, wurde $n = 1$ gesetzt. Weiter erhält man für das Auflösungsvermögen die Beziehungen $\lambda/\Delta\lambda = m/b$, wobei $b \approx \frac{1-R}{\pi R}$ der reziproke Wert der nutzbaren Reflexionen ist. Für das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ folgt dann $\Delta\lambda = \lambda/m$ und für die Winkeldispersion $\partial\lambda/\partial\varepsilon = 2d\varepsilon/m$. Der Winkelunterschied zweier benachbarter Ordnungen, der Ordnungsabstand, ist $\Delta\varepsilon = \lambda/2d\varepsilon$.

Für die Intensitätsverteilung des in der Brennebene der Sammellinse entstehenden Ringsystems gilt die *Airy-Formel*

$$I = \left(\frac{T^2}{(1-R)^2}\right) \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)};$$



2 Bildung ebener Fachwerke mit nicht einfachem Aufbau: *a* Verbindung zweier einfacher Fachwerke durch drei Stäbe, *b* Verbindung zweier einfacher Fachwerke durch einen Stab und ein Gelenk

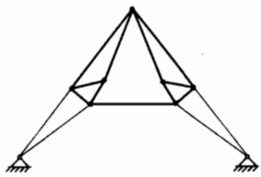
T = Transparenz, R = Reflexionsvermögen, α = ein Maß für den Gangunterschied. Diese Formel gilt streng nur bei Verwendung monochromatischen Lichtes der Wellenlänge λ und bei Vorhandensein von unendlich ausgedehnten, exakt ebenen Spiegelflächen. Tolansky berücksichtigte als erster auch die Absorption A des Verspiegelungsmaterials und setzte $1 = R + T + A$. Er erhielt für das Intensitätsmaximum $I_{max} = \left(\frac{1-R-A}{1-R}\right)^2$ und für das Intensitätsminimum $I_{min} = \left(\frac{1-R-A}{1+R}\right)^2$.

Als Verspiegelungsmaterialien werden Silber für das langwellige Spektralgebiet und Aluminium für das kürzerwellige Spektralgebiet benutzt. Heute verwendet man meist dielektrische Vielfachschichten, mit denen man ein größeres Reflexionsvermögen bei besserer Durchlässigkeit der Schichten erreicht.

Mit dem beschriebenen Interferometer ist es möglich, sich dem jeweils vorhandenen Problem anzupassen, da man Verspiegelungen und Etalondicke verändern kann.

Fachwerk, ein ebenes oder räumliches System von geraden Stäben, die an ihren Endpunkten im Sinne einer Idealisierung durch reibungsfreie Gelenke (Knoten) miteinander verbunden sind. Die äußeren Belastungen und Stützkräfte greifen nur an den Knotenpunkten an, so daß in den Stäben nur Längskräfte (Zug- und Druckkräfte) auftreten. In der Praxis treffen diese Idealisierungen nicht zu. Die Stäbe sind miteinander vernietet oder verschweißt, und selbst bei vorhandenen Gelenken sind Reibungskräfte wirksam, so daß zusätzliche Beanspruchungen entstehen, die nur mit der Theorie statisch unbestimmter Systeme berechnet werden können. Unter obengenannten Voraussetzungen ist es jedoch möglich, die Stabkräfte auf einfache Weise, für viele praktische Belange hinreichend genau zu bestimmen.

Ein *ebenes F.* ist dadurch gekennzeichnet, daß die Fachwerkstäbe und die Belastungskräfte in einer Ebene liegen. Ebene F.e mit einfachem Aufbau ergeben sich, ausgehend von einem Stab, durch Hinzufügen weiterer Knotenpunkte, die jeweils durch zwei, nicht auf einer Geraden liegende Stäbe an die schon vorhandene Figur angeschlossen werden. Ebene F.e mit nicht einfachem Aufbau lassen sich entweder durch Verbindung z. B. zweier F.e mit einfachem Aufbau durch drei Stäbe, die sich nicht in einem Punkt schneiden dürfen, durch einen Stab und ein Gelenk entwickeln, oder entstehen, indem man aus vorhandenen F.en Stäbe herausnimmt und sie so an anderer Stelle einsetzt, daß die kinematische Starrheit erhalten bleibt. Hierzu gehören auch F.e mit einer Grundfigur. Eine *Grundfigur* umfaßt mindestens sechs Knotenpunkte, von denen jeweils mindestens drei Stäbe ausgehen. Die Grundfigur ist weiterhin dadurch gekennzeichnet, daß die Zerlegung in zwei Stabkräfte nicht an jedem Knoten möglich ist. Zur Stabkraftbestimmung von F.en mit Grundfigur müssen besondere Verfahren, wie das Schnittverfahren von Ritter, Überlagerungsverfahren, Verfahren des unbestimmten Maßstabes, Stabvertauschung nach Henneberg, Methode der Culmannschen Geraden u. a. herangezogen werden. Die Berechnung der Stabkräfte eines F.es geschieht mit Hilfe der Gleichgewichtsbedingungen am Massenpunkt, die für jeden Knoten angesetzt werden können.

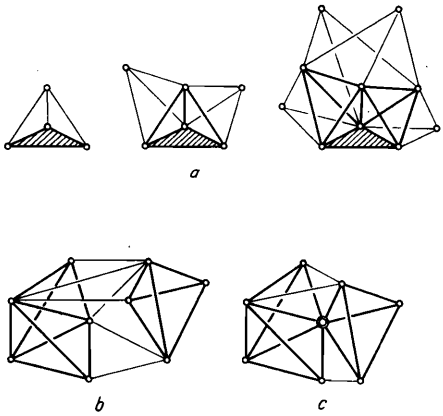


3 Ebenes Fachwerk mit Grundfigur

Ein ebenes F. ist statisch bestimmt, wenn $s = 2 \cdot k - 3$ gilt; statisch unbestimmt, wenn $s > 2 \cdot k - 3$ ist, die Bestimmung der Stabkräfte erfolgt dann unter Hinzuziehung elastischer Gleichungen, statisch unterbestimmt, wenn $s < 2 \cdot k - 3$ ist. Dabei sind k die Anzahl der Knoten, s die Anzahl der Stäbe.

Bei einem *räumlichen F.* liegen die Fachwerkstäbe nicht in einer Ebene. Die Art der Belastung ist räumlich. Räumliche F.e mit einfachem Aufbau ergeben sich ausgehend von einem Dreieck durch Hinzufügen weiterer Knoten, die jeweils mittels dreier Stäbe, die nicht in einer Ebene liegen dürfen, angeschlossen sind. Räumliche F.e mit nicht einfachem Aufbau ergeben sich entweder durch Verbindung von zwei einfachen Fachwerken mit Hilfe von sechs Stäben, die nicht von einer Geraden geschnitten werden können, oder durch Vertauschen von Stäben an vorhandenen, einfachen Fachwerken, so daß die kinematische Starrheit erhalten bleibt.

Ein räumliches F. ist statisch bestimmt, wenn $s = 3 \cdot k - 6$ gilt. Räumliche Sonderfachwerke sind die *Flechtwerke*. Die Knotenpunkte und Stäbe sind alle auf einem Mantel enthalten, der einen einfach zusammenhängenden Raum um-



4 Fachwerk: *a* Bildung räumlicher Fachwerke mit einfachem Aufbau, *b* Bildung räumlicher Fachwerke mit nicht einfachem Aufbau durch Verbindung zweier einfacher Fachwerke durch sechs Stäbe, *c* durch Verbindung zweier einfacher Fachwerke durch drei Stäbe und ein Gelenk

schließt, z. B. ein Polyeder. Beim *Tonnenflechtwerk* befinden sich alle Stäbe und Knoten auf einem Zylindermantel. Die auf Parallelkreisen und achsenparallelen Geraden liegenden Stäbe bilden vierseitige Felder, die durch Diagonalstäbe in Dreieckflächen zerlegt sind. Die Basispolygone sind ebenfalls durch Diagonalstäbe in Dreieckfelder zerlegt, womit ein vollumschlossener Flechtwerkmantel entsteht. Beim *Kugelflechtwerk* befinden sich alle Stäbe und Knoten des Fachwerkes auf einem Kugelmantel. Die Stäbe auf dem Breitenkreis heißen Ringstäbe, die auf dem Längskreis Sparren. Die Diagonalstäbe verbinden jeweils die zwei Eckpunkte der durch Ringstäbe und Sparren aufgespannten Netzwerkflächen. Die *Schwedlersche Kuppel* ist aus dem Kugelflechtwerk durch Entfernen der Spitze und der von ihr ausgehenden Stäbe entwickelt. Der Trägerverband endet im sogenannten Nabelring. Ein weiteres räumliches Sonderfachwerk ist das *Netzwerk*. Es ist ein Sonderfall der Schwedlerkuppel, bei der zwei aufeinanderfolgende Breitenringe so gegeneinander verdreht sind, daß jedem Stab des einen Ringes ein Knoten des anderen gegenübersteht.

Fackel, → Sonne.

Fadendistanzmesser, → Entfernungsmesser.

Fadenelektrometer, → Elektrometer.

fadenförmiger Raum, → Abbildung.

Fadeninstrumente, elektrische Meßgeräte, in denen Fäden oder Drähte aus Platin, Quarz u. a. als bewegliches Organ benutzt werden, z. B. in → Elektrometern (Fadenelektrometer).

Fadenpendel, → Pendel.

Fadensonde, einfaches Gerät zur näherungsweisen Bestimmung der Strömungsrichtung und der Grenzschichtablösung. An einem dünnen Stiel ist ein leichter Faden aus Wolle oder Kunstfaser befestigt, der sich bei genügend großer Luftgeschwindigkeit ziemlich genau in Strömungsrichtung einstellt. Mit der F. können der gesamte Strömungsquerschnitt abgetastet und → Totwasser (Ablösungsgebiete) festgestellt werden. In gesunder Strömung stehen die Fäden fast still, in Wirbelgebieten und beim Abreißen der Strömung flattern sie stark und folgen etwa den Stromlinien. Zur Untersuchung großer Strömungsquerschnitte wird eine Vielzahl von Fäden an dünnen, über dem Querschnitt gespannten Drähten befestigt. Bei Strömungskörpern, z. B. Tragflügeln und Automobilmodellen, oder bei durchsichtigen Durchströmteilen wird die benetzte Oberfläche mit Fäden beklebt. Wenn die Strömung haftet, stehen die Fäden ruhig, in Ablösungsgebieten flattern sie unruhig.

Fadenstrahl, Strahl schneller Elektronen, der in Gasen, meist Edelgasen, bei Drücken von etwa 10^{-2} bis 10^{-3} Torr zufällig oder gewollt auftritt, sich bis zu mehreren Metern Länge erstrecken kann. Durch Bremsung und Streuung verlangsamte Strahlelektronen regen das Grundgas längs ihres Weges an; die Emission des Grundgases macht den F. sichtbar. Zugleich wird das Grundgas etwas ionisiert. Während dabei die leichteren und damit beweglicheren Elektronen sehr schnell aus dem Plasmaschlauch herausdiffundieren, bilden die schweren positiven Ionen im Kern des Elektronenstrahls eine positive Raumladung, die den Elektronenstrahl über lange Wegstrecken scharf gebündelt zusammenhält. Diese *Gaskonzentrierung* verhindert trotz der Coulomb-Abstoßung ein Auffächern des F.s. F.en dienen z. B. zur Bestimmung der spezifischen Elektronenladung. Wegen ihrer nicht trägheitsfreien Ablenkung sind Geräte, die mit F.en arbeiten, von den Hochvakuum-Oszillographenröhren mit elektronenoptischer Strahlfokussierung verdrängt worden.

Fading, 1) Photographie: Schwund des Latentbildes, wenn zwischen Exposition und Entwicklung ein längerer Zeitraum verstreicht. Beim Filmdosimeter wird durch das F. eine Unterbewertung der Dosisleistung unter Normalbedingungen von etwa 10% je Monat bewirkt. Das F. hängt stark von Umwelteinflüssen wie Feuchtigkeit und Temperatur ab.

2) Dosimetrie: der Rückgang der Anzeige von Festkörperdosimetern mit wachsender Zeitspanne nach der Bestrahlung.

3) Hochfrequenztechnik: svw. Schwunderscheinungen.

Fahnenflattern, Eigenschaft des Fahnentuches im Wind. Eine Fahne stellt sich unter Wirkung der Strömungskräfte immer in Windrichtung ein und flattert, wenn sie nicht versteift ist. Hat das Fahnentuch zufällig einen Buckel, der z. B. durch die sich hinter der Fahnenstange bildende Wirbelstraße erzeugt wird, so entsteht auf der konkaven Seite ein Überdruck und auf der konvexen ein Unterdruck. Das bestehende Druckgefälle beult das Fahnentuch stärker aus, bis die Strömung an der Leeseite des Buckels abreißt (→ Grenzschichtablösung). Der dabei entstehende Strömungswiderstand treibt den Buckel in Strömungsrichtung weiter. Die Frequenz des Flatterns ist mehr oder weniger regelmäßig.

Fahrenheit-Skala, → Temperaturskala.

Fajans-Soddysche Verschiebungsregeln, *radioaktive Verschiebungssätze*, besagen, daß sich bei α-Zerfall die Kernladung und damit die Ordnungszahl des zerfallenden Elements um zwei, ihre Massezahl um vier Einheiten verringert, z. B. $^{218}_{84}\mathrm{Po} \rightarrow {}^{214}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{4}_{2}\mathrm{H}$ + Energie, während sich bei β^--Zerfall – bei gleichbleibender Massezahl – die Ordnungszahl um eine Einheit erhöht, z. B. $^{211}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{211}_{83}\mathrm{Bi} + \mathrm{e}$ + Energie.

Faktor, → Kommutant.

Faktor der schnellen Spaltung, → Vierfaktorenformel.

Faktor der thermischen Ausnutzung, → Vierfaktorenformel.

Faktorgruppe, → Gruppentheorie.

Fakultät, die nur für natürliche Zahlen n definierte Funktion $n! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \cdots \cdot n$, mit $0! = 1$.

Für große Werte von n gilt mit sehr guter Genauigkeit die *Stirlingsche Formel*

$$n! \approx n^n e^{-n} \cdot \sqrt{2\pi n}.$$

Eine Verallgemeinerung der F. auf beliebige komplexe Zahlen z ist die Gammafunktion.

Fall, *Fallbewegung,* Bewegung eines Massepunktes P der Masse m mit der Anfangsgeschwindigkeit $v_a = 0$ unter dem Einfluß der Schwerkraft. Beim *freien F.*, d. i. der F. ohne Berücksichtigung des Luftwiderstandes (→ Reibung) bzw. im luftleeren Raum, besagen die *Fallgesetze*: Die *Fallgeschwindigkeit* v wächst proportional zur *Fallzeit* t und die durchfallene Strecke s, der *Fallweg*, proportional zu t^2, d. h., $v = gt$, und $s = gt^2/2$, wobei $g \approx 9{,}81$ m/s² die *Fallbeschleunigung* ist. Fallweg und Fallgeschwindigkeit hängen also weder von der Masse noch von der Form der Körper ab, d. h., ohne Luftwiderstand fallen alle Körper gleich schnell.

Solange der Luftwiderstand für den Körper klein gegenüber der Schwerkraft ist, weicht der F. in Luft nur wenig vom freien F. ab. Mit zunehmender Geschwindigkeit v wächst der Luftwiderstand zunächst proportional zu v, dann proportional zu v^2 an, bis der Körper schließlich mit konstanter, vom Verhältnis des Luftwiderstandes zum Gewicht des Körpers abhängender Geschwindigkeit v_s „sinkt"; die Bewegung ist nicht mehr beschleunigt. Für einen Menschen mit der Masse $m = 70$ kg ist $v_s \approx 55$ m/s; diese Sinkgeschwindigkeit wird nach einem Fallweg von etwa 400 m erreicht. Fallschirmspringer öffnen deshalb den Schirm bekanntlich erst einige hundert m über der Erdoberfläche; v_s wird durch den Fallschirm auf etwa 5 bis 10 m/s abgebremst.

Auf Grund der Erdrotation erfolgt die Fallbewegung nicht genau auf einer Geraden. Infolge der in bewegten Bezugssystemen auftretenden → Corioliskraft tritt eine von der geographischen Breite φ und der Winkelgeschwindigkeit $\omega = 7{,}3 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}$ der Erde abhängende *Ostabweichung* $y = \frac{1}{3} gt^3 \omega \cos\varphi$ von der Vertikalen, d. i. die Normale an das Geoid, auf, wobei t die Fallzeit ist; bei 100 m Fallhöhe und $\varphi = 45°$ ist $y \approx 1{,}5$ cm. Diese Ostabweichung erklärt sich auf einfache Weise daher, daß der im Augenblick des Fallenlassens relativ zur Erde ruhende Körper in einem Inertialsystem I eine von Null verschiedene Horizontalgeschwindigkeit $v_I = (R + h)\,\omega \cos\varphi$ hat, die größer ist als die Horizontalgeschwindigkeit $v_B = R\omega \cos\varphi$ eines Beobachters B auf der Erdoberfläche, wobei R der Erdradius und h die Höhe des Körpers über der Erdoberfläche ist. Der Körper überholt daher den Beobachter; die Bahnkurve ist ein Segment einer Ellipse. Die strenge Rechnung zeigt, daß auf der Nordhalbkugel auch noch eine *Südabweichung* und auf der Südhalbkugel eine *Nordabweichung* von der Vertikalen auftritt, die proportional zu ω^2 und experimentell wegen ihrer Kleinheit nicht nachweisbar ist.

Beim F. aus sehr großen Höhen, z. B. dem F. eines Meteors, ist die anziehende Kraft nicht konstant, sondern vom Quadrat des reziproken Abstandes vom Erdmittelpunkt abhängig (→ Massenanziehung). In diesem Fall kann man als Anfangsgeschwindigkeit $v_I = 0$ annehmen, da der Körper vor dem F. nicht starr mit der Erde verbunden ist. Die wirkliche Bewegung ist im Inertialsystem I eine Gerade, jedoch nur, wenn der Meteor auf die Erde auftrifft, sonst entsteht eine → Kepler-Bewegung. Die Bewegungsgleichung des Massepunktes ist $d^2r/dr^2 = \ddot{r} = -GmM/r^2$, wobei G die Newtonsche Gravitationskonstante und M die Masse der Erde, r der Abstand des Schwerpunkts des Körpers vom Erdmittelpunkt und t die Zeit ist. Da auf der Erdoberfläche $mg = GmM/R^2$ gelten muß, folgt $\ddot{r} = -gR^2/r^2$, und für die Geschwindigkeit v ergibt sich $v = \dot{r} = R\sqrt{2g\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r}\right)}$. Ein aus dem Unendlichen (d. i. $r = \infty$) mit der Anfangsgeschwindigkeit $v_I = 0$ auf die Erde fallender Körper hat daher die Auftreffgeschwindigkeit $v_\infty = \sqrt{2gR} \approx 11{,}18$ km/s, d. i. die *zweite kosmische Geschwindigkeit*; umgekehrt kann ein Körper mit dieser Anfangsgeschwindigkeit gerade den Anziehungsbereich der Erde verlassen.

Die Fallgesetze für den freien F. wurden 1590 von Galilei bei den berühmten Versuchen am schiefen Turm zu Pisa ermittelt; zu ihrem genauen Studium benutzte er jedoch die → Fallrinne.

Fallbeschleunigung, → Erdbeschleunigung.

Fallbewegung, svw. Fall.

Fallgesetze, → Fall.

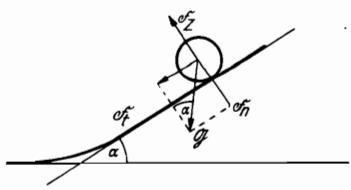
Fallinien, → Potential.

Fallmaschine, → Atwoodsche Fallmaschine.

Fallout, → radioaktiver Niederschlag.

Fallräume, → Gasentladung.

Fallrinne, schiefe Rinne zur Führung einer Kugel, die unter dem Einfluß der Schwerkraft $\vec{G}$ abrollt. Die F. wurde von Galilei erfunden (1590), um die Fallgesetze zu studieren. Die Bewegung der Kugel erfolgt lediglich unter dem Einfluß der zur F. parallelen Tangentialkomponente $\vec{F}_t$ mit dem Betrag $F_t = |\vec{G}| \sin\alpha = mg \sin\alpha$, wenn α der Anstellwinkel der F., m die Masse der Kugel und g die Fallbeschleunigung ist (Abb.). Die Bewegung erfolgt um den



Faktor $\sin\alpha$ gegenüber dem freien Fall verzögert und ist daher einfacher zu untersuchen, wenn α klein ist. Die zur F. senkrechte Normalkomponente der Schwerkraft $\vec{F}_n$ vom Betrag $|\vec{F}_n| = |\vec{G}| \cos\alpha$ wird gelegentlich als verlorene Kraft bezeichnet, da sie von der entgegengerichteten, gleich großen Zwangskraft $\vec{F}_Z$, der Reaktion der F., kompensiert wird.

Fallstreifen, *Virga*, dünne Wolken aus Eis- oder Wasserteilchen, die streifenartig aus höheren Wolken herabfallen, ohne den Erdboden zu erreichen. Besonders häufig treten sie bei Cirrus- und Schauerwolken auf.

falsche Streuung, → Kernspuremulsion.

Faltdipol, → Antenne.

Faltmolekülmethode, → Kristallstrukturanalyse.

Faltung, das Integral $\int_{-\infty}^{+\infty} F_1(\tau)\, F_2(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau$ von zwei gegebenen Funktionen $F_1(t)$ und $F_2(t)$. Führt man die Fourier-Transformierten $F_1(k)$ und $F_2(k)$ gemäß $F_{1,2}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{1,2}(k)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}kt}\mathrm{d}k$ ein, so gilt $\int_{-\infty}^{+\infty} F_1(\tau)\, F_2(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{e}^{\mathrm{i}pt} F_1(p) F_2(p)\, \mathrm{d}p$, d. h., die *Fourier-Transformierte* des Faltungsintegrals ist gleich dem Produkt der Fourier-Transformierten der einzelnen Funktionen. In dem Spezialfall, daß die beiden Funktionen $F_1(t)$ und $F_2(t)$ für negative Werte von t verschwinden, geht die Faltung in den Ausdruck $\int_0^t F_1(\tau)\, F_2(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau$ über. In diesem Fall wird von der Laplace-Transformation dasselbe geleistet: Die Laplace-Transformierte des Faltungsintegrals ist das Produkt der Laplace-Transformierten der einzelnen Integrale.

fanning, → inkohärente Drehung.

Fannokurve, der geometrische Ort aller Strömungszustände in einem Rohr mit konstantem Querschnitt, durch das Gas adiabatisch, d. h. mit Reibung, jedoch ohne Wärmezufuhr und Wärmeabfuhr, strömt. Ohne das Reibungsgesetz im Rohr zu kennen, kann die kompressible → Rohrströmung mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung $\dot{m} = \varrho \cdot c \cdot A = \text{konst.}$, der Gasgleichung $p = \varrho \cdot g \cdot R \cdot T$ und der Energiegleichung $c^2/2 + i = i_R = \text{konst.}$ ermittelt werden. Dabei bedeuten $\dot{m}$ den Massendurchsatz je Zeiteinheit, ϱ die Dichte, c die Strömungsgeschwindigkeit, A den Rohrquerschnitt, p den statischen Druck, g die Schwerebeschleunigung, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur des Gases, i die Enthalpie, i_R die Ruheenthalpie. Für einen bestimmten → Kesselzustand gibt es unendlich viele F.n entsprechend den möglichen Stromdichten $\varrho \cdot c = \dot{m}/A$ im Rohr. Zur Behandlung des → Ausströmens ist diejenige F. von Bedeutung, bei der gerade Schallgeschwindigkeit im Rohr erreicht wird. Sie ist durch die Beziehung $\frac{p}{p^*} = \frac{\varkappa+1}{2}\frac{1}{\mathrm{Ma}^*} - \frac{\varkappa-1}{2}\mathrm{Ma}^*$ gegeben. Dabei bedeutet p^* den statischen Druck bei $\mathrm{Ma}^* = 1$ und $\varkappa$ den Isentropenexponenten; Ma^* ist die auf die kritische Schallgeschwindigkeit bezogene Machzahl.

Fano-Effekt, an Alkali-Atomstrahlen und Alkali-Festkörperoberflächen beobachtete Erscheinung, daß die bei Absorption von zirkular polarisiertem Licht, dessen Photonen für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht den Spin $\pm\hbar$ in Ausbreitungsrichtung haben, entstehenden Photoelektronen eine Spinpolarisation, d. h. eine Vorzugsorientierung des Elektronenspins, zeigen. Der F.-E. beruht auf der Spin-Bahn-Kopplung in den Atomen, die zu einer Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Photoionisation von der Spineinstellung des Elektrons führt. Der F.-E. kann zur Erzeugung polarisierter Elektronen benutzt werden.

Fano-Theorem, → Hohlraumionisation.

Farad, F, nach dem englischen Physiker M. Faraday (1791–1867) benannte SI-Einheit der elektrischen Kapazität. Vorsätze erlaubt. Das F. ist die Kapazität eines Kondensators, der durch die Elektrizitätsmenge 1 C auf die Spannung 1 V aufgeladen wird. $1\ \mathrm{F} = 1\ \mathrm{C/V} = 1\ \mathrm{m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2}$. *Mikrofarad*, μF, $1\ \mu\mathrm{F} = 10^{-6}\ \mathrm{F}$; *Nanofarad*, nF, $1\ \mathrm{nF} = 10^{-9}\ \mathrm{F}$; *Pikofarad*, pF, $1\ \mathrm{pF} = 10^{-12}\ \mathrm{F}$.

Faraday, → Faradaysche Gesetze 1).

Faraday-Effekt, die durch ein äußeres Magnetfeld hervorgerufene Drehung der Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes, das sich in einem Material in Richtung des Magnetfeldes ausbreitet. Der Drehwinkel θ wächst mit der Dikke d des durchstrahlten Materials und der magnetischen Feldstärke H gemäß $\theta = V \cdot d \cdot H$. Dabei ist V die vom Material und der Wellenlänge des Lichtes abhängige *Verdetsche Konstante.*

Ursache für die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes sind unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten bei Anwesenheit eines Magnetfeldes für rechts und links zirkular polarisiertes Licht, in welche die einfallende linear polarisierte Welle zerlegt werden kann. Sind n_- und n_+ die Brechungsindizes für links und rechts zirkular polarisiertes Licht, ω die Kreisfrequenz des Lichtes und c die Lichtgeschwindigkeit, so ist $\theta = \omega d(n_- - n_+)/2c$.

Wird rechts und links zirkular polarisiertes Licht unterschiedlich absorbiert (Absorptionsindizes k_+ und k_-), so ist die austretende Welle elliptisch polarisiert mit einem Verhältnis der Amplituden von großer zu kleiner Halbachse von $\Delta = \omega d(k_- - k_+)/2c$. Δ wird als *Faraday-Elliptizität* bezeichnet.

Die mikroskopische Theorie des F.-E.s unterscheidet an diamagnetischen Festkörpern folgende Beiträge zum F.-E.: 1) freie Ladungsträger im Leitungs- bzw. Valenzband, 2) gebundene Elektronen in einem voll besetzten Band. Die freien Ladungsträger liefern eine ihrer Konzentration proportionale und mit dem Quadrat der Wellenlänge zunehmende Drehung, aus der die effektive Masse der freien Ladungsträger bestimmt werden kann. Die gebundenen Elektronen ergeben von der → Absorptionskante ausgehend eine mit zunehmender Wellenlänge abnehmende Drehung, die von der Stärke der Interbandabsorption (→ Grundgitterabsorption) und der Aufspaltung von Valenz- und Leitungsband im Magnetfeld abhängt.

Faraday-Elliptizität, → Faraday-Effekt.

Faraday-Konstante, der Proportionalitätsfaktor F im 1. Faradayschen Gesetz, der den quantitativen Zusammenhang zwischen Stromfluß und dadurch abgeschiedener Ionenmenge bei der Elektrolyse angibt. Die F.-K. ist definiert als die Elektrizitätsmenge F, die die Menge von 1 Grammäquivalent (val) abscheidet und ist gleich der *Faraday-Ladung* F', die diese chemische Mengeneinheit trägt. F' ist also die Ladung von L (Loschmidtsche Zahl) einwertigen Ionen: $F' = (9{,}649\,53 \pm 0{,}000\,16) \cdot 10^4$ C (chemische Atomgewichtskala) bzw. $F' = (9{,}652\,19 \pm 0{,}000\,111) \cdot 10^4$ C (physikalische Atomgewichtskala).

Der Zahlenwert von F, bestimmt aus der Jodabscheidung in einer definierten Elektrolyseanordnung, beträgt $F = (9{,}64953) \pm 0{,}00016) \cdot 10^4$ C/val (chemische Atomgewichtskala), $F = (9{,}65219 \pm 0{,}00011) \cdot 10^4$ C/val (physikalische Atomgewichtskala). Durch F werden zwei universelle Konstanten, die → Loschmidtsche Konstante N_L und die → Elementarladung e, durch die Beziehung $F = N_L e$ miteinander verbunden.

Die große Genauigkeit, mit der F bestimmt werden kann, macht sie zu einer der Grundkonstanten, aus denen andere Konstanten abgeleitet werden.

Faraday-Ladung, → Faraday-Konstante.

Faraday-Maxwellsche Theorie, svw. Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes.

Faradaysche Gesetze, von M. Faraday 1833/34 untersuchte und quantitativ geklärte Zusammenhänge zwischen dem Stromfluß durch einen Elektrolyten und den an den Elektroden abgeschiedenen Stoffmengen.

1. *Faradaysches Gesetz*: Die Menge m der elektrolytischen Zersetzungsprodukte ist der durchgegangenen *Elektrizitätsmenge*, d. i. bei konstanter Stromstärke I das Produkt aus I und der Stromflußzeit t, proportional: $m = K \cdot I \cdot t$. Die Konstante K heißt *elektrochemisches Äquivalent* und ist die von der Strommenge 96493 C oder 96493 As = 1 Faraday abgeschiedene Stoffmenge (→ Faraday-Konstante). Man kann auch umgekehrt aus der abgeschiedenen Menge der elektrolytischen Zersetzungsprodukte auf die durch den Elektrolyten geflossene Strommenge schließen. Da die Strommenge in Coulomb gemessen wird, bezeichnet man die Meßapparate als Coulometer.

2. *Faradaysches Gesetz*: Die durch gleiche Elektrizitätsmengen aus Elektrolyten abgeschiedenen Massen verschiedener Stoffe verhalten sich wie die chemischen Äquivalente der Stoffe $m_1 : m_2 = M_1/n_{e_1} : M_2/n_{e_2}$; dabei bedeuten m_1 und m_2 die abgeschiedenen Mengen der Stoffe 1 und 2; M_1 und M_2 die Atom- oder die Molekulargewichte der Stoffe 1 und 2; n_e die elektrochemischen Wertigkeiten ihrer Ionen.

Die F.n G. bildeten bis 1947 die Grundlage der Definition der Einheit der Stromstärke des internationalen Ampere: Ein Strom hatte danach die Stärke von 1 A_{Int}, wenn er während 1 s an der Katode eines Silbervoltameters 1,11800 mg Silber abscheidet.

Faradayscher Dunkelraum, → Dunkelräume.

Faradayscher Käfig, → Abschirmung.

Faradaysches Induktionsgesetz, → Induktion 1).

Farbabweichung, → Abbildungsfehler.

Farbart, → Farbenlehre.

Farbe, durch Licht ausgelöste Gesichtsempfindung, z. B. Blau, Rot, Gelb. Schwarz, Weiß und ihre Mischungen, die *Graureihe*, werden als *unbunte* F.n bezeichnet. Physikalisch wird eine F. durch die Lage des Spektralbereichs der Strahlung im Spektrum gekennzeichnet. Eine *Spektralfarbe* wird durch nahezu monochromatische Strahlung, z. B. einer Spektrallinie, hervorgerufen. Die spektrale *Strahldichtefunktion* oder *Strahlungsfunktion* S_λ verursacht im Auge den *Farbreiz*. Die *Farbreizfunktion* $\varphi_\lambda = S_\lambda \cdot \beta_\lambda$ bzw. $\varphi_\lambda = S_\lambda \cdot \tau_\lambda$ hängt noch vom *Remissionsgrad* β_λ einer beleuchteten Körperoberfläche, bzw. vom *Transmissionsgrad* τ_λ eines durchleuchteten Körpers ab (vgl. Tafel 1, Abb. 5). F.n, für die im Innern eines Spektralbandes gilt $\beta_\lambda = 1$ bzw. nach Durchgang durch ein Filter $\tau_\lambda = 1$, heißen *Optimalfarben*; sind die Bandgrenzen Komplementärfarben, so nennt man sie nach W. Ostwald *Vollfarben*. Die Remissionskurven selbst der reinsten Pigmente und Farbstoffe weichen allerdings vom Idealfall $\beta_\lambda = 1$ meist ab.

Farbmischungen. Bei *additiver Farbmischung* werden Farbreize überlagert. Durch Beleuchten einer ideal weißen Fläche mit den Strahlen verschiedener farbiger Lichtquellen z. B. wirken die Farbreize gleichzeitig auf das Auge. Das Entsprechende tritt ein, wenn verschiedene Farbpunkte so nahe beieinander liegen, daß sie vom Auge nicht getrennt wahrgenommen werden. Die Farbreize addieren sich auch bei genügend schneller zeitlicher Folge, z. B. beim *Farbkreisel*, der verschieden gefärbte Sektoren trägt und schnell rotiert.

Die additive Mischung der Farben im Sonnenspektrum ergibt die F. Weiß. Auch andere Farbenpaare ergeben Weiß, z. B. Zitronengelb-Violettblau oder Rot-Blaugrün. Diese F.n werden *Komplementär-*, *Gegen-* oder *Ergänzungsfarben* genannt. Man unterscheidet deshalb vom Farbreiz die *Farbvalenz*, da verschiedene Farbreize gleiche Farbvalenz haben können. *Subtraktive Farbenmischung* tritt z. B. ein, wenn eine Strahlung nacheinander mehrere Farbfilter durchsetzt. Die Transgressionsgrade multiplizieren sich dabei. Ist ihr Produkt ein Wert nahe Null, entsteht die F. Schwarz. Durch Multiplikation der Remissionsgrade entsteht beim Mischen der Wasserfarben Gelb und Blau die grüne F., die den Spektralbereichen der gewählten Körperfarben Gelb und Blau gemeinsam ist (vgl. Tafel 1, Abb. 1 Ostwaldscher Farbkreis). Subtraktive Farbmischung liegt vor beim Buntfilm und bei Dreifarbendruck. Die Mischfarben von F.n gleicher Farbvalenz, aber unterschiedlicher spektraler Zusammensetzung sind im allgemeinen verschieden. Die F. von Gegenständen, die *Körperfarbe*, entsteht als *Aufsichts-* oder *Durchsichtsfarbe* durch selektive Remission oder Absorption sowie als *Interferenzfarbe* durch Interferenzen an einer dünnen Oberfläche. → Farbenlehre, → Farbsehen.

Farben dicker Platten, → Interferenzen in trüben Medien.

Farbendreieck, → Farbenlehre.

Farben dünner Blättchen, → Interferenzfarben.

Farben-Helligkeits-Diagramm, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Farbenindex, die Differenz zwischen den in zwei verschiedenen Farbbereichen des Spektrums gemessenen → Helligkeiten eines Sterns, z. B. Blauhelligkeit minus Gelbhelligkeit. Die Helligkeiten werden in Größenklassen ausgedrückt und die im längerwelligen Bereich gemessene von der im kürzerwelligen Bereich gemessenen abgezogen. Die Größe des F. hängt von der Spektralklasse ab und kann bei Sternen, für die keine Spektralklassifikation möglich ist, als charakteristische Ersatzgröße genommen werden.

Farbenlehre, systematisierte Darstellung der durch Farbreize verursachten Farbvalenzen (→ Farbe, → Farbensehen). Nach Graßmann kann jede Farbvalenz $\mathfrak{F}$ aus drei nicht durch Mischung auseinander erzeugbaren, sonst aber be-

liebigen *Bezugsfarben*, den *Primärvalenzen* $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$, durch additive Farbmischung hergestellt und in der Form $\mathfrak{F} = X\mathfrak{X} + Y\mathfrak{Y} + Z\mathfrak{Z}$ dargestellt werden. Die Mischungsanteile X, Y, Z sind die *Farbmaßzahlen* oder *Farbkoordinaten*, die die Farbvalenz $\mathfrak{F}$ in bezug auf das gewählte *Primärvalenzsystem* eindeutig festlegen. Dabei muß auch eine äußere Mischung zugelassen werden, bei der eine oder zwei Maßzahlen, z. B. X, negativ sind, d. h., erst durch Zumischen von $X\mathfrak{X}$ zu $\mathfrak{F}$ wird Gleichheit mit $Y\mathfrak{Y} + Z\mathfrak{Z}$ erreicht.

Die Gleichheit zweier Farbvalenzen wird mit *Farbmischungsapparaten* festgestellt. Beim *Gleichheitsverfahren* werden die beiden Mischfarben in einem zweigeteilten Gesichtsfeld gleichzeitig dem Auge dargeboten und die Farbreize der einen Mischfarbe so lange verändert, bis das Auge die Gleichheit mit der anderen Mischfarbe feststellt. Das Spektralverfahren geht von den *Normspektralwerten* $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$, $\bar{z}_\lambda$ aus, die die Empfindlichkeit des Auges für jede Wellenlänge berücksichtigt. Die Normfarbwerte $X = \Sigma \bar{x}_\lambda \varphi_\lambda$, $Y = \Sigma \bar{y}_\lambda \varphi_\lambda$, $Z = \Sigma \bar{z}_\lambda \varphi_\lambda$ ergeben sich dann durch Summation über alle Wellenlängen des Farbreizes, wenn $\varphi_\lambda = S_\lambda \beta_\lambda$ die Farbreizfunktion ist. Das *Helligkeitsverfahren* ermittelt die Farbmaßzahlen durch photometrische Messung der Probe nach dem Durchgang des Lichts durch je eins von drei Filtern, die die spektrale Empfindlichkeit des Meßgeräts an die drei Empfindlichkeitsfunktionen $\bar{x}_\lambda$, $\bar{y}_\lambda$, $\bar{z}_\lambda$ des Auges anpassen.

Die Primärvalenzen $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ können als Basisvektoren aufgefaßt werden, die den *Farbraum* aufspannen. In ihm ist $\mathfrak{F}$ ein Vektor mit den Komponenten X, Y, Z, der vom Ursprung (Schwarz) zum Farbort von $\mathfrak{F}$ zeigt. Alle Farben liegen dann in einem *Farbkörper* dieses Vektorraums, die Körperfarben in seinem Innern, die Optimalfarben auf seiner Oberfläche.

Der *Farbmetrik* oder *Farbmaßlehre* liegen die Gesetze der additiven Farbmischung zugrunde. Im Normalensystem der Internationalen Beleuchtungskommission, IBK, wählt man die Primärvalenzen $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ so, daß die Farb- oder Normmaßzahlen X, Y, Z nie negativ sind und daß Y ein Maß für die Helligkeit, der *Hellbezugswert*, ist. Allerdings sind diese Primärvalenzen dann nicht physikalisch durch Farbreize realisierbar. Durch Division der Farbmaßzahlen X, Y, Z durch ihre Summe $(X + Y + Z)$ erhält man die *Farbwertanteile* $x = X/(X + Y + Z)$, $y = Y/(X + Y + Z)$, $z = Z/(X + Y + Z)$, die nur die *Farbart*, die *Farbigkeit*, kennzeichnen, aber nichts über die Helligkeit aussagen. Wegen $x + y + z = 1$ wird die Farbart schon durch zwei Farbwertanteile festgelegt, z. B. durch x und y.

Damit geht man vom Farbkörper zur ebenen *Farbtafel*, auch *Farbdreieck* genannt, über (vgl. Tafel 1, Abb. 3, 4). In dieser Farbtafel liegen die Spektralfarben mit den Wellenlängen λ von 380 nm bis 780 nm auf dem hufeisenförmigen Spektralfarbenzug $\mathfrak{S}$. Seine Enden sind durch die *Purpurgerade* verbunden, deren Farben sich durch Mischen von Rot mit Violett ergeben. Punkt $x = \frac{1}{3}$, $y = \frac{1}{3}$ ist der *Weiß-* oder *Unbuntpunkt* W. Jeder Punkt F innerhalb von $\mathfrak{S}$ kann als Mischung von Weiß W mit der Spektralfarbe S angesehen werden, die auf der Geraden WF liegt. Jede Gerade WFS enthält alle Farben mit demselben Farbton, der durch die farbtongleiche Wellenlänge λ_S auf $\mathfrak{S}$ bestimmt ist. Das Verhältnis $WF : WS$ wird *spektraler Farbanteil* p_e [purity] genannt.

Bei der Empfindungsanalyse nach Ostwald und Hering wird eine Farbe durch *Weißgehalt* w, *Schwarzgehalt* s und *Bunt-*, *Farbton-*, *Sättigungs-* oder *Vollfarbengehalt* v gekennzeichnet; dabei gilt $w + s + v = 1$. Die Vollfarben $v = 1$ sind gesättigte Farben, die anderen sind ungesättigt, d. h. *weiß-*, *schwarz-* oder *grauverhüllt*; z. B. ist Rosa ein weißverhülltes Rot, Braun ein schwarzverhülltes Orange. In den *Ostwaldschen Farbenkreisen*, denen in der Farbtafel geschlossene Kurven um W entsprechen, liegen Komplementärfarben auf einem Durchmesser. Die Farben des Kreises *le* mit $w = 8{,}9\%$, $s = 65\%$ und $v = 26\%$ sind stärker verhüllt als die von *pa* mit $w = 3{,}5\%$, $s = 11\%$ und $v = 85{,}5\%$. Im *Ostwaldschen Doppelkegel* liegen Idealweiß und Idealschwarz an der oberen bzw. unteren Kegelspitze, die Achse bildet die Grauleiter. Auf dem Umfang des Grundkreises sind die Vollfarben verteilt. Jeder Achsschnitt ergibt die farbtongleichen Dreiecke zweier komplementärer Farbtöne (Abb. s. Tafel 1).

Farbenmischung, → Farbe.

Farbenphotographie, → photographische Entwicklung.

Farbensehen, Entstehen der Farbempfindungen aus Farbreizen, die auf das Auge wirken. Nach der *Dreifarbentheorie* sieht das helladaptierte Auge *trichromatisch*, ist der Zapfenapparat des Auges so aufgebaut, daß die Farbreize nach drei voneinander unabhängigen, spektral verschiedenen Wirkungsfunktionen, einem Rot-, einem Grün- und einem Blauanteil, beurteilt und die Einzelwirkungen linear zu einem einheitlichen Farbeindruck überlagert werden. Diese biologischen Gegebenheiten sind die Ursache für die additive Farbmischung (→ Farbe). Darüber hinaus hängt die Farbwahrnehmung noch von einer Reihe von Bedingungen ab. Für die *Beleuchtung* zur Wahrnehmung einer Körperfarbe sind Normlichtarten festgelegt, z. B. Sonnenlicht, künstliches Tageslicht und Glühlampenlicht. Ein das Grün in schmalem Spektralbereich reflektierender Körper würde bei Beleuchtung mit spektral reinem Rot schwarz erscheinen. Diese Effekte werden z. B. zur Bühnengestaltung ausgenutzt. Biologisch wichtig ist eine Farbkonstanz der Dinge, durch die das Auge Schnee unter blauem Himmel und weißes Papier im grünen Wald weiß sieht, während ein Farbfilm die blaue Tönung des Schnees und grüne Reflexionen auf dem Papier aufzeichnet.

Durch eine farbige Vorbeleuchtung kann eine *farbige Umstimmung* entstehen. Für Farbvergleiche muß sich das Auge in Neutralstimmung befinden. Beim *Sukzessivkontrast* erscheint z. B. nach einem in großer Leuchtdichte gebotenen Rot dasselbe Gesichtsfeld in der Komplementärfarbe, in Blaugrün. Ähnliche Farbpaare sind Hell-Dunkel, Gelb-Blau oder Zyanblau-Orangerot. *Simultankontraste* erlebt man gleichzeitig; auf stark gesättigtem gelben Feld sieht eine hellgraue Fläche bläulich aus. Rot erscheint auf weißem Grund schwärzlicher, auf schwarzem Grund heller. Auch das Umfeld spielt eine be-

trächtliche Rolle. *Bezogene Farben* verlangen das natürliche Umfeld der täglichen Erfahrung, *unbezogene* oder *reduzierte Farben* entstehen im lichtlosen Umfeld optischer Meßgeräte.

Anomalien des Farbensehens. Die farbtüchtigen Trichromaten unterscheiden sich bezüglich der Menge der Reizbilder, die sie zur Herstellung bestimmter Farbempfindungen benötigen; mischt man z. B. die rote Linie des Lithiums ($\lambda = 670$ nm) mit der grünen Quecksilberlinie ($\lambda = 546$ nm), so resultiert für sie eine Gelbempfindung, die nahe der gelben Natriumlinie ($\lambda = 589$ nm) liegt.

Diejenigen, welche eine höhere Intensität des roten oder des grünen Lichtes zur Herstellung der Gelbempfindung benötigen, als es der Norm entspricht, bezeichnet man als *anomale Trichromaten.* Unter den Farbuntüchtigen gibt es solche, die sowohl die Farbmischung der normalen Trichromaten als auch die der anomalen Trichromaten anerkennen; bei ihnen reduziert sich das Farbdreieck (→ Farbenlehre) auf eine Gerade; sie können alle vorkommenden Farbempfindungen durch die Mischung zweier Eichfarben nachahmen, sind also *Dichromaten.* Es läßt sich nachweisen, daß die Dichromaten durch Änderung der Intensität des Natriumlichtes sowohl die durch die Wellenlänge $\lambda = 670$ nm als auch die durch die Wellenlänge $\lambda = 546$ nm ausgelöste Farbempfindung haben können, d. h., diese Menschen werden Rot mit Orange, Orange mit Gelb und Gelb mit Grün, also auch Rot mit Grün verwechseln.

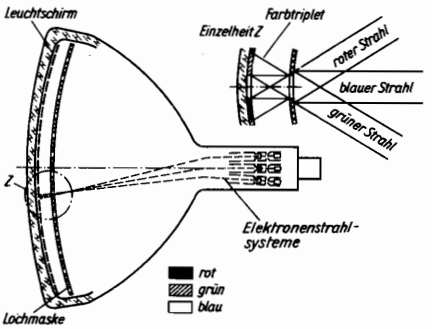
Bei den sehr seltenen *Monochromaten* gibt es nur eine einzige funktionstüchtige lichtempfindliche Substanz. Noch seltener tritt eine totale Farbenblindheit auf; bei der die Außenwelt in den Abstufungen zwischen Schwarz und Weiß erscheint. Es muß bei allen Farbreizen zwischen der *absoluten Schwelle,* bei deren Überschreitung eine farblose Empfindung auftritt, und der *spezifischen Farbschwelle* für die betreffende Farbe unterschieden werden. Bei Farbenuntüchtigen ändert sich die spezifische Farbschwelle, aber nicht die absolute.

Zur Untersuchung auf Farbenfehlsichtigkeit werden neben dem Anomaloskop besondere *Farbentafeln zur Prüfung des Farbensinns* benutzt. Die wichtigsten dieser aus farbigen Punkten und Zeichen zusammengesetzten Tafeln sind pseudoisochromatisch, scheinbar gleichfarbig; auf anderen sind die Zeichen vom Grunde durch die Farbe verschieden, stimmen aber in der Helligkeit überein, so daß sie von Farbenuntüchtigen nicht wahrgenommen werden, oder es sind für den Farbentüchtigen lesbare Zeichen für den Farbenuntüchtigen nicht erkennbar, während dazwischen gestreute Zeichen aus dem Blau- oder Purpurbereich nur vom Farbenuntüchtigen wahrgenommen werden. Schließlich wird mit dem Prinzip des gesteigerten Farbkontrastes gearbeitet; unbunte Zeichen scharf abgegrenzt vom stark gesättigten farbigen Grund nimmt der Farbenuntüchtige in der Gegenfarbe wahr, als grün in rotem, rot in grünem Feld. Beim *Anomaloskop* gilt es, zu einem auf einer halbkreisförmigen Fläche befindlichen monochromatischen Gelb (Natriumgelb) eine zweite Farbe auf einer anschließenden, ebenfalls halbkreisförmigen Fläche aus einem monochromatischen Rot (Lithiumrot) und einem monochromatischen Grün (Thalliumgrün) zu mischen, die der ersten im Farbton, in der Sättigung und in der Helligkeit gleicht. Das Mischungsverhältnis wird als *Rayleigh-Gleichung* bezeichnet. Farbenuntüchtige stellen eine von der Normale abweichende Rayleigh-Gleichung ein.

Farbexzeß, die Differenz zwischen dem individuellen Farbenindex eines Sterns und dem mittleren Farbenindex seiner Spektralklasse. Der F. ist ein Maß für die interstellare Verfärbung eines Sterns, → interstellare Materie.

Farbfehler, → Abbildungsfehler.

Farbfernsehbildröhre, eine Katodenstrahlröhre zur farbigen Wiedergabe bewegter Bilder in der Farbfernsehtechnik. Von der Vielzahl der bisher bekannten Arten der F.n hat sich in der Praxis nur die Dreistrahl-Lochmaskenbildröhre durchgesetzt. Sie besteht aus drei Elektronen-



Schema einer Dreistrahl-Lochmaskenröhre

strahlsystemen, dem Leuchtschirm und der dazwischen befindlichen Lochmaske. Die Lochmaske enthält so viele Löcher, wie Bildpunkte entstehen sollen, und zu jedem gehört auf dem Leuchtschirm ein Farbtriplet. Dieses Farbtriplet besteht aus drei Leuchtpunkten, die bei Anregung durch einen Elektronenstrahl in den Farben Rot, Grün, bzw. Blau aufleuchten. Die Elektronenstrahlen werden so gesteuert, daß sie nur auf ihren zugehörigen Leuchtpunkt des Farbtriplets treffen. Da der Abstand des Betrachters zum Leuchtschirm gegenüber den Abmessungen des Farbtriplets groß ist, entsteht durch die Signalmischung der Eindruck eines farbigen Punktes.

Farbfernsehen, → Fernsehen.

Farbflimmern, → Flimmerphotometer.

Farbholographie, → Holographie.

farbige Umstimmung, → Farbensehen.

Farbigkeit, → Farbenlehre.

Farbkoordinaten, → Farbenlehre.

Farbkörper, → Farbenlehre.

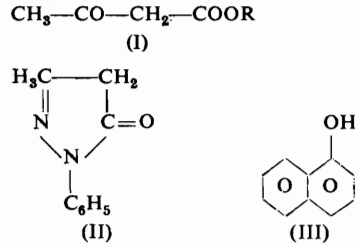
Farbkreisel → Farbe.

Farbkuppler, die farblose Komponente einer Farbentwicklersubstanz in den modernen Color-Verfahren, die nach dem Prinzip der subtraktiven Farbmischung arbeiten, d. h., es wird die Vielzahl der Farbtöne durch Mischen der drei Grundfarben Gelb, Purpur und Blaugrün wiedergegeben. Diese Bildfarbstoffe bilden sich aus den Oxydationsprodukten der Farbentwicklersubstanz und den F. n.

Gute F. zeichnen sich durch Diffusionsfestigkeit, Hydrolyse- und Lichtbeständigkeit, foto-

chemische Indifferenz, hohe Reaktionsfähigkeit, Eignung für die chromogene Entwicklung, leichte Handhabung und ökonomische Herstellung aus.

Moderene F. (nach R. Fischer) sind Verbindungen, die aktive Methylen- oder Methingruppen enthalten. Grundkomponenten sind Acetessigester (F. vom Typ I) für Gelb, Phenylmethyl-pyrazolone (F. vom Typ II) für Purpur und α-Naphthol (F. vom Typ III) für Blaugrün.



Mit den F.n des Typs I und II entstehen Farbstoffe aus der Klasse der Azomethine, während mit α-Naphtholderivaten Indoaniline gebildet werden. Für die differenzierte Bildung der Bildfarbstoffe müssen die F. in den Schichten des Farbfilms diffusionsfest verankert sein. Durch Substitution mit langkettigen aliphatischen Resten oder durch besondere Einbringung mit hochmolekularen Substanzen und hochsiedenden Lösungsmitteln läßt sich die geforderte Diffusionsfestigkeit erreichen. F., die als sogenannte geschützte Komponenten in feinsten Tröpfchen in hochsiedenden, wasserunlöslichen Lösungsmitteln in die Emulsion eingebracht werden, haben nur kurze, verzweigte Alkylketten. Durch die notwendige Diffusionsfestmachung liegen mit den Komponenten lyophile Mizell-Kolloide vor, die bei der Zugabe zur → photographischen Emulsion in Abhängigkeit von der Konstitution und dem pH-Wert der F. oder ihrer Lösungen zu Viskositätserhöhungen führen.

Farblängsfehler, → Abbildungsfehler.

Farbmaßlehre, → Farbenlehre.

Farbmaßstabsfehler, → Abbildungsfehler.

Farbmaßzahlen, → Farbenlehre.

Farbmetrik, → Farbenlehre.

Farbortsfehler, → Abbildungsfehler.

Farbquerfehler, → Abbildungsfehler.

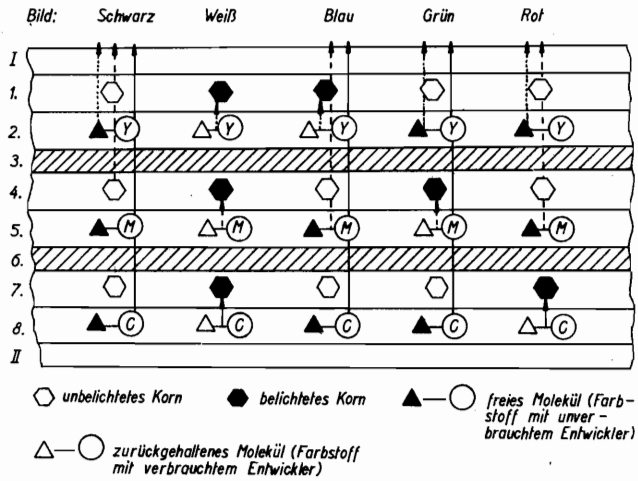
Farbreiz, → Farbe.

Farbschlierenmethode, → Schlierenmethoden.

Farbschnittweitenfehler, → Abbildungsfehler.

Farbstoffdiffusionsübertragungsverfahren, die Anwendung des → Silbersalzdiffusionsverfahrens für die Herstellung von farbigen Bildern, das 1955 als *Polacolor-Verfahren* entwickelt wurde und aus einem empfindlichen Aufnahme- und einem Bildempfangsmaterial besteht. Der Polacolor-Aufnahmefilm enthält für Rot, Grün und Blau empfindliche Halogensilberschichten, die sich jeweils mit einer Schicht, die den an ein Entwicklermolekül gebundenen komplementären Farbstoff enthält, in Kontakt befinden. Diese Doppelschichten sind durch Gelatinezwischenschichten voneinander getrennt. Durch die Belichtung entsteht in der Negativschicht ein latentes Bild, d. h., das belichtete Silberhalogenid wird entwickelbar. Durch Zusammenpressen des Aufnahme- mit dem Bildempfangsmaterial unter gleichzeitiger Anfeuchtung mit zuvor eingekapselter Alkalilösung wird der Entwicklungsvorgang eingeleitet. Durch die Quellung der Gelatine werden die Entwicklerfarbstoffmoleküle beweglich und diffundieren in die Silberhalogenidschicht. Treffen sie dort auf belichtete Silberhalogenidkristalle, werden diese durch die Gegenwart des Alkali entwickelt, und gleichzeitig wird das Entwickleroxydationsprodukt und damit der ankondensierte Farbstoff diffusionsunfähig. Nur an den Stellen, an den kein belichtetes Silberhalogenid vorliegt, diffundiert der Farbstoff ungehindert in die Bildempfangsschicht. Durch die diffusionshemmenden Zwischenschichten wird erreicht, daß der Diffusions- und Entwicklungsvorgang in der darauffolgenden Emulsionsschicht erst beginnt, wenn er in der darüberliegenden abgeschlossen ist. Auf diese physiko-chemisch elegante Weise wird die Möglichkeit einer Farbverfälschung unterbunden, die einträfe, wenn Farbstoffmoleküle der unteren beiden Doppelschichten festgehalten würden. Alle Entwicklerfarbstoffmoleküle, die nicht durch Entwicklung belichteten Silbers an der Diffusion gehindert werden, sammeln sich in der obersten Schicht des dreischichtigen Empfangsmaterials (Papier). Auf dessen Unterlage befindet sich als erstes die Alkaliempfangsschicht. Diese Schicht enthält organische Säuren, die zunächst unbeweglich sind; darauf liegt eine Schutzschicht, die verhindert, daß bereits zu Anfang des Prozesses Alkali in die Säureschicht eindringt. Die oberste Farbstoffempfangsschicht besteht aus einem monomeren Kunststoff und wirkt wie eine farbstoffadsorbierende Beize.

Der Aufbau des Bildempfangsmaterials bewirkt, daß die oberste Empfangsschicht so lange alkalisch bleibt, bis der Diffusionsprozeß beendet ist, was nach etwa 50 Sekunden erreicht ist. Diese Zeit benötigt das Alkali, um durch die



Schematische Darstellung der Polacolor-Negativentwicklung. *1* Reagenzschicht. *1* blauempfindliche Silberhalogene, *2* Entwickler, an Gelb gebunden, *3* Zwischenschicht, *4* grünempfindliche Silberhalogene, *5* Entwickler, an Purpur gebunden, *6* Zwischenschicht, *7* rotempfindliche Silberhalogene, *8* Entwickler, an Grünblau gebunden. *II* Filmträger. ····→ Diffusionsweg des Gelbfarbstoff-Entwicklermoleküls (Y), - - - → Diffusionsweg des Purpurfarbstoff-Entwicklermoleküls (M), ——→ Diffusionsweg des Blaugrünfarbstoff-Entwicklermoleküls (C)

Alkaliempfangsschicht zu gelangen. Das Alkali neutralisiert einen Teil der Säure unter Freigabe von Wasser, welches seinerseits die Diffusion von Säuremolekülen in die oberste Schicht in Gang setzt. Die Säuremoleküle neutralisieren das Alkali in der Bildempfangsschicht und bewirken die Polymerisation des monomeren Kunststoffs, der erstens die Farbstoffmoleküle umschließt und zweitens eine feste widerstandsfähige halbglänzende Oberfläche bildet. Damit ist das Farbbild fertig, und Aufnahme- und Empfangsschicht können getrennt werden.

Farbstofftheorie, erklärt die Farbigkeit von Substanzen. Die Farbe einer chemischen Verbindung wird wesentlich durch die Valenzstruktur des Moleküls bestimmt. Stark gefärbte anorganische Verbindungen enthalten z. B. oft Ionen des gleichen Elements in mehreren Wertigkeitsstufen, z. B. Berliner Blau $Fe_4^{III}[Fe^{II}(CN)_6]_3$ oder die Wolframbronzen. Farbige organische Verbindungen besitzen stets ein System konjugierter Doppelbindungen, dessen Elektronen leicht beweglich sind und verschiedene mesomere Bindungssysteme bilden können. Allerdings absorbieren die einfacheren ungesättigten und aromatischen Kohlenwasserstoffe noch im ultravioletten Bereich. Als erster linearer ungesättigter Kohlenwasserstoff ist das 1,12-Dimethyldodekahexen farbig. Das Ringsystem des Azulens ist dagegen bereits mit fünf Doppelbindungen farbig.

Schon vor Aufklärung dieser Zusammenhänge war empirisch festgestellt worden, daß bestimmte ungesättigte Substituenten, z. B. die Azogruppe $-N=N-$, bereits bei relativ einfachen Molekülen Farbigkeit hervorrufen. Diese Gruppen wurden deshalb *chromophore Gruppen* oder *Chromophore* (Farbträger) genannt. Andere Gruppen, *die auxochromen Gruppen* oder *Auxochrome*, rufen selbst keine Farbigkeit hervor, verstärken aber Intensität und Farbtiefe farbiger Verbindungen. Hierzu gehören Substituenten mit freien Elektronenpaaren, z. B. die NH_2-Gruppe. Bestimmte Substituenten, die die entgegengesetzte Wirkung ausüben, z. B. die NO_2-Gruppe, werden *antiauxochrome Gruppen* oder *Antiauxochrome* genannt. Die üblichen Farbstoffe enthalten in der Regel sowohl chromophore als auch auxochrome Gruppen. Substituenten, die die Möglichkeiten der Einstellung mesomerer Zustände vergrößern oder erleichtern und die durch Verschiebung der Absorption in längerwellige Bereiche die Verschiebung des sichtbaren Farbtons zu kürzeren Wellenlängen bewirken, werden als *bathochrome Gruppen* oder *Bathochrome* bezeichnet. Die schrittweise Einführung solcher Gruppen in aromatische Systeme verschiebt die Absorptionsfähigkeit der Moleküle zu Photonen immer niedrigerer Energien, vom Ultraviolett über Gelb und Orange bis zum Rot; die Farbe der Verbindungen verschiebt sich dementsprechend von Rot über Gelb bis zu blauen Farbtönen. Substituenten, die die Mesomerie erschweren und die Farbe zur roten Seite des Spektrums verschieben, bezeichnet man als *hypsochrome Gruppen* oder *Hypsochrome*.

In manchen Fällen, z. B. bei den Triphenylmethanfarbstoffen, werden farblose Verbindungen dadurch farbig, daß am zentralen C-Atom durch Salzbildung entweder ein freies Elektronenpaar oder eine Oktettlücke entstehen, die die Einstellung mesomerer Zustände zwischen den verschiedenen aromatischen Kernen erleichtern. In solchen Fällen spricht man von *Halochromie*.

Farbsymmetriegruppe, → Symmetrie 3).

Farbtafel, → Farbenlehre.

Farbtemperatur, Temperatur eines zum Vergleich angenommenen schwarzen Körpers, der im sichtbaren Bereich Licht von genähert der gleichen spektralen Zusammensetzung emittiert wie das Licht der betrachteten Lichtquelle. Da hierbei nicht die absoluten Intensitäten, sondern nur Intensitätsverhältnisse betrachtet werden, kann die F. sowohl höher als auch niedriger als die wahre Temperatur des Strahlers sein, und zwar ist sie um so größer, je größer der Blauanteil ist, und um so kleiner, je größer der Rotanteil des untersuchten Lichts ist. Bei einem grauen oder schwarzen Strahler stimmen F. und wahre Temperatur überein.

Die F. dient zur Charakterisierung von Sternen.

Farbvalenz, → Farbe.

Farbverband, → Farbenlehre.

Farbvergrößerungsfehler, → Abbildungsfehler.

Farbwahrnehmung, → optische Wahrnehmung.

Farbwert, das Verhältnis der Intensitäten von zwei in eine bestimmte Richtung φ gestreuten Strahlen verschiedener Wellenlänge, → Tyndall-Effekt.

Farbwertanteil, → Farbenlehre.

Farbzentrum, eine Elektronenfehlstelle (Elektron, Defektelektron oder Exziton) in einem Isolatorkristall, die meist an eine atomare Fehlstelle gebunden ist. Auf Grund der Kombinationsmöglichkeiten zwischen den verschiedenen Elektronenfehlstellen und den verschiedenen atomaren Fehlstellen gibt es eine Vielzahl von Farbzentren. Diese Farbzentren absorbieren Licht durch Übergänge der Elektronenfehlstelle in angeregte gebundene Zustände oder in das Leitfähigkeitsband.

Die Eigenschaften der Farbzentren wurden bei den Alkalihalogeniden am eingehendsten untersucht und sollen im folgenden am Beispiel des am häufigsten beobachteten Zentrums, des *F-Zentrums*, beschrieben werden:

Die elektronische Struktur des F-Zentrums wurde mit Hilfe der Elektronenspinresonanz als ein an eine Anionleerstelle gebundenes Elektron identifiziert. Das Elektron ist mit gleicher Wahrscheinlichkeit in der Umgebung aller an die Leerstelle angrenzenden Alkaliionen lokalisiert. Es hat eine Reihe diskreter Zustände zwischen dem Valenz- und dem Leitfähigkeitsband des Kristalls. Die Lage der Terme kann durch verschiedene quantenmechanische Modelle, die den Einfluß der umgebenden Kristallbausteine in unterschiedlicher Weise berücksichtigen, berechnet werden. Die optische Absorption entspricht Übergängen des Elektrons zwischen dem Grundniveau des F-Zentrums und den angeregten Zuständen. Die Absorptionsbanden haben die Gestalt von Glockenkurven. Bei den verschiedenen Alkalihalogeniden der NaCl-Struktur gilt nach Ivey für die Lage des Absorptionsmaximums der längstwelligen und am stärksten ausgebildeten Bande (F-Bande) die empirische Beziehung $\lambda_{max} = 4870\, d^{1,84}$, wenn die Zahlenwerte für λ_{max} und die Gitterkon-

Übersicht über die wichtigsten Absorptionsbanden und die zugehörigen Farbzentren in Alkalihalogenidkristallen

Farbzentren			Wellenlänge des Absorptionsmaximums*) [nm] KCl	KCl^+ $SrCl_2$	KCl^+ LiCl	Aufbau der Zentren
Zentren mit Elektronen	F-Zentrum und seine Abarten	L_3	251			angeregte Zustände des F-Zentrums
		L_2	288			
		L_1	344			
		K	457			Anionleerstelle und Elektron
		F	556			Anionleerstelle und 2 Elektronen (F-Zentrum und Elektron)
		F'	750			
	Aggregatzentren	R_1	658			3 F-Zentren
		R_2	727			2 F-Zentren, in ⟨110⟩ orientiert
		M	825			größere Leerstellenassoziate mit Elektronen
		N				
		O				
Exzitonzentren		α	177			Exzitonübergang in der Nähe einer Anionleerstelle
		β	166			Exzitonübergang in der Nähe eines F-Zentrums
Zentren mit Defektelektronen		H	335			Cl_2^--Moleküle auf Aniongitterplatz, in „crowdion"-Konfiguration
		V_1	356			
		V_2	230			
		V_3	212			
		V_4	254			
		V_k	365			2 Anionen mit einem Defektelektron, in KCl ein Cl_2^--Molekül
Zentren mit Verunreinigungen		U	214			H^--Ion auf Aniongitterplatz
		OH	204			OH^--Ion auf Aniongitterplatz
		Fz_1		595		F-Zentrum mit 2wertigem Fremdion-Leerstellen-Komplex**)
		Fz_2		635		
		Fz_3		505		
		Fz_4		860		
		F_A			544	F-Zentrum mit 1wertigem Fremdion

*)Die Wellenlängen beziehen sich jeweils auf diejenige Meßtemperatur, bei der die Banden gut beobachtet werden können.
**) Das Modell wird vorgeschlagen, ist jedoch noch nicht mit Sicherheit experimentell bestätigt.

stante d in nm ausgedrückt werden. Für die Halbwertsbreite W der Absorptionskurve ergibt sich nach der klassischen Dispersionstheorie die *Smakula-Beziehung*

$$Nf = 1{,}29 \cdot 10^{17} \frac{n}{(n^2+2)^2} \alpha_{max} \cdot W.$$

Hierbei ist N die Anzahl der F-Zentren in cm^3, f die Oszillatorenstärke der F-Zentren, die die Wahrscheinlichkeit eines zur Absorption führenden Elektronenüberganges beschreibt, n der Brechungsindex und α_{max} der Absorptionskoeffizient am Absorptionsmaximum. Mit Hilfe dieser Beziehung kann aus der gemessenen Absorptionskurve die Zahl der wirksamen F-Zentren bestimmt werden. Die Temperaturabhängigkeit der Halbwertsbreite wird durch $W = A(\coth(h\nu_g/2kT))^{1/2}$ dargestellt, wobei A und ν_g Konstanten sind.

Zur Bildung von Farbzentren, die man als *Verfärbung der Kristalle* bezeichnet, werden hauptsächlich folgende Methoden angewendet:

1) *Additive Verfärbung.* Die Kristalle werden im Dampf einer der den Kristall aufbauenden chemischen Komponenten getempert. Die Bildung von F-Zentren in Alkalihalogeniden erfolgt dabei nach folgendem Mechanismus: An die Oberfläche des Kristalls (z. B. NaCl) lagern sich aus dem Metalldampf (Na) zunächst Metallatome an, die durch Diffusion von Anionen zur Oberflächenschicht im Kristall gebunden werden. Dadurch entstehen im Kristall Anionleerstellen und — wegen der Umwandlung der Metallatome in Ionen — Elektronen. Die zunächst freien Elektronen werden in den Anionleerstellen in einer Termlage unterhalb des Leitungsbandes eingefangen und bilden zusammen mit den Leerstellen die F-Zentren. (Eine Anionleerstelle wirkt im ungestörten periodischen Gitter als isolierte positive Ladung.) Bei einer Verfärbung im Halogendampf wandern anstelle der Elektronen Defektelektronen in den Kristall. Der Kristall hat nach der additiven Verfärbung eine nichtstöchiometrische Zusammensetzung.

2) *Verfärbung durch Bestrahlung mit ionisierender Strahlung.* Durch Bestrahlung der Kristalle mit ultraviolettem Licht (Photonenenergie > 10 eV), weicher Röntgenstrahlung, γ-Strahlen oder energiereichen Protonen wird durch Ionisierungsprozesse im Kristall eine gleiche Anzahl von Elektronen und Defektelektronen erzeugt. Diese elektronischen Gitterfehlstellen können in vorhandenen atomaren Fehlstellen eingefangen werden. Dadurch entsteht zunächst ein schneller Anstieg der Verfärbung mit einem Übergang in eine Sättigung. Außerdem können durch die Bestrahlung zusätzliche Eigenfehlstellen gebildet werden (→ Strahlenschäden in Festkörpern), die nach dem anfänglichen schnellen Anstieg eine weitere, langsamere Zunahme der Verfärbung bewirken. Durch die Verfärbung mit ionisierender Strahlung wird die stöchiometrische Zusammensetzung der Kristalle nicht geändert. Da die Anzahl der erzeugten Elektro-

nen und Defektelektronen gleich ist, können diese Defekte bei einer Temperaturerhöhung leicht rekombinieren. Deshalb ist die durch Bestrahlung erzeugte Verfärbung weniger stabil als die additive.

3) *Elektrolytische Verfärbung.* Durch Anlegen eines elektrischen Feldes an einen erhitzten Ionenkristall können Elektronen in den Kristall einwandern und Farbzentren bilden.

Mit den beschriebenen Verfahren und durch geeignete thermische und optische Behandlungen bereits verfärbter Kristalle können außer den F-Zentren noch eine Reihe weiterer Zentren gebildet werden (Tab.).

1) *Zentren mit eingefangenen Elektronen.* Dazu gehört das F-Zentrum mit seinen Abarten, den angeregten Zuständen. Die Absorptionsbanden, die den Elektronenübergängen aus dem Grundzustand in die verschiedenen angeregten Zustände entsprechen, bezeichnet man als *F-*, *K-* und *L-Banden.* Im Zusammenhang mit den L-Banden wird Photoleitfähigkeit beobachtet, die möglicherweise durch thermisch aktivierte Übergänge der höher angeregten Elektronen in das Leitfähigkeitsband entsteht.

Ein F-Zentrum mit einem weiteren, lose gebundenen Elektron bezeichnet man als *F′-Zentrum.* F′-Zentren können bei der Bleichung von F-Zentren gebildet werden. Die Bleichung erfolgt durch Überführung der an das F. gebundenen Elektronenfehlstelle in das Leitfähigkeitsband und Rekombination von Elektronen und Defektelektronen. Bei der Bleichung von F-Zentren können die im Leitfähigkeitsband beweglichen Elektronen von anderen F-Zentren eingefangen werden und F′-Zentren bilden. Die Absorption der F′-Bande entspricht der Ionisation des leicht gebundenen Elektrons und ist deshalb mit Photoleitfähigkeit verbunden. — Kompliziertere Zentren, die *Aggregatzentren,* entstehen durch Einfangen von einem oder mehreren Elektronen an Assoziaten von Eigenfehlstellen. Die entsprechenden Absorptionsbanden werden als *M-*, *R-*, *N-* und *O-Banden* bezeichnet.

2) *Exzitonzentren.* Die langwellige Kante der Ultraviolettabsorption der Alkalihalogenide entsteht durch Exzitonübergänge der Elektronen. Erfolgen diese Übergänge in der Nähe von Farbzentren, z. B. F-Zentren oder Anionleerstellen, so erscheinen an der Absorptionskante ausgeprägte Banden, die *β-* und *α-Banden.*

3) *Zentren mit eingefangenen Defektelektronen.* Sie entstehen durch Einfangen von Defektelektronen in Eigenfehlstellen oder deren Assoziaten. Die Zentren absorbieren bei kleineren Wellenlängen als F-Zentren und werden als *H-* und *V-Zentren* bezeichnet. Die verschiedenen V-Zentren werden durch Indizes markiert. Die Absorption entspricht Elektronenübergängen vom Valenzband in die oberhalb des Valenzbandes liegenden unbesetzten Terme.

4) *Zentren mit Verunreinigungen.* Die Verunreinigungsionen können selbst Farbzentren darstellen, deren Absorption durch Elektronenübergänge vom Verunreinigungsion zu den Nachbarionen des Wirtsgitters zustande kommt (z. B. bei eingebauten H^--Ionen: *U-Zentren*), oder es können an Verunreinigungen oder ihren Assoziaten Elektronenfehlstellen eingefangen werden (*F_Z-Zentren,* früher *Z-Zentren*). Außerdem bewirken die Verunreinigungen eine Verschiebung und Verbreiterung der Absorptionsbanden der anderen Zentren durch lokale Änderung der Gitterkonstanten (z. B. *F_A-Zentren,* früher *A-Zentren*) und eine Änderung der Verfärbbarkeit durch Beeinflussung der Konzentration der Eigenfehlstellen. Bei großen Verunreinigungskonzentrationen bilden sich im Kristall kolloidale Ausscheidungen, die Absorption und Tyndall-Streuung hervorrufen.

Die Farbzentren beeinflussen eine Reihe von Kristalleigenschaften, z. B. die mechanische Festigkeit. Beim Verlassen der angeregten Elektronenzustände der F.en tritt Lumineszenz auf.

Farbzentren werden experimentell untersucht durch Messung der optischen Absorption und Lumineszenz, der Photoleitfähigkeit, Thermolumineszenz, Elektronenspinresonanz, Gitterkonstanten und Dichte, inneren Reibung, Ionenleitfähigkeit und der dielektrischen Verluste.

Lit. Pick: Struktur von Störstellen in Alkalihalogenidkristallen (in Springer Tracts in Modern Physics, Bd 38, Berlin, Heidelberg, New York 1965); Stasiw: Elektronen- und Ionenprozesse in Ionenkristallen (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959).

Farvitron, ein Massenspektrometer, das nach dem Prinzip des Resonanzspektrometers aufgebaut ist. Es wird bei Totaldrücken zwischen 10^{-8} und 10^{-4} Torr eingesetzt. Der kleinste nachweisbare Partialdruck beträgt im allgemeinen 10^{-9} Torr. Dabei werden in der Regel solche Gasbestandteile angezeigt, deren Partialdrücke 3% oder mehr vom Gesamtdruck ausmachen. In Verbindung mit einem Druckwandler kann das F. auch in höheren Druckbereichen bis zu Atmosphärendruck eingesetzt werden. Das F. wird als Partialdruckmeßgerät bevorzugt für die Restgasanalyse, Lecksuche sowie in der Desorptionsspektrometrie verwendet.

Faseroptik, *Fiberoptik,* eine Vorrichtung, die aus einzelnen oder aus mehreren zusammengefaßten flexiblen optischen Leitern besteht, deren Funktion, der Transport von Lichtenergie und Bildinformationen, auf dem Prinzip der Totalreflexion beruht. Geeignet sind Materialien hoher Durchlässigkeit mit Querschnittsabmessungen, die einerseits durch den Geltungsbereich der geometrisch-optischen Gesetzmäßigkeiten, andererseits durch die Flexibilität des verwendeten Materials bestimmt werden. Neben Plaststoffen hoher Transmission werden vor allem optische Gläser sowie Quarzglas verwendet. Die Totalreflexion erfordert eine Grenzfläche zwischen zwei Medien von verschiedenem Brechungsindex in dem Sinne, daß ein zylinderförmiger Leiter mit hohem Brechungsindex sich in einem Medium mit niedrigerem Brechungsindex befindet.

Anfangs beschränkte man sich darauf, dünne Fäden auszuziehen und deren Außenfläche gegenüber der umgebenden Luft als Grenzfläche zu benutzen. Der Kontakt solcher Einzelfasern untereinander führt jedoch zu erheblichen Verlusten bei der Energiefortleitung. Heute werden Fasern aus der Kombination zweier optischer Gläser in einem gemeinsamen Ziehprozeß hergestellt; dabei ist der Kern aus Glas mit hohem Brechungsindex und einem Durchmesser zwischen 10 und 100 μm von einem sehr dünnen Mantelglas mit niedrigerem

Brechungsindex und Schichtdicken zwischen 1 und 2 μm umgeben. Es sind auch Herstellungsverfahren bekannt geworden, bei denen mehrere Kerne in einem gemeinsamen Mantelglas zu multiplen Fasern mit etwa 50 μm Durchmesser zusammengeschmolzen und gezogen werden. Die Herstellung von Bündeln geschieht durch Aufspulen der unendlich langen Einzelfasern in der Nut eines Wickelzylinders, durch anschließendes Durchtrennen des gewickelten Vorrates an einer oder mehreren Schnittstellen sowie durch Fixieren der erhaltenen Enden mit geeigneten Klebemitteln in Halterungen. Für gute Lichtleiteigenschaften ist eine hochwertige Isolierung der Einzelfasern untereinander sowie ein sorgfältiger Polierprozeß der Endflächen erforderlich.

Bündel aus willkürlich zusammengefaßten Fasern sind nur zum Transport von Lichtenergie geeignet. Man bezeichnet solche Optiken als *ungeordnete* oder *inkohärente F.en*. Soll dagegen eine Bildinformation durch ein Bündel geleitet werden, so ist dies nur möglich, wenn die das Bündel bildenden Einzelfasern einen hohen Ordnungsgrad aufweisen. Es ist dazu erforderlich, daß möglichst alle Einzelfasern am Ein- und Austrittsende die gleichen Nachbarn haben. Die Herstellung einer solchen *geordneten* oder *kohärenten F.* ist technologisch erheblich schwieriger. Eine Zwischenstellung nehmen inkohärente F.en ein, deren Ein- bzw. Austrittsende bestimmte Formen erhält, die auch untereinander unterschiedlich sein können, z. B. kreisförmig und rechteckig. *Licht-* und *Bildleiter* sind in abgestuften Längen bis 2 m und mit Durchmessern bis etwa 10 mm, bestehend aus bis zu 100000 Einzelfasern, erhältlich. Für die Länge besteht dabei insofern eine Grenze, als die Verluste beim Lichttransport längenabhängig sind. Gute F.en strahlen je nach Länge zwischen 50 und 25% der zugeführten Energie aus. Die spektrale Durchlässigkeit solcher Bündel entspricht der des gewählten Kernglases in großen Schichtdicken. Durch Wahl von UV-durchlässigem Kernmaterial, z. B. Quarzglas, wird die Verwendung in den kurzwelligen Spektralbereich hinein möglich. Ebenso gibt es Bestrebungen, mit gut durchlässigen Materialien, z. B. Arsenschwefelglas, weiter in den Infrarotbereich vorzudringen

Für F.en zeichnen sich verschiedene Anwendungsgebiete ab, die sich durch immer neue Einsatzmöglichkeiten ständig erweitern. So ersetzen inkohärente Bündel in zunehmendem Maße Lichtleitvorrichtungen in Geräten und Anlagen, die bisher nur durch Kombination von Linsen, Spiegeln und Prismen mit hohem Justieraufwand realisierbar waren. Der zusätzliche Vorteil der Flexibilität von F.en ist hier ein weiterer, oft wertvoller Gewinn. Auch den Tendenzen der Miniaturisierung in der Technik kommen F.en vielfach entgegen. Ein weites Feld des Einsatzes besteht für die kohärenten F.en. Sie werden z. B. zur visuellen Inspizierung von schwer zugänglichen Stellen in Technik und Medizin — hier speziell in Form von Endoskopen — verwendet. Andererseits werden kohärente F.en in Form von Faserböden als Abschlußflächen von Katodenstrahloszillographenröhren verwendet. Eine solche vakuumdichte Platte liefert auf Grund der günstigeren Abstrahlungseigenschaften das 20- bis 40fache der Leistung einer normalen Oszillographenröhrenplatte und darüber hinaus verzerrungsfreie Oszillogramme.

Ein weiteres Anwendungsgebiet der F. ist die Nachrichtenübertragung mit Glasfasern, insbesondere mit dielektrischen Lichtwellenleitern (→ Glasfasernachrichtenübertragung).

Lit. Tiedeken: F. und ihre Anwendungen (Leipzig 1967).

Faßkammer, → Dosimeter.

fastperiodische Bewegung, → mechanisches System.

fast-removal-Querschnitt, → Neutron.

Fata morgana, → Luftspiegelung.

Fazettierung, Erscheinen einer stufenartigen Folge glatter Flächen durch Vergröberung einer Kristalloberfläche. Ausgeprägte F.en können auftreten, wenn Metallkristalle in einer Gasatmosphäre bis dicht unter den Schmelzpunkt erwärmt werden, wobei das Gas mit den Metallkristallen schwach reagiert.

F-Bande, spezielle Absorptions- und Emissionsbande in Ionenkristallen, die durch das F-Zentrum verursacht wird, → Störstelle, → Farbzentrum.

fc, → footcandle.

FED, → Halbleiterdiode.

Federkonstante, svw. Richtgröße.

Federrohrvakuummeter, → Vakuummeter.

Fedorov-..., → Fjodorow-....

F-Effekt, → Substituenteneffekt.

Feher-Effekt, → Kernpolarisation.

Fehler, 1) *F*, Abweichung $F = x_a - x_r$ zwischen dem angezeigten oder abgelesenen Meßwert x_a und dem tatsächlichen (realen) Wert x_r bzw. $F = I - S$ zwischen dem Istwert I und dem Sollwert S, der z. B. von einem Normal verkörpert wird. Bei Maßverkörperungen entspricht die Aufschrift dem Wert x_a bzw. S, d. h. dem Soll- oder Nennwert, während das Istmaß (tatsächlicher Wert) durch Vergleich mit einem Normal festgestellt werden muß. Der *relative F.* F/x_a bzw. F/S_e wird im allgemeinen auf den Wert x_a bezogen, bei manchen anzeigenden Meßgeräten auf den Endwert S_e des Meßbereichs, z. B. bei Manometern; die Bezugsgröße ist stets anzugeben.

Systematische F. werden durch Unvollkommenheit der Meßgeräte, der Meßverfahren und des Meßgegenstands sowie durch Umwelteinflüsse und persönliche Einflüsse der Beobachter hervorgerufen. Sofern sie erfaßbar sind, sind sie durch eine *Berichtigung* oder *Korrektion* $B = x_r - x_a = -F$ am Meßwert zu berücksichtigen. Ihr nicht erfaßbarer Anteil kann oft abgeschätzt oder bei der → Meßunsicherheit erfaßt werden.

Zufällige F. entstehen durch nicht beeinflußbare Änderungen im Meßgerät, z. B. durch Abnutzung und Reibung, in der Umwelt, z. B. durch Temperatur- und Luftdruckänderung während der Messung, und durch den Beobachter (*persönlicher F.*). Auch ohne systematische F. streuen deshalb in Meßreihen die Meßwerte. Nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung läßt sich aus ihnen der wahrscheinlichste Wert und über die Standardabweichung s die Meßunsicherheit u abschätzen. *Grobe F.* durch Benutzung eines falschen Meßmittels,

durch falsche Anwendung, falsche Ablesung oder durch ein falsches Meßverfahren dürfen dabei nicht auftreten. Die Güte mancher Meßmittel kann durch die Fehlergrenzen gekennzeichnet werden. Der *Zuverlässigkeitsfehler* gibt die Streuung der Meßergebnisse an, der *Beweglichkeitsfehler* seine durch Reibung zwischen beweglichen Teilen verringerte Reaktion auf kleine Änderungen der Meßgeräte, z. B. durch eine stoßfrei aufgebrachte zusätzliche Belastung. Ein *Hysteresefehler* tritt auf, wenn die Irreversibilität in der zulässigen Zeitspanne nicht wiederhergestellt ist; die Anzeige hängt dann von der Richtung ab, aus der man sich dem Meßwert nähert. Auch der *tote Gang*, das fertigungsbedingte Spiel zwischen beweglichen formschlüssigen Teilen, z. B. von Spindel und Muttergewinde, führt zu F.n; bei Thermometern wird er als *Anzeigeträgheit* bezeichnet. Weiter muß man *Berührungsfehler* und *Anwärmfehler* berücksichtigen.

Fehlergrenzen sind vereinbarte oder zulässige Abweichungen der Istanzeige von der Sollanzeige. Sie können auch einseitig nach plus oder nach minus festgesetzt werden. In sie werden systematische F. und Schwankungen einbezogen, die z. B. durch Ungleichmäßigkeit der Fertigung oder durch Alterung bedingt sind.

Bei einer Reihe von n unabhängigen Einzelwerten werden die zufälligen Meßwerte $x_i (i = 1, \ldots, n)$ auf das arithmetische Mittel, den Mittelwert $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i$, bezogen. Für die zufällige Abweichung der Meßwerte x_i von $\bar{x}$ erhält man die mittlere quadratische oder *Standardabweichung* $s = \sqrt{\left[\sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2\right] / (n-1)}$, die sich für große n der Standardabweichung σ der Grundgesamtheit nähert. Bei einer Normal- oder Gauß-Verteilung ergibt ein Mittel von 1000 unabhängigen Einzelwerten eine *statistische Sicherheit* $P = 68{,}3\,\%$ für $\bar{x} \pm 1{,}00\,\sigma$, von $P = 95{,}4\,\%$ für $\bar{x} \pm 2{,}0\,\sigma$ und von $P = 99{,}7\,\%$ für $\bar{x} \pm 3{,}0\,\sigma$. Allgemein wird eine statistische Sicherheit $95\,\% < P < 99\,\%$ angestrebt. Bei einer Gauß-Verteilung ist der wahre Wert mit der statistischen Sicherheit P innerhalb der Vertrauensgrenzen des Mittelwerts zu erwarten; P sollte dabei stets angegeben werden.

Ist das Meßergebnis $y = F(x_1, \ldots, x_\nu)$ eine Funktion der Meßgrößen x_i, so ergibt sich der erfaßbare systematische F. Δy aus dem *Fehlerfortpflanzungsgesetz* $\Delta y = \sum_{j=1}^{\nu} \left(\frac{\partial F}{\partial x_j} \Delta x_j\right) = \frac{\partial F}{\partial x_1} \Delta x_1 + \cdots + \frac{\partial F}{\partial x_\nu} \Delta x_\nu$. Ist der F. eines Meßwerts x_i vorher eliminiert worden, so hängt F nicht mehr von x_i ab, d. h. $\partial F / \partial x_i = 0$.

Bei einer Gauß-Verteilung der Meßwerte mit den Standardabweichungen $s_1, \ldots, s_\nu$ aus Meßreihen mit gleicher Anzahl von Einzelwerten, deren Mittelwerte $\bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_\nu$ voneinander unabhängig sind, gilt für das Meßergebnis $y = F(\bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_\nu)$ und, wenn $s_j \ll \bar{x}_j$, für seine Standardabweichung $s_y = \sqrt{\sum_{j=1}^{\nu} \left(\frac{\partial F}{\partial \bar{x}_j} s_j\right)^2}$. Ist das Meßergebnis y z. B. eine lineare Funktion $y = a_1\bar{x}_1 + a_2\bar{x}_2 + \cdots a_\nu\bar{x}_\nu$ der Variablen $\bar{x}_1, \ldots, \bar{x}_\nu$, deren Standardabweichung bekannt ist, so hat das Meßergebnis die Standardabweichung $s_y = \sqrt{(a_1 s_1)^2 + (a_2 s_2)^2 + \cdots + (a_\nu s_\nu)^2}$.

2) Elektrotechnik: Störungen an elektrischen Maschinen, Geräten und Anlagen. Häufigste F. sind ein- oder mehrpoliger Kurzschluß, Erdkurzschluß, Wicklungsschluß, Windungsschluß, Gestell- oder Masseschluß, Überlastung und Überspannung. Durch diese F. treten thermische und dynamische Beanspruchungen infolge von Stoßkurzschluß- oder Dauerkurzschlußströmen auf, die zur Zerstörung der Maschinen, Geräte oder Anlage führen können, wenn die F. nicht rechtzeitig erkannt und die betroffenen Einrichtungen nicht schnell abgeschaltet werden. Diese Aufgabe übernehmen Schutz- und Überwachungseinrichtungen, z. B. Über- und Unterspannungsrelais, Überstromrelais, Erdschlußrelais, Differentialrelais, die den F. entweder optisch oder akustisch anzeigen oder die Abschaltung selbsttätig veranlassen.

Fehlergesetz, → Fehlerrechnung.

Fehlergrenzen, die festgesetzten Grenzen, die der Fehler eines Meßmittels nicht überschreiten darf (TGL 0-1319). Es werden z. B. unterschieden Justierfehlergrenzen, Eichfehlergrenzen bei Ersteichungen, Eichfehlergrenzen bei Nacheichungen, Verkehrsfehlergrenzen bei Befundprüfungen, Beglaubigungsfehlergrenzen bei Beglaubigungen.

Fehlerkurve, Aufzeichnung von Fehlern eines Meßgeräts bzw. Meßverfahrens in Abhängigkeit von der Belastung, z. B. bei Flüssigkeitszählern des auf die Sollanzeige bezogenen Fehlers der Anzeige bei verschiedenen Durchflußstärken.

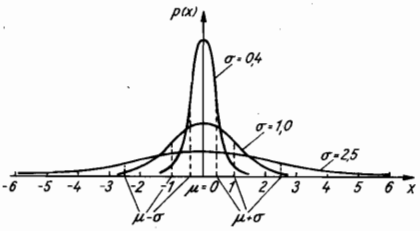
Fehlerrechnung, Theorie, die beim Rechnen mit Näherungswerten die Genauigkeit durch Erfassung der Fehler bestimmt und andererseits von physikalischen Messungen den wahrscheinlichsten Wert unter Berücksichtigung der zufälligen Meßfehler berechnet.

1) *Das Rechnen mit Näherungswerten.* Die Differenz zwischen dem wahren Wert einer Größe A und dem Näherungswert A' bezeichnet man als den *absoluten Fehler* $a = A' - A$. Da dieser beim Vergleich mit den Fehlern anderer Größen keine Aussage über die relative Genauigkeit zuläßt, führt man den *relativen Fehler* $|a|/A|$ ein.

Schließlich ist es für die meisten Rechnungen sehr praktisch, mit einer *Schranke für den absoluten Fehler* zu rechnen: $-\Delta a \leqq a \leqq \Delta a$. Die *Schranke des Fehlers einer Funktion* ist gegeben durch Näherungswerte und die entsprechenden Fehler. Wenn die Fehler, die in die Rechnung eingehen, klein sind, ergibt sich aus der Taylorschen Formel $\Delta f = \sum_{i=1}^{n} \Delta x_i \left|\frac{\partial f(x_i = X_i)}{\partial x_i}\right|$ für die Schranke des absoluten Fehlers Δf der Funktion $f(x_1, \ldots, x_n)$; dabei sind die X_i die Näherungswerte für die x_i und die Δx_i die Schranken der absoluten Fehler dieser Größen. Die Schranke für den relativen Fehler einer Differenz kann sehr groß werden, selbst wenn die relativen Fehler der eingehenden Größen sehr klein sind.

2) *Beobachtungsfehler.* Jedes Meßergebnis ist immer mit gewissen Fehlern behaftet, die in systematische und zufällige Fehler unterschieden werden. Die *systematischen Fehler* sind prin-

zipieller Natur, z. B. Eichfehler, und können eliminiert werden, so daß ihr Einfluß auf die Genauigkeit des Resultats wegfällt. Die *zufälligen Fehler* werden durch ihr Verteilungsgesetz hinreichend charakterisiert, das aus zusätzlichen Betrachtungen zu bestimmen ist. Für viele Fälle zutreffend ist das *Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz*, auch *Normalverteilungsgesetz* genannt: $\varphi(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2\sigma^2}$, in dem σ^2 der Parameter der Gauß-Verteilung heißt und die Breite der glockenförmigen Gestalt dieser Funktion bestimmt (Abb.).



Häufigkeitsdichte der Gauß-Verteilung bei verschiedenem σ

Ist $\varphi(x)$ irgendeine Verteilung, dann werden der *mittlere Fehler* durch $\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)\, x\, dx$ und der *mittlere quadratische Fehler* durch $\sqrt{\overline{x^2}} = \left(\int_{-\infty}^{\infty} x^2 \varphi(x)\, dx \right)^{1/2}$ definiert. Der *wahrscheinliche Fehler w* ist erklärt durch $\int_{-w}^{w} \varphi(x)\, dx = \frac{1}{2}$. Für das Gaußsche Fehlerverteilungsgesetz ist $\bar{x} = 0$ und $\overline{x^2} = \sigma^2$.

Fehlertheorie dritter Ordnung, *Seidelsche Theorie*, ein mathematisches Hilfsmittel zur Analyse der optischen → Abbildungsfehler. Durch Entwicklung der beim Abbildungsvorgang auftretenden Winkelfunktionen in Potenzreihen wird es möglich, Winkel durch die bei der Abbildung vorkommenden Strecken, wie Schnittweiten, Brennweiten, Durchtrittshöhen, zu ersetzen. Hieraus ergeben sich jedoch gewisse Beschränkungen, da die Entwicklung der Reihen bei einer Ordnung abzubrechen ist, wenn nicht die Kompliziertheit der Ausdrücke den praktischen Wert der Ableitungen in Frage stellen soll. Bereits bei Beschränkung auf die ersten drei Ordnungen der Reihenglieder ergibt sich eine gute Übersicht über das Verhalten der Abbildungsfehler. Hierauf gründet sich die F. d. O., die besonders auf L. Seidel zurückgeht, nach dem auch derjenige Teil des Strahlenraums, für den diese Vereinfachung zulässig ist, als *Seidelscher Raum* oder *Seidelsches Gebiet* benannt wird.

Auf diese Weise lassen sich speziell für die monochromatischen Abbildungsfehler Koeffizienten berechnen, die die resultierende Aberration eines Strahles als Doppelsumme ausdrücken, bestehend aus einer Flächensumme für eine Bildfehlergattung summiert über alle Bildfehlergattungen. Es ergeben sich hierbei Formeln, die als *Seidelsche Summen*, *Seidelsche Flächenteilkoeffizienten* oder *Seidelsche Linsenteilkoeffizienten* bezeichnet werden. Sie ermöglichen theoretische Betrachtungen über die Ursachen der Abbildungsfehler und lassen eine Analyse des Einflusses der einzelnen brechenden Flächen eines Systems auf den Gesamtfehler zu. Die F. d. O. ist so ein wertvolles Hilfsmittel bei der Konstruktion optischer Systeme und stellt die Vorstufe für die endgültige Korrektion der Abbildungsfehler durch trigonometrische Berechnung des wahren Strahlenverlaufs (→ Optikrechnen) dar.

Werden die Reihenentwicklungen nach höheren Ordnungen abgebrochen, erhält man zwar weitergehende Aussagen über die Fehleranteile, es wird aber gleichzeitig der Rechenaufwand so groß, daß die praktische Anwendung fragwürdig wird.

Lit. Berek: Grundlagen der praktischen Optik (Berlin u. Leipzig 1930).

Fehlerverteilungsgesetz, → Fehlerrechnung.

Fehlordnung, → Gitterfehlstellen.

Fehlordnungsgrad, Verhältnis der Anzahl der in „schlechtem" zur Anzahl der in „gutem" Kristallgebiet liegenden Kristallbausteine. Als „schlechtes" Kristallgebiet bezeichnet man alle die Stellen eines Kristalls, an denen der reguläre Kristallaufbau durch → Gitterfehlstellen gestört ist.

Fehlsichtigkeit, → Augenoptik.

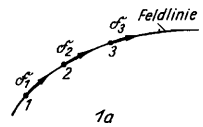
Fehlstellen, svw. Gitterfehlstellen.

Fehlwinkel, bei Strom- und Spannungswandlern die Phasenabweichung der Sekundärgröße von der Primärgröße. Sie werden positiv gewertet, wenn die Sekundärgröße der Primärgröße voraneilt.

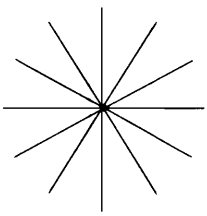
Feinstruktur, die bei genügend hoher Auflösung sichtbar werdende Aufspaltung der zunächst einfach erscheinenden Spektrallinien von Atomen oder Molekülen in mehrere benachbarte Linien (Komponenten), die ein *Multiplett* bilden. Die F. der Spektrallinien wird durch eine entsprechende F. im Energieniveauschema hervorgerufen, die durch die → Spin-Bahn-Wechselwirkung der Leuchtelektronen entsteht. Die Abstände zwischen den Komponenten eines Multipletts werden als Feinstrukturaufspaltungen bezeichnet. Diese liegen zwischen 10^{-3} eV beim Wasserstoffatom und 10 bis 100 eV bei den Röntgentermen und sind proportional zur vierten Potenz der Ordnungszahl. Näheres → Atomspektren.

Weitere, noch feinere Aufspaltungen, die → Hyperfeinstruktur, beruhen vor allem auf der magnetischen Wechselwirkung der Elektronen mit dem Atomkern.

Feinstrukturkonstante, *Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante*, α, eine von A. Sommerfeld bei der relativistischen Behandlung der Feinstruktur der Spektrallinien von Atomen eingeführte (dimensionslose) Konstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137{,}04}$. Hierbei bedeutet e die Elementarladung, $\hbar = h/(2\pi)$ mit dem Planckschen Wirkungsquanten h, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Die F. erweist sich als eine charakteristische Konstante der Diracschen Theorie des Elektrons. Sie ist ein Maß für die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung, d. h. für die Kopplung geladener Elementarteilchen mit Photonen, den Quanten des elektromagnetischen

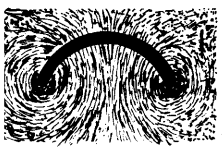


1a

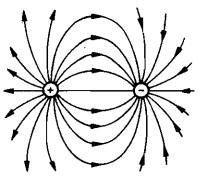


1b

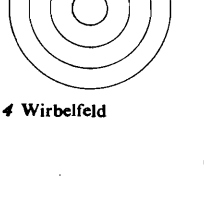
1a Feldlinien, b Punktladungsfeld



2 Feldbild



3 Quellenfeld



4 Wirbelfeld

Feldes. Wegen der Kleinheit der F.n kann in der Quantenelektrodynamik die Störungstheorie angewendet werden, was z. B. für die starke Wechselwirkung unmöglich ist, da deren Kopplungskonstante g etwa 1 bis 15 beträgt. Die F. spielt für die Bestimmung der physikalischen Konstanten eine ausgezeichnete Rolle; sie ist mit sehr guter Genauigkeit direkt experimentell, z. B. aus der Lamb-Shift, bestimmbar, so daß sie über e, h oder c in die experimentell bestimmten Werte vieler anderer Konstanten indirekt mit eingeht. Der heute genaueste Wert ist $\alpha^{-1} = 137{,}038$.

Feinstrukturterm, Term eines Multipletts, das durch Spin-Bahn-Wechselwirkung entsteht.

Feinstrukturuntersuchung, Untersuchung von Kristallen, Parakristallen oder auch amorphen Substanzen mit Hilfe der Beugung bzw. Streuung von Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen. Die F. liefert Aussagen über die Atomanordnung in Kristallen (→ Kristallstrukturanalyse) oder die wahrscheinlichsten Atomabstände in Flüssigkeiten oder mehratomigen Gasen. Sie gibt Aufschlüsse über die Orientierungsverteilung von Kristalliten in polykristallinen Aggregaten (→ Textur), über die elastischen Spannungen in kristallinen Materialien (→ röntgenographische Spannungsmessung) sowie über die Größe kohärent streuender Bereiche und über inhomogene Gitterverzerrungen (→ Verbreiterung von Interferenzlinien). Außerdem dient die F. der Identifizierung kristalliner Substanzen und der → Phasenanalyse. Mit Hilfe der Kleinwinkelstreuung können Aussagen über submikroskopische Heterogenitätsbereiche in kristallinen oder nichtkristallinen Materialien und über die spezifische Oberfläche feindisperser Systeme gemacht werden. Die Beugungs-Mikroradiographie dient dem Studium von Gitterfehlern in Einkristallen (→ Röntgentopographie). Unterschied: → Grobstrukturuntersuchung.

Lit. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen (4. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

Feinstteilchenmagnet, svw. Pulvermagnet.

Feinvakuum, → Vakuum.

Feld, im allgemeinen Sinne die eindeutige stetige Zuordnung von Ereignissen zu den Punkten eines abstrakten Raumes; in der Physik die Gesamtheit der allen Punkten des leeren oder stofferfüllten physikalischen Raumes bzw. seiner Teilgebiete zugeordneten Werte einer (unter Umständen auch mehrkomponentigen) Größe, der *Feldgröße*. Die Werte der Feldgröße in den verschiedenen Punkten des Raumes entsprechen den (verallgemeinerten) Koordinaten mechanischer Systeme; daher sind F.er als Systeme mit (überabzählbar) unendlich vielen Freiheitsgraden anzusehen. Der Feldbegriff wird in allen Zweigen der Physik verwendet, z. B. als elektrisches F., Temperatur-, Kraft- oder Geschwindigkeitsfeld, auch in der Mathematik, z. B. als Wahrscheinlichkeitsfeld.

Nach den Transformationseigenschaften der (physikalischen) Feldgrößen gegenüber orthogonalen Transformationen, d. h. nach ihrer mathematischen Natur, unterscheidet man folgende F.er: Bei *skalaren F.ern*, auch *Skalarfelder* genannt, ist die Feldgröße ein Skalar, z. B. Temperatur und Massedichte, bei *vektoriellen F.ern*, auch *Vektorfelder* genannt, ein Vektor (*Feldvektor*), z. B. Kraft sowie elektrische und magnetische Feldstärke, bei *tensoriellen F.ern*, auch *Tensorfelder* genannt, ein Tensor, z. B. die Spannung eines elastisch verformten Körpers, bei *spinoriellen F.ern*, auch *Spinorfelder* genannt, ein Spinor; sind die Feldgrößen Pseudoskalare bzw. Pseudovektoren, die ihr Vorzeichen bei Spiegelungen umkehren bzw. nicht umkehren, spricht man von einem *pseudoskalaren F.* bzw. *pseudovektoriellen F.* Man bezeichnet ein F. als *statisches F.*, wenn die Feldgrößen zeitunabhängig sind, als *stationäres F.*, wenn die zeitunabhängigen Feldgrößen eine stationäre Strömung, z. B. eine stationäre Flüssigkeitsströmung, beschreiben, und als *quasistationäres F.*, wenn die Retardierung vernachlässigt werden kann.

Vektorfelder spielen in der Physik eine besondere Rolle. Sie können anschaulich beschrieben werden mit Hilfe von *Feldlinien*, d. s. orientierte Linien, deren Tangenten in jedem Raumpunkt mit der Richtung der Feldvektoren $\vec{F}$ übereinstimmen (Abb. 1a); die *Feldstärke*, d. i. der Betrag der Feldvektoren in einem Punkt, wird durch die Dichte der Feldlinien repräsentiert, wie z. B. bei den Feldlinien des elektrostatischen F.es einer Punktladung (Abb. 1b), wo die Feldliniendichte von der Ladung nach außen hin abnimmt. Die graphische Darstellung der Feldlinien eines F.es wird als *Feldbild* oder *Feldverteilung* bezeichnet. Das Feldbild eines magnetischen F.es kann mit Eisenfeilspänen (Abb. 2), das eines elektrischen F.es mit Hilfe von Gipsaufschwemmungen gut sichtbar gemacht werden, da sich diese in Richtung der Feldlinien einstellen. Die Feldlinien eines Kraftfeldes heißen Kraftlinien (→ Kraft). Feldlinien können von bestimmten Punkten des Raumes, den *Quellen*, ausgehen und in anderen Punkten, den *Senken*, enden; solche F.er heißen *Quellenfelder*. Ein Beispiel dafür ist das von einer positiven und einer negativen elektrischen Ladung erzeugte elektrostatische F. (Abb. 3). Die Feldstärke in einem Raumpunkt ist durch die Kraft bestimmt, die das F. in diesem Punkt auf die Einheitsquelle ausübt, d. i. für das elektrische F. die Einheitsladung, für das magnetische F. der Einheitspol, für das Gravitationsfeld die Einheitsmasse. Treten nur in sich geschlossene Feldlinien auf, z. B. beim magnetostatischen F. eines Kreisstromes (Abb. 4), so spricht man von *Wirbelfeldern*. Reine Quellenfelder sind wirbelfrei, reine Wirbelfelder quellenfrei; im allgemeinen Fall treten sowohl Quellen auch als Wirbel auf, z. B. in Flüssigkeitsströmungen mit Strudel. Wirbelfreie Vektorfelder können aus einem skalaren Potential abgeleitet werden, wie dies zuerst für das Kraftfeld begründet wurde. Das Potential $\Phi(\vec{r})$ eines wirbelfreien Vektorfeldes $\vec{F}(\vec{r})$ ist definiert als das Wegintegral $\Phi(\vec{r}) = -\int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{F}(\vec{r})\,\mathrm{d}\vec{r}$ von einem beliebig wählbaren Punkt $\vec{r}_0$ zum Aufpunkt $\vec{r}$. Das zugehörige F. $\vec{F}(\vec{r})$ ergibt sich daraus in jedem Raumpunkt nach Betrag und Richtung als der negative Gradient von Φ zu $\vec{F}(\vec{r}) = -\mathrm{grad}\,\Phi(\vec{r})$, d. i. Betrag und Richtung des maximalen Gefälles bzw. der Äquipotentialflächen; die Feldlinien sind die orthogonalen Trajektorien dieser

Flächen. Quellenfreien Vektorfeldern $\vec{F}$ kann ein Vektorpotential $\mathfrak{A}$ zugeordnet werden, aus dem sie sich gemäß $\vec{F} = \text{rot}\,\mathfrak{A}$ durch Bildung der Rotation bestimmen. Das Vektorpotential $\mathfrak{A}(\vec{r})$ ist selbst ein F., das jedoch quellenfrei gewählt werden kann, so daß die Divergenz von $\mathfrak{A}$ verschwindet: $\text{div}\,\mathfrak{A} = 0$.

Ein beliebiges F. heißt *homogenes F.*, wenn jedem Punkt des Raumes die gleiche Feldgröße zugeordnet ist; andernfalls heißt es *inhomogenes F.* Homogene F.er sind z. B. das nach Betrag und Richtung konstante elektrische F. $\vec{E}$ im Innern eines (unendlich ausgedehnten) Plattenkondensators mit der Ladung Q (Abb. 5) und das Schwerefeld der Erde in der Nähe der Erdoberfläche.

Die in der Physik auftretenden Felder dienen teilweise zur einfacheren mathematischen Behandlung physikalischer Vorgänge in Systemen aus Einzelteilchen oder Kontinua, z. B. das Geschwindigkeitsfeld der Hydrodynamik sowie das Temperatur- und das Dichtefeld eines Gases, die zumindest prinzipiell durch die Angabe der Geschwindigkeiten, Energien bzw. Orte der Flüssigkeits- oder Gasteilchen ersetzt werden könnten, und zum anderen beschreiben sie unmittelbar nicht weiter reduzierbare Erscheinungsformen der Materie, z. B. das → elektromagnetische Feld und seine speziellen Formen, das → elektrische Feld und das → magnetische Feld, das Gravitationsfeld und die verschiedenen Materiefelder der Elementarteilchen.

Ursprünglich wurden auch die physikalischen F.er als Hilfsgrößen eingeführt, und zwar durch Faraday (um 1840) für die Elektrostatik. Die von Maxwell mit dieser Vorstellung aufgebaute Theorie des elektromagnetischen F.es (1856), die experimentelle Bestätigung der von dieser Theorie vorausgesagten elektromagnetischen Wellen durch H. Hertz (1887) und die Tatsache, daß diese Wellen Energie transportieren, führte mit Notwendigkeit zur Anerkennung der physikalischen Realität dieses F.es. Damit war für die elektromagnetischen Erscheinungen die Fernwirkungstheorie, die nur die Ladungen als real anerkennt und eine augenblickliche Kraftübertragung über beliebige Entfernungen hin annimmt, erstmals widerlegt und durch eine Nahewirkungstheorie ersetzt worden (→ Wechselwirkung, → Feldtheorie), die die Kraftwirkung durch Zwischenschaltung eines F.es von jedem Raumpunkt zu dessen Nachbarpunkt überträgt. Diese Vorstellung fand in der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen und der meßbaren Retardierung der von bewegten Ladungen ausgehenden Wirkung eine glänzende Bestätigung; sie überträgt sich sinngemäß auf alle physikalischen F.er. Von nicht minder großer Bedeutung für die Physik ist der dem F. duale Begriff des Teilchens (→ Dualismus von Welle und Korpuskel); beide sind Erscheinungsformen der Materie, ihr Zusammenhang ist aber noch keineswegs völlig verstanden.

Feldbild, → Feld.

Feldblende, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Feldeffekt, 1) das Entstehen einer *Verarmungs-* oder *Anreicherungsrandschicht* entsprechend der Richtung eines von außen an einen Halbleiter angelegten elektrischen Feldes. Dient ein Halbleiter als Platte eines Kondensators, dann dringt das Feld in das Innere des Halbleiters ein. Die Leitfähigkeit des Halbleiters wird dadurch geändert und kann deshalb zur Messung des F.s dienen. Bestehen *Oberflächenzustände*, so können die zusätzlichen Ladungsträger der Anreicherungsrandschicht in ihnen eingefangen werden. Die Zahl der eingefangenen Ladungsträger hängt dabei von der energetischen Lage und der Konzentration der Oberflächenzustände ab. Die meßbare Leitfähigkeitsänderung beim F. im Unterschied zur theoretisch berechneten ermöglicht damit Aussagen über die Oberflächenzustände. Werden die Experimente nicht mit statischen, sondern mit gepulsten elektrischen Feldern durchgeführt, kann die Kinetik des Einfangsprozesses der Ladungsträger in Oberflächenzustände untersucht werden, und es können Angaben über den Einfangsquerschnitt erhalten werden.

Der F. wird praktisch beim Feldeffekttransistor (→ Transistor) angewendet.

2) → Substituenteneffekt.

Feldeffektdiode, → Halbleiterdiode.

Feldeffekttetrode, → Transistor.

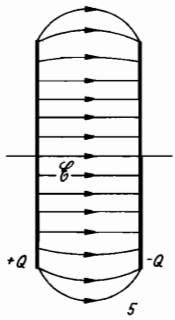
Feldeffekttransistor, → Transistor.

Feldelektronenmikroskop, *Spitzenübermikroskop*, ein elektronenoptisches Gerät zur Erzielung eines hochvergrößerten Schattenbildes einer Objektspitze. Die Elektronenauslösung an der Objektspitze — die z. B. aus Wolfram besteht — erfolgt durch Feldemission (Tunnel-Effekt) unter dem Einfluß eines starken elektrischen Feldes von einigen 10^7 V/cm. Derart hohe Feldstärken können durch sehr kleine Krümmungsradien der Spitzen (etwa 10^{-5} cm) erreicht werden. Das zwischen der als Katode ausgeführten Objektspitze (Abb.) und dem als Anode geschalteten Leuchtschirm vorhandene kugelsymmetrische Feld beschleunigt die Elektronen zum Leuchtschirm, wo eine stark vergrößerte Abbildung der Emissionsverteilung der Katodenspitze entsteht. Die Struktur von Partikeln auf der Katodenspitze (z. B. aufgedampfte Partikeln) kann durch eine Art Schattenprojektion auf dem Leuchtschirm sichtbar gemacht werden. Maßgebend für die erzielbare Vergrößerung ist das Verhältnis der Krümmungsradien von kugelförmiger Anode und Katodenspitze. Bei einem Spitzenradius von 10^{-5} cm und einem Leuchtschirmabstand von 10 cm erreicht man eine etwa 10^6-fache Vergrößerung. Voraussetzung für ein gut arbeitendes F. ist ein Vakuum von 10^{-9} bis 10^{-10} Torr. F.e sind z. B. für die Untersuchung monoatomarer Adsorptionsschichten auf der Katodenspitze geeignet.

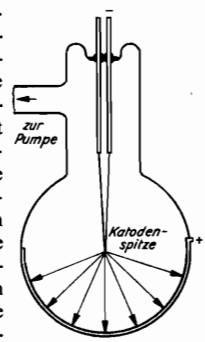
Feldemission, → Elektronenemission.

Feldenergie, räumlich mit einer Energiedichte verteilte und im allgemeinen mit einer Energiestromdichte strömende Energie eines Feldes, → Energie, → Energie-Impuls-Tensor, → Feld.

Feldfortsetzung, mathematische Verfahren der Geophysik, die dazu dienen, von der Kenntnis physikalischer Feldgrößen, z. B. → Schwere, Totalintensität des → Erdmagnetismus, in einer Ebene, z. B. der Erdoberfläche, auf den Verlauf der Feldgrößen in anderen Ebenen zu schließen. So wird z. B. die Konvergenz der Feldlinien für Tiefenabschätzungen verwendet.



5 homogenes Feld



Prinzip des Feldelektronenmikroskops

Feldfunktion, → Feld.

Feldgleichungen, → Feldtheorie.

Feldgradient, *Feldindex,* Maß für die Änderung der magnetischen Feldstärke bei Quadrupollinsen und bei den Bahnmagneten von zyklischen Beschleunigern.

Feldgröße, → Feld.

Feldindex, svw. Feldgradient.

Feldionenmikroskop, ein elektronenoptisches Gerät zur vergrößerten Abbildung einer Objektspitze mit Hilfe von Ionenstrahlen. Das Grundprinzip des auf E. W. Müller zurückgehenden F.s ist dem des → Feldelektronenmikroskops ähnlich. Im F. ist aber die Objektspitze als Anode und der Leuchtschirmbelag als Katode geschaltet. Während beim Feldelektronenmikroskop ein sehr gutes Vakuum vorausgesetzt wird, ist der Innenraum des F.s mit einem Edelgas, meistens Helium (10^{-3} Torr), gefüllt. Edelgasatome, die sich der Objektspitze nähern, werden ionisiert, und infolge des hohen elektrischen Feldes gelangen die an der Spitze erzeugten Ionen zum Leuchtschirm und bilden dort die Anodenspitze ab. Durch starke Kühlung der Spitze (z. B. mit flüssigem Wasserstoff) ist eine scharfe Abbildung gewährleistet. Mit einem Auflösungsvermögen von 0,2 nm (bisher bestes Auflösungsvermögen eines Mikroskops) ist die Möglichkeit der Abbildung einzelner Atome gegeben. Zweckmäßigerweise wird das sehr lichtschwache Bild mit einem elektronischen Bildverstärker beobachtet. Eine feldionenmikroskopische Aufnahme zeigt Tafel 49.

Feldionisation, die Ionisation infolge eines äußeren elektrischen Feldes. Befindet sich ein Atom in einem starken elektrischen Feld, so entsteht eine *Potentialbarriere* für seine Elektronen durch Überlagerung des Rumpfpotentials und dieses äußeren Potentials. In Abhängigkeit von Höhe und Breite der Barriere besteht eine Ionisationswahrscheinlichkeit entsprechend den quantenmechanischen Gesetzen für den *Tunneleffekt.*

Im Halbleiter kann sowohl F. der Störstellen als auch der Atome des Wirtsgitters auftreten; dem letztgenannten Fall entspricht ein Elektronenübergang aus den Valenzbändern in die Leitungsbänder (→ Bändermodell). Die F. in Halbleitern führt zum elektrischen Durchschlag (→ Zener-Effekt).

Feldisotopieeffekt, → Isotopieverschiebung.

Feldkonstante, die für die physikalischen Felder charakteristische Material- bzw. Naturkonstante, wenn sich diese in Stoffen bzw. im Vakuum befinden. Die auf das Vakuum bezogene F. des elektrischen Feldes ist die → Dielektrizitätskonstante ε_0, die des magnetischen Feldes die Permeabilitätskonstante μ_0 und die des Gravitationsfeldes die → Gravitationskonstante G.

Feldkurve, die Abhängigkeit der Induktion im Luftspalt elektrischer Maschinen von einer Koordinate in Umfangsrichtung längs der Ständer- oder Läuferoberfläche (meist der Ankeroberfläche). Die Form der F. wird durch den Luftspalt und die Verteilung der erregenden Wicklung am Umfang bestimmt. Die F. wird sehr häufig unter der Annahme ermittelt, daß die magnetischen Spannungsabfälle der übrigen Teile des → magnetischen Kreises vernachlässigbar sind und nur ein Spannungsabfall über dem Luftspalt auftritt. Je nach Erregung durch Anker- oder Erregerstrom unterscheidet man *Ankerfeldkurve* und *Erregerfeldkurve.* Bei Gleichstrommaschinen wird eine weitgehend konstante Induktion am Umfang angestrebt; bei Wechselstrommaschinen, vor allem bei Synchronmaschinen, induziert eine sinusförmige Induktionsverteilung die erforderliche zeitlich sinusförmige Spannung.

Feldlinien, → Feld, → elektrische Feldlinien, → magnetische Feldlinien.

Feldlinienverkettung, die Verkettung magnetischer und elektrischer Feldlinien bei zeitlich veränderlichen magnetischen und elektrischen Feldern. Die F. wird durch das Durchflutungs- und das Induktionsgesetz beschrieben.

Feldlinse, *Kollektivlinse,* in optischen Instrumenten eine Linse am Bildort oder in dessen Nähe, die lediglich zur Bündelung der abbildenden Strahlen bei wiederholter Abbildung (→ verflochtener Strahlengang) zum Zwecke der Einhaltung des gegebenen Strahlenraums dient. Die F. hat auf die Größe und Lage des Bildes keinen Einfluß.

Feldmasse, → Selbstenergie.

Feldmodell, → skalares Feldmodell.

Feldoperator, → Quantenfeldtheorie.

Feldpopulation, → Population.

Feldquantisierung, → Quantisierung.

Feldröhre, *elektrische F., Kraftröhre,* eine Röhre im elektrostatischen Feld, deren Wandung aus Feldlinien (Kraftlinien) besteht. Damit ist der Feldfluß (Kraftfluß) in jedem Querschnitt der Röhre der gleiche. Da die Feldlinien senkrecht auf Potentialflächen (z. B. metallischen Oberflächen) stehen, treten die F.n senkrecht zu diesen Flächen ein und aus. F.n, die von einer Quelle der Flächenladungsdichte $+\sigma$ ausgehen, enden in einer Senke mit der entgegengesetzten Ladungsdichte $-\sigma$.

Feldstärke, → Feld, → elektrische Feldstärke, → magnetische Feldstärke.

Feldstärketensor, *Maxwellscher F.,* → Relativitätselektrodynamik.

Feldstecher, → Prismenfernrohr.

Feldtelegrafengleichungen, → elektromagnetische Wellen.

Feldtheorie, Beschreibung der physikalischen Realität vermittels Feldgrößen, die dem speziellen Relativitätsprinzip genügende Feldgleichungen befriedigen.

In der klassischen Mechanik ist die Beschreibung der Wechselwirkung von Teilchen durch ein Kraftfeld nur ein Hilfsmittel. Wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Wirkungen beeinflußt in der speziellen Relativitätstheorie die Änderung der Lage eines Teilchens andere Teilchen erst nach einer gewissen Zeit. Das Feld gewinnt unmittelbar physikalische Bedeutung; es vermittelt die Wechselwirkung der Teilchen durch Nahwirkung. In der F. werden jedem Raumpunkt je nach Anzahl der für die Beschreibung der physikalischen Erscheinung notwendigen Feldgrößen ein oder mehrere Feldwerte zugeordnet, die den physikalischen Zustand charakterisieren. Die raumzeitliche Änderung der physikalischen Zustände wird durch *Feldgleichungen* beschrieben, d. s.

partielle Differentialgleichungen für die Feldgrößen $\vec{A}(\vec{r}, t)$. Sie sind gewöhnlich von höchstens 2. Ordnung und dann vom hyperbolischen Typ. In diesem Fall sind die Lösungen der Feldgleichungen durch die Vorgabe von $\vec{A}(\vec{r}, t_0)$ und $\left.\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right|_{t=t_0}$ zu einem festen Zeipunkt $t = t_0$ eindeutig bestimmt. Dies ist die Widerspiegelung der Makrokausalität in der F.: Durch die Werte des Feldes und seiner ersten Ableitungen zu einem Zeitpunkt t_0 ist die frühere und spätere Entwicklung eindeutig bestimmt. Aus der speziellen Relativitätstheorie folgt, daß die Feldgleichungen gegenüber Lorentz-Transformationen kovariant, d. h. in ihrer Form unverändert sein müssen; diese Forderung ergibt sich aus der Homogenität und Isotropie des Raum-Zeit-Kontinuums und zieht die Existenz der 10 fundamentalen Erhaltungssätze für Energie-Impuls (4), Drehimpuls (3) und Schwerpunktsbewegung (3) nach sich. Da das Feld gewöhnlich nicht durch die Angabe einer einzigen, sondern erst durch mehrere Feldgrößen $\psi_\alpha(x)$, wobei $\alpha = 1, \ldots, n$, mit $x = (t, \vec{r}) = (x_0, x_1, x_2, x_3)$ gegeben ist, folgt ferner, daß die ψ_α eine Darstellung der Lorentz-Gruppe bilden müssen; je nach der Art dieser Darstellung spricht man von Spinor- bzw. Tensorfeldern, die man gewöhnlich als $\psi_{ab\ldots}(x)$ bzw. $\psi_{\mu\nu\ldots}(x)$ bezeichnet, wobei die Indizes $a, b, \ldots = 1, 2$ und $\mu, \nu, \ldots = 0, 1, 2, 3$ sein können. $x = (t, \vec{r})$ kennzeichnet einen Punkt des vierdimensionalen Raum-Zeit-Kontinuums. Tensorfelder lassen sich aus Spinorfeldern aufbauen, aber nicht umgekehrt; spezielle Tensorfelder sind das Skalarfeld $\psi(x)$ mit nur einer Komponente und das Vektorfeld $\psi_\mu(x)$ mit vier Komponenten. Die Feldgleichungen werden mit Hilfe des Wirkungsprinzips aus einer Lagrange-Funktion hergeleitet. Das physikalische Geschehen wird dabei im Rahmen des Minkowskischen Raum-Zeit-Kontinuums der speziellen Relativitätstheorie beschrieben. Die Gültigkeit des speziellen Relativitätsprinzips wird durch die Invarianz der Lagrange-Funktionen bei Lorentz-Transformationen der Bezugssysteme gesichert. Die Lagrange-Funktion L wird durch raum-zeitliche Integration über eine Lagrange-Dichte $\mathscr{L}$ gewonnen, die im allgemeinen als nur von den Feldfunktionen φ_i ($i = 1, \ldots, N$) und deren raum-zeitlichen Ableitungen $\partial_\mu \varphi_i$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) abhängt.

Das Wirkungsprinzip lautet dann:

$$\delta W = \int L(\varphi_i, \partial_\mu \varphi_i)\, \mathrm{d}^4 x = 0. \tag{1}$$

Die Variation δW ist Null, wenn φ_i die Euler-Lagrange-Gleichungen

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi_i} - \partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \varphi_i)} = 0 \tag{2}$$

erfüllt (über doppelt auftretende Indizes wird summiert). Aus der Invarianz der Lagrange-Funktion gegenüber infinitesimalen Lorentz-Translationen des Koordinatensystems der Form

$$\overline{x^\mu} = x^\mu + \delta x^\mu \tag{3}$$

ergeben sich auf Grund der zugehörigen Variation entsprechend (1) unter Verwendung der Gültigkeit der Feldgleichungen (2) die Gleichungen

$$\delta W = \int \partial_\mu \left\{ \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \varphi_i)} \partial_\nu \varphi_i - L \delta^\mu_\nu \right\} \delta x^\nu \mathrm{d}^4 x = 0, \tag{4}$$

wobei δ^μ_ν das Kronecker-Symbol ist. Da die infinitesimalen Translationen willkürlich wählbar sind, erfüllt damit der Tensor

$$T^\mu{}_\nu = \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \varphi_i)} \partial_\nu \varphi_i - L \delta^\mu{}_\nu \tag{5}$$

den differentiellen Erhaltungssatz

$$\partial_\mu T^\mu{}_\nu = 0. \tag{6}$$

Der Tensor $T_{\mu\nu}$ wird als kanonischer Energie-Impuls-Tensor bezeichnet. Er ist im allgemeinen unsymmetrisch. Das Auftreten eines unsymmetrischen Anteils entspricht der Existenz eines Eigendrehimpulses der zum Feld gehörigen Teilchen bzw. den Polarisationseigenschaften des Feldes.

Mit (6) erfüllt auch der Tensor

$$M^{\mu,\sigma\nu} = x^\nu\, T^{\mu\sigma} - x^\sigma\, T^{\mu\nu} \tag{7}$$

den differentiellen Erhaltungssatz

$$\partial_\mu\, M^{\mu,\sigma\nu} = 0, \tag{8}$$

wenn $T^{\mu\nu}$ symmetrisch ist. Der kanonische Energie-Impuls-Tensor läßt sich jedoch symmetrisieren, indem man zu dem Ausdruck (5) einen Ausdruck der Form

$$\partial_\lambda\, f^{[\nu\lambda]}_{\mu} \tag{9}$$

mit einem entsprechend zu bestimmenden, in ν und λ antisymmetrischen Tensor $f^{[\nu\lambda]}_{\mu}$ hinzufügt, dessen Divergenz identisch verschwindet. Der symmetrisierte Energie-Impuls-Tensor wird metrischer Energie-Impuls-Tensor genannt und ergibt sich direkt im Zusammenhang mit den Einsteinschen Gravitationsgleichungen. Mit Hilfe des metrischen Energie-Impuls-Tensors kann man immer den Tensor (7) konstruieren. $M^{\mu,\sigma\nu}$ ist der Drehimpulstensor des Feldes. Aus (6) und (8) ergeben sich die Erhaltungssätze für Energie-Impuls und Drehimpuls sowie der Schwerpunkterhaltungssatz. Der differentielle Erhaltungssatz für den Drehimpulstensor hat seinen Ursprung in der Invarianz der Lagrange-Funktion bei Lorentz-Rotationen des Koordinatensystems in Analogie zu (3) und (5).

Für komplexe Felder ist noch die Existenz des Viererstromvektors

$$j_\mu = i \left\{ \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \varphi_i^*)} \varphi_i^* - \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \varphi_i)} \varphi_i \right\}, \tag{10}$$

wobei φ_i^* konjugiert komplex zu φ_i ist, wesentlich. Er resultiert aus der Eichinvarianz gegenüber der Umeichung $\varphi_i \to \mathrm{e}^{\alpha} \varphi_i$ und erfüllt auf Grund der Feldgleichungen (2) für φ_i und φ_i^* die Kontinuitätsgleichung:

$$\partial_\mu j^\mu = 0. \tag{11}$$

In Analogie zum Energie-Impuls-Erhaltungssatz erhält man aus (11) durch Integration über den dreidimensionalen Raum den Erhaltungssatz für die Gesamtladung Q:

$$\partial_0 Q = \partial_0 \int j_0\, \mathrm{d}^3 x = 0. \tag{12}$$

Die wichtigsten F.en sind die Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes, die Diracsche Theorie des Elektron-Positron-Feldes

und die Klein-Gordon-Gleichung für das skalare Mesonfeld. Die zugehörigen Feldgleichungen hängen alle eng mit der Wellengleichung zusammen.

Die Wechselwirkung der verschiedenen Felder wird durch Hinzufügen eines Wechselwirkungsgliedes $\mathscr{L}_1$ zur Summe der Lagrange-Dichten $\mathscr{L}_f$ der freien, nicht wechselwirkenden Felder berücksichtigt; auf diese Weise erhält man z. B. die der → Quantenelektrodynamik zu Grunde liegenden Feldgleichungen.

Die Feldgleichungen freier Felder sind linear, wenn $\mathscr{L}$ in den Feldern und deren Ableitungen höchstens quadratisch ist; die Lösungen können dann mit beliebigen Koeffizienten überlagert werden und ergeben stets wieder neue Lösungen. Die Berücksichtigung der Wechselwirkung erfordert die Einführung nichtlinearer Glieder, da sonst keine Koppelung zwischen den verschiedenen Feldern vorliegt. Die Behandlung nichtlinearer partieller Differentialgleichungen ist äußerst kompliziert; ihre mathematische Theorie ist nur bruchstückhaft entwickelt. Da die exakte Lösung der Gleichungen wechselwirkender Felder nur in den seltensten Fällen explizit angegeben werden kann, hat man entsprechende Näherungsverfahren entwickelt; am bekanntesten ist die → Störungstheorie, die aber im Falle der starken bzw. schwachen Wechselwirkung wegen der großen Kopplungskonstante bzw. Renormierungsschwierigkeiten (→ Renormierung) versagt. Die Nichtlinearitäten führen im Fall lokaler F.n zu Divergenzen, d. h. zu unendlichen Werten für physikalisch wohldefinierte endliche Größen. Man hat diese Schwierigkeiten durch Einführung nichtlokaler Wechselwirkungen zu vermeiden gesucht, bei denen die Wechselwirkungsdichte am Punkte x auch von dessen Umgebung abhängt. Viele dieser Versuche zeigten jedoch wesentliche Mängel, z. B. Akausalität in dem Sinne, daß Überlichtgeschwindigkeiten und somit Wirkungen vor ihren Ursachen auftreten; sie mußten daher verworfen werden.

Allen bekannten Teilchen und ihren Wechselwirkungen kann man wenigstens im Prinzip ein lokales Feld zuordnen; in einer solchen klassischen F. der Materie ist dann von Teilchen keine Rede mehr. Eine mögliche Berücksichtigung des Teilchenaspektes der Natur geschieht durch die → Quantisierung der klassischen F.n. Die Feldgrößen werden als Operatoren und die Feldgleichungen als Operatorgleichungen aufgefaßt; die Feldgrößen können dann nicht mehr in beliebiger Weise miteinander vertauscht werden, sondern genügen bestimmten Vertauschungsregeln (→ Quantenfeldtheorie); dies entspricht der gegenseitigen Beeinflussung der Feldgrößen bei der Messung einer von ihnen.

Ganz offensichtlich ist das z. Z. verfügbare experimentelle Material vor allem aus dem Bereich der Hochenergie- und Elementarteilchenphysik für die Aufstellung einer allgemeinen Theorie der Materie noch unzureichend; daher muß man sich gegenwärtig mit den für die verschiedenen Teilbereiche der Physik entwickelten F.n begnügen.

Wegen der großen Erfolge klassischer Nahewirkungstheorien kam statt dessen auch die Vorstellung auf, die Felder als das eigentlich Primäre, die Teilchen, d. h. also Ladungen, Massen usw., aber als Feldsingularitäten („Feldknoten"), d. h. Stellen extrem großer Feldliniendichte, und damit als sekundär anzusehen. Diese Vorstellungen konnten sich jedoch nicht durchsetzen, und der Übergang von der klassischen F. zu einer Quantenfeldtheorie erscheint unvermeidlich.

Unbefriedigend an der konventionellen Quantenfeldtheorie ist, daß zunächst jedem Teilchen ein eigenes Feld zugeordnet werden muß. Durch eine einheitliche F., die aller wechselwirkenden Materie nur ein einziges Feld zuschreibt, würde der Einheit der Materie Rechnung getragen; die beobachteten Felder, wie elektromagnetisches Feld und Gravitationsfeld, sollten sich dann als Spezialfälle daraus ergeben. Versuche im Rahmen der klassischen F. liegen in Gestalt verschiedener Verallgemeinerungen der Einsteinschen Feldgleichungen der allgemeinen Relativitätstheorie vor, so z. B. die Einsteinsche Theorie des unsymmetrischen Feldes, die fünfdimensionale oder projektive Relativitätstheorie sowie die F.n mit Feldgleichungen höherer als 2. Ordnung und die Geometrodynamik; Versuche im Rahmen einer Quantenfeldtheorie liegen in Gestalt der → Heisenbergschen Theorie der Urmaterie vor. Weiteres → einheitliche Feldtheorie, → nichtlineare Feldtheorie, → spezielle relativistische Feldtheorie.

Lit. Landau u. Lifschitz: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd II (dtsch Berlin 1963); Iwanenko u. Sokolow: Klassische F. (dtsch Berlin 1953).

Feldvektor, → Feld.

Feldverdrängung, → Wirbelströme.

Feldverteilung, → Feld.

Feldwaage, → Magnetometer.

Feldwellenwiderstand, → Wellenwiderstand, → elektromagnetische Wellen (Feldwellenwiderstand des Vakuums).

Feldzahl, → Sichtfeld.

Femto, f, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-15}, → Vorsätze.

Fensterverstärker, ein Verstärker mit einer meist einstellbaren Ansprechschwelle. F. verstärken nur Signale (Impulse), die diese Schwelle überschreiten; für Signale, die diese Schwelle nicht erreichen, ist die Verstärkung Null. Mit einem F. läßt sich ein Ausschnitt aus einem Amplitudenspektrum dehnen. – F. werden sehr häufig in der Kernphysik verwendet. In der Impulshöhenspektrometrie schaltet man sie oft vor einen Vielkanalanalysator, um eng benachbarte Linien besser trennen zu können. In Verbindung mit einem Einkanaldiskriminator ist es möglich, eine höhere Stabilität der Kanalbreite zu erreichen.

Fermatsches Prinzip, für den geometrisch-optischen Strahlenverlauf in einem Medium der Brechzahl n von P. Fermat aufgestelltes Extremalprinzip, das auch für die kräftefreie Bewegung eines Massepunktes gilt. Das Fermatsche P. besagt, daß die Ausbreitung des Lichtes zwischen zwei Punkten A und B auf dem Weg erfolgt, für dessen Zurücklegung die kürzeste Zeit notwendig ist:

$$\delta t = \delta \int_A^B \frac{\mathrm{d}s}{v} = 0 \text{ bzw. } \delta \int_A^B \mathrm{d}l = n \cdot \delta \int_A^B \mathrm{d}s = 0. \quad (*)$$

Hierbei ist δ das Variationssymbol, ds das Längenelement des Weges von A nach B, $v = v(x, y, z)$ die Lichtgeschwindigkeit im durchstrahlten Medium, $dl = n \cdot ds$ das optische Weglängenelement, $n = n(x, y, z)$ der Brechungsindex des Mediums. Gemäß (*) nimmt also die optische Weglänge $\sum_A^B n_j s_j$ bzw. $\int_A^B n\, ds$ verglichen mit allen anderen dem tatsächlichen Lichtweg benachbarten Wegen zwischen A und B stets einen Extremwert an. Der Lichtweg kann dabei aus einem ein- oder mehrmals gebrochenen, gespiegelten oder im Falle des inhomogenen Mediums auch gekrümmten Lichtstrahl bestehen.

Das Fermatsche Prinzip wird oft auch *Prinzip der schnellsten Ankunft* oder *Prinzip des kürzesten Weges* genannt, eine Bezeichnung, die unexakt ist, da es sich bei dem Extremwert auch um ein Maximum, also um die langsamste Ankunft, handeln kann.

Aus dem Fermatschen P. lassen sich das Gesetz der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes im optisch homogenen Medium, das Gesetz der Umkehrbarkeit des Strahlenganges, das Reflexionsgesetz und das Brechungsgesetz ableiten.

Die Anwendung des Fermatschen Prinzips auf die Ausbreitung eines Lichtstrahls in einem isotropen, optisch inhomogenen Medium mit $n(x, y, z) = \text{konst.} \cdot \sqrt{E - U(x, y, z)}$ als Brechungsindex führt auf $\delta \int_A^B \text{konst.} \cdot \sqrt{E - U} \cdot ds = 0$, und das entspricht für konst. $= \sqrt{2m}$ dem → Maupertuisschen Prinzip für die kräftefreie Bewegung eines Massepunktes der Masse m mit der Gesamtenergie E im stationären Potentialfeld $U(x, y, z)$. Das Fermatsche P. vermittelt somit eine mechanisch-optische Analogie zwischen der Bewegung eines Massepunktes im zeitlich konstanten Potentialfeld und dem Strahlengang in der geometrischen Optik.

Fermi, f, nach E. Fermi benannte, in der Kernphysik übliche Längeneinheit, die auf der größenordnungsmäßigen Ausdehnung der Atomkerne beruht. $1\ \text{f} = 10^{-15}\ \text{m} = 1\ \text{fm}$.

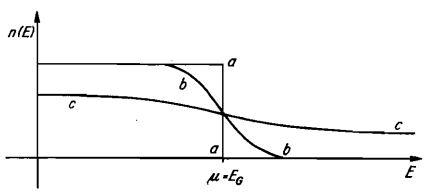
Fermi-Alter, → Age-Theorie.

Fermi-Beschleunigung, → Plasma.

Fermi-Dirac-Feld, → Fermi-Operatoren.

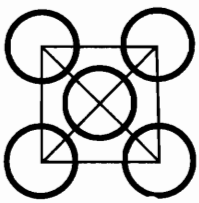
Fermi-Dirac-Statistik, *Fermi-Statistik,* Quantenstatistik für ein aus Fermionen bestehendes und im Gleichgewicht befindliches System. Im Unterschied zur klassischen → Maxwell-Boltzmann-Statistik sind hier infolge der quantenmechanischen Nichtunterscheidbarkeit der Teilchen Zustände, die sich nur durch den Austausch zweier gleichartiger Teilchen unterscheiden, identisch und dürfen nicht als verschieden gezählt werden. Der wesentliche Unterschied der F.-D.-S. zur → Bose-Einstein-Statistik besteht darin, daß die Besetzungszahlen der einzelnen Zustände, die dort unbegrenzt sind, hier nur die Werte 0 und 1 annehmen können. Dies ist eine Folge des Paulischen Ausschließungsprinzips (→ Fermionen), nach dem sich niemals zwei oder mehr Fermionen im gleichen Quantenzustand befinden können. Ein *ideales Fermi-Gas,* also ein System aus Fermionen, die nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, genügt der *Fermi-Dirac-Verteilung* $n_i = g_i \left[e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1 \right]^{-1}$. Dabei ist n die mittlere Zahl der Teilchen im Zustand i mit der Energie E_i, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Das chemische Potential μ bestimmt sich implizit aus der Gleichung $\sum_i n_i = \sum_i g_i \left[e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1 \right]^{-1} = N$, d. h., die Summe der Teilchenzahlen, summiert über alle Zustände i, ist gleich der Gesamtteilchenzahl N. In der F.-D.-S. kann das chemische Potential auch positive Werte annehmen. g_i ist das statistische Gewicht des Zustandes i, d. h. die Zahl der Quantenzustände mit der Energie E_i. Bei den meisten Anwendungen hat man es mit Fermionen mit dem Spin 1/2 zu tun, z. B. mit Elektronen. Es gilt dann $g_i = 2$ entsprechend den zwei verschiedenen Spinorientierungen je Energiezustand. Die Herleitung der Fermi-Dirac-Verteilung erfolgt 1) ähnlich wie in der Maxwell-Boltzmann-Statistik über Abzählverfahren zur Ermittlung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit, wobei das Paulische Ausschließungsprinzip beachtet werden muß, und eine Berechnung der wahrscheinlichsten Verteilung, für die gemäß der Gleichgewichtsbedingung die Entropie ein Maximum hat; 2) von der großkanonischen Verteilung der Gibbs-Statistik aus.

Im Falle $E_i - \mu \gg kT$ kann man die 1 im Nenner vernachlässigen, und die Fermi-Verteilung geht über in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Ist obige Bedingung nicht erfüllt, weicht das Gas in seinen Eigenschaften vom klassischen idealen Gas ab, es tritt Gasentartung ein. In der Abb. ist die Besetzungszahl

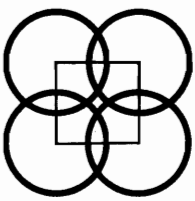


Energieverteilung der Fermionen: a am absoluten Nullpunkt, b bei starker Entartung, c bei schwacher Entartung. $\mu = E_G$ Fermische Grenzenergie

der einzelnen Niveaus in Abhängigkeit von der Energie unter Weglassung des Faktors g_i, also die Funktion $n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - \mu}{kT}} + 1}$ für verschiedene Temperaturen dargestellt. Bei tiefen Temperaturen, also bei starker Entartung, besetzen die Fermionen vorwiegend die niederen Energiezustände, während die Zustände höherer Energie praktisch leer sind, wobei der Übergang zwischen besetzten und leeren Energieniveaus in der Nähe des chemischen Potentials μ für die entsprechende Temperatur verläuft. Im Grenzfall $T = 0$ sind alle Zustände unterhalb des chemischen Potentials mit je zwei (für $g_i = 2$) Fermionen besetzt; die Zustände oberhalb des chemischen Potentials, dessen Grenzwert für $T = 0$ wegen dieser Eigenschaft auch als *Fer-*



1 Fermi-Fläche der Alkalimetalle



2 Fermi-Kugeln freier Elektronen in Aluminium

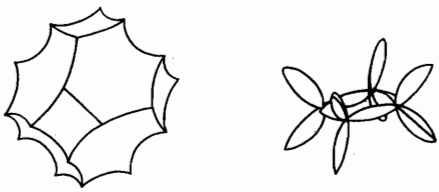
mische Grenzenergie E_G (*Fermi-Grenze, Fermi-Kante*) bezeichnet wird, sind leer. Das bedeutet, daß die mittlere Energie der Fermionen auch am absoluten Nullpunkt nicht verschwindet, sie hat einen endlichen Wert. Dieser heißt *Fermi-Energie* E_F, und es gilt $E_F = 3/5\, E_G$. Der Fermischen Grenzenergie entspricht gemäß der Formel $E_G = p_G^2/2m$ ein Grenzimpuls p_G. Für alle Fermionen des Systems ist am absoluten Nullpunkt der Impuls $\vec{p}$ dem Betrage nach kleiner oder gleich dem Grenzimpuls, d. h., es gilt die Ungleichung $|\vec{p}| \leqq p_G$. Diese Ungleichung beschreibt eine Kugel im Impulsraum, die *Fermi-Kugel*.

Von besonderer Bedeutung ist die Anwendung der F.-D.-S. auf das Elektronengas in Metallen, denn dieses befindet sich bereits bei normalen Temperaturen im Zustand starker Entartung. Für die Fermische Grenzenergie ergibt sich in diesem Falle $E_G = \hbar^2/2m(3N/8\pi V)^{2/3}$ Hierbei ist $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum, m die Elektronenmasse, V das Volumen und N die Gesamtzahl der Elektronen des Systems. Die F.-D.-S. gestattet praktische Aussagen über die Metalleigenschaften, so z. B. die Herleitung des Richardsonschen Gesetzes der Elektronenemission an Glühkatoden. Auch die mittels der F.-D.-S. berechneten spezifischen Wärmen der Elektronen konnten experimentell bestätigt werden. Die Elektronen liefern bei sehr kleinen Temperaturen den Hauptanteil der spezifischen Wärme des Metalles. Die spezifischen Wärmen verschwinden für $T \to 0$ in Übereinstimmung mit dem 3. Hauptsatz der Thermodynamik.

Geschichtliches. Die F.-D.-S. wurde 1926 von E. Fermi für die Elektronen vorgeschlagen; die theoretische Grundlage gab ihr kurz darauf D. A. M. Dirac, der ihren Zusammenhang mit der Quantentheorie aufdeckte. Die erste Anwendung der F.-D.-S. auf das Elektronengas in Metallen erfolgte durch W. Pauli und A. Sommerfeld.

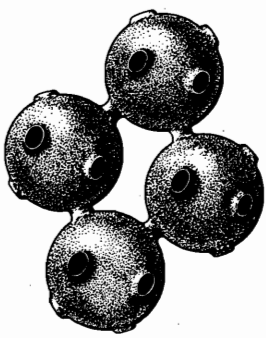
Fermi-Energie, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Fläche, eine Fläche im Wellenvektorraum, auf der die Wellenvektoren von Elektronen mit der Fermi-Energie liegen. Die Gleichung der F.-F. lautet $E_\nu(\vec{k}) = E_F$, wobei $E_\nu(\vec{k})$ die Energie eines Elektrons mit dem Wellenvektor $\vec{k}$ und dem Bandindex ν und E_F die Fermi-Energie ist. Im Grundzustand bildet die F.-F. die Trennfläche zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen im Wellenvektorraum (→ Fermi-Dirac-Statistik). Die F.-F. der Metallelektronen hat große Bedeutung für viele elektronische Eigenschaften von Metallen. Durch äußere Einflüsse, z. B. ein elektrisches Feld, können nämlich nur diejenigen Elektronen schwach angeregt werden und zur Leitfähigkeit beitragen, deren Wellenvektoren auf der F.-F. liegen. Für völlig freie Elektronen mit der Energie $E(\vec{k}) = \hbar^2\vec{k}^2/2m$ ist die F.-F. eine Kugel (Fermi-Kugel) mit dem Radius $\sqrt{2mE_F}/\hbar$. Dabei ist $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum und m die Elektronenmasse. Die F.-F. von Metallelektronen ist eine periodische Fläche im reziproken Kristallgitter, wenn wie üblich die Energiebänder $E_\nu(\vec{k})$ im wiederholten Zonenschema dargestellt werden. Dementsprechend besteht die F.-F. einfacher Metalle näherungsweise aus periodisch angeordneten Kugeln, deren Mittelpunkte jeweils die Punkte des reziproken Gitters sind (*Harrisonsche Konstruktion*). Abb. 1 zeigt dies am Beispiel der Alkalimetalle. Die Kugeln sind hier im kubisch flächenzentrierten reziproken Gitter periodisch verteilt und überlappen sich nicht, da das zur Dichte der Valenzelektronen proportionale Kugelvolumen entsprechend klein ist. Die realen F.-F.n von Natrium und Kalium weichen zum Beispiel nur weniger als 0,15% von der Kugelgestalt ab. In Aluminium mit drei Valenzelektronen je Atom sind die Kugeln wie auf Abb. 2 wesentlich größer und überlappen sich im kubisch raumzentrierten reziproken Gitter. Abb. 3 zeigt die entsprechende F.-F. freier Elektronen, deren beide Teile der Übersichtlichkeit halber getrennt und ohne periodische Fortsetzung dargestellt sind. Die reale F.-F. von Aluminium ergibt sich daraus durch eine geringfügige Abrundung der scharfen Ecken und Kanten in der Umgebung der Kugelschnittlinien.



3 Fermi-Fläche freier Elektronen in Aluminium in einer symmetrischen Elementarzelle des reziproken Gitters

Die F.-F.n der Halbmetalle bestehen aus mehreren kleinen ellipsoidartigen Teilen. Ferner lassen sich die F.-F.n der Edel- und Übergangsmetalle nicht einfach aus schwach deformierten Kugelschalen zusammensetzen, da die Leitungselektronen in diesen Metallen stark durch die Ionen im Kristallgitter beeinflußt werden. Die Abb. 4 zeigt z. B. die F.-F. von Kupfer, die aus kugelähnlichen „Bäuchen" besteht, die durch kleine „Hälse" miteinander verbunden sind. Eine solche im periodischen reziproken Gitter zusammenhängende F.-F. wird als offen bezeichnet, im Gegensatz zu den geschlossenen F.-F.n, wie etwa Kugeln und Ellipsoide. Die F.-F.n zahlreicher Metalle haben allerdings eine wesentlich kompliziertere Gestalt als in den angegebenen Beispielen.



4 Fermi-Fläche von Kupfer

Die Kenntnis der F.-F.n ist eine unerläßliche Voraussetzung zum uantitativen Verständnis vieler elektronischer Eigenschaften der Metalle.

Daher sind die F.-F.n der meisten Metalle mit Hilfe verschiedener Methoden experimentell bestimmt worden. Die wichtigsten Methoden beruhen auf dem de-Haas-van-Alphen-Effekt, dem Magnetowiderstand, den magnetoakustischen Effekten, den Size-Effekten, dem anomalen Skineffekt sowie dem Azbel-Kaner-Effekt.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch München und Wien 1968).

Fermi-Flüssigkeit, ein System von Fermionen, die stark miteinander in Wechselwirkung stehen. F.-F.en sind z. B. die Atome in flüssigem Helium He^3 oder die Leitungselektronen in Metallen. Die Anregungszustände einer F.-F. werden durch Elementaranregungen oder Quasiteilchen charakterisiert, die nur schwach miteinander in Wechselwirkung treten und eine relativ lange Lebensdauer haben.

Fermi-Gas, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Gas-Modell, → Kernmodelle.

Fermi-Geschwindigkeit, die Geschwindigkeit von Elektronen mit der Fermi-Energie E_F. Für freie Elektronen beträgt die F.-G. $\sqrt{2E_F/m_e}$ und ist parallel zum Wellenvektor gerichtet. Dabei ist m_e die Elektronenmasse. In realen Metallen ist die F.-G. im allgemeinen anisotrop und meist von der Größenordnung 10^8 cm/s. Die F.-G. ist bisher nur in wenigen Metallen mit Hilfe verschiedener Methoden experimentell bestimmt worden, die hauptsächlich auf dem → de-Haas-van-Alphen-Effekt und der → Zyklotronresonanz beruhen.

Fermi-Grenze, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Kante, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Kopplung, → schwache Wechselwirkung.

Fermi-Kugel, → Fermi-Dirac-Statistik, → Fermi-Fläche.

Fermionen, *Fermi-Teilchen,* Teilchen mit halbzahligem Spin, die der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen. Zu den F. gehören die meisten Elementarteilchen, wie Elektronen, Positronen, Protonen, Neutronen, Neutrinos und μ-Mesonen. F. werden in der Quantentheorie durch Wellenfunktionen beschrieben, die bezüglich des Austausches zweier Teilchen antisymmetrisch sind, d. h. bei einem solchen Austausch ihr Vorzeichen wechseln; im Gegensatz dazu haben → Bosonen in dieser Hinsicht symmetrische Wellenfunktionen. Eine Folge der Antisymmetrie der Wellenfunktionen ist das Pauli-Prinzip (Paulisches Ausschließungsprinzip), nach dem sich niemals zwei oder mehr F. im gleichen Quantenzustand befinden, also in ihren sämtlichen Quantenzahlen übereinstimmen können. Dieses Prinzip gilt allerdings in dieser Form nur für Teilchen, die nicht miteinander in Wechselwirkung stehen. Es wurde zuerst in einer speziellen Form zur Erklärung des Aufbaus der Elektronenhülle des Atoms herangezogen und später auf beliebige Quantenzustände verallgemeinert.

Fermi-Operatoren, in der Quantentheorie die Gesamtheit von Operatoren, die den kanonischen Antivertauschungsregeln (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren) genügen, speziell in der Quantenfeldtheorie die Feldoperatoren, deren Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren (d. s. im wesentlichen die Fourier-Transformierten des Feldes) diesen Regeln genügen (*Fermi-Dirac-Feld*). Die F.-O. der Quantenfeldtheorie beschreiben Teilchen mit halbzahligem Spin; wegen des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik genügen diese Teilchen der Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Resonanz, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Fermische Differentialgleichung, → Age-Theorie.

Fermische Grenzenergie, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fermische Streulänge, svw. Streulänge.

Fermi-Statistik, svw. Fermi-Dirac-Statistik.

Fermi-Teilchen, svw. Fermionen.

Fermi-Theorie, 1) Erklärung des β-Zerfalls durch die schwache Wechselwirkung, die von der Kernkraft-, der Coulomb- und der Gravitationswechselwirkung verschieden ist. Die schwache Wechselwirkung ist ungefähr 10^6mal kleiner als die Kernkraft-Wechselwirkung, deswegen treten die relativ großen Lebensdauern auf. Eine dem Coulomb-Wall beim α-Zerfall äquivalente Schwelle existiert beim β-Zerfall nicht. Bei der F.-T. wurde wegen der anfangs völlig fehlenden Kenntnisse über die Gesetzmäßigkeiten der schwachen Wechselwirkung die vereinfachende Annahme gemacht, daß die Übergangselemente der schwachen Wechselwirkung für alle β-Prozesse konstant seien, wobei der Wert dieser Konstante aus den gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten zu entnehmen ist. Trotz dieser starken Idealisierung konnte die F.-T. die beobachtete Energieverteilung der emittierten Elektronen bzw. Positronen befriedigend deuten. Bei konstantem Übergangselement werden die relativen Zerfallswahrscheinlichkeiten für verschiedene Energien allein durch die Zahl der für den Zerfall zur Verfügung stehenden Endzustände bestimmt. Diese Zahl ist für ein freies Teilchen mit vorgegebener Energie proportional zum Impulsquadrat p^2, da das Teilchen in eine beliebige Raumrichtung fliegen, d. h. einen beliebigen Zustand im Impulsraum auf der Kugelfläche mit dem Radius p einnehmen kann. Die gesamte Zerfallsenergie E wird auf das β-Teilchen und das Neutrino verteilt. Bei kleinen Elektronenenergien ist die Impulskugel für das Elektron sehr klein, bei Elektronenenergien wenig unterhalb der Zerfallsenergie gilt das gleiche für die Impulskugel des Neutrinos. Daher ist die Übergangswahrscheinlichkeit um so kleiner, je ungleichmäßiger die Energie auf die beiden beim Zerfall entstehenden freien Teilchen verteilt wird, während sie bei einer gleichmäßigen Aufteilung ein Maximum durchläuft. Dieses liegt wegen der unterschiedlichen Energie-Impuls-Relation für Elektron und Neutrino allerdings nicht bei der halben Zerfallsenergie.

Die Durchführung der skizzierten Gedanken liefert 1) bei fester Zerfallsenergie die Form der Energieverteilung und 2) die Abhängigkeit der über alle möglichen Energieaufteilungen integrierten gesamten Übergangswahrscheinlichkeit γ von der Zerfallsenergie E als $\gamma \sim f(E)$.

Wären die Übergangselemente der schwachen Wechselwirkung wirklich für alle β-Zerfälle konstant, so würde für die Lebensdauer $t = \gamma^{-1}$ des β-aktiven Kerns ft = konst. gelten. Daher ist der *ft-Wert* oder meist *log-ft-Wert*, auch

komparative Lebensdauer genannt, zum Vergleich des Übergangselements bei verschiedenen Zerfällen geeignet. Die log-*ft*-Werte überstreichen einen Bereich von ungefähr 3 bis über 20 und häufen sich in gewissen Gruppen. Je größer der log-*ft*-Wert ist, um so unwahrscheinlicher, d. h. um so „verbotener", ist der Übergang. Die Tab. zeigt solche Gruppen.

Übergang	log *ft*	Paritätswechsel	Spinänderung
übererlaubt	3	nein	0
erlaubt	4··· 6	nein	0; 1
einfach verboten	8···10	ja	1; 2
zweifach verboten	11···14	nein	2; 3
dreifach verboten	16···24	ja	3; 4

Die übererlaubten Übergänge sind Übergänge zwischen Spiegelkernen, die wegen der Ähnlichkeit des Anfangs- und des Endzustandes besonders bevorzugt sind.

2) → Age-Theorie.

Fermium, Fm, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 100, ein Transuran. Bekannt sind 15 Isotope der Massezahlen 244 bis 257 und 259. Das längstlebige Isotop ist ^{257}Fm mit einer Halbwertszeit von 71 Tagen; am schnellsten zerfällt ^{249}Fm mit einer Halbwertszeit von 2,5 Minuten. Zuerst nachgewiesen wurde 1952 ^{255}Fm völlig unerwartet nach einer thermonuklearen Explosion.

Fermi-Verteilung, → Fermi-Dirac-Statistik.

Fernkraft, → Kraft.

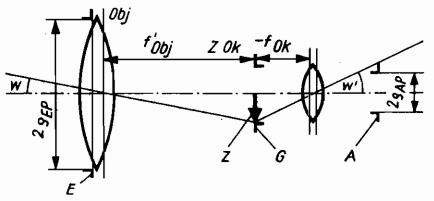
Fernordnung, → Mischkristall.

Fernrohr, ein optisches Instrument mit der Aufgabe, entfernte Objekte dem Auge so darzubieten, daß mehr Einzelheiten wahrgenommen werden können. Als F. im klassischen Sinne bezeichnet man eine afokale Linsen- oder Spiegellinsenfolge, die in Verbindung mit dem menschlichen Auge ein größeres Bild von entfernten Objekten auf der Netzhaut entwirft, als es ohne F. der Fall ist. Im weiteren Sinne sind zu den F.en auch die Linsen- und Spiegelsysteme besonders in der Astronomie zu rechnen, bei denen Bilder von entfernten Objekten photographisch festgehalten oder z. B. photometrisch oder spektroskopisch untersucht werden.

Wichtige F.e für visuellen Gebrauch (im klassischen Sinne) sind 1) *Linsenfernrohre* (*Refraktoren,* → Holländisches Fernrohr, → Keplersches Fernrohr, → terrestrisches Fernrohr, → Prismenfernrohr); 2) *Spiegelfernrohre* oder *Reflektoren* (→ Spiegelteleskop); 3) *Linsenfernrohre mit Spiegelkompensation* (→ Medial, → Brachymedial).

Zu den F.en im weiteren Sinne zählen Abwandlungen der obengenannten Systeme, gegebenenfalls unter Fortfall der Okulare und Einfügung spezieller Linsensysteme, z. B. für die Astrophotographie (→ Astrograph).

Optischer Aufbau und Bildlage. Jedes F. für den visuellen Gebrauch besteht aus mindestens zwei optischen Gliedern, dem → Objektiv des F.s und dem → Okular. Prinzipiell fallen bildseitiger Objektivbrennpunkt und dingseitiger Okularbrennpunkt zusammen, dadurch ergibt sich das afokale System. Das Objektiv ist stets sammelnd. Es entwirft von dem entfernten Objekt ein reelles umgekehrtes Bild in der Zwischenbildebene. Durch ein sammelndes Okular (→ Keplersches Fernrohr) wird das reelle Zwischenbild wie mit einer Lupe betrachtet, so daß sich ein im Unendlichen liegendes, umgekehrtes und seitenverkehrtes Bild vom Objekt ergibt.



Anordnung, Strahlengang und Pupillenlage beim astronomischen Fernrohr. *A* Austrittspupille, *E* Eintrittspupille, *G* Gesichtsfeldblende, *Obj* Objektiv, *Z* Zwischenbild, *Z Ok* Zwischenbild-Okularebene

Bei einem zerstreuenden Okular (→ Holländisches Fernrohr) wird dem Auge ein im Unendlichen liegendes aufrecht stehendes Bild dargeboten. Die Objektivbrennebene befindet sich dabei allerdings außerhalb des Systems Objektiv–Okular, so daß kein reelles Zwischenbild zustande kommt. Zur Bildaufrichtung eines F.s mit sammelndem Okular können als Erweiterungen dienen: Linsenumkehrsysteme (→ terrestrisches Fernrohr) und verschiedene Prismenumkehrsysteme (→ Prismenfernrohr), z. B. Porro-Prismensystem (→ Reflexionsprisma).

Vergrößerung. Die Fernrohrvergrößerung ist definiert durch $\Gamma' = \frac{\tan w'}{\tan w}$, wobei das Objekt unter dem Winkel w und dessen Bild durch das F. unter w' erscheinen. Daraus ergibt sich weiterhin $\Gamma' = \frac{f'_{Obj}}{f'_{Ok}} = \frac{\varrho_{EP}}{\varrho_{AP}}$. Dabei sind f' die Brennweite und ϱ_{EP} der halbe Durchmesser der Eintrittspupille bzw. ϱ_{AP} der halbe Durchmesser der Austrittspupille (→ Blende). Diese geometrische Winkelvergrößerung wird physiologisch-optisch als eine Annäherung des Objekts empfunden. Dadurch werden veränderte perspektivische Verhältnisse wahrgenommen, und verschieden weit entfernte Objekte werden kulissenartig zusammengedrängt.

Gesichtsfeld. Das wahre Gesichtsfeld wird meistens im Winkelmaß als objektseitiger Bildfeldwinkel w angegeben. Aus ihm resultiert das scheinbare Gesichtsfeld w'. Dieses wird bei allen F.en mit reellem Zwischenbild durch die Konstruktion des Okulars und die Vergrößerung bestimmt und nimmt bei normalen Okularen Werte von $w' = 35°\cdots45°$ an. Bei Weitwinkelokularen kann $w' = 60°\cdots70°$ und mehr werden. Bei F.en mit zerstreuendem Okular (→ Holländisches Fernrohr) kann das Auge nicht an die Stelle der Austrittspupille gebracht werden, dadurch ergibt sich eine andere Art der Gesichtsfeldbegrenzung. Man unterscheidet hierbei drei kennzeichnende Gesichtsfeldwinkel w: 1) w_1 mit voller Helligkeit (Zentralhelligkeit), 2) $w_{0,5}$ mit halber Zentralhelligkeit, 3) w_0 als Grenzwinkel, bei dem die Helligkeit auf Null gesunken ist.

Diese Gesichtsfeldgrößen errechnen sich zu $\tan w_1 = \frac{\varrho_{EP} - \Gamma' \cdot p}{\Gamma'(e\Gamma' + i)}$; $\tan w_{0,5} = \frac{\varrho_{EP}}{\Gamma'(e\Gamma' + i)}$; $\tan w_0 = \frac{\varrho_{EP} + \Gamma' \cdot p}{\Gamma'(e\Gamma' + i)}$. Dabei bedeuten ϱ_{EP} den Halbmesser der Eintrittspupille, e den Abstand des Augendrehpunktes vom Okular, i den Abstand des Objektivs vom Okular, p den Halbmesser der Augenpupille.

Lichtstärke und Fernrohrleistung. Bei ausgedehnten Objekten ist die Bildhelligkeit auf der Netzhaut proportional der Fläche der Austrittspupille AP, wobei die Augenpupille aber $\geqq AP$ sein muß. Bei punktförmigen Objekten mit $w' > 1'$ (z. B. in der Astronomie) ist die Bildhelligkeit der Fläche der Eintrittspupille proportional. Außerdem kommt der durch Reflexion und Absorption bedingte Durchlaßgrad mit zur Wirkung, der bei einem Prismenfeldstecher mit T-Belag etwa 80% beträgt. Die Fernrohrleistung L ist definiert als das Verhältnis der Sehschärfen S des Auges mit und ohne F.: $L = S_F/S_A$. L wird durch drei Größen bestimmt: 1) durch die von den Beugungserscheinungen des Lichts theoretisch begrenzte förderliche Vergrößerung, die bei einer Auflösungsgrenze des Auges von 1′ nach der Faustregel ϱ_{EP} in mm beträgt; 2) durch die geometrisch-optischen Abbildungsfehler, insbesondere die sphärische Aberration, die chromatische Aberration, die Nichteinhaltung der Sinusbedingung und den Gaußfehler; 3) durch die technischen Ausführungsfehler der optisch wirksamen Elemente und ihrer Verbindungselemente.

Anwendung. F.e dienen als selbständige Instrumente nicht nur zum Betrachten astronomischer oder terrestrischer Objekte, sondern viele Fernrohrausführungen dienen speziellen Zwecken in Physik und Technik; zum anderen sind F.e auch vielfach Baueinheiten in physikalischen Apparaturen und Geräten. Die Spezialausführungen dienen der Winkel- und Entfernungsmessung sowie der Justierung von optischen Bauteilen und geometrischen Größen, z. B. Führungsgeraden, Rotationsachsen und Flächen. Dazu gehört hauptsächlich das *Zielfernrohr*, in dessen Zwischenbildebene eine Marke angebracht ist. Diese wird gleichzeitig mit dem Objekt beobachtet, wodurch eine Zielline entsteht. Mit einer um eine waagerechte und eine senkrechte Achse verkippbaren Anordnung des Zielfernrohrs und der Ablesung der Verkippung an Teilkreisen ist eine genaue Winkelmessung möglich (→ Theodolit). Mit *Fluchtungsprüffernrohren* kann die fluchtende Anordnung mehrerer Punkte überprüft werden. Solche F.e werden zur Justierung von Flächen und Punkten verwendet. Zu Justierzwecken wird auch das Zielfernrohr in Verbindung mit einem Kollimator verwendet; man bezeichnet ein solches F. als *Richtungsprüffernrohr*. Die vom Kollimator ins Unendliche abgebildete Marke wird mit dem Zielfernrohr aufgefangen, und der Winkel zwischen Kollimator- und Fernrohrachse kann im Gesichtsfeld abgelesen werden. Die Fixierung der Kollimatormarke erfolgt dabei mit einem Mikrometer. Eine Kombination von Zielfernrohr und Kollimator zu einem Instrument stellt das → Autokollimationsfernrohr dar. Als Baueinheiten in physikalischen Apparaten dienen die F.e vorwiegend zum Betrachten von Meßmarken bzw. zum Ablesen von Teilungen, Skalen und Maßstäben in Meßgeräten, wo diese wegen einer größeren Entfernung mit bloßem Auge nicht ausreichend genau betrachtet werden können. Das F. fungiert hier als Mikroskop mit langer Objektivbrennweite. Damit ergibt sich die Mikroskopvergrößerung zu $V = \Gamma' \cdot 250\ \text{mm}/a$. Dabei ist a der Abstand vom Objekt zum Objektiv, und die 250 mm sind die deutliche Sehweite.

Lit. Riekher: Fernrohre und ihre Meister (Berlin 1957); König u. Köhler: Fernrohre und Entfernungsmesser (Berlin 1959).

Fernschwund, → Schwunderscheinungen.

Fernsehbildröhre, *Bildröhre*, eine Elektronenstrahlröhre, die durch Helligkeitsmodulation und Ablenkung des Elektronenstrahles zur Umwandlung der elektrischen Bildsignale in optische Bilder im Fernsehempfänger dient. Der Elektronenstrahl wird in seiner Intensität gesteuert und durch senkrecht zueinander stehende magnetische Felder rasterförmig über den Leuchtschirm geführt.

Eine F. besteht aus einer Katode, einem Wehnelt-Zylinder, einer elektrostatischen Fokussiereinrichtung, einer Nachbeschleunigungsanode, einem Leuchtschirm und dem Ablenksystem. Das Ablenksystem besteht bei einer F. aus einem Spulensystem, das außen auf die Röhre aufgesetzt wird. Durch einen Strom in den Ablenkspulen entsteht ein magnetisches Feld, wodurch der Elektronenstrahl abgelenkt wird.

Fernsehen, die Übertragung beweglicher Bilder über einen elektrischen Übertragungskanal mit im allgemeinen beliebiger Entfernung zwischen Sender und Empfänger. Das Bild, z. B. eine lebendige Szene, wird aufgenommen und nach Umwandlung der Lichteindrücke in Stromimpulse mit Hilfe von Übertragungslinien zum Sender geleitet. Der Sender strahlt mit einem Hochfrequenzträger das Bildsignal aus. Der modulierte Träger wird vom Empfänger aufgenommen. Das Signal wird schließlich wieder in ein optisches Bild umgewandelt. Dabei soll das wiedergegebene Bild vom Beobachter so wahrgenommen werden wie bei der Betrachtung des Originals.

1) Grundprinzip. Die Fernsehtechnik beruht auf dem Prinzip der Zerlegung des zu übertragenden Bildes in einzelne aufeinanderfolgende Zeilen. Die verschiedenen Leuchtdichtewerte eines Bildes können nur dann gleichzeitig übertragen werden, wenn eine Vielzahl von Übertragungskanälen zur Verfügung steht. Tatsächlich wird nur ein einziger Übertragungskanal benutzt. Dabei werden die elektrischen Signale, die den Leuchtdichtewerten der einzelnen Bildelemente entsprechen, nacheinander in so schneller Reihenfolge und außerdem das ganze Bild so oft übertragen, daß für das Auge ein kontinuierlicher Lichteindruck entsteht. Die Umwandlung der Leuchtdichtewerte in Stromimpulse erfolgt durch die zeilenweise Abtastung eines Ladungsbildes, das in der Bildaufnahmeröhre mit Hilfe einer photoempfindlichen Schicht gewonnen wird. Zum Aufbau des Bildes in der Empfängerbildröhre ist außer dem Bildsignal noch ein

Synchronisiersignal erforderlich, das den Gleichlauf zwischen dem Abtastvorgang auf der Senderseite und dem Aufbau auf der Empfängerseite gewährleistet. Das Synchronisiersignal wird gemeinsam mit dem Bildsignal über den gleichen Kanal übertragen.

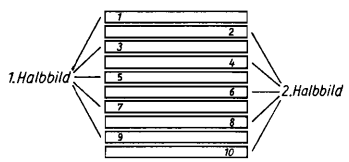
Der zu einem Fernsehprogramm gehörende Begleitton muß ebenfalls übertragen werden. Dies geschieht nach Prinzipien und mit Hilfe der Einrichtungen, die in der Tonrundfunktechnik üblich sind.

2) Kenngrößen der Fernsehsysteme.

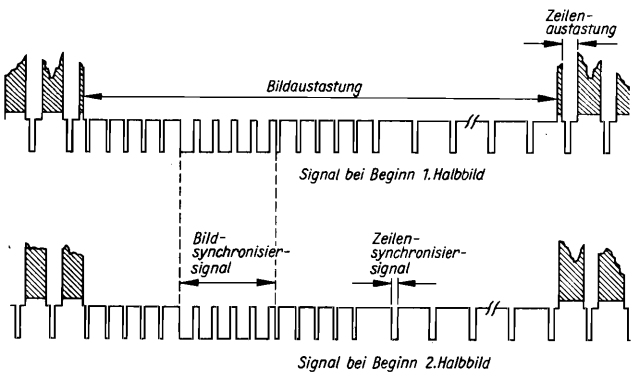
a) *Zeilenzahl.* Die zeilenweise Abtastung hat zur Folge, daß der Betrachter des auf der Empfängerseite aufgebauten Bildes einen Zeilenraster erkennt. Aus der Notwendigkeit einer genügend feinen Rasterung ergibt sich eine Mindestforderung für die Anzahl der Zeilen. Diese soll so groß sein, daß aus der gewählten Betrachtungsentfernung, die im allgemeinen bei etwa der fünffachen Bildhöhe liegt, die Rasterung nicht mehr zu erkennen ist. Die in Europa bevorzugt benutzte Zeilenzahl von 625 stellt ein Optimum dar.

b) *Bildfrequenz.* Für den Betrachter entsteht nur dann ein kontinuierlicher Bildeindruck, wenn die Abtastungen eines Bildes nicht mehr einzeln wahrgenommen werden. Zur Erzielung des Eindruckes einer kontinuierlichen Bewegung mit normaler Geschwindigkeit genügen schon 16 Bilder je Sekunde. Für Kinofilme hat sich eine Bildwechselzahl von 24 als vorteilhaft erwiesen; diese Zahl wurde auch genormt. Für das Fernsehen wurde aus betriebstechnischen Gründen die halbe Netzfrequenz 25 Hz bzw. 30 Hz als Bildfrequenz festgelegt.

c) *Zeilenfrequenz.* Das Produkt aus Zeilenzahl und Bildfrequenz ist die Zeilenfrequenz f_Z; sie ist z. B. gleich $625 \cdot 25 = 15625$ Hz.



1 Zwischenzeilenbild, aus zwei Halbbildern bestehend



2 Impulsfolge für 625-Zeilen-Fersehnorm

d) *Zwischenzeilenverfahren.* Das Flimmern eines Bildes hängt von der Bildfrequenz und vom Bildinhalt ab. Der ungünstigste Fall tritt bei einem fast weißen Bild auf; hierbei tritt das Flimmern erst dann nicht mehr in Erscheinung, wenn das Bild etwa 50mal je Sekunde geschrieben wird. Der Flimmereindruck wird aber auch vermieden, wenn zwei dicht benachbarte Bildelemente mit einem zeitlichen Abstand von $^1/_{50}$ s abwechselnd für kurze Zeit erscheinen. Diese Tatsache wird ausgenutzt, indem das gesamte Bild in zwei Teilbilder (Halbbilder) aufgespalten wird, wobei jedes der beiden Teilbilder die halbe Zeilenzahl hat. In vertikaler Richtung sind die Halbbilder um den halben Abstand der Zeilen des Halbbildes gegeneinander versetzt. Zuerst wird das Halbband mit den Zeilen 1, 3, 5, ... in $^1/_{50}$ s geschrieben und dann das Halbband mit den Zeilen 2, 4, 6, ... (Abb. 1).

e) *Videosignal-Bandbreite.* Unter der Annahme einer von Bildelement zu Bildelement jeweils vom Maximalwert, d. h. Weiß, zum Minimalwert, d. h. Schwarz, und umgekehrt sprunghaft wechselnden Leuchtdichte und der Abtastung dieser Leuchtdichteverteilung durch eine Blende von der Größe eines Bildelementes hat die Grundschwingung des Stromverlaufs die Frequenz (Schachbrettfrequenz) $f_S = bz^2 f_B / 2h$. Dabei ist b die Bildbreite, h die Bildhöhe, z die Zeilenzahl und f_B die Bildfrequenz. In der Praxis hat sich gezeigt, daß bei der Übertragung von Fernsehbildern die obere Frequenz geringer sein kann als die Schachbrettfrequenz, ohne daß die Bildqualität merklich leidet. Das wird durch Multiplikation von f_S mit dem *Kell-Faktor* K zum Ausdruck gebracht, wobei $0{,}6 \leqq K \leqq 1{,}0$ ist. Außerdem sind noch Rücklaufzeiten zu berücksichtigen. Damit ergibt sich eine obere Frequenz $f_0 = b(1 - p)\, z^2 f_B K / 2h(1 - q)$, wobei $p = 0{,}06$ und $q = 0{,}18$ die prozentualen Rücklaufzeiten für die vertikale bzw. horizontale Abtastperiodendauer sind. Beispiel: $b/h = 4/3$, $z = 625$, $f_B = 25$ Hz, $f_0 \approx 5{,}5$ MHz.

f) *Synchronisier- und Austastsignal.* Zur Gewährleistung des Gleichlaufs zwischen Bildabtastung auf der Senderseite und Bildzusammensetzung auf der Empfängerseite werden zusätzliche Impulsfolgen übertragen. Diese *Synchronisiersignale* bestehen aus einer Impulsfolge, deren Folgefrequenz gleich der Zeilenfrequenz f_Z ist, und aus einer Impulsfolge, deren Frequenz gleich der Bildfrequenz f_B ist (Abb. 2). Jeweils nach beendeter Zeilen- bzw. Halbbildabtastung läuft der Abtaststrahl bei der Bildaufnahme zum Anfangspunkt zurück. Während dieser Rücklaufzeiten muß die Empfängerbildröhre dunkel bleiben. Das wird durch Einfügen von Austastsignalen erreicht.

g) *Gesamtsignal.* Zur Übertragung wird das Bildsignal B einschließlich der zugefügten Austastsignale A mit dem Synchronisiersignal S addiert. Das Gesamtsignal bezeichnet man als *BAS*-Signal. Abb. 3 zeigt das *BAS*-Signal für Schwarz-Weiß-Fernsehen für eine Zeile. Das Signalgemisch für das Farbbildsignal nach den gebräuchlichen Verfahren entsteht in gleicher Weise durch Addition des Farbbildsignals mit dem Farb-Synchronisiersignal (auch Burst genannt) zum Synchronisiersignal, es wird als *FBAS*-Signal bezeichnet. Die Impulsbreiten,

Norm	Anzahl der Zeilen	Bildfrequenz Hz	Zeilendauer µs	Zeilenfrequenz Hz	Videobandbreite MHz	Vorzeichen der Bildträgermodulation	Art der Tonträgermodulation	Abstand Bild-/Tonträger MHz
B	625	25	64	15625	5	negativ	Frequenz ± 50 kHz	5,5
D	625	25	64	15625	6	negativ	Frequenz ± 50 kHz	6,5
E	819	25	48,84	20475	10	positiv	Amplitude	11,15
M	525	30	63,5	15750	4	negativ	Frequenz ± 25 kHz	4,5

Die wichtigsten Kenngrößen der am meisten verwendeten Normen für das Schwarz-Weiß-Fernsehen

Flankensteilheiten und Amplitudenbereiche sind in den verschiedenen Fernsehnormen festgelegt.

h) *Fernsehnormen.* Die Tabelle enthält die wichtigsten Kenngrößen der am meisten verwendeten Normen für das Schwarz-Weiß-Fernsehen. In der DDR gilt die Norm *B*, die übrigen sozialistischen Staaten arbeiten nach der Norm *D*.

i) *Radiofrequenzbereiche.* Für das Fernsehen werden zur Zeit folgende Frequenzbänder benutzt:

Band I 47··· 68 MHz
Band III 174···223 MHz
Band IV 470···585 MHz
Band V 610···790 MHz

Das Videosignal wird dem Träger des Bildsenders aufmoduliert. Dabei werden die Amplitudenmodulation und das Restseitenbandverfahren angewendet. Das Verfahren besteht darin, daß nur eines der beiden bei der Amplitudenmodulation des Bildträgers entstehenden Seitenbänder vollständig, das zweite nur zum Teil übertragen wird.

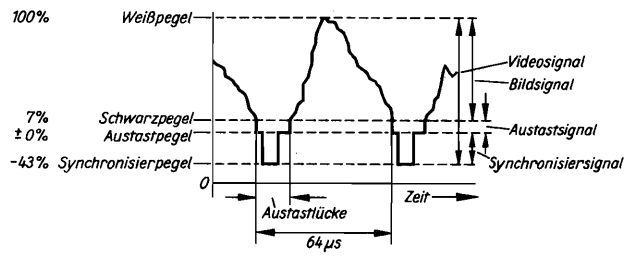
Das Tonsignal des Fernsehprogramms wird dem Träger des Tonsenders aufmoduliert. Der Frequenzabstand von Bildträger und Tonträger ist durch die Norm festgelegt, ebenfalls die Modulationsart des Tonsenders (Tabelle).

3) Farbfernsehen. a) *Farbwertsignale.* Das Farbfernsehen beruht auf der Anwendung der Dreifarbentheorie. Sie besagt, daß sich die Wirkung eines Farbreizes durch additive Mischung der Farbreize von drei geeignet gewählten Grundfarben dem Auge empfindungsgleich nachbilden läßt. Von der Internationalen Beleuchtungskommission (IBK) wurden die Farbmischkurven für den Normalbetrachter mit folgenden Grundfarben festgelegt:

Rot (*R*), $\lambda = 700$ nm
Grün (*G*), $\lambda = 546{,}1$ nm
Blau (*B*), $\lambda = 435{,}8$ nm

Als Bezugsfarbart ist die Farbart *E* des energiegleichen Spektrums, das *Gleichenergieweiß*, gewählt worden. Mit diesen Kurven kann für jede Spektralfarbe das erforderliche Verhältnis der Grundfarben angegeben werden.

Da sich diese Grundfarben nicht mit der für eine praktische Farbwiedergabe erforderlichen Strahlungsstärke herstellen lassen, wurden von der Federal Communication Commission (FCC) Farborte für die Empfängergrundfarben der Fernsehbildwiedergabeeinrichtungen festgelegt,



3 BAS-Signal des Schwarz-Weiß-Fernsehens

die sich etwas von den oben genannten IBK-Grundfarben unterscheiden. Hierin hat das Weiß, bei dem die gleiche Anzahl Grundfarbeneinheiten benötigt wird, die Farbart *C*, die als *Weißpunkt* oder *Unbuntpunkt* des Farbfernsehens bezeichnet wird. Zur Steuerung der Empfängergrundfarben des Farbfernsehempfängers müssen die Farbwerte bekannt sein. Sie werden mit den Farbwertsignalen E_R, E_G, E_B übertragen. Die Farbsignalquellen liefern die Farbwertsignale meist mit einer Zeichnungsschärfe, die der vollen zur Verfügung stehenden Bandbreite von 5···6 MHz entspricht. Diese Signale müssen nun so aufbereitet werden, daß das entstehende Farbbildsignalgemisch die Kompatibilitätsforderung erfüllt. Das heißt, eine Farbfernsehsendung muß auch von einem Schwarz-Weiß-Empfänger ohne deutliche Störung wiedergegeben werden können. Außerdem muß die Rekompatibilität vorhanden sein, d. h., mit einem Farbfernsehempfänger müssen sich auch Schwarz-Weiß-Sendungen empfangen lassen. Unter diesen Bedingungen ist eine gleichzeitige und parallele Übertragung der drei Farbwertsignale ausgeschlossen. Es ist naheliegend, das Problem durch ein Sequentialverfahren zu lösen, indem die Farbwertsignale in zyklischer Folge gesendet werden und bei der Bildwiedergabe die Speicherfähigkeit des Auges ausgenutzt wird. Bei entsprechend hoher Umschaltfrequenz ergibt sich dann eine additive Mischung der drei Farbarten. Untersuchungen zeigten, daß weder das Halbbildfolgeverfahren noch das Zeilen- und das Punktfolgeverfahren den vorgegebenen Bedingungen bezüglich Kompatibilität bzw. ausreichender Auflösung entsprachen. Zu einer brauchbaren Lösung führte schließlich die Erkenntnis, daß das Auflösungsvermögen des Auges für Farbartunterschiede geringer ist als für Helligkeitsunterschiede. Die

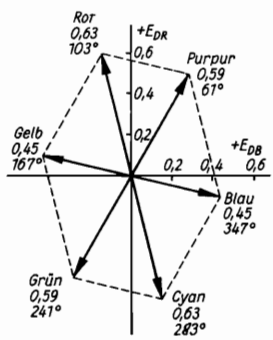
Farbinformation braucht also im Gegensatz zur Helligkeitsinformation nicht mit größtmöglicher Bandbreite übertragen zu werden. Dieses Prinzip wird auch als *Kolorierung* bezeichnet. Bei der direkten Anwendung des Prinzips der Kolorierung wäre die Übertragung von vier Signalen notwendig, und zwar der drei Farbwertsignale E_R, E_G, E_B mit einer Bandbreite von etwa 1 MHz und des Leuchtdichtesignals mit einer Bandbreite bis zu 5···6 MHz. Eine technisch günstigere Lösung, die allgemein Anwendung gefunden hat, ergab sich mit dem Verfahren der *konstanten Leuchtdichte*. Dieser Begriff besagt, daß Leuchtdichte und Kolorierung mit getrennten Signalen übertragen werden, wobei das Kolorierungssignal nichts zur Leuchtdichte des reproduzierten Farbfernsehbildes beiträgt. Das Signal, das nur die Leuchtdichteinformation enthält, wird aus den Farbwertsignalen E_R, E_G, E_B nach der Beziehung $E_Y = 0{,}3\,E_R + 0{,}59\,E_G + 0{,}11\,E_B$ gewonnen. Bei der Übertragung der Farbart C als Weißpunkt der Farbfernsehübertragung ist $E_R = E_G = E_B$; die drei Faktoren geben an, welchen Anteil jede Grundfarbeneinheit an der Gesamtleuchtdichte bei Weiß hat.

Zur Bestimmung eines Farbreizes sind drei Größen ausreichend, z. B. die drei Farbwerte oder die Leuchtdichte und das Farbartsignal, das sich aus zwei Komponenten zusammensetzt.

Die gleichzeitige Übertragung des Leuchtdichtesignals und des Farbartsignals erfolgt durch eine Spektrumverschachtelung. Das Spektrum des Leuchtdichtesignals ist ein Linienspektrum im Abstand der Zeilenfrequenz. In die Lücken läßt sich die Information des Farbartsignals einschachteln. Dazu wird eine Hilfsträgerschwingung benutzt, die in geeigneter Weise mit den zwei Komponenten des Farbartsignals moduliert wird. Diese Hilfsträgerschwingung wird meist als *Farbhilfsträger* bezeichnet; sie liegt bei etwa 4,43 MHz. Um zu vermeiden, daß der Farbhilfsträger auch bei unbunten Bildvorlagen moduliert wird, werden *Farbdifferenzsignale* (auch *Chrominanzsignale* genannt) als Modulationssignale verwendet. Geeignete Farbdifferenzsignale lassen sich durch Subtraktion des Leuchtdichtesignals E_Y von einem Farbwertsignal gewinnen: $E_{DR} = E_R - E_Y = 0{,}70\,E_R - 0{,}59\,E_G - 0{,}11\,E_B$, $E_{DB} = E_B - E_Y = -0{,}30\,E_R - 0{,}59\,E_G + 0{,}89\,E_B$. Das Differenzsignal für Grün kann dann im Empfänger aus E_{DR} und E_{DB} nach der Beziehung $E_{DG} = E_G - E_Y = -0{,}51\,E_{DR} - 0{,}19\,E_{DB}$ gewonnen werden. Für Unbunt, d. h. $E_R = E_G = E_B$, werden die Farbdifferenzsignale wie gewünscht Null.

b) *Farbfernsehübertragungssysteme.* Während bei den einzelnen Normen des Schwarz-Weiß-Fernsehens keine Unterschiede im Funktionsprinzip bestehen und sich nur die Zahlenwerte der Kenngrößen unterscheiden (Tabelle), gibt es beim Farbfernsehen zur Zeit drei Systeme mit z. T. unterschiedlichen Funktionen: Das vor allem in den USA und in Japan benutzte NTSC-System, das zugleich die Grundlage für die beiden anderen Systeme bildet; das von W. Bruch entwickelte PAL-System, das in Westeuropa verwendet wird, und das von H. de France vorgeschlagene SECAM-System, mit dem außer Frankreich die UdSSR und die anderen sozialistischen Staaten arbeiten. Der Hauptunterschied bei den drei Systemen besteht in der Art der Modulation des Farbhilfsträgers: Bei NTSC und PAL wird die Quadraturmodulation und bei SECAM die Frequenzmodulation angewendet.

NTSC-System (Abk. von *N*ational *T*elevision *S*tandard *C*ommittee). Hierbei erfolgt die gleichzeitige Modulation des Farbhilfsträgers mit den beiden Farbdifferenzsignalen E_{DR} und E_{DB}, wobei für unbunte Bildvorlagen oder Bildelemente die Amplitude des Farbhilfsträgers Null ist. Das wird erreicht durch die gleichzeitige Modulation des Farbhilfsträgers in seiner Phase und Amplitude. Diese gemischte Modulation erfolgt mit Hilfe einer Aufteilung des Farbhilfsträgers in zwei um 90° phasenverschobene Komponenten, die ihrerseits mit den beiden Farbdifferenzsignalen E_{DR} bzw. E_{DB} moduliert werden. Die beiden Farbdifferenzsignale können unabhängig voneinander jeden positiven oder negativen Wert zwischen einem Maximalwert und Null haben, d. h., der resultierende Zeiger kann in jedem der vier Quadranten liegen. Die Frequenz des Farbhilfsträgers ist gleich $f_{FT} = 567 \cdot f_Z/2 = 4{,}4296875$ MHz. Aus Abb. 4 läßt



4 Amplituden und Nullphasenwinkel des NTSC-Farbträgers für Farben mit maximaler Amplitude und Farbsättigung

sich der Zusammenhang zwischen Phasenwinkel und Amplitude des modulierten Farbhilfsträgers für Farben mit maximaler Sättigung und größtmöglicher Amplitude erkennen.

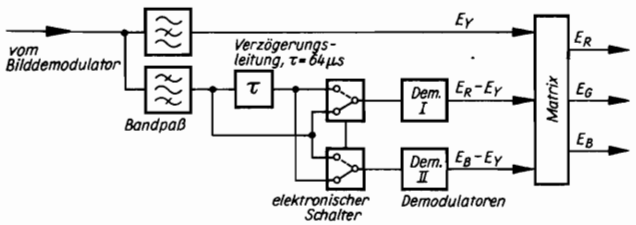
Die Rückgewinnung der Farbdifferenzsignale im Empfänger erfolgt im *Farbdecoder*. Der zur Demodulation erforderliche unmodulierte Farbhilfsträger wird in einem empfängerseitigen Generator erzeugt und in der Phasenlage 0° und 90° dem *Demodulator* zugeführt. Mit dem Leuchtdichtesignal E_Y und den beiden gewonnenen Farbdifferenzsignalen liefert die *Dematrix* die gewünschten Signale E_R, E_G, E_B.

Das NTSC-System hat den Nachteil, daß die im Übertragungsweg auftretenden unerwünschten Phasendrehungen des Farbhilfsträgers in bezug auf das Farbsynchronsignal zu Farbverfälschungen führen. Dieser Nachteil war der Grund, daß man bei den in Europa zur Einführung gelangten Farbfernsehsystemen PAL und SECAM ein anderes Modulationsprinzip anwendete.

PAL-System. Während beim NTSC-System die Phasenlage der beiden Farbhilfsträger-

komponenten 0° und 90° stets gleichbleibend ist, wechselt beim PAL-System die Phasenlage der *V*-Komponente von Zeile zu Zeile zwischen 90° und 270°. Dieser Vorgang hat dem System den Namen *P*hase *A*lternation *L*ine, abg. PAL, gegeben. Unter der Annahme eines konstanten Farbwertes ergibt sich daraus eine von Zeile zu Zeile wechselnde Lage des resultierenden Zeiger, nämlich $\underline{F}_\alpha$ und $\underline{F}^*_\alpha$. Es sei nun angenommen, daß eine Phasenverzerrung den Zeiger $\underline{F}_\alpha$ um den Winkel β in die Richtung $\underline{F}_{(\alpha+\beta)}$ drehe. Da die *V*-Komponente auf der Senderseite um 180° geschaltet wird, erscheint der resultierende Zeiger als $\underline{F}^*_{(\alpha-\beta)}$ während der nächsten Zeile auch um den Winkel β in der gleichen Richtung gedreht. Wird nun im Empfänger die *V*-Komponente ebenfalls umgepolt, dann erscheint $\underline{F}^*_{(\alpha-\beta)}$ an der *U*-Achse gespiegelt wieder im 1. Quadranten als $\underline{F}_{(\alpha-\beta)}$. Somit tritt von Zeile zu Zeile wechselnd der Zeiger $\underline{F}_{(\alpha+\beta)}$ und $\underline{F}_{(\alpha-\beta)}$, also abwechselnd mit positivem und negativem Fehler behaftet, auf. Durch Mittelwertbildung läßt sich schließlich ein Zeiger gewinnen, der den Winkel α, jedoch nicht mehr den Fehlerwinkel β aufweist. Es bleibt lediglich eine geringe Verkürzung des Zeigers übrig, die zu einer kleinen, kaum wahrnehmbaren Reduzierung der Farbsättigung führt. Der PAL-Modulator unterscheidet sich vom NTSC-Modulator nur durch die zusätzliche Umschaltung einer der beiden Hilfsträgerkomponenten um 180°. Die Umschaltung erfolgt von Zeile zu Zeile; die dazu notwendige Schaltspannung muß mit der Zeilenfrequenz synchronisiert werden. Die Frequenz des Farbhilfsträgers ist um etwa $^1/_4$ der Zeilenfrequenz f_Z größer als beim NTSC-System. Beim PAL-Decoder sind im Vergleich zum NTSC-Decoder vier zusätzliche Funktionen zu erfüllen: 1) Verzögern des trägerfrequenten Farbsignals um die Dauer einer Zeile, d. h. um 64 μs, so daß ständig die Information von zwei aufeinanderfolgenden Zeilen zur Verfügung steht; 2) Aufspalten des ankommenden amplituden- und phasenmodulierten Farbsignals in die beiden ursprünglichen trägerfrequenten Komponenten *U* und *V*; 3) Umschalten der *V*-Komponente um 180° von Zeile zu Zeile; 4) Gewinnen von Taktimpulsen zur phasenstarren Verkopplung der Umschaltung.

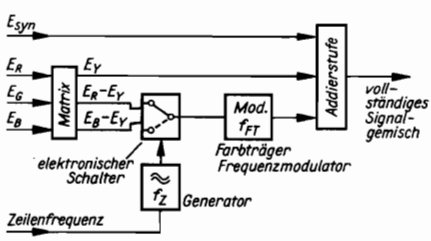
SECAM-System. Die Kurzbezeichnung SECAM ist aus der Funktionserklärung séquentiel à mémoire abgeleitet. Bei diesem System wird dem Farbhilfsträger im Wechsel jeweils nur ein Farbdifferenzsignal aufmoduliert. Das Wirkungsprinzip des SECAM-Modulators geht aus Abb. 5 hervor. Die Farbdifferenzsignale werden von Zeile zu Zeile wechselnd einem Frequenzmodulator zugeführt, dessen Ruhefrequenz die Farbhilfsträgerfrequenz ist; sie ist gleich $f_{FT} = 284 \cdot f_Z = 4{,}4375$ MHz. Auf der Empfangsseite wird nach der Demodulation des hochfrequenten Trägers das Leuchtdichtesignal abgetrennt (Abb. 6). Der frequenzmodulierte Farbhilfsträger gelangt einmal direkt und zum anderen über eine Laufzeitkette mit einer Verzögerung von einer Zeilendauer zu einem elektronischen Schalter. Durch die Laufzeit und mit Hilfe des Schalters wird erreicht, daß die beiden Frequenzdemodulatoren einen Farbträger erhalten, der stets mit dem gleichen Farbdifferenzsignaltyp moduliert ist. Die Ausgangssignale der beiden Demodulatoren, die trotz der zeilensequentiellen Übertragung immer vorhanden sind, werden zusammen mit dem Signal E_Y zur Matrix geführt, in der die Farbwertsignale gebildet werden.



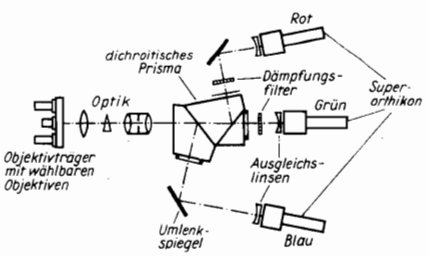
6 Wirkungsprinzip des SECAM-Decoders

4) Bildaufnahmeröhren. Als Aufnahmeröhren für das Fernsehen werden bevorzugt → *Superorthikon*, → *Vidikon* und → *Plumbikon* benutzt. Ein neuer Typ, das *SEC-Vidikon*, befindet sich im Versuchsstadium. Das ältere Ikonoskop sowie das Superikonoskop haben heute keine besondere Bedeutung mehr. In der grundsätzlichen Wirkungsweise weisen die genannten Aufnahmeröhren keine Unterschiede auf. Unterschiede bestehen lediglich in der Ausführung der wichtigsten Mechanismen, d. h. der Photoschicht, der Speicherung und des Ablesevorganges. Die Aufnahmeröhren besitzen eine über den gesamten Lichtbereich ausreichende Empfindlichkeit, so daß sie sich sowohl in Schwarz-Weiß-Kameras als auch in Farbfernsehkameras einsetzen lassen.

5) Farbfernsehkameras. Während eine Kamera für das Schwarz-Weiß-Fernsehen nur eine Bildaufnahmeröhre enthält, werden für die Kameras für das Farbfernsehen mindestens drei Bildaufnahmeröhren eingesetzt (Abb. 7). Verwendet werden in erster Linie Superorthikon



5 Wirkungsprinzip des SECAM-Modulators

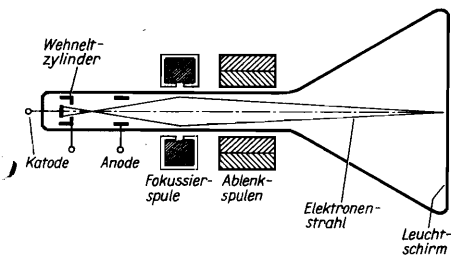


7 Farbfernsehkamera mit drei Superorthikons

und Plumbikon. Es gibt auch Vierröhrenkameras, bei denen zur Erzeugung des Leuchtdichtesignals eine separate Bildaufnahmeröhre eingesetzt wird.

6) Bildwiedergaberöhren. Zur Bildwiedergabe in Heimempfängern wird sowohl beim Schwarz-Weiß-Fernsehen als auch beim Farbfernsehen die *Braunsche Röhre* verwendet. Die Röhre besteht aus Kolben mit Röhrenhals, Strahlsystem und Leuchtschirm. Außerdem gehört zur Röhre ein Ablenksystem, das von außen auf den Röhrenhals geschoben wird. Die Ablenkung erfolgt stets elektromagnetisch, im Gegensatz zur Oszillographenröhre, die mit elektrostatischer Ablenkung arbeitet.

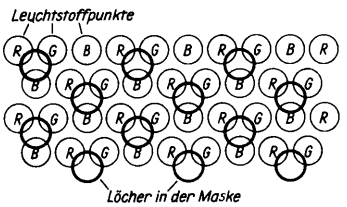
a) *Bildwiedergaberöhren für Schwarz-Weiß-Fernsehen.* Abb. 8 zeigt schematisch die Anordnung einer Röhre mit Ablenksystem und Fokussiergerät. Der Fokussiermagnet kann ein Permanentmagnet oder eine stromdurchflossene Spule sein. Bei den für Heimempfängern bestimmten Röhren erfolgt heutzutage die Strahlfokussierung statisch. Das Leuchten einer Bildröhre soll weiß mit einem leichten Blaustich sein; dies wird mit einem Material erreicht, das durch Mischen eines blau leuchtenden und eines gelb leuchtenden Phosphors gewonnen wird. Die einzelnen Schirmmaterialien haben unterschiedliche Nachleuchtdauer. Ihre Größe hat auf das Flimmern des Bildes Einfluß. Da sich das Vakuum nicht beliebig steigern läßt, muß mit Gasresten im Kolben gerechnet werden. Es bilden sich daher beim Zusammenprall von Elektronen mit den Gasmolekülen Ionen. Die negativ geladenen Ionen fallen auf den Leuchtschirm und können diesen inaktivieren. Positiv geladene Ionen gehen zur Katode und zerstören diese im Laufe der Zeit. Um die Ionen, die zum Leuchtschirm gehen, unschädlich zu machen, wurden früher Ionenfallen verwendet. Das Strahlsystem war dabei zur Achse der Röhre geneigt und der Anodenzylinder abgeknickt. Heute benutzt man nur noch metallisierte Leuchtschirme. Die Ionen durchdringen dabei den Metallbelag des Schirms nicht und kommen somit nicht zu Wirkung.



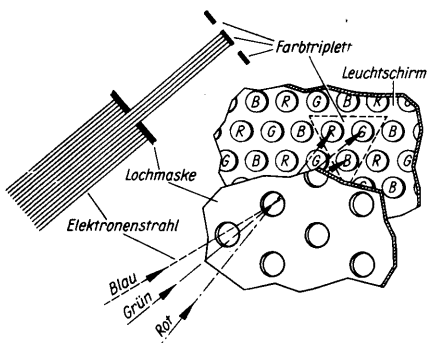
8 Bildwiedergaberöhre mit Fokussierspule und Ablenkspulen

b) *Bildwiedergaberöhren für Farbfernsehen.* Für das Farbfernsehen gibt es mehrere Bildwiedergaberöhren; die wichtigsten sind die Dreistrahl-Lochmaskenröhre, die Dreistrahl-Streifengitterröhre mit einer Elektronenkanone, die Dreistrahl-Gittermaskenröhre, die Einstrahl-Gittermaskenröhre und die Strahlindexröhre mit UV-Signal. Alle Versuche, flache Bildröhren zu schaffen, sind bisher ohne Erfolg geblieben.

Die *Dreistrahl-Lochmaskenröhre* hat im internationalen Maßstab eine große Verbreitung gefunden. Der Vorgang der Bilderzeugung ist im Prinzip verhältnismäßig einfach, die technologische Verwirklichung wegen der erforderlichen Genauigkeit und verschiedener Kompensationsmaßnahmen jedoch schwierig. Die Bildröhre enthält drei exzentrisch zugeordnete *Elektronenkanonen*, und zwar je eine für das rote, grüne und blaue Farbsignal. Ihre Achsen sind so gegen die Röhrenachse geneigt, daß sich die drei Strahlen kurz vor der Schirmmitte kreuzen, wenn kein Ablenkfeld einwirkt. An dieser Stelle befindet sich die *Lochmaske*, die so viel runde Löcher hat, wie Bildpunkte auf dem *Leuchtschirm* erzeugt werden sollen. Die Lochmaske läßt von jedem der drei Strahlen einen Teil auf den Schirm fallen, wobei die Strahlen auf drei bestimmungsgemäß voneinander getrennten Stellen auftreffen (Abb. 9 und 10). Diese drei



9 Anordnung der Leuchtstoffpunkte und der Löcher in der Maske der Lochmaskenröhre. *R* Rot, *G* Grün, *B* Blau



10 Lochmaske, Leuchtschirm und Elektronenstrahlen in der Lochmaskenröhre

Stellen sind mit Leuchtstoffen für Rot, Grün und Blau bedeckt. Es gibt auf dem Schirm genau so viele Farbtripletts wie Löcher in der Maske. Je nach der Intensität des Farbsignals, d. h. des Elektronenstroms im zugehörigen Strahl, ergeben sich drei entsprechend stark leuchtende Flecken. Sie sind im Verhältnis zum Abstand des Betrachters hinreichend klein und eng beieinander, und es entsteht so der Eindruck eines farbigen Punktes mit einer durch die Signalmischung vorgegebenen Mischfarbe.

Voraussetzung für die genaue Zuordnung von Strahl und Farbpunkt ist, daß sich die drei Strahlen in der Fläche der Maske schneiden (Konvergenzbedingung). Für die unabgelenkten Strahlen läßt sich dies mit außerhalb des Röhrenkolbens angebrachten kleinen Elektromagne-

ten erreichen. Zusätzlich kann für den Strahl für Blau mit einem Magneten noch eine tangentiale Verschiebung vorgenommen werden (statische Konvergenzkorrektur). Zur Verhinderung der an den Bildrändern auftretenden Verschiebungen der Farbpunkte werden den Spulen der Konvergenzkorrekturmagneten zusätzlich noch besondere Korrekturablenkströme zugeführt (dynamische Konvergenzkorrektur).

Die *Dreistrahl-Streifengitterröhre* mit einer Elektronenkanone hat unter der Markenbezeichnung *Trinitron* in letzter Zeit eine im Wachsen befindliche Anwendung gefunden. Bei dieser Röhre sind die von den drei Katoden ausgehenden Strahlenbündel so ausgerichtet, daß sie sich im Mittelpunkt der elektrischen Linse kreuzen. Die hinter diesem Bündelungspunkt divergierenden Seitenstrahlen werden anschließend durch zwei elektrostatische Prismen derart abgelenkt, daß die drei Strahlen auf dem Bildschirm mit senkrechten Leuchtstoffstreifen, die die Farben Rot, Grün und Blau besitzen, in einem Punkt konvergieren. Da mit dieser Anordnung mehr Elektronen auf die gleiche Punktgröße fokussiert werden können als bei der Lochmaskenröhre und da außerdem beim Streifengitter mehr Elektronen den Leuchtschirm erreichen, ist das Schirmbild etwa doppelt so hell wie das der Lochmaskenröhre.

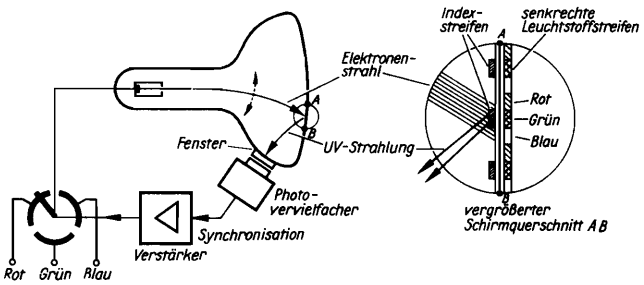
Die *Dreistrahl-Gittermaskenröhre* besitzt drei Strahlerzeugungssysteme, die nebeneinander angeordnet sind. Die Leuchtstoffe sind nicht als Punktmuster, sondern als senkrechte Streifen aufgebracht. Parallel zu den Streifen sind Ablenkdrähte gespannt, die eine Schattenwirkung verursachen, so daß das Gitter eine ähnliche Wirkung wie die Maske der Lochmaskenröhre hat.

Die Schwierigkeiten, die sich bei Verwendung von drei getrennten Strahlerzeugungssystemen ergeben, haben zur Konzeption der *Einstrahl-Gittermaskenröhre* geführt. Sie hat ebenfalls einen Streifenleuchtschirm. Die Streifen und Drähte sind waagerecht angeordnet und die Drähte wechselweise parallel geschaltet. An dem Ablenkstrahlsystem liegt eine Schaltspannung mit wechselnder Polarität, durch die der Elektronenstrahl definiert über die Leuchtstoffstreifen abgelenkt wird. Die drei Farbwertsignale werden auf das Strahlerzeugungssystem gegeben. Entsprechend der Schaltfrequenz erfolgt dann eine wechselnde Wiedergabe der drei Farbauszüge.

Die *Strahlindexröhren* haben senkrecht verlaufende Leuchtstoffstreifen, auf denen Indexstreifen aufgebracht sind. Trifft der Elektronenstrahl bei der Ablenkung auf die Indexstreifen, so entsteht eine hohe Sekundäremission beziehungsweise eine UV-Strahlung, aus der Impulse zur Verkopplung zwischen der Schreibbewegung des Elektronenstrahls und der Umschaltung der drei Farbwertsignale auf das Strahlerzeugungssystem abgeleitet werden. Abb. 11 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Einstrahl-Indexröhre mit UV-Indexsignal. In der Praxis haben sich die genannten Röhren gegenüber der Dreistrahl-Lochmaskenröhre bisher nicht durchsetzen können.

7) Großbildwiedergabe. Zur Großbildwiedergabe im Fernsehen sind z. Z. zwei Verfahren gebräuchlich, das Bildröhren-Projektionsverfahren und das Eidophor-Verfahren.

a) *Bildröhren-Projektionsverfahren.* Zur Projektion von Fernsehbildern sind Bildwiedergaberöhren mit sehr großer Leuchtdichte erforderlich. In der prinzipiellen Wirkungsweise unterscheiden sich derartige Röhren nicht von den Bildwiedergaberöhren, die in den normalen Heimempfängern Verwendung finden. Zur Erzielung der großen Leuchtdichte müssen sie jedoch mit hohen Anodenspannungen betrieben



11 Einstrahl-Indexröhre mit UV-Indexsignal

werden. Beispielsweise kann bei einer Anodenspannung von etwa 80 kV ein maximaler Lichtstrom von etwa 40000 lm erreicht werden. Damit sind unter Verwendung einer Spiegeloptik bei einer Leuchtdichte von 50 asb Projektionsflächen von 20 m^2 ausleuchtbar. Das Projektionsverfahren ist auch für das Farbfernsehen geeignet. Es sind dann jedoch drei gleichartige Projektionsröhren erforderlich, denen je ein Filter der Grundfarben Rot, Grün und Blau vorgeschaltet werden muß. Die Projektion erfolgt mit Schmidt-Hohlspiegel-Systemen.

b) *Eidophor-Verfahren.* Das Eidophor-Großbildverfahren beruht auf einer gesteuerten Reflexion. Ein von dem Bildsignal gesteuerter Elektronenstrahl deformiert eine feine Ölschicht, die sich auf dem Hohlspiegel des Projektors befindet. Diese Ölschicht ist der eigentliche Bildträger. Das von einer unabhängigen Lichtquelle gleichzeitig auf die Oberfläche des Hohlspiegels geworfene Licht wird entsprechend der Form der Ölschicht von seinem ursprünglichen Weg abgelenkt und gelangt über ein Linsensystem auf den Großflächenbildschirm.

Lit. Dillenburger: Einführung in die Fernsehtechnik, 2 Bde (Berlin 1964); Mayer: Technik des Farbfernsehens (Berlin 1967).

Fernwirkung, → Feld, → Wechselwirkung.

Ferrarismeßinstrument, svw. Induktionsmeßinstrument.

Ferrielektrikum, → Ferrielektrizität.

Ferrielektrizität, eine in Analogie zum Ferrimagnetismus formulierte Eigenschaft einiger polarer Dielektrika, der *Ferrielektrika.* Die F. besteht darin, daß sich die elektrischen Dipole antiparallel im Festkörper ausrichten, daß aber keine vollständige Kompensation des makroskopisch beobachtbaren Polarisationszustandes in allen kristallographischen Richtungen erfolgt. Das kann infolge verschiedener Werte antiparalleler Dipole oder infolge einer verschiedenen Anzahl von Dipolen in den beiden jeweils kon-

kurrierenden Richtungen der Fall sein. Insgesamt verhält sich das Material in bestimmten kristallographischen Richtungen wie ein → Ferroelektrikum, in anderen wie ein → Antiferroelektrikum. Bei einigen Substanzen wird eine Phasenumwandlung zwischen Antiferroelektrikum und Ferrielektrikum beobachtet.

Ferrimagnetikum, → Ferrimagnetismus.

Ferrimagnetismus, eine Form der in Festkörpern möglichen magnetischen Ordnung (→ magnetische Struktur 2). Die Spinordnung kann – wie beim Antiferromagnetismus – als Überlagerung von (mindestens) zwei ineinandergeschachtelten Untergittern aufgefaßt werden, von denen jedes für sich ferromagnetisch ist. Die Magnetisierungsrichtung des zweiten Untergitters ist im allgemeinen antiparallel zu der im ersten, die Magnetisierung der beiden Untergitter ist jedoch unterschiedlich, so daß die Differenz als spontane Magnetisierung des gesamten Systems übrigbleibt. F. kann also als unkompensierter Antiferromagnetismus aufgefaßt werden, und umgekehrt kann man den Antiferromagnetismus als Grenzfall des Ferrimagnetismus mit vollständiger Kompensation der Untergittermagnetisierung verstehen. Die Stoffe, die F. zeigen, bezeichnet man als *Ferrimagnetika.* Zu ihnen gehören vor allem Ionenverbindungen der Übergangselemente. Die größten Gruppen bilden dabei verschiedene Oxide, z. B. Ferrite und Granate, ferner gehören zu den Ferrimagnetika auch Sulfide, Selenide u. a.

Ferritkerne, → magnetische Werkstoffe.

Ferroelektrikum, ein Material, das zu einer Untergruppe der Stoffklasse der pyroelektrischen Substanzen gehört. Ferroelektrika haben eine polare Struktur und eine spontane Polarisation. Ein F. zeichnet sich dadurch aus, daß seine Polarisationsrichtung umkehrbar ist. Der Zusammenhang zwischen Polarisation und elektrischem Feld in einem F. ist nicht linear, sondern folgt einer Hysteresekurve. Im allgemeinen besteht ein ferroelektrischer Kristall aus Domänen, das sind räumliche Bereiche mit homogener Polarisation. Es ist aber auch möglich, Kristalle mit einheitlicher Polarisationsrichtung, *Eindomänenkristalle*, zu züchten.

Die Ferroelektrika lassen sich einteilen in 1) Ferroelektrika, die im nichtpolaren Zustand oberhalb der Curie-Temperatur piezoelektrisch sind. Dazu gehören Seignettesalz (Kalium-Natrium-Tartrat) und ähnliche Tartrate; Kaliumdihydrogenorthophosphat (KH_2PO_4), auch als KDP-Typ bezeichnet, u. a. Die Kristallklasse ist orthorhombisch oder tetragonal. Es gibt nur eine polare Achse und damit nur zwei Polarisationsrichtungen. Die spontane Polarisation läßt sich durch mechanische Spannungen umkehren.

2) Ferroelektrika, die im nichtpolaren Zustand nicht piezoelektrisch sind. Dazu gehören Bariumtitanat-($BaTiO_3$-)Typen, Perowskite, Kadmiumorthodiniobat ($Cd_2Nb_2O_7$), Bleimetaniobat ($PbNb_2O_6$) und Colemanit ($Ca_2B_4O_{11} \cdot 5\,H_2O$). Diese Kristalle haben kubische Symmetrie. Es gibt, durch die kubische Symmetrie bedingt, mehrere gleichwertige Richtungen der Polarisation.

3) Ferroelektrika, die zu diesen Gruppen noch nicht zugeordnet werden konnten, das sind Ilmenit, Guanidiniumaluminiumsulfathexahydrat, Alaune, Sulfate, Selenate.

Bei einer anderen Einteilung unterscheidet man einachsigpolare und mehrachsigpolare Ferroelektrika.

Für die genaue Kenntnis der Erscheinung der Ferroelektrizität war es nachteilig, daß lange Zeit als einziger Vertreter nur das Seignettesalz bekannt war. Seignettesalz hat eine orthorhombische Kristallstruktur und als einziges F. zwei Curie-Temperaturen, zwischen denen es polar ist.

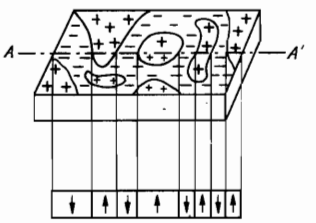
Die Erscheinung der *Ferroelektrizität* (früher *Seignette-Elektrizität*) konnte erst an Systemen mit einfacherer Kristallstruktur, wie den KDP-Kristallen und dem Bariumtitanat, geklärt werden. Vom Bariumtitanat existieren Substitutionsmischkristalle und Isomorphe. Die Erdalkalititanate zeigen eine deutliche Gesetzmäßigkeit: Magnesiumtitanat ($\varepsilon_r = 16$), Kalziumtitanat ($\varepsilon_r = 160$), Strontiumtitanat ($\varepsilon_r = 280$) und Bariumtitanat ($\varepsilon_r = 1\,500$). Es bedeutet ε_r die relative Dielektrizitätskonstante. Diese Stoffe lassen sich keramisch herstellen und haben auf Grund ihrer ausnutzbaren Temperaturbereiche in dielektrischer und piezoelektrischer Hinsicht ein großes Anwendungsgebiet gefunden. Für Seignettesalz und die KDP-Typen gelten wesentliche Einschränkungen für die Praxis, denn Seignettesalz ist nur in einem engen Temperaturbereich ferroelektrisch, und die KDP-Kristalle können nur bei tiefen Temperaturen eingesetzt werden.

Herstellung von ferroelektrischen Einkristallen. Zur Gewinnung von z. B. Bariumtitanat benutzt man vor allem die Stockbarger-Methode: Pulverisiertes $BaTiO_3$ wird in einem Platintiegel bei maximal 1625 °C in einem elektrischen Ofen im Bereich eines Temperaturgradienten um einige Millimeter je Stunde abgesenkt. Man erhält dabei weiße Multidomänenkristalle mit einem Volumen von 1 cm^3. Die Orientierung der Domänen läßt sich nicht vorausbestimmen. Eindomänenkristalle mit einer rechteckigen Hystereseschleife entstehen, wenn eine Schmelze von 30% Bariumtitanat, 0,2% Eisen(III)-oxid und Kaliumfluorid verwendet wird. Die Schmelze wird 8 Stunden bei 1150 °C erhitzt und dann langsam auf 900 °C abgekühlt. Es entstehen plattenförmige Kristalle der gewünschten Qualität, die von anhaftendem Fluorid durch heißes Wasser gesäubert werden. Rechteckige Hystereseschleifen werden vor allem für die Fertigung von Speicherelementen benötigt.

Domänenerscheinungen. Der Domänenbegriff wurde von Weiß zum Verständnis des Verhaltens magnetischer Werkstoffe eingeführt. Die durchgängige Analogie dielektrischer und magnetischer Erscheinungen ist auch hier fruchtbar anzuwenden. Ferroelektrische Domänen lassen sich am besten im polarisierten Licht sichtbar machen. Das ist auf die mit der spontanen Polarisation verbundene Doppelbrechung zurückzuführen. Positive und negative Domänenenden werden in geeigneten Ätzmitteln verschieden stark angegriffen. Als Ursache der Domänenbildung ist die Dipol-Dipol-Wechsel-

wirkung anzusehen. Es besteht die Tendenz, daß sich elektrische Dipole bei schwacher Wechselwirkung in Längsrichtung parallel ausrichten.

Die Wechselwirkung zwischen Dipolen und der Kristallstruktur ist so groß, daß sich Ionenverschiebungen ergeben. Makroskopisch kommt es z. B. beim Bariumtitanat zu einer elastischen Verlängerung der Elementarzelle in Polarisationsrichtung um 1%. Auch bei vollständiger Ausrichtung aller Dipole kann ein elektrisches Feld noch kleine Verschiebungen der Ladungen verursachen. Es tritt also keine absolute Sättigungserscheinung auf. Die Kristallstruktur des nichtpolarisierten $BaTiO_3$ ist kubisch. Eine spontane Polarisation kann sich in drei aufeinander senkrechten Richtungen ausbilden. Damit ist die Möglichkeit gegeben, daß sich Richtungsänderungen zwischen benachbarten Domänen in einem Einkristall von 90° bzw. 180° ergeben. Die Trennfläche zwischen zwei benachbarten Domänen bezeichnet man als *Domänenwand.* Entsprechend spricht man von 90°- und 180°-Domänenwänden (Abb. 1). Gewöhnlich treten 90°- und 180°-Domänen gleichzeitig auf. Eine Anordnung nach Abb. 1c ist dadurch ausgezeichnet, daß die Kopf-Schwanz-Anordnung bewirkt, daß in der Domänenwand keine nichtneutralisierte Ladung vorliegt. Allerdings tritt bei der Bildung einer 90°-Domänenwand eine Gestaltänderung des betreffenden Kristallgebietes auf. Es entstehen elastische Spannungen im Material. Eine Anordnung nach Abb. 1b hat die Eigenschaft, daß sich bei einer Bewegung der Domänenwand Form und Größe des Kristalls nicht ändern. An der senkrecht zur Polarisationsrichtung liegenden Ebene eines ferroelektrischen Kristalls mit 180°-Domänenwänden stoßen die antiparallelen Gebiete durch (Abb. 2).



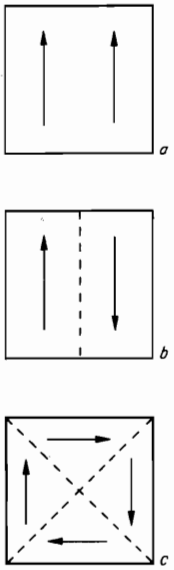
2 Schnitt durch einen Kristall mit 180°-Domänenwänden. Draufsicht auf eine Kristallplatte und Schnitt AA' parallel zur Polarisationsrichtung

Die Polarisationsrichtung einer Domäne kann vor allem durch Anwendung elektrischer Felder oder durch Druck ermittelt werden. Von Salzsäure wird das positive Ende wesentlich schneller angegriffen als das negative. Damit kann ein bestehender Polarisationszustand fixiert werden. Ein elektrisches Feld vergrößert bei richtiger Polung die entsprechend gerichteten Domänen auf Kosten der anderen.

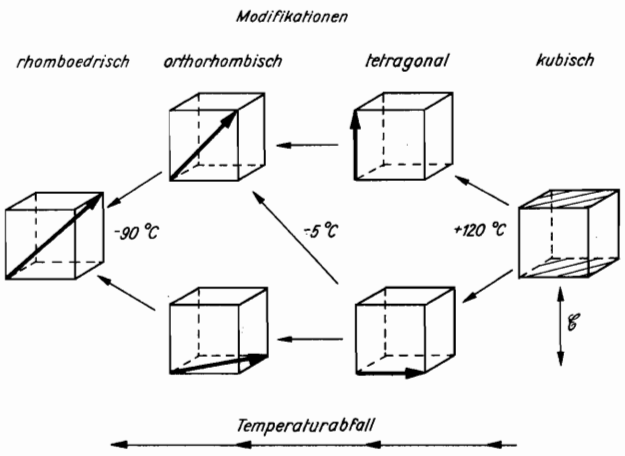
Beim Anlegen eines äußeren Feldes an ein Ferroelektrikum laufen zwei Prozesse ab: 1) Es werden neue Domänen erzeugt, und 2) Domänenwände werden seitlich verschoben. Speziell beim Bariumtitanat ist der zweite Fall energetisch weit schwieriger zu realisieren als der erste Fall, da in einem Kristall eine Realstruktur vorliegt. Es sind immer gestörte räumliche Gebiete, wie Fehlstellen, Versetzungen und Verunreinigungen, vorhanden, die als Keimgebiet für eine Neubildung von Domänen in Frage kommen. Zur Neubildung von Domänen sind etwa 2 kV/cm erforderlich, die dann bei 2,4 kV/cm weiterwachsen (ferroelektrischer → Barkhausen-Effekt).

Phasenumwandlung bei Bariumtitanat. Zwischen kristallographischen Achsen und Polarisationsrichtung kann eine Zuordnung getroffen werden. Dazu muß das Zustandsdiagramm eines F.s experimentell ermittelt werden. In $BaTiO_3$-Kristallen kommt es, von hohen Temperaturen beginnend, zu einer Reihe von Wechseln in der Kristallmodifikation. Das paraelektrische $BaTiO_3$ liegt oberhalb 120 °C vor und hat eine kubische Elementarzelle (Abb. 3). Oberhalb 120 °C verhält sich $BaTiO_3$ wie ein normales Dielektrikum mit Orientierungspolarisation. Zwischen 5 °C und 120 °C liegt die Substanz in der tetragonalen Modifikation vor. Liegt das elektrische Feld in der skizzierten Weise an, sind zwei Einstellmöglichkeiten der Polarisation vorhanden. Diese Einstellmöglichkeiten werden durch die Bezeichnungen „a-Domäne" (tetragonale a-Achse parallel zum Feld) und „c-Domäne" (tetragonale c-Achse parallel zum Feld) unterschieden.

Die *relativen Dielektrizitätskonstanten* ε_a und ε_c unterscheiden sich für beide Polarisationsrichtungen sehr stark, $\varepsilon_a \approx$ einige 1000, $\varepsilon_c \approx$ einige 100. Für eine Bariumtitanatkeramik, die aus statistisch orientierten kleinen Kristallen aufgebaut ist, findet man $\varepsilon = 1/3(\varepsilon_c + 2\varepsilon_a) \approx 2000$. Eine weitere ferroelektrische Phase ist zwischen −80 °C und +5 °C in Form eines orthorhombischen Kristallgitters vorhanden. Hier liegt die polare Achse in der Flächendiagonalen der Elementarzelle. Es gibt drei Einstellmöglichkeiten der Polarisation. Unterhalb −90 °C existiert schließlich eine polare Phase in rhomboedrischer Struktur. Die polare Achse liegt in der Raumdiagonalen. Es gibt nur eine



1 Mögliche Domänenstrukturen in Bariumtitanat-Einkristallen: *a* Eindomänenkristall, *b* Kristall mit 180°-Domänenwand, *c* Kristall mit 90°-Domänenwänden



3 Relative Lagen der polaren Achsen in den verschiedenen Phasen von Bariumtitanat-Eindomänenkristallen in bezug auf die kubischen Achsen. Dicker Pfeil = polare Achse, E Richtung des Meßfeldes, Angaben in Grad Celsius Phasenumwandlungstemperaturen

mögliche Konfiguration der Zuordnung zwischen Polarisationsrichtung und Kristallachsen.

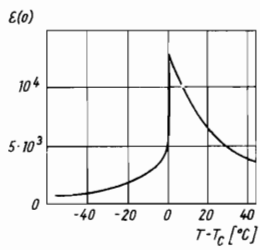
Der Phasenumwandlungspunkt ist etwas von der Richtung der betreffenden Phasenumwandlung abhängig. Mit steigender Temperatur findet man für Bariumtitanat −80 °C, +5 °C, +120 °C, mit fallender Temperatur +120 °C, −5 °C, −90 °C.

Die → Dielektrizitätskonstante von Ferroelektrika zeigt eine Anzahl charakteristischer Besonderheiten.

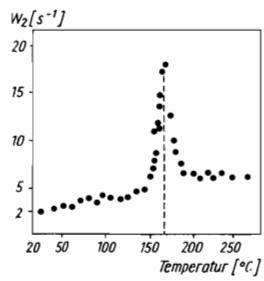
Lit. Martin: Die Ferroelektrika (Leipzig 1964).

ferroelektrische Gitterschwingungen, in ferroelektrischen Kristallen in der Nähe des ferroelektrischen Phasenüberganges stark temperaturabhängige niederfrequente optische Gitterschwingungen. Sie erscheinen sowohl bei den Verschiebungs- als auch bei den Ordnungs-Unordnungs-Ferroelektrika, obgleich die verursachenden Mechanismen unterschiedlich sind.

Experimentelle Nachweise der Existenz der f.n G. werden durch Messungen der Dielektrizitätskonstante, der Dispersionsrelation durch Neutronenstreuung, aus Infrarotspektren, aus Raman-Spektren, mittels der kernmagnetischen



1 Berechnete Werte der statischen Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(0)$ als Funktion der Temperatur für Bariumtitanat (Cochran)



2 Spin-Gitter-Relaxations-Übergangwahrscheinlichkeit W für $\Delta m = 2$ von ^{23}Na-Kernen in Natriumnitrit. m magnetische Quantenzahl

Spin-Gitter-Relaxation u. a. erbracht (Abb. 1 und 2). In Verschiebungsferroelektrika wurde von Cochran und Anderson (1959) die Beziehung

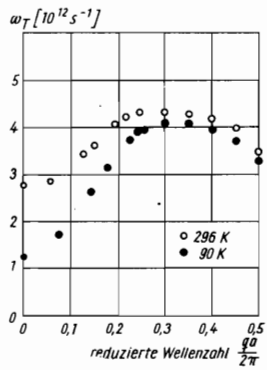
$$\omega_T^2(\vec{q} = 0) = \gamma(T - T_C),\ T > T_C \qquad (1)$$

gefunden, die ausdrückt, daß die Frequenz ω_T mindestens einer der *transversaloptischen* Moden mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q} \approx 0$ (unendlich lange Wellenlänge) bei Annäherung an den ferroelektrischen Phasenübergang von der symmetrischen Phase her beträchtlich abfällt, während alle übrigen Moden davon unbeeinflußt bleiben; γ ist eine Materialkonstante. Die statische Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(0)$ zeigt bei der Curie-Temperatur T_C eine λ-förmige, von der Ordnung des Phasenübergangs abhängige Form (Abb. 1):

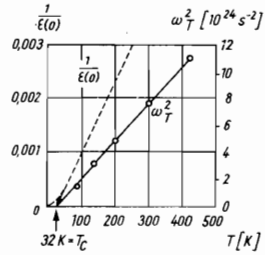
$$\frac{\varepsilon(0) - 1}{4\pi} = \frac{C}{T - T_0};\ T > T_C. \qquad (2)$$

Hierbei ist T_0 eine aus thermodynamischer Behandlung des Phasenübergangs folgende Temperatur, bei der das instabile Verhalten des Gitters einsetzt, C ist eine Konstante. Für Phasenübergänge zweiter Ordnung ist jedoch $T_0 = T_C$, während für Übergänge erster Ordnung T_0 kleiner als die Curie-Temperatur ist.

Die Abb. 3 und 4 zeigen das experimentelle Temperaturverhalten von $1/\varepsilon(0)$ und ω_T^2 in



3 Dispersion des transversalen optischen Zweiges in [100]-Richtung von Strontiumtitanat bei verschiedenen Temperaturen



4 Temperaturabhängigkeit der reziproken statischen Dielektrizitätskonstante und des Quadrats der transversalen optischen Eigenschwingung mit $\vec{q} = 0$ in Strontiumtitanat

Strontiumtitanat. Aus der verallgemeinerten → Lyddane-Sachs-Teller-Beziehung für lange Wellenlängen

$$\prod_{j=2}^{n} \left(\frac{\omega_L}{\omega_T}\right)_j^2 = \frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(\infty)} \qquad (3)$$

und der experimentell gesicherten Relation (2) läßt sich das Verhalten von ω_T in (1) erklären, solange die Dielektrizitätskonstante bei hochfrequenten elektrischen Feldern $\varepsilon(\infty)$ und die Frequenzen der longitudinalen optischen Moden ω_L am Phasenübergang keine wesentliche Änderung erfahren. In (3) läuft der Index j über alle optischen Zweige der Dispersionsrelation. Für Phasenübergänge erster Ordnung wird also $\varepsilon(0)$ niemals unendlich und demnach auch ω_T niemals null. Daß die transversalen optischen Gitterschwingungen und nicht die longitudinalen ein solches anomales Verhalten am Phasenübergangspunkt zeigen, läßt sich durch die Richtung des inneren elektrischen Feldes E_{in} am Ort eines polarisierten Atoms gegenüber der

Polarisationsrichtung erklären:

$$\vec{E}_{\text{in}}^{\text{transv.}} = \frac{4\pi}{3}\vec{P};\ \vec{E}_{\text{in}}^{\text{long.}} = -\frac{8\pi}{3}\vec{P}. \qquad (4)$$

Löst man für ein zweiatomiges Ionengitter im Grenzfall großer Wellenlängen in harmonischer Näherung die Bewegungsgleichung $\mu\frac{d^2u}{dt} + \Phi u = QE_{\text{in}}$ für transversale bzw. longitudinale optische Schwingungen, so erhält man für die Eigenfrequenzen

$$\omega_{\text{T}}^2 = \mu^{-1}\left(\Phi - \frac{\frac{4\pi}{3}NQ^2}{1-\frac{4\pi}{3}N\alpha}\right),$$
$$\omega_{\text{L}}^2 = \mu^{-1}\left(\Phi + \frac{\frac{8\pi}{3}NQ^2}{1+\frac{8\pi}{3}N\alpha}\right). \qquad (5)$$

Es bedeutet μ die reduzierte Masse, u die relative Auslenkung der Atome aus ihren Gleichgewichtslagen, Φ die Kraftkonstante zwischen nächsten Nachbarn, Q die Ionenladung, N die Zahl der Moleküle je Volumeneinheit, $\alpha = \alpha^+ + \alpha^-$ die Summe der elektronischen Polarisierbarkeiten eines positiven und negativen Ions. Ähnliche Resultate werden bei genaueren Berechnungen mit dem Schalenmodell erhalten. Aus (5) ist ersichtlich, daß ω_{T}^2 kleine Werte annehmen oder gar null werden kann, wenn die kurzreichweitigen Gitterkräfte und die langreichweitigen Coulomb-Kräfte, die infolge der Polarisation des Mediums auftreten, sich teilweise oder ganz kompensieren; ω_{L}^2 dagegen zeigt dieses Verhalten nicht.

Die charakteristische Temperaturabhängigkeit (1) von ω_{T}^2 kann erst durch Berücksichtigung der Anharmonizität des Gitters begründet werden. Die anharmonischen Beiträge in der Behandlung der Gitterschwingungen können sich nur dann stark auswirken, wenn sich schon die Kräfte (kurzreichweitige und Coulomb-Kräfte) in harmonischer Näherung nahezu aufheben (Cowley).

Die Behandlung der gitterdynamischen Eigenschaften der Ordnungs-Unordnungs-Ferroelektrika ist beträchtlich komplizierter, weil, wie z. B. in Kaliumdihydrogenorthophosphat (KDP) KH_2PO_4, die Wasserstoffbrückenbindung lediglich eine auslösende Funktion für die Instabilität am Phasenübergang ausübt und Anlaß zu kollektiven Anregungen auch der anderen Atome der Einheitszelle gibt. Infolge der Ähnlichkeit in der Symmetrie der in nullter Näherung auftretenden Wellenfunktionen mit denen, die bei der Behandlung der Ferromagnetika im Ising-Modell verwendet werden, führt man den Begriff der *Quasispinwellen* ein.

Ferroelektrizität, → Ferroelektrikum.

Ferrograph, svw. Hysteresegraph.

Ferromagnetikum, → Ferromagnetismus.

ferromagnetische Resonanz, eine 1946 von Griffiths begründete Methode der Hochfrequenzspektroskopie, die auf der Resonanzabsorption von Hochfrequenzenergie durch das Elektronenspinsystem in ferromagnetischen Stoffen beruht und eng mit der paramagnetischen Elektronenresonanz verwandt ist.

Bringt man die ferromagnetische Probe in ein statisches Magnetfeld $\vec{H}$, so führt die Gesamtmagnetisierung $\vec{M}$ der Probe eine Präzessionsbewegung um die Richtung von $\vec{H}$ aus. Stimmt die Frequenz dieser Präzession mit der Frequenz eines senkrecht zur Richtung von $\vec{H}$ an die Probe gelegten hochfrequenten magnetischen Feldes überein, so absorbiert die Probe Energie (→ paramagnetischer Resonanzeffekt). Da im Ferromagnetikum die unpaarigen Elektronen durch starke Austauschkräfte miteinander verkoppelt sind, entsteht ein starkes inneres Magnetfeld, das in der Größenordnung von 10^7 Gauß liegen kann und bedeutend stärker ist als das von außen an die Probe gelegte Feld. Die Resonanzbedingung der paramagnetischen Elektronenresonanz muß daher modifiziert werden. Bei der f.n R. im engeren Sinne stehen Gleichfeld und Mikrowellenfeld senkrecht aufeinander, das Gleichfeld ist homogen. Die Resonanzfrequenz stimmt mit der Frequenz überein, mit der die Magnetisierung um das Gleichfeld präzidiert. Zwischen den Drehwinkeln der Magnetisierung an verschiedenen Orten tritt keine Phasenverschiebung auf (*homogene Mode*). Bei Proben in inhomogenen Gleichfeldern oder mit inneren Inhomogenitäten, z. B. Oberflächen, treten auch *inhomogene Moden* (d. h., zwischen den Drehwinkeln der Magnetisierung an verschiedenen Orten besteht eine Phasenverschiebung) auf, die z. B. der Anregung von Spinwellen entsprechen (*Spinwellenresonanz*). Diese Moden erscheinen bei höheren Frequenzen bzw. Gleichfeldern. Wird das Koordinatensystem so gewählt, daß das konstante magnetische Feld $\vec{H}$ in z-Richtung und das hochfrequente Feld in x-Richtung angelegt sind, so gilt für die Frequenz ν dieses Hochfrequenzfeldes folgende Resonanzbedingung: $\nu = g\frac{\mu_0 e}{4\pi m}H_{\text{i}} = \frac{\gamma_{\text{e}}}{2\pi}H_{\text{i}}$. Es ist $H_{\text{i}} = \{[H + (N_x - N_z)M][H + (N_y - N_z)M]\}^{1/2}$. Dabei sind N_x, N_y und N_z die Entmagnetisierungsfaktoren für die drei Koordinatenrichtungen, M die Magnetisierung, g der g-Faktor, e die Ladung, m die Masse des Elektrons und μ_0 die absolute Permeabilität. $\gamma_{\text{e}} = \mu_0 ge/(2m)$ ist das gyromagnetische Verhältnis des Elektrons.

Untersuchungen der f.n R. liefern Aussagen über die Struktur und die inneren Felder in ferromagnetischen Stoffen und erlauben Rückschlüsse auf die Wechselwirkungen im Ferromagnetikum und aus der Linienbreite auf den Dämpfungsmechanismus (→ Spin-Relaxation). Die experimentelle Technik ist ähnlich wie bei der → paramagnetischen Elektronenresonanz. Die Resonanzfrequenzen liegen im Mikrowellenbereich. Infolge der großen makroskopischen magnetischen Momente der Ferromagnetika werden bei der f.n R. große Linienintensitäten beobachtet.

Zur Untersuchung antiferromagnetischer Stoffe wird die Methode der → antiferromagnetischen Resonanz verwendet.

Ferromagnetismus, 1) eine Form der magnetischen Ordnung in Festkörpern, die charakterisiert ist durch Parallelstellung der atomaren magnetischen Momente und damit durch die Existenz einer → spontanen Magnetisierung. Unter-

schiede: → Antiferromagnetismus, → Ferrimagnetismus. F. tritt auf, wenn im → Heisenberg-Modell das Austauschintegral zwischen benachbarten magnetischen Momenten positiv ist. Die *Bändertheorie des Ferromagnetismus* gibt theoretische Ansätze, die magnetischen Erscheinungen in Festkörpern auf der Basis des → Bändermodells zu erklären: Die Austauschwechselwirkung hebt die Spinentartung der Einteilchenzustände des Bändermodells auf; die den beiden Spinrichtungen entsprechenden Bänder sind gegeneinander verschoben (*Austauschaufspaltung*). Da zu beiden Bändern die gleiche Fermi-Energie gehört, sind sie verschieden stark aufgefüllt. Die Differenz der Elektronenzahlen in den beiden Bändern mit verschiedener Spinrichtung bestimmt aber wieder die Austauschwechselwirkung. Der Zustand des Systems ergibt sich daher als Kompromiß zwischen der Austauschenergie, die eine magnetische Ordnung begünstigt, und der Einteilchenenergie, für die ein paramagnetischer Zustand optimal ist. Dieser Zustand des Systems bestimmt die Magnetisierung, die zwischen Null (gleiche Anzahl von Elektronen mit entgegengesetztem Spin) und einem Maximalwert (nur Elektronen einer Spinrichtung vorhanden) liegt. Charakteristisch für die Bändertheorie des Ferromagnetismus ist außer der Möglichkeit eines magnetisch partiell gesättigten Grundzustands die Existenz der *Stoner-Anregungen*, d. s. Übergänge einzelner Elektronen aus dem besetzten Teil des Bandes einer Spinrichtung in freie Zustände des Bandes mit dem entgegengesetzten Spin. Die Bändertheorie des F. kann typisch metallische Eigenschaften, z. B. die Nichtganzzahligkeit des magnetischen Momentes je Atom in Bohrschen Magnetonen und den Beitrag der magnetischen Elektronen zur spezifischen Wärme, erklären, so daß die Bändertheorie des F. besonders für die Behandlung der *d*-Übergangselemente wichtig ist.

Ferromagnetisch geordnete Stoffe bezeichnet man als *Ferromagnetika*. Notwendig, aber nicht hinreichend für F. ist die Existenz nichtabgeschlossener innerer Elektronenschalen bei den Atomen des Kristalls (→ Übergangselemente). Zu den Ferromagnetika gehören Eisen, Nickel, Kobalt, Gadolinium, zahlreiche binäre und höhere Legierungen, z. T. auch aus nichtferromagnetischen Elementen, z. B. $ZrZn_2$ und Heuslersche Legierungen.

2) die Gesamtheit aller mit der Existenz einer spontanen Magnetisierung verbundenen spezifischen Erscheinungen. Ferromagnetisch in diesem phänomenologischen Sinne sind Stoffe, die von der Struktur her F. oder Ferrimagnetismus aufweisen. Bei solchen Stoffen ist im Magnetfeld die Magnetisierung um Zehnerpotenzen größer als bei para- oder diamagnetischen Stoffen. Sie ist keine eindeutige Funktion des Feldes, sondern hängt von der Vorgeschichte ab (→ Hysterese). Mit wachsendem Feld erreicht sie einen Grenzwert, die Sättigungsmagnetisierung. Diese nimmt mit wachsender Temperatur ab und verschwindet bei einer für den Stoff charakteristischen Temperatur (Curie-Temperatur). Oberhalb dieser ist das Verhalten paramagnetisch (Curie-Weißsches Gesetz). Ferromagnetische Körper brauchen nach außen keine Magnetisierung zu zeigen, weil sich viele spontan magnetisierte, durch Bloch-Wände getrennte Bereiche bilden, die ihre Magnetisierung gegenseitig kompensieren (→ Bezirksstruktur, → Weißsche Bezirke).

Ferromagnon, → Spinwelle in Ferromagnetika.

FESR, → analytische S-Matrix-Theorie.

feste Gase, inkorrekte Bezeichnung der festen Phase von Stoffen, die unter Normalbedingungen (0 °C, 760 Torr) gasförmig sind.

feste Lösung, svw. Mischkristall.

Festfrequenzzyklotron, → Teilchenbeschleuniger.

Festigkeit, mechanische Beanspruchungsgrenze des Materials. Man unterscheidet hierbei verschiedene Beanspruchungsarten: Zugfestigkeit, d. i. die im Zugversuch ermittelte und auf den Ausgangsquerschnitt bezogene Bruchlast, Druckfestigkeit, Schubfestigkeit u. a. Die F. wird stark beeinflußt von der Formänderungsgeschwindigkeit und der Art des Lastzyklus, wie Wechselfestigkeit u. a.

Festigkeitshypothesen, Annahmen zur Übertragung der im einfachen Probestabversuch ermittelten zulässigen Höchstspannungen auf den exakten räumlichen Spannungszustand im Bauteil. Die F. berücksichtigen Werkstoffeigenschaften und Beanspruchungsart. Die Vergleichsnormalspannung σ_v wird auf verschiedene Weise aus den Hauptspannungen $\sigma_1 \geqq \sigma_2 \geqq \sigma_3$ im Körper gebildet: 1. Hypothese (Rankine): größte Zugspannung $\sigma_v = \sigma_1$, spröder Stoff, Trennbruch. 2. Hypothese (Coulomb, St. Venant, Guest): größte Schubspannung, die sich stets als $\sigma_v = \sigma_1 - \sigma_3 = 2\tau_{max}$ berechnen läßt, Stoffe mit ausgeprägter Streckgrenze, Verformung, Dauerbruch. 3. Hypothese (Bach): größte Dehnung $\sigma_v = \sigma_1 - \nu \cdot (\sigma_2 + \sigma_3)$, Grauguß. ν ist dabei die Querkontraktionszahl. 4. Hypothese (Huber, Mises, Hencky): größte Gestaltänderungsenergie $\sigma_v = \{1/2[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]\}^{1/2}$, Verformen, Dauerbruch, Walz- und Schmiedestahl. 5. Hypothese, erweiterte Schubspannungshypothese 2, wobei τ_{max} aus dem elastischen Grenzzustand nach Mohr ermittelt wird.

Festigkeitslehre, Wissensgebiet, in dem aus dem → Stoffgesetz, der Spannungsverteilung und der Beanspruchungsart die Haltbarkeit eines Bauteiles vorausberechnet wird.

Festkegel, → Kreisel.

Festkörper, ein Aggregatzustand, bei dem die einzelnen Moleküle durch Bindungskräfte in bestimmten Lagen festgehalten werden. Dadurch zeigt der F. (im Gegensatz zur Flüssigkeit) eine starke Formbeständigkeit. Vom F. zu unterscheiden ist der → starre Körper, der als Idealform bei vielen Untersuchungen in der Mechanik eine große Rolle spielt, wenn von den elastischen Eigenschaften der F. abgesehen werden soll. Dem starren Körper wird eine absolute Form- und Volumenbeständigkeit zugeschrieben.

Sind die atomaren oder molekularen Bausteine der F. in einer regelmäßigen Gitterstruktur angeordnet (→ Kristall), so liegt ein *idealer Festkörper* vor. Ein solcher wird niemals realisiert. Selbst am absoluten Nullpunkt zeigen die Gitterbausteine noch quantenmechanisch bedingte Nullpunktsschwingungen. Der *reale Festkörper* unterscheidet sich von dem idealen durch

→ Gitterschwingungen und → Gitterfehlstellen. Diese sind wichtig zur Deutung vieler kinetischer Vorgänge in F.n; auf ihnen beruhen die chemischen Festkörperreaktionen und die Ionenleitfähigkeit in F.n, wie sie bei Halbleitern auftritt. Die Elektronenleitung, wie sie die Metalle und auch die Halbleiter zeigen, findet durch das → Bändermodell der elektrischen Leitfähigkeit ihre Deutung.

Die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung optischer Frequenzen mit F.n führt zu → Übergängen zwischen verschiedenen Energiezuständen des F.s. Letztere werden in Elektronenzustände (Elektronenstruktur der Festkörper) und Phononenzustände (→ Gitterschwingungen) unterteilt. Dementsprechend unterscheidet man bei den optischen Eigenschaften von F.n solche, die durch Übergänge im Energiespektrum der Elektronen und solche, die durch Anregung bzw. Vernichtung von Phononen zustande kommen. Bei vielen optischen Eigenschaften von F.n handelt es sich um Kombinationen beider Fälle.

Die Absorption von Lichtquanten in einem F. führt zu Übergängen in energetisch höhere Zustände. Der Absorptionskoeffizient hängt dabei in charakteristischer Weise von der Energie der Photonen ab; diese Abhängigkeit wird als Absorptionsspektrum des F.s bezeichnet. In engem Zusammenhang mit der Absorption stehen → Reflexion und → Brechung von Licht durch F. Alle drei Erscheinungen werden zur Bestimmung der → optischen Konstanten benutzt.

Beim Übergang aus energetisch höheren Zuständen in energetisch tiefere Zustände kann es umgekehrt zur Emission von Photonen kommen. Befindet sich der F. dabei in thermischem Gleichgewicht, so handelt es sich um Temperaturstrahlung. Zusätzlich dazu kann bei geeigneter Anregung → Lumineszenz auftreten. Zu den optischen Eigenschaften von F.n gehören ferner die Streuung von Photonen (→ Raman-Effekt), die → Photoleitung, die → Photoemission und das Auftreten von Photospannungen. Die optischen Eigenschaften von F.n können durch zusätzlich von außen angelegte elektrische und magnetische Felder, durch mechanische Spannungen u. a. beeinflußt werden (→ Elektrooptik, → Magnetooptik, → Piezospektroskopie) und ändern sich in charakteristischer Weise mit der Temperatur und dem Druck. Insgesamt sind Untersuchungen der optischen Eigenschaften die wichtigste Informationsquelle über die Energiezustände eines F.s. Bei Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder können F. Erscheinungen wie Ferromagnetismus, Supraleitung oder Piezoelektrizität zeigen. Mit dem Aufbau der F. und ihrem Verhalten beschäftigt sich umfassend die → Festkörperphysik.

Festkörpereffekt, *solid state effect*, eine Erscheinung, die bei einer speziellen → Doppelresonanzmethode der → Hochfrequenzspektroskopie auftritt und die zur Erzeugung → polarisierter Kerne verwendet wird.

Festkörperlaser, → Laser.

Festkörperphysik, Zweig der Physik, der einerseits im Rahmen der makroskopischen, phänomenologischen Betrachtungsweise das mit ihrem im allgemeinen kristallinen Aufbau verbundene anisotrope Verhalten der Festkörper erforscht und andererseits vor allem umfassend den mikroskopischen Aufbau dieser Stoffe untersucht und zur möglichst quantitativen Erklärung ihrer Eigenschaften heranzieht. Typisch für den ersten Aspekt sind die klassische → Kristallographie und die → Kristalloptik, während der zweite Aspekt die gesamte modernere F. umfaßt. Die kristalline Struktur, d. h. die Existenz einer Fernordnung im atomaren Aufbau, ist das typische Merkmal der Festkörper im engeren Sinne, das sie von den Flüssigkeiten unterscheidet. Amorphe, glasartige Stoffe nehmen eine Sonderstellung ein, sie können sich – außer durch die stark behinderte Beweglichkeit der atomaren Bausteine – von den eigentlichen Flüssigkeiten, in denen lediglich eine statistische Nahordnung bei starken Fluktuationen existiert, durch einen streng geordneten Aufbau in Mikrobereichen unterscheiden und dennoch keinerlei Fernordnung zeigen. Sie sind theoretisch sehr viel weniger verstanden als die kristallinen Festkörper.

Die F. als typische Querschnittsdisziplin benutzt experimentelle und theoretische Methoden aus fast allen Gebieten der Physik. Die Streuung von Röntgenstrahlen, Neutronen oder auch Elektronen dient zur → Kristallstrukturanalyse und vor allem im Falle der → Neutronenstreuung zur Untersuchung der → Gitterschwingungen und magnetischen Anregungen (→ Spinwellen). Optische Untersuchungen des emittierten oder reflektierten Lichts und sehr diffizile Resonanzeffekte bei anliegendem Magnetfeld liefern wichtige Ergebnisse über die Elektronenzustände im Festkörper. Aus der Untersuchung von Transportvorgängen, insbesondere der elektrischen Leitfähigkeit und des Hall-Effekts gewinnt man Aufschlüsse über die Natur, Konzentration und Beweglichkeit der Ladungsträger, ihre Wechselwirkung mit Gitterfehlern und Gitterschwingungen. Aus Untersuchungen der → Wärmeleitfähigkeit folgen Aussagen über die gegenseitige Beeinflussung von Gitterschwingungen. Die → Diffusion in Festkörpern liefert Informationen über Gitterfehler. Die hochentwickelten Methoden der magnetischen → Spinresonanz liefern genaue Angaben über die elektrischen und magnetischen Mikrofelder im Festkörper. Spezielle Verfahren sind für die Untersuchung von Oberflächen- und Grenzflächeneffekten bei dünnen Schichten entwickelt worden.

Die riesige, durch neue Materialkombinationen sich ständig erweiternde Klasse der Festkörper kann nach verschiedenen Gesichtspunkten eingeteilt werden: 1) rein geometrisch nach der Kristallsymmetrie; 2) nach der Art der Gitterbausteine (Ionen, Atome, Moleküle) und den sie vorrangig zusammenhaltenden Bindungskräften der Kristallbindung; 3) nach ihrer Zusammensetzung in Elemente und Legierungen; 4) nach der Größe ihrer elektrischen Leitfähigkeit oder genauer nach der Lage ihrer Fermi-Fläche in Isolatoren oder Dielektrika, Halbleiter und Metalle; 5) nach ihrem magnetischen Verhalten in solche ohne magnetische Ordnung, deren Dia- oder Paramagnetismus durch den Magnetismus der isolierten atomaren Bausteine und das magnetische Verhalten der Lei-

tungselektronen in Metallen vollständig erklärt wird, und solche mit magnetischer Ordnung, also die (anti-)ferro- bzw. ferrimagnetischen Substanzen; 6) nach weiteren besonderen Merkmalen, z. B. Ferroelektrizität oder Supraleitfähigkeit. Wichtiges Kennzeichen der Struktur eines festen Körpers sind die als → Gitterfehlstellen bezeichneten Abweichungen vom streng kristallinen Aufbau. Sie sind z. B. ohne Bedeutung für das thermische, aber entscheidend oder mitbestimmend für das mechanische, elektrische, chemische oder optische Verhalten, beispielsweise für das plastische Verhalten, für die Ionenleitfähigkeit und die Leitungsvorgänge in Halbleitern, für Lumineszenzprozesse, für chemische Festkörperreaktionen u. a. m. Dementsprechend unterscheidet man zwischen strukturempfindlichen und -unempfindlichen Eigenschaften.

Ein Festkörper stellt ein äußerst kompliziertes System dar, zu dessen theoretischer Analyse gerade die reguläre Anordnung der atomaren Bausteine im Kristallgitter einen geeigneten Ausgangspunkt liefert. Als Teilprobleme lassen sich abspalten: die Untersuchung der Gitterschwingungen, der elektronischen Struktur, d. h. vor allem der Bandstruktur, die Wechselwirkung atomarer magnetischer Momente, die gegenseitige Wechselwirkung von Gitterschwingungen (Phononen), Elektronen, gegebenenfalls weiteren Elementaranregungen und Gitterfehlern. Die F. hat bedeutende Grundlagenerkenntnisse für die technische Nutzung geliefert, insbesondere für die gesamte Werkstofforschung und die Festkörperelektronik. Die mikroskopische Untersuchung von Werkstoffen mittels der in der F. entwickelten Untersuchungsmethoden und die allgemeinen Erkenntnisse der F. über Struktur und Eigenschaften der Festkörper sind heute unbedingte Voraussetzung für die gezielte Verbesserung von Werkstoffeigenschaften. → Halbleiterbauelemente haben mit ihrer breiten Palette erst die heutige Informations- und Nachrichtenelektronik mit ihrer hohen Leistungsfähigkeit und Zuverlässigkeit ermöglicht; erst in jüngerer Zeit näher erforschte und genauer verstandene Phänomene wie die Supraleitung treten in das Stadium ihrer technischen Nutzung in großem Umfang ein.

Festkörperschaltkreis, *integrierte Halbleiterschaltung*, ein Halbleiterbauteil, das meist mittels Planartechnik hergestellt wird und bei dem ein Halbleitereinkristall, z. B. aus Silizium, mit wenigen mm^2 Fläche eine vollständige selbständige Schaltung enthält. Dabei werden diskrete Bereiche des Kristalls zu Bauelementen mit vorgegebenen Eigenschaften dotiert und schließlich mittels aufgedampfter Verbindungsleitungen zur Schaltung vervollständigt. Da das Substrat selbst leitfähig ist, müssen für diese Verbindungsleitungen sowie zur Trennung der Bauelemente voneinander und gegen das Substrat Isolierwannen gebildet werden, wozu in die n-leitende Epitaxialschicht (→ Epitaxialtechnik), die das p-leitende Substrat bedeckt, in vorgegebenen Bereichen (→ Maskierung) entsprechende Dotierungselemente eindiffundiert werden (→ Dotierung). Es ergeben sich inmitten von p-leitenden Gebieten n-leitende Bereiche. Wird der entstandene pn-Übergang in Sperrrichtung vorgespannt, so wirkt er als Isolierschicht. Im allgemeinen können F.e bis 100 und mehr einzelne Bauelemente umfassen. *Großintegrierte F.e* [engl. *LSI*, Abk. von *l*arge *s*cale *i*ntegrated circuits) enthalten mehr als 1 000 einzelne Bauelemente. Von den *passiven Bauelementen* lassen sich Widerstände durch Kristallbereiche mit vorgegebener Dotantenkonzentration und Kapazität bilden, indem großflächige vorgespannte Sperrschichten von Transistoren als Kondensatoren verwendet werden. *Aktive Bauelemente*, wie Halbleiterdioden oder Transistoren, können z. B. durch sukzessive Diffusion oder sukzessive epitaxiale Züchtung hergestellt werden. Dazu können z. B. auch auf einem Substrat die einzelnen Elektroden nacheinander so aufgebracht werden, daß der Kollektor eines Transistors mit der Basis des nächsten Transistors verknüpft ist.

Die Isolierung aktiver oder passiver Glieder von F.en kann z. B. auch durch thermische Oxydation bestimmter Gebiete erfolgen, was der Oberflächenpassivierung in der → Planartechnik ähnlich ist. Ein einfacheres Verfahren ist das Ätzen. Auch lassen sich epitaxiale Trennschichten züchten.

Festkörperspurdetektor, organische Folie, z. B. Zellulosenitrat, in der schnelle Teilchen, wie Spaltprodukte oder leichte Teilchen aus Kernreaktionen, Bahnspuren hinterlassen. Diese Spuren werden erst beim Ätzen mit geeigneten Ätzmitteln unter dem Mikroskop sichtbar. Aus der Geschwindigkeit der Änderung des Spurdurchmessers, der Spurrichtung u. dgl. können Aussagen über die Teilchenart, die Energie und die Einschußrichtung gewonnen werden. Die seit 1963 bekannte Methode wurde zunächst für schwere Teilchen angewendet, heute können bereits Deuteronen nachgewiesen werden. Für γ-Strahlung ist der F. unempfindlich. Vorteile des F.s liegen z. B. in dieser γ-Unempfindlichkeit und in der Nachweismöglichkeit für Teilchen niederer Energie, die mit Halbleiterdetektoren nicht mehr meßbar sind. Da mit dem F. noch außerordentliche Strahlungsintensitäten nachweisbar sind, ergeben sich neue Möglichkeiten bei der Messung des Zerfalls von Zuständen großer Lebensdauer bis zu 10^{17} Jahren und in der medizinischen Diagnostik, weil mit sehr geringen Bestrahlungszeiten gearbeitet werden kann.

FET, → Transistor.

FET-Tetrode, → Transistor.

Fettfleckphotometer, → Photometer.

Feuchtadiabaten, *Pseudoadiabaten, Kondensationsadiabaten*, Kurven, die im p,T-Diagramm die Abhängigkeit der Temperatur vom Druck für mit Wasserdampf gesättigte Luft angeben. Nimmt in solcher Luft der Druck ab, so wird die adiabatische Temperaturerniedrigung verzögert, weil ein Teil des Dampfes kondensiert bzw. sublimiert und seine Kondensations- bzw. Sublimationswärme frei wird. Deshalb kühlt sich in der Atmosphäre eine aufsteigende wasserhaltige Luftmenge langsamer ab (etwa 0,3 grd je 100 m) als eine trockene (etwa 1 grd je 100 m). Die Temperaturänderung der F. berechnet sich nach der Beziehung $(dT/dh)_f = -0{,}973 \cdot \beta$ grd/100 m mit $\beta = (p + a)/(p + b)$, wobei p der Luftdruck und $a = 0{,}623\, r/(c_p - c_v) \cdot E/T$ und

$b = 0{,}623\, r/c_p \cdot dE/dT$ sind. Dabei sind r die Verdampfungswärme, E der Sättigungsdampfdruck, c_p und c_v die spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck bzw. Volumen.
Lit. Defant: Physikalische Dynamik der Atmosphäre (Frankfurt/M. 1958).

Feuchte, svw. Feuchtigkeit.

Feuchtigkeit, *Feuchte*, Maß für die Wasser- bzw. Wasserdampfkonzentration in Gasen, Flüssigkeiten und Feststoffen. Zur Kennzeichnung der Wasserdampfkonzentration in Gasen (besonders Luft) unterscheidet man 1) *Absolute F.*, f; sie gibt die Dampfmenge in g in 1 cm^3 feuchter Luft an. 2) *Relative F.*, φ; sie gibt das Verhältnis der absoluten F. zur Sättigungsfeuchtigkeit bei der jeweiligen Temperatur an. Sind p und p_s die Partialdrücke des Dampfes, so gilt $\varphi = f/f_s = p/p_s$. 3) *Spezifische F.*, φ_s; sie gibt die Wasserdampfmenge in g an, die in einem kg feuchter Luft enthalten ist: $\varphi_s = \varrho_D/(\varrho_D + \varrho_G)$. Dabei ist ϱ_G die Dichte des Gases und ϱ_D die des Dampfes. 4) *Mischungsverhältnis*, das die Wasserdampfmenge in g angibt, die in einem kg trockener Luft enthalten ist. 5) *Taupunkt*, bei dem sich aus feuchter Luft bei fortschreitender Abkühlung das erste Wasser bzw. Eis ausscheidet.

Bei festen Stoffen und Flüssigkeiten gilt als *prozentuale F.* das 100fache des Verhältnisses der Massendifferenz vor und nach Trocknung (nach Standardverfahren) zur Masse vor dem Trocknen.

Feuchtigkeitsmessung, *Hygrometrie*, Messung der absoluten oder relativen Feuchtigkeit in Gasen und des Wassergehaltes in Flüssigkeiten und Festkörpern.

1) Bei Gasen kann die F. erfolgen durch Absorption, mittels Psychrometern oder mittels Hygrometern.

a) Bei *F. durch Absorption* wird eine bestimmte Gasmenge langsam in einem Gefäß über ein Trockenmittel geleitet. Aus der Massezunahme des Trockenmittels und der reduzierten Gasmenge ergibt sich die Feuchtigkeit.

b) Bei *F. mittels Psychrometern* wird das Gas an zwei gleichen Thermometern vorbeigeführt, wobei eines angefeuchtet ist und durch die Verdunstung des Wassers eine tiefere Temperatur zeigt als das trockene Thermometer. Die Temperaturdifferenz ist um so größer, je trockener das vorbeiströmende Gas ist. Zur Erlangung eindeutiger Temperaturwerte muß das Gas mit mindestens 2 m/s vorbeigeblasen werden. Beim *Aßmannschen Aspirationspsychrometer* erfolgt dies durch einen Ventilator. Den Partialdruck p des Wasserdampfes in dem Gas erhält man aus der Sprungschen Formel (1888) zu $p = p_f - 0{,}00066 \cdot b(t - t_f')$. Hierbei bedeuten b den Barometerstand in Torr, t_f und t die gemessenen Temperaturen, p_f den Sättigungsdruck des Wassers bei t_f. Bei Temperaturen unter 0 °C muß auf richtige Befeuchtung geachtet werden. Entweder erniedrigt man den Gefrierpunkt durch Zusätze, z. B. Formaldehyd, oder setzt für p_f den Dampfdruck des Eises ein und berücksichtigt die Sublimationswärme.

Die Thermometer können auch durch Temperaturschreiber ersetzt werden, dann läßt sich durch eine Brückenschaltung die relative Feuchte direkt ablesen.

c) Bei *F. mittels Hygrometern* wird die Tatsache ausgenutzt, daß bei vielen Substanzen einige Eigenschaften vom eigenen Feuchtegehalt oder von dem des umgebenden Gases abhängen. So wird z. B. im *Haarhygrometer* die Feuchteabhängigkeit der Länge mittels besonders präparierter Haare, Textilfasern u. a. und im *Diffusionshygrometer* die der Diffusionsgeschwindigkeit durch eine halbdurchlässige Membran ausgenutzt. Im *Absorptionshygrometer* wird ein abgemessenes Volumen Luft über eine hygroskopische Substanz (z. B. Schwefelsäure) geleitet und dadurch der Luft der Wasserdampf völlig entzogen. Durch Feststellen der Masseänderung des Leitstoffes wird die absolute Feuchte ermittelt. Das *Kondensations-* oder *Taupunkthygrometer* besteht aus einem mit einem polierten Metalldeckel abgedeckten Gefäß, in dem Äther verdunstet. Das Metall kühlt sich durch den verdunstenden Äther rasch ab. Aus der Temperatur, bei der die erste Spur von Beschlag eintritt, und aus der Temperatur der umgebenden Luft lassen sich Dampfdruck und relative Feuchte berechnen.

Auch die Feuchteabhängigkeit der Farbe, des Brechungsindexes, der elektrischen Leitfähigkeit, der Wärmeleitfähigkeit und der Dielektrizitätskonstanten wurde in speziellen Hygrometern ausgenutzt.

2) Viele dieser Methoden können außer für Gase auch für Flüssigkeiten und Festkörper verwandt werden.

Bei diesen läßt sich die Feuchtigkeit außerdem durch Trocknen und Wägung vor und nach dem Trocknen leicht bestimmen. Dieses Verfahren hat aber viele Fehlerquellen, vor allem durch verschiedene Bindungsarten des Wassers, Zersetzung der Proben, Dauer der Trocknung.

F. in der Isotopentechnik. Während ein Neutron beim Zusammenstoß mit einem schweren Atom kaum kinetische Energie verliert, beträgt der Energieverlust bei einem Stoß mit einem Wasserstoffatom wegen der gleichen Masse 50%. Schnelle Neutronen werden durch Wasserstoff und somit auch durch Wasser auf thermische Energien abgebremst. Daher ist die Intensität der thermischen Neutronen ein Maß für den Feuchtigkeitsgehalt einer mit schnellen Neutronen durchstrahlten Probe.

Feuchtlabilität, Zustand einer Atmosphärenschicht, bei dem die Temperatur mit der Höhe rascher abnimmt als in einem feuchtadiabatisch (→ Feuchtadiabaten) aufsteigenden Teilchen. Infolge des archimedischen Auftriebs entfernt sich daher ein aus seiner Gleichgewichtslage nach oben verschobenes Teilchen unter Kondensation des Wasserdampfes mit zunehmender Geschwindigkeit immer weiter von seiner Ausgangslage. F. ist Voraussetzung für die Bildung mächtiger Haufenwolken (→ Wolken) mit Schauer- und Gewittertätigkeit.

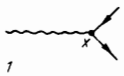
Feuerball, → Pion, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

Feuerkugel, → Meteor.

Feußnerkompensator, → Kompensator.

Feynman-Diagramm, *Feynman-Graph*, graphische Darstellung der bei störungstheoretischer Entwicklung der S-Matrix auftretenden Integrale für die Streuamplituden, die zugleich Auskunft über die in einer bestimmten Ordnung der

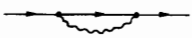
Feynman-Graph



1



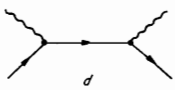
a



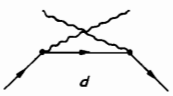
b



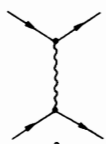
c



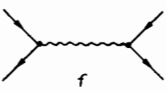
d



d

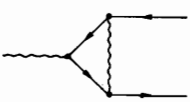


e



f

2



3

Feynman-Diagramme

Störungstheorie möglichen Streuprozesse geben. Die Struktur der F.-D.e hängt von der Art der Wechselwirkung ab.

Die F.-D.e wurden von Feynman ursprünglich in die Quantenelektrodynamik eingeführt. Ihre topologische Struktur ist dort durch die Wechselwirkung $ej_\mu A_\mu$ des elektrischen Stromes j_μ mit den elektromagnetischen Potentialen A_μ bestimmt. Dem entspricht der Grundgraph (Abb. 1). Die ausgezogene Linie repräsentiert den elektrischen Strom, eine solche Linie mit Pfeil in (entgegen) der Zeitrichtung ein Elektron (Positron), die Wellenlinie repräsentiert ein emittiertes oder absorbiertes Photon, und $x \equiv (\vec{r}, t)$ gibt Ort und Zeit der Wechselwirkung an. Die Anzahl der Punkte x_i eines komplizierten F.-D.s kennzeichnet seine störungstheoretische Ordnung. Den Graphen 2. Ordnung entsprechen folgende physikalischen Prozesse (Abb. 2): *Vakuumpolarisation* (Abb. 2a), bei der im Vakuum (keine äußeren Linien!) ein Elektron-Positron-Paar und ein Photon entstehen, so daß eine Polarisation stattfindet, anschließend folgt die gegenseitige Vernichtung; *Elektronenselbstenergie* (Abb. 2b), die dadurch gekennzeichnet ist, daß ein Elektron ein Photon emittiert und anschließend absorbiert, so daß es in Wechselwirkung mit seinem eigenen elektromagnetischen Feld steht; *Photonselbstenergie* (Abb. 2c), bei der das Photon virtuell ein Elektron-Positron-Paar erzeugt, das wieder in ein Photon zerstrahlt; *Elektron-Photon-* oder *Compton-Streuung* (Abb. 2d), d. h. Absorption und Emission eines Photons durch ein Elektron, wobei im zweiten der beiden Graphen erst das auslaufende Photon emittiert wird, bevor das ankommende Photon absorbiert wird; *Elektron-Elektron-* oder *Møller-Streuung* (Abb. 2e), wobei der Elektronenidentität durch Vertauschung der gestreuten Elektronen Rechnung getragen wird; *Elektron-Positron-* oder *Bhabha-Streuung* (Abb. 2f). Die jeweils ersten Graphen von Bhabha- und Møller-Streuung entstehen durch Drehung um 90° und sind Spezialfälle der Crossingsymmetrie. Von den Graphen 3. Ordnung ist das *Vertex-* oder *Eckdiagramm*, auch *Vertex-* oder *Eckgraph* genannt, von besonderer Bedeutung (Abb. 3). Es steht wie die Photon- und Elektronselbstenergie in engem Zusammenhang mit der Renormierung der Quantenelektrodynamik. Eine formale Berechnung dieser Graphen führt nämlich zu unendlichen Ausdrücken, die erst nachträglich durch Subtraktion geeigneter Größen endlich gemacht werden können.

Die Linien zwischen zwei Punkten x_i und x_j heißen *innere Linien*, ihnen entsprechen virtuelle Teilchen, die nicht dem Energie-Impuls-Erhaltungssatz genügen; frei endende, *äußere Linien* entsprechen realen Teilchen, zwischen denen die Wechselwirkung stattfindet.

Die F.-D.e können in die Sprache der Mathematik übersetzt werden, indem den verschiedenen Linien und Punkten mathematische Ausdrücke bzw. Operationen zugeordnet werden. Den inneren Photonen- bzw. Elektronenlinien werden die *kausalen Ausbreitungsfunktionen* oder *Propagatoren* D_F bzw. S_F zugeordnet (→ Quantenelektrodynamik).

Diese Graphentechnik wird in der Quantenfeldtheorie und der nichtrelativistischen Vielteilchentheorie allgemein angewandt und zeichnet sich durch relativ große Anschaulichkeit aus. Dabei treten natürlich auch andere Teilchen auf, die durch entsprechende Linien zu charakterisieren sind. Die unterschiedliche analytische Form der Wechselwirkung führt zu anderen topologischen Strukturen der F.-D.e dieser Theorien. Die Grundidee bleibt jedoch ungeändert.

Feynman-Graph, svw. Feynman-Diagramm.

Feynmanscher Propagator, → Ausbreitungsfunktion.

FFAG-Beschleuniger, ein → Teilchenbeschleuniger.

fg, Tabelle 2, Arbeit.

F-Gebiet, → Ionosphäre.

Fiberoptik, svw. Faseroptik.

Ficksche Gesetze, Grundgesetze der → Diffusion.

Field aligned currents, dem geomagnetischen Hauptfeld parallele oder antiparallele Ströme. Die Anwesenheit des geomagnetischen Hauptfeldes führt zu einer starken Anisotropie in den Bewegungen der elektrisch geladenen Teilchen in der Ionosphäre und der Magnetosphäre. Ströme, die sich längs der Feldlinien des Magnetfeldes ausbreiten, werden als F. a. c. bezeichnet. Es sind dies ohmsche Ströme und Ströme precipitierender Teilchen (→ Precipitation).

F. a. c. stellen eine direkte Verbindung zwischen den magnetosphärischen und ionosphärischen Plasmen her. Sie sind die Grundlage vieler Modellvorstellungen über die Kopplung ionosphärischer und magnetosphärischer Prozesse (→ Sturm).

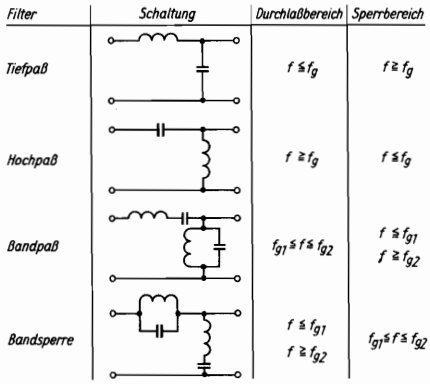
Filament, → Sonne.

Film, photographisches Aufnahmematerial, Unterlage der photographischen Schicht, zu dessen Aufbau ein Vielstoffsystem, das mehr als 40 Einzelkomponenten zur Erzielung optimaler photographischer Eigenschaften enthalten kann, nötig ist. Auf eine etwa 100 bis 200 μm starke *Filmunterlage* werden bis sechs oder mehr Emulsionsschichten mit einer Gesamtstärke bis zu 20 μm und zusätzlich noch Emulsionsschutz- oder Lichthofschutzschichten aufgetragen. Die für das Haften der Emulsion vorbereitete Unterlage wird in der Begießerei mit der *photographischen Emulsion* zum lichtempfindlichen Material beschichtet; dazu wird die Emulsion aufgeschmolzen und mit notwendigen Zusätzen, wie Stabilisatoren, Härtungsmitteln, Sensibilisatoren, Netzmitteln, Filterfarbstoffen, Farbkupplern versetzt. Neben der Einstellung der Schichtdicke, der Viskosität und der Trocknungsbedingungen vor dem Beguß werden parallel zum Begießen und sofort nach Fertigstellung des Gusses erste photographische Prüfungen durchgeführt, damit bei Anlieferung des Materials zur Konfektionierung in der Aufarbeitung (Zuschneiden der Formate, Perforieren, Signieren, Verpacken) bereits eine Summe von sensitometrischen (Grad der Schwärzung oder der Farbdichte) und anderen Prüfdaten zur Charakterisierung des Filmmaterials vorliegen. Die Prüfung aller Rohstoffe unter den Bedingungen des Gesamtsystems, die Einhaltung der klimatischen Bedingungen, die Vermeidung jeglichen photographisch aktiven Schmutzes

und die Reproduktion einer Vielzahl von Eigenschaften mit engen Produktionstoleranzen sind Charakteristika der Filmproduktion.

Filmunterlage, Schichtträger, auf den die → photographische Emulsion aufgegossen wird. Nach dem nassen Kollodiumverfahren, der Trockenplatte und der Nitrounterlage wird in letzter Zeit die Sicherheitsunterlage auf der Basis von Zelluloseazetat oder neuerdings von Polyglykolterephthalat-Polyester eingesetzt. Mit der Azetylierung der Zellulose aus Baumwoll-Linters (Samenfäden) wird die Löslichkeit in organischen Lösungsmitteln erreicht. Die Gießlösungen mit Azetylzellulose enthalten neben dem Lösungsmittelgemisch Alkohol/Methylenchlorid Weichmacher zur Erreichung der notwendigen Elastizität der F. Die 0,08 bis 0,18 mm dicke F. kann zunächst wegen der hydrophoben Eigenschaften mit der photographischen Emulsion nicht beschichtet werden. Durch die Substratschicht oder Präparation, die Gelatine in einem Lösungsmittelgemisch Wasser/Alkohol enthält, wird deshalb die Haftung mit der hydrophilen Emulsionsgelatine hergestellt. Mit verbesserten physikalisch-mechanischen Eigenschaften wird zunehmend Polyesterunterlage eingesetzt, die im Gegensatz zu den wenig kristallinen Zelluloseestern einen kristallinen Anteil bis etwa 60% und einen hohen Molekülorientierungsgrad aufweist.

Filter, 1) Elektrotechnik: elektrische → Vierpole, die nur für bestimmte Frequenzbereiche durchlässig sind und die anderen Frequenzen sperren. Als F. werden geeignete Kombinationen von Blindschaltelementen (Induktivitäten, Kapazitäten) oder mechanische (piezoelektrische) Resonatoren verwendet. Nach ihren Durchlaß- und Sperrbereichen unterteilt man die F. in Tiefpässe, Hochpässe, Bandpässe und Bandsperren (Abb. 1). *Tiefpässe* sperren alle



1 Überblick über die verschiedenen Filter und die einfachsten Grundelemente zu ihrer Realisierung

Frequenzen oberhalb einer Grenzfrequenz f_g, *Hochpässe* sperren alle Frequenzen unterhalb einer Grenzfrequenz f_g. *Bandpässe* übertragen nur ein Frequenzintervall zwischen zwei Grenzfrequenzen f_{g1} und f_{g2}, *Bandsperren* übertragen nur Frequenzen, die kleiner sind als die Grenzfrequenz f_{g1} oder größer als f_{g2}. Oftmals werden durch Hintereinanderschaltung von Grundelementen *Filterketten* aufgebaut, was zu einer Verbesserung der Filtereigenschaften führt.

Bei mechanischen F.n nutzt man die mechanischen Eigenschwingungen fester Körper mit geeignet gewählten Abmessungen aus. Abb. 2



2 Mechanisches Filter

zeigt das Prinzip eines solchen F.s. Die elektrischen Schwingungen werden mit Hilfe eines piezoelektrischen oder magnetostriktiven Wandlers in mechanische Schwingungen eines Festkörpers umgesetzt. Es können jedoch nicht alle Frequenzen des auf den Festkörper gegebenen Frequenzspektrums diesen zum Schwingen anregen, sondern nur solche, die in der Nähe seiner mechanischen Eigenfrequenzen liegen. Somit werden aus dem ankommenden Frequenzspektrum diese Frequenzen ausgesiebt. Durch einen nachfolgenden zweiten Wandler werden sie wieder in elektrische Schwingungen umgewandelt.

Wird ein Schwinger aus magnetostriktivem Material (Ferrite) oder aus piezoelektrischem Material (Quarz) verwendet, so sind Wandler nach Abb. 2 unnötig, da der Schwinger durch eine Spule bzw. einen Kondensator direkt von der angelegten Spannung zu Schwingungen angeregt werden kann.

Mechanische F. sind hinsichtlich ihrer hohen Güten und ihrer großen Temperaturstabilität den elektrischen F.n überlegen.

Lit. Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 3, Nachrichtentechnik (Berlin 1969).

2) *F. für Röntgenstrahlen, β-Filter,* F., die bei der Röntgenbeugung insbesondere zur Schwächung der unerwünschten K_β-Linie der charakteristischen Strahlung relativ zur K_α-Linie dienen. Derartige Filter sind Folien oder dünne Schichten aus einem Element, dessen Ordnungszahl um eins oder zwei kleiner ist als die des Antikatodenmaterials.

Beim *Differenzfilterverfahren nach Ross* fertigt man zwei Aufnahmen mit verschiedenen F.n an, deren Absorption sich im erwünschten Wellenlängenbereich möglichst stark, im unerwünschten fast gar nicht unterscheidet, und verwendet die Differenz der Intensitäten. Dieses Verfahren wird vor allem angewendet für Beugungsaufnahmen mit kontinuierlich variierender Streustrahlung, die quantitativ ausgewertet werden sollen, z. B. bei Kleinwinkelstreuung und Streuung an Flüssigkeiten oder Gasen.

Die Bedeutung der F. für Röntgenstrahlung nimmt jedoch in dem Maße ab, wie sich → Monochromatoren für Röntgenstrahlen durchsetzen.

3) → optische Filter.

Filterkette, → Filter.

Filterpolarisator, svw. Polarisationsfilter.

Filtration, die Abtrennung fester dispers verteilter Stoffe aus Flüssigkeiten mit Hilfe von Filtern, die die Flüssigkeit durchlassen und die feste Phase zurückhalten. Als *Filter* dienen im Laboratorium poröse Papiere (*Filterpapiere*) zum Einlegen in trichterförmige *Filtriergeräte*

(*Trichter*), *Filterplatten* und keramische Platten (*Fritten*), die aus Sinterglas oder keramischen Werkstoffen bestehen. In der Industrie benutzt man je nach Zweck Sand, gebrannten Zement mit Gips, Gewebe aus Glasfasern, Asbest u. ä. Die Wirkung der Filter ist durch die Größe der Poren gegeben. Die Flüssigkeit läuft entweder durch ihre eigene Masse durch den Filter oder wird durchgesaugt.

Die Abscheidung von feinen festen Teilchen aus Gasen wird *Entstaubung* genannt. Diese kann erfolgen durch Prallplattenentstauber, die die gerichtete Bewegung der Staubteilchen ausnutzen, durch Fliehkraftabscheider, die auf der Radialbeschleunigung beruhen, durch Gewebe und keramische Filter, durch ölbenetzte Metallfilter, durch Elektrofilter, bei dem die Staubteilchen durch eine Sprühelektrode aufgeladen und durch ein elektrisches Feld abgesaugt werden.

Fingerhutkammer, → Dosimeter.

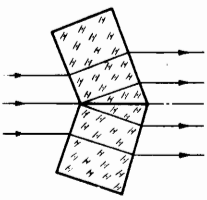
Fingerregeln, → Schraubenregel.

first collision dose, → Dosis 1.1.2).

Fischer-Grad, → Dichtegrade.

Fission, svw. Kernspaltung.

Fitzgerald-Lorentz-Kontraktion, svw. Längenkontraktion.



Strahlengang bei der Fizeau-Doppelplatte

Fixpunkt, → Temperaturskala.

Fixstern, → Stern.

Fizeau-Doppelplatte, ein interferenz-optisches Gerät, das aus zwei planparallelen Platten gleicher Dicke besteht, die zueinander geneigt sind und dadurch die Aufspaltung eines Parallelstrahlenbündels in zwei gegeneinander versetzte parallele Teilstrahlengänge bewirken (Abb.). Zwei F.-D.n gleicher Abmessungen können, wenn sie entgegengesetzt geschaltet werden, die Teilstrahlengänge zur Wiedervereinigung und damit zur Interferenz bringen. Die F.-D. wird bei der interferentiellen → Brechzahlmessung verwendet.

Fizeausche Streifen, → Interferenzerscheinungen.

Fjodorow-Symbole, Symbole für Raumgruppen und Punktgruppen, die vor allem in der älteren russischen und sowjetischen Literatur verwendet werden. In neuerer Zeit werden international fast ausschließlich die Hermann-Mauguin-Symbole, auf manchen Gebieten noch die Schoenfließ-Symbole verwendet (→ Symmetrie, Tab. 2).

fl, → fluid.

Flachbahnspektrometer, → Betaspektrometrie.

Flächenanisotropie, → Verformungsanisotropie.

Flächenbeschleunigung, → Flächengeschwindigkeit.

Flächendiode, → Halbleiterdiode.

Flächenfarbe, → Pleochroismus.

Flächenfolge, die aufeinanderfolgenden brechenden oder spiegelnden Flächen eines abbildenden optischen Systems. Die Darstellung eines Systems als F. ist besonders beim Optikrechnen gebräuchlich.

Flächengeschwindigkeit, die von einer endlichen, im allgemeinen veränderlichen Strecke bei der Drehung um einen ihrer Endpunkte in der Zeiteinheit überstrichene Fläche A, d. h. $\mathrm{d}A/\mathrm{d}t$. Die F. des Radiusvektors eines Massepunkts hängt eng mit dessen → Drehimpuls zusammen. Ihre Dimension ist Fläche/Zeit. Entsprechend definiert man die *Flächenbeschleunigung* als die zweite Ableitung dieser Fläche A nach der Zeit: $\mathrm{d}^2A/\mathrm{d}t^2$.

Flächenhäufigkeitsfaktor, Anzahl derjenigen symmetrieäquivalenten Kristallflächen, die bei einer bestimmten Aufnahmemethode, z. B. bei Drehkristallaufnahmen, zu demselben Reflex beitragen. Der F. ist für Pulvermethoden gleich der Flächenhäufigkeitszahl.

Flächenhäufigkeitszahl, Anzahl der symmetrieäquivalenten Kristallflächen, d. h. der Flächen einer Kristallform. Diesen gleichwertigen Ebenen kommt derselbe → *d*-Wert zu.

Flächenintegral, → Integralrechnung.

Flächenkraft, → Kraft.

Flächenladung, *elektrische F.*, eine flächenhaft verteilte elektrische → Ladung. Ihre Dichte, die *Flächenladungsdichte* σ, ist als die Ladung je Flächeneinheit definiert. Für eine beliebige Ladungsverteilung ist sie in jedem Punkt gegeben zu $\sigma = \lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta A} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}A}$, wenn auf der Fläche ΔA die Ladung ΔQ sitzt. Die Gesamtladung einer Fläche A ergibt sich dann zu $Q = \int_A \sigma \, \mathrm{d}A$. Die Einheit der Flächenladungsdichte ist das Coulomb je Quadratmeter, $\mathrm{C/m^2}$. → Raumladung, → Punktladung.

Flächenladungsdichte, → Flächenladung.

Flächenmaße, vor Einführung des metrischen Einheitensystems benutzte → Maße zur Flächenmessung, z. B. Quadratrute, Quadratfuß.

Flächenmeßgerät, svw. Planimeter.

Flächenpol, → Kristallprojektion.

Flächensatz, → Drehimpuls, → Kepler-Gesetze.

Flächenscanning, → Kernspuremulsion.

Flächen-Stoßhäufigkeit, die mittlere Anzahl der Moleküle in einem ruhenden Gas, die in der Zeiteinheit auf die Einheit der Fläche treffen.

Flächensymbol, → Indizes.

Flächenträgheitsmoment, → Trägheitsmoment.

Flächentransistor, → Transistor.

Flächenwinkel, in der Kristallographie der Winkel zwischen den Normalen zweier Kristallflächen.

flächenzentriert, → Elementarzelle.

Flachschuß, → Wurf.

Flachspulinstrument, → Dreheiseninstrument.

Flackereffekt, → Rauschen II, 3c.

Flade-Potential, → Elektrodenvorgänge.

Flamme, → Flammenerscheinungen.

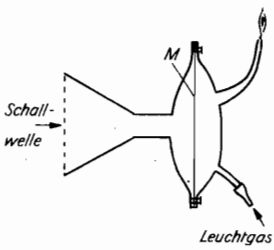
Flammenerscheinungen, Leuchterscheinungen bei chemischen Verbrennungsvorgängen, hervorgerufen durch Anregung des teilweise ionisierten Verbrennungsgases. Der Plasmazustand dokumentiert sich hauptsächlich in der großen elektrischen Leitfähigkeit der Flamme, in der *Flammenleitung*. Die abgegebene Strahlung ist in den meisten Fällen für den Plasmazustand nicht charakteristisch, da sie zum großen Teil aus Wärmestrahlung erhitzter, noch unverbrannter makroskopischer Kohlenstoffteilchen besteht. Die für den Plasmazustand charakteristische Linien- und Rekombinationsstrahlung kann durch Zugabe von Salzen leicht ionisierbarer Elemente zusätzlich hervorgerufen werden. Die F. nehmen dann eine dem zugesetzten Element entsprechende charakteristische Färbung an.

Flammengeschwindigkeit, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Flamme bei der Verbren-

nung oder Explosion eines zündfähigen Gemisches. Die F. hängt in starkem Maße von der Form und Größe des Verbrennungsraumes, den Strömungsverhältnissen und der Gaszusammensetzung ab. Sie steht mit definierten physikalischen Begriffen wie Reaktionsgeschwindigkeit und Wärmeleitfähigkeit in enger Beziehung. Diese für ein brennbares Gemisch charakteristische Größe wird auch häufig als „normale" → Verbrennungsgeschwindigkeit bezeichnet.

Die einfache Methode zur Bestimmung der F. ist das Ausströmen des Gases aus einem Rohr. Dabei stellt sich eine ruhig brennende Flamme ein, wenn die Ausströmungsgeschwindigkeit gleich der F. ist. Aus der Form des Flammenkegels läßt sich dann die F. berechnen. Für nicht zu hohe Verbrennungstemperaturen liegen die experimentell ermittelten Werte dieser Geschwindigkeit zwischen 1 und 10 m/s. Die untere Grenze für das Erreichen einer stabilen Flamme liegt bei 0,2 m/s. Bei Gemischen mit hohen Verbrennungstemperaturen, wie sie bei Explosionen und Detonationen auftreten, erhält man F. bis zu einigen 10^3 m/s. Zur Messung solcher Geschwindigkeiten benutzt man die photographische Aufnahme der Detonationswelle in einem starkwandigen Glasrohr (→ Detonationsgeschwindigkeit).

Flammenkapsel, *Königsche Flammenkapsel,* eine Anordnung zum optischen Nachweis des Druckverlaufs einer Schallwelle. Die F. besteht aus einer durch eine Membran *M* geteilten Metallkapsel, durch deren eine Seite ein Gasstrom geleitet wird. Dieser unterhält eine kleine Flamme, während die andere Seite über eine trichterförmige Öffnung einer Schallwelle ausgesetzt wird (Abb.). Die im Rhythmus der ankommenden



Königsche Flammenkapsel

Schallwelle mitschwingende Membran erzeugt im Brenngas Druckschwankungen, die die Brennhöhe der Flamme beeinflussen. Die Betrachtung der Flamme über einen rotierenden Spiegel zeigt den durch die Schallwelle erzeugten Druckverlauf als Funktion der Zeit.

Flammenleitung, → Flammenerscheinungen.

Flammenrohr, → Rubenssches Flammenrohr.

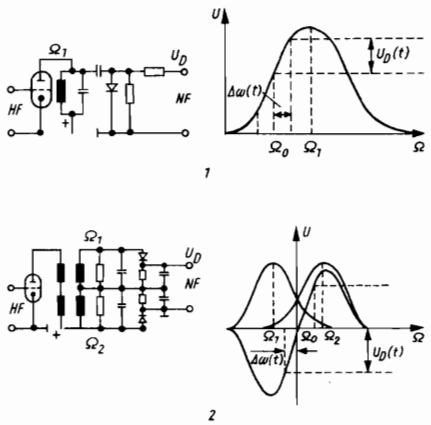
Flammenschmelzverfahren, → Kristallzüchtung.

Flammpunkt, *Entflammungstemperatur.* FP, die tiefste Temperatur eines flüssigen Brennstoffes, bei der sich an der Oberfläche gerade so viele Dämpfe gebildet haben, daß sich diese durch Annäherung einer Flamme entzünden. Die Konzentration der Dämpfe in Luft entspricht beim F. der unteren → Zündgrenze. Es kommt deshalb im allgemeinen nur zu einem kurzen Aufflammen, jedoch nicht zu einem Fortbrennen des Stoffes. Der Dampf verbrennt meist schneller als er bei der Temperatur des F.s von der Flüssigkeit nachgeliefert werden kann.

Erst bei weiterer Erwärmung des Brennstoffes wird die → Zündtemperatur erreicht. Der F. dient zur Beurteilung der Feuergefährlichkeit eines Stoffes. Dabei unterscheidet man den „F. im offenen Tiegel" und den „F. im geschlossenen Tiegel".

Lit. Gnamm u. Sommer: Die Lösungsmittel und Weichmachungsmittel (Stuttgart 1958); D'Ans u. Lax: Taschenb. für Chemiker und Physiker (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1949).

Flankenmodulator, zur Demodulation geeignetes Gerät, das zur Umsetzung der Änderung der die Nachricht tragenden Momentanfrequenz in eine niederfrequente Spannungsänderung die Frequenzabhängigkeit des Widerstandes eines Parallelschwingkreises ausnutzt. Gefordert wird dabei, daß zwischen der Ausgangsspannung U_D und der momentanen Frequenzabweichung $\Delta\omega(t)$ von der Trägerfrequenz Ω_0 eine weitgehend lineare Beziehung gilt. Man unterscheidet zwischen Eintakt- und Gegentaktflankendemodulatoren. Beim *Eintaktflankendemodulator* (Abb. 1) wirkt sich nachteilig aus, daß der



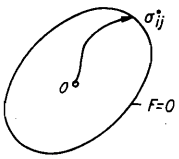
1 Wirkungsweise des Eintaktflankendemodulators. *2* Wirkungsweise des Gegentaktflankendemodulators

Träger Ω_0 selbst eine Ausgangsgleichspannung liefert. Dadurch erhält man bei einer eventuell vorhandenen, durch Störungen verursachten Amplitudenmodulation eine niederfrequente Störspannung am Ausgang. Dieser Nachteil wird beim *Gegentaktflankendemodulator* vermieden (Abb. 2). Bei dieser Schaltung ist keine Ausgangsspannung bei Ω_0 vorhanden, so daß die Wirkung eines vorgeschalteten Begrenzers unterstützt wird. Das Verschwinden der mittleren Ausgangsspannung kann als Indikator für die richtige Empfängerabstimmung dienen oder zur automatischen Scharfabstimmung ausgenutzt werden. Außerdem können durch die Gegentaktanordnung noch die Verzerrungen gerader Ordnung kompensiert werden.

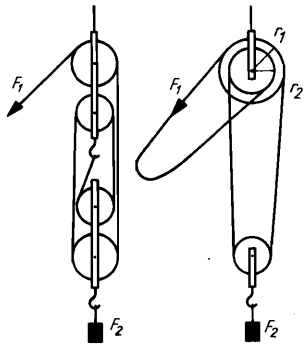
Flaschenzug, einfache Maschine zum Heben und Senken von Lasten. Der gewöhnliche F. besteht aus einer oder mehreren festen und derselben Anzahl von losen Rollen, die in zwei Scheren oder Flaschen befestigt sind und über die ein Seil läuft (Abb. 1). Da sich die Last F_2 auf alle zwischen den Rollen verlaufenden Seilstücke gleichmäßig verteilt, ist ein F. mit $2n$ Rollen im Gleichgewicht, wenn die am losen Seilende angrei-

flash-filament-Methode

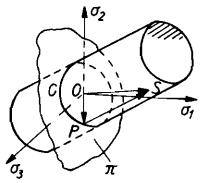
fende Kraft $F_1 = F_2/(2n)$ ist. Beim *Differentialflaschenzug* sitzen auf einer Achse zwei fest miteinander verbundene Rollen mit den ungleichen Radien r_1 und r_2, über die eine endlose Kette (oder ein Seil) so gelegt ist, daß in der einen Schlaufe die lose Rolle mit der Last und in der anderen Schlaufe die hebende Kraft an demjenigen Kettenstück angreifen kann, das über die größere der beiden Rollen läuft (Abb. 2).



1 Fließbedingung



Flaschenzug



2 Huber-Misessche Fließbedingung

Ist ein Rutschen des Seils ausgeschlossen, so sind Kraft F_1 und Last F_2 im Gleichgewicht, wenn $F_1 = (1 - r_2/r_1) \cdot F_2$ ist. Bei geringem Unterschied der Radien ist daher zum Heben nur eine sehr kleine Kraft, dagegen aber ein großer Kraftweg erforderlich.

flash-filament-Methode, von Apker 1948 zur Bestimmung des Zustandes von Vakuumsystemen im Ultrahochvakuumbereich, vor allem für die Messung von Vakua kleiner als 10^{-8} Torr vorgeschlagene Methode. Zu diesem Zeitpunkt waren die Voraussetzungen für die meßtechnische Bewältigung dieses Vakuumbereiches, wie sie zwei Jahre später auf der Grundlage der von Bayard und Alpert entwickelten Vorstellungen möglich wurde, noch nicht gegeben. Die f.-f.-M. nutzt die integrierende Wirkung einer adsorbierenden Oberfläche, wenn man sie für einen längeren Zeitraum unter den herrschenden Vakuumbedingungen adsorbieren läßt und dann z. B. unter Temperaturerhöhung schnell desorbiert. Der hiermit verbundene Druckanstieg läßt sich mit einem konventionellen Ionisationsvakuummeter leicht messen. In der Kurve, die das Verhältnis Ionenstrom zu Elektronenstrom in Abhängigkeit von der Zeit wiedergibt, tritt ein Sprung auf, der allmählich wieder zurückgeht. Die Höhe dieses Maximums in der Kurve ist ein Maß für die in der vorgegebenen Zeit erfolgte Gasbedeckung und damit für den im System herrschenden Vakuumdruck.

Flash-Spektrum, → Sonnenspektrum.

flash-tube, → Gasentladungslichtquelle.

Flechtwerk, → Fachwerk.

Fletchersche Indikatrix, → Kristalloptik.

Flettnerrotor, → Magnus-Effekt.

Flickerrauschen, → Rauschen II, 6c.

fliegende Schatten, → Szintillation.

Fliehkraft, svw. Zentrifugalkraft.

Fliehkraftpendel, → Pendel.

Fließbedingung, *Fließkriterium,* Bedingung, die angibt, wo ein plastischer Zustand erreicht oder verlassen wird. Die F. kennzeichnet den Übergang vom elastischen zum plastischen Zustand, indem sie den vorhandenen räumlichen Spannungszustand mit der bei einachsiger Beanspruchung ermittelten Fließgrenze vergleicht. Die Problemstellung ist ganz ähnlich wie bei den → Festigkeitshypothesen. Jede F. kann im Spannungsraum als *Fließfläche* dargestellt werden. Alle Spannungszustände σ_{ij}^0, die auf der Fließfläche liegen, erfüllen die F. (Abb. 1). Ein bestimmter Spannungszustand auf der Fließfläche heißt *Fließort.* Als Fließungsgleichung wird die Ungleichung bezeichnet, der alle Spannungszustände genügen, bei denen noch kein Fließen einsetzt. Schreibt man die F. in der Form $F(\sigma_{ij}^0) = 0$, so heißt F die Fließfunktion.

1) Die *Huber-Misessche F.* ist eine reguläre F. für isotropes Material. Dabei werden folgende Voraussetzungen gemacht: Die F. ist unabhängig von der Belastungsvorgeschichte im elastischen Bereich. Die Formänderungen haben keinen Einfluß auf die F. Die F. enthält nur die Invarianten des Spannungstensors. Wenn der hydrostatische Spannungszustand keinen Einfluß auf die plastischen Formänderungen hat, hängt die F. nur von den Invarianten des Spannungsdeviators ab. Dieser ist durch verschwindende Spur $J_1 = 0$ charakterisiert, so daß nur zwei Invarianten J_2 und J_3 übrigbleiben:

$$f(J_2, J_3) = k_0^2, \tag{1}$$

k_0 ist die Schubfließspannung.

Die F. bestimmt die Fließfläche im $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$-Raum (Abb. 2). Da die F. nicht von J_1 abhängt, genügt es bereits, die F. in der durch

$$\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = 0, \tag{2}$$

definierten Ebene π darzustellen, in der alle rein deviatorischen Spannungszustände liegen. In dieser Ebene ergibt sich eine Fließgrenzkurve C. Die vollständige Fließfläche ist eine Zylinderfläche, deren Erzeugende senkrecht zur Ebene steht und diese längs der Kurve C schneidet. Für die Fließgrenzkurve C gelten weitere Einschränkungen: Als Funktion der Invarianten muß sie ihre Gestalt beibehalten, falls die Hauptspannungen untereinander vertauscht werden. Außerdem soll sich das Materialverhalten bei Spannungsumkehr nicht ändern; es tritt kein Bauschinger-Effekt auf. Daraus folgt insgesamt, daß die Fließgrenzkurve C zu den Projektionen der $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$-Achsen auf die π-Ebene spiegelsymmetrisch sein muß. Die einfachsten Grenzkurven, die diese Bedingungen erfüllen, sind der Kreis und das regelmäßige Sechseck. Für einen Kreis als Fließgrenzkurve setzt das Fließen ein, wenn die negative zweite Invariante des Spannungsdeviators gleich dem Quadrat der Schubfließspannung k_0 wird:

$$-J_2 = k_0^2. \tag{3}$$

Dabei wird die zweite Invariante eines symmetrischen Tensors durch seine Hauptdiagonalelemente $s_{1,2,3}$ als $J_2 = s_1 s_2 + s_2 s_3 + s_3 s_1$ ausgedrückt. Aus (3) folgt der Zusammenhang $k_0 = \sigma_0/\sqrt{3}$ zwischen der Schubfließspannung k_0 und der im einachsigen Zugversuch ermittelten Normalfließspannung σ_0. Diese Beziehung

ist experimentell an Metallen bei Raumtemperatur bestätigt.

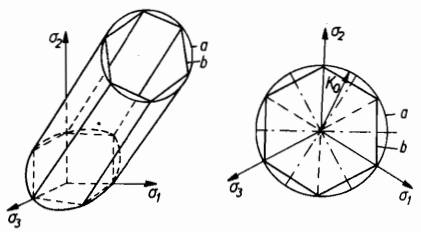
2) Die *Trescasche F.* ist eine singuläre F. für isotropes Material. Die bei der Huber-Misesschen F. genannten Voraussetzungen zur Formulierung der F. gelten auch hier. Wird das regelmäßige Sechseck als Fließgrenzkurve zugrunde gelegt, so ergibt sich die Trescasche F. Fließen setzt ein, wenn die größte Hauptspannungsdifferenz des allgemeinen Spannungszustandes, die gleichzeitig dessen doppelte maximale Schubspannung darstellt, gleich der einachsigen Fließspannung σ_0 wird:

$$\left.\begin{aligned} |\sigma_1 - \sigma_2| &= \sigma_0 \\ |\sigma_2 - \sigma_3| &= \sigma_0 \\ |\sigma_3 - \sigma_1| &= \sigma_0 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Allgemein lautet die Trescasche F.

$$4J_2^3 - 27J_3^2 - 36k_0^2J_2^2 + 96k_0^4J_2 = 64k_0^6. \quad (5)$$

$J_2 J_3$ sind dabei die Invarianten des Spannungsdeviators s_{ij}, k_0 ist die Schubfließspannung. Die Invariantendarstellung der Trescaschen F. ist weitaus komplizierter als die der Huber-Misesschen F. Die F. von Tresca ist dann einfacher anzuwenden, wenn die Hauptspannungsachsen von vornherein bekannt sind (Abb. 3).



a *b*

3 Fließbedingungen: *a* von Huber-Mises-Hencky, *b* von Tresca

3) Die *Hillsche F.* ist eine F. für anisotropes Material, sie stellt eine Erweiterung der Huber-Misesschen F. durch die Einführung von Anisotropieparametern dar. Unter der Voraussetzung, daß das Material orthotrop ist und auch bei den plastischen Formänderungen orthotrop bleibt, lautet die Hillsche F.

$$F(\sigma_{22} - \sigma_{11})^2 + G(\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + H(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 2(L\sigma_{23}^2 + M\sigma_{31}^2 + N\sigma_{12}^2) = 1. \quad (6)$$

Bei einem isotropen Material sind die Anisotropieparameter $F, G, \ldots, N$ alle gleich, im allgemeinen Fall lassen sie sich durch einfache Zugversuche ermitteln. Wenn die x_i $(i = 1, 2, 3)$ die Hauptrichtungen der Anisotropie kennzeichnen und X_0, Y_0, Z_0 die Fließspannungen in x_1, x_2, x_3-Richtung sind, dann lauten die ersten drei Anisotropieparameter

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2}\left(-\frac{1}{X_0^2} + \frac{1}{Y_0^2} + \frac{1}{Z_0^2}\right), \\ G &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{X_0^2} - \frac{1}{Y_0^2} + \frac{1}{Z_0^2}\right), \\ H &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{X_0^2} + \frac{1}{Y_0^2} - \frac{1}{Z_0^2}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Sind R_0, S_0, T_0 die Schubfließspannungen bezüglich der Hauptachsen der Anisotropie, dann gilt

$$L = \frac{1}{2R_0^2}, \quad M = \frac{1}{2S_0^2}, \quad N = \frac{1}{2T_0^2}. \quad (8)$$

4) Die *Edelmannsche F.* berücksichtigt neben der zweiten auch die dritte Invariante $I_3 = \sigma_1\sigma_2\sigma_3$ des Spannungstensors und die plastische Formänderung:

$$g(I_2, I_3) - ms_{ij} \cdot \varepsilon_{ij}^{pl} = 0$$

Dabei sind s_{ij} die Komponenten des Spannungsdeviators und ε_{ij}^{pl} die Komponenten des Tensors der plastischen Formänderung, m ist ein konstanter Faktor.

5) Die *Hubersche F.* beruht auf der Annahme, daß in einem Werkstoff ein bestimmter kritischer Wert der elastischen Gestaltänderungsenergie überschritten werden müsse, ehe er den plastischen Zustand erreicht. Daraus folgt $\sqrt{6GW_e} = \sigma_0$. Dabei ist G der Gleitmodul, W_e die elastische Gestaltänderungsenergie und σ_0 die Normalfließspannung. Die Hubersche F. versagt bei elastisch anisotropen und plastisch isotropen Materialien, führt aber bei isotropen Körpern auf die Huber-Misessche F. Diese Übereinstimmung ist wahrscheinlich zufällig. Von vielen Forschern wird bezweifelt, daß die elastische Gestaltänderungsenergie auch bei großen plastischen Formänderungen noch ein Kriterium für das Einsetzen des plastischen Fließens sein kann.

6) Die *parabolische F.* von Mises ist eine singuläre F. für isotropes Material. Sie lautet

$$J_2 + \frac{1}{12} I_1^2 - \left[\frac{4(1+\sqrt{2})k_0^2 - I_1^2}{8(1+\sqrt{2})k_0}\right]^2 = 0.$$

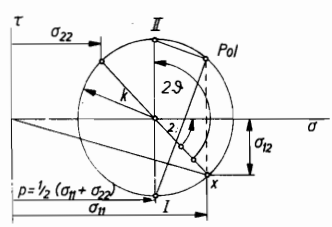
Hierbei bedeuten J_2 die zweite Invariante des Spannungsdeviators, I_1 die erste Invariante des Spannungstensors.

7) Die *dynamische F.* berücksichtigt eine Abhängigkeit des Fließbeginns von der Formänderungsgeschwindigkeit. Bei der Berechnung von Formänderungsvorgängen viskoplastischer Werkstoffe wird die Anwendung einer solchen F. unter Umständen notwendig.

8) Für den ebenen Formänderungszustand lautet die F. nach Mises (*Mohrscher Kreis* zur Darstellung der Misesschen F. für den ebenen Formänderungszustand)

$$(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2 = 4k_0^2. \quad (9)$$

Diese Gleichung kann in der σ, τ-Ebene als Mohrscher Kreis dargestellt werden. Auf Grund



4 Mohrscher Kreis zur Darstellung der Misesschen Fließbedingung für den ebenen Formänderungszustand

der Fließbedingung sind die Spannungskomponenten nicht voneinander unabhängig. Unter Verwendung der neuen Variablen p und ϑ, wobei p die mittlere Normalspannung ist und ϑ den

Neigungswinkel der Gleitlinien bedeutet, lassen sich die Spannungen durch folgende Gleichungen ausdrücken:

$$\left.\begin{matrix}\sigma_{11}\\ \sigma_{22}\end{matrix}\right\} = p \pm k_0 \sin 2\vartheta, \qquad (10)$$

$$\sigma_{12} = -k_0 \cos 2\vartheta.$$

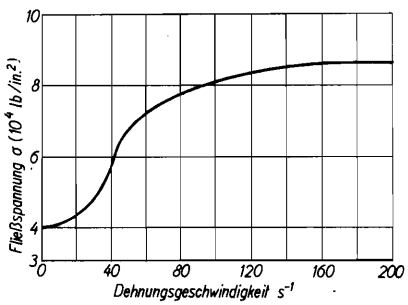
Mit Hilfe der Gleichungen (10) können folglich die Spannungen im gesamten plastischen Gebiet durch die Variablen p und ϑ beschrieben werden.

Die Gerade Pol−I ist parallel zur Tangente an die α-Gleitlinie im Punkt x, während die Gerade Pol−II die Parallele zur Tangente an die β-Gleitlinie im Punkt x darstellt.

Fließcharakteristik, die in einem Viskosimeter aufgenommene Kurve, die die Abhängigkeit der Schergeschwindigkeit von der Belastung wiedergibt. Man verwendet für die verschiedenen Viskosimetertypen geeignete Auftragungsgrößen, um Unabhängigkeit der F. von den geometrischen Daten für eine bestimmte Flüssigkeit zu erhalten. Die F. für eine Newtonsche Flüssigkeit ist eine Gerade.

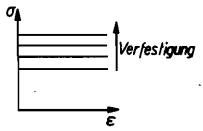
Fließeinheit, → Relaxationstheorie der Strömungen.

Fließen, der Vorgang der plastischen Deformation eines Materials, in dem sich nach Überschreiten der Fließgrenze kein statischer Spannungs-Verzerrungszustand mehr herausbilden kann. Die *Fließgrenze* wird durch eine von der Beanspruchungsart (Dehnung oder Scherung) abhängige Fließspannung charakterisiert, die



1 Einfluß der Dehnungsgeschwindigkeit auf die Fließspannung bei 0,22% igem Kohlenstoffstahl nach Clork und Duwez

bei einachsiger Beanspruchung ermittelt wird. Unterhalb der Fließspannung wird das Material nur elastisch deformiert, d. h., daß nach Wegnahme der Spannungen der ursprüngliche unverformte Ausgangszustand sich von selbst wieder einstellt. Wird die Fließgrenze nicht durch Geschwindigkeits- und/oder Beschleunigungseffekte beeinflußt, so spricht man von der *statischen Fließgrenze.* Da die Fließgrenze meßtechnisch schwierig zu erfassen ist, wird praktisch die → Dehngrenze benutzt. Die Fließspannung hängt im allgemeinen von der Formänderungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ ab. Ist das nicht der Fall, so nennt man den Werkstoff *geschwindigkeitsunabhängig.* Geschwindigkeitsunabhängige Werkstoffe werden benötigt, wenn Ergebnisse der Gleitlinientheorie experimentell überprüft werden sollen, da in dieser Theorie keine Geschwindigkeitsabhängigkeit berücksichtigt



2 Geschwindigkeitsunabhängiger Werkstoff

werden kann, auf Grund der Zähigkeitslosigkeit jedoch sprunghafte Geschwindigkeitsänderungen auftreten können. Auch nach Überschreiten der Fließgrenze ist im allgemeinen noch kein plastisches F. in großem Ausmaß möglich, da die plastischen Gebiete von elastischem Material eingeschlossen werden. Es liegt eingeschränktes plastisches F. vor. Die Grenze für uneingeschränktes plastisches F. wird erreicht, wenn die plastischen Gebiete miteinander verschmelzen. Beim F. eines Werkstücks kann es im Inneren gelegene fließfreie Flächen geben. Eine solche Fläche heißt *Fließscheide.* Wenn z. B. beim Stauchen einer Probe auf der einen Seite der Werkstoff nach links, auf der anderen Seite nach rechts fließt, so liegt dazwischen eine Fließscheide. *Fließzonen* heißen Gebiete, die von Fließscheiden bzw. freien Rändern begrenzt werden. Das plastische Gebiet kann aus mehreren Fließzonen mit unterschiedlicher Kinematik bestehen. Beispielsweise entstehen beim Stauchen eines Werkstücks mit rechteckigem Grundriß vier Fließzonen, in denen der Werkstoff senkrecht zu den Begrenzungsflächen fließt. Gleiten beim Fließvorgang parallele Ebenen zueinander, so daß also keine Geschwindigkeitskomponenten auftreten, so nennt man diese Ebenen *Fließebenen.*

Fließfläche, → Fließbedingung.

Fließgelenk, ein in einem Tragwerk aus idealplastischem Werkstoff auftretender Knick. Ein F. bildet sich, wenn die Spannungen im gesamten Querschnitt die Fließgrenze erreichen, so daß an diesem Querschnitt die Dehnungen unbegrenzt zunehmen, während in den benachbarten Gebieten der elastische Bereich noch nicht überschritten ist.

Fließgesetz, die Verknüpfung des jeweiligen plastischen Formänderungszuwachses mit der entsprechenden Spannung (→ Spannungs-Dehnungs-Beziehungen).

Fließgleichgewicht, → Theorie offener Systeme.

Fließgrenze, → Fließen.

Fließindex, → Potenzgesetzflüssigkeit.

Fließkurve, 1) die Vergleichsspannung-Vergleichsdehnungskurve eines Vielkristalls. In der Regel wird die F. im Zugversuch ermittelt. Sie ist dann die Kurve, die die wahre Zugspannung in Abhängigkeit von der wahren Zugdehnung, der logarithmischen Dehnung $\varphi = \ln l_1/l_0$, angibt. Da der überwiegende Teil der Umformarbeit − bei Metallen 80···100% − in Wärme umgewandelt wird, besteht eine Rückwirkung dieser Erwärmung auf die Formänderungsfestigkeit. Im Grenzfall unendlich großer Formänderungsgeschwindigkeit gibt die Probe keine Wärme nach außen ab, die Umformung verläuft adiabatisch. Ist die Umformgeschwindigkeit jedoch gering, wird alle Wärme abgegeben, und die Umformung verläuft isotherm. Die jeweils gültige F. liegt zwischen der isothermen und der adiabatischen F. Wird die Formänderungsfestigkeit über der Summe aller Inkremente der Leistungsdichte aufgetragen, so entsteht die sogenannte *Arbeitsfließkurve.* Da die Leistungsdichte für den Zug- und den Druckversuch identisch ist, kann im Gegensatz zur ursprünglichen F. $k_f = k_f(|\varphi|)$ die Arbeitsfließkurve zur Beschreibung kombinierter Zug-Druck-Versuche herangezogen werden. Eine *ideale F.* liegt vor,

wenn längs der Kurve die Formänderungsgeschwindigkeit konstant ist.

Von *Kaltfließkurven* spricht man, wenn die Probentemperatur $\vartheta \approx 20 \cdots 200$ °C beträgt. Werden *Warmfließkurven* aufgenommen, so beträgt die Probentemperatur z. B. bei Stahl $\vartheta \approx 900 \cdots 1200$ °C, bei Kupfer $\vartheta \approx 600 \cdots 900$ °C und bei Aluminium $\vartheta \approx 400 \cdots 600$ °C.

Die Approximation der F. erfolgt für Leichtmetallbleche durch $k_f = a\varphi_g^n$ und für nichtrostende Stähle, Kupfer, Messing und Neusilber durch $k_f = a'\varepsilon_j^{n'}$. Dabei bedeuten k_f Formänderungsfestigkeit, φ_g größte logarithmische Hauptformänderung, ε_j größte auf die jeweilige Abmessung bezogene Formänderung, $\varepsilon_j = \Delta h/h$, a bzw. a' Formänderungsfestigkeit für $\varphi_g = 1$ bzw. $\varepsilon_j = 1$, n bzw. n' Verfestigungsexponent.

Die angegebenen Beziehungen sind nur als mathematische Darstellung zu werten, sie sind kein Ersatz für die Spannungs-Formänderungs-Beziehungen.

2) svw. Fließcharakteristik, → Konsistenzvariable.

Fließmoment, *Grenzmoment*, bei Tragwerken aus idealplastischem Werkstoff dasjenige Biegemoment, bei dem der Querschnitt vollplastisch wird, so daß sich ein Fließgelenk bildet. Vom F. zu unterscheiden ist das *elastische Grenzmoment*, bei dem zum ersten Mal an irgendeiner Stelle des Querschnittes (aber noch nicht im gesamten Querschnitt) die Fließspannung erreicht wird. Das Verhältnis aus F. und elastischem Grenzmoment wird als *Tragfähigkeitsreserve* bezeichnet.

Fließort, → Fließbedingung.

Fließpunkt, → Schmelzen.

Fließscheide, → Fließen.

Fließverfestigung, svw. Rheopexie.

Fließzone, → Fließen.

Fließzonentechnik, → Kristallzüchtung.

Flimmerphotometer, ein Photometer für den visuellen photometrischen Vergleich verschiedenfarbiger Lichtquellen. Die von den beiden zu vergleichenden Lichtquellen beleuchteten aneinandergrenzenden Flächen werden abwechselnd kurz hintereinander dem Auge dargeboten. Oberhalb einer gewissen Frequenz sieht das Auge ein Flimmern, das bei weiterer Frequenzsteigerung verschmilzt (Verschmelzungsfrequenz). Beim F. wird die Flimmerfrequenz so gewählt, daß das Farbflimmern gerade verschwindet und eine einheitliche Farbe wahrgenommen wird, wobei dann Helligkeitsgleichheit der Gesichtsfelder erzielt werden kann.

Flocculi, → Sonne.

Flockung, → Koagulation.

Flüchtigkeit, 1) svw. Fugazität.

2) *relative F.*, das in der Destillationstechnik wichtige Verhältnis der Dampfspannungen eines binären Flüssigkeits-Dampf-Systems $\alpha = x_1'' x_2' / x_1' x_2''$. Dabei sind x_i'' die Molenbrüche in der Dampfphase und x_i' die in der Flüssigphase.

Fluenz, → Dosis.

Flugbahnmodell, *Bahnmodell*, mathematisches Modell zur Vorhersage der Bahn eines Flugkörpers. Bei bekanntem Bewegungszustand des Flugkörpers im Anfangspunkt des Vorhersageintervalls werden die F.e in der Regel als Anfangswertprobleme für Systeme gewöhnlicher Differentialgleichungen dargestellt (→ Ballistik).

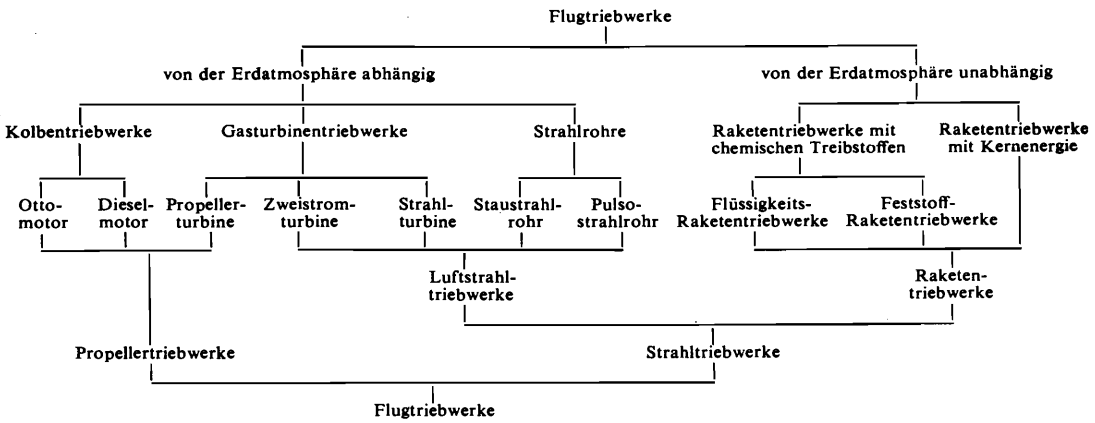
Flügelgitter, svw. Schaufelgitter.

Flugtriebwerk, Antrieb für Luftfahrzeuge und Flugkörper. F. e können nach verschiedenen Gesichtspunkten unterteilt werden. Die wichtigste Unterscheidung ist die nach der Abhängigkeit von der Erdatmosphäre (siehe Übersicht). Allgemein kann man die F.e einteilen in Propellertriebwerke (→ Propeller) und → Strahltriebwerke.

Neben den in der Übersicht aufgeführten einfachen F.en werden auch kombinierte F.e gebaut, z. B. der Verbundmotor, der aus einem Kolbentriebwerk und einer Turbine besteht. die von Abgasen der Kolbenmaschine durchströmt wird.

Flugzeitanalysator, → Flugzeitmethode.

Flugzeitmethode, *Laufzeitmethode*, ein in der kernphysikalischen Meßtechnik angewendetes Verfahren zur Identifizierung und Klassifizierung von Teilchen der Kernstrahlung. Das Verfahren beruht auf einer Messung der Flugzeit (Laufzeit) zwischen Zählern. Die Flugzeit ist bei bekannter Flugweglänge ein Maß für die Geschwindigkeit der Teilchen. Bei bekannter Energie E kann im nichtrelativistischen Bereich aus der Beziehung $m = 2E/v^2$ die Teilchenmasse ermittelt werden. Der Beginn der Flugzeitmessung wird durch ein Startsignal, meist von einer gepulsten Teilchenquelle oder einem Zähler,



Übersicht über die einfachen Flugtriebwerke

festgelegt. Das Stopsignal kommt von einem zweiten Zähler, der von einem Teilchendetektor angesteuert werden kann. Die Zeitdifferenz wird elektronisch mit Hilfe von Koinzidenzschaltungen (verzögerte Koinzidenz) oder nach einer Zeit-Amplitudentransformation durch Messung der Impulshöhen im *Flugzeit-* oder *Laufzeitanalysator* registriert.

Geräte, die auf der F. beruhen, dienen als *Flugzeit-* bzw. *Laufzeitspektrometer* vorwiegend zur Bestimmung des Energiespektrums von Neutronen aus der Neutronengeschwindigkeit. Die Energieauflösung $\Delta E/E$ ergibt sich dafür zu $|\Delta E/E| = 2\,|\Delta T/T|$, wobei ΔT die Ungenauigkeit der Zeitmessung T bedeutet. Sie wird bestimmt durch die Ungenauigkeit der Kenntnis des Startzeitpunktes, des Zeitpunktes des Eintreffens z. B. des Neutrons im Neutronendetektor und durch die Ungenauigkeit der Zeitmessung im Zeitanalysator. Die Energieauflösung kann demnach durch genauere Flugzeitbestimmung und durch Vergrößerung der Flugzeit, d. h. durch Vergrößerung der Flugstrecke verbessert werden. Dabei ist jedoch zu bedenken, daß z. B. im Falle von Neutronen einer genaueren Flugzeitbestimmung bei impulsweise arbeitenden Neutronenquellen meistens durch die Dauer der Neutronenimpulse Schranken gesetzt sind, und eine Vergrößerung der Flugstrecke durch die Intensität der Neutronenquelle eingeschränkt wird (→ Geschwindigkeitsselektor).

Flugzeitspektrometer, → Flugzeitmethode.

Flugzeugaerodynamik, → Aeromechanik.

fluid, Symbol fl, Zusatz zu Flüssigkeitsmaßen in England, um Verwechslungen mit gleichnamigen Maßen, z. B. der Masse, zu vermeiden. Vgl. Tabelle 2, Volumen.

Fluid, allgemeine Bezeichnung für strömende Flüssigkeit oder strömendes Gas.

Fluidic [von engl. fluid und logic], ein pneumatisches logisches Bauelement mit Schaltverhalten, bei dem ein Luftstrahl durch einen zweiten abgelenkt wird. F.s sind meist nur wenige Millimeter groß, vollständig gekapselt und lassen sich ähnlich wie elektronische logische Schalter z. B. zu UND- oder ODER-Elementen, Multivibratoren, Rechenschaltungen u. a. kombinieren.

Fluidität, *Fließvermögen,* Kehrwert der → Viskosität.

Fluktuation, 1) svw. Schwankung.

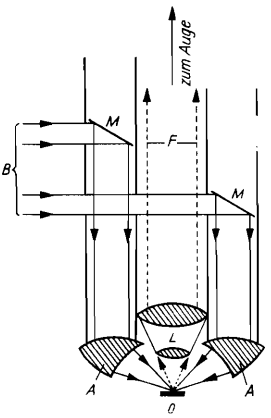
2) *F. des Ordnungsparameters,* svw. thermodynamische F. des Ordnungsparameters.

Fluktuations-Dissipations-Theorem, → Schwankungserscheinungen.

Fluoreszenz, → Lumineszenz.

Fluoreszenzanalyse, → Spektralanalyse, → Röntgenspektralanalyse.

Fluoreszenzmikroskopie, *Lumineszenzmikroskopie,* Mikroskopie, bei der Präparate untersucht werden, die fluoreszierende Stoffe enthalten. Die Objekte werden durch UV-Bestrahlung angeregt oder, wenn sie nicht hinreichend fluoreszieren, mit Fluorochromen behandelt, d. s. Farbstoffe, die im gelösten Zustand einem nicht fluoreszierenden Objekt die Eigenschaft der Fluoreszenz verleihen, z. B. Fluorescein-Natrium, Akridinfarbstoffe. Die F. erfolgt mit Fluoreszenzmikroskopen für Auflichtbeleuchtung (Abb.) oder für Durchlichtbeleuchtung. Um ein klares Bild zu erzielen, werden vielfach Wasserimmersionen angewendet, und das Austrocknen des Objektes wird mit geeigneten Lösungen verhindert.



Fluoreszenzmikroskop nach Haitinger (Strahlengang schematisch). *A* Kondensor für das anregende Licht, *B* anregendes Licht, *M* Spiegel, *O* Objektiv, *F* Fluoreszenzlicht

Fluoridaufdampfschichten, zur Reflexionsverminderung und Reflexionssteigerung in Durchlaß- und Reflexions-Interferenzfiltern sowie in Interferenzpolarisatoren verwendete Schichten. Ihre Bedeutung in der Optik dünner Schichten ist auf die günstigen optischen, mechanischen, chemischen und technologischen Eigenschaften zurückzuführen, durch die sich vor allem CaF_2, MgF_2, Kryolith (Na_2AlF_6) sowie mehrere Doppel- und Mischfluoride und Fluoride der seltenen Erden und Thoriumfluorid auszeichnen. Alle diese Fluoride lassen sich unter definierten Bedingungen gut und reproduzierbar verdampfen. Die F. haben einen niedrigen Brechungsindex, sind gegen atmosphärische Einflüsse, insbesondere gegen Luftfeuchtigkeit unempfindlich und gegenüber mechanischen Beanspruchungen teilweise widerstandsfähiger als viele optische Gläser selbst.

Fluß, 1) → Verschiebungsfluß **2)** → magnetischer Fluß. **3)** → Neutronen- fluß.

Flußbewegung in Supraleitern 2. Art, die Bewegung der magnetischen Flußschläuche (→ Flußschlauch), die Supraleiter 2. Art im gemischten Zustand durchsetzen. Fließt senkrecht zur Richtung der Flußschläuche ein Strom, so wirkt auf sie die Lorentz-Kraft und führt zum *Flußfließen,* einer Form der Bewegung der Flußschläuche, die durch Wirbelstrombremsung im normalleitenden Kern der Flußschläuche gehemmt wird und deshalb mit einer endlichen Geschwindigkeit vor sich geht, die der anliegenden Lorentz-Kraft proportional ist.

Werden die Flußschläuche durch Pinning-Zentren (→ Pinning-Zentrum) festgehalten, so kommt es erst dann zum Flußfließen, wenn die Lorentz-Kraft größer als die Pinning-Kraft wird. Durch thermische Aktivierung kann es dann aber unterhalb dieser Grenze zum *Flußkriechen,* einer anderen Art der Flußbewegung kommen, die anderen Gesetzen folgt und temperatur- bzw. zeitabhängig ist.

Ist im kritischen Zustand der Supraleiter 2. Art durch induzierte elektrische Dauerströme

eine so hohe magnetische Energie je Volumeneinheit gespeichert, daß sie die innere Energie des Systems überwiegt, dann ist der Zustand instabil, und es kann zum plötzlichen Zusammenbrechen der elektrischen Dauerströme und damit der Magnetisierung kommen. Damit verschwindet der eingefrorene magnetische Fluß (→ magnetischer Fluß) innerhalb einiger Millisekunden aus dem Supraleiter 2. Art. Diese dritte Art der F. bezeichnet man als *Flußsprung*, das Auftreten von Flußsprüngen als → magnetische Instabilitäten in Supraleitern. Diese Instabilitäten sind die Ursache für die Degradation supraleitender Magneten.

Flußdiagramm, → Netzplan.

Flußdichte, 1) elektrische Flußdichte, → Verschiebung 1). 2) → magnetische Flußdichte. 3) → Dosis 2).

Flußfaden, svw. Flußschlauch.

Flußfadengitter, → Flußschlauch.

Flußfadenverankerung, → Pinning-Zentrum.

Flußfließen, → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art.

flüssiger Kristall, → mesomorphe Phase.

Flüssiggase, Gase aus reinen Kohlenwasserstoffen oder aus Kohlenwasserstoffgemischen, z. B. Propan und Butan, die bei normaler Temperatur und normalem Druck gasförmig sind, aber schon bei mäßigen Drücken (bis 20 at) in den flüssigen Zustand übergehen. Die F. sind hochwertige Treibstoffe (hohe Klopffestigkeit), die in Druckflaschen in flüssiger Form aufbewahrt werden, aber gasförmig in den Motor eintreten.

Flüssigkeit, ein Stoff im flüssigen Aggregatzustand. Alle Stoffe können in bestimmten Bereichen von Druck und Temperatur als F.en vorliegen, vorausgesetzt, daß sie sich im Falle mehrkomponentiger Stoffe beim Übergang in den flüssigen Zustand nicht chemisch umwandeln. Die F.en nehmen eine Mittelstellung zwischen festen Körpern und Gasen ein. Kühlt man eine F. ab, geht sie bei der für den jeweiligen Stoff charakteristischen Temperatur in den festen Zustand über (→ Schmelzen), erwärmt man sie, in den gasförmigen (→ Sieden). Bei dem Übergang flüssig–gasförmig existiert eine kritische Temperatur, oberhalb deren es keine Unterschiede zwischen den beiden Zuständen gibt (→ kritische Zustandsgröße). Aus Strukturuntersuchungen mittels Neutronen- oder Röntgenstrahlung folgt, daß die Atome, Moleküle oder Ionen einer F. in kleinen Bereichen eine räumliche Ordnung wie in Kristallen zeigen (Nahordnung), aber nicht wie in diesen an feste Plätze gebunden sind und keine Fernordnung aufweisen. Auf Grund der freien Beweglichkeit der Teilchen kann eine F. beliebige Formen annehmen und eine ebene Niveaufläche bilden. Einer Volumenänderung setzen F.en einen großen Widerstand entgegen. Im Gegensatz zu den Festkörpern existiert jeweils nur eine flüssige Modifikation, eine Ausnahme bildet Helium (→ Supraflüssigkeit).

Je nach dem Verhalten in Gefäßen unterscheidet man benetzende und nichtbenetzende F.en. Bei einer *benetzenden* F. sind die Molekularkräfte zwischen Wand und F. größer als innerhalb der F., der Randwinkel ist kleiner als 90°, in Kapillaren steigt eine solche F. hoch. Bei *nichtbenetzenden* F.en, wenn der Randwinkel größer als 90° ist, sind die Molekularkräfte innerhalb der F. größer als zwischen F. und Wand.

Ideale F. ist eine inkompressible F. ohne innere Reibung. Gase werden in diesem Zusammenhang ebenfalls als F. bezeichnet. Ist die Strömungsgeschwindigkeit klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit des Gases, so handelt es sich um eine inkompressible F., anderenfalls um eine kompressible F. Da die technisch wichtigsten F.en, z. B. Wasser und Luft, sehr geringe Zähigkeit besitzen, führt die vereinfachte Behandlung vieler Strömungsprobleme unter der Voraussetzung einer idealen F. zu praktisch verwertbaren Ergebnissen, besonders dann, wenn bei großen → Reynoldszahlen in einem nachfolgenden Rechenschritt der Einfluß der Reibung berücksichtigt und der → Strömungswiderstand berechnet wird (→ Grenzschicht). Diese Lösungsmethode ist immer möglich, solange keine großen Totwassergebiete auftreten (→ Totwasser).

Flüssigkeitsmessung. Grundsätzlich ist zu unterscheiden zwischen dem Abmessen und dem Ausmessen mit Meßgeräten und mit Zählern. Die zur Flüssigkeitsmessung benutzten Meßgeräte umfassen Maße mit und ohne Unterteilung, Meßzeuge mit festen Meßkammerwänden und Meßzeuge mit beweglichen Meßwänden, d. h. Flüssigkeitszählern. Kleinere Volumina werden meist mit Glasmeßgeräten gemessen, z. B. mit Büretten, Pipetten und Meßgläsern, größere mit Meßkolben und sehr große mit Lagerbehältern. Auch bei der Flüssigkeitsmessung verläuft die Entwicklung in Richtung elektrischer und radiometrischer Verfahren.

Flüssigkeit mit Gedächtnis, Medium, bei dem der Spannungstensor von der gesamten Vorgeschichte der relativen Verschiebung bzw. des Verschiebungsgradienten $\partial u_i/\partial x_k$ abhängt. Mathematisch ausgedrückt:

$$\sigma_{ij}(x_k, t) = -p\delta_{ij} + \overset{t}{\underset{\tau=-\infty}{\mathfrak{H}_{ij}}}\left[\frac{\partial u_l}{\partial x_m}\right]$$

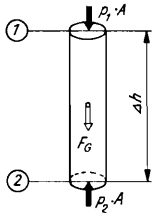
Dabei sind die u_l die Koordinaten des Teilchens zur Zeit τ und die x_l die Koordinaten des Teilchens zur Zeit t. Die Größe $\mathfrak{H}_{ij}$ ist ein Funktional, das bekannt ist, wenn das Argument für alle Augenblicke seit Belastung bis zum augenblicklichen Zustand vorliegt. Das Prinzip der materiellen Indifferenz führt zu Einschränkungen in der Form des Funktionals. Das Funktional muß die geeigneten Invarianzeigenschaften besitzen, und für das Argument muß eine symmetrische Anordnung vorliegen. Das führt zur Form

$$\sigma_{ij}(x_k, t) = -p\delta_{ij} + \overset{\infty}{\underset{s=0}{\mathfrak{G}_{ij}}}[\mathfrak{F}_{kl}(t-s)]$$

wobei $\mathfrak{G}_{ij}$ ein Funktional ist, das die Invarianzeigenschaften besitzt. Die variable Zeit wurde durch $\tau = t - s$ ersetzt. Das Argument hat die Form

$$\mathfrak{F}_{ij} = \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\,\frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \delta_{ij}$$

Für Flüssigkeiten, bei denen die weiter zurückliegende Deformationsgeschichte gegenüber der erst vergangenen vernachlässigbar ist (Flüssigkeiten mit schwindendem Gedächtnis),



2 Kräftegleichgewicht am Flüssigkeitszylinder

kann das Funktional durch zwei verschiedene Entwicklungen approximiert werden: 1) Approximation für langsames Fließen, 2) Approximation für kleine Verformungen. Die Approximation erster Art führt zu Stoffgleichungen für Fluide n-ter Ordnung, wobei die Flüssigkeit 0-ter Ordnung die inviskose Flüssigkeit und die Flüssigkeit 1. Ordnung die Newtonsche Flüssigkeit darstellt. Die Flüssigkeit 2. Ordnung stellt die viskoelastische Flüssigkeit dar, deren Zustandsgleichung durch

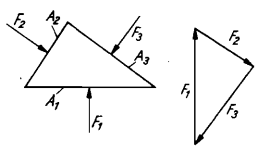
$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\eta_0 D_{ij} + 4\beta D_{ik}D_{kj} + 2\gamma\left(\dot{D}_{ij} + D_{ik}\frac{\partial v_k}{\partial x_j} + D_{kj}\frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right)$$

ausgedrückt wird, wobei D_{ij} den Deformationsgeschwindigkeitstensor in einem kartesischen Koordinatensystem und der Punkt die Zeitableitung beinhaltet. η_0 ist die Scherviskosität und β, γ stellen Normalspannungskoeffizienten dar. Diese Entwicklung geht auf Coleman und Noll zurück. Viskoelastische Flüssigkeiten zeigen sowohl Normalspannungseffekte, z. B. den Weißenberg- oder den Merrington-Effekt, als auch Spannungsrelaxation. Wenn die Verformung einer F. m. G. stets infinitesimal ist, liefert die Approximation 1. Ordnung die Boltzmannsche Gleichung der linearen Viskoelastizität

$$\sigma_{ij} = 2G(s=0)\,\varepsilon_{ij}(t) + 2\int_{s=0}^{\infty}\frac{\mathrm{d}G(s)}{\mathrm{d}s}\,\varepsilon_{ij}(t-s)\,\mathrm{d}s,$$

wobei $G(s)$ der Schubspannungsrelaxationsmodul und ε_{ij} der Deformationstensor der klassischen Elastizitätstheorie ist.

Flüssigkeitsdruck. 1) *F. in ruhender Flüssigkeit, hydrostatischer Druck.* In ruhender reibungsfreier Flüssigkeit steht der Druck überall senkrecht auf beliebigen Schnittflächen. Er ist in einem Punkt der Flüssigkeit in allen Richtungen gleich groß, also eine skalare Größe. Zum Beweis betrachten wir ein kleines, aus der Flüssigkeit herausgeschnittenes dreiseitiges Prisma, dessen Stirnflächen senkrecht zu den Prismakanten stehen (Abb. 1). Die Druckkräfte auf die



1 Kräfte am Flüssigkeitsprisma

Stirnflächen sind entgegengesetzt gleich groß. Auf die Seitenflächen A_1, A_2, A_3 wirken die im Gleichgewicht stehenden hydrostatischen Kräfte F_1, F_2, F_3. Da die Kräfte senkrecht auf den Schnittflächen stehen, sind das Kräftedreieck und das die Stirnfläche bildende Dreieck des Prismas einander ähnlich. Die Größe der Kräfte ist also proportional zu den Seitenflächen, und der hydrostatische Druck hat für alle Seiten den gleichen Wert: $p = F_1/A_1 = F_2/A_2 = F_3/A_3$.

Sowohl in einer homogenen als auch in einer inhomogenen Flüssigkeit ist Gleichgewicht nur möglich, wenn das Kraftfeld ein Potential U besitzt. Da aber fast alle in der Physik auftretenden Kraftfelder ein Potential haben, ist das kaum eine Einschränkung. Die senkrecht zu den Kraftlinien verlaufenden Äquipotentialflächen sind gleichzeitig Flächen konstanten Druckes und konstanter Dichte. Der Druck steigt in Richtung der Feldkraft an: $\mathrm{d}p = -\varrho \cdot \mathrm{d}U$, wobei ϱ die Dichte der Flüssigkeit ist.

Im Schwerefeld nimmt der F. nach unten fortwährend zu: $\mathrm{d}p = \varrho \cdot g \cdot \mathrm{d}h$, wobei g die Erdbeschleunigung, h die Koordinate in Richtung der Erdbeschleunigung ist. Der F. ist in jeder waagerechten Ebene konstant. Der Druckunterschied zwischen den Stellen ① und ② in Abb. 2 ist gleich dem Gewicht F_G der eingeschlossenen Flüssigkeitssäule bezogen auf die Stirnfläche A des Zylinders: $p_2 - p_1 = \frac{F_G}{A} = \frac{\varrho \cdot g \cdot \Delta h \cdot A}{A} = \varrho \cdot g \cdot \Delta h$.

Bei gleichförmiger Rotation einer homogenen Flüssigkeit um eine vertikale Achse setzt sich das Potential aus einem Schwerkraft- und einem Zentrifugalkraftanteil zusammen: $U = U_0 + g \cdot z - (\omega \cdot r)^2/2$; dabei bedeuten U_0 den Anfangswert des Potentials, z die Koordinate entgegen der Richtung von g, ω die Winkelgeschwindigkeit, r den Radius. Der Druck ergibt sich aus der Beziehung $\mathrm{d}p = -\varrho \cdot \mathrm{d}U$ zu $p =$ konst. $+ \varrho \cdot g[-z + (\omega \cdot r)^2/2g]$.

Wenn sehr hohe Drücke in der Flüssigkeit vorhanden sind, kann die Wirkung der Schwere und anderer Massenkräfte vernachlässigt werden (→ hydraulische Presse). Dann ist der F. überall und in jeder Richtung gleich groß.

2) *F. in strömender Flüssigkeit.* Die Wirkung der Schwere kann bei der Behandlung von Bewegungen unter Flüssigkeiten unberücksichtigt bleiben, da jedes Teilchen einer schweren Flüssigkeit durch den Auftrieb, den es von seinen Nachbarteilchen erfährt, gerade in der Schwebe gehalten wird. Es gilt dann $p_{ges} = p + (\varrho/2)\,c^2$; dabei bedeutet p_{ges} den Gesamtdruck, $(\varrho/2)\,c^2$ den Staudruck (→ Staupunkt) und c die Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit. Da die Größe p dynamisch bedingt ist, wird sie bisweilen auch *hydrodynamischer Druck* genannt. Diese Bezeichnung gibt jedoch Anlaß zur Verwechslung mit dem dynamischen Druck, deshalb ist es üblich, p als *statischen Druck* zu bezeichnen.

Flüssigkeitslaser, → Laser.

Flüssigkeitsmanometer, → Druckmesser.

Flüssigkeitspotential, svw. Diffusionspotential.

Flüssigkeitsprisma, → Dispersionsprisma.

Flüssigkeitspumpe, → Dampfstrahlpumpe.

Flüssigkeitsrakete, → Rakete.

Flüssigkeitsreibung, → Reibung.

Flüssigkeitsringpumpe, eine Pumpe zur Erzeugung von Vakuum. Bei ihr wird, ähnlich wie bei der → Drehschieberpumpe durch umlaufende Schieber, der sichelförmige Arbeitsraum durch feststehende Flügel mit einem umlaufenden Flüssigkeitsring abgeschlossen.

Flüssigkeitsverfestigung, ein scheinbarer Effekt, der in Wandnähe nachweislich durch Umlaufströmungen, Sekundärströmungen, entsteht. → Rheopexie.

Flußkonverter, svw. Flußumwandler.

Flußkriechen, → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art.

Flußlinie, svw. Flußschlauch.

Flußliniengitter, → Flußschlauch.
Flußlinienverankerung, → Pinning-Zentrum.
Flußmesser, svw. Fluxmeter.
Flußpumpe, eine Anordnung, mit der man in einem supraleitend kurzgeschlossenen supraleitenden Magneten allmählich ein magnetisches Feld aufbauen kann. Dazu werden die beiden Anschlüsse der supraleitenden Magnetspule z. B. mit einer dünnen supraleitenden Folie verbunden, die so dimensioniert wird, daß sie den Nennstrom des Magneten führen kann ohne normalleitend zu werden, aber gleichzeitig ein relativ niedriges kritisches Feld hat. Schiebt man dann die Folie zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten hindurch, bzw. bewegt man den Elektromagneten relativ zur Folie und wählt die Größe der Polschuhe und die Feldstärke so, daß jeweils nur ein kleiner Teil der Folie normalleitend wird, so kann man den zwischen den Polschuhen übergehenden magnetischen Fluß in den von einer zusammenhängenden supraleitenden Bahn umgebenen Raum hineinbringen, ohne daß dabei der supraleitende Kreis unterbrochen wird. Schaltet man dann den Elektromagneten aus, so bleibt der magnetische Fluß in dem supraleitenden Kreis eingefroren. Diesem eingefrorenen magnetischen Fluß entspricht ein in dem supraleitenden Kreis zirkulierender Strom, der sich nicht ändert, wenn der abgeschaltete Elektromagnet wieder in die Ausgangsposition zurückbewegt wird. Bei der Wiederholung des Prozesses addiert sich der neu induzierte elektrische Dauerstrom zu dem bereits zirkulierenden Strom. Auf diese Weise kann man schrittweise sehr große Ströme, z. B. 5000 A, in dem supraleitenden Magneten aufbauen, ohne daß man starke Zuleitungen benötigt, die eine starke Verdampfung des als Kühlmittel dienenden flüssigen Heliums verursachen würden.
Flußquant, → Flußquantisierung.
Flußquantisierung, die Quantisierung des magnetischen Flusses, der durch ein Loch in einem Supraleiter bzw. einen nicht supraleitenden, aber vom Supraleiter umschlossenen Bezirk in einem Supraleiter hindurchgeht. Die F. ist die direkte Folge des hohen Ordnungszustandes der Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) in dem Supraleiter, ein Beweis für diesen und für die Existenz der Cooper-Paare überhaupt. Sie folgt aus der Übereinstimmung der Phasen der quantenmechanischen Wellenfunktionen der Cooper-Paare, die deshalb zu einer einzigen Wellenfunktion zusammengefaßt werden können, die mit dem Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ identisch ist.

Normalerweise kann eine Wellenfunktion nur ein einziges Elektron beschreiben. Infolgedessen findet man gewisse Analogien zwischen dem Verhalten eines einzigen Elektrons und dem Verhalten des Gesamtsystems der Cooper-Paare eines Supraleiters. Beim Umlauf eines Elektrons um einen Atomkern sind nur bestimmte Bahnen möglich, die quantisierten Werten des Drehimpulses entsprechen. Diese Bahnen werden als Bohrsche Bahnen bezeichnet.

Analog dazu ist der Umlauf von Cooper-Paaren, und zwar des Gesamtsystems der Cooper-Paare eines Supraleiters, um ein Loch in einem Supraleiter ebenfalls quantisiert, und damit auch der magnetische Fluß, der durch dieses Loch hindurchgeht. Das bedeutet, daß nur ganzzahlige Vielfache $n\Phi_0$ ($n = 0, 1, 2, 3, \ldots$) eines elementaren *Flußquants* (*magnetisches Flußquant*, *Fluxoid*) Φ_0 dieses Loch im Supraleiter durchsetzen können. Das Flußquant hat die Größe $\Phi_0 = h/2e \approx 2{,}07 \cdot 10^{-15}$ Vs. Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und e die Elementarladung. Der Faktor 2 im Nenner der Größe Φ_0 ist dadurch bedingt, daß es sich bei den supraleitenden Ladungsträgern tatsächlich um Cooper-Paare mit der Ladung $2e$ handelt. Wären einzelne Elektronen für den Suprastrom verantwortlich, so würde diese 2 wegfallen.

Im gemischten Zustand der Supraleiter 2. Art enthält jeder Flußschlauch ein Flußquant. Infolgedessen ist die F. auch für das Verhalten der Supraleiter 2. Art von Bedeutung.
Flußschlauch, *Flußfaden*, *Flußlinie*, *magnetischer Flußschlauch*, *magnetischer Flußfaden*, *magnetische Flußlinie*, *magnetische Wirbellinie*, ein schlauchförmiger Bezirk in einem Supraleiter 2. Art, der an beiden Enden in der Oberfläche des Supraleiters mündet und von einem magnetischen Flußquant (→ Flußquantisierung) durchsetzt wird. Der Kern eines F.s ist normalleitend, d. h., der → Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ist dort praktisch gleich Null. Eine solche Durchsetzung tritt nur im gemischten Zustand des Supraleiters 2. Art auf. Im allgemeinen sind die Flußschläuche im gemischten Zustand eines Supraleiters 2. Art in einem regelmäßigen Dreiecksgitter, unter bestimmten Bedingungen auch in einem quadratischen Gitter, angeordnet, d. h., es liegt ein *Flußschlauchgitter* (*Flußfadengitter*, *Flußliniengitter*) vor. → GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit.
Flußschlauchgitter, → Flußschlauch.
Flußschlauchverankerung, → Pinning-Zentrum.
Flußsprung, → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art.
Flußumwandler, *Konverter*, *Flußkonverter*, eine kleine Menge spaltbarer Substanz (→ Spaltelemente), die man in die thermische Säule eines Reaktors einbringt, um dort lokal einen schnellen Neutronenfluß zu erzeugen.
Flußverkettung, die zeitabhängige Verkettung einer Leiterschleife, Windung oder Spule mit dem magnetischen Feld. Der magnetische Fluß (besser seine zeitliche Änderung), der eine Windung, eine Spule oder die Wicklung einer elektrischen Maschine durchsetzt, ist die Ursache der Spannungsinduktion. Nur in Sonderfällen wird die F. aller Windungen einer Spule oder Wicklung gleich groß sein.
Fluxmeter, *Flußmesser*, ein Kriechgalvanometer mit hoher Dämpfung und ohne Rückstellkraft. Das F. wird zur Messung des magnetischen Flusses Φ angewendet. Die in einer Prüfspule mit bekannter Windungszahl N und Fläche S durch einen magnetischen Fluß induzierte Spannung (z. B. durch Ein- bzw. Ausschalten des Erregerstroms oder durch Einbringen der Spule in das Feld bzw. Entfernen der Spule) ruft im Meßkreis einen Stromstoß hervor, der dem magnetischen Fluß durch die Fläche S proportional ist: $\int I \, dt = k\Phi$. Dabei ist t die Zeit und k eine Konstante, die Windungszahl und Widerstand der Meßspule enthält. Da der Zeigerausschlag

des F.s dem Stromstoß sehr rasch folgt und keine Rückstellkraft vorhanden ist, hat der zeitliche Verlauf der Fluß- bzw. Stromänderung keinen Einfluß auf das Meßergebnis.

Fluxoid, → Flußquantisierung.

Flying Spot Device, → Auswertung von Aufnahmen.

Fm, Symbol für → Fermium.

FM, svw. Frequenzmodulation, → Modulation.

f-Meson, *f-Mesonenresonanz,* → Elementarteilchen, Tab. B.

Fock-Darstellung, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, → Fock-Raum.

Fock-Gleichung, → Klein-Gordon-Gleichung.

Fock-Raum, in der Quantenfeldtheorie die direkte Summe der Hilbert-Räume $\mathfrak{H}_n$ für $n = 0, 1, 2, \ldots$ Teilchen, $\mathfrak{H} = \overset{\infty}{\underset{n=0}{\oplus}} \mathfrak{H}_n$. Der F.-R. ist gegenüber den anderen Darstellungsräumen von Quantenfeldern dadurch ausgezeichnet, daß er einen eindeutigen Vakuumzustand Ω_0 (gelegentlich auch als $|0\rangle$ geschrieben), aufweist, aus dem sich der gesamte Hilbert-Raum durch Anwendung von Polynomen aus den Feldoperatoren erzeugen läßt; Vektoren mit dieser Eigenschaft heißen zyklische Vektoren. Zerlegt man die Feldoperatoren in Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\hat{a}_i^{\pm}$ für Teilchen im Zustand i (→ Quantenfeldtheorie), so wird der F.-R. durch die Menge aller $\{|i_1, i_2, \ldots, i_n\rangle = \hat{a}_{i_1}^{+}\hat{a}_{i_2}^{+}\cdots\hat{a}_{i_n}^{+}|0\rangle,\ n$ beliebig$\}$ aufgespannt; es existieren die Anzahloperatoren $\hat{N}_i = \hat{a}_i^{+}\hat{a}_i^{-}$ für Teilchen im Zustand i. Neben dieser Darstellung der Vertauschungsrelationen für die $\hat{a}_i^{\pm}$, der *Fock-Darstellung*, gibt es unendlich viele inäquivalente Darstellungen, die *myriotischen Darstellungen*, für die kein zyklischer Vektor und keine Anzahloperatoren existieren (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren).

Föhn, warmer trockener Fallwind der Hochgebirge, der in abgeschwächter Form auch in Mittelgebirgen auftritt. Er entsteht, indem sich die gegen einen Gebirgszug strömenden Luftmassen, auf der Luvseite zum Aufsteigen gezwungen, unter Ausfall des kondensierten Wassers als Niederschlag relativ langsam feuchtadiabatisch abkühlen (→ Feuchtadiabate) und sich beim anschließenden trockendiabatischen Absinken (→ Trockenadiabate) auf der Leeseite rasch erwärmen, wobei gleichzeitig ihre relative Feuchte (→ Luftfeuchtigkeit) stark zurückgeht.

Fokker-Planck-Gleichung, *Einstein-Fokker-Gleichung*, kinetische Gleichung für ein Medium, in dem die Wechselwirkungskräfte der Teilchen eine lange Reichweite haben, so daß ein beliebig herausgegriffenes Teilchen in einem vorgegebenen Zeitintervall einerseits mit vielen anderen Teilchen in Wechselwirkung steht, andererseits aber seine Geschwindigkeit nur wenig ändert. Die F.-P.-G. lautet $\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m}\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\frac{\partial}{\partial \vec{v}}\vec{\beta}f + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial \vec{v}\,\partial \vec{v}}\gamma f$. Dabei ist $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die → Verteilungsfunktion der Teilchen in Abhängigkeit von der Zeit t, dem Ort $\vec{r}$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}$, $\vec{F}$ der Vektor der auf die Teilchen des Mediums ausgeübten äußeren Kräfte und m die Masse eines Teilchens. Der Vektor $\vec{\beta}$ heißt Koeffizient der dynamischen Reibung. Er gibt die mittlere Geschwindigkeitsänderung eines Teilchens je Zeiteinheit infolge der Wechselwirkung der Teilchen an. γ ist der Diffusions- oder Dispensionstensor im Geschwindigkeitsraum. Die F.-P.-G. läßt sich unter bestimmten Voraussetzungen unmittelbar aus der → Master-Gleichung herleiten. Die Größen $\vec{\beta}$ und γ sind zunächst rein phänomenologische Koeffizienten; um konkrete irreversible Prozesse mit der F.-P.-G. behandeln zu können, ist es nötig, sie unter Zugrundelegen eines speziellen Modelles für den Wechselwirkungsprozeß zu berechnen. Die F.-P.-G. hat vielfach einen breiteren Gültigkeitsbereich als die Boltzmann-Gleichung, da bei ihrer Herleitung die Voraussetzung, daß nur Zweierstöße vorkommen dürfen, nicht nötig ist. Die F.-P.-G. wurde zuerst von Einstein und Fokker in der Theorie der Brownschen Bewegung benutzt und später von Planck genauer untersucht. Eine spezielle Form der F.-P.-G., die in der kinetischen Theorie von Plasmen eine wesentliche Rolle spielt, ist die → Landau-Gleichung.

Fokometer, → Brennweitenmessung.

Fokus, → Kardinalelemente.

Fokussierelektroden, → Katodenstrahlröhre.

fokussierende Röntgenverfahren, → Pulvermethoden.

fokussierende Stoßfolge, → Strahlenschäden in Festkörpern

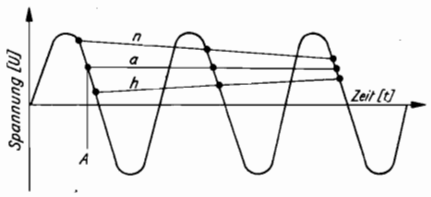
Fokussierung, 1) Optik: Wiedervereinigung eines divergierenden Strahlenbündels (Licht-, Elektronen-, Röntgenstrahlen) in einem Punkt.

2) Massenspektroskopie: Sammlung von Ionen nach Durchlaufen elektrischer und/oder magnetischer Felder in einem Punkt. Bei der *Geschwindigkeitsfokussierung* werden Ionen unterschiedlicher Geschwindigkeit in einem Punkt gesammelt. Die Brennpunkte liegen für verschiedene Ionenmassen auf einer Geraden. Diese Methode wird im Aston-Massenspektrographen angewandt. Bei der *Richtungsfokussierung* werden Ionen gleicher spezifischer Ladung und einheitlicher Geschwindigkeit, aber etwas unterschiedlicher Richtung in einem Punkt gesammelt. Richtungsfokussierung wird z. B. erreicht, wenn Ionen in einem senkrecht zur Ionenbahn stehenden Magnetfeld einen Halbkreis durchlaufen. Erhält man neben der Richtungsfokussierung noch Geschwindigkeitsfokussierung, spricht man von *Doppelfokussierung*. Die beiden Brennpunktgeraden für Richtungs- und Geschwindigkeitsfokussierung sind dabei im interessierenden Bereich identisch. Doppelfokussierung für alle Massen zugleich erzielten Mattauch und Herzog in ihrem Massenspektrographen.

3) Teilchenbeschleunigung: Überführung divergenter Teilchenströme in konvergente, vor allem Stabilisierung der Teilchenbahnen. Die Stabilisierung paralleler Teilchenströme ist eine notwendige Voraussetzung für den Betrieb von Teilchenbeschleunigern. Man bezeichnet den Bereich für die Parameter des magnetischen Führungsfeldes (bzw. der Phase der Beschleunigungsspannung), innerhalb dessen ein Teilchenbeschleuniger stabil arbeitet, als *Stabilitätsbereich* und unterscheidet dabei zwischen Bahnstabilität und Phasenstabilität. Die *Bahnstabilität* wird durch geeignete Struktur des

magnetischen Führungsfeldes erreicht, das auf die zu beschleunigenden Teilchen, die von der Sollbahn abweichen, rücktreibende Kräfte ausübt. Für die Bahnstabilität zyklischer Beschleuniger mit azimutalsymmetrischem Führungsfeld entwickelte Steenbeck eine nach ihm benannte Bedingung. Die *Steenbeck-Bedingung* besagt, daß das magnetische Führungsfeld im Bereich der Sollbahn radial mit $1/R^n$ abnehmen muß (R Sollbahnradius, für den Feldgradienten n gilt $0 < n < 1$), damit sowohl in axialer als auch in radialer Richtung rücktreibende Kräfte wirken (*radiale* und *axiale F.*). Der Feldgradient, ein Maß für die Stärke der fokussierenden Kräfte, ist hierbei klein, man spricht daher in diesem Falle von *schwacher F.* Bei der *starken F.* auch als *Prinzip des alternierenden Gradienten*, abg. *AG-Prinzip*, bezeichnet, wird die hohe Bahnstabilität durch Aufgabe der Azimutalsymmetrie des Magnetfeldes B erreicht: $B = B(r, \varphi)$, wobei r der Bahnradius, φ der Azimutwinkel ist. In aufeinanderfolgenden Magnetfeldsektoren werden die Teilchenströme abwechselnd in radialer Richtung fokussiert und in axialer Richtung defokussiert, im nächsten Sektor radial defokussiert und axial fokussiert. Dem Prinzip liegt die Wirkungsweise einer → Quadrupollinse zugrunde. Die Absolutwerte der Feldgradienten können weit über 1000 liegen und damit zu außerordentlich starken rücktreibenden Kräften führen. Die notwendigen Querschnitte der Vakuumkammern zyklischer Beschleuniger werden dadurch stark reduziert, was Beschleuniger mit Endenergien über etwa 20 GeV erst technisch möglich macht. Dieser Vorteil bedingt allerdings höchste Genauigkeit bei der Justierung der Magnete. Eine speziell für das Betatron gültige Bedingung für den Zusammenhang zwischen Bahnführungs- und Beschleunigungsfeld ist von Wideroe gefunden worden. Nach der *Wideroe-Bedingung* muß die magnetische Feldstärke des Führungsfeldes auf der Sollbahn doppelt so groß sein wie die mittlere magnetische Feldstärke im Inneren des Sollkreises. Wird diese Bedingung gleichzeitig mit der Steenbeck-Bedingung eingehalten, arbeitet das Betatron stabil, und zwar unabhängig davon, wie das Magnetfeld insgesamt anwächst.

Von Weksler wurde 1944, von McMillan unabhängig 1945 die Frage der *automatischen Phasenstabilität*, im Russischen als *Autophasierung* bezeichnet, gelöst. Man versteht darunter die Synchronisierung zwischen der Frequenz der Beschleunigungsspannung und der Umlauffrequenz der zu beschleunigenden Teilchen. Bei zyklischen Beschleunigern ist die Phasenstabilität automatisch gegeben, wenn man als Sollphase nicht den Scheitelwert der hochfrequenten Beschleunigungsspannung wählt, sondern einen Wert zwischen $\pi/2$ und π. Ein zu früh ankommendes Teilchen, dessen Phase also nicht der Sollphase entspricht, erhält einen etwas zu hohen Energiezuwachs. Dadurch gerät es auf eine Umlaufbahn mit zu großem Radius, hat also eine größere Umlaufzeit. Es wird daher beim nächsten Passieren der Beschleunigungsstrecke näher bei der Sollphase liegen. Der umgekehrte Vorgang erfolgt bei Teilchen, die die Beschleunigungsstrecke zu spät erreichen (Abb.).



Zum Prinzip der automatischen Phasenstabilität. *A* Arbeitspunkt, *a* Sollphase, *n* Phasenverlauf eines Teilchens mit zu geringer Energie, *h* Phasenverlauf eines Teilchens mit zu hoher Energie

Bei Beschleunigern, die nach dem AG-Prinzip arbeiten, sind Änderungen der Bahnradien wegen der großen Feldgradienten sehr klein. Unterhalb einer kritischen Energie, der *Transitions-* oder *Übergangsenergie*, sind die Stabilitätsbedingungen daher derart, daß die Sollphase zwischen 0 und $\pi/2$ liegen muß, während oberhalb der Transitionsenergie die gleichen Bedingungen gelten wie bei der schwachen Fokussierung. Im Bereich der Transitionsenergie, die von den Betriebsparametern des jeweiligen Beschleunigers abhängt, werden daher an die Beschleunigungsfrequenz sehr hohe Genauigkeitsforderungen gestellt (etwa 10^{-7}). Außerdem muß im Bereich der Transitionsenergie ein sprunghaftes Verändern der Sollphase (*Phasensprung*) realisiert werden. Der Übergang ist sehr kritisch und muß schnell vorgenommen werden, da in diesem Bereich keine Phasenstabilität gegeben ist.

Der Mechanismus der Phasenstabilität kann durch Kräfte beschrieben werden, die Teilchen mit abweichender Phase und ebenfalls mit abweichender Energie oder abweichendem Bahnradius zu den Sollwerten zurückzwingen und in erster Näherung den Abweichungen proportional sind. Die Kräfte führen zu den *Synchrotronschwingungen*, das sind Sinusschwingungen der Energie, der Phase und des Bahnradius um die entsprechenden Sollwerte. Die Synchrotronschwingungen sind untereinander stark gekoppelt. Ihre Frequenz liegt um etwa 2 Größenordnungen unter der Umlauffrequenz. Sie werden im Verlauf der Beschleunigung merklich gedämpft.

Allgemein erfolgt die F. hochenergetischer Teilchenströme heute durch die bereits erwähnten Quadrupollinsen. Will man jedoch Teilchenströme fokussieren, die einen sehr breiten Impulsbereich umfassen, z. B. zur Erzeugung intensiver Neutrinoströme aus μ-Mesonenzerfällen, müssen Geräte mit völlig anderer Wirkungsweise benutzt werden (→ magnetisches Horn).

Foldy-Wouthuysen-Transformation, Transformation, die den Diracschen 4-Spinor des freien Elektrons in eine Wellenfunktion mit 2 Komponenten, entsprechend den 2 Spinorientierungen des Elektrons, überführt und die in der Diracschen Theorie des Elektrons notwendige gleichzeitige Betrachtung des Positrons vermeidet. Die F.-W.-T. führt daher auf das relativistische Analogon der nichtrelativistischen Paulischen Theorie des Elektrons; dabei gehen naturgemäß gewisse allgemeinere Züge der Diracschen Theorie verloren, z. B. sind Bahndrehimpulse und Spin des Elektrons in diesem Fall getrennte Konstanten der Bewegung.

Folge, unendliche Menge geordneter Zahlen $a_1, a_2, \ldots, a_n, \ldots$, die *Glieder* der F. heißen. Eine F. *konvergiert* gegen die Zahl A, wenn zu jeder beliebig vorgegebenen Zahl $\varepsilon > 0$ ein n_0 existiert, so daß für alle $n > n_0$ gilt $|a_n - A| < \varepsilon$. A wird auch als Grenzwert $A = \lim\limits_{n\to\infty} a_n$ (lies: Limes a_n für n gegen Unendlich) bezeichnet. Eine konvergente F. kann stets nur einen Grenzwert haben.

Eine F., die nicht konvergiert, heißt *divergent*. Für die Glieder einer *monoton wachsenden* F. gilt $a_n \leqq a_{n+1}$ für alle n; für eine *eigentlich monoton* wachsende F. gilt $a_n < a_{n+1}$ mit $a_n \neq a_{n+1}$. Entsprechend gilt $a_n \geqq a_{n+1}$ bzw. $a_n > a_{n+1}$ für alle Glieder einer monoton bzw. eigentlich monoton fallenden F. Monoton wachsende F.n konvergieren dann und nur dann, wenn sie nach oben beschränkt sind; monoton fallende F.n konvergieren dann und nur dann, wenn sie nach unten beschränkt sind.

Nach dem *Cauchyschen Konvergenzkriterium* konvergiert eine F. dann und nur dann, wenn zu jedem $\varepsilon > 0$ ein n_0 existiert, so daß für alle n, $m > n_0$ gilt $|a_n - a_m| < \varepsilon$.

Rechnen mit Grenzwerten: Aus $\lim\limits_{n\to\infty} a_n = A$ und $\lim\limits_{n\to\infty} b_n = B$ folgt 1) $\lim\limits_{n\to\infty} (\lambda a_n + \mu b_n) = \lambda A + \mu B$ für beliebige Zahlen λ, μ; und 2) $\lim\limits_{n\to\infty} (a_n b_n) = A \cdot B$ und 3) $\lim\limits_{n\to\infty} a_n/b_n = A/B$, falls $B \neq 0$.

Folgereaktion, → Kettenreaktion.

foot, Tabelle 2, Länge.

footcandle, Tabelle 2, Beleuchtungsstärke.

foot-lambert, Tabelle 2, Leuchtdichte.

foot-poundal, Tabelle 2, Arbeit.

foot-pound-force, Tabelle 2, Arbeit.

foot-ton-force, Tabelle 2, Arbeit.

formale Ladung, formales Maß für die Überschußladung in der Umgebung eines gebundenen Atoms. Die f. L. wird bestimmt, indem von der Gruppennummer des Atoms im Periodensystem die Zahl der diesem Atom im Molekül formal zugeordneten Elektronen abgezogen wird. Dabei wird von den bindenden Elektronenpaaren jeweils nur ein Elektron gezählt. Beispielsweise hat im Trimethylaminoxid

der Stickstoff die f. L. +1 und der Sauerstoff die f. L. −1.

Über die tatsächliche Verteilung der Ladungen auf die Atome im Molekül sagen die f.n L.en im allgemeinen nichts aus.

Formänderung, svw. Verzerrung.

Formänderungsarbeit, die Arbeit, die zum Erreichen eines Spannungs-Formänderungszustandes aufgebracht werden muß. Die räumliche Dichte $W = \int_0^{\varepsilon_{kl}} \sigma_{ij}\, d\varepsilon_{ij}$ der F., auch spezifische F. genannt, hängt im allgemeinen vom Belastungsweg ab, bei elastischen Formänderungen ist sie wegunabhängig und definiert so die nur vom erreichten Endzustand abhängige elastische Energie des Körpers.

Formänderungsenergie, → Energie, → Verzerrungsenergie.

Formänderungsfähigkeit, Eigenschaft eines Werkstoffes, ohne Bruch plastische Formänderungen zu ertragen. Obwohl die Spur des Spannungstensors bei metallischen Werkstoffen keinen Einfluß auf die Fließgrenze hat, besteht eine Abhängigkeit der F. vom hydrostatischen Spannungszustand. Mit wachsendem hydrostatischen Druck wächst die F. Durch Anwendung dieser Erkenntnis entstanden neue Fertigungsverfahren, z. B. das hydrostatische Fließpressen.

Formänderungsfestigkeit, in der Umformtechnik gebräuchliche Bezeichnung für die Fließspannung: Bei einem mehrachsigen Spannungszustand werden die Koordinaten des Spannungstensors zu einer invarianten Vergleichsspannung σ_v zusammengesetzt, die im Falle des Fließens gleich der F. ist. Die F. ist abhängig von der Formänderung, der Formänderungsgeschwindigkeit und der Temperatur.

Formänderungswiderstand, eine Kenngröße der Umformverfahren. Der F. ist vom Werkstoff und von den Umformbedingungen, d. h. der Geometrie und der Reibung, abhängig. Da bei den technischen Umformverfahren keine parallelepipedische Formänderung vorliegt, ist die tatsächliche Umformarbeit W größer als die ideale Umformarbeit W_{id}, die die Arbeit zur Überwindung der äußeren Reibung und der Schiebungen nicht enthält.

Definitionsgleichung für den F. k_W: $W = V \int_0^{\varphi} k_W\, d\varphi > W_{id}$, dabei ist V das Volumen und φ die logarithmische Dehnung.

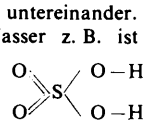
Formänderungswirkungsgrad, das Verhältnis aus der idealen und der wirklichen Formänderungsarbeit. Definitionsgleichung: $\eta_F = W_{id}/W$.

Formanisotropie, → Anisotropie, 3).

Formanten, → Stimme.

Formel, 1) Physik: Kurzschrift eines physikalischen Zusammenhangs durch eine mathematische Gleichung zwischen den physikalischen Größen, die durch bestimmte → Formelzeichen dargestellt werden. Die F. kann als *Größengleichung*, z. B. in Gestalt der Definitionsgleichungen abgeleiteter Größen aus den Grundgrößen oder auch der dynamischen Grundgleichungen auftreten, ferner als *Zahlenwertgleichung*, die durch Einsetzen bestimmter Meßwerte in die Größengleichung entsteht und dann die Berechnung physikalischer Erscheinungen gestattet.

2) Chemie: Ausdruck für die Zusammensetzung der Moleküle von chemischen Verbindungen. Reiht man die chemischen Symbole der am Aufbau der Verbindungen beteiligten Atomarten aneinander, wobei man die Symbole der mehrfach im Molekül vertretenen Atomarten mit einem ihrer Anzahl entsprechenden Index rechts unten versieht, so erhält man die *Summenformel* (*Bruttoformel*, *empirische F.*), z. B. H_2O. Diese Summenformel bedeutet also, daß sich ein Wassermolekül aus zwei Atomen Wasserstoff H und einem Atom Sauerstoff O zusammensetzt. Die Summenformel gibt keinerlei Aufschluß über die Bindungsverhältnisse der Atome im Molekül. Dagegen gibt die *Strukturformel* (*Konstitutionsformel*, *Valenzstrichformel*) ein angenähertes Bild vom Aufbau der Verbindung. Bei Strukturformeln verbindet man die durch ein Elektronenpaar verbundenen Atome durch

Valenzstriche untereinander. Die Strukturformel für Wasser z. B. ist H−O−H, für Schwefelsäure  , für ein Stickstoffmolekül N≡N. Ein noch besseres Bild von den Bindungsverhältnissen innerhalb des Moleküls vermittelt die *Elektronenformel*. Bei dieser kennzeichnet man die Außenelektronen eines Atoms durch Punkte, z. B. atomares Chlor $:\ddot{\mathrm{C}}\mathrm{l}\cdot$, atomarer Wasserstoff $\mathrm{H}\cdot$, Wasser $\mathrm{H}:\ddot{\mathrm{O}}:\mathrm{H}$. Öft vereinfacht man auch die Elektronenformeln, indem man das gemeinsame Elektronenpaar durch einen Valenzstrich ausdrückt und die freien, an der Bindung nicht beteiligten Elektronenpaare durch Querstriche kennzeichnet, z. B. Wasser $\mathrm{H}-\underline{\ddot{\mathrm{O}}}-\mathrm{H}$. Elektronenformeln ionisierter Verbindungen, z. B. $[\mathrm{Na}]^+\,[:\ddot{\mathrm{C}}\mathrm{l}:]^-$, vereinfacht man zur *Ionenformel*. Bei ihr gibt man überhaupt keine Elektronen an, sondern kennzeichnet lediglich durch Minuszeichen und Pluszeichen rechts oben am Elementensymbol die Ionenladungen, z. B. Natriumchlorid $\mathrm{Na}^+\mathrm{Cl}^-$. Eine weitere Vereinfachung erfahren die Elektronenformeln dadurch, daß man alle Elektronen und Ladungen wegläßt und die Verbindung durch eine *Komplexformel* kennzeichnet, z. B. Schwefelsäure $\left[\begin{matrix}\mathrm{O}\\ \mathrm{OSO}\\ \mathrm{O}\end{matrix}\right]\mathrm{H}_2$.

Formelbuchstabe, svw. Formelzeichen.

Formelzeichen, *Formelbuchstabe*, Symbol für eine physikalische Größenart, mit dem man wie mit mathematischen Größen operieren kann. Da die Buchstaben der bekannten Alphabete bei weitem nicht zur Symbolisierung aller physikalischen Qualitäten ausreichen, haben einzelne Buchstaben mehrere Bedeutungen. Die Benutzung mehrerer F. für eine physikalische Größenart versucht man durch internationale Regelung zu vermeiden. Die wichtigsten F. sind in TGL 0-1304 angegeben (vgl. Tab. 1).

Formfaktor, 1) Streutheorie: empirisch zu bestimmende, von den Streuparametern abhängende Funktion, die eine theoretisch noch nicht erfaßbare Struktur des Streuzentrums in Betracht zieht. Beispielsweise berücksichtigen der Atomformfaktor bei der Beugung von Röntgenstrahlen die räumliche Ausdehnung der einzelnen Atome und in der hochenergetischen Elektron-Proton-Streuung die → elektromagneschen Formfaktoren die Struktur der Nukleonen.

2) Elektrotechnik: → Mittelwert.

3) Kristallographie: → Kristallpotential.

Forminvarianz, → Invarianz, → Lorentz-Kovarianz.

Formkoeffizient, → Ballistik.

Formwiderstand, → Strömungswiderstand.

Formzahl, → Kerbspannung.

Fortran, algorithmische Programmiersprache zur Übersetzung berechenbarer wissenschaftlicher Probleme in eindeutige, logisch einwandfreie maschinenunabhängige Rechenpläne (oder Pseudoprogramme), die von den Rechenautomaten mittels eingebauer Superprogramme in Maschinenprogramme übersetzt werden. Die verschiedenen Formen des F.s sind besonders für physikalisch-technische Probleme geeignet, sie weichen nur wenig von der gewöhnlichen mathematischen Formulierung des Problems ab.

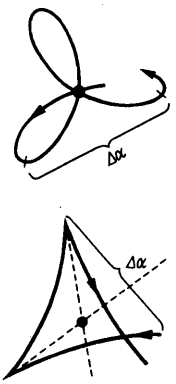
fortschreitende Welle, → Welle.

Foto . . ., → Photo . . .

Föttinger-Getriebe, svw. Strömungsgetriebe.

Föttinger-Wandler, svw. Strömungsgetriebe.

Foucaultsches Pendel, *Kamerlingh-Onnes-Pendel, gyroskopisches Pendel*, Pendel zum Nachweis der Erdrotation (gyroskopische Bewegung) und damit zugleich dafür, daß die Erde kein Inertialsystem darstellt. Als Folge der in rotierenden Bezugssystemen auftretenden Corioliskraft beobachtet man eine langsame Drehung der Schwingungsebene eines mathematischen Pendels mit großer Schwingungsdauer T. Diese Drehung hängt von der geographischen Breite des Ortes auf der Erde ab: An den Polen dreht sich die Erde unter der Schwingungsebene weg, d. h., ein Beobachter auf der Erde stellt bei einem vollen Hin- und Hergang des Foucaultschen P.s relativ zur Erde eine Drehung der Schwingungsebene um den Winkel $\Delta\alpha = \omega \cdot T$ fest, wobei ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ist. Am Äquator findet keine Drehung statt, das Pendel schwingt stets in der einmal vorgegebenen Ebene; für die geographische Breite φ ist $(\Delta\alpha)_\varphi = \Delta\alpha \cdot \sin\varphi$. Auf die Tangentialebene an die Erde projiziert, d. h. für den Beobachter im Laboratorium, beschreibt der Pendelkörper eine Rosettenbahn mit Schleifen, wenn die Schwingung durch Anstoß aus der Ruhelage, oder mit Spitzen, wenn sie durch Loslassen des Pendels aus der Lage maximaler Auslenkung beginnt (Abb.). Im historischen Versuch im Pariser Pantheon benutzte Foucault 1851 eine Pendelmasse von 28 kg an einem 67 m langen Faden. Kamerlingh-Onnes führte 1879 mit dem Foucaultschen P. Präzisionsmessungen durch, wobei der Fehler unter 0,5% lag.



Foucaultsches Pendel

Foucaultsche Ströme, svw. Wirbelströme.

Fourier-Analyse, *harmonische Analyse*, 1) Mathematik: Entwicklung einer im Intervall $(-a, +a)$ der reellen Achse gegebenen Funktion $f(x)$, die dort quadratisch integrabel ist, d. h. für $f(x)$ gilt $\int_{-a}^{+a} |f(x)|^2\,\mathrm{d}x < \infty$, in eine *Fourier-Reihe* $f(x) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\frac{\pi n x}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\frac{\pi n x}{a}$. Die Koeffizienten A_0, A_n B_n nennt man *Fourier-Koeffizienten*, sie haben die Gestalt

$$A_0 = \frac{1}{2a}\int_{-a}^{+a} f(x)\,\mathrm{d}x,$$

$$A_n = \frac{1}{a}\int_{-a}^{+a} f(x)\cos\frac{\pi n x}{a}\,\mathrm{d}x,$$

$$B_n = \frac{1}{a}\int_{-a}^{+a} f(x)\sin\frac{\pi n x}{a}\,\mathrm{d}x.$$

Die F.-A. ist ein Spezialfall der → Entwicklung von Funktionen nach einem vollständigen Orthogonalsystem. Dabei kann es durchaus vorkommen, daß die Werte der Funktion und der Reihe in einzelnen Punkten voneinander

Fourier-Integral

abweichen. Es läßt sich lediglich aussagen, daß die *mittlere quadratische Abweichung*

$$\left[\int_{-a}^{+a}\left|f(x)-A_0-\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos\frac{\pi nx}{a}-\sum_{n=1}^{\infty}B_n\sin\frac{\pi nx}{a}\right|^2\mathrm{d}x\right]^{1/2}$$

Null ist.

Die Menge der Funktionen $\cos\frac{\pi nx}{a}$, $\sin\frac{\pi nx}{a}$ bilden ein vollständiges Orthogonalsystem (→ Hilbert-Raum), d. h., sie genügen den Beziehungen:

$$\int_{-a}^{+a}\cos\frac{\pi nx}{a}\sin\frac{\pi mx}{a}\,\mathrm{d}x=0,$$

$$\int_{-a}^{+a}\cos\frac{\pi nx}{a}\cos\frac{\pi mx}{a}\,\mathrm{d}x=\delta_{nm}\cdot a,$$

$$\int_{-a}^{+a}\sin\frac{\pi nx}{a}\sin\frac{\pi mx}{a}\,\mathrm{d}x=\delta_{nm}\cdot a.$$

Unter Ausnutzung der Beziehungen $\sin x=\frac{1}{2\mathrm{i}}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}x}-\mathrm{e}^{-\mathrm{i}x})$, $\cos x=\frac{1}{2}(\mathrm{e}^{\mathrm{i}x}+\mathrm{e}^{-\mathrm{i}x})$ kann man die Fourier-Reihe auch in der komplexen Form $f(x)=\sum_{-\infty}^{+\infty}C_n\exp(\mathrm{i}n\pi x/a)$ mit $C_n=\frac{1}{2a}\int_{-a}^{+a}f(x)\exp(-\mathrm{i}n\pi x/a)\,\mathrm{d}x$ schreiben. Es gilt dann der Zusammenhang $C_0=A_0$, $C_n=\frac{1}{2}(A_n-\mathrm{i}B_n), n>0$; $C_n=\frac{1}{2}(A_{|n|}+\mathrm{i}B_{|n|})$, $n<0$. Die komplexe Fourier-Reihe stellt eine Entwicklung der Funktion $f(x)$ nach den Exponentialfunktionen $\exp(\mathrm{i}n\pi x/a)$ dar.

Ist das Intervall, in dem die Funktion erklärt ist, unendlich — etwa die gesamte reelle Achse —, so kann die Entwicklung von $f(x)$ in folgender Weise verallgemeinert werden:

$$f(x)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}g(\omega)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega x}\mathrm{d}\omega\quad\text{mit}$$

$$g(\omega)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega x}\,\mathrm{d}x.$$

Aus der Fourierschen Reihe wird in diesem Fall ein Integral, das *Fourier-Integral*. Der Übergang von der Funktion $f(x)$ zu der Funktion $g(\omega)$ wird auch als *Fourier-Transformation* bezeichnet.

Mit $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega x}=\cos\omega x+\mathrm{i}\sin\omega x$ ergibt sich die reelle Form $f(x)=\int_0^{\infty}a(\omega)\cos\omega x\,\mathrm{d}\omega+\int_0^{\infty}b(\omega)\sin\omega x\,\mathrm{d}\omega$ mit

$$a(\omega)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)\cos\omega x\,\mathrm{d}x\ \text{und}$$

$$b(\omega)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)\sin\omega x\,\mathrm{d}x.$$

Eine Ausdehnung der Entwicklung einer Funktion in eine Fourier-Reihe bzw. ihre Darstellung durch ein Fourier-Integral auf Funktionen mehrerer Veränderlicher ergibt sich zwanglos, indem man die Entwicklung bzw. die Integraldarstellung bezüglich jeder Veränderlichen getrennt vornimmt.

Die *Fourier-Transformation* spielt eine große Rolle, da viele relativ komplizierte an der Funktion $f(x)$ auszuführende Operationen beim Übergang zur Fourier-Transformierten einfacher werden. Ist z. B. $g(\omega)$ die Fourier-Transformierte von $f(x)$, so sind die Fourier-Transformierten von $\frac{\partial}{\partial x}f(x)$, $\int_0^x f(x')\,\mathrm{d}x'$ und der Faltung $\int_{-\infty}^{+\infty}f_1(y)f_2(x-y)\,\mathrm{d}y$ gegeben durch $\mathrm{i}\omega g(x)$, $\frac{1}{\mathrm{i}\omega}g(k)$ und $g_1(\omega)\cdot g_2(\omega)$. Damit können gewöhnliche Differentialgleichungen für $f(x)$ in einfache algebraische Gleichungen für die Fourier-Transformierte überführt werden. Dasselbe leistet auch die mit der Fourier-Transformation eng verwandte → Laplace-Transformation, die besonders in der theoretischen Elektrotechnik benutzt wird.

Lit. W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Bd II (dtsch Berlin 1971); A. Sommerfeld: Partielle Differentialgleichungen in der Physik (Leipzig 1962).

2) Mechanik: → harmonische Schwingungsanalyse.

Fourier-Integral, → Fourier-Analyse.

Fourier-Koeffizient, 1) → Fourier-Analyse. **2)** verallgemeinerter F.-K., → Hilbert-Raum.

Fouriersche Reihe, → Fourier-Analyse.

Fouriersches Gesetz, → Wärmeleitung.

Fouriersches Prinzip, → Prinzip der virtuellen Arbeit.

Fourier-Synthese, → Kristallstrukturanalyse.

Fourier-Transformation, → Fourier-Analyse.

Fovea, → Auge.

Foveola, → Auge.

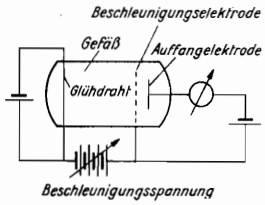
Fp, Abk. für Fließpunkt, → Schmelzen.

Fr, 1) → Froudezahl. **2)** Frankium.

Francisturbine, → Wasserturbine.

Franck-Condon-Prinzip, eine Aussage über die Relaxation des Kerngerüsts eines Moleküls oder des Kristallgitters eines Festkörpers während eines optischen Elektronenübergangs. Bei einer Störstelle im Kristall hängt die Lage der Ionen in der Umgebung der Störstelle im allgemeinen von dem jeweiligen elektronischen Zustand der Störstelle ab. Das F.-C.-P. besagt, daß sich während des optischen Übergangs die Kernkoordinaten der Ionen des Gitters nicht ändern. Erst danach nehmen die Ionen des Gitters ihre neuen Gleichgewichtslagen ein (*Relaxation*), da sie „träge" sind im Vergleich zum Störstellenelektron. Aus dem F.-C.-P. folgt unmittelbar die Stokes-Verschiebung zwischen einer Absorptionsbande und einer Emissionsbande, die zu einem optischen Elektronenübergang zwischen den gleichen Energieniveaus der Störstelle gehören (→ Konfigurationskoordinatenmodell, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle).

Franck-Hertz-Versuch, 1913 von J. Franck und G. Hertz durchgeführte Versuchsreihe, durch die die Existenz der von N. Bohr angenommenen diskreten Energieniveaus der Atomhülle nachgewiesen wurde. In einer Versuchsanordnung (Abb.) werden in einem mit Quecksilber-



Versuchsanordnung zum Franck-Hertz-Versuch

dampf gefüllten Gefäß die Atome durch Elektronenstoß angeregt. Die Elektronen werden vom Glühdraht emittiert und durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Eine Anregung kann erst erfolgen, wenn die Elektronen eine hinreichende Energie haben, um das Leuchtelektron des Quecksilberatoms auf die erste Anregungsstufe zu heben. Bis dahin erfolgen lediglich elastische Stöße zwischen den Elektronen und Atomen. Ab einer bestimmten Beschleunigungsspannung (4,9 V bei Hg) setzt die Elektronenstoßanregung ein. Bei solchen unelastischen Stößen verlieren die Elektronen ihre kinetische Energie und können nicht mehr die gegen die Beschleunigungselektrode negative Auffangelektrode erreichen, der Strom sinkt plötzlich ab. Bei weiterer Erhöhung der Beschleunigungsspannung kann die Anregungsenergie zweimal erreicht werden und zwei Anregungsprozesse erfolgen. Die erste Anregungsstufe von Hg liegt bei 4,9 eV, die entsprechende Resonanzlinie, die bei dem Versuch gleichzeitig in Emission beobachtet werden kann, bei $\lambda = 253{,}7$ nm.

Frankium, Fr, radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 87. Bekannt sind elf instabile Isotope mit Massezahlen zwischen 211 und 224. Das Isotop ^{223}Fr entsteht beim natürlichen Zerfall des Aktiniums, die anderen Isotope wurden künstlich erzeugt.

Franklinsche Tafel, von B. Franklin (1706–1790) erfundene, historische Form des Plattenkondensators. Sie besteht aus einer Glasplatte mit beidseitig aufgeklebten, gegeneinander isolierten Stanniolbelägen (Tafel 54).

Frank-Read-Quelle, → Versetzung, Abschn. VIII.

Franksche Halbversetzung, → Versetzung, Abschn. VII.

Franz-Keldysch-Effekt, die Änderung der optischen Eigenschaften im Gebiet der Grundgitterabsorptionskante von Halbleitern in einem äußeren elektrischen Feld. Ursache des F.-K.-E.s ist, daß bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes die Elektronen im Festkörper als Folge von Tunnelprozessen auch Energien in der verbotenen Zone haben können. Die Wahrscheinlichkeit dafür nimmt mit dem energetischen Abstand zu den Bandrändern exponentiell ab, was zu exponentiell abklingenden Ausläufern in der optischen Absorption an der Absorptionskante führt. Bei Halbleitern mit exponentieller Absorptionskante (→ Urbach-Regel) bewirkt der F.-K.-E. eine Verschiebung der Absorptionskante zu kleineren Photonenenergien hin, die in erster Näherung proportional dem Quadrat der angelegten elektrischen Feldstärke ist.

Infolge seiner geringen Trägheit bietet der F.-K.-E. Möglichkeiten zur Modulation des Lichtes bis zu sehr hohen Frequenzen.

Fraunhofer-Beugung, → Beugung.

Fraunhofer-Linien, → Sonnenspektrum.

Fredholmsche Alternative, → Integralgleichung.

Fredholmsche Reihen, → Integralgleichung.

Fredholmsche Sätze, → Integralgleichung.

freie Achsen, → Kreisel.

freie Energie, thermodynamische Zustandsfunktion oder thermodynamisches Potential $F = U - TS$. Dabei sind U die innere Energie, T die absolute Temperatur und S die Entropie. Das totale Differential der f.n E. hat in den natürlichen Variablen Volumen V und Temperatur T die Form $\mathrm{d}F = -S\,\mathrm{d}T - p\,\mathrm{d}V$. (1) Bei einer isothermen Zustandsänderung, $\mathrm{d}T = 0$, folgt $A_{12} = \int_1^2 p\,\mathrm{d}V \leqq F_1 - F_2$.

Mit Hilfe von (1) lassen sich weitere thermodynamische Zustandsfunktionen aus der f.n E. gewinnen, z. B. $S = -(\partial F/\partial T)_V$ und $p = -(\partial F/\partial V)_T$. Aus der Bedingung $-\frac{\partial^2 F}{\partial V\,\partial T} = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = -\frac{\partial^2 F}{\partial T\,\partial V}$ resultiert die thermodynamische Relation $(\partial S/\partial V)_T = (\partial p/\partial T)_V$. Ein isotherm-isochores System strebt stets einem Minimum der f.n E. zu (Gleichgewichtsbedingungen in der Thermodynamik, → thermodynamisches Potential).

freie Enthalpie, *Gibbssches Potential, Gibbssche Funktion,* thermodynamische Zustandsfunktion oder thermodynamisches Potential $G = U + pV - TS = H - TS$. Dabei bedeuten U die innere Energie, p den Druck, V das Volumen, T die absolute Temperatur, S die Entropie und H die Enthalpie. Die f. E. ist der Anteil der Enthalpie, der bei reversibler isobarer Führung eines in einem thermodynamischen System ablaufenden Prozesses in jede beliebige Energieform umwandelbar ist. Das totale Differential der f.n E. hat in den natürlichen Variablen p und T die Form $\mathrm{d}G = -S\,\mathrm{d}T + V\,\mathrm{d}p$. Ein isotherm-isobares System strebt einem Minimum der f.n E. zu (Gleichgewichtsbedingungen in der Thermodynamik, → thermodynamisches Potential).

freie Koordinaten, → verallgemeinerte Koordinaten.

freie Ladungsträger, → Metalloptik.

freier Fall, → Fall.

freie Schwingung, → Schwingung, → Oszillator.

freies Feld, → Feldtheorie.

freies System, → physikalische Systeme.

freie und behinderte Drehbarkeit, die Erscheinung, daß sich um die Verbindungslinie zweier Atome die Bestandteile des Moleküls frei drehen können, wenn diese Drehung nicht durch sterische Einflüsse oder durch die Art der Bindung zwischen den beiden Atomen eingeschränkt wird. Die in Mehrfachbindungen einer σ-Bindung auftretenden π-Bindungen verhindern wegen ihrer charakteristischen Ladungsverteilung eine freie Drehung. Jede Drehung aus der Parallelstellung der beiden Symmetrieachsen der beteiligten π-Elektronen heraus vermindert das Austauschintegral und damit die Stabilität des Moleküls.

freie Weglänge, *mittlere freie Weglänge,* der von einem Teilchen im Mittel zurückgelegte Weg bis zum Auftreten eines Stoßes bzw. einer Wechselwirkung. Die f. W. hängt über $\lambda = \frac{1}{N \cdot \sigma}$ mit der Teilchendichte N und dem Wirkungsquer-

schnitt σ für den jeweiligen Stoßprozeß zusammen. Die Teilchen können dabei sowohl zum betrachteten System gehören, wie in der → kinetischen Theorie von Gasen, als auch von außen in die Substanz hineingeschossen werden, wie bei der Bremsung schneller Teilchen. Die f. W. eines Gasmoleküls ist vom Druck und von der Temperatur abhängig, sie liegt für die meisten Gase bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 20 °C in der Größenordnung von 10^{-6} bis 10^{-5} cm. Die f. W. eines Leitungselektrons in Metallen oder Halbleitern wird als diejenige Strecke definiert, auf der das Elektron im Mittel seinen vom elektrischen Feld erteilten Quasiimpuls an das Phononensystem abgegeben hat. Dabei kann das Elektron ohne weiteres mehrere Male gestreut werden, bis dieser Fall eintritt (*Kleinwinkelstreuung*). Bei reinsten Metalleinkristallen können mittlere f. W.n $\lambda \geqq 1$ cm für $T \approx 1{,}5$ K erreicht werden. In dünnen Metallschichten wird die f. W. der Elektronen wesentlich durch die Reflexionen an den Grenzflächen beeinflußt. Die entsprechende Vergrößerung der f.n W. wird durch den Begriff der *effektiven mittleren f.n W.* erfaßt. Sie kann nach Thomson mit Hilfe der Beziehung $l_{\text{eff}} = d\left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2}\ln\frac{l_0}{d}\right)$ berechnet werden. Hierin ist l_0 die mittlere f. W. der Elektronen ohne Oberflächeneffekte. Die effektive mittlere f. W. beträgt z. B. für Li 115 Å, für Na 338 Å, für Cu 424 Å, für Ag 564 Å und für Au 411 Å. Die Dicke d ist der Abstand zwischen den Grenzflächen der betrachteten dünnen, homogenen zusammenhängenden Metallschicht. Für $d \ll l_0$ erleiden die meisten Elektronen nicht mehr in erster Linie Zusammenstöße mit Restatomen, sondern vor allem mit den Grenzflächen, zwischen denen sie hin und her geworfen werden.

Für das Verständnis des komplizierten Widerstands- und Wärmeleitfähigkeitsverhaltens dünner Schichten ist die Berücksichtigung derartiger Weglängen-Effekte von Bedeutung.

frei fallender Kasten, die physikalische Realisierung eines lokalen Inertialsystems, die von A. Einstein in seinen Gedankenexperimenten zur allgemeinen Relativitätstheorie benutzt wurde.

Auf Grund der → Äquivalenz von träger und schwerer Masse fallen in einem Gravitationsfeld alle Körper gleich schnell (Galileisches Fallgesetz). Befinden sich also makroskopische Teilchen in einem im äußeren Gravitationsfeld frei fallenden, nicht rotierenden Kasten, dessen Ausdehnung so klein ist, daß man die Inhomogenitäten des Gravitationsfeldes vernachlässigen kann, so bewegen sich die Teilchen bezüglich des Kastens nicht, sofern sie mit derselben Anfangsgeschwindigkeit wie der Kasten starten. Dieser frei fallende K. mit den darin befindlichen Uhren realisiert also ein lokales → Inertialsystem, bezüglich dessen keine Gravitationskräfte auftreten. Die Gravitationskräfte werden in dem Kasten von einer entgegengesetzt gleichen Trägheitskraft kompensiert. Ein derartiges lokales Bezugssystem ist wegen der Inhomogenität aller Gravitationsfelder aber nicht über große Gebiete der Raum-Zeit-Welt ausdehnbar. Wenn ein Gravitationsfeld vorhanden ist, treten die von Punkt zu Punkt der Raum-Zeit-Welt verschiedenen, durch frei fallende Kästen realisierten lokalen Inertialsysteme an die Stelle der ausgedehnten, den ganzen Raum überdeckenden Inertialsysteme der → speziellen Relativitätstheorie.

Frei-frei-Kontinuum, → kontinuierliche Atomspektren.

Freiheitsgrad, Anzahl der frei wählbaren, voneinander unabhängigen Parameter eines physikalischen Systems, die die räumliche Lage des Systems eindeutig festlegen. Bei mechanischen Systemen werden diese Parameter als die verallgemeinerten Koordinaten $q_j = 1, \ldots, f$ eingeführt. Bei nichtholonomen Systemen (→ Bindung) bestehen noch zusätzliche Bedingungsgleichungen für die Differentiale dq_i der verallgemeinerten Koordinaten, die allerdings nicht integrabel sind und daher auch nicht zur weiteren Verringerung von f führen. Solche Systeme, z. B. ein scharfkantiges Rad auf einer Ebene, haben im Infinitesimalen weniger Freiheitsgrade als im Endlichen. Ein einzelner Massepunkt hat drei F.e der Translation (*Translationsfreiheitsgrade*). Bei einem starren Körper kommen noch drei F.e der Rotation (*Rotationsfreiheitsgrade*) hinzu. Eine kontinuierliche, nichtstarre Masseverteilung hat unendlich viele F.e; physikalische Felder haben ebenfalls unendlich viele F.e. Mehratomige Moleküle haben gewöhnlich mehr als sechs F.e; zu den Translations- und Rotationsfreiheitsgraden kommen dann noch *Schwingungsfreiheitsgrade* hinzu.

In der Thermodynamik sind F.e frei wählbare thermodynamische Parameter. Die Zahl der F.e eines thermodynamischen Systems wird durch die → Gibbssche Phasenregel bestimmt.

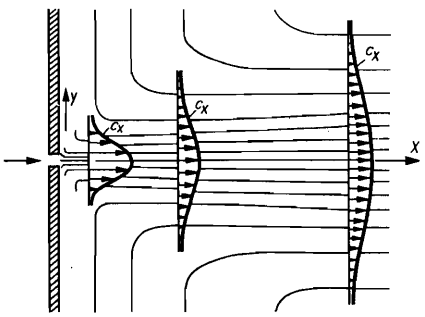
→ Einfrieren von F.en.

Freileitungen, im Freien oberirdisch verlegte blanke, d. h. unisolierte Leitungen oder Seile zur Übertragung elektrischer Energie über größere Entfernungen (*Fernleitungen* in der Elektrizitätsversorgung) oder von Signalen in der Fernsprechtechnik (*Fernmeldefreileitung*). Fernleitungen bestehen vorwiegend aus Aluminiumlegierungen, evtl. mit Stahlseele (Staluleitung). Fernmeldefreileitungen bestehen aus Kupfer oder Bronze. F. werden in dicht besiedelten Gebieten (vor allem in Städten) durch → Kabel verdrängt, obwohl sie geringere Verlegungskosten aufweisen. Das gilt verstärkt in der Fernsprechtechnik durch den Einsatz von Orts- und Fernkabeln. F. gewinnen aber wieder an Bedeutung bei Anwendung der Trägerfrequenztechnik. Bei Fernleitungen werden wegen des Skineffekts und der bei höheren Spannungen auftretenden Koronaerscheinungen Hohlleiter und bei Spannungen ab 220 kV mehrere Leiter parallel in festem Abstand zueinander (→ Bündelleiter) angeordnet. Die Leiterseile werden mit Hilfe von Isolatoren (meist Hängeisolatoren) an Querträgern der Masten (Freileitungsmasten) befestigt. Zum Einsatz kommen Holz-, Stahl- und Stahlbetonmasten, für höhere Spannungen Stahlgittermasten. Die Wirtschaftlichkeit der Verlegung hängt von der Wahl der Spannweite ab, die bei Stahl- und Stahlbetonmasten und Hochspannung 250 bis 300 m beträgt. Zum Schutz gegen atmosphärische Entladungen

wird über den spannungsführenden Leitungen ein *Erdseil* geführt.

Freistrahl, der Strahl, der sich beim → Ausströmen von Flüssigkeiten oder Gasen aus einer Düse gebildet. Mit Ausnahme sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeiten ist der F. kurz nach dem Austritt voll turbulent.

1) *F. im Unterschallbereich.* Dünne Flüssigkeitsstrahlen zerfallen in Luft bei kleinen Geschwindigkeiten infolge der Oberflächenspannungen in Tropfen. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten kommt es zum Zerwellen und dann zum Zerschmettern des Strahles, wobei durch starke → Turbulenz der Strahl völlig aufgelöst wird. An der Oberfläche dicker Wasserstrahlen bilden sich kleine Wellen, von deren Kronen Tropfen abgerissen werden, bis der Strahl in Regen zerfällt. Ist der Dichteunterschied zwischen dem Medium des Strahles und der ruhenden Umgebung gering, so vermischt sich der F. teilweise mit dem umgebenden Medium. Er reißt ruhendes Medium mit und verbreitert sich dadurch stromabwärts unter gleichzeitiger Abnahme der Geschwindigkeit (Abb.).



Stromlinien und Geschwindigkeitsverteilung im Freistrahl

Die Geschwindigkeitsprofile $c_x(x, y)$ sind zueinander affin. Obwohl die vom F. beförderte Menge zunimmt, bleibt sein Gesamtimpuls konstant.

Der F. kann mit Hilfe der Grenzschichttheorie (→ Grenzschicht) berechnet werden, wobei im turbulenten Fall der Mischungswegansatz (→ Mischungsweg) verwendet wird. Die Breite b des turbulenten Strahles ist proportional zur Lauflänge x. Im laminaren Bereich gilt für den ebenen Strahl $b \sim x^{2/3}$, für den runden jedoch ebenfalls $b \sim x$.

Der Zerfall der Flüssigkeitsstrahlen ist von Bedeutung für Zerstäubungsprobleme; die Mischungsvorgänge bei Gasstrahlen sind sehr wichtig für die Verbrennung.

Bei → Grenzschichtablösung bildet sich ein halbseitig freier Strahl aus. Die freie Strahlgrenze ist die Trennungsfläche zwischen gesunder Strömung und Totwasser.

Unter Vernachlässigung der Reibungseinflüsse können unzerfallene F.en als Potentialströmungen behandelt werden. Dem F. wird der konstante Druck der ruhenden Umgebung aufgeprägt. Nach der → Bernoullischen Gleichung ist damit auch die Geschwindigkeit im Strahl konstant. Trifft der Strahl auf Hindernisse, so sind Druck und Geschwindigkeit nur am freien Strahlrand konstant. Die Reaktionskräfte können mit dem → Impulssatz der Strömungslehre ermittelt werden. Besonders geeignet zur Berechnung der ebenen F.en ist die Hodographenmethode (→ komplexe Methoden der Strömungslehre), da der Hodograph der Strahlgrenze einen Kreis bildet. Die Form der Strahlgrenze, die sich beim senkrechten Auftreffen eines runden F.es auf eine Platte ausbildet, wird vorteilhaft als Umlenkkontur von der axialen in die radiale Strömungsrichtung verwendet.

2) *F. im Überschallbereich,* → Düse.

Fremdatome, → Verunreinigungen in Festkörpern.

Fremderregung, → Erregung.

fremde Teilchen, → Hyperonen, → Kaon.

Fremdheitsquantenzahl, svw. Strangeness.

Fremdionisation, → Dunkelentladung.

Fremdkörpertheorie, → Wandverschiebung.

Fremdleitfähigkeit, bei Halbleitern → Halbleiter, bei Ionenkristallen → Ionenleitfähigkeit.

Fremdstörstelle, → Störstelle.

Frenetsche Formeln, → Raumkurve.

Frenkel-Defekt, → Eigenfehlstellen.

Frenkel-Exziton, → Exziton.

Frenkel-Fehlordnung, → Eigenfehlstellen.

Frenkel-Gleichung, → Verweilzeit.

Frequenz, *Schwingungszahl,* ν oder f, die Anzahl der vollen Schwingungen während einer geeigneten Zeiteinheit, normalerweise einer Sekunde, einer zeitlich sinusförmig verlaufenden Schwingung. Einheit der F. ist das → Hertz (Hz), im angelsächsischen Raum bis vor einiger Zeit cycle per second (c oder cps). Die mit Hilfe

Tab. 1. Bezeichnung der Frequenzbereiche laut VO Funk, Genf 1959

Bereich Nr.	Frequenzbereich (untere Grenze ausschließlich obere Grenze einschließlich)	Wellenlänge	deutsche Bezeichnung	englische Bezeichnung
4	3···30 kHz	10···100 km	Myriameterwellen oder Längstwellen	VLF (very low frequency)
5	30···300 kHz	1···10 km	Kilometerwellen, früher Langwellen (LW)	LF (low frequency)
6	300···3000 kHz	100···1000 m	Hektometerwellen, früher Mittelwellen (MW)	MF (medium frequency)
7	3···30 MHz	10···100 m	Dekameterwellen, früher Kurzwellen (KW)	HF (high frequency)
8	30···300 MHz	1···10 m	Meterwellen, früher Ultrakurzwellen (UKW)	VHF (very high frequency)
9	300···3000 MHz	10···100 cm	Dezimeterwellen	UHF (ultra high frequency)
10	3···30 GHz	1···10 cm	Zentimeterwellen	SHF (super high frequency)
11	30···300 GHz	1···10 mm	Millimeterwellen	EHF (extremely high frequency)

elektrotechnischer Mittel (Sender, Oszillatoren) erzeugten elektromagnetischen Wellen, früher als Hertzsche Wellen bezeichnet, werden in verschiedene Frequenzbereiche eingeteilt (Tab. 1). Diese überlappen sich teilweise mit den von angeregten Molekülen oder Atomen ausgesandten elektromagnetischen Wellen. Während man die Hertzschen Wellen bis zu einer Wellenlänge von 0,1 mm rechnet, haben die Ultrarotwellen Wellenlängen von weniger als 0,34 mm.

Neben der in der Tabelle angeführten Einteilung in die verschiedenen Frequenzbereiche ist noch die Bezeichnung *Hochfrequenz*, abg. HF, für alle F.en über etwa 30 kHz und *Tonfrequenz* oder *Niederfrequenz*, abg. NF, für alle F.en von 16 Hz bis 20 kHz üblich.

Als Mikrowellen können im weitesten Sinne des Wortes alle elektromagnetischen Wellen mit einer Wellenlänge von weniger als 100 cm bezeichnet werden, d. h. ab Bereich Nr. 9. Bei den Mikrowellen ist eine Einteilung in Mikrowellenbänder gebräuchlich (s. Tab. 2).

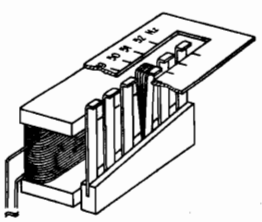
Tab. 2: Einteilung der Mikrowellen in verschiedene Frequenzbereiche (Bänder) mit der in Europa üblichen Bezeichnungsweise. (In den USA ist eine teilweise davon abweichende Bezeichnungsweise gebräuchlich.)

Frequenzbereich	mittlere Wellenlänge	Bandbezeichnung
1,12··· 1,70 GHz	25 cm	L-Band
1,45··· 2,20 GHz	17 cm	D-Band
2,60··· 3,95 GHz	10 cm	S-Band
3,30··· 4,90 GHz	7,5 cm	A-Band
3,95··· 5,85 GHz	6 cm	G-Band
4,50··· 7,29 GHz	5 cm	C-Band
5,85··· 8,20 GHz	4,5 cm	J-Band
7,05··· 10,0 GHz	3,5 cm	H-Band
8,20··· 12,4 GHz	3 cm	X-Band
9,80··· 15,0 GHz	2,5 cm	M-Band
12,4 ··· 18,0 GHz	2 cm	P-Band
18,0 ··· 26 GHz	1,25 cm	K-Band
26,5 ··· 40,0 GHz	8 mm	Q-Band
60,0 ··· 90,0 GHz	4 mm	E-Band
110 ···170 GHz	2 mm	B-Band

Frequenzbereich, → Frequenz.

Frequenzdiversity, → Mehrfachempfang.

Frequenzmesser, ein elektrisches Meßinstrument oder Meßgerät zum Messen der Frequenz von Wechselströmen. Man unterscheidet verschiedene Ausführungen. Bei den *Zungenfrequenzmessern* (Abb.) bringt ein durch einen



Zungenfrequenzmesser

Elektromagneten hervorgerufenes Wechselfeld eine Reihe von Stahlzungen verschiedener Eigenfrequenz in Schwingungen. Stimmt die Eigenfrequenz einer Stahlzunge mit der Frequenz des Wechselfeldes überein, so entsteht Resonanz. Dabei wird die Schwingungsbreite der Stahlzunge so groß, daß sie leicht sichtbar wird und damit die Frequenz des Wechselstromes anzeigt. Es können nur einzelne, durch die Stahlzungen festgelegte Frequenzen ermittelt werden. Mit *Zeigerfrequenzmessern* ist eine durchgehende Anzeige der Frequenz möglich. In einem → Quotientenmeßinstrument wird der Strom durch einen ohmschen Widerstand mit dem Strom durch ein frequenzabhängiges Element, z. B. einen Kondensator, verglichen. Die *Resonanzfrequenzmesser* besitzen abstimmbare elektrische Schwingkreise bzw. bei Höchstfrequenzen abstimmbare Lecherleitungen oder Topfkreise. Die daran im Resonanzfall auftretende Spannungsüberhöhung wird mit einem → Spitzenspannungsmesser zur Anzeige gebracht. *Präzisionsfrequenzmesser* vergleichen die zu messende Frequenz mit der Frequenz sehr konstanter Quarzsender. *Zählfrequenzmesser* ermöglichen ebenfalls sehr genaue Messungen. Die Schwingungen werden zu Impulsen umgeformt, die für eine mit Quarzgenauigkeit vorgebbare Zeitdauer mittels einer elektronischen → Zähldekade ausgezählt werden.

Um die Frequenz akustischer und mechanischer Schwingungen festzustellen, wandelt man diese vielfach in elektrische Schwingungen um und mißt dann deren Frequenzen.

Frequenzmodulation, → Modulation.

Frequenzsteuerung, die Steuerung der Drehzahl von Drehstrommotoren, vor allem von Asynchronmotoren, durch Änderung der Primärfrequenz. Die Frequenz wird mit Frequenzumformern geändert. Mit der Frequenz ändert sich proportional die Drehzahl des Drehfelds und damit auch die Drehzahl des Läufers der Asynchronmaschine, wobei das Nebenschlußverhalten erhalten bleibt.

Frequenzteilung, → Mischung 2).

Frequenzumsetzung, svw. Mischung 2).

Frequenzuntersetzung, → Mischung 2).

Frequenzverdopplung, Sonderfall der Frequenzvervielfachung (→ Mischung 2), bei dem die erzeugte Frequenz gerade das doppelte der Grundfrequenz beträgt.

Frequenzvervielfachung, → Mischung 2).

Frequenzwandler, → Umformer.

Frequenzwandlung, svw. Mischung 2).

Fresnel-Beugung, → Beugung.

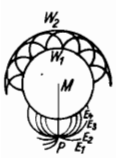
Fresnel-Integral, → Beugung.

Fresnelsche Formeln, → Reflexion.

Fresnelscher Spiegelversuch, der historische Versuch (1816) zum Nachweis der Interferenz des Lichtes. Zwei Planspiegel, die nahezu einen Winkel von 180° zueinander bilden, entwerfen je ein virtuelles Bild einer punktförmigen Lichtquelle. Die beiden Strahlenbündel, die von diesen Bildern ausgehend gedacht werden, überlagern sich im Raum und verursachen eine nicht lokalisierbare Interferenzerscheinung, die auf einem weißen Schirm sichtbar gemacht werden kann.

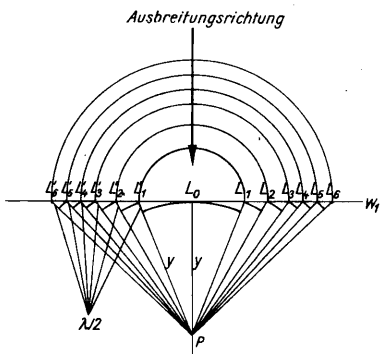
Fresnelsches Ellipsoid, → Kristalloptik.

Fresnelsche Zonen, aus der Verbindung von Huygensschem Prinzip und Interferenzprinzip geschaffenes konstruktives Hilfsmittel (z. B. flächengleiche Kreisringe) zur Bestimmung des Schwingungszustandes vorwiegend des Lichtes der Wellenlänge λ im Aufpunkt P vor einer Wellenfront (Abb. 1). Dieser Zustand wird durch alle von der Wellenfront W_1 ausgehenden Huy-



1 Fresnelsche Zonen

gensschen Elementarwellen E_1, E_2, E_3, ... bedingt und ist nach dem Interferenzprinzip durch Superposition all der Schwingungszustände erhältlich, die P als Punkt jeder einzelnen Elementarwelle in einem bestimmten Zeitpunkt hat, d. h. die Schwingungszustände des Aufpunktes P müssen für alle Elementarwellen (vektoriell) addiert werden. Das ist exakt nur mit Hilfe der Integralrechnung möglich und sehr aufwendig. Durch die Einteilung in F. Z. (s. Abb. 2) ist eine (genäherte) konstruktive Lösung dieses Problems in vereinfachter Form durchführbar und zwar mit der Vereinfachung, daß der Mittelpunkt M der ursprünglichen Welle so weit von W_1 entfernt sei, daß W_1 als gerade Linie aufgefaßt werde, d. h., W_1 repräsentiere eine ebene Wellenfront. Auf optischem Gebiet bedeutet diese Vereinfachung lediglich die Beschränkung auf *parallele* Lichtstrahlen. Gemäß Abb. 2 befindet sich P im Abstand y vor W_1. Das Lot PL_0 von P auf W_1 hat den Fußpunkt L_0. Die Strecken PL_i von P bis zum Schnitt mit W_1 haben die Längen $PL_i = PL_i' = y + i\lambda/2$ ($i = 0, 1, 2, 3, \ldots$), so daß jeder Punkt L_1, L_2, L_3, ... bzw. L_1', L_2', L_3', ... um eine halbe Wellenlänge weiter von P entfernt ist als jeder vorhergehende. Die Gesamtheit der Strecken PL_i und PL_i' bilden Kegelmäntel, deren Spuren Kreise auf der ebenen Wellenfront ausschneiden, die in Abb. 2 als Halbkreise $\overset{\frown}{L_iL_i'}$ erscheinen, die senkrecht zur Zeichenebene um W_1 geklappt zu denken sind. Aus der Abb. 2 folgt der 1. Radius $L_0L_1 = L_0L_1' = r_1$ (im rechtwinkligen Dreieck PL_0L_1 bzw. PL_0L_1') zu $r_1^2 = (y + \lambda/2)^2 - y^2 = y\lambda + \lambda^2/4$. Im Falle einer Lichtwelle gilt offenbar $\lambda \ll y$, so daß auch $\lambda^2/4 \ll y\lambda$ ist und in guter Näherung $r_1 = \sqrt{y\lambda}$ gilt. Für den n-ten Radius $r_n^2 = (y + n\lambda/2)^2 - y^2$ ergibt sich (unter der äquivalenten Voraussetzung $n\lambda \ll y$) $L_0L_n = L_0L_n' = r_n = \sqrt{ny\lambda}$. Daraus folgt für die Kreisflächen $F_j = \pi r_j^2 = \pi jy\lambda$ ($j = 1, \ldots, n$). Die von den Kreisanfängen berandeten Kreisringe haben alle den gleichen Flächeninhalt $F_j - F_{j-1} = [j - (j-1)]\,\pi y\lambda = \pi y\lambda$. Diese flächengleichen



2 Fresnelsche Zonen

Kreisringe heißen F. Z. und haben wegen ihrer gleichen Flächeninhalte gleich viele Erregungszentren, so daß von einer Fresnelschen Zone gleich viele Elementarwellen ausgehen. Da jeder Kreis um $\lambda/2$ weiter von P entfernt ist, entspricht jedem Punkt der j-ten Zone ein Punkt der folgenden Zone, von denen jeweils Schwingungen entgegengesetzter Phase ausgehen, so daß sich die geradzahligen mit den ungeradzahligen Zonen im Aufpunkt P paarweise auslöschen würden, wenn nicht die Amplitude der Elementarwellen bei ihrer Ausbreitung abnehmen würde. Die Schwingungsweite einer Welle ist gleich dem arithmetischen Mittel der Schwingungsweiten zweier unmittelbar benachbarter Wellen. Das bedeutet, daß die Wirkung aller Elementarwellen einer Fresnelschen Zone durch die Wirkung bzw. Erregung der beiden Hälften der jeweils benachbarten Zonen aufgehoben wird. Wenn w_j die Wirkung bzw. Erregung der j-ten Zone ist, so ergibt sich die Gesamtwirkung w aller Zonen der unbegrenzten ebenen Welle W_1 im Aufpunkt P zu $w = w_1 - w_2 + w_3 - w_4 + w_5 - w_6 + - \cdots$ bzw. identisch umgeformt $w = \frac{1}{2}w_1 + (\frac{1}{2}w_1 - w_2 + \frac{1}{2}w_3) + (\frac{1}{2}w_3 - w_4 + \frac{1}{2}w_5) + \cdots$. Da die Klammerausdrücke wegen der arithmetischen Amplitudenabnahme (s. o.) sämtlich Null werden, vereinfacht sich die Gesamtwirkung w der ebenen Welle im Aufpunkt P zu $w = \frac{1}{2}w_1$, d. h., alle von einer (unendlich ausgedehnten) ebenen Wellenfront ausgehenden Elementarwellen wirken im vor ihr liegenden Aufpunkt P wie die *Hälfte* der ersten Fresnelschen Zone, die den Pol L_0 des Aufpunktes P umgibt.

Diese *Fresnelsche Zonenkonstruktion* wird auch auf Beugungserscheinungen z. B. zur Bestimmung der von einer punktförmigen Lichtquelle ausgehenden Intensitätsverteilung hinter einem Schirm angewandt (→ Beugung).

Lit. Grimsehl: Lehrb. der Physik, Bd III, Leipzig 1962.

Fresnelsche Zonenfigur, → Holographie.

Fresnelsche Zonenkonstruktion, → Fresnelsche Zonen, → Beugung.

Friedel-Oszillationen, die Oszillationen eines Potentials, das durch Leitungselektronen in Metallen abgeschirmt wird. Ein abgeschirmtes kugelsymmetrisches Potential (→ Abschirmung) klingt in größerem Abstand r vom Zentrum wie r^{-3} ab und oszilliert proportional zu $\cos(2k_Fr)$, wobei k_F die Fermi-Wellenzahl ist. Die F.-O. verursachen beispielsweise eine langreichweitige Wechselwirkung zwischen den Ionen in Metallen. Sie beruhen auf der Fermi-Verteilung der Leitungselektronen, nach der im Grundzustand die Fermi-Fläche mit dem Durchmesser $2k_F$ eine scharfe Grenze zwischen den besetzten und unbesetzten Elektronenzuständen im Wellenzahlraum darstellt.

Friedelsche Regel, besagt, daß für die integrale Intensität $I(hkl)$ der Röntgenreflexe $I(hkl) = I(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ gilt. Dabei bedeuten hkl die Braggschen Indizes, $\bar{h}$ steht für $-h$ usw. Die F. R ist nur dann gültig, wenn die anomale Streuung der Röntgenstrahlen (→ Atomformfaktor) vernachlässigt werden kann.

Friedmann-Kosmos, → Kosmos.

Friedmannsche Gleichung, → Newtonsche Kosmologie.

Frigistor, svw. Halbleiterkühlelement.

frigorie, Tabelle 2, Arbeit.

Frigorimeter, Gerät zur Bestimmung der → Abkühlungsgröße. Eine Kupferkugel wird elektrisch konstant auf einer Temperatur von 37 °C

gehalten und durch Messung des Heizstromes die Abkühlungsgröße ermittelt.

Froissart-Schranke, → analytische S-Matrix-Theorie.

Front, in der Meteorologie im weiteren Sinne schmale Übergangszone zwischen zwei Luftmassen, die mathematisch in erster Näherung als Grenzfläche behandelt werden kann, im engeren Sinne auch die Schnittlinie dieser Grenzfläche mit der Erdoberfläche. Je nachdem, ob die kältere Luftmasse dabei die wärmere zurückdrängt oder umgekehrt, unterscheidet man *Kaltfront* und *Warmfront*. Durch Vereinigung der nachfolgenden Kaltfront mit der voraus ziehenden Warmfront einer → Zyklone entsteht die *Okklusionsfront*, auch *Okklusion* genannt.

F.en sind Zonen verstärkter Vertikalbewegung der Luft und damit charakteristischer Wolkenbildungen und Wettererscheinungen (Niederschläge, Böen, Windsprünge u. a.).

Froudezahl, Fr, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Trägheitskraft zu Schwerkraft in Strömungen: $Fr = c/\sqrt{g \cdot l}$; dabei ist c die Strömungsgeschwindigkeit, g die Erdbeschleunigung, l die charakteristische Länge. Die F. ist von Bedeutung für die sich bei Strömungen mit freier Oberfläche ausbildenden Wellensysteme und Schwebeteilchen in Strömungen.

F-Schicht, → Ionosphäre.

FSD, → Auswertung von Aufnahmen.

ft, Tabelle 2, Länge.

ft · la, Tabelle 2, Leuchtdichte.

ft · lbf, Tabelle 2, Arbeit.

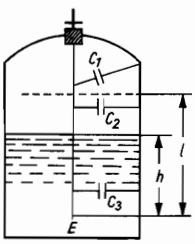
ft · pdl, Tabelle 2, Arbeit.

ft · tonf, Tabelle 2, Arbeit.

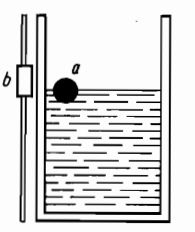
ft-Wert, → radioaktiver Zerfall.

Fuchs-Wadsworth-Prisma, → Dispersionsprisma.

Fugazität, *Flüchtigkeit*, fiktiver (angenommener), nicht manometrisch meßbarer Druck, der eingeführt wurde, um die für ideale Gase und ideale Mischungen bzw. Lösungen abgeleiteten Beziehungen, in denen die Partialdrücke der Komponenten auftreten, der Form nach für nichtideales Verhalten beizubehalten. Der Partialdruck p_i der Komponente i wird ersetzt durch die F. p_i', für die gilt $p_i' = f_i \cdot p_i$. Hierbei ist f_i der *Fugazitätskoeffizient*. Bei nahezu idealem Verhalten ist f_i wenig von 1 verschieden. → Massenwirkungsgesetz.



1 Kapazitives Füllstandsmeßgerät. *E* Elektrode, C_1 konstante Kapazität, C_2 Kapazität im leeren Behälterteil, C_3 Kapazität im gefüllten Behälterteil, *h* Füllhöhe, *l* Meßlänge



2 Füllstandsmessung mit radioaktiver Strahlung. *a* im Schwimmer angeordnetes radioaktives Präparat (z. B. ^{60}Co), *b* verschiebbar angeordnetes Zählrohr

Fühlhebel, Meßgeräte nach Art der Feinzeiger mit einem Meßbolzen als messendes Organ. Bei *mechanischen F.n* wird der Weg des Meßbolzens durch Hebelübersetzung vergrößert und auf eine Anzeigeeinrichtung übertragen. Dazu werden meist Kurbelgetriebe benutzt, bei denen das Gelenk am Meßbolzen durch eine Feder ersetzt wird. Der Meßbolzen kann aber auch mit einer Meßschneide unmittelbar auf eine Fläche in der Axialebene der Zeigerwelle wirken, oder das Getriebe hat direkte Schneidenlagerung (*Schneidenfühlhebel*). Die Übertragung des Meßbolzenweges auf die Anzeigeeinrichtung kann auch mittels Hebel, Zahnsegment und Ritzel erfolgen. Neuerdings werden auch *Torsionsfühlhebel* gebaut, bei denen der Hebel durch Torsionsfedern ersetzt ist. Der Weg des Meßbolzens wird durch einen ungleicharmigen Winkelhebel auf ein Torsionsband übertragen. Durch Hintereinanderschalten mehrerer ungleicharmiger Hebel läßt sich die Übersetzung noch vergrößern. Mechanische F. dienen häufig als Meßelement in Meßgeräten, wie Fühlhebelmeßschrauben, Zahnweiten-Fühlhebelmeßschrauben u. ä., oder als Meßkraftanzeigegerät. Ihr Skalenwert beträgt bei 10 mm Länge des kurzen Hebelarms 0,1 mm, bei Schneidenlagerung bis 1 μm.

Bei *optischen F.n* bewirkt das Verschieben des Meßbolzens die Kippung eines Spiegels, der eine Lichtmarke auf eine Skale abbildet. Die Verschiebung wird unmittelbar an der Skale abgelesen. Optische F. finden als Zusatzeinrichtung bei Optimetern, Werkzeug- und Universalmeßmikroskopen Anwendung, z. B. zum Messen von Bohrungen. Ihr Skalenwert und die Meßunsicherheit betragen 1 μm, der Anzeigebereich 100 bis 200 μm.

Führungsfeld, bei Teilchenbeschleunigern das magnetische Feld, das die zu beschleunigenden Teilchen durch die Lorentz-Kraft auf der Sollbahn hält und sie bei kleinen Abweichungen auf diese zurücklenkt (→ Betatronschwingungen). Das F. eines zyklischen Beschleunigers muß der Steenbeck-Bedingung gleichen (→ Fokussierung).

Führungskraft, svw. Zwangskraft.

Führungswelle, → verborgene Parameter.

Führungszentrum, Zentrum der → Gyration eines geladenen Teilchens im Magnetfeld. In den Fällen, in denen die Gyrationsfrequenz (→ Gyration) eines Teilchens im Magnetfeld sehr viel größer ist als alle anderen auftretenden Frequenzen, kann bei der Beschreibung der Bewegung des Teilchens die Gyrationsbewegung von den anderen Bewegungen abgespaltet werden. Diese Bewegungen werden dann durch die Bewegung des Mittelpunktes der Gyrationsbewegung, des F.s, beschrieben, → Orbittheorie.

Füllfaktor, das Verhältnis von Massendicke zu optisch wirksamer Dicke von Aufdampfschichten. Der F. dient in der Optik dünner Schichten zur Charakterisierung von Schichtstrukturen und Schichtwachstumsvorgängen in verschiedenen Wachstumsstadien.

Füllstandsmessung, die Ermittlung der Standhöhe von Meßgut in Behältern. Das anzuwendende Verfahren hängt im allgemeinen von dem Meßgut ab. Die einfachsten Messungen von Flüssigkeiten werden mit Pegel, Standglas und Schwimmer vorgenommen, wobei deren Stand im allgemeinen auf Anzeigeeinrichtungen übertragen wird. Bei großen Lagerbehältern werden z. T. auch noch Peilstäbe und Meßbänder verwendet. Mittels eines in den Behälter eingeblasenen Gases kann eine *manometrische F.* vorgenommen werden, wobei die Druckänderung in einer Meßwarte beobachtet werden kann. Die *kapazitive F.* wird mittels an der Behälterwand angebrachter Elektroden vorgenommen. Diese bilden mit der Wand einen Kondensator als Umformer, dessen Kapazität mit der Füllhöhe steigt (Abb. 1). *Radiometrische Verfahren* sind zur F. aller Arten von Meßgut geeignet. Dabei wird auf einer Seite des Behälters ein radioaktiver Gammastrahler und auf der anderen ein Zählrohr angebracht (Abb. 2). Bei unterschiedlicher Impulsrate kann in Abhängigkeit vom Pegel eine Strahlenschranke als Meßgerät dienen.

Fundamentalabstand, Temperaturunterschied zwischen zwei *Fundamentalpunkten*, d. s. Fixpunkte, z. B. Fließ- bzw. Schmelzpunkt des Eises und Koch- bzw. Siedepunkt des Wassers. Der F. wird bei empirischer Temperatureichung verwendet (→ Temperaturskala).

Fundamentalfrequenz, → lineare mechanische Schwingungen.

Fundamentalkonstanten, → Vakuumkonstanten.

Fundamentalpunkt, → Temperaturskala.

Fundamentalschwingung, → lineare mechanische Schwingungen.

Fundamentalserie, → Atomspektren.

fünfdimensionale Relativitätstheorie, *projektive Relativitätstheorie*, Formulierung der → Einstein-Maxwellschen Gleichungen für das Vakuum mit geometrischen Größen eines speziellen fünfdimensionalen Riemannschen Raums mit dem metrischen Fundamentaltensor g_{ab} (a und b laufen von 0···4). Dabei werden die Komponenten des vierdimensionalen metrischen Fundamentaltensors $\overset{4}{g}_{\mu\nu}$ (griechische Indizes laufen von 0···3) und die Komponenten des elektromagnetischen Viererpotentials φ_μ (→ Relativitätselektrodynamik) mit bestimmten Komponenten von g_{ab} identifiziert.

Da physikalische Felder nur von den Raum-Zeit-Koordinaten x^μ abhängen, wird in dem fünfdimensionalen Riemannschen Raum die Existenz von Koordinatensystemen gefordert, in denen g_{ab} nur von x^μ und nicht von x^4 abhängt. Mathematisch bedeutet das die Forderung der Existenz eines Killing-Vektors ξ^a (→ Bewegungsgruppe), der in diesen Koordinatensystemen die Form $\xi^a = \delta^a_4$ hat, wobei δ^b_a das → Kronecker-Symbol ist.

In der Einstein-Maxwellschen Theorie ist die Ausbreitung einer Wellenfront $\omega(x^\mu) = 0$ von fundamentaler Bedeutung. Sie wird durch die Gleichung $g^{\mu\nu}\dfrac{\partial\omega}{\partial x^\mu}\cdot\dfrac{\partial\omega}{\partial x^\nu} = 0$ beschrieben. Daher sind die $g^{\mu\nu}$ als primäre Größen zu betrachten, und die Metrik des vierdimensionalen Raumes wird aus der Gleichung $g^{\mu\nu}\overset{4}{g}_{\nu\varrho} = \delta^\mu_\varrho$ bestimmt. Es ergibt sich $\overset{4}{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - g_{\mu 4}g_{\nu 4}/g_{44}$. Das elektromagnetische Viererpotential φ_μ wird mit $g_{4\mu}/g_{44}$ identifiziert.

Der symmetrische Tensor g_{ab} hat 15 unabhängige Komponenten. Dagegen liefern das elektromagnetische Viererpotential und der vierdimensionale metrische Tensor nur 14 Komponenten. Um zu einer mit der Einstein-Maxwellschen Theorie identischen Theorie zu kommen, setzt man $g_{44} = 1$. Eine fünfdimensionale Riemannsche Mannigfaltigkeit mit einem Killing-Vektor ist mathematisch einer vierdimensionalen projektiven Mannigfaltigkeit mit den homogenen Koordinaten X^a äquivalent.

Zwischen den Raum-Zeit-Koordinaten x^μ und den homogenen Koordinaten X^a besteht die Beziehung $x^\mu = X^\mu/X^0$, die auch in der Form $x^\mu, {}_a X^a = 0$ geschrieben werden kann, wenn dabei „ $,_a$ “ die Vorschrift $\partial/\partial X^a$ bedeutet. Diese Beziehung ist nur gegen solche Transformationen der homogenen Koordinaten invariant, die die Bedingung $\bar{X}^a = \bar{X}^a, {}_b X^b$ erfüllen. Die so beschränkte Gruppe von Transformationen der homogenen Koordinaten ist der Gruppe der vierdimensionalen Koordinatentransformationen und der → Eichtransformationen des Viererpotentials isomorph.

Eine Erweiterung der f.n R. ist die → Jordansche Theorie.

Funkeleffekt, → Rauschen II, 2c.

Funkelrauschen, → Rauschen II, 2c.

Funkenentladung, sehr kurzzeitige Bogenentladung, deren Feldstärke bei fester Spannung durch Entfernen der Entladungselektroden absinkt oder deren Spannung wegen mangelnder Stromergiebigkeit des Versorgungsgerätes unter die notwendige Brennspannung sinkt. Wegen der in kurzer Zeit umgesetzten großen Energiebeträge sind die F.en intensive Strahlungsquellen im ultravioletten Spektralbereich.

Funkenerosion, modernes Verfahren der Feinbearbeitung von metallischen Werkstücken, bei dem die Metallabtragung oder Erosion durch wiederholt wirkende kurzzeitige Funkenentladungen herbeigeführt wird.

Funkeninduktor, ein Transformator zum Erzeugen kräftiger Funkenentladungen. Durch einen Wagnerschen Hammer wird der Strom, der die aus wenigen Windungen eines dicken Drahtes bestehende Primärwicklung durchfließt, unterbrochen, so daß in der Sekundärspule mit hoher Windungszahl hohe Spannungsimpulse auftreten. Der F. wird nur noch für Experimentierzwecke verwendet.

Funkenkammer, eine → Gasspurkammer.

Funkensender, ältester von H. Hertz für seine Experimente zur drahtlosen Übertragung elektromagnetischer Wellen verwendeter Sender, der aus einem Funkenerzeuger (Funkeninduktor o. ä.) mit einer offenen Funkenstrecke besteht, zu der parallel ein L-C-Schwingkreis geschaltet ist. Infolge des Funkenübergangs zwischen den Polen der Funkenstrecke wird der Schwingkreis periodisch erregt, so daß gedämpfte Schwingungen entsprechend den Daten des Schwingkreises entstehen. Die Funkenfolgefrequenz bestimmt die Folgefrequenz der gedämpften Schwingungsstöße. Hat die Funkenfolgefrequenz Werte im Tongebiet, so wird im Empfänger ein Ton mit einer der Funkenfolgefrequenz entsprechenden Höhe hörbar. Max Wien entwickelte den F. zum Löschfunkensender (→ Löschfunken) weiter.

Funkenspektrum, → Atomspektren.

Funknavigation, Verfahren zur Führung eines Objektes in der Ebene (Schiffahrt) oder im Raum (Luft-, Raumfahrt) von einem Ausgangspunkt nach einem vorgegebenen Zielpunkt mit funktechnischen Mitteln, wobei meist bestimmte Bahnen und Zeiten einzuhalten sind. Die F. wird vor allem in der Luft- und Raumfahrt angewandt, sie benutzt dazu Bord- und Bodenanlagen in Verbindung mit Rechengeräten und Anzeigeeinrichtungen. Die in der Luftfahrt zur Anwendung kommenden Navigationsverfahren lassen sich einteilen in Verfahren für die Streckennavigation und für die Anflugnavigation.

1) Verfahren für die Streckennavigation. Die Streckennavigation ist im wesentlichen ein Navigationsproblem in der Ebene, da die Flughöhe meist über längere Zeitabschnitte konstant bleibt und durch Höhenmesser verhältnismäßig leicht kontrolliert werden kann. Die folgenden Betrachtungen beschränken sich

daher auf die Navigation in der Horizontalebene. Die Streckennavigation erfolgt je nach Art der zur Verfügung stehenden Daten nach einer der folgenden Methoden:

a) *Punktweise Kontrolle mit Hilfe diskontinuierlicher Ortungen.* Die in im allgemeinen unterschiedlichen Abständen durchzuführenden Funkortungen liefern Standortkoordinaten, die mit den Koordinaten des vorgegebenen Flugweges verglichen werden.

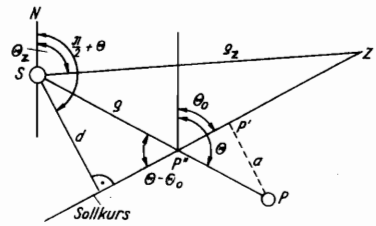
b) *Kontinuierliche Kontrolle mit Hilfe kontinuierlicher Anzeige.* Verwendet werden beispielsweise Flugwegschreiber, bei denen ein gesteuerter Schreibgriffel auf eine Navigationskarte kontinuierlich den momentanen Standort markiert. Die Summe der Markierungen ergibt eine Linie, die den zurückgelegten Flugweg auf der Karte anzeigt, so daß eine kontinuierliche Kontrolle möglich ist.

c) *Kontinuierliche Angabe von Kommandodaten.* Dazu gehört beispielsweise der Links-Rechts-Ausschlag von Zeigerinstrumenten. Dabei bedeutet Ausschlag nach links „Steuere nach links" und Ausschlag nach rechts „Steuere nach rechts". Es sind zwei verschiedene Formen möglich: Der Flugweg verläuft längs einer Standlinie (Standlinienflug), → Funkortung; der Flugweg verläuft mit frei wählbaren Kursen in einer Fläche.

Die unter a) und b) angegebenen Methoden benutzen die von *Funkortungssystemen* (→ Funkortung) gelieferten Ortungsergebnisse. Der Nachteil dieser Verfahren liegt darin, daß die optisch oder graphisch dargestellten Ergebnisse nur zur Überprüfung dienen und somit erst interpretiert werden müssen. Für eine allen Anforderungen genügende Streckennavigation müssen ständig folgende Daten zur Verfügung stehen: Zu fliegender Kurs, Kursablage, geflogene und noch zu fliegende Strecke, Abdriftwinkel, Koordinaten des momentanen Standortes, wobei beliebige Start- und Zielorte innerhalb einer Fläche wählbar sein müssen. Die Aufgabe ist nur mit Hilfe von Bord-Navigationsrechnern lösbar, diese Rechner werden auch als Navigationsautomaten bezeichnet. Zur Zeit kommen in der Luftfahrt Rechner zur Anwendung, denen die von Funkortungssystemen gelieferten Ortungsdaten zugeführt werden. Damit wird die unter c) angegebene Methode erreicht.

Als Funkortungssysteme werden bevorzugt solche benutzt, die mit Polarkoordinaten arbeiten, z. B. VOR, TACAN, VOR-DME, oder mit Hyperbelkoordinaten, z. B. DECCA, DECTRA, OMEGA. Man unterscheidet dementsprechend zwischen Polarkoordinaten- und Hyperbelkoordinatensystemen.

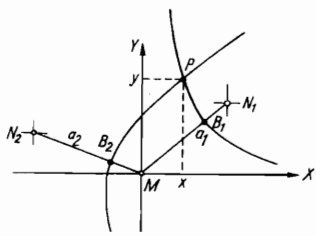
Polarkoordinaten-Ortungssysteme. Die für die Navigation wichtigste Information ist die Kursablage gegenüber dem zu fliegenden Kurs, um das Ziel zu erreichen. Die Funktion des Rechners beruht auf den in Abb. 1 dargestellten Beziehungen. Die Polarkoordinaten Azimut Θ und Entfernung ϱ werden dabei kontinuierlich vom Bordfunkgerät im Zusammenwirken mit der Bodenfunkstation ermittelt und direkt dem Rechner eingegeben. Der Sollkurs Θ_0 und der kürzeste Abstand d zur Bodenfunkstation S müssen vor Beginn des Fluges am Rechner manuell eingestellt werden. Die Ablage a vom



1 Kursdiagramm für Polarkoordinaten-Navigationsrechner. *S* Bodenfunkstation, *P* momentaner Standort des Luftfahrzeuges, *Z* Zielort

Sollkurs ist gleich $a = \varrho \sin(\Theta - \Theta_0) - d$. Die übrigen Navigationsdaten können auf Grund der eingestellten Koordinaten des Start- und Zielortes vom Rechner relativ leicht bestimmt werden.

Hyperbelkoordinaten-Ortungssysteme. Da ein Standlinienflug bei Hyperbelkoordinaten-Ortungssystemen aus flugtechnischen Gründen im allgemeinen nicht möglich ist, hat in diesem Fall ein Bordrechner eine besonders hohe Bedeutung für die Navigation mit frei wählbaren Kursen. Die erste Aufgabe des Rechners besteht darin, die x,y-Koordinaten des momentanen Standortes des Luftfahrzeuges in einem kartesischen Koordinatensystem zu bestimmen. Aus diesen Koordinaten können dann alle übrigen Navigationsdaten abgeleitet werden. Die gesamte Berechnung vereinfacht sich erheblich, wenn die dem Ortungssystem zugrunde liegenden Hyperbelscharen einen gemeinsamen Brennpunkt haben. Das ist in der Praxis meist der Fall, z. B. bei DECCA. Abb. 2 zeigt die Koordi-



2 Koordinaten für Hyperbelkoordinaten-Navigationsrechner. *M* Hauptstation, N_1 und N_2 Nebenstationen, B_1 und B_2 s. Text

naten einer Hyperbelkette mit der Hauptstation und zwei Nebenstationen in einem kartesischen Koordinatensystem. Die Hauptstation M befindet sich im Nullpunkt des Koordinatensystems. Die beiden Nebenstationen N_1 und N_2 haben die Koordinaten X_1, Y_1 bzw. X_2, Y_2; ihre Entfernung von der Hauptstation ist a_1 bzw. a_2. Der Punkt P ist der Schnittpunkt der beiden Hyperbeln, die wie folgt definiert sind: $\overline{N_1B_1} - \overline{MB_1} = k_1a_1$, $\overline{N_2B_2} - \overline{MB_2} = k_2a_2$. Der Punkt P hat die Koordinaten $x = pD + q - r$; $y = sD + t - v$. Dabei sind D, p, q, r, s, t, v Funktionen von $k_1a_1, k_2a_2, X_1, Y_1, X_2, Y_2$.

Dem Rechner müssen zur Lösung der Aufgabe die Konstanten der Hyperbelkette, ferner die dem Standort entsprechenden Hyperbelkoordinaten und die Konstanten des kartesischen Koordinatensystems zugeführt werden.

außerdem die Koordinaten von Start- und Zielort, Steuerkurs und Sollkurs.

Neben den Navigationsverfahren mit Hilfe von Funkortungssystemen hat das Verfahren mit Hilfe von Doppler-Radar (→ Radar) besondere Bedeutung erlangt; es wird auch als Doppler-Navigation bezeichnet. Dabei liefert ebenfalls ein Rechner die erforderlichen Navigationsdaten,

Die F. mit Doppler-Radar gehört zur Gattung der bordautonomen Navigationsverfahren, da zur Ausführung der Aufgabe nur technische Einrichtungen an Bord, jedoch keine am Boden erforderlich sind. Das Doppler-Radar liefert die Geschwindigkeit über Grund v_g und den Abdriftwinkel α. Dem Navigationsrechner werden die Koordinaten von Start- und Zielort sowie Steuerkurs und Sollkurs eingegeben. Die Integration $s = \int_0^t v_g \, dt$ ergibt den zwischen der Zeit 0 und t zurückgelegten Flugweg, und zwar nach Betrag und Richtung. Von diesen Werten ausgehend kann dann der Rechner alle übrigen für die Navigation notwendigen Daten bestimmen.

2) Verfahren für die Anflugnavigation. Für den Anflug zur Landung muß die Navigation in drei Koordinaten durchgeführt werden, und zwar Kurs (Richtung), Entfernung und Höhe. In der Luftfahrt gibt es z. Z. drei verschiedene Systeme für die Anflugnavigation, und zwar Instrumentenlandesysteme, Anflugradarsysteme und automatische Landesysteme.

a) *Instrumentenlandesysteme* (ISL) ermöglichen es dem Flugzeugführer, auch bei fehlender optischer Sicht den Anflug zur Landung und die anschließende Landung durchzuführen. Die dazu erforderlichen Bodenanlagen bestehen aus mehreren Sendern (Funkfeuer), die im einzelnen besondere Richtcharakteristiken besitzen, mit denen Strahlungsebenen bzw. -flächen oder Strahlungskegel gebildet werden. Dem Flugzeugführer wird durch eine Instrumentenanzeige eine vertikal über der Mittellinie der Landebahn und der Anfluggrundlinie liegende Landekursebene angegeben, und zwar als Mittellage eines vertikalen Zeigers, während Abweichungen aus dieser Ebene als Links-Rechts-Ausschläge erkenntlich sind. Auf dem gleichen Instrument wird durch die Mittellage eines horizontalen Zeigers eine unter einem Erhebungswinkel von etwa 2,5° liegende und die Landekursebene schneidende trichterförmige Gleitfläche angezeigt, wobei Abweichungen nach oben und unten an entsprechenden Zeigerausschlägen festzustellen sind. Die Schnittlinie von Landekursebene und Gleitfläche gilt als idealer Gleitweg, auf dem bei richtigem Anflug das Flugzeug fliegen soll. Zur Angabe der Entfernung bis zur Landebahn sind an 2 oder 3 Stellen der Anflugstrecke Markierungsfunkfeuer aufgestellt. Das Überfliegen dieser Funkfeuer erkennt der Flugzeugführer am Aufleuchten von Signallampen.

b) *Anflugradarsysteme*. Die Anflugnavigation mit Hilfe von Radar erfolgt in einem Regelkreis. Dieser besteht aus dem bodenseitigen Primärradar (→ Radar), das zur Bestimmung der Position des Luftfahrzeuges dient, und der Funksprechverbindung zwischen Boden und Bord, mit der die Bodenstelle dem Luftfahrzeug Anweisungen über gegebenenfalls notwendige Flugkorrekturen erteilt. Die Auswirkungen der Korrekturanweisungen werden von der Bodenstelle mit dem Primärradar laufend beobachtet.

c) *Automatische Landesysteme*. Die gegenwärtig verwendeten Systeme für die Anflugnavigation verlangen die Mitwirkung des Flugzeugführers. Außerdem sind sie aus funktechnischen Gründen nur bis zu Flughöhen von minimal 50 m über Grund anwendbar; die letzte Phase des Fluges muß der Flugzeugführer mit optischer Sicht bewältigen. Es wurden deshalb verschiedene automatische Systeme entwickelt und erprobt, die es gestatten, ohne Mitwirkung des Flugzeugführers bei jeder beliebigen Wetterlage sicher zu landen. Die technisch und ökonomisch günstigste Lösung geht von dem Instrumentenlandesystem aus. Durch technische Verbesserung der Bodenanlagen konnte die Genauigkeit des Systems erheblich gesteigert werden. Mit der Aufschaltung der an Bord gewonnenen Daten von Landekurs und Flughöhe auf ein Flugregelsystem ist ein automatischer Anflug mit anschließender Landung möglich. Eine internationale Einführung derartiger Systeme ist in nächster Zeit zu erwarten.

3) Verfahren für die Raumfahrtnavigation. Die Raumfahrtnavigation muß stets mit 3 Koordinaten erfolgen. Es werden im Prinzip gleichartige oder ähnliche Verfahren wie in der Luftfahrt verwendet. Die Navigation kann entweder von einer Bodenstelle aus oder unmittelbar an Bord des Raumflugkörpers erfolgen. Im allgemeinen finden sowohl Ortungssysteme als auch Radarsysteme Verwendung. Bei den funktechnischen Verfahren steht die Ausnutzung des Doppler-Effektes im Vordergrund, wobei nicht nur Radargeräte eingesetzt werden, sondern auch Bordsender hoher Frequenzkonstanz oder Transponder. Damit läßt sich der Geschwindigkeitsvektor und auch die Position des Raumflugkörpers bestimmen.

Lit. Philippow: Taschenbuch Elektrotechnik, Bd 3 (Berlin 1969).

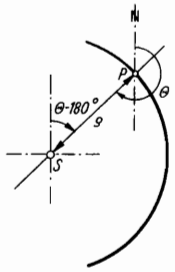
Funkortung, Verfahren zur Bestimmung des Standortes von Objekten in der Ebene (Schifffahrt) oder im Raum (Luftfahrt, Raumfahrt) mit funktechnischen Einrichtungen. Im allgemeinen bezieht sich auch in der Luftfahrt die F. nur auf die Ebene, da die Flughöhe im Streckenflug meist über längere Zeit konstant bleibt und außerdem mit gesonderten Höhenmessern bestimmt wird. Ausnahmen bestehen lediglich für die Navigation beim Anflug und zur Landung (→ Funknavigation).

Bei der Eigenortung erfolgt die Bestimmung des Standortes unmittelbar an Bord des Objektes, bei der Fremdortung dagegen von einem (zwei) bekannten, festen Ort (Orten) aus. Der Standort eines Objektes in der Ebene ergibt sich aus dem Schnittpunkt von zwei Standlinien. Die Standlinie ist eine Linie in der Horizontalebene, auf der eine mit Hilfe eines bestimmten Verfahrens meßbare und als optische oder akustische Anzeige gelieferte geometrische Größe, z. B. Winkel oder Entfernung, konstant bleibt. Diese Größe wird als *Funkortungskoordinate* bezeichnet. In der Praxis werden als Standlinien Gerade, Kreis und Hyperbel benutzt.

Die Standliniengenauigkeit wird durch die Abweichung der ermittelten Standlinie von der wahren Standlinie angegeben, die mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, z. B. 98%, nicht überschritten wird. Die Standortgenauigkeit wird durch die Abweichung des ermittelten Standortes vom wahren Standort angegeben, die mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, z. B. 95%, nicht überschritten wird. Die Abweichung wird durch den Radius des *Fehlerkreises* ausgedrückt, wobei der ermittelte Standort der Mittelpunkt des Fehlerkreises ist. Der wahre Standort liegt dann mit der genannten Wahrscheinlichkeit innerhalb des Fehlerkreises. Die Ortungsreichweite ist die maximale Entfernung, bei der die Standlinien- bzw. Standortgenauigkeit einen bestimmten Zahlenwert hat. Dagegen ist die Funkreichweite die maximale Entfernung, bei der unter normalen Ausbreitungsbedingungen das Empfangsgerät der betreffenden Funkortungsanlage noch eindeutig auswertbare Ergebnisse liefert.

1) Klassifizierung. Es können vier Klassifizierungen der Funkortungsverfahren vorgenommen werden, deren Anwendung von den jeweiligen Problemen abhängt.

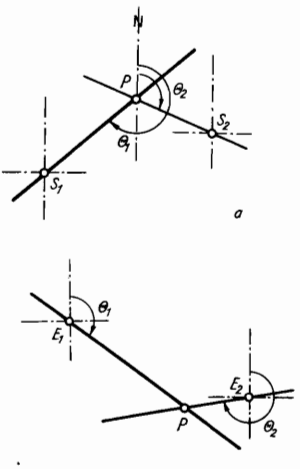
a) die Art der zwei Standlinien, die zur Ortung benötigt werden; b) die Abhängigkeit der Anlage: kooperative und nichtkooperative Systeme, bodenabhängige und bodenunabhängige (bordautonome) Systeme; c) die Ortungsreichweite: bis ≈ 250 km, bis ≈ 1000 km, > 1000 km; d) der Einsatzbereich, in der Luftfahrt z. B. Streckenflug und Anflug.



3 Ortung durch Messen des Winkel Θ und der Entfernung ϱ

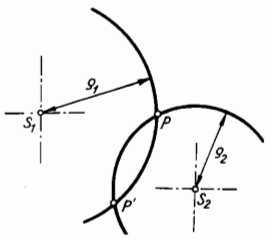
2) Grundverfahren. Es werden hier nur die Grundverfahren für die F. in der Ebene betrachtet. Die Verfahren sind nach der Art der Standlinien klassifiziert, wobei zu beachten ist, daß für *eine* Standortbestimmung stets *zwei* Standlinien benötigt werden.

a) *Standlinien: zwei Gerade.* Die Funkortungskoordinaten sind zwei Richtungen, d. h. zwei Winkel (Azimute). Es ist zwischen Eigenortung (z. B. Eigenpeilung) und Fremdortung (z. B. Fremdpeilung) zu unterscheiden. Gemessen werden die Winkel in der Horizontalebene (Abb. 1a, b). Falls diese Winkel nicht auf ein bodenfestes Koordinatensystem bezogen sind, muß zusätzlich die Bezugsrichtung ermittelt werden, z. B. die Nordrichtung mit einem Magnetkompaß.



1 Ortung durch Messen von zwei Winkeln Θ_1 und Θ_2: *a* Eigenortung des Objektes P nach den Sendestationen S_1 und S_2, *b* Fremdortung des Objektes P durch die Empfangsstationen E_1 und E_2

b) *Standlinien: zwei Kreise.* Die Funkortungskoordinaten sind zwei Entfernungen. Es ist auch hier zwischen Eigenortung und Fremdortung zu unterscheiden. Für beide gilt Abb. 2.

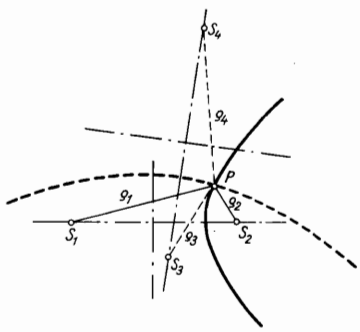


2 Ortung durch Messen von zwei Entfernungen ϱ_1 und ϱ_2

Gemessen werden die Entfernungen zwischen der Bordstation P und den festen Bodenstationen S_1 und S_2. Das Ergebnis einer Standortbestimmung ist doppeldeutig, da allgemein zwei Schnittpunkte entstehen.

c) *Standlinien: Gerade und Kreis.* Die Funkortungskoordinaten sind eine Richtung, d. h. ein Winkel (Azimut), und eine Entfernung. Abb. 3 gilt für die Eigenortung. Bei der Fremdortung ist Θ bei S zu bestimmen.

d) *Standlinien: zwei Hyperbeln.* Die Funkortungskoordinaten sind zwei Entfernungsdifferenzen. Abb. 4 gilt für Eigen- und für Fremdortung. Bei ungünstiger Lage der Hyperbeln kann das Ergebnis doppeldeutig sein, da zwei Schnittpunkte auftreten.



4 Ortung durch Messen von zwei Entfernungsdifferenzen $(\varrho_1 - \varrho_2)$ bzw. $\varrho_1 - (\overline{S_1 S_2} + \varrho_2)$ und $(\varrho_3 - \varrho_4)$ bzw. $\varrho_3 - (\overline{S_3 S_4} + \varrho_4)$

3) Kooperative Verfahren der F. Sie beruhen auf der funktechnischen Zusammenarbeit zwischen dem Objekt, dessen Standort bestimmt werden soll, und stationären Anlagen am Boden.

a) *Funkortungsverfahren mit Standlinien: Gerade.* Die Bestimmung der Richtung, d. h. des Azimuts, beruht auf der gradlinigen Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen im ungestörten Medium. Die Richtwirkung wird durch

Antennen erreicht. Bei der Messung dienen als Kriterien Minimum, Maximum oder Verhältnis der Amplitude, Phasenwinkeldifferenz und Zeitdifferenz. Die Verfahren lassen sich in Richtempfangsverfahren und Richtsendeverfahren einteilen.

Die Anlagen für das *Richtempfangsverfahren* lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Kleinbasisanlagen und Großbasisanlagen. Die Richtwirkung wird allein durch die Antenne der Empfangsanlage erzeugt, die Antenne der Sendeanlage darf keine Richtwirkung haben. Bei Kleinbasisanlagen sind die Antennenabmessungen klein gegenüber der Wellenlänge. Zu dieser Gruppe gehören Handpeiler, Zielfluggeräte und automatische Peiler. Bei Großbasisanlagen hat das Antennensystem eine Basis, die groß zur Wellenlänge ist. Die bedeutungsvollsten Großbasispeilanlagen sind Doppler-Peiler und Interferometer.

Die am Boden stehenden Anlagen für das *Richtsendeverfahren* erzeugen Richtcharakteristiken, die durch Bordempfangsanlagen mit Antennen ohne Richtwirkung ausgewertet werden. Nach der Art der Richtungsinformation sind zu unterscheiden *Markierungsfunkfeuer*, die Senkrechte in einem bestimmten Punkt liefern, *Kursfunkfeuer*, die vier Richtungen in der Horizontalebene liefern, und *Drehfunkfeuer*, die alle Richtungen zwischen 0° und 360° in der Horizontalebene liefern. Markierungsfeuer finden vor allem als Einflugzeichen in Instrumentenlandesystemen Verwendung. Kursfunkfeuer haben keine große Bedeutung mehr, da sie sich durch die vorteilhafteren Drehfunkfeuer ersetzen lassen. Das *UKW-Drehfunkfeuer VOR* (vom Engl. *V*ery High Frequency *O*mnidirectional *R*ange) wird in der zivilen Luftfahrt für die F. über kleine Entfernungen weltweit angewandt; eine Weiterentwicklung ist das *Doppler-VOR*. Für die F. über große Entfernungen ist das Langwellen-Drehfunkfeuer *CONSOL* (frühere Bezeichnung „Sonne") bestimmt.

b) *Funkortungsverfahren mit Standlinien*: *Kreise*. Der Kreis ist der geometrische Ort aller Punkte gleicher Entfernung von einem Bezugspunkt. Die Funkortungskoordinate ist somit die Entfernung. Ihre Messung beruht auf der Messung der Laufzeit eines hin- und zurücklaufenden Signals bei bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle von $\approx$ 300000 km/s. Es ist einmal zwischen Eigenortung und Fremdortung und zum anderen zwischen kooperativen oder aktiven und nichtkooperativen oder passiven Verfahren zu unterscheiden. Bei der Eigenortung befinden sich die Meßeinrichtungen des *Entfernungsmeßsystems* oder *DME* (vom Engl. *D*istance *M*easuring *E*quipment) an Bord des Objektes. Bei der Fremdortung befinden sich die Meßeinrichtungen dagegen am Boden, und das Ergebnis muß dem Objekt mitgeteilt werden. Bei den kooperativen Verfahren ist eine funktechnische Zusammenarbeit von Bord- und Bodenstation erforderlich. In der Luftfahrt werden zur F. bevorzugt Entfernungsmeßsysteme verwendet, die nach dem Prinzip der Eigenortung arbeiten und zur Gruppe der kooperativen Verfahren gehören. Im Prinzip ist ein Entfernungsmeßsystem dem Sekundär-Radar (→ Radar) vergleichbar; der Unterschied besteht nur in der Vertauschung der Funktionen von Bord- und Bodenstation. In der zivilen Luftfahrt hat sich die F. unter ausschließlicher Verwendung von Entfernungsmeßsystemen nicht durchgesetzt, dagegen werden sie in Verbindung mit anderen Funkortungssystemen in zunehmendem Maße eingesetzt (Abs. 3c). Die in der zivilen Luftfahrt gebräuchliche Standortbestimmung unter Zuhilfenahme der vom Sekundär-Radar gelieferten Entfernungsinformationen dient in erster Linie der Flugsicherungskontrolle und nicht der F. bzw. der Streckennavigation.

c) *Funkortungsverfahren mit Standlinien*: *Gerade und Kreis*. Jeder Punkt in der Horizontalebene läßt sich durch die Bestimmung seiner Richtung, d. h. des Azimuts Θ, und seiner Entfernung ϱ von einem Bezugspunkt eindeutig angeben, was gleichbedeutend der Angabe in Polarkoordinaten ist. Auf die Ortungstechnik angewandt führt das zu den *Polarkoordinaten-Funkortungssystemen*. Da die F.-Koordinaten ϱ und Θ sind, ist auch die Bezeichnung $\varrho\Theta$-Systeme gebräuchlich.

Die kombinierte Verwendung eines Drehfunkfeuers und eines Entfernungsmeßsystems stellt bereits ein solches Polarkoordinaten-Funkortungssystem dar. Es gibt aber auch spezielle Systeme, die so konzipiert sind, daß damit gleichzeitig die beiden Funkortungskoordinaten ϱ und Θ bestimmt werden können. Ein derartiges System, das die Bezeichnung *TACAN* (vom Engl. *Tac*tical *A*ir *N*avigation) trägt, hat in der Luftfahrt eine starke Verbreitung gefunden. Für die zivile Luftfahrt ist international eine Kombination empfohlen worden, die aus dem UKW-Drehfunkfeuer VOR und dem Entfernungsmeßteil von TACAN besteht und die Bezeichnung *VOR-DME* führt. Damit ist eine relativ hohe Ortungsgenauigkeit über kurze Entfernungen zu erzielen.

d) *Funkortungsverfahren mit Standlinien*: *Hyperbeln*. Die Hyperbel ist der geometrische Ort aller Punkte gleicher Entfernungsdifferenz zu zwei festen Bezugspunkten. Da Differenzen vom Betrag Null bis zum Betrag, der gleich ist dem Abstand der beiden Bezugspunkte, auftreten können, gibt es eine symmetrische Schar unendlich vieler konfokaler Hyperbeln. Die Funkortungskoordinaten sind also die Entfernungsdifferenzen; ihre Bestimmung erfolgt durch Messen der Laufzeitdifferenz oder der Phasendifferenz von Signalen, die von den beiden Bezugspunkten ausgehen.

Ein vor allem in der Schiffahrt benutztes System, bei dem die Laufzeitdifferenz gemessen wird und das der F. über mittlere und große Entfernungen dient, ist das System *LORAN* (vom Engl. *Lo*ng *R*ange *N*avigation). Von der Schiffahrt, aber auch von der Luftfahrt wird das *DECCA-System* benutzt, bei dem die Phasendifferenz gemessen wird und das der F. über kurze und mittlere Entfernungen dient. Für die F. über große Entfernungen wurde das System *DECTRA* entwickelt, das insbesondere zur Ortung über dem Nordatlantik von der Schiffahrt und der Luftfahrt benutzt wird.

e) *Funkortungsverfahren mit Standlinien*: *Gerade und Hyperbel*. Da für die Standortbestimmung stets zwei Standlinien erforderlich sind,

wobei die Art der einzelnen Standlinien beliebig sein kann, sind neben der Kombination Gerade und Kreis (vgl. Abschn. 3c) auch andere Kombinationen möglich. Umfangreiche praktische Untersuchungen erfolgten bisher mit der Kombination Gerade und Hyperbel in einem System mit der Bezeichnung *NAVARHO*.

4) Nichtkooperative Systeme der F. Im Gegensatz zu den kooperativen Systemen befinden sich bei den nichtkooperativen Systemen die funktechnischen Einrichtungen entweder an Bord des Objektes, dessen Standort bestimmt werden soll (Eigenortung), oder an einem Ort außerhalb Bord (Fremdortung). Im letztgenannten Fall wird das Ortungsergebnis dem Objekt über eine Funksprech- oder Datenübertragungsanlage mitgeteilt. Nichtkooperative Funkortungssysteme arbeiten meist nach dem Prinzip der passiven Rückstrahlung, d. h. als Primär-Radar (→ Radar). Der gesuchte Standort des Objektes ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Standlinien Gerade und Kreis, d. h., der Standort wird durch die Polarkoordinaten Winkel und Entfernung angegeben, wobei der Nullpunkt des Polarkoordinatensystems der Ort ist, an dem sich das Primär-Radar befindet. Mit Hilfe der scharfen Richtwirkung der Radarantenne wird die Gerade, d. h. das Azimut, gewonnen und mit Hilfe der Signallaufzeit der Kreis, d. h. die Entfernung.

Nur bedingt kann zur Gruppe der nichtkooperativen Funkortungssysteme auch das Doppler-Radar (→ Radar) gerechnet werden. Während bei den bisher erwähnten Funkortungssystemen der Standort des Objektes auf Grund der direkt gemessenen Funkortungskoordinaten bestimmt wird, liefert das Doppler-Radar den Geschwindigkeitsvektor und den Abdriftwinkel. Erst aus dem Flugweg, der sich durch Integration der Geschwindigkeit über die Zeit ergibt, können bei gegebenen Startkoordinaten die Standortkoordinaten berechnet werden. Daher ist das Doppler-Radar vom Prinzip her kein Funkortungssystem, sondern ein Funknavigationssystem. Das gleiche gilt auch für das Trägheitsnavigationssystem (→ Trägheitsnavigation), mit dem der Standort des Objektes aus den Flugwegkomponenten berechnet wird, die sich durch doppelte Integration der Beschleunigungskomponenten ergeben.

Lit. Bärner: Flugsicherungstechnik (München 1957); Hütte: Des Ingenieurs Taschenbuch, Bd IV B, Elektrotechnik, Fernmeldetechnik (München 1962); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 3 (Berlin 1969).

Funktion, eindeutige Zuordnung f der Elemente x aus einer Menge A zu den Elementen y in einer Menge B. Die beiden Mengen brauchen nicht notwendig verschieden zu sein. Die Zuordnung wird ausgedrückt durch $x \to y = f(x)$, meist durch $y = f(x)$. Sie kann gegeben sein durch einen naturwissenschaftlichen oder technischen Zusammenhang, durch eine graphische Darstellung, eine Wertetabelle oder einen mathematischen Ausdruck. In einer *expliziten Darstellung* ist dieser Ausdruck nach y aufgelöst, in einer *impliziten* dagegen nicht, z. B. in $x + y + \sin y = 0$. Man nennt x die *unabhängige* Veränderliche und y die *abhängige*. Die Menge X aller Elemente oder Originale $x \in A$, die jedes genau einem $y \in B$ als Bild zugeordnet werden, heißt der *Definitionsvorrat*, auch *Definitionsbereich* der F. f, ihr Wertevorrat Y ist die Menge aller Bilder y. Anstatt einer reellen Zahl x kann auch einem geordneten Paar (x_1, x_2) oder einem geordneten n-Tupel $(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ reeller Zahlen eindeutig ein Funktionswert y zugeordnet werden. Dementsprechend spricht man von einer reellen F. von einer, von zwei oder n reellen Veränderlichen, z. B. $y = f(x_1, \ldots, x_n)$ oder $\zeta = f(\xi, \eta)$, wenn $x_1 = \xi$, $x_2 = \eta$ und $y = \zeta$ als kartesische Koordinaten im dreidimensionalen Raum aufgefaßt werden (über komplexwertige F.en → Funktionentheorie).

Ist nicht nur die Zuordnung $x \to v$ eindeutig, sondern auch für geeignet gewählte Bereiche jedem y eindeutig ein x zugeordnet, so existiert zu $y = f(x)$ eine *inverse* oder *reziproke* oder *Umkehr-F.* $x = f^{-1}(y)$. Eine F. heißt im Intervall $[a, b]$ monoton steigend, falls aus $x_1 < x_2$ folgt $f(x_1) \leqq f(x_2)$, und eigentlich monoton steigend, falls $f(x_1) < f(x_2)$; entsprechend gilt für eine monoton fallende F. $f(x_1) \geqq f(x_2)$ bzw. $f(x_1) > f(x_2)$. Die Monotonie der F. f im Intervall liegt genau dann vor, wenn die Ableitung von $f(x)$ im Intervall stets dasselbe Vorzeichen hat.

Eine F. $y = f(x)$, die in x_0 und in einer Umgebung der Stelle x_0 definiert ist, heißt an der Stelle $x = x_0$ stetig, wenn der Grenzwert $\lim\limits_{x \to x_0} f(x)$ existiert und dem Funktionswert gleich ist. Die F. $f(x_1, \ldots, x_n)$ heißt stetig im Punkt $P(x_1^0, x_2^0, \ldots, x_n^0)$, wenn $f(x_1^0, \ldots, x_n^0)$ endlich ist und für jede nach x_i^0 konvergente Folge der x_i gilt: $\lim\limits_{x_i \to x_i^0} f(x_1, \ldots, x_n) = f(x_1^0, \ldots, x_n^0)$. Die F. f heißt *stetig im Gebiet G*, wenn sie in jedem Punkt dieses Gebietes stetig ist. Man spricht von einer *glatten F.*, wenn sie und ihre ersten Ableitungen in einem gewissen Bereich stetig sind. → Extremwert.

Über *reguläre* oder *holomorphe* F.en → Funktionentheorie.

Funktional, Abbildung einer oder mehrerer Funktionen auf eine Zahl. Der Begriff des F.s kann als Verallgemeinerung des Funktionsbegriffs aufgefaßt werden. Bei einer Funktion wird einer oder mehreren Zahlen, den Veränderlichen, eine andere Zahl, der Funktionswert, zugeordnet. Bei einem Funktional tritt an die Stelle der unabhängigen Veränderlichen ein gesamter Funktionsverlauf. Diese Fragestellung tritt vor allem in der Variationsrechnung auf, die in den Variationsprinzipien der Physik zahlreiche Anwendungen findet. Da normalerweise der gesamte Funktionsverlauf bei der Bildung des F.s berücksichtigt werden muß, führt die explizite Darstellung von F.en i. a. auf Integrale über den gesamten Wertebereich der Veränderlichen, von denen die Funktion (bzw. die Funktionen) abhängt. Dabei können sowohl einfache als auch mehrfache Integrale bezüglich jeder einzelnen Variablen auftreten. Beispielsweise ist $I_1 = \int \mathrm{d}x\, F_1(f(x))$ mit beliebiger Funktion F_1 ein Funktional mit einfacher Integration, $I_2 = \int \mathrm{d}x\, \mathrm{d}y\, F_2(f(x), f(y))$ ein Funktional mit zweifacher Integration. Die in der Physik meist auftretenden F.e entsprechen einer Zwischenstellung zwischen I_1 und I_2: Sie enthalten nur

eine einmalige Integration, aber der Integrand hängt noch von Ableitungen der Funktion $f(x)$ ab. Das entspricht einer Situation, in der zu I_2 nur infinitesimal benachbarte Werte von x und y beitragen. Da zur Festlegung eines Funktionsverlaufes unendlich viele Zahlenangaben erforderlich sind, entweder direkt als Funktionswerte für das Kontinuum des Wertevorrats der Veränderlichen oder als Entwicklungskoeffizienten bei der Darstellung der Funktion als Linearkombination der unendlich vielen Funktionen eines (im allgemeinen orthogonalen) vollständigen Funktionensystems, kann ein F. als Grenzfall von Funktionen mit N Veränderlichen für $N \to \infty$ aufgefaßt werden. Dies wird besonders offensichtlich in der Funktionalanalysis, in der vor allem lineare F.e als Abbildung Φ von Elementen eines linearen topologischen Raumes (im engeren Sinn eines Hilbert-Raumes) auf komplexe Zahlen untersucht werden. Dabei muß gelten: $\Phi(\alpha f + \beta g) = \alpha\Phi(f) + \beta\Phi(g)$, wenn f und g Elemente des linearen topologischen Raumes, α und β komplexe Zahlen und das F. Φ eine komplexe Zahl ist. Ein *bilineares F.* ist die Abbildung von zwei Elementen f, g oder h des linearen topologischen Raumes, für die gelten soll:

$\Phi(\alpha f + \beta g, h) = \bar{\alpha}\Phi(f, h) + \bar{\beta}\Phi(g, h)$ und
$\Phi(f, \alpha g + \beta h) = \alpha\Phi(f, g) + \beta\Phi(f, h)$.

Funktionalableitung, die dem Funktionalbegriff entsprechende Verallgemeinerung des Ableitungsbegriffs. Die gewöhnliche bzw. partielle Ableitung einer Funktion von einer oder mehreren Veränderlichen vermittelt den Zusammenhang zwischen den infinitesimalen Änderungen der Veränderlichen und des Funktionswerts. Bei der F. tritt an die Stelle des Funktionswerts der Wert des → Funktionals, an die Stelle der Veränderlichen eine (oder mehrere) Funktion. Ist $I = I\{f(x)\}$ ein Funktional der Funktion $f(x)$, so definiert $\delta I = \int \mathrm{d}x\, \delta f(x)\, \frac{\delta I}{\delta f}$ die F. $\delta I/\delta f$, die von x abhängt und den Einfluß einer kleinen Änderung $\delta f(x)$ der Funktion $f(x)$ an der Stelle x auf den Wert des Funktionals I erfaßt. Für F.en gelten die Relationen $\delta(I_1 + I_2)/\delta f = \delta I_1/\delta f + \delta I_2/\delta f$ und $\delta(I_1 I_2)/\delta f = I_1(\delta I_2/\delta f) + (\delta I_1/\delta f) \cdot I_2$, wenn I_1 und I_2 Funktionale der gleichen Funktion f sind. So wie das Funktional als Funktion unendlich vieler Variablen aufgefaßt werden kann, ist die F. eine Verallgemeinerung der partiellen Ableitung für unendlich viele Veränderliche.

Hat das Funktional die spezielle Form $I = \int \mathrm{d}x\, F\left(f(x), \frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}, x\right)$ mit an den Integrationsgrenzen verschwindendem $\delta f(x)$, so hat die F. die Form $\frac{\partial I}{\partial f} = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}f} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\frac{\partial F}{\partial(\mathrm{d}f/\mathrm{d}x)}$, d. i. die übliche Variationsableitung.

Funktionalanalysis, Gebiet der Mathematik, dessen Wesen darin besteht, die Begriffe und Methoden der (elementaren) Analysis, der Geometrie und der Algebra auf allgemeinere Objekte auszudehnen, auf Funktionen, deren Wertevorrat und Definitionsbereich allgemeine topologische (meist lineare) Räume sind. Mit der zu Beginn dieses Jahrhunderts entstandenen F. gelang es, große Gebiete der Mathematik, z. B. die Theorie der Integral- und der Differentialgleichungen, die Variationsrechnung, die Approximationstheorie von Funktionen (→ Entwicklung von Funktionen) unter allgemeinen Gesichtspunkten zu erfassen. Die im Zusammenhang mit der Quantenmechanik wichtigen Gebiete der F. sind die Theorie der linearen Operatoren im Hilbert-Raum und die Distributionstheorie.

Lit. Ljusternik, Sobolew: Elemente der F. (dtsch. 3. Aufl. Berlin 1965); Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl. V (dtsch Berlin 1962).

funktionalanalytische S-Matrix-Theorie, → axiomatische Quantentheorie.

Funktionaldeterminante, *Jacobische Determinante*, die Determinante

$$J = \frac{\partial(f_1, \ldots, f_n)}{\partial(x_1, \ldots, x_n)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \cdot & & \\ \cdot & & \\ \cdot & & \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \end{vmatrix}$$

eines Systems von n Funktionen $f_1(x_1, \ldots, x_n)$, $f_2(x_1, \ldots, x_n)$, $\ldots$, $f_n(x_1, \ldots, x_n)$, die in einem Gebiet G des n-dimensionalen euklidischen Raums R_n definiert sind und dort nach jeder der Variablen x_j $(j = 1, \ldots, n)$ stetige partielle Ableitungen haben. Durch die Funktionen f_i $(i = 1, \ldots, n)$ wird jedem Punkte $X = (x_1, \ldots, x_n)$ von G eindeutig ein Punkt $Y = F(X) = [f_1, \ldots, f_n]$ des R_n zugeordnet. Falls aber $J = \frac{\partial(f_1, \ldots, f_n)}{\partial(x_1, \ldots, x_n)} \neq 0$, ist diese Zuordnung umkehrbar eindeutig, d. h., wenn eine Umgebung $U_\delta(X)$ von X durch $Y = F(X)$ auf $U_\delta(Y)$ abgebildet wird, existiert in $U_\delta(Y)$ die Umkehrfunktion $X = F^{-1}(Y)$. Das System $y_i = f_i(x_1, \ldots, x_n)$ kann danach für $Y = (y_1, \ldots, y_n)$ nach $x_j = g_j(y_1, \ldots, y_n)$ aufgelöst werden.

Dabei haben die g_j stetige partielle Ableitungen erster Ordnung, und in einander entsprechenden Punkten X und Y gilt

$$\frac{\partial(g_1, \ldots, g_n)}{\partial(y_1, \ldots, y_n)} \cdot \frac{\partial(f_1, \ldots, f_n)}{\partial(x_1, \ldots, x_n)} = 1.$$

funktionales Integral, *Feynman-Integral*, 1948 von Feynman in die Quantenmechanik eingeführtes Integral zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Lösung der Schrödinger-Gleichung $\hat{H}\psi = \dot{\psi}$ für n Teilchen mit $\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m} \cdot \sum_i \frac{\partial^2}{\partial q_i^2} + V(q_1, \ldots, q_n)$, wenn q die Koordinaten der n Teilchen symbolisiert. Für $\psi(q, t)$ gibt es die Beschreibung

$$\psi(q, t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(q, q', t) \cdot \psi(q', 0)\, \mathrm{d}q',$$

in der K dargestellt werden kann durch $K(q, q', t) =$

$$C \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}q_1 \cdots \mathrm{d}q_{k-1} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \cdot \left[\frac{m}{2}\left(\frac{(q - q_{k-1})^2}{t - t_{k-1}} + \frac{(q_{k-1} - q_{k-2})^2}{t_{k-1} - t_{k-2}} + \cdots + \frac{(q_1 - q')^2}{t_1}\right) - V(q_{k-1})(t - t_{k-1}) - \cdots - V(q') \cdot t_1\right]\right\}.$$

Dieses Integral stellt eine gewisse Mittelung der Exponentialfunktion der klassischen Wirkung über alle möglichen Bahnen dar, die im Integral als Polygonzüge auftreten. Das funktionale I. wird dann definiert, indem man von den Polygonzügen zu stetigen Bahnen übergeht, d. h., man bildet $\lim_{\substack{k\to\infty \\ t_i - t_{i-1}\to 0}} C \int \cdots =$

$$\frac{1}{N}\int_{\Gamma} \exp\left\{\frac{i}{h} W(Q)\right\} \prod_{0\leq t'\leq t} \mathrm{d}Q(t'), \text{ wobei}$$

$$W(Q) = \int_0^t \mathrm{d}t' \left[\frac{m}{2}\dot{Q}(t')^2 - V(Q(t'))\right] \text{ und } \Gamma$$

die Menge aller stetigen Bahnen durch q' und q ist: $Q(0) = q'$, $Q(t) = q$. N ergibt sich aus der Normierung der ψ-Funktion. Die Bedingungen, unter denen das funktionale I. existiert, sind z. Z. noch wenig erforscht. Ebenso gibt es noch keine allgemeinen Berechnungsmethoden für das funktionale I. Gewisse Vorteile scheinen die funktionalen I.e bei der Behandlung der starken Wechselwirkung zu bieten.

Eine andere Möglichkeit, das f. I. zu definieren, besteht in einer analytischen Fortsetzung im entsprechenden *Wiener Integral.*

Funktionenraum, → Hilbert-Raum.

Funktionenreihe, eine Reihe der Gestalt $\sum_{n=1}^{\infty} g_n(z) = g_1(z) + g_2(z) + \cdots$, in der die $g_n(z)$ im allgemeinen komplexwertige Funktionen der komplexen Veränderlichen z sind. Für einen festen Wert von z gelten dann dieselben Konvergenzkriterien wie für eine gewöhnliche Zahlenreihe. Insbesondere gilt auch das Cauchysche Konvergenzprinzip, nach dem die Reihe konvergiert, wenn die Differenz $|f_l(z) - f_m(z)|$ der Partialsummen

$f_l(z) = \sum_{n=1}^{l} g_n(z)$ und $f_m(z) = \sum_{n=1}^{m} g_n(z)$ für große l und m beliebig klein wird.

Darüber hinaus bezeichnet man die F. als in einem gewissen Gebiet *gleichmäßig konvergent,* wenn man zu jedem noch so kleinen ε eine nur noch von ε und nicht von z abhängende Zahl N angeben kann, so daß für alle l und $m > N$ und für alle z aus dem Gebiet gilt: $|f_l(z) - f_m(z)| < \varepsilon$. Ist $\sum_{n=1}^{\infty} a_n$ eine konvergente Reihe aus konstanten Gliedern a_n und gilt $|g_n(z)| \leqq a_n$ für die Glieder der F. $\sum_{n=1}^{\infty} g_n(z)$, so konvergiert diese absolut und gleichmäßig.

Funktionen-Theorie, Theorie komplexwertiger Funktionen einer oder mehrerer komplexer Veränderlicher. Eine Funktion $f(z) = u(x, y) + iv(x, y)$ einer Veränderlichen $z = x + iy$ heißt in einem Bereich B der komplexen Ebene *regulär* oder *holomorph,* wenn sie in B eindeutig ist und dort eine stetige Ableitung $f'(z) = \frac{\mathrm{d}f(z)}{\mathrm{d}z}$ hat. Eine notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist die Existenz stetiger partieller Ableitungen der Funktionen u und v bzgl. x und y und die Erfüllung der *Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen* $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}$.

Daraus folgt, daß eine reguläre Funktion $f(z)$ über einen beliebigen Weg in B integrabel ist und daß das Ergebnis nicht von der Form des Weges, sondern nur von den Endpunkten abhängt. Dies ist der Inhalt des *Cauchyschen Integralsatzes,* nach dem das Integral über eine in B reguläre Funktion längs eines in B verlaufenden geschlossenen Weges verschwindet. Nach der *Cauchyschen Integralformel*

$f(z) = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{f(\zeta)\,\mathrm{d}\zeta}{\zeta - z}$ kann der Wert $f(z)$ einer regulären Funktion in einem beliebigen Punkt z im Inneren eines Gebietes durch ihre Werte $f(\zeta)$ auf dem Rand des Gebietes ausgedrückt werden, dabei sind die Punkte des Randes mit ζ bezeichnet. Aus der Cauchyschen Integralformel ergeben sich wichtige Sätze.

1) Nach dem *Prinzip des Maximums* nimmt eine in einem gewissen Bereich reguläre Funktion das Maximum stets auf dem Rand an.

2) Nach dem *Liouvilleschen Satz* ist eine in der ganzen Ebene reguläre und beschränkte Funktion konstant.

3) Eine in B reguläre Funktion hat dort Ableitungen beliebig hoher Ordnung, und es existiert eine Taylorreihe. Diese Aussage bedeutet genauer, daß jede in einem gewissen Kreis $|z - b| < R$ reguläre Funktion $f(z)$ im Inneren dieses Kreises eindeutig durch eine Potenzreihe der Form $f(z) = f(b) + \frac{f'(b)}{1!}(z - b) + \frac{f''(b)}{2!}\cdot (z - b)^2 + \cdots$ dargestellt werden kann.

Ist eine Funktion $f(z)$ in der Umgebung von $z = a$ eindeutig und regulär, aber nicht im Punkt $z = a$ selbst, so nennt man $z = a$ einen *isolierten singulären Punkt* der Funktion $f(z)$; z. B. ist $z = a$ eine solche Singularität der Funktion $f(z) = \frac{1}{z - a}$. Diese Funktion strebt dem Betrage nach gegen Unendlich, wenn z gegen a strebt. Man bezeichnet dann $z = a$ als *Pol* der Funktion $f(z)$. Von einer *hebbaren Singularität* $z = a$ spricht man dagegen, wenn eine Funktion $f(z)$ für alle in der Nähe von a gelegenen Werte dem Betrage nach beschränkt bleibt. In diesem Falle läßt sich zeigen, daß $f(z)$ auch im Punkt $z = a$ als reguläre Funktion erklärt werden kann. Drittens spricht man von einer *wesentlichen Singularität* oder einem wesentlich singulären Punkte $z = a$, wenn eine Funktion $f(z)$ für nahe bei a gelegene Werte von z dem Betrag nach nicht beschränkt bleibt, aber für $z = a$ auch nicht gegen Unendlich strebt, sondern schwankt; z. B. die Funktion $f(z) = e^{1/z}$ im Punkt $z = 0$. In der Tat strebt der Wert dieser Funktion gegen Unendlich, falls z sich dem Punkt $z = 0$ längs der positiven reellen Achse, d. h. für $x > 0$ und $x \to 0$, nähert, dagegen strebt $|f(z)|$ gegen Null, falls z sich dem Punkte $z = 0$ längs der negativen reellen Achse nähert, d. h. für $x < 0$ und $x \to 0$. Nach dem *Satz von Casorati-Weierstrass* kommt eine Funktion $f(z)$ in einem beliebig kleinen Kreis um einen wesentlich singulären Punkt $z = a$ jedem willkürlich vorgegebenen komplexen Wert beliebig nahe. Bei mehrdeutigen Funktionen können noch *Verzweigungspunkte* als eine weitere Art isolierter singulärer Punkte auftreten.

Eine Funktion, die im Punkt $z = a$ einen Pol oder eine wesentliche Singularität hat, aber in einem Ring $R_1 < |z - a| < R_2$ regulär ist, kann in diesem Ring eindeutig durch eine *Laurentsche Reihe* der Form

$$\cdots + b_{-2}(z-a)^{-2} + b_{-1}(z-a)^{-1} + b_0 + \\ + b_1(z-a)^1 + b_2(z-a)^2 + \cdots$$

dargestellt werden. Enthält diese Reihe keine Glieder mit negativen Potenzen von $(z - a)$, d. h., $b_k = 0$ für $k = -1, -2, \ldots$, so ist die Funktion im Punkt $z = a$ regulär. Enthält die Reihe endlich viele Glieder mit negativen Potenzen von $(z - a)$, so hat sie die Gestalt $\sum_{k=-m}^{+\infty} b_k(z-a)^k$ und sie strebt für $z \to a$ dem Betrag nach gegen Unendlich. Der Punkt $z = a$ ist dann ein Pol der Funktion $f(z)$, die Zahl m bezeichnet man als *Ordnung des Pols* und den Koeffizienten b_{-1} als *Residuum* der Funktion $f(z)$ im Pol $z = a$.

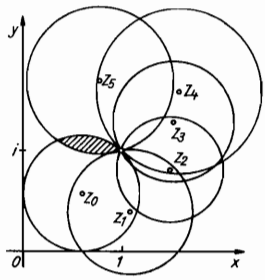
Enthält schließlich die Laurentsche Reihe unendlich viele Glieder mit negativen Potenzen von $(z - a)$, so ist $z = a$ ein *wesentlich singulärer Punkt* der Funktion $f(z)$. Den Koeffizienten b_{-1} bezeichnet man auch hier als Residuum der Funktion im Punkt $z = a$.

Integriert man die Funktion $f(z) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} b_k \cdot (z-a)^k$ längs eines geschlossenen Weges l um a, so verschwinden alle Integrale $\int_l (z-a)^k \, dz$ außer dem mit $k = -1$. Dieses hat den Wert $2\pi i$, d. h. $\int_l f(z)\,dz = \int_l \frac{b_{-1}\,dz}{z-a} = b_{-1} \cdot 2\pi i$.

Liegen innerhalb von l mehrere Pole oder wesentliche Singularitäten a_s mit den Residuen b'_{-1}, so gilt: $\int_l f(z)\,dz = 2\pi i \sum_s b'_{-1}$. In Worten lautet dieser *Residuensatz*: Ist eine Funktion in einem abgeschlossenen Bereich mit Ausnahme endlich vieler Punkte in ihm, die Pole oder wesentlich singuläre Punkte sind, regulär, so ist das Integral der Funktion längs der Berandung des Bereichs gleich der $2\pi i$-fachen Summe der Residuen in den singulären Punkten.

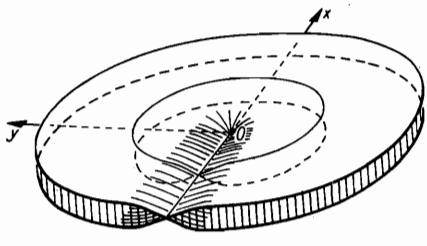
Im Unterschied zu einer n-mal differenzierbaren Funktion einer reellen Veränderlichen kann der Definitionsbereich einer regulären Funktion u. U. durch *analytische Fortsetzung* ausgedehnt werden. Dazu entwickelt man eine im Gebiet B reguläre Funktion $f(z)$ in der Umgebung $|z - z_1| < R_1$ eines Punktes z_1 aus B in eine Taylor-Reihe T_1 (→ Taylorsche Formel), die in dem Kreis $|z - z_1| < R_1$ die Funktion $f(z)$ darstellt. Läßt sich für einen Punkt $z_2 \neq z_1$ in diesem Kreise eine Taylor-Reihe T_2 aufstellen, die in einem Kreis $|z - z_2| < R_2$ konvergiert, der auch Punkte außerhalb von B enthält, so definiert auch diese Taylor-Reihe eine reguläre Funktion $f_1(z)$. Für Punkte, die beiden Kreisen angehören, läßt sich zeigen, daß $f_1(z)$ identisch mit $f(z)$ ist. Ordnet man deshalb für Punkte außerhalb von B die Werte von $f_1(z)$ denen von $f(z)$ als Fortsetzung zu, so ist diese analytische Fortsetzung eindeutig. Den gesamten Bereich, auf den sich die ursprünglich in B reguläre Funktion $f(z)$ so analytisch fortsetzen läßt, bezeichnet man als den *Analytizitätsbereich* von $f(z)$. Die durch analytische Fortsetzung bis zum Rand ihres Analytizitätsbereiches gewonnene Funktion nennt man *analytische Funktion*.

Eine in einem Kreis $|z - a| < R_1$ reguläre Funktion $f(z)$, die für $z = a$ den Wert $f(a)$ hat,



1 Analytische Fortsetzung führt in den ursprünglichen Konvergenzkreis zurück

kann nach einer Kette von analytischen Fortsetzungen, die zum Punkt $z = a$ zurückführt, einen von $f(a)$ verschiedenen Wert annehmen; z. B. hat die Funktion $f(z) = \sqrt{z} = \sqrt{r}\,e^{i\varphi/2}$ für $z = 1$ den Wert $f(z) = 1$. Setzt man aber $f(z)$ analytisch um den Nullpunkt herum (Abb.) fort, etwa längs eines Kreises mit dem Radius $r = 1$, so erhält man für $\varphi = 360°$, $r = 1$ den Wert $f(z) = -1$. Die analytische Fortsetzung einer Funktion längs eines geschlossenen Weges um einen gewissen Punkt herum führt auf diese Weise zu einer mehrdeutigen Funktion; man nennt diesen Punkt einen *Verzweigungspunkt* der Funktion. Kommt man nach $(n + 1)$-maligem Umlauf wieder zum alten Funktionswert zurück, so spricht man von einem Verzweigungspunkt *n-ter Ordnung*; z. B. ist für die Funktion $f(z) = \sqrt{z}$ der Punkt $z = 0$ ein Verzweigungspunkt erster Ordnung. Um die Eindeutigkeit der Zuordnung der z-Werte zu den Funktionswerten $f(z)$ zu erreichen, denkt man sich mehrdeutige reguläre Funktionen nicht mehr auf einer Fläche definiert, sondern auf mehreren, u. U. unendlich vielen, übereinanderliegenden; z. B. ist $f(z) = \sqrt{z}$ eindeutig, wenn z auf zwei komplexen Zahlenebenen variiert, die so verheftet sind, daß man nach einem Umlauf um den Nullpunkt von der ersten auf die zweite Ebene und nach zwei Umläufen wieder auf die erste Ebene kommt.



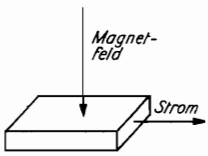
2 Riemannsche Fläche der Funktion $w = z^{\frac{1}{2}}$

Der Nullpunkt als Verzweigungspunkt soll dabei beiden Ebenen angehören. Mehrblättrige Flächen dieser Art nennt man *Riemannsche Flächen* (→ algebraische Funktion). → konforme Abbildung.

Lit. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl. III,2 (dtsch. 2. Aufl. Berlin 1961); Knopp: Funktionentheorie, 2 Bde (Berlin 1949).

Funktionsblock, → Mikroelektronik.
fur, Tabelle 2, Länge.
furlong, Tabelle 2, Länge.
Fusion, 1) Kernphysik: → Kernfusion. 2) Optik: → stereoskopisches Sehen.
Fußmaße, wahrscheinlich älteste Längenmaße, die dem menschlichen Körper entnommen waren. Sie haben ihren Wert häufig geändert. In England und USA sind sie noch in der Einheit foot erhalten, die gesetzlich festgelegt ist. Vgl. Tabelle 2, Länge.
f-Wert von Spektralübergängen, → Spektrallinien.
F-Zentrum, 1) → Farbzentrum. 2) → Störstelle.

g, 1) → Gramm. 2) *g*, → Erdbeschleunigung.
g, → Gon (Neugrad).
G, 1) → Giga, 2) → Gauß. 3) *G*, → *G*-Parität.
Gabelstoß, → Verdichtungsstoß.
Gabor-Verfahren, *Mikroskopie mittels rekonstruierter Wellenfronten*, ein Zweischrittverfahren der Mikroskopie. Dabei wird im 1. Schritt ein Beugungsbild des Objektes gewonnen (Hologramm, → Holographie) und dieses im 2. Schritt rekonstruiert. Beide Schritte können mit gleichen oder verschiedenen Strahlungsarten und Wellenlängen vorgenommen werden; in letzterem Fall tritt das Verhältnis $\lambda_2 : \lambda_1$ als Vergrößerungsfaktor auf. Die Auflösungsgrenze des Verfahrens wird mit 1 nm angegeben.
gal, 1) → Gal. 2) Tabelle 2, Volumen.
Gal, Kurzzeichen Gal, auch gal, in der Geophysik metrische Einheit der Schwerebeschleunigung. Vorsätze erlaubt. 1 Gal = 10^{-2} m/s^2 = 1 cm/s^2.
galaktisches Rauschen, → Rauschen III.
Galaxie, svw. Galaxis.
Galaxis, *Galaxie*, ursprünglich svw. → Milchstraßensystem, in neuerer Zeit auch zur Bezeichnung aller anderen → Sternsysteme verwendet.



Galvanomagnetische Effekte

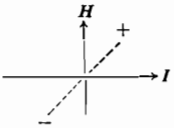
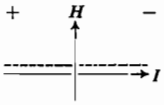
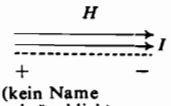
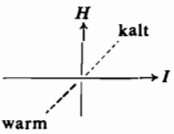
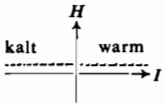
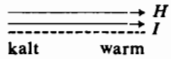
Galilei-Gruppe, Gruppe von Transformationen (*Galilei-Transformationen*) der Koordinaten bzw. → Bezugssysteme, der gegenüber die Newtonsche Formulierung der Mechanik invariant ist, wobei die Zeit nicht transformiert wird. Die Transformationen der G.-G. führen in der Newtonschen Mechanik die → Inertialsysteme ineinander über; sie lassen die Laplace-Gleichung invariant. Die G.-G. enthält die dreidimensionalen räumlichen Drehungen um konstante Winkel $\vec{r}' = A\vec{r}$, $t = i$, $A^TA = AA^T = 1$, die Verschiebung des räumlichen Ursprungs und des Zeitnullpunktes $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{r}_0$, $i = t + t_0$ und die Transformation in ein mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ gleichförmig bewegtes nichtrotierendes Bezugssystem (spezielle Galilei-Transformation) $\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}t$, $i = t$. Damit ist zunächst die eigentliche G.-G. beschrieben. Zur vollen Gruppe gehören noch die Spiegelungen des Raumes und der Zeit.

Die G.-G. ist näherungsweise anwendbar, wenn die Geschwindigkeiten in den speziellen Galilei-Transformationen sehr klein gegen die Vakuumlichtgeschwindigkeit c sind. Die Gültigkeit der G.-G. bedeutet nämlich, daß sich ein Wellenphänomen höchstens in einem Inertialsystem isotrop ausbreiten kann. Es gibt aber Wellenphänomene, die sich in jedem Inertialsystem isotrop ausbreiten (→ Konstanz der Lichtgeschwindigkeit). Präzis gilt die → Lorentz-Gruppe, deren Bedeutung und Notwendigkeit in der → speziellen Relativitätstheorie entwickelt wird. Führt man in der Lorentz-Gruppe formal den Grenzübergang $c \to \infty$ aus, so erhält man die G.-G.
Galileisches Bezugssystem, svw. Inertialsystem.
Galileisches Fernrohr, svw. Holländisches Fernrohr.
Galileisches Trägheitsgesetz, → Newtonsche Axiome.
Galilei-Transformation, → Galilei-Gruppe.
gallon, Tabelle 2, Volumen.
Galtonsches Brett, Vorrichtung zur experimentellen Veranschaulichung einer Binomialverteilung. Sie besteht aus einem Nagelbrett, in das in N horizontalen Reihen regelmäßig Nägel eingeschlagen worden sind. Diese Reihen sind so übereinander angeordnet, daß der Abstand je zweier nebeneinanderliegender Nägel durch den darüberliegenden Nagel im Verhältnis $p : (1 - p)$ geteilt wird. Die erste Reihe enthält einen Nagel, die letzte n. Unter der letzten Reihe befinden sich $n + 1$ Fächer, die Kugeln aufnehmen können, die die Nagelreihen — aus einem Trichter fallend — durchlaufen haben. Die unterschiedliche Füllung der Fächer veranschaulicht die Binomialverteilung.
galvanische Elemente, → Elemente 2).
galvanomagnetische Effekte, Gesamtheit der Effekte, die in einem Leiter auftreten, der sich in einem homogenen Magnetfeld und einem elektrischen Feld befindet. Ist nur das elektrische Feld vorhanden, so fließt ein Strom I durch den Leiter, wobei noch thermoelektrische Effekte auftreten können. Legt man zusätzlich zum elektrischen Feld $\vec{E}$ ein magnetisches Feld $\vec{B}$ an, so erfahren die Bahnen der Leitungselektronen durch die Lorentz-Kraft $\vec{F} = e \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]$ eine zusätzliche Krümmung zwischen zwei Zusammenstößen mit dem Gitter. e bedeutet die Elektronenladung und $\vec{v}$ die Geschwindigkeit der Elektronen. Das bewirkt einerseits eine Verzögerung der Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit dem Gitter, d. h., der elektrische Widerstand nimmt zu (→ *Magnetowiderstand*). Zum anderen ist der Elektronenstrom nicht mehr parallel zum elektrischen Feld, er besitzt eine Komponente senkrecht zu $\vec{E}$ und $\vec{B}$. Dadurch entsteht ein Gradient der Elektronendichte senkrecht zu $\vec{E}$, der zur Hall-Spannung führt, → Hall-Effekt. Da außerdem die Elektronen zum Teil Träger der Wärmeenergie des Körpers sind, tritt an Stellen einer höheren mittleren Geschwindigkeit der Elektronen eine Temperaturerhöhung auf. Die Ursache dieses Gradienten der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen ist ebenfalls die Lorentz-Kraft.

Die Abhängigkeit der g.n E. vom Magnetfeld, der Temperatur und der Kristallorientierung wird stark durch die Gestalt der Fermi-Fläche des Metalls beeinflußt. G. E. sind deshalb wichtige Hilfsmittel für Bandstrukturuntersuchungen. In ferromagnetischen Stoffen beeinflußt außer dem äußeren Feld auch das → Molekularfeld die Ladungsträger.

Die im gemischten Zustand der Supraleiter 2. Art auftretenden g.n E. sind den genannten analog und mit der → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art verknüpft.

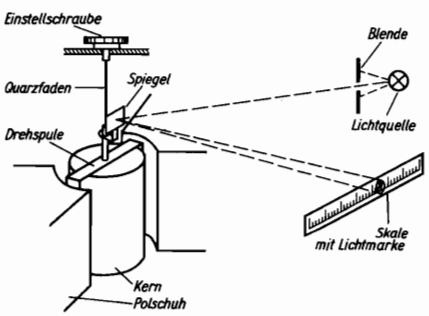
Übersicht über die entstehenden galvanomagnetischen Effekte

Transversaleffekte				Longitudinaleffekte
es entsteht	Name	es entsteht	Name	es entsteht
Potentialdifferenz 	Hall-Effekt	Widerstandsänderung 	Thomson-Effekt	Widerstandsänderung  (kein Name gebräuchlich)
Temperaturdifferenz 	Ettingshausen-Effekt	longitudinale Temperaturdifferenz 	Nernst-Effekt	longitudinale Temperaturdifferenz  (kein Name gebräuchlich)

Lit. Handb. der Physik, Bd XX (Berlin, Göttingen, Heidelberg: 1956).

Galvanometer, ein elektrisches Meßinstrument oder Meßgerät zum Nachweis kleinster Gleich- und Wechselströme. Das G. nutzt das Wirkungsprinzip des → Drehspulinstrumentes, seltener das des → Drehmagnetinstrumentes aus und ist für hohe Stromempfindlichkeit unter Verzicht auf Genauigkeit ausgelegt. Das G. wird hauptsächlich als Nullindikator für Meßbrücken und Kompensatoren verwendet. Es weist in der Regel einen Lichtzeiger auf. Dieser wird folgendermaßen erzeugt: Aus einer festen Lichtquelle (Abb.) wird ein Lichtstrahl auf einen kleinen Spiegel gerichtet, der an der Drehspule bzw. dem Drehmagneten, also am beweglichen Organ des Meßwerkes, befestigt ist. Der Spiegel reflektiert je nach Lage des beweglichen Organes mit unterschiedlichen Reflexionswinkeln auf die Skale, wo er eine Lichtmarke schreibt. Bei großem Abstand zwischen Spiegel und Skale rufen bereits kleine Drehungen des Spiegels große Auslenkungen der Lichtmarke auf der Skale hervor. Das bewegliche Organ ist spannbandgelagert oder nur an einem Faden (meist aus Quarz) einseitig aufgehängt.

Das *Spiegelgalvanometer* (Abb.) ist ein Drehspulgalvanometer mit Fadenaufhängung. Lichtquelle, Meßwerk und Skale stellen voneinander getrennte Baugruppen dar. Das Spiegelgalvanometer besitzt eine sehr hohe Stromempfindlichkeit. Bei entsprechender Dimensionierung des Meßwerkes können Gleichströme bis hinab zu 10^{-12} A nachgewiesen werden. Eine etwas robustere und unempfindlichere Ausführung des Spiegelgalvanometers ist das *Lichtmarkengalvanometer.* Es hat Spannbandlagerung; Lichtquelle, Meßwerk und Skale sind in einem transportablen Gehäuse vereinigt. Mit dem Lichtmarkengalvanometer können Gleichströme bis hinab zu 10^{-9} A gemessen werden. Bei beiden Instrumententypen wird die Strom- oder Spannungsempfindlichkeit durch die *Galvanometerkonstante* charakterisiert, die den Strom- bzw. Spannungsbedarf je Winkelgrad Zeigerausschlag angibt. Die Dämpfung dieser G. ist von dem Widerstand der äußeren Schaltung stark abhängig. Der äußere Grenzwiderstand gibt dafür den Wert an, bei dem das G. das kürzeste Einschwingverhalten aufweist.



Spiegelgalvanometer

Ein Spiegel- oder Lichtmarkengalvanometer kann man als *ballistisches G.* oder *Stoßgalvanometer* auslegen, wenn das Trägheitsmoment des beweglichen Organs so weit vergrößert wird, daß die Einschwingungsdauer sehr groß gegen die Dauer eines zu messenden Stromimpulses wird. Der erste Maximalausschlag ist dann proportional der durchgeflossenen Ladungsmenge.

Eine zweite Ausführungsart, bei der eine sehr starke Dämpfung, jedoch kein Rückstellmoment vorgesehen wird, ist das *Kriechgalvanometer,* das ebenfalls zur Messung von Stromimpulsen dient. Hierbei ist die Verschiebung der Zeigermarke proportional der durchgeflossenen Ladungsmenge. Eine speziell für die Aufnahme von Hysteresekurven magnetischer Werkstoffe vorgesehene Ausführung wird als → *Fluxmeter* oder *Flußmesser* bezeichnet.

Das *Vibrationsgalvanometer* dient zur Messung von Wechselspannungen. Es besitzt meist ein Drehmagnetsystem. Dabei wird der zu messende Strom durch eine feste Spule geschickt, wodurch in dem Spuleninneren ein magnetisches Wechselfeld erzeugt wird. Eine dort an einem Faden aufgehängte Magnetnadel wird durch das Wechselfeld des Stromes zu Schwingungen angeregt. Besonders große Auslenkungen erhält man, wenn sich das schwingende System in mechanischer Resonanz mit der Fre-

Galvanometerkonstante

quenz des Wechselstromes befindet. Auf der Skale wird durch die raschen Vibrationen ein Lichtband geschrieben, dessen Breite der Amplitude des Wechselstroms proportional ist. Das Vibrationsgalvanometer eignet sich vorzüglich als empfindlicher Nullindikator für Wechselstrombrücken im Bereich von etwa 20 bis 150 Hz (→ Meßbrücke).

Das *supraleitende* G. ist ein Nadelgalvanometer mit einer supraleitenden Feldwicklung, wodurch es in niederohmigen Meßkreisen eine hohe Spannungsempfindlichkeit erreicht. Meßbar sind noch 10^{-12} V. Neuerdings bezeichnet man auch zur Messung kleiner elektrischer Spannungen eingesetzte → Quanteninterferometer gelegentlich als supraleitende G. Man erreicht dort Empfindlichkeiten von 10^{-15} V.

Galvanometerkonstante, → Galvanometer.

Galvanometerschwankungen, Schwankungen des Galvanometerspiegels durch Wärmebewegung der umgebenden bzw. konstituierenden mikroskopischen Teilchen, die die Empfindlichkeit des Galvanometers für Messungen begrenzen (→ Schwankungserscheinungen).

Galvanoskop, ein empfindliches Zeigerinstrument zum Nachweis des elektrischen Stromes ohne exakte Meßwertanzeige.

Gamma, 1) γ, alte Masseeinheit, ersetzt durch Mikrogramm, μg. 2) γ und Γ, → Gauß.

Gammaabregung, → Gammazerfall.

Gammadefektoskopie, → Werkstoffprüfung.

Gammafunktion, durch die Integraldarstellung $\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t}\, t^{z-1}\, dt$ definierte meromorphe Funktion mit den Polen $z = 0, -1, -2, -3, \ldots$ Für natürliche Zahlen n ist sie identisch mit der Fakultät:

$$\Gamma(1 + n) = n! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \cdots \cdot n.$$

Weitere spezielle Werte sind: $\Gamma(1) = 1$, $\Gamma(\frac{1}{2}) = \sqrt{\pi}$. Für die G. gelten die funktionalen Beziehungen:

$$\Gamma(z + 1) = z\Gamma(z),$$

$$\Gamma(z) \cdot \Gamma(1 - z) = \frac{\pi}{\sin \pi z}.$$

Für große Werte von z gilt mit großer Genauigkeit die *Stirlingsche Formel*

$$\Gamma(1 + z) = z^z\, e^{-z} \sqrt{2\pi z}\, (1 + r(z))$$

mit

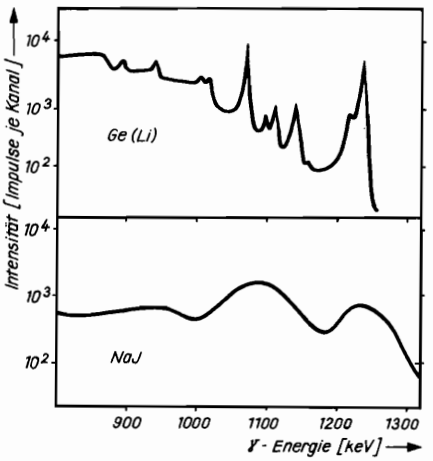
$$0 < r(z) < \frac{1}{12z} + \frac{1}{288z^2}.$$

Gammamatrizen, → Dirac-Gleichung.

Gammaquant, → Photon der → Gammastrahlung.

Gammaraum, → Phasenraum.

Gammaspektrometrie, *γ-Spektrometrie*, die experimentelle Technik zur Bestimmung des γ-Spektrums. Dabei werden fünf Methoden angewandt: 1) Die Szintillationsspektrometrie registriert die γ-Strahlung mit dem Szintillationszähler. Diese Methode ist sehr empfindlich, das energetische Auflösungsvermögen nicht gut. Verschiedene Bauarten zur Unterdrückung des Untergrundes, die z. T. mit der Koinzidenzmethode arbeiten, sind in Gebrauch, so das Subtraktions-, das Compton- und das Paarspektrometer. 2) Für niedrige Energien unter 100 keV wird das Proportionalzählrohr verwendet, das ein besseres energetisches Auflösungsvermögen hat. 3) Man nutzt die Beugung der γ-Strahlen am Raumgitter geeigneter Kristalle, z. B. einer gekrümmten Quarzplatte, aus. 4) Die Magnetspektrometer der Betaspektrometrie lassen sich zur G. ausnutzen, indem die Spektren der Elektronen aufgenommen werden, die über innere oder äußere Konversion entstehen. 5) Wesentlich bessere Energieauflösungen als mit Szintillationszählern lassen sich mit Halbleiterdetektoren, speziell Li-gedrifteten



γ-Spektrum von Ytterbium-177, aufgenommen mit einem Ge(Li)-Detektor und einem NaJ-Szintillator (nach Tavendale u. Ewan)

Germaniumdetektoren, erhalten. Die Abb. gibt einen Vergleich zwischen einem NaJ- und einem Ge(Li)-Spektrum des gleichen Strahlers. Wegen der etwa 10mal kürzeren Impulsanstiegszeit sind Ge(Li)-Detektoren besonders für schnelle Koinzidenzen geeignet.

Lit. Hertz: Lehrb. d. Kernphysik, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1966).

Gammaspektrum, *γ-Spektrum*, die Gesamtheit aller bei der γ-Abregung eines angeregten Kernniveaus emittierten γ-Energien (→ Kaskade). Experimentell aufgenommene γ-Spektren zeigen je nach dem verwendeten Spektrometer (→ Gammaspektrometrie) zusätzliche Linien und einen kontinuierlichen Untergrund, die von den verschiedenen Arten der Wechselwirkung der γ-Strahlung mit der Detektorsubstanz herrühren. Der Compton-Effekt führt zu einem kontinuierlichen Untergrund mit einer charakteristischen Kante, die der 180°-Streuung entspricht. Der Paarbildungseffekt führt zum Auftreten von zwei zusätzlichen Peaks zu jedem hochenergetischen Peak, zum Doppel-Escape-Peak und zum Einfach-Escape-Peak, die um jeweils 511 keV, die Ruhmasse des Elektrons, nach kleineren Energien verschoben sind, wobei unter einem Peak ein deutliches lokales Maximum im Spektrogramm verstanden wird.

G. des Reaktors. Der Reaktorkern ist eine Quelle intensiver γ-Strahlung. 7,8 MeV der bei der Kernspaltung freiwerdenden Energie entfallen auf γ-Strahlung. Es werden je Spaltung

durchschnittlich 7,5 γ-Quanten mit folgender Energieverteilung erzeugt.

Energie in MeV	Anzahl der γ-Quanten im Energieintervall
0 bis 1	5
1 bis 2	1,39
2 bis 3	0,44
3 bis 6,5	0,2

Die Intensität dieser prompten γ-Strahlung ist direkt proportional zur Reaktorleistung.

Eine weitere Quelle von γ-Strahlung sind die radioaktiven Spaltprodukte, die sich im Brennelement mit zunehmendem Abbrand anhäufen. Konzentration und Zusammensetzung der Spaltprodukte und damit auch Intensität und Energiespektrum der γ-Strahlung sind abhängig von der Reaktorbetriebsdauer. Das Energiespektrum der γ-Strahlung im Gleichgewichtszustand ist in der folgenden Tabelle dargestellt:

Energie in MeV	Anzahl der γ-Quanten im Energieintervall
$\leqq$0,4	1,62
0,8	4,85
0,8 bis 2,2	1,43
2,5	0,116
2,8	0,012

Zur γ-Strahlung im Reaktorkern tragen außerdem noch Neutroneneinfangprozesse im Brutmaterial, Kühlmittel und Strukturmaterial, d. s. Halterungen der Brennelemente, Aufhängungen u. ä., bei. Für die Reaktorabschirmung spielen diese γ-Quellen keine Rolle. Die Neutroneneinfangprozesse im Kühlmittel verursachen allerdings indirekt eine Aktivierung des gesamten Primärkreises, die sehr hohe Werte annehmen kann. So kann die Na-24-γ-Aktivität in einem natriumgekühlten Brutreaktor von 1000 MW_{el} Leistung in Poolbauweise z. B. bis zu 10^{-1} Ci/cm^3 betragen. Neutroneneinfangprozesse außerhalb des Reaktorkerns in randnahen Zonen sind als Quellen der γ-Strahlung in Strahlenschutzberechnungen (→ Reaktorsicherheit) zu berücksichtigen.

Lit. Hertz: Lehrb. d. Kernphysik, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1966).

Gammastrahler, *γ-Strahler*, radioaktive Kerne, deren Umwandlung von γ-Strahlung begleitet wird, und isomere Kerne. Ein G. ist z. B. Co-60. Über die Anwendung der G. → Radionuklide.

Gammastrahlung, *γ-Strahlung*, hochenergetische elektromagnetische Strahlung mit Wellenlängen von 10^{-9} bis 10^{-14} cm und Energien von mehr als einigen keV. Diese kurzen Wellenlängen bringen die Quantennatur der G. stark zur Geltung, so daß man auch von *Gammaquanten* spricht. Deren Energie nach $E = h\nu$ von der Frequenz ν abhängt, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Die Gesamtheit aller möglichen Energien gibt das → Gammaspektrum wieder. G. entsteht entweder als → Bremsstrahlung beim Auftreffen genügend schneller Elektronen auf Materie, z. B. als Bestandteil der Röntgenstrahlung, oder beim Strahlungsübergang eines angeregten Kerns (Gammaabregung). Diese angeregten Kerne können beim α- und β-Zerfall radioaktiver Kerne oder durch Kernreaktionen einschließlich inelastischer Streuung entstehen, aber auch als isomere Kerne vorliegen (→ Kernisomerie). Vorrangig G. aussendende Radionuklide werden als → Gammastrahler bezeichnet. Bei der radioaktiven Umwandlung, wie α- und β-Umwandlung, geht ein instabiler Kern in einen Folgekern über, wobei oft ein Teil der Umwandlungsenergie im Kern zurückbleibt, d. h. der Kern ist angeregt. Diese Energie wird als G. abgegeben. Die G. hat dann infolge der verschieden angeregten Energieniveaus des Kerns ein Spektrum mit wenigen scharfen Linien unterschiedlicher Energie und Intensität. Ferner tritt G. als Vernichtungsstrahlung bei der Zerstrahlung eines Elektron-Positron-Paares auf (umgekehrte Paarbildung).

Die wichtigsten Wechselwirkungen der G. beim Durchgang durch Materie bestehen im Photoeffekt, im Compton-Effekt und in der Paarbildung, die zu einer Schwächung der G. führen. Durch die dabei ausgelösten Photo- bzw. Compton-Elektronen wird die G. als → ionisierende Strahlung nachgewiesen. Eine Präzisionswellenlängenmessung langwelliger G. kann ähnlich wie bei Röntgenstrahlung mit Hilfe von Interferenzerscheinungen an Kristallgittern erfolgen. Das Verfahren versagt, wenn die Energie der G. zu groß und daraus resultierend die Wellenlänge zu klein wird. Über die Anwendung der G. → Radionuklide.

Lit. → Kernphysik.

Gammastrahlungskonstante, *spezifische G.*, Proportionalitätsfaktor Γ, der sich experimentell für jedes γ-strahlende Nuklid daraus ergibt, daß die Expositionsleistung $\dot{X}$ bzw. die Standardionendosisleistung $\dot{I}_{st}$ dem Quotienten A/a^2 aus der Aktivität A und dem Quadrat a^2 des Abstands a von Meßpunkt und Strahlungsquelle proportional ist. Nach den Gleichungen $\dot{X}$ bzw. $\dot{I}_{st} = \Gamma \cdot A/a^2$ und mit den in eckigen Klammern angegebenen Dimensionen $\dot{X}$ bzw. $\dot{I}_{st}$ [R/h] $= \Gamma[\mathrm{R \cdot m^2/(Ci \cdot h)}] \cdot A/a^2[\mathrm{Ci/m^2}]$ ergeben sich $\dot{X}$ bzw. $\dot{I}_{st}$ aus der Aktivität A und dem Abstand a, wenn Γ für das γ-strahlende Nuklid bekannt ist. Werden je Zerfall n_l Photonen der Energie $(h\nu)_l$ emittiert und ist $(\mu_a/\varrho)_l$ der → Massenabsorptionskoeffizient für Luft für die Energie $(h\nu)_l$, so gilt $\Gamma\left[\frac{\mathrm{R \cdot m^2}}{\mathrm{Ci \cdot h}}\right] = 19{,}3 \sum_l n_l (h\nu)_l \frac{\mu_a}{\varrho_l} \left[\mathrm{MeV \cdot \frac{cm^2}{g}}\right]$. Im Bereich der Gamma-Energien von $\approx$0,3 bis 3 MeV gilt mit $\pm$15% Fehler die Näherung $\Gamma\left[\frac{\mathrm{R \cdot m^2}}{\mathrm{Ci \cdot h}}\right] = \frac{1}{2} \sum_l (h\nu)_l$ [MeV], wenn $\sum_l (h\nu)_l$ die gesamte je Zerfall freiwerdende Photonenenergie bedeutet. Typische Beispiele sind

$\Gamma = 0{,}84\ \mathrm{R \cdot m^2/Ci \cdot h}$ für Ra-226 und

$\Gamma = 1{,}29\ \mathrm{R \cdot m^2/Ci \cdot h}$ für Co-60.

Gammawert, *γ-Wert*, → photographische Schwärzung.

Gammazerfall, *γ-Zerfall, Gammaabregung, γ-Abregung*, eine Art des radioaktiven Zerfalls von angeregten Kernzuständen, die als Folge vorangegangener Kernumwandlungen oder Kernreaktionen entstehen können, durch einen Strahlungsübergang zu niedriger angeregten Zuständen oder zum Grundzustand des gleichen Kerns. Die dabei emittierte Gammastrahlung ist also elektromagnetische Strahlung, wobei die Energie eines einzelnen Lichtquants gleich der Energiedifferenz von Anfangs- und Endzustand des

emittierenden Kerns ist. Da diese Energien im keV- bis MeV-Bereich liegen, handelt es sich um eine sehr energiereiche Strahlung, deren Wellenlänge meist so klein ist, daß keine Interferenz- oder Beugungseffekte mehr nachweisbar sind. Die Bereiche weicher γ-Strahlung und harter Röntgenstrahlung überdecken sich. Die Strahlungsübergänge bei Atomkernen zeigen gegenüber denen bei Atomen oder Molekülen einige Besonderheiten, insbesondere werden Übergänge höherer Multipolordnung ohne weiteres beobachtbar. Zwar nehmen genau wie in der Hüllenphysik die Übergangswahrscheinlichkeiten sehr rasch mit wachsender Multipolordnung ab (da die Wellenlänge der Strahlung groß gegen den Kernradius ist), aber während bei der Hülle Übergänge, die nicht durch elektrische Dipolstrahlung realisiert werden können, als verbotene Übergänge gelten und praktisch durch Nicht-Strahlungsprozesse bei Stößen zwischen Atomen u. ä. verlaufen, fallen bei den voneinander isolierten Atomkernen solche Konkurrenzprozesse fort. Der Erhaltungssatz für den Gesamtdrehimpuls einschließlich des Drehimpulses der Strahlung fordert einen Multipolübergang der Ordnung ΔI, wenn ΔI die Differenz der Kernspins im Anfangs- und Endzustand ist. Daher erhält man sehr kleine Übergangswahrscheinlichkeiten, wenn bei dem Übergang eine große Spindifferenz „überbrückt" werden muß. Auf diese Weise entstehen Spektrallinien mit extrem kleiner Linienbreite, die entscheidend für die beim → Mößbauer-Effekt erreichbare extreme Meßgenauigkeit ist.

Der G. ist im allgemeinen nur einer von mehreren Kernprozessen, die zum Zerfall des Ausgangszustandes führen. Die gesamte Energiebreite setzt sich dann additiv aus den Partialbreiten der einzelnen Prozesse zusammen, die Partialbreite $\Gamma_\gamma = \hbar\gamma_\gamma$ für den G. wird meist in Weißkopf-Einheiten angegeben. γ_γ ist die Übergangswahrscheinlichkeit je Zeiteinheit für den Strahlungsübergang. Im speziellen Fall hochangeregter Kernniveaus findet die Abregung über eine → Kaskade statt.

Gamow-Berg, → Alphazerfall.

Gamow-Theorie, → Alphazerfall.

Gang, → Uhr.

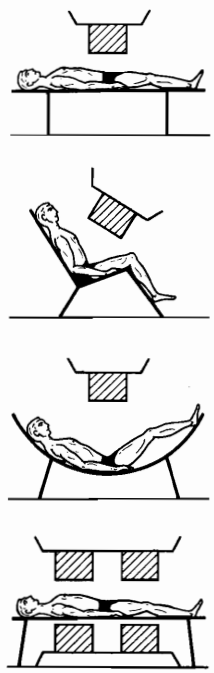
Gangpolkegel, → Kreisel.

Gangunterschied, → Interferenz, → Interferenzerscheinungen, → Kristalloptik.

Gantmacher-Effekt, → Size-Effekte.

ganze Funktion, eine komplexwertige Funktion einer komplexen Veränderlichen z, die in der ganzen Ebene regulär und deshalb dort durch eine Taylor-Reihe darstellbar ist. Bricht diese Reihe nach endlich vielen Gliedern ab, so ist die g. F. ein *Polynom* in z, eine *ganze rationale Funktion.* Andernfalls ist der unendlich ferne Punkt ein wesentlich singulärer Punkt der g.n F. In diesem Fall bezeichnet man sie auch als *ganze transzendente Funktion*; z. B. die Funktion e^z und $\sin z$. Eine g. F., die für $z = 0$ eine p-fache Nullstelle und sonst nur endlich viele Nullstellen a_k, $k = 1, 2, \ldots, m$, erster Ordnung hat, läßt sich stets in einer einfachen Gestalt $f(z) = e^{g(z)} \cdot z^p \cdot \prod_{k=1}^{m} \left(1 - \frac{z}{a_k}\right)$ darstellen, in der $g(z)$ eine ganze Funktion ist.

Ganzkörperzähler, *body counter*, auch *whole body counter*, *HBC* [human body counter], Meßanordnung zur direkten Messung von im Körper abgelagerten Radionukliden (→ Inkorporation). G. werden in der → Nuklearmedizin und im → Strahlenschutz angewendet. Die im Körper abgelagerten Radionuklide werden meist nicht nur durch ihre Aktivität nachgewiesen, sondern durch spektrale Analyse der ausgesandten Strahlung identifiziert; γ-Strahler mit Strahlungsenergien über 0,1 MeV werden durch Szintillationsdetektoren mit NaJ(Tl)-Kristallen nachgewiesen, die z. B. für K-40 ein energetisches Auflösungsvermögen von 8 bis 10% haben. Die γ-Spektren werden durch Vielkanal-Impulshöhenanalysatoren aufgezeichnet. Große Kristalle mit Durchmessern von 20 cm und einer Höhe von 10 cm gewährleisten eine hohe Meßempfindlichkeit. Plastszintillatoren oder flüssige Szintillatoren werden manchmal in G.n für medizinische Zwecke verwendet. Eine hohe Meßempfindlichkeit erfordert einen möglichst geringen Nulleffekt. Besonders wichtig ist eine gute → Abschirmung, meist aus ausgesucht aktivitätsarmem Stahl von etwa 15 cm Dicke. SEV und Szintillationskristall dürfen kein K-40 enthalten, alle Materialien müssen möglichst aktivitätsarm sein. Aus der zugeführten Luft sind



Verschiedene Meßgeometrien bei Ganzkörperzählern mit Szintillationskristallen

die Radon-Folgeprodukte auszufiltern. Bei Meßzeiten zwischen 10 min und 1 h ist etwa 1 nCi meßbar, das entspricht rund 10^{-4} der → MZIA von Co-60 oder 10^{-2} der MZIA von Ra-226. Für höhere Aktivitäten, z. B. nach Strahlungshavarien, werden auch G. mit geringerer Meßempfindlichkeit und geringeren Kosten aufgebaut; sie werden als *Inkorporationsmonitore* bezeichnet. Die Kalibrierung eines G.s ist schwierig. Sie hängt von der Geometrie des Detektors im Ver-

hältnis zur Meßperson, von der Energie des Strahlers, der Verteilung des Radionuklids im Körper sowie der Abschwächung und Streuung der Strahlung im Körper ab. Es sind verschiedene Meßgeometrien üblich. Zur Kalibrierung werden Phantome von der räumlichen Ausdehnung eines „Standardmenschen", bestehend aus gewebeäquivalentem Material für ionisierende Strahlung, verwendet. Am Ort des wahrscheinlich kritischen Organs wurden dem Phantom genau definierte Mengen bekannter Radionuklide hinzugefügt. Mitunter werden auch Messungen an Personen vorgenommen, die definierte Mengen kurzlebiger Radionuklide inkorporiert haben.

Reine β-Strahler mit Strahlungsenergien über etwa 1 MeV können durch ihre → Bremsstrahlung nachgewiesen werden. Bei niedrigeren Energien ist die Bremsstrahlungsausbeute zu klein und die Absorption im Körper zu groß. Zur Herabsetzung des Nulleffektes sind dünne Szintillationskristalle von wenigen mm Dicke günstig; 0,1 μCi Sr-90/Y-90 ($5 \cdot 10^{-2}$ der MZIA) sind in modernen Anlagen nachweisbar. Besondere Schwierigkeiten bereitet bei der Kalibrierung die Bestimmung der Bremsstrahlung bei gleichzeitiger Anwesenheit von γ-Strahlern. Bei reinen α-Strahlern oder niederenergetischen β-Strahlern ohne γ-strahlende Folgeprodukte versagt der G. In allen anderen Fällen ist er der → Exkretionsanalyse vorzuziehen, weil er keine Kenntnisse der Stoffwechselvorgänge erfordert. Für spezielle Fälle sind Teilkörperzähler üblich, z. B. zur Messung an Extremitäten oder zum Jodnachweis in der Schilddrüse. Die niederenergetische γ- und Röntgenstrahlung des Pu-239 kann im Falle der Ablagerung in der Lunge und geringer Absorption im Körper durch → Proportionalzähler (Großflächen-Durchflußzähler) gemessen werden.

GARP (Abk. von *G*lobal *A*tmospheric *R*esearch *P*rogramme), ein bedeutendes meteorologisches Forschungsvorhaben, das mit umfassender internationaler Beteiligung die wissenschaftliche Erforschung der physikalischen Grundlagen langfristiger Wetterprognosen zum Ziele hat. Die Aufstellung dieses Programms geht zurück auf die in der Resolution Nr. 1721 (XVI) der UNO vom 20. XII. 1961 über die internationale Zusammenarbeit in der friedlichen Nutzung des Weltraums gegebenen Empfehlungen, 1) sowohl den Stand der atmosphärischen Wissenschaft und Technologie zu fördern als auch eine größere Kenntnis derjenigen grundlegenden physikalischen Prozesse zu erlangen, die das Klima und die Möglichkeit großräumiger Wetterbeeinflussung betreffen; 2) die bestehenden Wettervorhersage-Fähigkeiten weiter zu entwickeln und den Mitgliedstaaten behilflich zu sein, durch regionale meteorologische Zentren hieraus effektiven Nutzen zu ziehen.

Zugleich wurde die Meteorologische Weltorganisation (WMO) aufgefordert, in Verbindung mit dem Internationalen Rat der Wissenschaftlichen Unionen (ICSU) entsprechende Vorstellungen zu entwickeln. Das hieraus abgeleitete GARP besteht aus zwei verschiedenen, jedoch eng miteinander verbundenen Teilen, und zwar 1) der Aufstellung und Prüfung einer Reihe theoretischer Modelle der wichtigen Aspekte des atmosphärischen Verhaltens mit dem Ziel einer genaueren Beschreibung der physikalischen Prozesse und ihrer Wechselwirkungen; 2) der Untersuchung der Atmosphäre mittels Beobachtung und Experiment mit dem Ziel einer Festlegung derjenigen Daten, die für die Aufstellung und Prüfung derartiger theoretischer Modelle erforderlich sind. Innerhalb des GARP gibt es eine Reihe von Unterprogrammen, die sich unter anderem besonders mit der Energieübertragung innerhalb des atmosphärischen Systems sowie zwischen diesem und seiner Umgebung befassen. Die globalen Experimente im GARP, mit denen etwa 1976 begonnen werden kann, haben das Ziel, ein hinreichendes Grundlagenmaterial zu liefern, um die numerischen Modelle zu testen.

Gas, ein Aggregatzustand, in dem die einzelnen Moleküle relativ frei beweglich sind, so daß sich ihre gegenseitige Anordnung dauernd verändert. Eine Gasmenge hat deshalb keine feste Gestalt und kann ein beliebig großes Volumen einnehmen. Die Beziehungen zwischen der Temperatur, dem Druck und dem Volumen einer Gasmenge werden durch die Gasgesetze (→ Zustandsgleichung, → Gasentartung) beschrieben. Unterhalb einer für jeden Stoff charakteristischen Temperatur, der kritischen Temperatur, können die Gase durch Kompression verflüssigt werden.

Da das Volumen der G.e nach ihrer Zusammensetzung sich unter dem Einfluß sowohl der Temperatur als auch des äußeren Druckes ändert, hat man als einheitliche Rechnungsgrundlage den *Normzustand* geschaffen, bei dem das Volumen der technischen G.e auf eine Temperatur von 0 °C und einen barometrischen Druck von 760 Torr bezogen wird. Die gleiche Grundlage gilt auch für die Angabe der Verbrennungswärme der G.e und des Gasheizwertes.

Bei der Beschreibung der thermodynamischen Eigenschaften der G.e unterscheidet man ideale und reale G.e.

Ein *ideales G.* stellt ein Modell dar, bei dem das Eigenvolumen der Gasmoleküle und die Wechselwirkung der Moleküle infolge der van-der-Waals-Kräfte vernachlässigt werden. Die Moleküle werden als Massepunkte betrachtet, die sich wie elastische Kügelchen im Raum bewegen und den Gesetzen der klassischen Physik genügen (→ kinetische Theorie). Das ideale G. genügt der einfachen → Clapeyronschen Zustandsgleichung. Seine innere Energie ist durch das Fehlen von Wechselwirkungskräften zwischen den Molekülen vom Volumen (bzw. Druck) unabhängig (Lussacscher Versuch). Beim *realen G.* spielen das Eigenvolumen der Moleküle und ihre Wechselwirkung untereinander eine Rolle. Es gibt eine Vielzahl von verschiedenen → Zustandsgleichungen, die das Verhalten realer G.e in bestimmten Temperatur- und Druckbereichen gut beschreiben. Die innere Energie des realen G.es ist volumen- bzw. druckabhängig (→ Joule-Thomson-Effekt). Die einfachste Zustandsgleichung, die das reale G. qualitativ richtig beschreibt, ist die van-der-Waalssche Zustandsgleichung. Die realen G.e kommen dem Verhalten des idealen G.es um so näher, je geringer ihre Dichte (dann wird das

Eigenvolumen der Moleküle unwichtig) und je höher ihre Temperatur ist (dann wird die Wechselwirkungsenergie der Moleküle im Vergleich zu ihrer kinetischen Energie unwichtig).

Gasaufzehrung, Erscheinung, daß mit wachsender Betriebsdauer Druck bzw. Dichte des Füllgases in Gasentladungsgefäßen abnimmt. Ursachen dafür sind, daß abgedampftes oder abgestäubtes Elektrodenmaterial das Füllgas nach chemischer Reaktion bindet oder daß es Gasbeläge des Füllgases auf Elektroden oder Gefäßwänden durch zusammenhängende Metallschichten mehr und mehr abdeckt. Diese Prozesse werden durch den Transport der Füllgasionen zur Katode und durch Absorption sowie Adsorptionsvorgänge an der Katodenoberfläche verstärkt.

Gasballast, eine Gasmenge, meistens Frischluft, die bei auf Atmosphärendruck verdichtende Dreh- und Sperrschieberpumpen (*Gasballastpumpen*) zur Vermeidung der Kondensation von Dämpfen vor Beginn und während der Kompression regelmäßig in den Schöpfraum durch ein Gasballastventil eingelassen wird. Auf diese Weise wird im Schöpfraum Atmosphärendruck erreicht und das Auspuffventil geöffnet, bevor noch durch Kompression der Taupunkt der abgesaugten Dämpfe erreicht wird. Das Prinzip der Gasballastpumpe wurde von Gaede angegeben.

Gasdichte, svw. Dampfdichte.

Gasdichtewaage, svw. Gaswaage.

Gasdruck, der Druck, den ein Gas auf die Wände eines einschließenden Gefäßes ausübt; er wird durch die Stöße der Gasmoleküle gegen die Gefäßwand hervorgerufen. Es sollen V das Volumen des Gefäßes, N die Anzahl der eingeschlossenen Moleküle, $n = N/V$ die Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit sein. Dann gilt für den G. p die Bernoullische Beziehung $p = 2n\bar{\varepsilon}/3$, wobei $\bar{\varepsilon}$ die mittlere Bewegungsenergie eines Moleküls bedeutet. Es ist also $\bar{\varepsilon} = m\overline{v^2}/2$, wenn dabei m die Masse jedes Moleküls und $\overline{v^2}$ das mittlere Geschwindigkeitsquadrat ist.

Gasdynamik, ein Teilgebiet der Strömungslehre, die Lehre von den Bewegungsgesetzen strömender Gase, in denen wegen der Kompressibilität Dichteänderungen auftreten. Als Spezialfall umfaßt die G. auch die Hydrodynamik (→ Hydromechanik) der inkompressiblen Flüssigkeiten. Erhebliche Dichteänderungen ergeben sich hauptsächlich beim Strömen von Gasen und Dämpfen unter großen Druckunterschieden. Dafür lassen sich im wesentlichen folgende Ursachen anführen:

1) Große Höhenerstreckungen der im Schwerefeld der Erde befindlichen Gasmassen, was besonders für Strömungserscheinungen in der freien Atmosphäre zutrifft.

2) Große Strömungsgeschwindigkeiten, die vergleichbar mit der Schallgeschwindigkeit sind. Sie treten auf, wenn sich im Gas Körper mit einer sehr hohen Geschwindigkeit bewegen oder wenn zwischen zwei Stellen des Strömungsfeldes ein Druckunterschied besteht, der mit der Größe des absoluten Druckes vergleichbar ist. Diese Fälle liegen in Turbomaschinen und bei der Bewegung von Geschossen, Raketen und schnellen Flugzeugen vor.

3) Große Beschleunigungen, die in ruhenden oder strömenden Gasmassen auftreten, wenn Wandteile oder Körper plötzliche Bewegungen ausführen. Beispiele sind die Ausbreitungsvorgänge bei Schwingungen und Explosionen sowie die Strömungserscheinungen beim schnellen Öffnen und Schließen von Ventilen und Schiebern.

4) Hohe Temperaturunterschiede, die beim Wärmeübergang selbst bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten auftreten können.

Wenn die Dichteänderung klein ist, kann die Gasströmung näherungsweise mit den Beziehungen der Hydrodynamik berechnet werden. Für Luftströmungen unter Normalbedingungen ist dies bis zu Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 75 m/s bzw. von einer Machzahl Ma $< 0{,}2$ zulässig. Die relative Dichteänderung ist dabei nicht größer als 2%.

Zur Berechnung kompressibler Strömungen sind neben den Eulerschen Gleichungen und der Kontinuitätsgleichung zusätzlich noch der 1. und 2. Hauptsatz der Thermodynamik und die Zustandsgleichung der idealen Gase zu berücksichtigen. Die Behandlung der Strömungsvorgänge vereinfacht sich häufig dadurch, daß die Reibung und der Wärmeaustausch mit der Umgebung vernachlässigt werden können; die Zustandsänderung verläuft dann isentrop. Das gleiche gilt für adiabate Strömungen, bei denen die Reibungswärme im Gas verbleibt (→ Ausströmen, → Drosselung, → Rohrströmung).

Zur Einteilung der gasdynamischen → Strömungen dient die Machzahl Ma. Bei Ma < 1 spricht man von Unterschallströmungen, bei Ma ≈ 1 von transsonischen Strömungen, bei Ma > 1 von Überschallströmungen und bei Ma > 5 von Hyperschallströmungen. Die *Unterschallströmungen* weisen eine gewisse Ähnlichkeit mit den inkompressiblen Strömungen auf, weil für beide die grundlegenden Differentialgleichungen vom elliptischen Typ sind. Deshalb können unter Beachtung der Prandtlschen Regel günstige hydrodynamische Profile mit gutem Erfolg auch in Unterschallströmungen eingesetzt werden, solange örtlich nicht die Schallgeschwindigkeit erreicht bzw. überschritten wird. In *Überschallströmungen* treten dagegen völlig neue Erscheinungen auf. Störungen breiten sich nicht mehr in das gesamte Strömungsfeld aus, sondern nur in ein stromabwärts gelegenes Gebiet. Sie gehen als → Machsche Wellen z. B. von Oberflächenrauhigkeiten der Begrenzungswände aus. Außer den stetigen Zustandsänderungen treten noch → Verdichtungsstöße auf, in denen sich Geschwindigkeit, Druck, Dichte und Temperatur sprungartig ändern. Das grundsätzlich unterschiedliche Verhalten von Unterschall- und Überschallströmungen kommt bei der mathematischen Behandlung dadurch zum Ausdruck, daß die Differentialgleichungen von unterschiedlichem Typ sind; die der Unterschallströmung ist vom elliptischen Typ, die der Überschallströmung vom hyperbolischen Typ. Zur Erzeugung von Überschallgeschwindigkeit ist ein engster Strömungsquerschnitt mit anschließender stetiger Erweiterung erforderlich, was in der Lavaldüse (→ Düse) verwirklicht wird. Während sich der Querschnitt einer Düse im Unterschallgebiet in Strömungsrichtung ver-

mindert, muß er in Überschallströmungen erweitert werden. Entsprechendes gilt für die → Diffusoren. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit ist endlich und tritt beim Ausströmen in das Vakuum auf. Selbst in reibungsfreier Überschallströmung kann Ablösung vorkommen, und zwar bei der → Prandtl-Meyer-Strömung, wenn der kritische Ablenkwinkel überschritten wird. Die Strömung entlang konvexer Wände ist eine stetige Verdünnungsströmung. An konkaven Wänden treten Verdichtungsstöße auf, die meistens gegen die Strömungsrichtung geneigt sind und deshalb auch als schräge Verdichtungsstöße bezeichnet werden. Sie setzen vorwiegend nur die Überschallgeschwindigkeit herab, während die senkrechten Stöße zu Unterschallströmungen führen. An Flugkörpern, die sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegen, treten Verdichtungsstöße auf, die als Kopf- bzw. Schwanzwelle bezeichnet werden und einen Wellenwiderstand (→ Strömungswiderstand) zur Folge haben. Durch isentrope Kompression und die in der → Grenzschicht entstehende Reibungswärme nimmt die Oberflächentemperatur bei hohen Machzahlen beträchtliche Werte an (→ Eigentemperatur).

Verdichtungsstöße führen häufig zur → Grenzschichtablösung. In instationären Strömungen kommt es zur Ausbreitung, Reflexion und Überlagerung von → Druckwellen.

Stationäre ebene und rotationssymmetrische Überschallströmungen können mit Hilfe des → Charakteristikenverfahrens behandelt werden, solange im Strömungsfeld nur schwache Stöße auftreten. Bei starken Verdichtungsstößen ist das Stoßpolarendiagramm (→ Verdichtungsstoß) zu verwenden. Die Lösung erfolgt dabei in der Hodographenebene (→ Hodographenmethode), weil die Differentialgleichungen hier linear sind. Zwischen den Maschennetzen der Hodographenebene und der Strömungsebene besteht eine orthogonalreziproke Beziehung. Hinter gekrümmten Stoßfronten ist die Strömung drehungsbehaftet; hierfür hat sich das Herzkurvendiagramm (→ Verdichtungsstoß) gut bewährt. Bei instationären Vorgängen können die Differentialgleichungen für kleine Druckunterschiede näherungsweise linearisiert werden. Druckwellen mit großen Amplituden sind mathematisch schwieriger zu behandeln. Für eindimensionale instationäre Strömungen verwendet man ebenfalls ein Charakteristikenverfahren. Bei stationären Fadenströmungen ist das Ausströmdiagramm (→ Ausströmen) vorteilhaft anzuwenden.

Weil die kompressiblen Grenzschichten, bei denen sich neben der Strömungsgrenzschicht auch eine Temperaturgrenzschicht ausbildet, wesentlich komplizierter zu behandeln sind als die inkompressiblen, kommt den Experimenten zur Ermittlung der Strömungsverluste noch große Bedeutung zu, besonders auch im Hinblick auf das Auftreten von Verdichtungsstößen. Die Messungen erfolgen in Hochgeschwindigkeits- bzw. Überschallwindkanälen (→ Windkanal, → Strömungssonden). Dabei sind die Modellregeln einzuhalten (→ Ähnlichkeitstheorie). Zur Untersuchung des Strömungsfeldes eignen sich auch optische Verfahren, wie die Interferenzmethode und die Schlierenmethode. Die Flachwasseranalogie (→ Analogie 2) wird vorwiegend nur noch zur Untersuchung instationärer Probleme herangezogen.

Die G. findet praktische Anwendung bei Turbomaschinen, Strahlantrieben, schnell fliegenden Flugzeugen und Raketen, in der Ballistik, in Verbrennungsmotoren (besonders zur Bestimmung der Gasschwingungen in Ansaug- und Auspuffleitungen), zur Untersuchung und Verbesserung des Lärmverhaltens von Ventilen, in Strahlapparaten, bei Explosionen und Detonationen.

Lit. Abramowitsch: Angewandte G. (dtsch Berlin 1958); Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Oswatitsch: G. (Wien 1952); Sauer: Einführung in die theoretische G. (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960); Nichtstationäre Probleme der G. (Berlin, Heidelberg, New York 1966); Schlichting: Grenzschicht-Theorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965); Zierep: Vorlesungen über theoretische G. (Karlsruhe 1963).

Gaselektrode, in der Gasentladungsphysik Plasma einer Nebenentladung, das als Katode oder Anode einer Hauptentladung dient. Infolge ihrer hohen Konzentration an freien Elektronen und Ionen lassen sich Gasentladungsplasmen sehr gut als Elektroden verwenden.

Gaselektronik, Teilgebiet der Gasentladungs- und Plasmaphysik, das sich mit der Erforschung und Entwicklung gasgefüllter Entladungsröhren für technische Zwecke befaßt, z. B. von Schaltröhren, Stabilisatorröhren, Signallampen oder gasgefüllten Gleichrichterröhren. Die G. nutzt vielfach Prinzipien aus, die auch in den Vakuumröhren der Elektronik Verwendung finden.

Gasentartung, *Entartung*, durch Quanteneffekte bedingte Abweichung des Verhaltens eines Gases bei tiefen Temperaturen und/oder hohen Teilchendichten. Bei G. ist der → Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik nicht mehr gültig, so daß die spezifische Wärme nicht konstant bleibt, sondern bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt der Temperatur verschwindet, wie es vom 3. Hauptsatz der Thermodynamik gefordert wird. Die G. läßt sich quantentheoretisch dadurch erklären, daß wegen der prinzipiellen Nichtunterscheidbarkeit gleichartiger Teilchen in der Quantentheorie Zustände, die sich lediglich durch die Vertauschung zweier gleichartiger Teilchen unterscheiden, identisch sind. Bei Fermionen kommt noch das Paulische Ausschließungsprinzip hinzu (→ Fermi-Dirac-Statistik).

Die G. wird durch den Entartungsparameter A in den Formeln für die Fermi-Dirac-Verteilung (Vorzeichen $+$) und die Bose-Einstein-Verteilung (Vorzeichen $-$) $n_l = \dfrac{g_l}{\frac{1}{A}\,e^{E_l/(kT)} \pm 1}$ charakterisiert. Dabei ist n_l die mittlere Zahl der Fermionen bzw. Bosonen auf dem Energieniveau E_l, dessen Vielfachheit durch g_l angegeben wird. k ist die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. A hängt mit dem chemischen Potential μ durch die Beziehung $A = e^{\mu/(kT)}$ zusammen. Für $A \ll 1$ kann man die 1 im Nenner vernachlässigen, und sowohl die Fermi-Dirac- als auch die Bose-Einstein-Verteilung gehen in die Maxwell-Boltzmann-Ver-

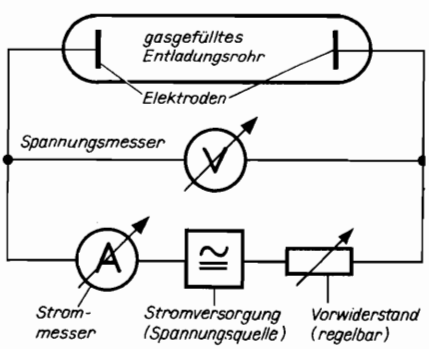
teilung (→ Maxwell-Boltzmann-Statistik) über. Durch Vergleich mit dieser folgt für den Entartungsparameter in diesem klassischen Grenzfall $A = \frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{N}{V}$. Hierbei bedeuten h das Plancksche Wirkungsquantum, m die Masse der Gasteilchen, V das Gasvolumen und N die Anzahl der Gasteilchen.

Falls nicht $A \ll 1$ gilt, tritt G. ein, dies ist bei tiefen Temperaturen, hohen Drücken und zuerst bei Teilchen mit kleinen Massen der Fall. Für Elektronen gilt im Metall schon bei normalen Temperaturen $A \approx 10^4$, d. h., das Elektronengas ist stark entartet. Dagegen erhält man für ein gewöhnliches Gas unter Normalbedingungen, z. B. Luft, den Wert $A \approx 10^{-6}$, d. h., die klassischen Formeln sind in diesem Falle ohne Einschränkungen gültig. Die meisten Gase kondensieren, bevor G. eintreten kann. Nur bei den leichtesten Gasen, z. B. Wasserstoff und Helium, wird das Gebiet der G. erreicht. Allerdings werden dabei die Erscheinungen der G. teilweise überdeckt durch Einflüsse infolge der Wechselwirkung der Teilchen (→ van-der-Waalssche Kräfte).

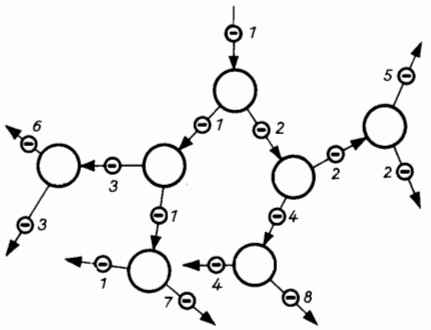
Man kann die G. auch durch Angabe der *statistischen* oder *thermischen de-Broglie-Wellenlänge* $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi mkT}}$, die mit dem Entartungsparameter durch die Relation $A = \lambda^3 \frac{N}{V}$ zusammenhängt, charakterisieren. Die statistische de-Broglie-Wellenlänge steht in enger Analogie zur de-Broglie-Wellenlänge in der → Quantentheorie. Außerdem kann der Grad der G. durch Angabe der *Entartungstemperatur* $T_E = \frac{h^2}{2\pi mk}\left(\frac{V}{N}\right)^{2/3}$ charakterisiert werden. Für $T \ll T_E$ tritt starke Entartung ein, und für $T \gg T_E$ liegt der klassische Grenzfall vor.

Gasentladung, *elektrische G.*, Vorgang, bei dem ein Gas durch äußere elektrische Einwirkungen in den Plasmazustand übergeführt und elektrisch leitend wird. Das gläserne oder metallische Gasentladungsgefäß, die → Gasentladungsröhre, enthält zwei Metallelektroden, an denen eine äußere Spannung anliegt und den Entladungsstrom in der *Gasentladungsstrecke* verursacht (Abb. 1).

1) Entladungsmechanismus. Bei sehr kleinen Spannungen nehmen zufällig im Neutralgas vorhandene Elektronen aus dem elektrischen Felde nicht genügend Energie auf, um Ionisationsprozesse auszuführen. Sie geben ihre kinetische Energie zum größten Teil durch elastische Stöße an Neutralteilchen ab. Erst mit steigender Spannung übersteigt die von den Elektronen zwischen zwei Zusammenstößen mit Neutralteilchen aus dem elektrischen Feld aufgenommene kinetische Energie deren Ionisierungsenergie, und die durch Ionisation entstandenen neuen Elektronen können ihrerseits weitere Ionisationsakte durchführen. Durch mehr oder minder vollkommene Elektronenlawinen (Abb. 2) steigt die Anzahl der Ladungsträger sprunghaft. Wenn die Trägerbilanz positiv wird, d. h., wenn in der Zeiteinheit mehr Elektronen und Ionen gebildet werden, als durch Rekombinationsvorgänge im Volumen, an Wänden und Elektroden wieder verschwinden, zündet die Entladung.



1 Gasentladungsstrecke mit äußerem Stromkreis

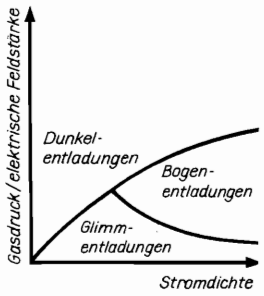


2 Ausbildung einer Elektronenlawine

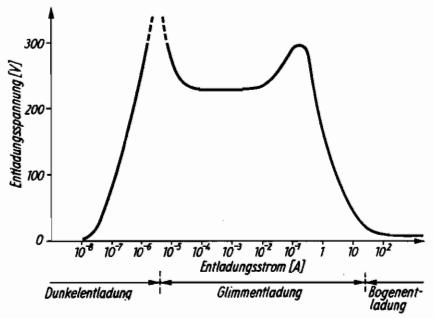
Die *Zündspannung* (*Durchbruchspannung*), bei der dies erfolgt, hängt von Form und Anordnung der Elektroden, von der Gasart, vom Gasdruck und vor allem von der Geometrie der Entladungsstrecke ab. Die Zündung läuft in verschiedenen G.en verschieden ab (→ Zündmechanismus). Wird das Neutralgas schlagartig leitend, so spricht man von einem *Durchbruch* der Gasentladungsstrecke. Nach der Zündung steigt der Stromfluß sprunghaft an, und Sekundärprozesse treten auf, z. B. werden aus der Katode Elektronen herausgeschlagen z. T. durch die von der G. emittierte Ultraviolettstrahlung, z. T. durch die auffallenden positiven Ionen, z. T. auch, weil sie thermisch aufgeheizt wird. Alle diese Elektronen nehmen aktiv am Entladungsvorgang teil, so daß er bei einer im Vergleich zur Zündspannung geringeren *Brennspannung* selbständig abläuft. Einem beliebigen Anstieg der *Entladungsstromstärke* wirken die unvermeidlichen Verluste an Ladungsträgern infolge Rekombination und Ausscheiden an Wänden und Elektroden entgegen. Ihre Wirkung übersteigt die der Ionisation, sobald die Brennspannung bis zur *Löschspannung* abgesenkt wird. Die G. erlischt dann. Ein stationärer Entladungszustand stellt sich ein, wenn für jedes Elektron nach Ablauf aller von ihm ausgelösten Elementarprozesse, z. B. Ionisation, Anregung oder Rekombination, genau ein neues Elektron frei geworden ist. Im Unterschied zu einer damit gekennzeichneten *selbständigen G.* müssen einer

unselbständigen G. Elektronen oder Lichtquanten zugeführt werden.

2) Eigenschaften der elektrischen G.en. Die Eigenart der G., den Strom durch Ionen und Elektronen zu transportieren, wird in ihrer *Strom-Spannungs-Charakteristik* deutlich. Diese Kurve stellt die Abhängigkeit des Entladungsstroms von der Entladungsspannung dar. In metallischen Leitern ist diese Charakteristik steigend (Abb. 3), da nach dem Ohmschen Gesetz ein Stromanstieg nur mit einer gesteigerten Spannung erzwungen werden kann. Wegen der lawinenhaften Ladungsträgervermehrung in G.en ist deren Charakteristik über weite Variationsbereiche von Strom und Spannung fallend, d. h., der Strom wächst, auch wenn die Spannung abnimmt. Um eine Zerstörung des Gasentladungsgefäßes zu verhindern, schaltet man in diesen Bereichen einen Schutzwiderstand in die Zuleitung des Gasentladungskreises. Da Zündspannung, Brennspannung und Entladungsstromstärke der G. sehr stark von Gasart, Gasdruck, Elektrodenmaterial und Entladungsstreckengeometrie abhängen, ist die Vielfalt der möglichen G.en außerordentlich groß (→ Dunkelentladung, → Glimmentladung, → Bogenentladung; Abb. 4, Abb. 5). Trotzdem

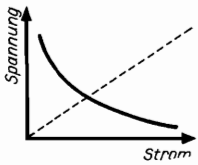


4 Existenzbereiche von Dunkel-, Glimm- und Bogenentladungen in Abhängigkeit von Stromdichte, Gasdruck und elektrischer Feldstärke (qualitativ)

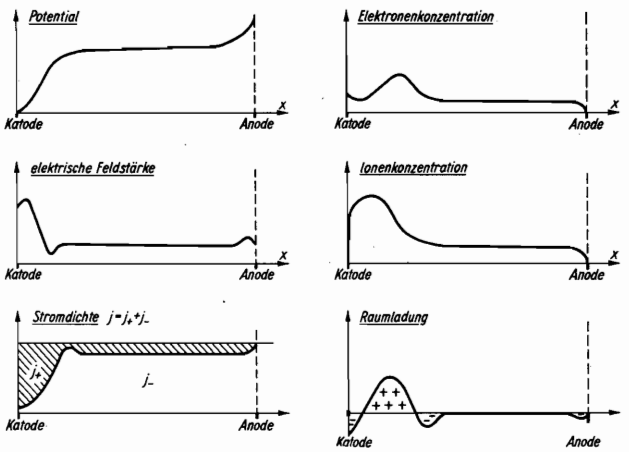


5 Vollständige Charakteristik (Übergangscharakteristik) von Dunkel-, Glimm- und Bogenentladungen (qualitativ)

weisen die elektrischen G.en bezüglich ihrer inneren Struktur viele gemeinsame Züge auf. Besonders deutlich zeigt sich dies im örtlichen Verlauf von Potential, elektrischer Feldstärke, Raumladung und Stromverteilung (Abb. 6). *Fallräume* in G.en sind Raumgebiete mit stärkerer Potentialänderung und höherer Feldstärke als im Zwischengebiet. Der *Katodenfall*, der Potentialanstieg in der Nähe der Katode, ist meist groß, der *Anodenfall* dagegen klein. Der Katodenfallraum ist für die Aufrechterhaltung der G. notwendig, da in ihm die aus der Katode ausgetretenen Elektronen auf eine zur Ionisierung ausreichende Energie beschleunigt werden und zum anderen die in Gegenrichtung laufenden positiven Ionen eine genügende Geschwindigkeit erhalten, um bei ihrem Auftreffen auf der Katode hinreichend viele neue Elektronen auszulösen. Da die Elektronen auf ihrem Wege durch den Katodenfallraum nur wenige Ionisierungs- und Anregungsakte ausführen können, erscheint dieses Gebiet relativ dunkel und hebt sich deutlich von den übrigen Entladungsteilen ab. Oft gliedert es sich in eine Reihe → Dunkelräume. Gewöhnlich wird das *negative Glimmlicht* (→ Glimmentladung) zum Katodenfallraum gerechnet; es ist für manche G.en unentbehrlich. Nach Ausdehnung und Struktur des Katodenfallraums werden verschiedene Typen der G. unterschieden. Einen ähnlichen örtlichen Verlauf wie die Fallräume weisen die in elek-



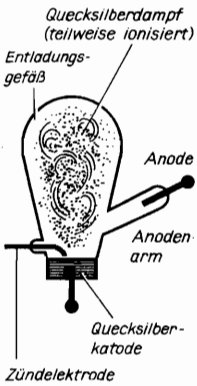
3 Strom-Spannungs-Charakteristik einer elektrischen Gasentladung (qualitativ). Die gestrichelte Linie zeigt zum Vergleich die Charakteristik eines ohmschen Widerstandes (steigend)



6 Örtlicher Verlauf von Potential, elektrischer Feldstärke, Stromdichte, Trägerkonzentration und Raumladung in einer Glimmentladung

trischen G.en stellenweise stets vorhandenen Raumladungen auf. Allein das Zwischengebiet zwischen Katoden- und Anodenfallraum, das Gebiet der *positiven Säule* oder des *Rumpfs der G.*, bleibt weitgehend raumladungsfrei und stellt damit ein echtes quasineutrales Plasma dar. In ihm ist die elektrische Feldstärke nahezu konstant. Der elektrische Strom wird durch die Entladungsstrecke gebietsweise bevorzugt von den Elektronen oder Ionen getragen. Während in der raumladungsfreien positiven Säule der Stromtransport hauptsächlich durch die Elektronen erfolgt, beteiligen sich im Katodenfallgebiet mit seinen sehr starken positiven Raumladungen auch die Ionen erheblich daran. Die Summe der auf die Elektronen und Ionen entfallenden Stromanteile muß natürlich an jedem Entladungsstreckenquerschnitt konstant und gleich der Entladungsstromstärke sein. Je nach Gasart, Gasdruck, Elektrodenmaterial, Entladungsstreckengeometrie und Entladungsstromstärke sind die einzelnen Entladungsgebiete unterschiedlich gut ausgebildet und verschieden ausgedehnt. Während das Gebiet der

Gasentladungs-gleichrichter



Prinzipieller Aufbau eines Quecksilberdampfgleichrichters

positiven Säule vielfach den Hauptteil der Entladungsstrecke einnimmt, sind Katoden- und Anodenfallgebiet gewöhnlich auf die unmittelbare Nachbarschaft der Elektroden beschränkt. Unter den Bedingungen der positiven Säule reicht zwar bei relativ nur wenigen Elektronen die kinetische Energie zur Ionisierung aus, umsomehr Elektronen sind aber in der Lage, Anregungsprozesse durchzuführen. Deshalb ist für die positive Säule eine starke Lichtemission charakteristisch (→ Glimmentladung). Für den Entladungsmechanismus selbst ist sie ziemlich bedeutungslos; sie dient vielmehr hauptsächlich zum kontinuierlichen Stromtransport zur Anode und kann durch Annäherung der Elektroden oder durch Druckänderung vielfach in ihrer Länge verändert oder gar ganz zum Verschwinden gebracht werden, ohne daß der katodennahe Entladungsteil eine tiefgehende Beeinflussung erfährt.

3) Klassifizierung der elektrischen G.en. Für das äußere Erscheinungsbild einer G. sind vor allem das Auftreten von Raum- und Wandladungen, das Aufheizen von Plasma und Elektroden sowie die Wirkung innerer Magnetfelder maßgebend. Da diese Erscheinungen sämtlich auf die *Entladungsdichte* zurückgeführt werden können, ist diese ein Kriterium für eine physikalisch sinnvolle Einteilung. Nach ihr unterscheidet man → Dunkelentladung, → Glimmentladung, → Bogenentladung und → Höchststromentladung, zwischen denen es selbstverständlich Übergänge gibt. Elektrische G.en, bei denen sich großflächige Elektroden nahe gegenüberstehen, bezeichnet man als *elektrodenbestimmte* bzw. *elektrodenstabilisierte G.en.* Solche G.en, bei denen sich die kleinflächigen Elektroden in größerer Entfernung voneinander befinden und damit die Geometrie der Entladungsstrecke hauptsächlich durch die Gefäßwände festgelegt ist, bezeichnet man als *wandbestimmte* bzw. *wandstabilisierte G.en.* In freier Luft brennende und damit dem atmosphärischen Auftrieb unterworfene Bogenentladungen werden oft *konvektionsstabilisierte G.en* genannt, entsprechende in einem Gas- oder Wasserwirbel brennende Bogenentladungen als *wirbelstabilisierte G.en.* Nur sehr kurze Zeit brennende G.en, insbesondere stromstarke Bogenentladungen, werden als *Impulsentladungen*, mitunter auch als → Funkenentladungen bezeichnet. Schließlich können G.en auch mit Wechselspannung bzw. Hochfrequenzspannung betrieben werden (→ Wechselstromentladung). → Niederdruckentladungen brennen bei Drücken unterhalb, → Hochdruckentladungen bei solchen oberhalb des Atmosphärendrucks. *Behinderte G.en* sind durch ungünstige Geometrie, z. B. durch zu nahe Gefäßwände, an ihrer vollen Ausbildung gehindert. *Intermittierende G.en* brennen entweder durch äußere Schaltmittel oder durch den rhythmischen Auf- und Abbau von Raum- und Oberflächenladungen intermittierend. Stromstarke Bogenentladungen, deren positive Säule durch das starke Eigenmagnetfeld des Entladungsstromes auf einen engen Querschnitt zusammengeschnürt ist, heißen *kontrahierte G.en* (→ Höchststromentladung). Schließlich werden stationär brennende G.en als *kontinuierliche G.en*, alle anderen als *diskontinuierliche G.en* bezeichnet. → Anodenfleck, → Katodenbrennfleck, → Büschelentladung, → Gasaufzehrung, → Gleitentladung, → Katodenzerstäubung, → Koronaentladung, → Lichtbogen.

Gasentladungsgleichrichter, Bezeichnung für eine zur Gleichrichtung von Wechselströmen verwendete Gasentladungsröhre. Die Gleichrichterwirkung solcher G. beruht in den meisten Fällen darauf, daß nur eine Elektrode, die Katode, die für die Unterhaltung der Entladung und damit für den Stromtransport notwendigen Elektronen liefern kann. Daher ist nur dann ein Stromfluß möglich, wenn die elektronenliefernde Elektrode gerade Katode ist. Beim *Quecksilberdampfgleichrichter* kann nur die Katode aus flüssigem Quecksilber Elektronen liefern und eine Quecksilberdampfbogenentladung nach der großflächigen Anode aus Eisen oder Graphit zünden. Das Plasma der Bogenentladung läßt wegen seiner guten elektrischen Leitfähigkeit einen hohen Stromfluß zu. Es gibt ein- oder mehranodige Ausführungen mit Glas- oder Metallgefäß. Im edelgasgefüllten *Glühkatodengleichrichter* kann nur die durch eine eigene elektrische Heizvorrichtung emissionsfähig gemachte Katode Elektronen liefern. Im *Glimmentladungsgleichrichter* beruht die Gleichrichterwirkung auf der sehr verschiedenen Größe seiner beiden Elektroden.

Gasentladungsionenquelle, Ionenquelle, die aus dem Plasma, meist aus der positiven Säule, einer stromstarken Bogenentladung Ionen extrahiert, gewöhnlich in einem seitlichen Vakuumraum auf die erforderliche Geschwindigkeit nachbeschleunigt und mittels ionenoptischer Hilfsmittel in eine geeignete Strahlform bringt.

Gasentladungslampe, svw. Gasentladungslichtquelle.

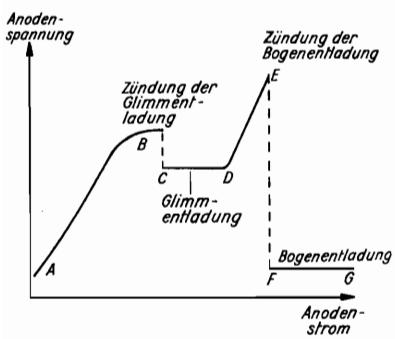
Gasentladungslaser, → Laser.

Gasentladungslichtquelle, *Gasentladungslampe*, Quelle von Strahlungen, die bei Gasentladungen entstehen. Das helle negative Glimmlicht von Glimmentladungen wird in *Glimmlampen* für Signal- und Kontrollzwecke benutzt. In der *Punktglimmlampe* wird durch eine kleine Katode und einen passend gewählten Füllgasdruck ein fast punktförmiges negatives Glimmlicht erreicht. Die Strahlung der positiven Säule wird in *Leuchtröhren* mit verschiedenen Gasen zu Beleuchtungszwecken verwendet; vielfach dienen Strahlungstransformatoren als Belag der Innenwand, den ultravioletten Anteil der Strahlung in sichtbares Licht zu verwandeln (→ Neonlampe, → Kryptonlampe, → Tageslichtlampe, → Xenonlampe). Mit Reinstgasen gefüllt dienen *Spektrallampen* oder *Spektralröhren* in der Spektroskopie als Eich- und Standardstrahlungsquelle, z. B. die Wasserstofflampe als Normal bei spektroskopischen Präzisionsmessungen.

Dem Druck in der positiven Säule nach unterscheidet man von der *Niederdrucklampe*, die mit niedrigem Druck betrieben wird, die *Hochdrucklampe* und ab 100 atm die *Höchstdrucklampe*. Diese emittieren Licht bis weit in den ultravioletten Spektralbereich hinein und werden für viele wissenschaftliche und technische Zwecke ausgenutzt. *Quarzlampen* haben wegen ihres Gefäßes aus Quarzglas dabei den Vorteil, den Ultraviolettanteil der Strahlung wenig zu

schwächen und in Hochdruckausführungen thermisch äußerst resistent zu sein. In der *Lichtblitzentladungslampe* [engl. *flash-tube*] entsteht bei kurzzeitigem, aber außerordentlich hohem Energieumsatz auch ein starker Anteil an weicher bis harter Röntgenstrahlung. In *Metalldampflampen* entsteht das Plasma aus Dämpfen von Metallen, besonders von Alkalimetall oder Quecksilber, die sich z. T. erst während des Betriebs durch Verdampfen aus den Entladungselektroden bilden. Niederdruckausführungen werden als spektroskopische Normale verwendet, Hoch- und Höchstdruckausführungen in der Beleuchtungstechnik; die *Natriumdampflampe* z. B. emittiert intensiv die bekannte Doppel-D-Linie; die *Quecksilberdampflampe* wird zur Beleuchtung und im Quarzgefäß wegen ihrer ultravioletten Strahlung in der Medizin zur Heilbehandlung als Höhensonne verwendet.

Gasentladungsröhre, *Ionenröhre*, mit Edelgas oder Quecksilberdampf gefülltes Entladungsgefäß, in dem der Strom aus freien Elektronen und Ionen besteht. In ihrer einfachsten Form haben die G.n zwei Elektroden, die ungeheizte Katode und die Anode. Beim Anlegen einer Spannung allein kommt kein Stromfluß zustande. Es müssen durch äußere Ursachen einige der in der Röhre befindlichen Gasatome ionisiert werden. Dadurch kommt es zur Stoßionisation. Die Gasentladung bleibt nur aufrechterhalten, wenn aus der Katode genügend Elektronen austreten und auf dem Weg zur Anode die zur Ionisation notwendige Geschwindigkeit erhalten. Wegen des lawinenartig anwachsenden Stromes ist es nötig, in den Stromkreis äußere Glieder einzufügen, die den Strom auf einen Maximalwert begrenzen, damit sich ein stationärer Zustand einstellen kann. Als Ionisationsursachen kommen in Betracht: Licht-, Röntgen-, Höhen- oder radioaktive Strahlung, Heizung der Katode, Verwendung einer ständig gezündeten, mit geringem Strom betriebenen Hilfsentladungsstrecke. In der Abb.

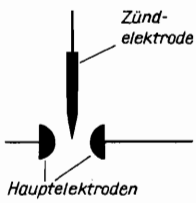


Strom-Spannungs-Kennlinie einer Gasentladungsröhre

ist die Kennlinie der Gasentladung dargestellt. Im Bereich *A–B* verläuft die Entladung nur bei von außen verursachter Ionisierung und wird daher als unselbständige oder Townsend-Entladung bezeichnet. In diesem Bereich arbeiten z. B. Photozellen und Geiger-Müller-Zählrohre. Der Bereich der selbständigen Entladung oder Glimmentladung *C–D* ist durch eine konstante Brennspannung gekennzeichnet. Bei weiterer Stromerhöhung gelangt man in den Bereich *D–E* der anomalen Glimmentladung. Der Spannungsabfall an der Röhre wird größer, die Katodentemperatur wächst, und bei weiterer Stromsteigerung geht die anomale Glimmentladung in die Bogenentladung über. Bei Verwendung einer geheizten Katode kommt man auch ohne Durchlaufen der Townsend- und Glimmentladung zur Bogenentladung, da diese aufgrund thermischer Emission zustandekommt. G.n mit geheizter Katode können mit einem negativ vorgespannten Gitter zur Steuerung der Zündspannung, d. h. desjenigen Spannungswertes, bei dem die Entladung einsetzt, versehen sein. Ist die Röhre gezündet, so verliert das Gitter seine Wirkung. Die Entladung läßt sich nur durch eine Verringerung der Anodenspannung unter die Löschspannung beenden.

Kaltkatodenröhren werden ebenfalls mit Zünd- oder Startelektroden versehen, die hier zur Einleitung des Entladungsvorganges dienen. Zu den wichtigsten G.n gehören das → Thyratron und das → Ignitron (→ Gasentladungsschalter), die → Glimmröhre, die Ziffernanzeigeröhre (→ Anzeigeröhre) sowie das → Quecksilberdampfventil, der Glühkatodengleichrichter und der Glimmentladungsgleichrichter (→ Gasentladungsgleichrichter).

Gasentladungsschalter, *Gasentladungsschaltröhre*, zur Schaltung großer Ströme benutzte Gasentladungsröhre. Wegen der gegenüber mechanischen Schaltern stark verkürzten Schaltzeit ist der G. für die Schaltung von Hochfrequenzströmen geeignet, z. B. in der Radartechnik. Durch Einbau einer dritten Elektrode zwischen Katode und Anode können in der *Schaltfunkenstrecke* (Abb.) auch gesteuerte Schalthandlungen ausgeführt werden. Im → *Thyratron* wird der Zündeinsatz durch ein elektrisch vorgespanntes Gitter zwischen den Entladungselektroden geregelt. Die Entladung wird nur dann gelöscht, wenn die Anodenspannung unter die Katodenspannung sinkt. Im → *Ignitron* wird der Zündeinsatz mit einem Zündstift aus halbleitendem Material in Katodennähe gesteuert.



Prinzipieller Aufbau einer Schaltfunkenstrecke

Gasentladungsstrecke, → Gasentladung.

Gasentladungsventil, → elektrisches Ventil.

Gasgesetze, → Zustandsgleichung.

Gasgleichungen, → Zustandsgleichung (idealer Gase).

Gaskonstante, 1) *universelle G.*, eine von der Gasart unabhängige Konstante R. Sie ist durch die Größe $R = pV/T$ für ein Mol eines idealen Gases gegeben (thermische → Zustandsgleichung). Es bedeuten p den Druck unter Normalbedingungen, V das Molvolumen idealer Gase, das bei 0 °C und 1 at für alle Gase 22,4 l/mol beträgt, und T die absolute Temperatur. Für R gelten folgende Werte: $R = 8{,}31696 \cdot 10^7$ erg/K mol = $2{,}3089 \cdot 10^{-6}$ kWh/K mol = 1,9855 cal/K mol = 0,8479 kpm/K mol.

Weiter ergibt sich R durch die Multiplikation der Boltzmannschen Konstanten k („Gaskonstante je Molekül") und der Loschmidtschen Zahl N_L zu $R = k \cdot N_L = 1{,}3804 \cdot 10^{-16} \cdot 6{,}023 \cdot 10^{23} = 8{,}313 \cdot 10^7$ erg/grd mol.

2) *individuelle G.*, eine von der Gasmasse abhängige Konstante R_1. Ist n die Zahl der Mole, so gilt $R_1 = nR$.

Gaskonzentrierung, → Fadenstrahl.

Gaslaser, → Laser.

Gasnebel, → interstellare Materie.

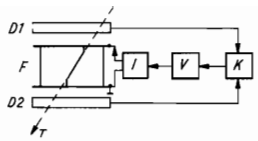
Gaspyrometer, Gerät zur Temperaturmessung an heißen Gasen. Strömt das Gas an einem elektrisch erhitzten → Thermoelement vorbei, so wird es dessen Temperatur erniedrigen, wenn es kälter, oder erhöhen, wenn es wärmer ist. Regelt man die elektrische Aufheizung des Thermoelementes so, daß sich seine Temperatur durch das vorbeiströmende Gas nicht ändert, so hat das Thermoelement die Gastemperatur.

Gasreibung, *innere Reibung von Gasen*, Eigenschaft der Gase, einer Strömungsbewegung Widerstand entgegenzusetzen. Infolge der thermischen Bewegung pendeln ständig Moleküle zwischen mit verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten bewegten Gasschichten hin und her, übertragen dabei Impuls und bewirken somit einen Impuls- bzw. Geschwindigkeitsausgleich zwischen den verschiedenen Gasschichten und unter Umständen auch mit der Gefäßwand. Die G. wird durch den Koeffizienten der inneren Reibung, einen der grundlegenden Transportkoeffizienten, quantitativ charakterisiert (→ kinetische Theorie).

Gasspurkammer, ein gasgefüllter → Detektor unterschiedlicher Betriebsart und Dimensionierung für die Registrierung der räumlichen Orientierung der Bahnspuren geladener Teilchen. Die Wirkungsweise von G.n beruht auf der Gasverstärkung, d. h. auf einer gesteuerten Erzeugung von Elektronenlawinen aus freien Elektronen einer primären Ionisationsspur, die ein beschleunigtes Teilchen im Gas hinterläßt. Die Auslösung der Gasverstärkung erfolgt mit Hilfe eines elektrischen Hochspannungsimpulses, der nach einem Durchgang der geladenen Teilchen an die Kammerelektroden gelegt wird.

Man unterscheidet G.n mit photographischer (*optische G.*) und filmloser Registrierung (*filmlose G.*) der räumlichen Orientierung von Bahnspuren. Bei der optischen G. werden die Leuchterscheinungen im Bereich der Elektronenlawinen ausgenutzt. Die Größe der Lawinen und damit die Lichtintensität ist durch die Amplitude und die Zeitdauer des elektrischen Hochspannungsimpulses beeinflußbar. Zu den optischen G.n zählen die Funken- und die Streamerkammer. Bei der filmlosen Registrierung werden entweder die elektrischen Ladungsträger der Elektronenlawinen selbst oder sekundäre Effekte beim Funkenüberschlag, wie Schallwellen oder Magnetfelder, verwendet. Die filmlosen G.n, zu denen die Drahtfunkenkammer, die Proportionalkammer, die akustische Funkenkammer und die magnetostriktive Funkenkammer gehören, unterscheiden sich wenig von den gasgefüllten Zählern. Man erhält von ihnen auch elektrische Signale, deren Amplituden oder Zeitparameter dem Teilchendurchgangsort zugeordnet werden können.

In der *Funkenkammer* (Abb.) wird die Gasentladung durch entsprechende Wahl der Zeitdauer des elektrischen Hochspannungsimpulses erst dann unterbrochen, wenn sich der Entladungskanal zwischen den Elektroden der Kammer ausgebildet hat. Unter bestimmten Bedingungen, und zwar bei steilem Impulsanstieg, geringer Verzögerungszeit des Impulses gegenüber Teilchendurchgang und nicht zu geringen Gasdrücken, folgt die Gasentladung der Bahnspur bis zu Winkeln von $< 50°$ zur elektrischen Feldrichtung.



Schaltbild einer Funkenkammer. *D 1* und *D 2* Zähler, *F* Funkenkammer, *T* Teilchenbahn, *K* Koinzidenzschaltung, *V* Impulsverstärker, *I* Hochspannungs-Impulsgenerator

Soll eine G. als *Streamerkammer* betrieben werden, wird der Hochspannungsimpuls so kurz bemessen, daß die Entwicklung der Elektronenlawinen beim Erreichen einer bestimmten kritischen Größe unterbrochen wird. Diese kritische Größe ist etwa dann erreicht, wenn das Raumladungsfeld im Lawinenkopf mit dem äußeren Feld in der Kammer vergleichbar wird. Durch diese Betriebsweise kommt es nicht zur Ausbildung eines Gasentladungskanals zwischen den Elektroden, sondern es bleibt die Entladung auf das Anfangsstadium der Streamer, d. s. Elektronenlawinen, die durch Photoionisation entstehen, begrenzt. Die Atome des Füllgases der Kammer werden dadurch in unmittelbarer Nähe (etwa ± 1 mm) der primären Ionisationsspur zur Lichtemission angeregt. Die Teilchenspur wird in Form einer doppelten Perlschnur (positive und negative Streamer) sichtbar. Die Lage der Perlschnur ist von der elektrischen Feldrichtung unabhängig. Dadurch gelingt es mit einer Streamerkammer, Bahnspuren mit beliebiger räumlicher Orientierung zu registrieren.

Das räumliche Auflösungsvermögen der optischen G.n wird durch den Durchmesser und die Länge der über eine Gasentladung sichtbar gemachten Bahnspuren bestimmt. Man erreicht Genauigkeiten von $\pm 0{,}5$ mm. Bei der → Auswertung von Aufnahmen von Stereofilmen erhält man nach genauem Vermessen der Spurkoordinaten die räumliche Orientierung der Bahnspuren. Aus der Dichte der Spurpunkte einer Streamerkammer-Filmaufnahme kann man auf die Ionisationseigenschaften der Teilchen bis zu sehr hohen Energien schließen.

Gegenüber anderen Spurkammern, z. B. Blasen- und Nebelkammern, zeichnen sich die optischen G.n durch sehr günstige Zeitparameter aus. Die Zeitauflösung ist durch die kurze Speicherzeit einer Bahnspur in Gasen gegeben. Sie ist durch elektrische Gleichfelder und auch durch geeignete Gaszusätze bis herab zu zehntel Mikrosekunden einstellbar. Die geringe Totzeit von wenigen Millisekunden ermöglicht darüber hinaus eine hohe Arbeitsgeschwindigkeit der G.n, im Prinzip bis zu 100 Filmaufnahmen je Sekunde.

Die *akustische Funkenkammer* besteht im einfachsten Fall aus einem Parallelplattensystem mit mehreren Mikrophonen für die Registrierung der vom Funkendurchschlagsort ausgehen-

den Schallwellen. Die *xy*-Koordinaten dieser am Teilchendurchgangsort erzwungenen Gasentladung erhält man durch Messung der Laufzeit der Schallwellenfront zu den versetzt angeordneten Mikrophonen.

Die *Drahtfunkenkammer* arbeitet mit einem Elektrodensystem aus dünnen Drähten, die um 90° verdreht angeordnet sind. Hier erfolgt eine Registrierung der elektrischen Stromimpulse auf den Drähten beim Funkendurchschlag. Diese Impulse werden in magnetischen Speicherkernen zeitweise gespeichert. Für die Weiterverarbeitung der auf diese Weise gewonnenen Koordinateninformationen werden elektronische Rechenmaschinen eingesetzt, die direkt mit der Drahtfunkenkammer gekoppelt sind. Betreibt man eine Drahtfunkenkammer im Proportionalbereich der Gasverstärkung (→ Zählrohr), kann man die Arbeitsgeschwindigkeit der Kammer wesentlich erhöhen und außerdem noch Informationen über die Ionisationseigenschaften der einfallenden Teilchen durch Amplitudenmessungen erhalten. Derartige Drahtfunkenkammern heißen *Proportionalkammern*.

Eine besondere Art der Drahtfunkenkammer ist die *magnetostriktive Funkenkammer*. Die Elektrodendrähte bestehen aus ferromagnetischem Material. Durch mechanische Deformation der Drähte infolge des bei der Gasentladung auftretenden starken Magnetfeldes (Magnetostriktionseffekt) treten akustische Wellen auf, die an den Drahtenden mit Hilfe einer Induktionsspule gemessen werden. Die Koordinatenmessung des Teilchendurchgangsortes wird auf eine Zeitmessung zwischen Funkendurchschlag und Spulensignal zurückgeführt.

Gasstrahlpumpe, eine Treibmittelpumpe mit schnellströmendem Gas, z. B. Luft, als Treibmittel.

Gasströmung unter Vakuum. Nach der kinetischen Gastheorie sind in einem in Ruhe befindlichen Gas alle Gasmoleküle in dauernder ungeordneter Bewegung. Wird dieser thermischen Molekularbewegung zusätzlich eine Bewegung in einer bestimmten Vorzugsrichtung überlagert, so strömt das Gas in diese Richtung.

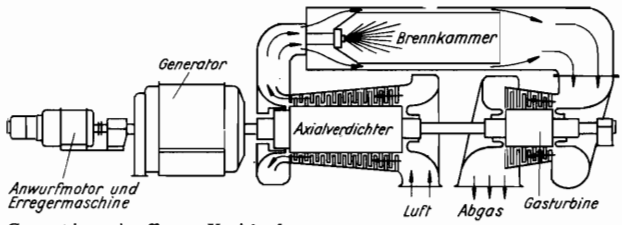
In der Vakuumtechnik tritt Gasströmung beim Evakuieren abgeschlossener Räume infolge des durch ein Pumpsystem erzeugten Druckunterschiedes auf. Bei unterschiedlich vorgegebenen Bedingungen werden verschiedene Strömungsarten beobachtet. Diese Bedingungen sind durch den Druck, die Strömungsgeschwindigkeit, die innere Reibung der Gase, die Reibung eines Gases mit den Rohrwandungen sowie die geometrischen Abmessungen der Rohrleitungen eines Systems bestimmt. Es werden folgende Strömungsarten, für die die G. u. V. jeweils durch andere Gesetze beschrieben wird, unterschieden: gasdynamische Strömung, turbulente Strömung, laminare Strömung (→ Strömung), → Molekularströmung und → Knudsen-Strömung. Diese Strömungsarten sind nicht scharf gegeneinander abgegrenzt, die Grenzen sind fließend; zwei benachbarte Strömungsarten gehen jeweils stufenlos ineinander über. Die Strömungsvorgänge im Vakuum haben große technische Bedeutung für die Erzeugung und Messung tiefer Drücke in den einzelnen Vakuumbereichen.

Gastheorie, → kinetische Theorie.

Gasthermometer, → Thermometer.

Gasturbine, Verbrennungskraftmaschine mit kontinuierlichem Arbeitsablauf, in der ein erhitztes, verdichtetes Gas durch Expansion mechanische Arbeit leistet. Als G. bezeichnet man allgemein eine Anlage, die aus eigentlicher G., Verdichter, Brennkammer, Generator, Anwurfmotor und Erregermaschine besteht. Je nach Art der Anlage können dazu noch ein oder mehrere Wärmeübertrager zur Wirkungsgradverbesserung hinzukommen. Der zur Verbrennung gelangende Brennstoff kann fest, flüssig oder gasförmig sein.

Je nach Ablauf des Arbeitsprozesses unterscheidet man G.n mit offenem und mit geschlossenem Kreislauf. Bei G.n mit offenem Kreislauf wird die Verbrennungsluft aus der Atmosphäre angesaugt und nach dem Arbeitsprozeß als Abgas im Auspuffbetrieb ins Freie ausgestoßen. Nach dem Verbrennungsablauf unterscheidet man dabei Gleichdruck- oder Verbrennungsturbinen und Verpuffungsturbinen. Bei den *Gleichdruckturbinen* (*Verbrennungsturbinen*) erfolgt der Verbrennungsvorgang in einer Brennkammer bei konstantem Druck. Der von der eigentlichen G. angetriebene Verdichter saugt Luft aus der Umgebung an, verdichtet sie und fördert sie in die Brennkammer. In der offenen Brennkammer wird durch Düsen der Brennstoff kontinuierlich eingespritzt und bei konstantem Druck verbrannt. Die erhitzten Abgase haben ein größeres Volumen als vor der Brennkammer, so daß sich in der eigentlichen G. ein größeres Volumen entspannt, als im Verdichter komprimiert wurde. Die Abgase expandieren unter Arbeitsleistung in der Turbine und gelangen nach Austritt aus der G. ins Freie. Die von der G. geleistete Arbeit unterteilt sich dabei in die Verdichterarbeit zur Kompression der Verbrennungsluft und in die eigentliche Nutzarbeit im Generator. *Verpuffungsturbinen* (*Explosionsturbinen*) sind G.n mit konstantem Verbrennungsvolumen, d. h., der Verbrennungsprozeß findet in einer mit Ventilen geschlossenen Brennkammer statt. Wenn die Brennkammer mit Luft und Brennstoff gefüllt ist, wird nach Schließen der Ventile das Brennstoff-Luft-Gemisch gezündet, wobei eine starke Drucksteigerung in der Brennkammer auftritt. Anschließend öffnet sich das Auslaßventil, und die heißen Verbrennungsgase strömen zur Expansion in die G. Nachteilig ist hierbei der pulsierende Gasstrom.



Gasturbine mit offenem Kreislauf

In G.n mit geschlossenem Kreislauf nach Ackeret und Keller durchströmt das Arbeitsmedium unter erhöhtem Druck kontinuierlich den Gaserhitzer, d. i. ein Wärmeübertrager, die G., einen anderen Wärmeübertrager zur Küh-

Gasturbinentriebwerk

lung und den Verdichter. Für diesen geschlossenen Kreislauf kommen vor allem Heißluft (*Heißluftturbine*), jedoch auch Gase, wie Helium, Stickstoff, Kohlendioxid, oder Gasmischungen in Betracht. Der Arbeitsprozeß im geschlossenen Kreislauf verläuft wie folgt: Nach der Verdichtung im Verdichter tritt das Arbeitsgas in das Rohrsystem des Gas- oder Lufterhitzers ein, das von den heißen Verbrennungsgasen aus einer vorgeschalteten Brennkammer umströmt wird. Dieser Gas- oder Lufterhitzer ist ein brennstoffgefeuerter Wärmeübertrager, in dem ein beliebiger Brennstoff zur Gaserhitzung auf rekuperativem Wege genutzt werden kann. Die im Gaserhitzer erwärmten Gase treten in die eigentliche G. ein, wo sie sich entspannen und Nutzarbeit leisten. Aus der G. strömt das Gas durch einen zweiten Wärmeübertrager, gibt dort die Restwärme zur Luftvorwärmung ab und beginnt nach einer Restkühlung mittels Kühlwassers auf den Verdichtereintrittszustand den Kreislauf von neuem.

Wichtige Voraussetzungen für einen wirtschaftlichen Betrieb von G.n sind hohe Wirkungsgrade für Verdichter und eigentliche G., damit der Anteil der effektiven Nutzarbeit an der Arbeit der gesamten Anlage so hoch wie möglich ist. Weiterhin ist es notwendig, temperaturbeständige Werkstoffe für die Turbinenschaufeln und das Turbinengehäuse zu verwenden, damit eine hohe Gaseintrittstemperatur erreichbar wird. Die Anwendung innengekühlter Turbinenschaufeln kompliziert und verteuert die Anlage. Vorteile des geschlossenen Kreislaufes sind, daß alle Brennstoffe verwendbar sind, daß keine Verschmutzungen und Korrosionen an den Turbinen- und Verdichterschaufeln auftreten können, und daß der Kreislauf mit erhöhtem Druck betrieben werden kann, was wiederum zur Verkleinerung der Maschinen führt. Nachteile des geschlossenen Kreislaufes sind vor allem der komplizierte Aufbau, der durch den Gaserhitzer bedingte größere Raumbedarf sowie der Bedarf an Kühlwasser zur Restkühlung. G.n mit geschlossenem Kreislauf werden in steigendem Maße zur Energieerzeugung in Kernkraftwerken eingesetzt, indem die Kombination mit einem gasgekühlten Hochtemperaturreaktor an Stelle des beheizten Gaserhitzers eine sehr günstige Lösung darstellt.

Lit. Inosemzew: Wärmekraftmaschinen, Bd 3 (dtsch Berlin 1953); Witte: Handb. der Energiewirtschaft Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1965).

Gasturbinentriebwerk, → Strahltriebwerk.

Gasverstärkung, Vervielfachung von elektrischen Ladungsträgern in Gasen durch Stoßionisation.

Gaswaage, *Gasdichtewaage,* Meßgerät zur Dichtebestimmung von Gasen durch Ermittlung des Auftriebs. Die G. besteht aus einer Kammer, in der ein leichter Hebel aus Glas oder Quarz untergebracht ist, der in der Mitte auf Spitzen gelagert wird. An dem einen Ende des Hebels ist eine Glaskugel angebracht, an dem anderen eine Ausgleichsmasse, so daß sich der Hebel im Vakuum im Gleichgewicht befindet. Wird das zu untersuchende Gas in die Kammer geleitet, wobei der Gasdruck an einem Manometer abgelesen werden kann, so erhält die hohle Glaskugel einen Auftrieb, und der Hebel wird abgelenkt, was an einer Skale abgelesen werden kann.

Gate, Steuerelektrode des Feldeffekttransistors, → Transistor.

Gattieren, Herstellen eines Gemenges durch zeitlich aufeinanderfolgendes Einbringen verschiedener Materialsorten in bestimmten Mengenverhältnissen in ein Sammelgefäß, z. B. zum Herstellen einer Mischung. Das Gattieren kann mittels Waagen vorgenommen werden, wobei der Massewert der zu mischenden Materialien und der Massewert der fertigen Mischung in aufeinanderfolgenden Wägungen ermittelt bzw. eingestellt werden.

Gauß, 1) G oder Gs, alte Einheit der magnetischen Induktion. $1\ \mathrm{G} = 10^{-4}\ \mathrm{Wb/m^2} = 10^{-4}\ \mathrm{T}$.

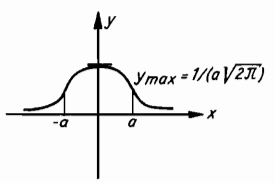
2) Γ oder γ, alte Einheit der magnetischen Feldstärke in der Geophysik, $1\ \Gamma = 1\ \mathrm{Oe} = 10^5\ \gamma = 0{,}7958 \cdot 10^2\ \mathrm{A/m} = 0{,}7958\ \mathrm{A/cm}$.

Gauß-Kurve, → Fehlerrechnung, → Gaußsche Glockenkurve.

Gaußsche Bildebene, achsensenkrechte Ebene im Bildpunkt des paraxialen Gebiets (→ Abbildung), auf die die zahlenmäßige Größe der → Abbildungsfehler bezogen wird.

Gaußsche Dioptrik, behandelt die Gesetzmäßigkeiten für die ideale optische Abbildung innerhalb des paraxialen Gebiets (→ Abbildung). Aus ihr folgen die → Abbildungsgleichungen. Die G. D. ist Grundlage der geometrischen Theorie der optischen Instrumente.

Gaußsche Glockenkurve, ist die Kurve der Funktion $y = \dfrac{1}{a\sqrt{2\pi}}\, e^{-x^2/(2a^2)}$. (Abb.) Die G. G.



spielt bei vielen Anwendungen in der Physik eine hervorragende Rolle; u. a. tritt sie als Verteilungsfunktion (Gauß-Verteilung) in der Fehlerrechnung und der statistischen Mechanik auf. a bestimmt Breite und Höhe der Glockenkurve. Die Breite ist durch den Abstand der beiden Wendepunkte gegeben, die bei $x_W = \pm a$ liegen. Mit abnehmendem a wird die G. G. schmaler und höher, wobei die von der G.n G. und der Abszisse eingeschlossene Fläche konstant bleibt:

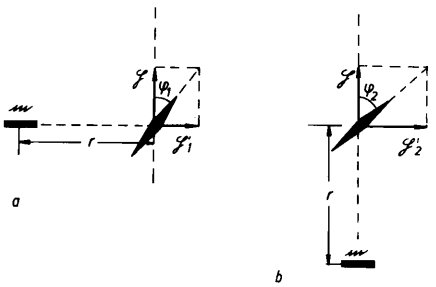
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2/(2a^2)}}{a\sqrt{2\pi}}\, dx = 1.$$

Gaußsche Hauptlagen, eine Methode zur Bestimmung der Stärke eines magnetischen Feldes mit Hilfe eines makroskopischen magnetischen Dipols, z. B. eines Stabmagneten. Das Verfahren liefert außer der gesuchten magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ auch das magnetische Moment $\vec{m}$ des Dipols, da durch zwei Messungen je ein Wert für das Produkt und das Verhältnis von magnetischem Moment und magnetischer Feldstärke erhalten wird.

1) Der Stabmagnet wird frei beweglich im zu bestimmenden (homogenen) Feld $\vec{H}$ aufgehängt. Infolge seines magnetischen Momentes $\vec{m}$ wirkt auf den Stabmagneten im Feld ein Drehmoment $\vec{D} = [\vec{m} \times \vec{H}]$, so daß der Magnet um seine in Richtung von $\vec{H}$ liegende Ruhelage bei kleinen Auslenkungen harmonische Schwingungen der Schwingungsdauer $T = 2\pi\sqrt{J/mH}$ ausführt. J ist das Trägheitsmoment des Magneten um seine Drehachse. Daraus folgt

$$mH = \frac{4\pi^2}{T^2} J. \tag{1}$$

2) Das vom Magneten selbst erzeugte magnetische Feld $\vec{H}'$ wird mit dem Feld $\vec{H}$ überlagert und das resultierende Feld mit Hilfe eines zweiten magnetischen Dipols, z. B. einer kleinen Magnetnadel, angezeigt. Einfache Verhältnisse ergeben sich, wenn $\vec{H}$ und $\vec{H}'$ senkrecht aufeinander stehen. Das ist für eine Anordnung nach Abb. a, die 1. *Gaußsche Hauptlage*, und eine Anordnung nach Abb. b, die 2. *Gaußsche*



1. Gaußsche Hauptlage (*a*) und 2. Gaußsche Hauptlage (*b*)

Hauptlage, möglich. Das Feld $\vec{H}'$ des Magneten (→ Dipol) am Ort der Magnetnadel ergibt sich für einen gegen die Dipollänge großen Abstand r betragsmäßig zu $H_1 = 2m/4\pi\mu_0 r^3$ und $H_2 = m/4\pi\mu_0 r^3$, wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante ist. Daraus folgt schließlich für eine resultierende Einstellung der Magnetnadel unter dem Winkel φ_1 bzw. φ_2 gegen die Richtung von $\vec{H}$

$$\frac{m}{H} = 2\pi\mu_0 r^3 \tan\varphi_1 \text{ (1. Hauptlage)} \tag{2}$$

und

$$\frac{m}{H} = 4\pi\mu_0 r^3 \tan\varphi_2 \text{ (2. Hauptlage).} \tag{3}$$

Bei bekanntem bzw. gemessenem J, T, r und φ_1 bzw. φ_2 ergeben sich H und m aus Gleichung (1) und (2) bzw. (3).

Gaußscher Bildpunkt, → Kardinalelemente.

Gaußscher Integralsatz, → Integralrechnung.

Gaußsches Fehlergesetz, → Fehlerrechnung.

Gaußsches Fehlerintegral, → Binomialverteilung.

Gaußsches Gebiet, → Abbildung.

Gaußsches Prinzip, genauer *G. P. des kleinsten Zwangs*, allgemeines Differentialprinzip der Mechanik (→ Prinzipe der Mechanik), das der Gaußschen Methode der kleinsten Quadrate in der Fehlerrechnung nachgebildet ist und die Bewegungsgleichungen gebundener mechanischer Systeme zu bestimmen ermöglicht. Das Gaußsche P. besagt, daß die wirkliche Bewegung des Systems so erfolgt, daß der als Zwang definierte Ausdruck $\vec{Z} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{m_i} (\vec{F}_i - m_i \ddot{\vec{r}}_i)^2$ als Funktion der Beschleunigung $\ddot{\vec{r}}_i$ zu jeder Zeit t ein Minimum ist, verglichen mit allen anderen Bewegungszuständen, bei denen die N Massepunkte P_i ($i = 1, \ldots, N$) gleiche Lagen $\vec{r}_i$ und gleiche Geschwindigkeiten $\dot{\vec{r}}_i$, aber andere Beschleunigungen haben, die vorgegebenen Bindungen genügen, z. B. $\sum_{i=1}^{N} \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial \vec{r}_i} \delta\vec{r}_i = 0$ im Falle holonomer Bindungen (→ virtuelle Verrückungen). Das Gaußsche P. führt auf die → Lagrangeschen Gleichungen 1. Art und ist dem → d'Alembertschen Prinzip gleichwertig; es ermöglicht sogar die Berücksichtigung allgemeinerer nichtlinearer nichtholonomer Bindungen. Nach Einführung verallgemeinerter Koordinaten ergeben sich aus dem Gaußschen P. im Falle holonomer Bindungen die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen. Als Spezialfall des Gaußschen P. erweist sich das → Hertzsche Prinzip der geradesten Bahn; beide Prinzipien haben mehr allgemein theoretische als praktische Bedeutung.

Lit. → Prinzipe der Mechanik.

Gaußsches Rauschen, → Rauschen.

Gaußsches Wahrscheinlichkeitsintegral, → Binomialverteilung.

Gaußsche Verteilung, → Binomialverteilung, → Wahrscheinlichkeitsrechnung, → Gaußsche Glockenkurve, → Fehlerrechnung.

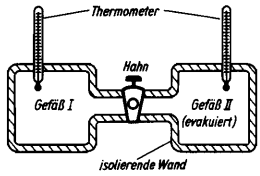
Gauß-Spektrum, → spektrale Amplitudenverteilung.

Gauß-Typ, eine von C. F. Gauß angegebene Form von Fernrohrobjektiven, die neben der Achromasie auch die Behebung des Farbrestfehlers des Öffnungsfehlers (→ Abbildungsfehler) gestattet. Bedeutung gewannen Modifikationen des G.-T.s bei der Konstruktion moderner Photoobjektive.

Gay-Lussacsche Gesetze. Das *1. Gay-Lussacsche Gesetz* beschreibt die Änderung des Volumens V eines Gases mit der Temperatur t (in °C) bei konstantem Druck p. Es lautet $V_t = V_0 \cdot (1 + \alpha t)$. Dabei ist α der thermische Ausdehnungskoeffizient und V_0 das Volumen bei 0 °C. Für ein ideales Gas ist $\alpha = (1/273{,}16)\ \text{grd}^{-1}$. Dieses Gesetz folgt sofort aus der Zustandsgleichung für ein ideales Gas $pV = RT$ (R = Gaskonstante, T = absolute Temperatur) in der Form V/T = konst. Das 1. Gay-Lussacsche Gesetz ist von besonderer Bedeutung für die Temperaturmessung mit Gasthermometern.

Das *2. Gay-Lussacsche Gesetz* sagt aus, daß die innere Energie eines idealen Gases nur eine Funktion der Temperatur ist und nicht vom Volumen und anderen Parametern abhängt (→ Gay-Lussacscher Versuch).

Gay-Lussacscher Versuch, experimentelle Bestimmung der Volumenabhängigkeit der inneren Energie U eines Gases. Man läßt bei vollständiger Wärmedämmung das Gas aus dem Gefäß I in das Gefäß II, das vorher vollkommen evakuiert war, strömen und mißt die Temperatur T in beiden Gefäßen (Abb.). Für Gase, die sich in sehr guter Näherung ideal verhalten, z. B. Helium, wurde mit hoher Genauigkeit festgestellt, daß keine Temperaturänderung auftritt. Der



Gay-Lussacscher Versuch

1. Hauptsatz der Thermodynamik $dU = \delta A + \delta W$, wobei A Arbeit und W Wärme bedeuten, reduziert sich auf $dU = 0$, da beim Überströmen ins Vakuum keine Arbeit geleistet wird ($\delta A = 0$) und das Gesamtsystem wärmeisoliert ist ($\delta W = 0$). Faßt man die innere Energie U als Funktion von T und V auf, so folgt $dU = (\partial U/\partial T)_V\, dT + (\partial U/\partial V)_T\, dV$. Da keine Temperaturänderung auftritt, d. h. $dT = 0$, verschwindet der erste Term, und es folgt $0 = dU = (\partial U/\partial V)_T\, dV$. Weil $dV \neq 0$ ist, muß $(\partial U/\partial V)_T = 0$ gelten, d. h., die innere Energie eines idealen Gases ist vom Volumen unabhängig. Das ist der Inhalt des 2. → Gay-Lussacschen Gesetzes. Bei realen Gasen hängt die innere Energie jedoch vom Volumen ab (→ Zustandsgleichung, → Joule-Thomson-Effekt).

Gb, → Gilbert.

G-Band, → Frequenz.

gebundene Energie, nach H. von Helmholtz die Größe TS, wobei T die absolute Temperatur und S die Entropie ist. Man kann die g. E. als Differenz der inneren Energie U und der freien Energie F auffassen, d. h. $TS = U - F$. Im Gegensatz zur freien Energie kann die g. E. bei einer isothermen Zustandsänderung nicht in Form von Arbeit von dem System abgegeben werden.

gebundene Koordinaten, → verallgemeinerte Koordinaten.

Gedächtniseffekt, → Polymere.

gedämpfte Schwingung, → Schwingung, → Oszillator.

gedruckte Schaltung, Kombination einer nach speziellen Verfahren hergestellten Leiterplatte mit an- oder aufgelöteten aktiven Bauelementen (z. B. Transistoren) und passiven Bauelementen (z. B. Widerstände) zu einer elektrischen Schaltungseinheit. Eine Leiterplatte besteht aus einem isolierenden Substrat und mit diesem fest verbundenen Leiterzügen. Aktive und passive Bauelemente müssen möglichst dicht gepackt mit der gedruckten Leiterplatte verbunden sein. Die Leitungszüge werden durch *Ätzen* einer auf ein isolierendes Substrat kaschierten leitenden Schicht, durch *Einbrennen* von durch Siebdruck oder Spritzverfahren aufgebrachter Silberpaste, durch *Ausstanzen* der Leiterbahnen, mit Hilfe *galvanischer Verfahren*, durch *Metallspritzen* mit geschmolzenen Metallen, mittels *Aufstäuben*, im *Siebdruck* oder auf *photomechanischem Wege* hergestellt. In Einzelfällen können auch in gleicher Weise Bauelemente mit aufgebracht werden, z. B. Induktivitäten als spiralförmig angeordnete Leiterbahnen.

Es gibt auch kompaktere Bauteile mit mehreren übereinander angeordneten und untereinander verknüpften gedruckten Leiterplatten, die *Mehrebenenschaltungen*. Dabei werden Verbindungen der Leiterplatten untereinander und zu einzelnen Bauelementen durch entsprechende Aussparungen geführt.

G. S.en stellen eine Vorstufe für Dünnschichtschaltungen und mikroelektronische Schaltungen dar (→ Dünnschichttechnik, → Mikroelektronik).

Gefährdungsdosis, → Strahlenschaden.

Gefällespeicher, → Dampfspeicher.

Gefrierkerne, nach heutiger Auffassung Unreinheiten in einem aktivierten → Kondensationskern (gemischte Kerne). Der hygroskopische Anteil eines derartigen gemischten Kerns wirkt als Kondensationskern, der feste Anteil (Unreinheit) als Gefrierkern. Elektronenmikroskopische Untersuchungen haben gezeigt, daß die Mehrzahl der G., deren mittlerer Radius zwischen 0,05 und 3,5 μ variiert, aus Staub von der Erdoberfläche zusammengesetzt waren. Es konnte nachgewiesen werden, daß Partikeln, bestehend aus den wichtigsten Substanzen des Bodens, bei Temperaturen zwischen −10 bis −17 °C als G. aktiv werden.

Über G. in der Kristallzüchtung → Kristallkeim.

Gefrierpunkt, Erstarrungspunkt des → Eises.

Gefrierpunktserniedrigung, Erniedrigung der Gefriertemperatur (allgemeiner Erstarrungstemperatur) eines Lösungsmittels durch gelöste Stoffe, die mit dem Lösungsmittel keine Mischkristalle bilden. Ursache der G. ist die → Dampfdruckerniedrigung. Die G. ΔT ist für verdünnte Lösungen proportional der molaren Konzentration n des gelösten Stoffes: $\Delta T = E_g n$. Hierbei ist E_g die *kryoskopische Konstante*; sie hängt nur vom Lösungsmittel ab, nicht vom gelösten Stoff und läßt sich aus dem Raoultschen Gesetz und der Clausius-Clapeyronschen Gleichung errechnen zu $E_g = RT_g^2/1000\, L_s$. Hierbei sind R die Gaskonstante, T_g der Gefrierpunkt des Lösungsmittels in K und L_s die spezifische Schmelzwärme des Lösungsmittels in cal/g. Aus der G. kann man die Molekularmasse des gelösten Stoffes bestimmen. Das Meßverfahren bezeichnet man als *Kryoskopie*. Gegensatz: → Siedepunktserhöhung.

Gefriertrocknung, Trocknungsverfahren, das bei wärmeempfindlichen Stoffen, z. B. Nahrungsmitteln und Pharmazeutika, angewandt wird. Das Trockengut wird in vakuumdichten Kammern sehr rasch auf tiefe Temperaturen abgekühlt, so daß es gefriert, und dann dem Hochvakuum ausgesetzt. Infolge des dabei auftretenden Dampfdruckgefälles zwischen dem gefrorenen Gut und dem Kondensator setzt eine Sublimation des Eises ein. Die entstehenden Dämpfe schlagen sich auf dem Kondensator nieder. Der apparative Aufwand ist schon bei kleinen Trockenleistungen beträchtlich.

Gefüge, → Vielkristall.

Gefügeregelung, → Vielkristall.

Gegenamperewindung, → Durchflutungsgleichgewicht.

Gegendiffusion, → Diffusion.

Gegendruckmaschine, → Dampfmaschine.

Gegen-EMK, → elektromotorische Kraft.

Gegeninduktionskoeffizient, → Induktionskoeffizient.

Gegeninduktivität, → Induktion 2), → Induktionskoeffizient.

Gegenkopplung, → Rückkopplung.

Gegenschein, → Zodiakallicht.

Gegenseitigkeit der Verschiebungen, besagt, daß bei mechanischen Verformungsproblemen die zugeordneten gemischten Einflußzahlen gleich sind. Im Zuordnungsschema

	Kraft	Moment
Verschiebung	$\alpha_{kl} = \alpha_{lK}$	$\gamma_{kl} = \gamma_{lk}$
Verdrehung	$\delta_{kl} = \delta_{lK}$	$\beta_{kl} = \beta_{lk}$

bedeutet der erste Index die Stelle der Bewegung und der zweite Index die Stelle der Kraftwirkung.

Gegensonne, → Halo.

Gegenströmer, wichtige Einrichtung zur Durchführung des Gegenstromprozesses. Zwei lange konzentrische Rohre aus gut wärmeleitendem Werkstoff sind zu einer Spirale aufgewickelt. Durch das innere Rohr wird Gas unter hohem Druck geleitet und am Ausgang durch adiabatische Ausdehnung unter Arbeitsleistung oder durch Drosselung entspannt (z. B. von 200 atm auf 1 atm) und damit abgekühlt. Dann wird es im Gegenstrom durch das äußere Rohr geführt und kühlt das hochkomprimierte Gas ab. So kühlt sich das gesamte System immer mehr ab, bis sich das Gas verflüssigt. Ein spezieller G. ist die *Hampson-Spirale*.

Gegenstrahlung, → Himmelsstrahlung.

Gegenstromprozeß, Methode, bei der Gase oder Flüssigkeiten in entgegengesetzter Richtung aneinander vorbei oder durcheinander hindurch strömen, um kontinuierlich Wärmeübergangs-, Diffusions-, chemische Reaktionsvorgänge o. ä. ablaufen zu lassen. So wird das Temperatur- oder Konzentrationsgefälle bei vielen Vorgängen am besten ausgenützt, z. B. bei → Gegenströmern, Gegenstromerhitzern, in Fraktionierkolonnen, Rektifizierkolonnen und Waschtürmen. Gegensatz: → Gleichstromprozeß.

Gegentaktschaltung, eine in der Verstärkertechnik häufig angewandte Schaltung, bei der zwei gleiche Transistoren oder Elektronenröhren in bezug auf den Gleichstrom parallel, in bezug auf den Wechselstrom jedoch in Reihe geschaltet sind. Der Basis- bzw. Gitterkreis enthält eine Induktivität, deren Mitte hochfrequenzmäßig auf Erde und deren Enden an die Basis der beiden Transistoren bzw. an die Gitter der Röhren angeschlossen sind.

Dementsprechend ist der Kollektorkreis der Transistoren bzw. der Anodenkreis der Röhren geschaltet. Die beiden Transistoren bzw. Röhren arbeiten also in entgegengesetzter Phase, d. h. im Gegentakt. Nach diesem Prinzip aufgebaute Verstärkerstufen weisen besonders geringe Verzerrungen auf, sie sind klirrfaktorarm. Außerdem liefern sie höhere Leistungen als einfache Stufen. Auch Sender lassen sich nach dem Gegentaktprinzip aufbauen. Bei dieser besonders im Kurzwellengebiet häufig benutzten Schaltung werden erdsymmetrisch aufgebaute Schwingkreise aus Spulen und Kondensatoren verwendet.

Gegenurspannung, → elektromotorische Kraft.

Gegenwirkungskraft, → Kraft.

Gegenwirkungsprinzip, → Newtonsche Axiome.

Geiger-Müller-Zählrohr, → Zählrohr.

Geiger-Nuttall-Beziehung, der Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten λ eines α-Strahlers und der Energie E des emittierten α-Teilchens. Die G.-N.-B. wird durch die Gleichung $\ln E = A + B \cdot \ln \lambda$ ausgedrückt, wobei A und B empirische Konstanten sind. Geiger und Nuttall hatten 1911 die äquivalente Beziehung zwischen λ und der Reichweite R gefunden: $\ln \lambda = A^* + B^* \cdot \ln R$. Abweichungen treten bei uu-Kernen und Kernen mit ungerader Massezahl auf, da dort eine geringere Wahrscheinlichkeit für die Bildung des α-Teilchens besteht. Neuere Messungen zeigen auch Abweichungen für gg-Kerne, eine bessere Beschreibung gibt die Beziehung $\ln T_{1/2} = a + b/\sqrt{Q_d}$ ($T_{1/2}$ Halbwertszeit, Q_d Reaktionsenergie, a und b empirische Konstanten).

Geigerzähler, → Zählrohr.

Geiringer-Gleichungen, → Gleitlinientheorie.

Geißler-Röhre, mit spektralreinem Gas oder Dampf gefüllte Gasentladungslichtquelle für spektroskopische Zwecke.

Geisterzustände, in der Quantenfeldtheorie diejenigen Vektoren (Zustände) in Hilbert-Räumen $\mathfrak{H}$ mit indefiniter Metrik, die negative oder verschwindende Norm haben und daher zu negativen Wahrscheinlichkeiten führen. G. korrespondieren daher nicht mit physikalischen Zuständen und müssen durch bestimmte Nebenbedingungen, die $\mathfrak{H}$ in einen physikalischen und den dazu orthogonalen unphysikalischen Anteil ($\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_{ph} \oplus \mathfrak{H}_{unph}$) zerlegen, aus der Theorie eliminiert werden. Bekanntestes Beispiel ist der Hilbert-Raum des elektromagnetischen Feldes, aus dem die in der Natur nicht auftretenden skalaren und longitudinalen Photonen mit Hilfe der geeignet interpretierten Lorentz-Bedingung, auch Lorentz-Konvention genannt (→ Quantenelektrodynamik), beseitigt werden. G. treten auch in der Heisenbergschen Theorie der Urmaterie, im Lee-Modell und im Venezian-Modell auf. Allgemeiner treten G. immer dann auf, wenn die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\hat{a}^+$ und $\hat{a}^-$ für die entsprechenden Teilchen (und damit auch die Feldoperatoren) den Vertauschungsregeln mit „falschen" Vorzeichen genügen, d. h. wenn statt $[\hat{a}^-, \hat{a}^+]_\varepsilon = \mathbf{1}$ die Vertauschungsrelation $[\hat{a}^-, \hat{a}^+]_\varepsilon = -\mathbf{1}$ auftritt. Hierbei steht $[\,]_\varepsilon$ für den Antikommutator ($\varepsilon = +1$) bzw. Kommutator ($\varepsilon = -1$). Dann folgt wegen $\hat{a}^-|0\rangle = 0$ z. B. für die Norm $\langle 1|1\rangle$ des Einteilchenzustands $|1\rangle = \hat{a}^+|0\rangle$ gerade $\langle 1|1\rangle = \langle 0|\,\hat{a}^-\hat{a}^+\,|0\rangle = \langle 0|\,[\hat{a}^-\hat{a}^+]_\varepsilon\,|0\rangle = -\langle 0|0\rangle = -1$, sofern die Norm des Vakuumzustands $|0\rangle$ wie üblich gleich 1 vorausgesetzt wird. Man spricht auch dann von G.n, wenn ihre Norm verschwindet und sie vom Nullvektor verschieden sind; sie werden häufig als *Spurion* bezeichnet. Bei der Elimination der G. geht im allgemeinen eine lokale in eine komplizierte nichtlokale Quantenfeldtheorie über.

gekoppelte Schwingungen, → Schwingung.

gekreuzte Kanäle, → analytische S-Matrix-Theorie.

gekreuzte Polarisatoren, → Interferenz, 3).

gekrümmter Raum, ein n-dimensionaler Raum, dessen Krümmungstensor nicht verschwindet; er heißt *nichteuklidisch*.

Gelfandsches Raumtripel, → Distribution.

Gell-Mann-Nishijima-Schema, ein von Gell-Mann und Nishijima 1953 im Zusammen-

hang mit der Entdeckung der verhältnismäßig langen Lebensdauern der daher als „fremde Teilchen" bezeichneten Hyperonen und K-Mesonen unabhängig voneinander vorgeschlagenes Schema zur Klassifizierung der Elementarteilchen, in dem zur Kennzeichnung der „fremden" oder „seltsamen" Teilchen eine neue Quantenzahl → Strangeness eingeführt wurde. Die Klassifikation erfolgt nach dem Isospin I und der Strangeness S der Teilchen; als Folge dieses G.-M.-N.-S.s ergab sich zwischen der Ladung Q, der dritten Komponente I_3 von I, der Baryonenzahl B und der Strangeness S der Zusammenhang $Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S)$. Das G.-M.-N.-S. liegt der SU(3)-Symmetrie der Hadronen (→ unitäre Symmetrie) zugrunde.

Gemenge, Bezeichnung für heterogene → Gemische. Ihre Einzelkomponenten behalten ihre charakteristischen Eigenschaften im Gegensatz zu den chemischen Verbindungen und den homogenen Gemischen stets bei. G. können Einzelbestandteile aller Aggregatzustände enthalten. G. sind z. B. Suspensionen, Emulsionen und Nebel. Die G. kann man nach mechanisch-physikalischen Trennverfahren, z. B. Sieben, Schlämmen, Sedimentieren, Filtrieren, Zentrifugieren, Flotieren, Magnetscheiden, in ihre Einzelkomponenten zerlegen.

Gemisch, 1) Vereinigung von zwei oder mehr verschiedenen Stoffen. Bei *homogenen G.en* haben alle mechanisch abtrennbaren Teilchen gleiche Stoffeigenschaften. Von chemischen Verbindungen unterscheiden sich homogene G.e dadurch, daß sie keinen einheitlichen Schmelz- und Siedepunkt aufweisen. Ferner ist jedes beliebige Mischungsverhältnis zwischen den Komponenten möglich, wobei sich die Eigenschaften der Mischung kontinuierlich ändern. Die homogenen G.e, wie Luft, Kochsalzlösungen, Legierungen, können z. B. durch fraktionierte Destillation, Kondensation, Kristallisation und Sublimation zerlegt werden. Bei G.en können die Einzelkomponenten in allen Aggregatzuständen auftreten.

2) *statistisches G.*, → Dichtematrix.

gemischter Zustand eines Supraleiters 2. Art, der Zustand, in dem ein Supraleiter 2. Art von magnetischen → Flußschläuchen durchsetzt wird, die in einem regelmäßigen Flußschlauchgitter angeordnet sind. Der gemischte Zustand existiert zwischen dem unteren kritischen Feld H_{c1} und dem oberen kritischen Feld H_{c2} des Supraleiters 2. Art. Er darf nicht mit dem → Zwischenzustand eines Supraleiters 1. Art verwechselt werden (→ GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Genauigkeit, svw. Meßunsicherheit.

generalisierte Beschleunigung, → verallgemeinerte Koordinaten.

generalisierte Geschwindigkeit, → verallgemeinerte Koordinaten.

generalisierte Impulse, → Lagrangesche Gleichungen.

generalisierte Koordinaten, svw. verallgemeinerte Koordinaten.

generalisierte Kraft, → Kraft, → verallgemeinerte Koordinaten.

Generationsdauer, derjenige Zeitabschnitt τ bei der Kernkettenreaktion, der durchschnittlich zwischen dem Entstehen von Spaltneutronen und ihrer wieder zur Spaltung führenden Absorption im Spaltelement nach der Abbremsung liegt. Für die *prompten* Neutronen beträgt τ ca. 10^{-4} bis 10^{-3} s, sie wird im wesentlichen durch die thermische Diffusion bestimmt. Die *verzögerten* Neutronen haben G.n zwischen 0,08 und 80 s, entsprechend den Halbwertszeiten der verschiedenen Gruppen. Diese Tatsache ist für die Reaktorsteuerung besonders wichtig; → Reaktorperiode, → Reaktivität.

Generations-Rekombinations-Rauschen, → Rauschen II, 6 b.

Generator, in der Starkstromtechnik eine rotierende → elektrische Maschine zur Umwandlung mechanischer in elektrische Energie. Je nach Stromart unterscheidet man Gleichstrom-, Wechselstrom- und Drehstromgeneratoren. Die wichtigsten G.en sind der Drehstromsynchrongenerator und der Gleichstromnebenschlußgenerator. Je nach der Anregung des erforderlichen Magnetfeldes bezeichnet man selbst- bzw. fremderregte G.en. Als Antriebsmaschinen werden Dampf- und Wasserkraftturbinen, Dieselmotoren, Elektromotoren u. a. eingesetzt.

genetische Definition, → Definition.

genetische Information, → Molekulargenetik.

genetisches Dosislimit, *Bevölkerungsdosis*, Grenzwert für die → Strahlungsbelastungen der Bevölkerung, die durch die Anwendung von Quellen ionisierender Strahlung verursacht werden, wobei die Strahlungsbelastungen durch natürliche Strahlung und durch medizinische Strahlungsanwendungen unberücksichtigt bleiben (→ Strahlenschutzgrenzwerte).

Geochemie, → Hochdruckphysik 1, 4. I).

Geodäte, → geodätische Linie.

Geodätenprinzip, die von A. Einstein ursprünglich zusätzlich zu seinen Gravitationsgleichungen (→ allgemeine Relativitätstheorie) eingeführte und später als Folge der Gravitationsgleichungen erkannte Aussage, daß Probeteilchen sich längs der geodätischen Linie in dem durch die Feldgleichungen bestimmten → Riemannschen Raum bewegen.

Das G. ist für makroskopische Massepunkte eine Folge des schwachen → Äquivalenzprinzips und ist somit durch den → Eötvös-Versuch gut gesichert. Die Richtigkeit des G.s für Lichtteilchen (Photonen) ist empirisch durch die Beobachtung der → Lichtablenkung im Schwerefeld bestätigt worden, da diese eine Folge der Geodätenbewegung der Photonen ist (→ Krümmung der Lichtstrahlen).

geodätische Linie, *Geodätische*, *Geodäte*, die im gekrümmten Raum entweder als autoparallele Linie oder als extremale Verbindung zweier Punkte definierte Kurve. Sie ist die Verallgemeinerung der geraden Linie des euklidischen Raumes.

1) In Räumen, in denen durch Vorgabe eines Feldes von Übertragungskoeffizienten $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ eine Parallelübertragung definiert ist, gilt für einen Vektor a^{μ}, der längs einer Kurve $x^{\mu}(s)$ parallel verschoben wird:

$$da^{\lambda} + \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}\, dx^{\nu} a^{\mu} = 0 \qquad (1)$$

bzw.

$$\frac{da^{\lambda}}{d\tau} + \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu} \frac{dx^{\nu}}{d\tau} a^{\mu} = 0; \qquad (2)$$

τ ist irgendein Kurvenparameter.

Eine g. L. läßt sich in einem derartigen Raum als autoparallele Linie definieren; das ist eine Kurve $x^\mu(\tau)$, längs der der Tangentialvektor $a^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau}$ der Kurve einen im Sinne der Parallelübertragung (1) parallelen Vektor bildet. Die Differentialgleichung für die Kurve lautet wegen (2) bei geeigneter Parameterwahl:

$$\frac{d^2x^\lambda}{d\tau^2} + \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{d\tau}\frac{dx^\nu}{d\tau} = 0.$$

2) In → Riemannschen Räumen, in denen die Länge s einer zwischen den Punkten A und B verlaufende Kurve $x^\mu(s)$ durch ein → Linienelement ds^2 definiert ist, läßt sich eine g. L. durch die Forderung bestimmen, daß

$$s = \int_A^B ds = \int_A^B \sqrt{g_{\mu\nu}\,dx^\mu\,dx^\nu}$$

ein Extremum ist. Diese Forderung führt zu der Differentialgleichung

$$\frac{d}{ds}g_{\mu\nu}\frac{dx^\nu}{ds} - \frac{1}{2}\frac{\partial g_{\varrho\sigma}}{\partial x^\mu}\frac{dx^\varrho}{ds}\frac{dx^\sigma}{ds} = 0 \qquad (4)$$

für die g. L. Die Gleichungen (4) lassen sich auch in der Form

$$\frac{d^2x^\lambda}{ds^2} + \Gamma^\lambda_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{ds}\frac{dx^\nu}{ds} = 0 \qquad (5)$$

darstellen, wobei die Γ^λ_{μ} die → Christoffel-Symbole zweiter Art sind. Im Riemannschen Raum fallen also die Extremalen mit den bezüglich der Christoffel-Symbole gebildeten autoparallelen Kurven zusammen.

Geoid, Niveaufläche der Schwerkraft, die mit der ungestörten Ozeanfläche zusammenfällt; oft benutzt, um die Erdfigur näherungsweise ohne Berücksichtigung des Erdoberflächenreliefs darzustellen. Durch geodätische und gravimetrische Vermessungen und Beobachtungen von Satellitenbahnen kann das G. ermittelt werden. Formelmäßig wird es in erster Näherung durch ein an den Polen abgeplattetes Rotationsellipsoid (→ Erdabplattung) dargestellt.

geomagnetische Kavitation, svw. Magnetosphäre.

geomagnetische Mikropulsationen, → Mikropulsationen.

geomagnetische Pulsationen, → Pulsationen.

geomagnetischer Sturm, → Sturm.

geomagnetische Säkularvariation, → Säkularvariation.

geomagnetisches Hauptfeld, → Erdmagnetismus.

geomagnetische Störung, → geomagnetisches Variationsfeld, → Erdmagnetismus.

geomagnetisches Variationsfeld, dem geomagnetischen Hauptfeld (→ Erdmagnetismus) überlagerte Schwankungen des Magnetfeldes. Ursache für das geomagnetische V. sind elektrische Ströme, die innerhalb der Erde, in der Ionosphäre (→ ionosphärische elektrische Stromsysteme), in der → Magnetosphäre und in der Magnetopause (→ Magnetosphäre) fließen.

Geometrie des physikalischen Erfahrungsraumes, Invariantentheorie einer Transformationsgruppe.

Der eine der beiden wesentlichen Entwicklungswege der Physik, nämlich der von der Newtonschen Mechanik über die spezielle zur allgemeinen Relativitätstheorie kann mathematisch dadurch charakterisiert werden, daß die für die Physik wesentliche Geometrie des Erfahrungsraumes jeweils durch eine reichhaltigere ersetzt wurde. Den drei Stufen: Newtonsche Mechanik, → spezielle Relativitätstheorie und → allgemeine Relativitätstheorie entsprechen dabei die drei geometrischen Begriffe: dreidimensionaler euklidischer Raum, vierdimensionaler pseudoeuklidischer Raum (→ Minkowski-Raum), vierdimensionaler indefiniter Raum (→ Riemannscher Raum). Nun spielen in der Physik nicht nur diese Räume selbst eine große Rolle, sondern auch bestimmte Transformationsgruppen, für die diese Räume Darstellungsräume sind.

1) Die Formulierung der physikalischen Gesetze der Newtonschen Mechanik ist unabhängig von der Wahl des → Inertialsystems, das der Beschreibung zugrunde gelegt wird. Da der Übergang von einem Bezugssystem zu einem anderen hier durch die → Galilei-Gruppe beschrieben wird, sind die physikalischen Gesetze also invariant gegenüber der Galilei-Gruppe. Der Darstellungsraum dieser Gruppe ist der dreidimensionale euklidische Raum.

2) Die Forderung des speziellen → Relativitätsprinzips machte es bei der Einbeziehung der Elektrodynamik in die physikalische Betrachtung nötig, die Galilei-Gruppe durch die → Lorentz-Gruppe zu ersetzen. Der Darstellungsraum der Lorentz-Drehung ist der Minkowski-Raum.

3) Die Einbeziehung des Gravitationsfeldes in die physikalischen Betrachtungen führte zur allgemeinen Relativitätstheorie. An die Stelle eines einzigen, starren Inertialsystems tritt hier eine unendliche Zahl lokaler Lorentz-Bezugssysteme (→ frei fallender Kasten), deren jedes in seinen eigenen Raumteilen Gültigkeit hat. Jedes dieser lokalen Bezugssysteme kann unabhängig von den anderen Lorentz-gedreht, d. h. einer von Ort zu Ort verschiedenen Lorentz-Transformation unterworfen, werden. Die Gesamtheit dieser benachbarten lokalen Bezugssysteme, die die Darstellungsräume der lokalen Lorentz-Transformationen sind, werden durch den Riemannschen Raum verbunden.

Der Mathematiker F. Klein hatte 1872 im „Erlanger Programm" die Auffassung entwickelt, daß jede Geometrie die Invariantentheorie einer Transformationsgruppe ist. Bei genügend weiter Fassung des Begriffes Transformationsgruppe sind alle bisher auftretenden Geometrien des physikalischen Erfahrungsraumes Kleinsche Geometrien, d. h. Geometrien im Sinne des „Erlanger Programms".

Geometrieprogramm, → Auswertung von Aufnahmen.

geometrische Nichtlinearität, → Verzerrungstensor.

geometrische Optik, *Strahlenoptik*, ein Gebiet der Optik, das mit dem Grundbegriff des Strahls operiert, wobei diese Strahlen sowohl durch Teilchen- als auch durch Lichtstrahlen realisiert werden können. Die Strahlenoptik ergibt sich theoretisch aus der Wellenoptik als Grenzfall sehr kurzer Wellenlängen λ, d. h. λ klein gegen alle charakteristischen Längen des Problems, insbesondere gegen den Durchmesser von Blen-

den u. ä. Der Strahlengang der von einem beliebigen Punkt ausgehenden Strahlen wird in allgemeiner Form durch das *Fermatsche Prinzip* bestimmt, das mit entsprechender Definition des Brechungsindex sowohl auf die Lichtoptik als auch auf die Korpuskularoptik (→ Elektronenoptik) angewendet werden kann und insbesondere den Strahlengang auch bei kontinuierlich veränderlichem Brechungsindex bestimmt. Dieser Fall ist in der Elektronenoptik die Regel, während in der Lichtoptik meist eine sprunghafte Änderung des Brechungsindexes an den Grenzflächen unterschiedlicher Medien vorliegt. Das Fermatsche Prinzip führt dann auf die geradlinige Ausbreitung der Lichtstrahlen in jedem homogenen Medium und auf die Gesetze der Reflexion und Brechung an den Grenzflächen. Im Falle des Lichtes werden alle auf der Wellennatur des Lichtes beruhenden Erscheinungen, insbesondere alle Beugungseffekte, vernachlässigt. Das wichtigste Anwendungsgebiet der g.n O. ist die Entwicklung abbildender optischer Systeme und Instrumente, bei deren Berechnung fast ausschließlich die Gesetze der g.n O. zugrunde gelegt werden.

geometrische Reihe, die Taylor-Reihe der Funktion $\frac{1}{1-z} = 1 + z + z^2 + z^3 + \cdots = \sum_{n=0}^{\infty} z^n$. Da die Funktion $\frac{1}{1-z}$ im Punkt $z = 1$ einen Pol hat, konvergiert die g. R. für alle Werte $|z| < 1$ von z innerhalb des Einheitskreises.

geometrisches Mittel, $a = (a_1 \cdot a_2 \cdots a_n)^{1/n}$ von den n gegebenen positiven Größen $a_1, \ldots, a_n$.

Geometrodynamik, Versuch, die physikalischen Erscheinungen als Resultat einer dynamischen Geometrie darzustellen. Von Rainich wurde 1925 gezeigt, daß sich die Einstein-Maxwellsche Theorie von Gravitation und Elektromagnetismus als System von Bedingungen für die Geometrie (d. h. das Gravitationsfeld, → Äquivalenzprinzip) allein darstellen läßt. Die Einsteinschen Gleichungen werden dabei als Definition der Materie aufgefaßt. Die zusätzlichen Bedingungen an die Metrik $g_{\mu\nu}$ sind so, daß der sich nach den Einsteinschen Gleichungen aus dieser Metrik ergebende Materietensor notwendig die Form des Maxwellschen → Energie-Impuls-Tensors hat, wobei der notwendig auftretende antisymmetrische Tensor $F_{\mu\nu}$ die Einstein-Maxwellschen Gleichungen erfüllt. Die zusätzlichen Rainichschen Bedingungen für den Riemann-Tensor und den Ricci-Tensor (→ Krümmungstensor) haben die Form:

$$R_\alpha{}^\alpha = 0, \; R_\mu{}^\alpha R_\alpha{}^\nu = \delta_\mu{}^\nu \tfrac{1}{4} (R_\sigma{}^\tau R_\tau{}^\sigma), \; R_0^0 \geqq 0 \quad (1)$$

$$\partial_\mu \alpha_\nu = \partial_\nu \alpha_\mu, \; \alpha_\mu = \sqrt{-g}\, \frac{R_{\mu\alpha\beta\nu} (\nabla^\beta R^{\alpha\varrho})\, R^\nu{}_\varrho}{R_\lambda{}^\varkappa R^\lambda{}_\varkappa}. \quad (2)$$

In ähnlicher Weise ist es gelungen, auch die zu skalaren Feldern gehörigen zusätzlichen Bedingungen an die Geometrie zu finden, die sichern, daß nur diese Felder mit den zu ihnen gehörigen Feldgleichungen zu dieser Geometrie gehören können. Damit spiegelt sich die Dynamik dieser wechselwirkungsfreien Felder in der Dynamik des Gravitationsfeldes, d. h. der Dynamik der Geometrie, wider. Als spezielle Lösungen der → Einstein-Maxwellschen Gleichungen wurden von J. A. Wheeler quasistabile Gebilde erhalten, die nur aus elektromagnetischer Strahlung und Gravitation aufgebaut sind. Die elektromagnetische Strahlung wird dabei durch die Gravitation der ihrer Energie entsprechenden Äquivalenzmasse zusammengehalten. Nach außen wirken diese Gebilde, die *Geonen*, durch ihr Gravitationsfeld wie ein Körper mit Ruhmasse. Diese Masse hat allerdings die astronomische Größenordnung von 10^{42} g; der Radius der Geonen ist etwa 10^{14} cm.

Gegenwärtig werden Versuche unternommen, auch die Quantentheorie mit in die geometrodynamische Auffassung der Materie einzubeziehen und eine Quantengeometrodynamik zu entwickeln. Wesentlich sind hier die auf Grund der Quantenfluktuationen im Bereich der Planckschen Elementarlänge (→ Plancksche Elementarlänge) auftretenden Änderungen der Topologie der Raum-Zeit-Welt. Man erhält Räume mit anderen Zusammenhangsverhältnissen als denen des euklidischen Raumes (mit ähnlichen Unterschieden wie sie bei der zweidimensionalen Oberfläche einer Kugel mit bzw. ohne aufgesetzte Henkel auftreten). Die Quantenfluktuationen rufen eine schaumartige Struktur des Raumes hervor. Die Welt erscheint in kleinsten Bereichen nicht mehr als einheitlicher vierdimensionaler Minkowskischer Raum-Zeit-Block geordnet. Die in diesem Zusammenhang auftretenden physikalischen und mathematischen Probleme sind weitgehend ungelöst.

Lit. J. A. Wheeler: Einstein-Symposium (Hrsg. H.-J. Treder, Berlin 1966); Kreisel, Liebscher, Treder: Zur Quantengeometrodynamik (Berlin 1967).

Geon, → Geometrodynamik.

Geophysik, *Erdphysik*, zusammenfassende Bezeichnung für alle Arbeitsrichtungen der Physik, deren Untersuchungsobjekte die physikalischen Erscheinungen im Zusammenhang mit der Erde sind. Dabei ist es gleichgültig, ob es sich um natürliche Ursachen dieser Erscheinungen oder um von Menschen verursachte handelt. Die physikalischen Erscheinungen betreffen sowohl die Erde als einzelnes Objekt (z. B. Ausbreitung von Erdbebenwellen im Erdinnern) als auch den Zusammenhang mit anderen Weltkörpern, insbesondere Sonne und Mond (z. B. Gezeitenkräfte) als auch beide Gesichtspunkte (z. B. → Erdmagnetismus). Traditionell wird die G. im weiteren Sinne unterteilt in Physik der Lufthülle (→ Meteorologie), Physik der Wasserhülle (→ Ozeanographie, → Hydrographie) und G. im engeren Sinne als der Physik der festen Erde und des Erdkörpers sowie der Schichten oberhalb etwa 85 km Höhe (→ Aeronomie, → Ionosphäre).

In der *G. im engeren Sinne* wird zwischen der reinen oder allgemeinen G. und der angewandten G. unterschieden. Während die *reine* oder *allgemeine G.* Probleme mehr erkenntnismäßiger Bedeutung, z. B. → Isostasie, Aufbau des Erdinnern (→ Erde), Entstehung von → Erdbeben, behandelt oder Fragen, die die Erde insgesamt betreffen (Erde als Kreisel, → Erdrotation), befaßt sich die *angewandte G.* mehr mit der Lagerstättenerkundung und der Untersuchung der physikalischen Eigenschaften in kleinräumigen Gebieten. Die G. im engeren Sinne untersucht die physikalischen Erscheinungen: Verteilung

und Verhalten erdmagnetischer Felder (→ Erdmagnetismus, → Magnetosphäre), Schwerefeld der Erde (→ Schwere), Entstehung und Ausbreitung von elastischen Wellen im Erdkörper (→ Seismik), Lageveränderung von Orten (rezente Erdkrustenbewegungen, → Breitenschwankung), Entstehung und Ausbreitung elektrischer Felder in der Erde (→ Erdelektrizität) und in der Ionosphäre, Zeitschwankungen der Rotationsdauer (→ Erdrotation), radioaktive Erscheinungen.

Die G. bedient sich in erster Linie der Methoden und Ergebnisse der Physik, besonders der Feldtheorie, der Atom- und Festkörperphysik. Wesentliche Unterschiede der G. zur Physik bestehen in folgendem:

1) Bei Versuchen lassen sich nicht alle Parameter einzeln isolieren und untersuchen. Oft können die Größenverhältnisse im Modellversuch nicht nachgeahmt werden.

2) Es besteht oft kein direkter Zugang zu den zu untersuchenden Objekten (z. B. dem Erdinnern). Daher entwickelt die G. eine Vielzahl indirekter Methoden (Rückschluß aus dem Charakter seismischer Wellen auf einen flüssigen Erdkern, Ermittlung der Elektronenzahl der Ionosphärenschichten aus Funkwellenausbreitung).

3) Bedingt durch die Punkte 1) und 2) und den Umstand, daß verschiedene Ursachen der gemessenen Erscheinungen gleichzeitig auftreten können, arbeitet die G. sehr intensiv mit statistischen Verfahren, um z. B. die unterschiedlichen Ursachen zu trennen. Enge Verbindungen bestehen zwischen der G. und der Geodäsie, der solar-terrestrischen Physik, der Geologie, der Geochemie, der Geographie, der Sonnenphysik und der Weltraumforschung.

geopotentielles Meter, gpm, in der Meteorologie viel verwendetes Längenmaß für Höhendifferenzen im Schwerefeld der Erde. Mit der geometrischen Höhe z und der ortsabhängigen Schwerebeschleunigung g wird das Differential der Höhe h in geopotentiellen Metern $dh = \frac{g}{g_n} dz$, wo $g_n = 9{,}8\ \mathrm{m \cdot s^{-2}}$ einen Normalwert der Schwerebeschleunigung darstellt. 1 gpm ist damit die Höhendifferenz, zu deren Überwindung an der Masseeinheit eine Arbeit von $9{,}8\ \mathrm{J \cdot kg^{-1}}$ gegen die Schwerkraft zu leisten ist. Durch Einführung des geopotentiellen Meters kann in der Statik der Atmosphäre die Ortsabhängigkeit der Schwerebeschleunigung ausgeschaltet werden, so daß die entsprechenden Formeln, z. B. die → barometrische Höhenformel, für die gesamte Erde mit den gleichen Zahlenkonstanten gelten.

geostrophischer Wind, → Wind.

Geothermie, Arbeitsgebiet der Geophysik, das sich mit der physikalischen Erscheinung der Erdwärme befaßt. Die G. untersucht z. B. die Entstehung und den Transport der Wärme in Gesteinsverbänden und befaßt sich mit der Messung des Wärmestroms an der Erdoberfläche, in Bohrlöchern und am Meeresboden, neuerdings auch mit Methoden der → kontaktlosen Fernmessung. Mit den Methoden der G. können vulkanische Gebiete, Warmwasserquellen u. ä. abgegrenzt werden. Kennziffer der G. ist die → geothermische Tiefenstufe.

geothermische Tiefenstufe, Maßzahl für die Zunahme der Erdwärme (→ Geothermie) in Richtung Erdmittelpunkt, ausgedrückt als Tiefeneinheit, in der sich die Erdtemperatur um ein Grad erhöht. Die statistische Häufigkeitsverteilung der g.n T. ist zweigipflig: ein Maximum um $67\ \mathrm{m \cdot grd^{-1}}$ (hauptsächlich auf den Kontinentblöcken) und ein Maximum um etwa $29\ \mathrm{m \cdot grd^{-1}}$ (meist über den Sedimentbecken).

geozentrisches System, die Theorie, daß die Erde im Mittelpunkt des Sonnensystems steht. Es wurden verschiedene geozentrische S.e aufgestellt, von denen das nach Ptolomäus (2. Jh. u. Z.) genannte *Ptolomäische System* am bekanntesten ist. Nach dieser geozentrischen Planetentheorie sollten sich alle damals bekannten Planeten sowie die Sonne in Kreisbahnen um die Erde bewegen. Zum Teil sollte diese Bewegung so erfolgen, daß der Planet sich auf einem kleinen Kreis (Epizykel) bewegte, dessen Mittelpunkt der Erde auf einer Kreisbahn umläuft. Das geozentrische S. wurde durch die *heliozentrische Planetentheorie* von Kopernikus (*Kopernikanisches System*) abgelöst, nach der sich die Planeten auf Kreisbahnen um die Sonne bewegen, → heliozentrisches System. Zur besseren Darstellung der Beobachtungen benötigte Kopernikus aber gleichfalls Epizykeln. Erst Kepler erkannte die wahre Form der Planetenbahnen, → Kepler-Gesetze.

gerader Stoß, → Stoß.

Geradsichtprisma, → Dispersionsprisma, → Reflexionsprisma.

Geräusch, aus Teiltönen statistisch zusammengesetzter Schallvorgang, bei dem die Frequenzen einer Vielzahl von Teiltönen, zwischen denen kein gesetzmäßiger Zusammenhang besteht, dicht beieinander liegen. Das G. setzt sich in komplizierter Weise aus nichtperiodischen Schwingungen zusammen, bei denen sich Amplitude, Phase und Frequenz der Teiltöne laufend ändern. Die Begriffe Rauschen, Zischen, Brausen, Knistern, Rascheln, Knarren u. a. bezeichnen häufige G.e; auch Teile der Sprache, z. B. die stimmlosen Konsonanten, sind G.e. Im Zusammenhang mit den durch → Musikinstrumente erzeugten → Tönen und → Klängen treten ebenfalls meist G.e auf, die den Instrumentenklang charakterisieren. G.e sind häufig mit Klängen verbunden, z. B. im Straßenlärm oder im Lärm von Produktionsanlagen.

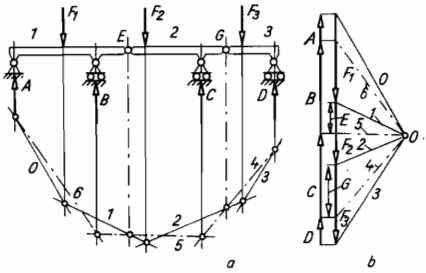
Geräuschmessung, die Bestimmung von Lautstärke und Frequenzverteilung von Geräuschen durch Umwandlung der statistischen Schallgrößen in diesen proportionale elektrische Spannungsschwankungen, die nach Verstärkung und quadratischer Mittelwertbildung auf einem elektrischen Meßinstrument angezeigt (→ Lautstärkemesser), sowie durch Darstellung der Frequenzkurve auf dem Schirm eines Oszillographen, eine Geräuschbewertung ermöglichen.

Für viele praktische Belange, z. B. die Messung von Straßenlärm oder Applaus, genügt die einfache Lautstärkemessung ohne Frequenzuntersuchung. Genauere Messungen erfassen die durch Oktavsiebe getrennten Frequenzbereiche durch nachfolgende Lautstärkemessungen einzeln.

Gerberträger, ein durchlaufender, mehrfach gestützter Träger, der durch das Einfügen von

Gelenken statisch bestimmt gemacht wird. Für die notwendige Anzahl der Gelenke g gilt mit der Anzahl der Lagerkomponenten a die Gleichung $g = a - 3$.

Die rechnerische Lösung erfolgt wie bei Systemen starrer Körper.



Ermittlung der Lager- und Gelenkkräfte am Gerberträger: *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

Die zeichnerische Lösung geschieht nach dem Seileckverfahren. Durch die Momentennullbedingung in den Gelenken findet man zusätzlich Schlußlinien im Lageplan, die bei Übertragung in den Kräfteplan die unbekannten Stütz- und Gelenkkräfte liefern.

Gerdien-Bogen, → Bogenentladung.

Gerdien-Kondensator, → Plasmasonde.

Gesamtdrehimpuls, Drehimpuls eines zusammengesetzten Systems. Dieser G. wird aus den Bahn- und Spindrehimpulsen der das System aufbauenden Elementarteilchen gebildet. Der G. eines beliebigen Teilchens wird oft – ohne Rücksicht auf die in der Elementarteilchenphysik ohnehin sehr problematische Unterscheidung zwischen „elementaren" und „zusammengesetzten" Teilchen – als sein Spin bezeichnet. In diesem Sinn spricht man vom Spin der Atomhülle, eines Atomkerns oder eines gesamten Atoms genau so wie vom Spin eines einzelnen Elektrons oder Nukleons.

Der G. der Atomhülle ist die Vektorsumme der Bahndrehimpulse $\hat{l}_i$ und Spindrehimpulse $\hat{s}_i$ aller Elektronen der Atomhülle. Der Operator $\hat{J}$ des G.es der Atomhülle lautet $\hat{J} = \sum_i (\hat{l}_i + \hat{s}_i)$. Falls kein äußeres Feld anliegt und Hyperfeinstruktureffekte vernachlässigt werden, bilden der Hamilton-Operator der Atomhülle und die Operatoren $\hat{J}^2$ sowie eine Komponente von $\hat{J}$ ein System von paarweise miteinander vertauschbaren Operatoren. Entsprechend treten die Quantenzahlen J und M_J auf (→ Vektormodell der Atomhülle). Der G. einer abgeschlossenen Schale der Atomhülle verschwindet. Im Gültigkeitsbereich der Russell-Saunders-Kopplung werden die Quadrate des Gesamtbahndrehimpulses $\sum_i \hat{l}_i$ und des Gesamtspindrehimpulses $\sum_i \hat{s}_i$ näherungsweise als Erhaltungsgrößen betrachtet. Ihnen entsprechen die Quantenzahlen L bzw. S der Zustände der Atomhülle. Im Gültigkeitsbereich der *jj*-Kopplung treten die Quadrate $\hbar^2 j(j+1)$ der Gesamtdrehimpulse $\hat{j}_i = \hat{l}_i + \hat{s}_i$ aller einzelnen Elektronen als Erhaltungsgrößen auf. Der G. des Atomkerns setzt sich aus den Bahn- und Spindrehimpulsen aller Protonen und Neutronen zusammen. Das Kopplungsschema des Schalenmodells der Atomkerne entspricht der *jj*-Kopplung mit einer starken, in ihrer physikalischen Natur noch unverstandenen Spin-Bahn-Kopplung.

Gesamtenergie, → Energie.

Gesamtheit, in der Statistik → Gibbs-Statistik, → Dichtematrix.

Gesamtimpuls, → Impuls.

Gesamtkraft, → Kraft.

Gesamtstrahlung, 1) die Gesamtheit der Strahlung aller Wellenlängen, die eine Strahlungsquelle je s und je cm^2 Strahlerfläche abgibt. Für die G. eines schwarzen Strahlers gilt das Stefan-Boltzmannsche Gesetz (→ Plancksche Strahlungsformel).

2) die Intensität der Sonnenstrahlung im gesamten Spektralbereich.

Gesamtstrahlungsnormal, eine Strahlungsquelle, deren Gesamtstrahlung in eine bestimmte Richtung quantitativ bekannt ist. Das G. wird zur Bestimmung der Gesamtstrahlung anderer Strahlungsquellen benutzt. Man kann als G. einen schwarzen Körper verwenden oder, technisch einfacher, eine Normalglühlampe, die bei festem Strom und fester Spannung eine definierte Gesamtstrahlung liefert und durch einmalige Präzisionsmessung geeicht werden kann.

gesättigt, 1) Bezeichnung für Verbindungen, die nur Einfachbindungen enthalten.

2) Bezeichnung für Lösungen, die keine weiteren Mengen des gelösten Stoffes mehr aufnehmen können.

geschichtete Säule, → Glimmentladung.

geschlossener Kosmos, ein Kosmos, in dem die dreidimensionalen Raumschnitte des Kosmos der dreidimensionalen Kugel topologisch äquivalent sind. Dagegen spricht man von einem *offenen Kosmos*, wenn die dreidimensionalen Raumschnitte dem dreidimensionalen euklidischen (bzw. hyperbolischen) Raum topologisch äquivalent sind.

In einem geschlossenen K. liegen die räumlichen Abstände zwischen zwei beliebigen Punkten des dreidimensionalen Raumes unter einer endlichen Schranke. In einem offenen Kosmos gibt es Punkte des dreidimensionalen Raumes, deren Abstand größer als jede beliebige endliche Zahl ist.

In einem geschlossenen Kosmos ohne → Horizonte könnte ein Beobachter ein von ihm selbst ausgestrahltes Signal wieder empfangen.

Astronomische Messungen der mittleren Materiedichte ϱ und der Hubble-Konstanten h (→ Hubble-Effekt) können eine Entscheidung darüber bringen, ob ein Kosmos offen oder geschlossen ist: Die Friedmannsche Gleichung (→ Newtonsche Kosmologie) ohne → kosmologisches Glied der allgemein-relativistischen Kosmologie werde für Kosmen mit sphärischen und hyperbolischen Raumschnitten in der Form $S^2 = \pm 3(\varkappa\varrho - 3h)^{-1}$ und für Kosmen mit ebenen Raumschnitten in der Form $0 = \varkappa\varrho - 3h$ geschrieben. Dabei haben wir für $h \equiv \mathrm{d}S/S\,\mathrm{d}t$ den momentanen Wert der Hubble-Konstanten einzusetzen.

Wäre nun der Kosmos offen, die dreidimensionalen Raumschnitte also eben oder hyperbolisch, so hätten Materiedichte ϱ und Hubble-

Konstante h die Beziehung $\varkappa\varrho \leqq 3h$ zu befriedigen. Wäre dagegen der Kosmos geschlossen, also die dreidimenionalen Raumschnitte sphärisch, so bestände zwischen der Materiedichte und der Hubble-Konstanten die Beziehung $\varkappa\varrho > 3h$.

Heute sind die Messungen dieser beiden Größen noch mit solchen Ungenauigkeiten behaftet, daß eine Entscheidung darüber, ob die Friedmann-Kosmen mit verschwindender kosmologischer Konstante offen oder geschlossen sind, nicht möglich ist. Ob die dreidimensionalen Raumschnitte der offenen Kosmen unendlich oder endlich sind, hängt vom System der Beobachter (ihrem Bewegungszustand), deren lokale Räume den ganzen Raum bilden, ab.

Geschoßknall, bei Geschossen, die sich mit Überschallgeschwindigkeit fortbewegen, der von der → Kopfwelle herrührende Knall. Von der Spitze des Geschosses geht eine nach hinten offene kegelförmige Wellenfläche aus (→ Machsche Welle), die durch hohe Luftverdichtung gekennzeichnet ist und an die sich nach dem Innern des Kegels eine luftverdünnte Schicht anschließt. Erreicht dieser Kegelmantel beim Vorbeifliegen des Geschosses einen Beobachter, hört dieser den G. Sinkt die Fluggeschwindigkeit unter die Schallgeschwindigkeit, so löst sich die Kopfwelle vom Geschoß ab und eilt diesem voraus. Vom G. ist der *Mündungsknall* zu unterscheiden, der durch die beim Abfeuern des Geschosses von der Geschützmündung ausgehende Kugelwelle bedingt ist. Ein Beobachter hört beim Vorbeifliegen eines Geschosses zunächst den G. und erst danach den Mündungsknall.

Geschwindigkeit, zeitliche Änderung des Ortes eines Körpers. 1) Die *mittlere G.* eines Massepunktes ist das Verhältnis $\bar{v} = \Delta s/\Delta t$ der während der Zeit $\Delta t = t_2 - t_1$ zurückgelegten Wegstrecke $\Delta s = s(t_2) - s(t_1)$ zu Δt, wobei s die von einem beliebigen festen Punkt der Bahnkurve des Massepunktes aus gemessene Bogenlänge dieser Kurve ist (Abb. 1). Für eine geradlinige Bewegung (Abb. 2) ist Δs der Abstand $\overline{P_1P_2}$. Ist $\bar{v}$ dabei für beliebige Abstände der Punkte P_1 und P_2 auf der Geraden konstant, heißt die Bewegung geradlinig gleichförmig.

2) Die *Bahngeschwindigkeit* v eines Massepunktes ist das Verhältnis des infinitesimalen Wegelements ds zur infinitesimalen Zeit dt, in der ds zurückgelegt wurde, d. i. die zeitliche Ableitung der Bogenlänge: $v = \lim\limits_{\Delta t \to 0} (\Delta s/\Delta t) = ds/dt = \dot{s}$. v ist im allgemeinen in jedem Punkt P der Bahnkurve verschieden, hängt also von t ab: $v = v(t)$.

3) Die G. $\vec{v}$ eines Massepunktes ist die zeitliche Ableitung des von einem festen Bezugspunkt O nach dem Punkt P der Bahnkurve weisenden Ortsvektors $\vec{r}(t)$: $\vec{v} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} (\Delta\vec{r}/\Delta t) = d\vec{r}/dt = \dot{\vec{r}}$. Sie ist ein Vektor in Richtung der Tangente an die Bahnkurve im Punkte P (Abb. 3); ihr Betrag $|\vec{v}|$ ist die Bahngeschwindigkeit v (→ Kinematik). Die Einheiten der Geschwindigkeit v sind Meter/Sekunde sowie Einheiten, die als Quotient aus einer Längeneinheit und einer Zeiteinheit gebildet werden.

4) Die *Winkel-* oder *Zirkulargeschwindigkeit* $\vec{\omega}$ ist zunächst bei einer → Kreisbewegung mit beliebigem Radius r (Abb. 4) als zeitliche Ableitung des Winkels φ definiert: $|\vec{\omega}| = \omega = d\varphi/dt = \dot{\varphi}$. Dabei hängt die Richtung des Vektors $\vec{\omega}$ mit der Drehachse so zusammen, daß bei der Drehbewegung eine Rechtsschraubung entsteht. Die Bahngeschwindigkeit der Kreisbewegung, die gelegentlich auch allein als Zirkulargeschwindigkeit bezeichnet wird, ergibt sich zu $v = \dot{\varphi}r$ und wächst daher mit dem Abstand r vom Zentrum O. Für allgemeine, nicht kreisförmige Drehbewegungen fällt die Richtung von $\vec{\omega}$ mit der momentanen Drehachse zusammen, die im Krümmungsmittelpunkt ϱ der Bahn senkrecht auf der Schmiegebene steht. Die in Richtung zunehmenden Abstands r von dem festen Zentrum O weisende Komponente der Geschwindigkeit heißt *Radialgeschwindigkeit* (→ Kinematik).

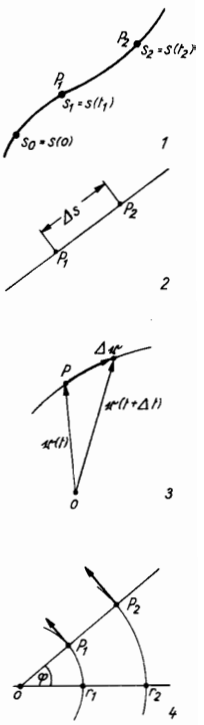
Die Einheiten der Winkelgeschwindigkeit ω sind Radiant/Sekunde sowie Einheiten, die als Quotient aus einer Winkeleinheit und einer Zeiteinheit gebildet werden.

5) Die *verallgemeinerten* G.en $\dot{q}_i$ eines mechanischen Systems mit f Freiheitsgraden sind die zeitlichen Ableitungen der das System charakterisierenden → verallgemeinerten Koordinaten $q_i(t)$, wobei $i = 1, \ldots, f$ ist.

Geschwindigkeitsmessung. Sie kann im einfachsten Fall fundamental als Längen- bzw. Wegmessung und Zeitmessung vorgenommen werden, so daß sich das Ergebnis unmittelbar als Quotient aus einer Längen- und einer Zeiteinheit ergibt. Diese Möglichkeit der Geschwindigkeitsmessung besteht beispielsweise für die Messung der G. von Fahrzeugen aller Art. Die bei größeren und großen G.en zu messenden, sehr kleinen Zeitdifferenzen werden zweckmäßig nach Verfahren der Kurzzeitmessung durchgeführt, wobei z. B. mechanische Kontakte durch Lichtsignale ersetzt oder bei Anwendung ballistischer Galvanometer elektronische, mit Impulsen betriebene Zähler eingesetzt werden können.

Für die Geschwindigkeitsmessung können auch Radar-Verfahren genutzt werden, die auf dem Doppler-Effekt beruhen, insbesondere in der Navigation und bei der Verkehrsüberwachung. Dabei werden von einem Festpunkt aus elektromagnetische Schwingungen einer bestimmten Frequenz f ausgestrahlt, vom bewegten Objekt reflektiert und wieder empfangen. Die empfangene Frequenz unterscheidet sich von der ausgestrahlten um die Dopplerfrequenz f_d. Bewegt sich das Objekt mit der Geschwindigkeit v, die im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit c sehr klein ist, so ist $f_d = 2vf/c$. Daraus ergibt sich, daß man z. B. bei den im Straßenverkehr üblichen G.en von 15···150 km/h leicht Dopplerfrequenzen von 300···3000 Hz erhält, wenn die Senderfrequenz $f = 10$ GHz beträgt. Da der Doppler-Effekt auch bei Gammastrahlung auftritt, ist es möglich, wie beim Mößbauer-Effekt die ultrafeinen Absorptionslinien zur Erniedrigung der Meßunsicherheit zu nutzen.

Zur Geschwindigkeitsmessung können auch elektrodynamische Geber verwendet werden. Ändert sich der Magnetfluß in einer Spule, so induziert er in dieser eine Spannung, unabhängig davon, ob das Magnetfeld feststeht und



Geschwindigkeit

die Spule bewegt wird, oder umgekehrt. Es wird demzufolge zwischen Tauchspul- und Tauchmagnetgebern unterschieden, wie sie in elektrodynamischen Tonabnehmern, Kopfhörern und dynamischen Lautsprechern verwendet werden. Wird ein Teil des Gebers als ruhend angenommen und die Bewegung auf den anderen übertragen, so ist die induzierte Spannung der G. proportional. Sie kann in ein Signal umgewandelt und zur Anzeige gebracht werden. Es ist auch möglich, an Stelle des Gebers mit Festpunktbezug einen solchen mit Massewirkung zu benutzen, der ohne Schwierigkeit auf schwingenden Maschinenteilen angebracht werden kann. Er besteht aus einem beweglichen Magneten bestimmter Masse, der zwischen zwei Federn gelagert ist und bei Bewegungen in der Spule wiederum eine Spannung induziert. Diese ist dann das Maß für die G.

Auch Impulsgeber, wie sie zur Drehzahlmessung verwendet werden, können zur Geschwindigkeitsmessung dienen.

Messung von Strömungsgeschwindigkeiten. In Gasen und Flüssigkeiten, deren Kompressibilität vernachlässigbar ist, gilt für die an einem Querschnitt A einer Leitung herrschende G. v: Av = konst. bzw. $Av = Q$, wenn Q die Strömungs- oder Durchflußmenge ist. Aus der Durchflußmenge läßt sich demnach bei bekanntem Rohrquerschnitt die Strömungsgeschwindigkeit berechnen. Bei Flüssigkeiten ist die Geschwindigkeitsmessung auch mit Woltman-Flügeln möglich, wobei sich die G. aus der Umdrehungszahl der mehrflügeligen Schraube je Minute angeben läßt. Für die G. von Gasen verwendet man besonders in der Meteorologie Flügelradanemometer, deren Umdrehungen entweder direkt oder mittels eines elektrischen Kontaktgebers gezählt werden können, wenn der Meßbereich zwischen 0,1 und 10 m/s liegt. Das Schalenkreuzanemometer, eine Abart des Flügelradanemometers, gilt in der Meteorologie als Standardgerät zur Geschwindigkeitsmessung bis 50 m/s.

Dynamische Meßverfahren beruhen auf der Bernoullischen Gleichung, deshalb werden Staurohre verschiedener Art benutzt. Befindet sich in einer stationären Strömung der G. v ein Hindernis, so staut sich die Strömung unmittelbar vor diesem und fließt um das Hindernis herum. Im Mittelpunkt der sich teilenden Strömung, dem Staupunkt, bleibt die Flüssigkeit jedoch vollständig in Ruhe. In diesem Staupunkt nimmt der Flüssigkeitsdruck um den Betrag $p = \varrho v^2/2$, den dynamischen Staudruck, zu, wobei ϱ die Dichte der Flüssigkeit ist. Das einfachste Gerät zum Messen der G. in strömenden Medien ist ein rechtwinklig gebogenes Rohr, das Pitotrohr. Es wird mit seinem kurzen Schenkel in Richtung der Strömung angebracht, während das offene Ende der Strömungsrichtung entgegensteht. Wird das Pitotrohr mit einem Druckmeßgerät verbunden, so zeigt dieses die Summe aus dem statischen Druck p_0 und dem Staudruck p an, die als Gesamtdruck bezeichnet wird. Zur Berechnung der G. muß der statische Druck bekannt sein; er kann mit einer Drucksonde bestimmt werden. Diese besteht aus einem zylindrischen Anströmkörper mit strömungstechnisch günstig geformter Spitze und einer Anzahl Bohrungen im zylindrischen Teil, die in Strömungsrichtung stehen. Die Verbindung von Drucksonde und Staurohr gestattet zusammen mit einem Manometer die Geschwindigkeitsmessung in Gasen und Flüssigkeiten. Am bekanntesten ist das Prandtlsche Staurohr.

Die Strömungsgeschwindigkeit läßt sich über die bei Querschnittsänderungen eintretenden Druckdifferenzen messen. Die G.en v_1 und v_2 in den zugehörigen Querschnitten A_1 und A_2 verhalten sich bei inkompressiblen Flüssigkeiten wie $\frac{v_1}{v_2} = \frac{A_2}{A_1}$. Wird diese Beziehung in die Bernoullische Gleichung eingesetzt, so ergibt sich für statische Drücke $p_1 - p_2 = \dot{\varrho}\,\frac{v_1^2}{2}\left[\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 - 1\right]$. Sofern $\frac{A_1}{A_2}$ bekannt ist, läßt sich die G. v_1 aus der Druckdifferenz bestimmen. Bewährt haben sich für derartige Messungen Düsen und Blenden, z. B. das Venturirohr.

Für die Geschwindigkeitsmessung bei Gasen erweisen sich Hitzdrahtgeräte, z. B. Hitzdrahtsonden und Hitzdrahtanemometer, als besonders geeignet. Bei der Hitzdrahtsonde wird die Tatsache genutzt, daß Temperatur und Widerstand eines stromdurchflossenen Leiters unter Einfluß einer kühlenden Strömung um so mehr abnehmen, je höher die G. ist. Es sind zwei Varianten möglich. Bei dem einen Verfahren, das nur für G.en bis 15 m/s anwendbar ist, wird der Hitzdrahtwiderstand bei konstantem Strom bestimmt; bei dem anderen Verfahren wird der Heizstrom bei konstant gehaltenem Widerstand gemessen. Als Hitzdraht wird sehr dünner Platin- oder Wolframdraht von 1,5···15 μm Durchmesser und 0,5···5 mm Länge gewählt. Wolfram hat zwar die größere mechanische Stabilität, darf aber nur bis 300 °C aufgeheizt werden und ist elektrisch weniger empfindlich. Wird der Sondenwiderstand mittels elektronischer Regler konstant gehalten, so ist die Methode des konstanten Widerstands für wesentlich höhere Werte einsetzbar. Der Zusammenhang zwischen Sondenstrom I und G. v ist durch die Gleichung $I^2 = A\sqrt{v} + B$ gegeben; A und B sind werkstoffabhängige Konstanten des Hitzdrahtes. Nach diesem Verfahren arbeiten z. B. Transistor-Hitzdraht-Geräte, deren Meßbereich zwischen 0 und 150 m/s beträgt. Voraussetzung ist allerdings, daß das Meßgerät für jede Sonde in einer turbulenzarmen Strömung durch Vergleich mit einem anderen Gerät, z. B. einem Staurohr, eingemessen wird. Da sich der Hitzdraht infolge von Verschmutzung und Abbrand ändern kann, ist die gelegentliche Nachmessung dringend zu empfehlen. Der Vorteil dieses Gerätes beruht darauf, daß es infolge seiner geringen Abmessungen sogar auf umlaufenden Maschinenteilen angebracht werden kann. Hitzdraht-Anemometer sind so gebaut, daß ein kleiner Wärmeübergang und großer Widerstand im Geber auftreten, wenn Draht- und Strömungsrichtung gleich verlaufen. Der Widerstand kann in einer Brückenschaltung nach Wheatstone oder Thomson gemessen werden. Es ist auch möglich, ein kleines Kapillarrohr zu verwenden, auf dessen Oberfläche sich ein Thermoelement

befindet, das aus zwei nebeneinander liegenden dünnen metallischen Schichten, z. B. Nickel und Kupfer, besteht. Der Detektor wird durch einen in der Kapillare befindlichen Widerstandsdraht bei konstantem Strom erhitzt. Als Maß der G. gilt der an beiden Lötstellen entstehende Widerstandsunterschied.

Thermische Pitotrohre eignen sich ebenfalls zur Geschwindigkeitsmessung, wenn der Unterschied zwischen der statischen und der dynamischen Temperatur eines Gases z. B. mit einem Thermoelement gemessen wird. Zu diesem Zweck befindet sich eine der Lötstellen in einer Aussparung des Pitotrohres, in der keine Bewegung des Gases stattfindet, und die andere Lötstelle an einer Stelle, an der die Strömung auf das Rohr trifft. Die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Lötstellen ist in diesem Fall das Geschwindigkeitsmaß.

Da das Induktionsgesetz auch für Flüssigkeitsleiter gilt, können z. B. Durchflußgeschwindigkeiten induktiv gemessen werden. Strömt durch ein homogenes und konstantes Magnetfeld der Induktion B ein leitendes Medium mit der G. v und wird an zwei diametral angebrachten Elektroden am Abstand a die Spannung $U = vBa$ bestimmt, so ist diese der G. proportional.

Eine weitere Möglichkeit ist die elektrostatische Geschwindigkeitsmessung. Strömt eine Flüssigkeit, z. B. Mineralöl, durch einen Isolierstoffschlauch, so kann sich diese elektrostatisch aufladen. Die Ladung ist der Strömungsgeschwindigkeit proportional.

Über *kritische G.* → kritische Geschwindigkeit.

Geschwindigkeitsanalysator, ein Gerät zur Geschwindigkeitsanalyse von Elektronenstrahlen. Wirkungsweise (Abb.): Ein enger Spalt mit einer Breite von etwa 5 μm blendet einen parallel zur optischen Achse einfallenden Elektronenstrahl aus, der in eine elektrostatische Einzellinse (→ Elektronenlinsen) fällt und diese wieder parallel zur Achse verläßt. Kleine Änderungen der Beschleunigungsspannung, d. h. der Elektronengeschwindigkeit, bei konstant gehaltener Bremsspannung an der Mittelelektrode der Analysatorlinse ändern bereits die Richtung des austretenden Strahles. Durch Verbesserung der Spaltschneiden und mit einer Öffnung von 1 bis 2 μm wird eine Auflösungsgrenze erreicht, die 1 V bei einer Beschleunigungsspannung von 35 kV entspricht.

Geschwindigkeitsbedingungen, in der Plastizitätstheorie die Geschwindigkeitsrandbedingungen und die Inkompressibilitätsbedingung.

Geschwindigkeitsfeld, → Strömungsfeld.

Geschwindigkeitshöhe, → Bernoullische Gleichung.

Geschwindigkeitskoordinaten, → Koordinaten.

Geschwindigkeitsplan, → Polardiagramm 2).

Geschwindigkeitspotential, *Strömungspotential,* eine skalare Funktion $\Phi(x, y, z, t)$, die im gesamten Raum mit dem Geschwindigkeitsfeld durch die Beziehung $\vec{c} = \operatorname{grad}\Phi$ verbunden ist. Dabei bedeuten x, y, z die Raumkoordinaten, t die Zeit, $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor. Der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ und damit auch die Stromlinien, die überall die Richtung von $\vec{c}$ haben, stehen senkrecht auf den Flächen $\Phi =$ konst. Im Gegensatz zum Kräftepotential in der Physik wird in Strömungen das positive Vorzeichen des Gradienten verwendet. Φ trägt auch die Bezeichnung *Potentialfunktion* oder kurz *Potential.* Das Geschwindigkeitsfeld erfüllt die Bedingung der Drehungsfreiheit rot $\vec{c} = 0$ identisch. Das G. muß der Kontinuitätsgleichung genügen (→ Potentialgleichung) und ist nur bis auf eine beliebige Konstante bestimmbar. Das Linienintegral der Geschwindigkeit zwischen den Punkten A und B lautet $\int_A^B \vec{c}\,d\vec{s} = \int_A^B \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}dx + \frac{\partial\Phi}{\partial y}dy + \frac{\partial\Phi}{\partial z}dz\right) = \Phi_B - \Phi_A$ und ist bei eindeutigem Potential unabhängig vom Integrationsweg gleich der Potentialdifferenz in B und A; $d\vec{s}$ ist das vektorielle Wegelement. Das Linienintegral längs einer geschlossenen Kurve Γ wird dann $\oint \vec{c}\,d\vec{s} = 0$ (→ Zirkulation).

Jede aus der Ruhe heraus entstandene Bewegung einer homogenen reibungsfreien Flüssigkeit besitzt ein Potential und wird *Potentialströmung* genannt (→ komplexe Methoden der Strömungslehre).

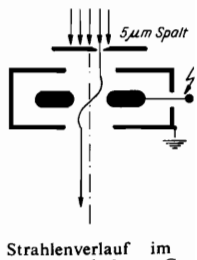
Geschwindigkeitsprofil, → Grenzschicht 2), → Rohrströmung.

Geschwindigkeitsraum, → Phasenraum.

Geschwindigkeitsresonanz, → Resonanz.

Geschwindigkeitsselektor, *Monochromator,* Anordnung zur Aussiebung von Neutronen bestimmter Energie aus einer Neutronenstrahlung mit kontinuierlicher Energieverteilung durch Selektion der Neutronen bestimmter Geschwindigkeit. Es werden zwei ihrem Prinzip nach unterschiedliche Methoden angewandt:

1) die → Flugzeitmethode, bei der man vor dem Neutronenaustrittskanal z. B. eines Kernreaktors eine Schlitztrommel, auch Chopper genannt, rotieren läßt, die nur während eines Bruchteils ihrer Umlaufzeit Neutronen durchläßt. In einer gewissen Entfernung rotiert synchron eine gleiche Schlitztrommel. Sie läßt von dem durch die erste Trommel getretenen Neutronenimpuls nur diejenigen Neutronen durch, die gerade in dem Moment eintreffen, wo die Schlitze in Flugrichtung liegen, d. h. die Neutronen, die eine bestimmte Geschwindigkeit haben.



Strahlenverlauf im elektrostatischen Geschwindigkeitsanalysator

Die zweite Trommel kann entfallen, wenn der an ihrer Stelle angebrachte Neutronendetektor durch zum Umlauf der ersten Trommel synchrone elektrische Impulse nur kurzzeitig für den Nachweis empfindlich gemacht wird.

Die erste Trommel kann auch noch entfallen, wenn die Neutronenquelle selbst impulsweise arbeitet. Man braucht nicht nur eine Geschwindigkeit auszuwählen, sondern kann die zeitlich hintereinander eintreffenden Neutronen der Reihe nach in viele Zeit- oder Geschwindigkeitskanäle einsortieren.

2) die Reflexion und Beugung an Kristallen. Durch einen Kristallmonochromator werden auf die gleiche Weise wie beim Kristallspektrometer unter einer bestimmten Richtung Neutronen scharf definierter Wellenlänge ausgesiebt, d. h. nach der de Broglieschen Beziehung $v =$

$h/m\lambda$ nur Neutronen einheitlicher Geschwindigkeit, wobei m die Masse des Neutrons, λ dessen Wellenlänge, v seine Geschwindigkeit und h das Plancksche Wirkungsquantum bedeuten.

Geschwindigkeitsspektrograph, ein Gerät zur Zerlegung eines Strahles geladener Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit oder ihrer Energie. Bei bekannter Teilchenmasse kann die Ermittlung der Geschwindigkeit auf die der Energie zurückgeführt werden. Den geringsten apparativen Aufwand erfordert die Bestimmung der Geschwindigkeit aus der Reichweite der Teilchen, da für Wasserstoff- und Heliumkerne sowie Elektronen die Beziehung zwischen kinetischer Energie und Reichweite gut bekannt ist. Einen größeren Aufwand an elektronischen Geräten benötigen die Messungen mit der Ionenkammer, dem Proportionalitätszähler, den Halbleiterdetektoren und dem Szintillationsspektrometer. Weiter kann die Geschwindigkeit geladener Teilchen unmittelbar über die → Flugzeitmethode beim Durchlaufen einer bestimmten Strecke oder durch Ablenkung in elektrischen oder magnetischen Feldern gemessen werden.

geschwindigkeitsunabhängiger Werkstoff, → Fließen.

Geschwindigkeitsverteilung, 1) *Maxwellsche G.*, → Verteilungsfunktion.

2) *G. lichtelektrischer Elektronen*, die Verteilung der Geschwindigkeit der Elektronen, die durch den Photoeffekt aus einer Katode austreten. Macht man bei einer Photozelle das Potential der Anode schrittweise gegenüber der Katode negativer, so kann man den Photostrom bis zum Wert Null abbremsen. Man erhält eine Gegenspannungskurve, deren Differentiation die Energieverteilung und daraus die G. lichtelektrischer Elektronen ergibt.

Geschwindigkeitsziffer, das Verhältnis der beim → Ausströmen aus Mündungen wirklich auftretenden Geschwindigkeit c_2 zur theoretischen Ausströmgeschwindigkeit $c_{2\text{th}}$ einer reibungsfreien Flüssigkeit. Für die G. gilt die Beziehung $\varphi = c_2/c_{2\text{th}}$, die bei inkompressiblen Medien die Form $\varphi = c_2/\sqrt{2gh}$ annimmt; dabei bedeutet g die Erdbeschleunigung, h die Höhe des Flüssigkeitsspiegels über der Austrittsöffnung. Die tatsächliche Ausströmgeschwindigkeit c_2 ist eine über dem Querschnitt gemittelte Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit in Strahlmitte ist beim Ausströmen aus einem Gefäß, dessen Querschnitt groß gegenüber dem Mündungsquerschnitt ist, gleich der theoretischen Geschwindigkeit. In Wandnähe tritt infolge der Reibung eine → Grenzschicht auf, in der die Geschwindigkeit bis auf den Wert Null abnimmt. Bei kleinen Reynoldszahlen $\mathrm{Re} = c_2 \cdot d/\nu$ ist die G. merklich kleiner als eins, während sie für große Re nahe eins liegt. Es bedeuten d den Öffnungsdurchmesser, ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums.

Gesetz der äquivalenten Proportionen, ein 1791 von J. B. Richter erkanntes Gesetz, nach dem sich chemische Elemente stets im Verhältnis bestimmter Verbindungsgewichte oder ganzzahliger Vielfacher dieser Gewichte zu chemischen Verbindungen vereinigen.

Gesetz der konstanten Proportionen, ein von J.-L. Proust erkanntes Gesetz, daß die Gewichtsverhältnisse zweier sich zu einer chemischen Verbindung vereinigenden Elemente konstant sind. Eine Erweiterung dieser Gesetzmäßigkeit stellt das → Gesetz der äquivalenten Proportionen dar.

Gesetz der multiplen Proportionen, svw. Daltonsches Gesetz 2).

Gesichtsfeldblende, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Gesichtsfeldwinkel, Meßgröße für das Sichtfeld (Objekt- oder Bildfeld), → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Gestaltänderungsarbeit, bei rein elastischen Deformationen von der gesamten Formänderungsarbeit abspaltbarer Anteil, der zur Änderung der Gestalt des Körpers dient, während der Rest eine reine Volumendehnung oder Kompression bewirkt, bei der der Körper sich ähnlich bleibt. Die elastische G. je Volumeneinheit ist $W_{\text{Gel}} = \frac{1}{2} s_{ij} e_{ij}$, dabei ist s_{ij} der Spannungsdeviator und e_{ij} der Formänderungsdeviator.

Gestaltänderungsenergie, → Verzerrungsenergie.

Gesteinsmagnetismus, zusammenfassende Bezeichnung für die magnetische Wirkung der Gesteine auf Grund ihres Gehaltes an magnetischen Mineralien, z. B. Magnetit, Titanomagnetit, Eisen. Sie setzt sich aus einem durch das Erdmagnetfeld (→ Erdmagnetismus) induzierten Anteil (*induktiver Anteil*) und einem bei der Bildung des Gesteins aufgeprägten remanenten Anteil zusammen. Da der G. auch noch von der Konzentration der magnetischen Mineralien im Gestein, von ihrer Korngröße und ihrer gegenseitigen Lage sowie von den Entstehungsbedingungen abhängt, sind die physikalischen Vorgänge bei der Magnetisierung z. T. noch ungeklärt.

Getter, der zur Verbesserung bzw. Aufrechterhaltung des Vakuums in nicht mehr mit der Pumpe verbundenen Behältern dienende Stoff. Der G. wird in der Form kleiner Pillen nach dem Evakuieren und Abschmelzen des Vakuumbehälters innerhalb desselben, meist durch induktive Erhitzung, verdampft. Dabei wird durch chemische Umsetzung des G.s mit dem Restgas das Vakuum wesentlich verbessert. Der G. schlägt sich nach dem Verdampfen auf der Behälterinnenseite als Getterspiegel nieder und bindet durch Absorption weitere Restgase. Der G. verbessert das Vakuum von etwa 10^{-3} Torr, wie es nach dem Auspumpen des Vakuumbehälters vorhanden ist, bis auf maximal 10^{-7} Torr. Als Gettermaterial werden hauptsächlich Aluminium- bzw. Bariumverbindungen verwendet.

Bei vielen Gettertypen hängt die Fähigkeit, Gase zu binden, stark von der Vorbehandlung ab. Es ist daher im allgemeinen notwendig und zweckmäßig, die Gettermaterialien vor dem Verdampfen durch Ausheizen zu entgasen (*Getterentgasung*). Der Dampfdruck eines Gettermaterials muß also bei den üblichen Ausheiztemperaturen von 400 bis 500 °C relativ niedrig sein.

Getterpumpe, eine Vakuumpumpe, bei der durch Vorhandensein eines Getters eine Pumpwirkung infolge Sorption erzielt wird. Zu den G.n gehören → Verdampferpumpen und Ionengetterpumpen (→ Ionenverdampferpumpe, → Ionenzerstäuberpumpe).

Getting-Schaltung, Verbindung der Zählrohranode mit dem Eingang einer Kippschaltung. Der Zählrohrimpuls löst einen Kippvorgang aus, der dann einen wesentlich stärkeren Impuls liefert.

Gewebeäquivalenz, Eigenschaft von Materialien, bei Bestrahlung mit ionisierender Strahlung die gleiche spezifische Energieübertragung wie biologische Gewebe zu erfahren. Während für Röntgen- und γ-Strahlung analog zur Luftäquivalenz meist die Übereinstimmung in den effektiven Ordnungszahlen und der Elektronenkonzentration der Materialien mit denen für die betrachtete Gewebeart, meist weiches Gewebe (Muskel) etwa der effektiven Zusammensetzung $C_5H_{40}O_{18}N$ ausreicht, muß für langsame Neutronen der gleiche Wasserstoff- und Stickstoffanteil, für schnelle Neutronen der gleiche Wasserstoffanteil enthalten sein. Von besonderer Bedeutung ist die Einhaltung der G. bei Phantomsubstanzen sowie bei den Materialien der Ionisationskammern und anderer Detektoren zur Messung der Energiedosis, besonders bei der Neutronendosimetrie (→ Dosimeter).

Gewicht, 1) → Gewichtskraft, 2) → Wägestück, → Massestück, 3) statistisches G., → Zustandssumme.

Gewichtseinheit, → Masseeinheit.

Gewichtsfunktion, → Übergangsvorgang.

Gewichtskraft, oft einfach als *Gewicht* bezeichnet, $\vec{G}$, Kraft, mit der ein Körper von der Erde angezogen wird. Die G. ist definiert als das Produkt $\vec{G} = m\vec{g}$ aus Masse m in kg und Fallbeschleunigung $\vec{g}$ in $m\,s^{-2}$. Einheiten der G. sind Newton und Dyn; Kilopond gilt nur bei Normalfallbeschleunigung. Die G. wirkt in Richtung der Fallbeschleunigung, zeigt daher wie diese nicht genau zum Erdmittelpunkt und hängt von der geographischen Breite ab.

Gewichtsstück, → Wägestück.

Gewindereibungszahl, eine spezifische Form des Reibungskoeffizienten bei Gewindereibung. Bei der Untersuchung der Reibungsverhältnisse an Gewinden tritt die G. als spezielle Größe auf, die die Gleitreibungszahl μ mit dem Flankenwinkel des Gewindes in Beziehung setzt.

Gewinn, → Antenne.

Gewitter, eine komplexe meteorologische Erscheinung, bei der durch Blitz und Donner gekennzeichnete luftelektrische Entladungen in der Atmosphäre stattfinden. Den Antrieb zum G. liefert feuchtwarme Luft am Erdboden, die an einer Stelle eine höhere Temperatur als ihre weitere Umgebung hat. Dies kann durch Sonneneinstrahlung an heißen Sommertagen und unterschiedliche Wärmeabgabe des Untergrundes (Felder, Wald oder Wasser) an die unteren Luftmassen erfolgen; es bilden sich örtlich gebundene *Wärmegewitter* aus.

Beim Einbruch kälterer Luftmassen können sich dort, wo die kälteren und wärmeren Luftmassen aneinanderstoßen, an der Front der vordringenden Kaltluftmassen infolge heftiger Vertikalströmungen *Frontgewitter* entwickeln, die sich mit der Front verlagern.

Die rasch aufsteigende feuchtwarme Luft kühlt sich mit abnehmendem Druck ab. Nach Erreichen der Sättigungsgrenze beginnt die Kondensation des Wasserdampfes. Die dabei frei werdende Kondensationswärme bewirkt eine Verminderung der Abkühlung der aufsteigenden Luft (→ Feuchtlabilität), so daß sie mit verstärktem Auftrieb nach oben dringt. Die Wolkenbildung reicht bis in die Eiswolkenregion empor. Die typischen Gewitterwolken (Cumulonimben), d. s. hoch aufgetürmte Haufenwolken, die sich an heißen Sommertagen aus einer Cumuluswolke entwickeln, breiten sich in der Höhe amboßartig aus und umgeben sich mit einem Schirm feinfaseriger Cirren.

Die elektrischen Ladungen und deren Trennung, die zur Bildung von Blitzen notwendig sind, entstehen durch Konvektions- und Kondensationsvorgänge in den Gewitterwolken. Die positive Hauptladung wird von den Eisteilchen der hohen Wolkenpartien getragen. Zwischen der 15 °C- und der 0 °C-Isotherme ist die Gewitterwolke negativ geladen, darunter befindet sich meist noch eine kleinere positive Aufladung. An der 0 °C-Isotherme ist das Zentrum, von dem die Blitze ausgehen. Die Entstehung des Spannungsgefälles zwischen einzelnen eng benachbarten Wolkenteilchen ist an die Eiskristalle und an die Graupelbildung im oberen Teil der Gewitterwolken gebunden. Die fallenden Eisteilchen nehmen eine negative Ladung an, während die hochschießende Luft positive Ladung mitnimmt und oben in der Wolke verteilt. Beim Abschmelzen der Graupelkörner im unteren Teil der Wolke bleibt eine positive Raumladung zurück.

Lit. Israel: Das G. (Leipzig 1950).

Gezeiten, periodische Schwankungen des Erdkörpers, der Wasserhülle und der Lufthülle der Erde durch die Einwirkung von Mond und Sonne. Die gezeitenerzeugenden Kräfte ergeben sich in den einzelnen Punkten auf und in der Erde als Differenzkraft zwischen den Massenanziehungskräften des Mondes bzw. der Sonne und den Zentrifugalkräften als Folge des Umlaufs der Erde um die Sonne bzw. des Umlaufs um den gemeinsamen Schwerpunkt des Erde-Mond-Systems. Die Gezeitenkräfte, z. B. infolge der Mondeinwirkung, besitzen deshalb zwei Maxima, eines auf der dem Mond zugewandten und eines auf der abgewandten Seite der Erde. Entsprechendes gilt für die solaren Gezeitenkräfte. Infolge der Erdrotation und des Mondumlaufs erlebt man deshalb die lunaren Gezeitenfluten alle 12 h 25 min, die solaren alle 12 h. Wegen der komplizierten Bahnen von Sonne, Erde und Mond überlagern sich in den G. noch weitere Perioden.

1) *Erdgezeiten, G. der festen Erde,* den Meeresgezeiten ähnliche Verformung der festen Erde mit bis zu 40 cm Höhenänderung. Sie werden aus kontinuierlichen Meßreihen mit sehr empfindlichen Schweremessern (→ Gravimeter) und Horizontalpendeln (→ Neigungsmesser) erschlossen. Diese G. werden durch → Gezeitenkräfte hervorgerufen und außerdem durch die Meeresgezeiten und meteorologische Faktoren (Hoch- und Tiefdruckgebiete) beeinflußt. Da eine ideal starre Erde solche Verformungen nicht erfahren würde, können daraus die elastischen Eigenschaften der Erde insgesamt bestimmt werden. Unterschiede im Aufbau der Erdkruste und des oberen Erdmantels (→ Erde) führen zu Differenzen der Maßzahlen zwischen den einzelnen Erdgezeitenstationen.

2) *G. des Meeres, Tiden*, periodische Wasserstandsänderungen im Meer, hervorgerufen von den → Gezeitenkräften. Diese bewirken periodische horizontale Wasserverschiebungen, die Gezeitenströme, woraus vertikale Wasserstandsschwankungen resultieren. Bei den G. des Meeres bezeichnet man das Steigen des Wassers als *Flut*, das Fallen als *Ebbe*. Der höchste Wasserstand wird *Hochwasserstand* genannt, der tiefste *Niedrigwasserstand*. Der in der Mitte zwischen einem Hochwasserstand und dem vorhergehenden oder folgenden Niedrigwasserstand gelegene Wasserstand ist das *Mittelwasser*. Der Betrag, um den das Wasser während der Flut steigt, d. h. die Differenz zwischen einem Hochwasserstand und dem vorhergehenden Niedrigwasserstand, heißt *Tidenstieg*. Als *Tidenfall* bezeichnet man den Betrag, um den das Wasser während der Ebbe fällt, d. h. die Differenz zwischen einem Hochwasserstand und dem folgenden Niedrigwasserstand. Der Tidenhub ist das arithmetische Mittel aus Tidenstieg und Tidenfall.

Im Meer unterscheidet man *halbtägige G.* als die verbreitetste Gezeitenform, bei der Hoch- und Niedrigwasser im Abstand von 12 h 25 min aufeinanderfolgen, *ganztägige G.* mit nur einem Hoch- und Niedrigwasser im Verlaufe eines Tages und *gemischte G.*, wobei sich die im Laufe eines Tages auftretenden Hoch- und Niedrigwasser stark in ihren Höhen und zeitlichen Abständen unterscheiden.

Die G. des Meeres sind eine sehr komplizierte Erscheinung, wie es die großen Unterschiede der G. von Ort zu Ort sowie die an ein und demselben Ort beobachteten Ungleichheiten im Ablauf der G. zeigen. Wäre die Erde von einer gleichmäßig tiefen Wasserhülle bedeckt, so könnten sich zwei einheitliche, annähernd mit dem Mond um die Erde wandernde Gezeitenwellen ausbilden. Wegen der Untergliederung durch die Kontinente ist das jedoch nicht möglich. Die durch die gezeitenerzeugenden Kräfte hervorgerufenen, halb- und eintägigen Gezeitenwellen sind durch die Einflüsse von Reflexion, ablenkender Kraft der Erdrotation und Reibung im offenen Ozean überwiegend als Drehwellen um → Amphidromien ausgebildet. Die Amphidromien liegen im allgemeinen im freien Seegebiet, so daß die maximalen Tidenhübe stets an den Küsten der Kontinente auftreten. Bei ansteigendem Meeresboden erfährt die Gezeitenwelle eine starke Steigerung des Tidenhubs, besonders wenn außerdem die Küstenumrisse trichterförmig zusammenlaufen. Sobald die Eigenperiode der Wassermassen einer Bucht oder eines Schelfgebietes der Gezeitenperiode nahekommt, tritt Resonanz ein. Die G. der Nebenmeere entstehen fast ausnahmslos als Mitschwingungsgezeiten und werden von den G. des angrenzenden Ozeans angeregt. An den Küsten von Flachmeeren werden die G. zeitweise durch Windeinflüsse gestört, → Sturmflut.

Maximale Tidenhübe treten auf in der kanadischen Fundy-Bay mit 16 m, in der Frobisher-Bay in Nord-Kanada und im Bristol-Kanal in Südwestengland mit 14 m sowie in der Magellanstraße und in der Bucht von St. Malo in Nordwestfrankreich mit 13 m.

Die *Gezeitenströme* erfassen die ganze Wassersäule von der Meeresoberfläche bis zum Meeresboden. Im offenen Ozean sind sie nur schwach und liegen in der Größenordnung von 10 cm/s. Bei Querschnittsverengungen, z. B. in Meeresstraßen, oder bei Abnahme der Tiefe vom Ozean zum Schelf treten erhebliche Geschwindigkeitszunahmen auf. In gezeitenreichen Flachmeeren werden Geschwindigkeiten von 4 m/s öfters überschritten.

Die G. des Meeres und die mit ihnen verbundenen Gezeitenströme sind von großer Bedeutung, besonders für Schiffahrt und Wasserbau. Die Ergebnisse der Gezeitenvorhersagen werden in Gezeitentafeln veröffentlicht. Gezeitenatlanten enthalten Unterlagen über die Verteilung des Tidenhubs und der Gezeitenströme. Zur Nutzung der Gezeitenenergie bestehen verschiedene Projekte für Gezeitenkraftwerke. Ein Werk arbeitet seit 1966 in Frankreich in der Bucht von St. Malo.

Lit. Sager: G. und Schiffahrt (Leipzig 1959).

3) *G. der Atmosphäre*, → Schwingungen der Atmosphäre.

4) *G. der Ionosphäre*, → Ionosphäre.

Gezeitenkräfte, die durch die Massenanziehung von Sonne und Mond auf die Erde wirkenden Kräfte. Die Variationen der G. betragen maximal etwa $2{,}4 \cdot 10^{-7}$ der → Schwere. Die durch die Sonne hervorgerufene Schwereänderung beläuft sich auf 75,76 μgal, die des Mondes auf 164,52 μgal.

Gezeitenreibung, innere Reibung der durch die → Gezeitenkräfte bewegten Massen. Die G. bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen den Gezeitenkräften und den „Flutbergen" der Ozeane und festen Erde. Über die Wirkung der G. auf die Tageslänge → Erdrotation.

g-Faktor, *gyromagnetischer Faktor, Landé-Faktor*, dimensionsloser Proportionalitätsfaktor in den Beziehungen, die Zusammenhänge zwischen magnetischen Momenten m und Drehimpulsen von Teilchen oder aus Teilchen zusammengesetzten Systemen herstellen. Im einzelnen tritt der g-F. in den folgenden Zusammenhängen auf:

1) Für die Bahn- oder Spinmomente eines Elektrons gilt $\vec{m} = g\mu_B(\vec{L}/\hbar)$ für die physikalischen Größen selbst oder für die ihnen zugeordneten quantenmechanischen Operatoren. Dabei bedeuten μ_B das Bohrsche Magneton, $\vec{L}$ den Drehimpuls und $\hbar$ die Plancksche Konstante. Die entsprechende Beziehung für Nukleonen enthält statt μ_B das Kernmagneton μ_K. Für das Bahnmoment des Elektrons ist $g_e = 1$, für das Spinmoment in sehr guter Näherung $g_S = 2$. Bei den Nukleonen treten auch nichtganzzahlige Werte auf.

2) Für die quantenmechanischen Mittelwerte der magnetischen Momente zusammengesetzter Systeme, z. B. der Atomhülle, gilt $\bar{m} = g\mu_B M$. Hierbei ist M die Quantenzahl der ausgezeichneten Komponente des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle. Die entsprechende Beziehung für den Atomkern enthält wiederum μ_K statt μ_B. Diese Bestimmungsgleichungen für $\bar{m}$ folgen für einander gleiche g-F.en der miteinander kombinierten Teilmomente sofort aus den unter 1) genannten Beziehungen. Sie gelten aber auch ganz

allgemein bei unterschiedlichen g-F.en der Teilmomente. Mit $M = J$ (J ist die Betragsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses des Systems) erreicht $\bar{m}$ seinen maximalen Wert, der definitionsgemäß als magnetisches Moment des Systems bezeichnet und tabelliert wird.

Für die Elektronen der Atomhülle gilt bei der Russel-Saunders-Kopplung (→ Vektormodell der Atomhülle) der einzelnen Bahn- und Spindrehimpulse

$$g = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)},$$

d. h., g ist das Verhältnis von magnetischem Moment zum Gesamtdrehimpuls eines Atoms. Hierbei sind L, S, J die Quantenzahlen des Bahn-, Spin- und Gesamtdrehimpulses. In den Grenzfällen des verschwindenden Spindrehimpulses ($S = 0$) bzw. Bahndrehimpulses ($L = 0$) ist wieder $g = 1$ bzw. $g = 2$. Aus dem Wert für g kann man schließen, ob für das atomare magnetische Moment vorwiegend Bahn- oder Spinmomente verantwortlich sind.

gg-Kern, Kern mit *g*erader Protonenzahl und *g*erader Neutronenzahl. Weiteres → Bindungsenergie 2).

Gibbs-Duhem-Gleichungen, geben eine Bedingung für die Änderung der partiellen molaren Größen einer Mischung bei differentieller Änderung ihrer Zusammensetzung. Ist A_i die partielle molare Größe der extensiven Zustandsgröße A (z. B. Volumen, Enthalpie, freie Enthalpie) der Komponente i, so gilt bei konstanter Temperatur und konstantem Druck: $n_1\,\mathrm{d}A_1 + n_2\,\mathrm{d}A_2 + \cdots + n_k\,\mathrm{d}A_k = 0$. Hierbei sind n_i die Molenbrüche. Aus den G.-D.-G. lassen sich für die Behandlung von Gleichgewichtsverschiebungen sehr nützliche Beziehungen zwischen den partiellen molaren Größen der verschiedenen Komponenten herleiten.

Gibbs-Helmholtz-Gleichungen, → thermodynamisches Potential.

Gibbssche Adsorptionsgleichung, → Oberflächenaktivität.

Gibbssche Determinanten, die aus den Zustandsfunktionen F (freie Energie), G (freie Enthalpie), V (Volumen), $x_1, x_2, \ldots, x_N$ (Molenbrüche der Komponenten) unter Differentiation bei konstanter Temperatur in folgender Weise gebildeten Determinanten: Die *Gibbssche Determinante 1. Art* lautet:

$$|D_{N1}|_{T=\text{konst.}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 F}{\partial V^2} & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_1} & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_1} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_2} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_2} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2^2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_{N-1}^2} \end{vmatrix}$$

bzw.

$$|D_{N1}|_{T,p=\text{konst.}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 G}{\partial x_1^2} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_2} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2^2} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_{N-1}^2} \end{vmatrix}$$

Die *Gibbssche Determinante 2. Art* lautet:

$$|D_{N2}|_{T=\text{konst.}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 F}{\partial V^2} & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_1} & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial V} & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_1} & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_2} & \cdots & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_2} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2 \partial x_1} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2^2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_3} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_3 \partial x_1} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_3 \partial x_2} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_3 \partial x_{N-1}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 F}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} & \cdots & \frac{\partial^2 F}{\partial x_{N-1}^2} \end{vmatrix}$$

bzw.

$$|D_{N2}|_{p,T=\text{konst.}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_1} & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_2} & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_3} & \cdots & \frac{\partial |D_{N1}|}{\partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_2} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2^2} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_3} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} \\ \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_3} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_3} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_3^2} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_3 \partial x_{N-1}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial^2 G}{\partial x_1 \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_2 \partial x_{N-1}} & \frac{\partial^2 G}{\partial x_3 \partial x_{N-1}} & \cdots & \frac{\partial^2 G}{\partial x_{N-1}^2} \end{vmatrix}$$

Unter Benutzung der chemischen Potentiale μ_i der Komponenten können die G.n D. auch als *Jacobische Determinanten* geschrieben werden. Dann ist

$$|D_{N1}|_{T=\text{konst.}} = \frac{\partial(p, \mu_1, \mu_2, \ldots, \mu_{N-1})}{\partial(V, x_1, x_2, \ldots, x_{N-1})} \quad \text{bzw.}$$

$$|D_{N1}|_{p,T=\text{konst.}} = \frac{\partial(\mu_1, \mu_2, \mu_{N-1})}{\partial(x_1, x_2, x_{N-1})} \quad \text{und}$$

$$|D_{N2}|_{T=\text{konst.}} = \frac{\partial(p, |D_{N1}|, \mu_2, \mu_3, \ldots, \mu_{N-1})}{\partial(V, x_1, x_2, x_3, \ldots, x_{N-1})}$$

bzw.

$$|D_{N2}|_{p,T=\text{konst.}} = \frac{\partial(|D_{N1}|, \mu_2, \mu_3, \ldots, \mu_{N-1})}{\partial(x_1, x_2, x_3, \ldots, x_{N-1})}.$$

Die G.n D. 1. Art bestimmen den Verlauf der Spinodalkurven in Mischphasensystemen, auf ihnen gilt $|D_{N1}|_{sp} = 0$. Die G.n D. 2. Art ermitteln die Lage der kritischen Punkte, wobei gilt $|D_{N1}|_{kr} = 0$ und $|D_{N2}|_{kr} = 0$.

Gibbssche Flächen, Flächen, mit deren Hilfe die Zustandsgrößen und Zustandsfunktionen eines homogenen thermodynamischen Systems z. B. über der p, V-Ebene dargestellt werden können, da sie Funktionen zweier unabhängiger thermodynamischer Parameter, z. B. Druck p und Volumen V, sind.

Gibbssche Fundamentalgleichungen, → thermodynamisches Potential.

Gibbssche Funktion, svw. freie Enthalpie.

Gibbssche Phasenregel, *Gibbssches Phasengesetz*, thermodynamisch ableitbares, durch die Erfahrung bestätigtes Gesetz, das 1878 von J. W. Gibbs entwickelt wurde. Es stellt für heterogene Gleichgewichte eine Beziehung her zwischen der minimalen Anzahl K der Komponenten, d. s. die voneinander unabhängigen chemischen Bestandteile, die zum Aufbau des Gleichgewichtssystems unbedingt erforderlich sind, der Anzahl P der Phasen und der Anzahl der thermodynamischen Freiheitsgrade F der Zustandsvariablen – d. s. vor allem Druck, Temperatur, Zusammensetzung –, die man unabhängig voneinander variieren kann, ohne daß eine der Phasen verschwindet. Die G. P. lautet: Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Summe von Phasen und Freiheitsgraden, wenn man die Möglichkeit chemischer Reaktionen ausschließt, gleich der um die Zahl 2 vergrößerten Anzahl der Komponenten: $P + F = K + 2$.

Nach dem Wert für F unterscheidet man *nonvariante* ($F = 0$), *univariante* ($F = 1$), *bivariante* ($F = 2$) und *multivariante* ($F > 2$) Phasengleichgewichte. $F = 0$ z. B. bedeutet, daß man Druck, Temperatur und sämtliche Molenbrüche der Komponenten in allen Phasen nicht ändern kann, ohne daß eine der Phasen verschwindet.

Bei einem Einstoffsystem ($K = 1$) kann man bei Vorhandensein einer Phase Druck und Temperatur beliebig ändern ($F = 2$), bei Vorhandensein zweier Phasen kann man nur noch eine Zustandsvariable frei wählen und erhält im p,T-Diagramm Kurven, aus denen die zweite Zustandsvariable zu entnehmen ist (Dampfdruckkurve, Sublimationskurve, Schmelzkurve). Sind alle drei Phasen eines Einstoffsystems im Gleichgewicht, gilt $F = 0$, d. h., Gleichgewicht kann nur in einem ausgezeichneten Punkt, dem *Tripelpunkt*, herrschen.

Bei einem Zweistoffsystem ($K = 2$), z. B. einer wäßrigen Salzlösung, kann man bei Vorhandensein einer Phase drei Zustandsvariable frei wählen, neben dem Druck p und der Temperatur T noch die Konzentration c. Sind zwei Phasen im Gleichgewicht ($P = 2$), z. B. die flüssige und dampfförmige, so ist $F = 2$, es besteht eine von der Konzentration abhängige Beziehung zwischen Dampfdruck und Temperatur. Bei $P = 3$, z. B. Eis, wäßriger Lösung und Dampf, ist $F = 1$, es liegt ein *Tripelpunkt* mit gegebenen Werten von p und T vor, die sich jedoch mit der Konzentration ändern. Ist $P = 4$, d. h., sind festes Salz, Eis, Lösung und Dampf im Gleichgewicht, so ist $F = 0$, es liegt ein *Quadrupelpunkt* vor; dieses vierphasige System ist nur für einen bestimmten Wertesatz von p, T und c zu realisieren. Bei einer infinitesimalen Änderung einer dieser Größen verschwindet eine der vier Phasen, ein neues Gleichgewicht stellt sich ein.

Läßt man chemische Reaktionen zwischen den Komponenten des Systems zu, so erniedrigt sich die Zahl F der Freiheitsgrade um die Zahl R der voneinander unabhängigen Reaktionsgleichungen, und es gilt: $P + F = K + 2 - R$.

Lit. Brdička: Grundlagen der physikalischen Chemie (dtsch 5. Aufl. Berlin 1965); Münster: Chemische Thermodynamik (Berlin 1969).

Gibbssches Paradoxon, → Mischungsentropie.

Gibbssches Potential, svw. freie Enthalpie.

Gibbssche Statistik, *Gibbssche Methode*, *Γ-Raum-Statistik*, Statistik für Systeme, deren Teilchen miteinander in Wechselwirkung stehen können, z. B. für reale Gase. Die G. S. geht von dem Begriff des $2f$-dimensionalen Γ-Raumes (→ Phasenraum) aus, wobei f das Produkt aus der Anzahl der Teilchen und der Freiheitsgrade je Teilchen, z. B. je Gasmolekül, ist. Das konkrete System wird durch einen Bildpunkt im hochdimensionalen Γ-Raum dargestellt; jedem System der Gesamtheit, die aus dem konkreten System und einer großen Anzahl gedachter, physikalisch dem konkreten System gleichwertiger Systeme besteht, entspricht ein Bildpunkt. Die Verteilung dieser einzelnen Systeme der Gesamtheit wird durch die Verteilungsfunktion beschrieben, die der → Liouville-Gleichung genügt.

Aufgabe der G.n S. ist es, aus Aussagen über die Gesamtheit aller Systeme auf das konkrete System zurückzuschließen, genauer gesagt, das Zeitmittel über das konkrete System wird geliefert durch eine Mittelung über die Gesamtheit. Als Elemente der G.n S. werden nicht einzelne gleichartige Teilchen, sondern dem konkreten System physikalisch gleichwertige, voneinander unabhängige Systeme verwendet. Die Beschreibung wird deshalb nicht davon beeinflußt, ob innerhalb eines Systems eine Wechselwirkung der einzelnen Teilchen untereinander besteht oder nicht. Von Gibbs wurde besonders die Gleichgewichtsstatistik im Γ-Raum ausgebaut.

Zur Behandlung eines abgeschlossenen Systems, für das neben dem Volumen und der Gesamtteilchenzahl die Energie vorgegeben ist, führte Gibbs die *mikrokanonische Gesamtheit* ein. Sie wird charakterisiert durch eine Verteilungsfunktion f, die im gesamten Phasenraum verschwindet, außer auf der zur vorgegebenen Energie E gehörenden Energieschale der Dicke ΔE, wo sie den Wert 1 annimmt:

$$f(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f) = \begin{cases} 1 \text{ für } E \leqq H(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f) \leqq E + \Delta E \\ 0 \text{ sonst} \end{cases}$$

Die Hamilton-Funktion $H(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f)$ stellt ein Bewegungsintegral des Systems im Sinne der Mechanik, und gemäß dem Liouvilleschen Theorem hängt die Verteilungsfunktion nur über die Hamilton-Funktion von den Koordinaten ab (q_i und p_i). Eine im wesentlichen äquivalente Definition dieser mikrokanonischen Verteilung mit Hilfe der Diracschen δ-Funktion

lautet $f(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f) = \text{konst.}\ \delta(E - H(q_1, \ldots, p_f))$. Die mikrokanonische Gesamtheit stellt insofern eine Idealisierung dar, als es wirklich streng abgeschlossene Systeme nicht gibt. Sie hat aber eine erhebliche Bedeutung in der Theorie und kann als Ausgangspunkt für die Behandlung praktisch wichtiger Gesamtheiten, z. B. der Gibbsschen kanonischen Gesamtheit, dienen. Die *Gibbssche kanonische Gesamtheit* dient der Behandlung von Systemen, für die neben dem Volumen und der Gesamtteilchenzahl die Temperatur T vorgegeben ist. Das betrachtete System ist also nicht vollständig isoliert, sondern steht mit seiner Umgebung, die hier als Wärmebad oder Thermostat wirkt, in einer schwachen Wechselwirkung. Die Wechselwirkung heißt schwach, wenn die Wechselwirkungsenergie klein gegen die Gesamtenergie des Systems ist. Für die kanonische Verteilung ergibt sich: $f(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f) =$

$$= \frac{\exp\left(-\frac{H(q_1, \ldots, p_f)}{kT}\right)}{\int \cdots \int \exp\left(-\frac{H(q_1, \ldots, p_f)}{kT}\right) dq_1, \cdots dp_f}$$

Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante und im Nenner steht bis auf einen Faktor $1/N!h^f$ gerade das Zustandsintegral (→ Zustandssumme) des betrachteten Systems. Durch eine Mittelung über die kanonische Gesamtheit kann man Mittelwerte beliebiger Größen finden, die den Zustand des Systems charakterisieren; z. B. ist der Mittelwert $\bar{L}$ einer Größe $L(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f)$

$$\bar{L} = \frac{\int \cdots \int L(q_1, \ldots, p_f) \exp\left(-\frac{H}{kT}\right) \mathrm{d}q_1 \ldots \mathrm{d}p_f}{\int \cdots \int \exp\left(-\frac{H(q_1, \ldots, p_f)}{kT}\right) \mathrm{d}q_1 \cdots \mathrm{d}p_f}$$

Zur Behandlung von Systemen mit veränderlicher Teilchenzahl N, für die neben dem Volumen die Temperatur T und das chemische Potential μ vorgegeben sind, führt man die *großkanonische Gesamtheit* ein. Beispiel eines Systems mit veränderlicher Teilchenzahl ist eine Phase eines Stoffes, z. B. die flüssige, die mit einer anderen, z. B. der gasförmigen, im Gleichgewicht steht. Die großkanonische Verteilung wird durch die Formel $f(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f) =$

$$= \frac{\exp\{-[H(q_1, \ldots, p_f) - \mu N]/kT\}}{\sum_{N=0}^{\infty} \int \cdots \int \exp\{-[H - \mu N]/kT\}\, \mathrm{d}q_1 \ldots \mathrm{d}p_f}$$

beschrieben. Dabei ist $f = 3N$ bei reinen Translationsfreiheitsgraden; in jedem Falle hängt H natürlich von der Anzahl der Teilchen ab.

Neben diesen fundamentalen, bereits von Gibbs beschriebenen Gesamtheiten kann man noch weitere, speziellen Problemstellungen angepaßte Gesamtheiten einführen. Zu erwähnen ist vor allem die *isotherm-isobare Gesamtheit*, die zur Beschreibung chemischer Vorgänge herangezogen werden kann.

Gibbssches Theorem, → Mischungsentropie.

Gibbssche Wärmefunktion, svw. Enthalpie.

Giga, G, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^9, → Vorsätze.

Gigant, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Gilbert, Gb, alte Einheit der magnetischen Spannung, 1 Gb = 0,7958 A.

Ginzburg-Landau-Abrikosow-Gorkow-Theorie der Supraleitfähigkeit, svw. GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit.

Ginzburg-Landau-Gleichungen, → GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit.

Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter, *Ordnungsparameter*, ψ, eine komplexe Größe, die als Summenwellenfunktion des Systems der supraleitenden Ladungsträger (Cooper-Paare) aufgefaßt werden kann. Der Wert $\psi\psi^*$ gibt die Dichte der supraleitenden Ladungsträger an, die erst nach der Einführung des G.-L.-O.s als Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) mit der Ladung $2e$ identifiziert werden konnten. Die Bezeichnung „Ordnungsparameter" hängt mit der höheren Ordnung der Leitfähigkeitselektronen im Supraleiter zusammen (→ Thermodynamik 5). Den Winkel φ, den der Radiusvektor $\vec{r}$ bei der Darstellung von ψ in der komplexen Zahlenebene mit der positiven Abszissenachse einschließt, d. h. $\psi = r\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi}$, bezeichnet man als *Phase* des G.-L.-O.s. Der G.-L.-O. ψ darf nicht mit dem → Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ verwechselt werden. Statistische zeitliche Schwankungen von ψ, die in der Nähe der Übergangstemperatur eines Supraleiters auftreten, werden als thermodynamische Fluktuationen des Ordnungsparameters bezeichnet. Sie sind insbesondere an Präparaten sehr kleiner Abmessungen beobachtbar. Eine Analogie besteht z. B. zur Brownschen Bewegung. Die thermodynamischen Fluktuationen bewirken das kurzzeitige Auftreten von Cooper-Paaren auch oberhalb der Übergangstemperatur des Supraleiters und führen damit zur Abrundung der Übergangskurve des Supraleiters bzw. zur → Paraleitfähigkeit.

Ginzburg-Landau-Parameter, $\varkappa$, Größe, die den Lösungstyp der Ginzburg-Landau-Gleichungen bestimmt. Bei $\varkappa < 1/\sqrt{2}$ ergeben sich Lösungen, die das Verhalten der Supraleiter 1. Art beschreiben. Bei $\varkappa > 1/\sqrt{2}$ ergeben sich Lösungen, die das Verhalten der Supraleiter 2. Art beschreiben (→ GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Ginzburg-Landau-Theorie der Supraleitfähigkeit, phänomenologische Theorie, die aus einer Theorie der Phasenübergänge von Landau entwickelt wurde. Wesentlich war die Einführung eines komplexen → Ordnungsparameters ψ. Die G.-L.-T. d. S. wurde zur → GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit weiterentwickelt.

Gitter, Bezeichnung für eine periodische Anordnung beliebiger Strukturelemente oder für ein periodisches Gebilde. Man unterscheidet einerseits *Raumgitter*, *Kreuzgitter* und *lineare G.*, je nachdem, ob eine drei-, zwei- oder eindimensional periodische Wiederholung vorliegt, andererseits *Kristallgitter* und → *Beugungsgitter*, je nachdem, ob es sich um eine periodische Anordnung von Atomen oder um ein — meist künstlich hergestelltes — Gebilde handelt, das der spektralen Zerlegung von Licht dient.

Die Periodizität beim Kristallgitter läßt sich wie folgt beschreiben: Für jede in Betracht gezogene Ortsfunktion $\varrho(\vec{r})$ gibt es ein Tripel nicht komplanarer Vektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ (*Basisvektoren*)

derart, daß $\varrho(\vec{r}) = \varrho(\vec{r} + m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c})$ für Raumgitter, $\varrho(\vec{r}) = \varrho(\vec{r} + m\vec{a} + n\vec{b})$ für Kreuzgitter und $\varrho(\vec{r}) = \varrho(\vec{r} + m\vec{a})$ für lineare G. gilt; dabei bedeuten m, n, p beliebige ganze Zahlen.

Die Vektoren $\vec{R}_{mnp} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$ bzw. $\vec{R}_{mn} = m\vec{a} + n\vec{b}$ oder $\vec{R}_m = m\vec{a}$ heißen *Translationsvektoren*, ihre Gesamtheit bezeichnet man als *Translationsgitter*.

Die Gesamtheit der Punkte, die durch Anwendung der Translationen des Translationsgitters aus dem Ursprung entstehen, wird *Punktgitter* oder auch *Translationsgitter* genannt, die Punkte des Punktgitters heißen *Gitterpunkte*. Sind in einem Kristall nur die Gitterpunkte, und zwar mit Atomen desselben Elements besetzt, nennt man das Kristallgitter ein *einfaches G.* Jedes Kristallgitter kann man sich als durch Zusammensetzung gegeneinander verschobener einfacher G. entstanden denken. Dieser Vorstellung entspricht die Bezeichnung *zusammengesetzte G.*

Das → *reziproke G.* ist nur solange ein G. in dem oben definierten Sinne, als den reziproken Gitterpunkten keine Gewichte zugeordnet werden. Es ist jedoch üblich, die reziproken Gitterpunkte zu wichten und trotzdem von reziprokem G. zu sprechen.

Manche Autoren wollen den Terminus G. auf Punktgitter beschränken und anstatt von Kristallgitter oder zusammengesetztem Gitter von Kristallstruktur sprechen; jedoch besteht wenig Aussicht, daß sich diese Sprachregelung allgemein durchsetzt.

Gitterabsorption, optische Absorption in Festkörpern, bei der elektromagnetische Strahlung absorbiert wird und dafür der Kristall in einem angeregten Zustand seiner Gitterschwingungen verbleibt. Die Frequenzen der Gitterschwingungen reichen im allgemeinen bis zu einigen 10^{13} Hz, daher erfolgt die G. vorzugsweise im fernen und mittleren Infrarot (→ Absorptionsspektrum von Festkörpern.

Der Absorptionskoeffizient der G. ist proportional $|M|^2$; dabei ist M das elektrische Moment, das durch die Verrückungen der Atome bei den Gitterschwingungen erzeugt wird. Man unterscheidet G. durch Momente 1. Ordnung, 2. Ordnung usw. entsprechend einer Entwicklung des elektrischen Moments M nach Potenzen in den Verrückungen der Atome u, u': $M = M_0 + M_1 u + u M_2 u' + \cdots$

Momente 1. Ordnung gibt es nur in Kristallen mit polarem Bindungsanteil. Sie sind für die als Reststrahlspektrum bezeichnete starke bandenförmige Infrarotabsorption der polaren Halbleiter und Isolatoren verantwortlich (→ Reststrahlbande). Im Schwingungsspektrum entspricht diesem Absorptionsprozeß die Anregung von transversal-optischen Phononen mit dem Wellenvektor $\vec{q} = 0$.

Momente 2. Ordnung beruhen darauf, daß durch die Verrückung eines Atoms um u' in einem anderen Atom eine Ladung proportional zu u' induziert wird, welche bei einer Verrückung des anderen Atoms um u zu einem Dipolmoment proportional $u \cdot u'$ führt. Momente 2. Ordnung treten sowohl in polaren als auch in homöopolaren Kristallen auf. Der G. durch Momente 2. Ordnung entsprechen im Schwingungsspektrum Zweiphononprozesse: Durch die Absorption eines Photons werden entweder zwei Phononen erzeugt (Summenprozeß), oder es wird ein Phonon erzeugt und ein anderes Phonon vernichtet (Differenzprozeß).

Die G. durch Zweiphononprozesse ist eine Kontinuumabsorption mit einem Absorptionskoeffizienten bis zu $10^2\,\mathrm{cm}^{-1}$. Die genauere quantentheoretische Berechnung zeigt, daß der Absorptionskoeffizient proportional der kombinierten Zustandsdichte der bei der Anregung beteiligten Phononenzweige ist.

Zusätzlich zu den Prozessen durch Momente 2. Ordnung sind in heteropolaren Kristallen auch Zweiphononprozesse auf Grund der Anharmonizität der Gitterschwingungen möglich.

Strukturelle und chemische Defekte im Kristallgitter können sich bei der G. in Form zusätzlicher Banden (Absorption lokalisierter Moden) oder als breitbandige Zusatzabsorption (Band-Moden-Absorption) bemerkbar machen.

Lit. Genzel: Optische Absorption durch Gitterschwingungen, in Festkörperprobleme, Bd VI (Berlin 1967).

Gitter-Anodenkapazität, C_{ga}, die Kapazität zwischen dem Gitter und der Anode einer Elektronenröhre, wenn alle anderen Elektroden der Röhre wechselspannungsmäßig geerdet sind. Durch die G.-A. fließt ein kapazitiver Blindstrom von der Anode zum Gitter, es kommt zu einer Rückwirkung des Anodenkreises auf den Gitterkreis, und diese → Anodenrückwirkung kann zur Selbsterregung der Röhre führen. Durch das Schirmgitter hat die G.-A. wesentlich kleinere Werte bei Pentoden als bei der Triode. Die Induktivität der Zuleitungen zu den einzelnen Elektroden bewirkt, daß die G.-A. frequenzabhängig ist und bei hohen Frequenzen negative Werte annehmen kann.

Gitterbasisschaltung, → Verstärker.

Gitterdynamik, → Gitterschwingungen.

Gitterelektrode, Steuerelektrode des Feldeffekttransistors (→ Transistor).

Gitterenergie, → chemische Bindung.

Gitterfaktor, in der Kristallographie das Verhältnis der Fourier-Transformierten einer aus translationsäquivalenten Teilen aufgebauten Streudichteverteilung zur Fourier-Transformierten eines dieser Teile. Mitunter wird auch das Betragsquadrat dieses Verhältnisses als G. bezeichnet.

Der G. einer periodischen Anordnung (eines Kristalls) berücksichtigt, daß nicht nur die Atome einer einzigen Elementarzelle am Streuvorgang beteiligt sind, sondern auch die zu diesen translationsäquivalent liegenden Atome der anderen Elementarzellen. Durch den G. kann auch die endliche Ausdehnung des Kristalls berücksichtigt werden. Für ein begrenztes endliches Stück eines idealen Kristalls, das aus N primitiven Elementarzellen besteht, wird der G. an den reziproken Gitterpunkten (hkl) gleich N und fällt in der Umgebung dieser Punkte um so schneller ab, je größer N ist. Ist z. B. der Kristall ein dünnes Plättchen, so fällt der G. in Richtung der Plättchennormale viel langsamer ab, als in Richtungen parallel zum Plättchen. Der langsame Abfall des G.s wird bei Abmessungen des Kristalls unter etwa 10^{-5} cm merklich. Bei Röntgenaufnahmen nach der Pulvermethode von Kristalliten derartiger

Abmessungen macht sich der langsame Abfall des Gitterfaktors durch eine *Linienverbreiterung* bemerkbar, die auch zur Bestimmung der Größe der kohärent streuenden Bereiche (Mosaikstruktur) verwendet wird (→ Teilchengrößenbestimmung).

Gitterfehlstellen, *Fehlstellen*, Abweichungen vom vollkommen regelmäßigen Aufbau des Idealkristalles. Nach H. Pick unterscheidet man:

1) *Chemische G.*: Diese G. entstehen durch Einbau von Fremdstoffen (→ Verunreinigungen in Festkörpern).

2) *Strukturelle G.*: Dazu gehören alle Abweichungen der Lage der Kristallbausteine (Atome oder Ionen) von der vollständig regelmäßigen Anordnung des Idealgitters. Man teilt die strukturellen G. ein nach der Anzahl der Dimensionen, in denen ihre Ausdehnung größer als atomar ist. 0-*dimensionale G.* sind Atome auf falschen Gitterplätzen bei Verbindungen und geordneten Legierungen sowie → Eigenfehlstellen. 1-*dimensionale G.* sind → Versetzungen. 2-*dimensionale G.* sind → Korngrenzen, Zwillingsgrenzen (→ Zwilling) und → Stapelfehler. 3-*dimensionale G.* sind Hohlräume und Ausscheidungen.

3) *Elektronenfehlstellen* (*elektrische oder elektronische G.*): Hierbei handelt es sich um Abweichungen der elektrischen Ladungsverteilung von der strengen Periodizität des Idealgitters, wie sie z. B. in → Halbleitern auftreten. Während chemische und strukturelle G. gewöhnlich mit elektrischen G. verknüpft sind, können elektrische G. ohne zugehörige chemische oder strukturelle G. auftreten.

Die Eigenfehlstellen und die atomar verteilten Verunreinigungen bezeichnet man zusammen als *atomare Fehlstellen* oder *Punktdefekte*.

Lit. Seeger: Theorie der G., in Handb. der Physik, hrsg. von Flügge (Bd VII, Tl 1, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955).

Gittergeister, → Spektrograph.

Gittergerade, Gerade, die unendlich viele translationsäquivalente Gitterpunkte enthält.

Gittergleichrichtung, → Demodulation.

Gittergleichung, → Beugungsgitter.

Gitterharmonische, die Linearkombination von Kugelfunktionen, die sich gemäß bestimmten irreduziblen Raumgruppen-Darstellungen transformieren. Man verwendet sie z. B. zur Entwicklung von Wellenfunktionen im Kristall mit bestimmtem Transformationsverhalten.

Gitter-Katodenkapazität, → Eingangskapazität.

Gitterkonstante, 1) Optik: → Beugungsgitter. 2) Kristallographie: → Elementarzelle.

Gitterlücken, → Eigenfehlstellen.

Gittermonochromator, → Monochromator.

Gitteroptik, die theoretische Beschreibung der optischen Erscheinungen beim Durchgang des Lichtes durch Kristalle bzw. bei Reflexion des Lichtes an Kristalloberflächen unter Zugrundelegung des Gitterbaues der Kristalle. Die Gitterpunkte werden als dreidimensionale Anordnung diskreter schwingungsfähiger Teilchen (Oszillatoren) betrachtet, die bei entsprechender Anregung durch eine Lichtwelle (Primärwelle) um ihre Gleichgewichtslage schwingen. Jeder Oszillator sendet bei Anregung durch die Primärwelle kugelförmige Sekundärwellen gleicher Frequenz aus. Durch Überlagerung der Sekundärwellen untereinander und mit den Primärwellen kommt es zu Interferenzerscheinungen. Diese werden bestimmt durch die infolge des jeweiligen Netzebenenabstandes hervorgerufene Größe der Phasendifferenz der Sekundärwellen. Dabei erfolgt eine Auslöschung der Primärwelle. Die infolge Verstärkung durch Interferenz ausgezeichneten Richtungen der Sekundärwellen bestimmen die Wellenfront des gebrochenen bzw. reflektierten Lichtes.

Die gitteroptische Beschreibung der kristalloptischen Erscheinungen erfolgte durch P. P. Ewald (1912), M. Born (1915) und auf quantentheoretischer Grundlage durch G. Wentzel (1933).

Gitterpolarisation, → Polarisation.

Gitterpunkte, → Gitter.

Gitterrauschwiderstand, svw. äquivalenter Rauschwiderstand.

Gitterschwingungen, *thermische Gitterbewegung*, kleine Schwingungen, die die Atome in einem Festkörper in der Nähe ihrer thermischen Gleichgewichtslage vollführen und deren Amplitude mit der Temperatur wächst. Die Gesamtheit der möglichen Schwingungen bildet den Gegenstand der *Gitterdynamik*. Befinden sich in der Elementarzelle des betrachteten Kristallgitters r Atome und enthält der Kristall N Elementarzellen, dann beträgt die Zahl der Bewegungsfreiheitsgrade aller Atome $3Nr - 6 \approx 3Nr$ (da N gewöhnlich sehr groß ist), wenn man von den je 3 Freiheitsgraden der Translation und der Rotation des Kristalls als Ganzes absieht. Da die die Kerne umgebenden Elektronen eine um mehr als 10^3 kleinere Masse als die Kerne haben, können in der adiabatischen Näherung (→ Born-Oppenheimer-Näherung) die Kern- und die Elektronenbewegung getrennt behandelt werden, so daß die G. in dieser Näherung die Kernschwingungen darstellen, denen die Elektronen adiabatisch folgen. In Metallen bewirken die Leitungselektronen eine von den Frequenzen der G. abhängige dynamische Abschirmung, so daß diese Näherung nicht mehr ausreichend ist. Wirkungen infolge der Begrenztheit des Kristallgitters werden durch die → Born-von-Kármán-Grenzbedingungen nicht betrachtet; dabei wird ein Kristallgebiet von $N = N_1 \cdot N_2 \cdot N_3$ Einheitszellen periodisch fortgesetzt. (N_i ist die Anzahl der Perioden in der Richtung des Gitterbasisvektors $\vec{a}_i$.) Im idealen Kristallgitter sind die thermischen Gleichgewichtslagen der Atome durch die Vektoren $\vec{r}\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} = \vec{r}(l) + \vec{r}(\varkappa)$ charakterisiert, wobei die $\vec{r}(l) = \sum_{i=1}^{3} l_i \vec{a}_i$ Vektoren zu den Elementarzellen l und die $\vec{r}(\varkappa)$ Vektoren innerhalb der Elementarzelle bedeuten. Die Wärmebewegung des Gitters drückt sich in den kleinen Auslenkungen $\vec{u}\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}$ des Atoms $\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}$ aus seiner Gleichgewichtslage aus. Die Kraft, mit der das Atom in seine Gleichgewichtslage zurückgezogen wird, ergibt sich aus der Entwicklung des Gitterpotentials $\Phi\left(\ldots, u_\alpha\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}, \ldots\right)$ nach den Auslenkungen:

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_{l,\varkappa,\alpha} \Phi_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} u_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} + \\ + \frac{1}{2} \sum_{\substack{l\varkappa\alpha \\ l'\varkappa'\alpha'}} \Phi_{\alpha\alpha'} \begin{pmatrix} ll' \\ \varkappa\varkappa' \end{pmatrix} u_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} u_{\alpha'} \begin{pmatrix} l' \\ \varkappa' \end{pmatrix} + \cdots \tag{1}$$

Hierbei sind die

$$\underbrace{\Phi_{\alpha\ldots}}_{n\text{ Indizes}} \begin{pmatrix} l\ldots \\ \varkappa\ldots \end{pmatrix} = \left(\frac{\partial^n \Phi}{\partial u_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} \ldots} \right), \quad \text{wobei}$$

alle $u_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} = 0$ zu nehmen sind.

In der harmonischen Näherung wird diese Entwicklung mit dem Glied zweiter Ordnung in den Auslenkungen $u_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}$, das die Elemente der Kraftkonstantenmatrix $\Phi_{\varkappa\alpha'} \begin{pmatrix} ll' \\ \varkappa\varkappa' \end{pmatrix}$ enthält, abgebrochen. Aus der Gleichgewichtsbedingung bzw. aus der Translationsinvarianz des idealen Gitters folgt $\sum_{l\varkappa} \Phi_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} = 0$ und $\sum_{l\varkappa} \Phi_{\alpha\alpha'} \begin{pmatrix} ll' \\ \varkappa\varkappa' \end{pmatrix} = 0$, wobei $\Phi_{\alpha\alpha'} \begin{pmatrix} ll' \\ \varkappa\varkappa' \end{pmatrix} = \Phi_{\alpha\alpha'} \begin{pmatrix} l-l' & 0 \\ \varkappa & \varkappa' \end{pmatrix}$, d. h., nur vom Differenzvektor zwischen den Elementarzellen l und l' abhängt. Die Energie der G. ergibt sich in dieser Näherung mittels der Hamilton-Funktion:

$$H_{\text{klass.}} = \frac{1}{2} \sum_{ls} \left\{ \frac{p_s^2(l)}{M_s} + \sum_{l's'} \Phi_{ss'}(l-l') \cdot \right. \\ \left. \cdot u_s(l)\, u_{s'}(l') \right\}. \tag{2}$$

Dabei wurde für das Indexpaar $(\alpha, \varkappa)$ der Index s eingeführt, der von 1 bis $3r$ läuft (r ist die Anzahl der Atome in der Elementarzelle), und die Masse des Atoms mit dem Ortsindex $\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}$ wurde mit $M_s \equiv M_\varkappa$ bezeichnet. $p_s(l)$ sind die Impulse der Atome. Aus (2) folgt die klassische Bewegungsgleichung für die Atome des Kristallgitters:

$$M_s \frac{\mathrm{d}^2 u_s(l)}{\mathrm{d}t^2} = -\sum_{l's'} \Phi_{ss'}(l-l')\, u_s(l') = 0. \tag{3}$$

Wegen der Translationsinvarianz des Gitters wird (3) durch den Ansatz einer ebenen monochromatischen Welle mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$ der Form

$$u_s(l, \vec{q}) = M_s^{-1/2}\, u_s(\vec{q}) \exp\left[\mathrm{i}\vec{q}\vec{r}_s(l) \pm \mathrm{i}\omega(\vec{q})\, t\right]$$

gelöst.

Das sich ergebende Eigenwertproblem

$$\sum_{s'} \left[\omega^2(\vec{q})\, \delta_{ss'} - D_{ss'}(\vec{q})\right] u_s(\vec{q}) = 0 \tag{4}$$

mit der (hermiteschen) dynamischen Matrix $D_{ss'}(\vec{q}) = (M_s M_{s'})^{-1/2} \sum_l \Phi_{ss'}(l)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\vec{q}\vec{r}(l)}$ liefert die reellen Eigenfrequenzen $\omega_j(\vec{q})$ ($j = 1, \ldots, 3r$) und die Komponenten der komplexen Eigenvektoren (Polarisationsvektoren) $e_{sj}(\vec{q})$, die der Orthonormierungsbedingung $\sum_s e_{sj}^*(\vec{q})\, e_{sj'}(\vec{q}) = \delta_{jj'}$ und der Vollständigkeitsrelation $\sum_j e_{sj}^*(\vec{q}) \cdot e_{s'j}(\vec{q}) = \delta_{ss'}$ genügen. Die Abhängigkeit der Frequenz von den Wellenzahlvektoren $\vec{q}$ wird als → Dispersionsrelation der Phononen der G. bezeichnet. Zu jedem Vektor $\vec{q}$ gehören $3r$ Frequenzen; davon verschwinden drei Frequenzen für $\vec{q} \to 0$ gemäß $\omega \sim |\vec{q}|$, die dazugehörigen Lösungen werden als *akustische Schwingungszweige* bezeichnet. Es läßt sich zeigen, daß alle r Atome in der Elementarzelle in Phase und mit einheitlicher Amplitude schwingen. Das ist auch charakteristisch für die Verschiebungen eines elastischen Mediums bei der Ausbreitung von Schallwellen. Die verbleibenden $(3r-3)$ Schwingungen, deren Frequenzen bei $\vec{q} = 0$ nicht verschwinden, heißen *optische Schwingungszweige*. Die Atome in der Elementarzelle schwingen nicht in Phase (in zweiatomigen Gittern schwingen die entsprechenden Atome bei $\vec{q} \to 0$ in Gegenphase); dadurch können z. B. in Ionenkristallen schwingende elektrische Dipole auftreten, die Lichtwellen mit Wellenlängen im optischen Bereich absorbieren oder emittieren.

Die reellen Verschiebungen der Atome $u_s(l)$ können nach den komplexen Eigenlösungen von (4) entwickelt werden: $u_s(l) = \frac{1}{\sqrt{M_s N}} \cdot \sum_{\vec{q}j} e_{sj}(\vec{q})\, Q(\vec{q}j)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\vec{q}\vec{r}_s(l)}$. Die komplexen Koeffizienten $Q(\vec{q}j)$ mit $Q^*(\vec{q}j) = Q(-\vec{q}j)$ werden als → Normalkoordinaten des Kristallgitters bezeichnet. In harmonischer Näherung haben sie eine rein harmonische Zeitabhängigkeit, d. h., diese Normalschwingungen erfolgen ungedämpft; sie genügen den Differentialgleichungen $\mathrm{d}^2 Q(\vec{q}j)/\mathrm{d}t^2 + \omega_j^2(\vec{q})\, Q(\vec{q}j) = 0$. Entsprechend lassen sich die Impulse $p_s(l)$ entwickeln:

$$p_s(l) = \sqrt{\frac{M_s}{N}} \sum_{\vec{q}j} e_{sj}(\vec{q})\, P(\vec{q}j)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\vec{q}\vec{r}_s(l)} \text{ mit } P^*(\vec{q}j) = P(-\vec{q}j).$$

Die Hamilton-Funktion (1) kann nun durch die Beiträge von $3Nr$ voneinander unabhängigen Oszillatoren, die Normalschwingungen ausführen, beschrieben werden:

$$H_{\text{klass.}} = \tfrac{1}{2} \sum_{\vec{q}j} \left\{P^*(\vec{q}j)\, P(\vec{q}j) + \omega_j(\vec{q})\, Q^*(\vec{q}j) \cdot \right. \\ \left. \cdot Q(qj)\right\}.$$

(a* ist die konjugiert komplexe Größe von a.)

Beim Übergang zur quantenmechanischen Beschreibung muß man die Vertauschungsrelationen der Operatoren der Koordinaten und Impulse

$$[\hat{u}_s(l), \hat{p}_{s'}(l')]_- = i\hbar\delta_{ss'}\, \delta_{ll'},$$

$$[\hat{u}_s(l), \hat{u}_{s'}(l')]_- = [\hat{p}_s(l), \hat{p}_{s'}(l')]_- = 0 \tag{5}$$

berücksichtigen, woraus analoge Relationen $[\hat{Q}(\vec{q}j), \hat{P}(\vec{q}'j')]_- = i\hbar\delta_{\vec{q}\vec{q}'}\, \delta_{jj'}$, $[\hat{Q}(\vec{q}j), \hat{Q}(\vec{q}'j')]_- = [\hat{P}(\vec{q}j)\, \hat{P}(\vec{q}'j')]_- = 0$ für die Operatoren der Normalkoordinaten und Normalimpulse folgen; $\hbar = h/2\pi$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Im Rahmen der Quantisierung des Phononenfeldes werden die Operatoren der Normalkoordinaten und Normalimpulse durch die Phononenerzeugungs- und -vernichtungsoperatoren $\hat{b}_{\vec{q}j}^{\dagger}$ bzw. $\hat{b}_{\vec{q}j}$ ausgedrückt:

$$\hat{Q}(\vec{q}j) = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_j(\vec{q})}} \left(\hat{b}_{-\vec{q}j}^{+} + \hat{b}_{\vec{q}j}\right) \text{ und}$$

$$\hat{P}(\vec{q}j) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_j(\vec{q})}{2}} \left(\hat{b}_{-\vec{q}j}^{+} - \hat{b}_{\vec{q}j}\right)$$

mit

$$[\hat{b}_{\vec{q}j}, \hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}'j'}] = \delta_{\vec{q}\vec{q}'}\delta_{jj'}, [\hat{b}_{\vec{q}j}, \hat{b}_{\vec{q}'j'}] = [\hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}j}, \hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}'j'}] = 0. \quad (6)$$

Der Hamilton-Operator der Gitterschwingungen nimmt in der harmonischen Näherung die Gestalt

$$\hat{H} = \sum_{\vec{q}j} \hbar\omega_j(\vec{q}) \, [\hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}j}\hat{b}_{\vec{q}j} + \tfrac{1}{2}]$$

an. Die Vertauschungsregeln (6) beschreiben ein System von Bose-Quasiteilchen, die in harmonischer Näherung nicht miteinander wechselwirken. Die Wellenfunktionen eines solchen Systems werden durch die Besetzungszahlen $n_j(\vec{q}) = 0, 1, 2, 3, \ldots$ der $3Nr$ Zustände beschrieben und sind symmetrisch bezüglich der Vertauschung zweier Quasiteilchen. Die einzigen von Null verschiedenen Matrixelemente der Operatoren $\hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}j}$ und $\hat{b}_{\vec{q}j}$ sind:

$\langle n_j(\vec{q}) \, |\hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}j}| \, n'_j(\vec{q})\rangle = \sqrt{n_j(\vec{q})}\;\delta_{n'_j(\vec{q}),\, n_j(\vec{q})-1}$ und $\langle n_j(\vec{q}) \, |\hat{b}_{\vec{q}j}| \, n'_j(\vec{q})\rangle = \sqrt{n_j(\vec{q})+1}\;\delta_{n'_j(\vec{q}),\, n_j(\vec{q})+1}$. Daraus ergibt sich der Eigenwert des Operators $\hat{b}^{\dagger}_{\vec{q}j}\hat{b}_{\vec{q}j}$ zu $n_j(\vec{q})$; er wird deshalb Teilchenzahloperator (der Phononen, s. u.) genannt. Die Energie der G. in den Zuständen $\{n_j(\vec{q})\}$ ist daher in harmonischer Näherung $E_{\{n_j(\vec{q})\}} = \sum_{\vec{q}j} \hbar\omega_j(\vec{q}) \, [n_j(\vec{q}) + 1/2]$; d. i. die Energie einer Gesamtheit von harmonischen Oszillatoren, jeder Oszillator entspricht einer Normalschwingung $(\vec{q}j)$ des Gitters und befindet sich in einem Anregungszustand $|n_j(\vec{q})\rangle$ mit der Energie $\hbar\omega_j(\vec{q})$. In äquivalenter Betrachtungsweise wird der Energieinhalt der Gitterschwingungsmode $(\vec{q}j)$ durch die Anzahl $n_j(\vec{q})$ der Energiequanten $\hbar\omega_j(\vec{q})$ bestimmt. Daher werden die Elementaranregungen dieser Schwingungsmoden in Analogie zu den Lichtquanten, den Photonen, als → Phononen bezeichnet. Jede solche Schwingung kann eine beliebige Anzahl der Energiequanten tragen. Die Energie $E_0 = \frac{1}{2}\sum_{\vec{q}j} \hbar\omega_j(\vec{q})$ wird Nullpunktsenergie genannt; ihr Auftreten ist verbunden mit den Vertauschungsrelationen (5), sie ist eine Folge der Unbestimmtheitsrelation der Quantenmechanik.

Höhere Glieder in der Entwicklung des Gitterpotentials (1) führen zu *anharmonischen* Beiträgen, die für eine Reihe von physikalischen Erscheinungen verantwortlich sind, z. B. die Wärmeausdehnung des Gitters, die Wärmeleitfähigkeit im Kristallgitter, verschiedenartige Relaxationsvorgänge.

Zwischen der Dispersionsrelation der G. $\omega_j(\vec{q})$ und der Frequenzverteilung der G. $g(\omega)$ mit der Normierung $\int_0^{\infty} g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = 3Nr$ besteht der Zusammenhang

$$g(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \sum_j \iint_{(q)} = \frac{\mathrm{d}S}{|\mathrm{grad}_{\vec{q}}\,\omega_j(\vec{q})|},$$

wobei die Integration über die Fläche $\omega_j(\vec{q}) = \omega$, die innerhalb der ersten Brillouin-Zone liegt, auszuführen ist (V ist das Kristallvolumen, $\mathrm{d}S$ das Flächenelement auf $\omega_j(\vec{q}) = \omega$). An kritischen Stellen $\vec{q}_c$ im reziproken Gitter, an denen $\mathrm{grad}_{\vec{q}}\,\omega_j(\vec{q}) = 0$ wird, treten charakteristische Singularitäten im Phononenspektrum auf (→ Van-Hove-Singularitäten), an denen die Funktion $g(\omega)$ selbst stetig bleibt, ihre Ableitung aber eine Sprungstelle hat.

Für praktische Berechnungen wurden in der Vergangenheit eine Reihe von vereinfachenden Modellen für die G. entwickelt, mit deren Hilfe in verschiedenem Näherungsgrade mit der Gitterdynamik zusammenhängende physikalische Erscheinungen erklärt werden konnten, z. B. die → Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, die → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, das Schalenmodell in der Gitterdynamik, bei dem die Valenzelektronen der Gitteratome unter Verletzung der Born-Oppenheimer-Näherung als selbständig schwingende Einheit betrachtet werden. Eine der wichtigsten Methoden der experimentellen Bestimmung des Spektrums der G. beruht auf der Messung des Wirkungsquerschnittes der unelastischen kohärenten und inkohärenten Streuung von langsamen Neutronen (Einphononenprozeß) in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (→ Neutronenstreuung). Die Experimente der kohärenten Streuung thermischer Neutronen liefern für hinreichend einfache Kristalle das Dispersionsgesetz und die Polarisationsvektoren. Aus Messungen der Intensität der Infrarotabsorption und der Raman-Streuung, der spezifischen Wärmekapazität, der Wahrscheinlichkeit des Mößbauer-Effektes, der Streuung von Röntgenstrahlen, der Ultraschalldämpfung u. a. können Informationen über das Phononenspektrum erhalten werden.

Die Veränderung des Phononenspektrums in Kristallen mit Gitterstörungen ist Gegenstand vieler Untersuchungen. Störatome mit leichteren Massen als die des Wirtsgitters führen zum Erscheinen neuer Schwingungsmoden, die exponentiell mit der Entfernung vom Defekt abfallen (→ lokalisierte Gitterschwingungen). Schwerere punktförmige Defekte ergeben resonanzartige Frequenzverteilungen im Spektrum (→ quasilokalisierte Gitterschwingungen). Ähnliche Änderungen treten auch bei ausgedehnten Gitterdefekten auf. In den Ferroelektrika treten in der Nähe der Phasenübergangstemperatur „weiche" oder → ferroelektrische Gitterschwingungen auf, die durch die Instabilität des Gitters am Phasenübergang verursacht werden.

Gittersonde, → Plasmasonde.

Gitterspektrograph, → Spektrograph.

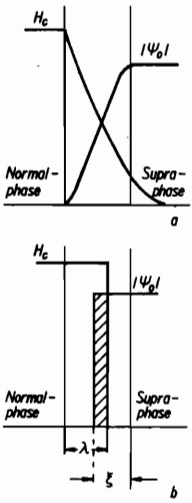
Gitterstrom, der bei Elektronenröhren zum Steuergitter fließende Elektronen- oder Ionenstrom. Die Energie der aus der Katode emittierten Elektronen reicht bei Vakuumröhren aus, das Potential eines auch schwach negativen Gitters zu überwinden, es kommt dadurch zum G. Als *Gitterstromeinsatzpunkt* bezeichnet man die Gitterspannung, bei der ein G. von 0,3 μA fließt. Der Gitterstromeinsatzpunkt hat je nach Katodenart Werte von $-0{,}1$ bis $-1{,}3$ V. Um eine leistungslose Steuerung der Elektronenröhren zu ermöglichen, muß die Gitterspannung so gewählt werden, daß der positive Spitzenwert der Gitterwechselspannung nur bis zum Gitterstromeinsatzpunkt reicht, also ein Fließen von G. vermieden wird. *Gitterstromverzerrungen* entstehen, wenn bei Aussteuerung einer Elektronenröhre G. fließt, da es dadurch zu einer Abnahme des Eingangswiderstandes und einer

Stromverteilung des Katodenstromes in G. und Anodenstrom kommt.

Gitterverzerrungen, → Verbreiterung von Interferenzlinien.

Gitterwirkung von Ultraschallwellen, → Debye-Sears-Effekt.

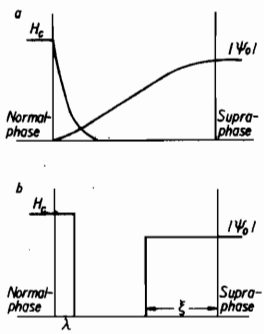
GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit, *Ginzburg-Landau-Abrikosow-Gorkow-Theorie der Supraleitfähigkeit*, Weiterentwicklung der Ginzburg-Landau-Theorie der Supraleitfähigkeit zunächst durch Abrikosow, der sie auf Supraleiter 2. Art anwandte, und später durch Gorkow, der die Äquivalenz des → Ginzburg-Landau-Ordnungsparameters ψ mit der Summenwellenfunktion ψ der Cooper-Paare nachwies und die Ginzburg-Landau-Gleichungen direkt aus der mikroskopischen BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit ableiten konnte. Die GLAG-T. ist daher eine aus der mikroskopischen Theorie ableitbare phänomenologische Theorie, die ganz wesentlich die vielfältigen mit der Supraleitfähigkeit verknüpften Erscheinungen aufzuklären half. Die einfachere → Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit ist in der GLAG-T. als Spezialfall enthalten.



2 Normalleiter-Supraleiter-Phasengrenze im Fall $\xi < \lambda$: *a* wirkliches Verhalten, *b* idealisiert

Ausgangspunkt aller Betrachtungen sind die *Ginzburg-Landau-Gleichungen*, in denen der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ, der durch $\psi\psi^* = \varrho$ die Dichte ϱ der supraleitenden Ladungsträger angibt, mit dem Vektorpotential $\mathfrak{A}$ eines äußeren Magnetfeldes, der freien Enthalpie des supraleitenden Zustandes G_s und mit drei Parametern $\varkappa$, λ und H_c verknüpft ist. Der Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ gibt dabei das Verhältnis der Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes in den Supraleiter zur Kohärenzlänge ξ an, H_c ist das thermodynamische kritische Feld des Supraleiters.

Die Bedeutung der GLAG-T. besteht darin, daß sie im Gegensatz zur Londonschen Theorie räumliche Änderungen der Dichte der supraleitenden Ladungsträger berücksichtigen kann und somit z. B. auch den Einfluß der Oberflächenenergie der supraleitenden Phase erfaßt. Man erkennt das, wenn man einen Schnitt durch die Grenze zwischen einem normalleitenden und einem supraleitenden Bereich betrachtet (Abb. 1).

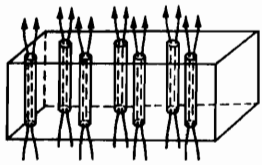


1 Normalleiter-Supraleiter-Phasengrenze im Fall $\xi > \lambda$: *a* wirkliches Verhalten, *b* idealisiert

Das äußere Magnetfeld ist dabei parallel zur Phasengrenze gerichtet. Der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ bestimmt die Dichte der supraleitenden Ladungsträger und muß daher im normalleitenden Bereich Null sein. Diese Dichte und damit der Ordnungsparameter können sich aber nicht plötzlich ändern, sondern nur über den Bereich der Kohärenzlänge ξ, die die Ausdehnung eines Cooper-Paares (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) angibt. Außerdem ist der räumliche Verlauf des Magnetfeldes dargestellt, das in der supraleitenden Phase Null sein muß, aber ebenfalls allmählich über den Bereich der Eindringtiefe λ abfällt. Man kann nun rechnerisch den kontinuierlichen Verlauf von ψ und H durch scharfe Grenzen ersetzen und erhält mit dieser Vereinfachung ein Gebiet, in dem keine Cooper-Paare vorhanden sind, in das aber auch das Magnetfeld noch nicht eindringt. Das effektive Volumen des supraleitenden Bereichs ist daher kleiner als das effektive Volumen des feldfreien Bereichs. Das bedeutet, daß zur Energie des supraleitenden Bereichs noch die Energie der Zone zwischen den beiden scharfen Grenzen dazugerechnet werden muß. Das kann man durch eine positive Oberflächenenergie der supraleitenden Phase beschreiben.

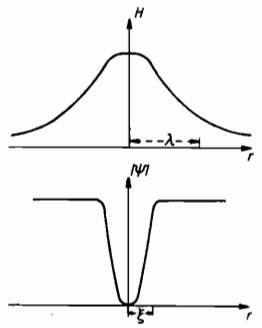
Ist die Kohärenzlänge ξ kleiner als die Eindringtiefe λ (Abb. 2), so erhält man eine negative Oberflächenenergie der supraleitenden Phase.

Das Vorzeichen der Oberflächenenergie bestimmt nun ganz entscheidend das Verhalten eines Supraleiters in einem magnetischen Feld, da ein System immer den kleinsten möglichen Energiezustand anzunehmen bestrebt ist. Supraleiter mit positiver Oberflächenenergie haben daher immer die kleinstmögliche Phasengrenzfläche. Man nennt sie Supraleiter 1. Art. Supraleiter mit negativer Oberflächenenergie, die man als Supraleiter 2. Art bezeichnet, weisen dagegen immer die größtmögliche Phasengrenzfläche auf.



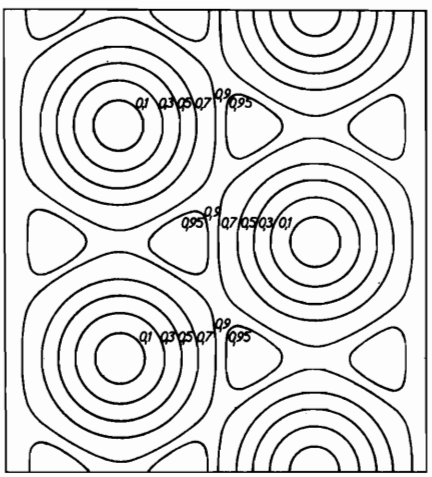
3 Flußschläuche durchsetzen den Supraleiter 2. Art im gemischten Zustand

Infolgedessen neigt ein Supraleiter 2. Art, wenn man ihn in ein magnetisches Feld bringt, zur Aufspaltung in viele normalleitende und supraleitende Bereiche, wobei der magnetische Fluß in die Substanz eindringt, dort aber nur die normalleitenden Bereiche durchsetzt. Die Aufspaltung, d. h. die Vergrößerung der Phasengrenzfläche geht dabei bis zur äußersten mög-

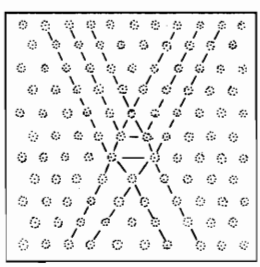


4 Ordnungsparameter und Magnetfeld für einen isolierten Flußschlauch (in Abhängigkeit vom Abstand r vom Kern des Flußschlauchs)

lichen Grenze vor sich, nämlich bis zu den magnetischen Flußquanten Φ_0. Der magnetische Fluß verläuft dabei in den Flußschläuchen (Abb. 3), die in Form eines regelmäßigen Dreieckgitters angeordnet sind. Jeder Flußschlauch enthält ein Flußquant. Im Innern eines Flußschlauchs verlaufen Ordnungsparameter und Magnetfeld ähnlich wie bereits für Phasengrenzflächen angegeben, eine genauere Darstellung gibt Abb. 4. Für den Verlauf der magnetischen Feldstärke, in Richtung der Flußschläuche gesehen, lassen sich genaue topographische Karten berechnen (Abb. 5). Diese Anordnung der Flußschläuche konnte auch direkt durch elektronenmikroskopische Aufnahmen bestätigt werden (Abb. 6), wobei das Flußschlauchgitter auch Defekte enthalten kann (Abb. 7). Der experimentelle Nachweis des theoretisch vorausgesagten Dreieckgitters ist eine sehr schöne Bestätigung der GLAG-T.

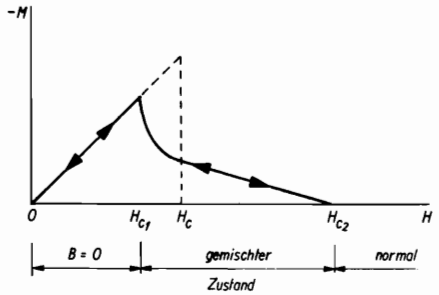


5 Linien gleicher Feldstärke im gemischten Zustand eines Supraleiters 2. Art (Schnitt quer zur Richtung der Flußschläuche)

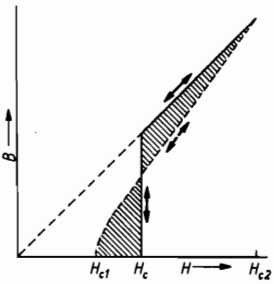


7 Anordnung der Flußschläuche in Form eines Dreieckgitters, das auch Defekte enthalten kann (nach elektronenmikroskopischer Aufnahme)

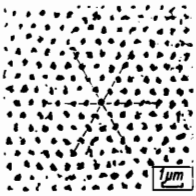
Dieses Eindringen des magnetischen Flusses macht sich im Verlauf der Magnetisierungskurve bzw. der magnetischen Induktion bemerkbar (Abb. 8 und 9). Ein Supraleiter 1. Art verhält sich so, wie es die gestrichelte Kurve angibt. Ein Supraleiter 2. Art zeigt dagegen das durch die ausgezogenen Kurven beschriebene Verhalten. Der Zustand, in dem Flußschläuche eingedrungen sind, heißt *gemischter Zustand*. Er existiert zwischen dem unteren kritischen Feld H_{c1} und dem oberen kritischen Feld H_{c2}. Die Abhängigkeit dieser Felder von der Tempratur ist ähnlich wie die des kritischen Feldes eines Supraleiters 1. Art (Abb. 10).



8 Magnetisierungskurve eines Supraleiters 1. Art (– – –) und 2. Art (———)

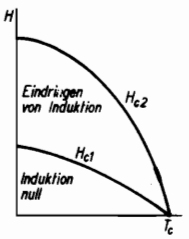


9 Verlauf von magnetischer Induktion B für Supraleiter 1. Art (ausgezogene Kurve) und 2. Art (punktierte Kurve)

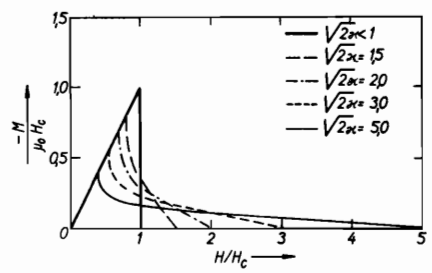


6 Elektronenmikroskopische Aufnahme der Durchstoßungspunkte von Flußschläuchen durch die Oberfläche eines Supraleiters 2. Art, sichtbar gemacht durch die Dekoration mit ferromagnetischen Mikropartikeln

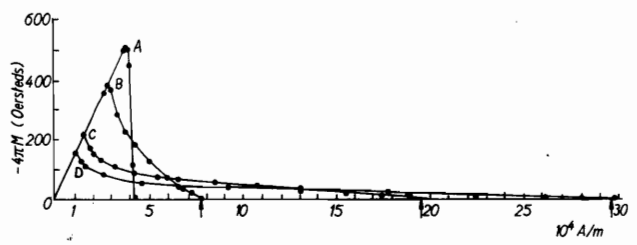
Das Verhältnis von H_{c1} und H_{c2} wird durch die absolute Größe der negativen Oberflächenenergie und damit durch den Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ bestimmt. Abb. 11 zeigt berechnete



10 Der Verlauf der kritischen Feldstärken H_{c1} und H_{c2} als Funktion der Temperatur T



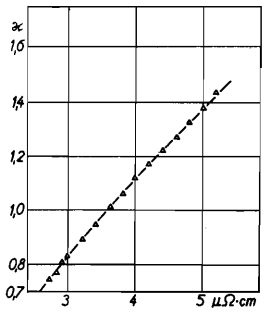
11 Nach der GLAG-Theorie berechnete Magnetisierungskurven für verschiedene $\varkappa$-Werte



12 Gemessene Magnetisierungskurven für Blei und verschiedene Blei-Indium-Legierungen bei 4,2 K. *A* Blei, *B* Blei + 3,7 Atomprozent In, *C* Blei + 14 Atomprozent In, *D* Blei + 31 Atomprozent In

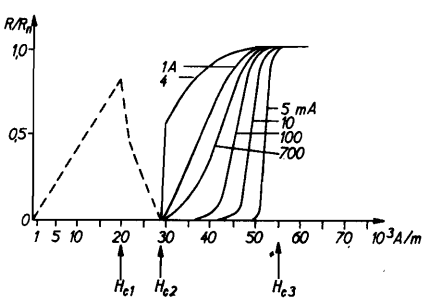
Glan-Thompson-Prisma

Magnetisierungskurven und Abb. 12 gemessene Magnetisierungskurven für verschiedene Werte von $\varkappa$. Da $\varkappa$ von der Kohärenzlänge ξ abhängt und diese wiederum von der mittleren freien Weglänge der Leitfähigkeitselektronen im normalleitenden Zustand bestimmt wird, sind Legierungen im allgemeinen Supraleiter 2. Art, und der Wert von $\varkappa$ bzw. das Verhältnis von H_{c2} und H_{c1} ist um so größer, je größer der spezifische Widerstand des Materials im normalleitenden Zustand ist. Der entsprechende Zusammenhang ist linear (Abb. 13). Durch entsprechende Legierungszusammensetzung kann man daher hohe Werte von $\varkappa$ bis zu etwa 200 bis 300 und entsprechend hohe kritische Felder H_{c2} erreichen. Diese Erkenntnis ist Ausgangspunkt zur Züchtung von Werkstoffen für supraleitende Magnete. Zur Zeit entspricht die höchste bekannte obere kritische Feldstärke H_{c2} einer Induktion von 42 Tesla. Als theoretische Grenze ergeben sich etwa 100 Tesla, da die Kohärenzlänge ξ nicht kleiner als etwa der Atomabstand werden kann.



13 $\varkappa$ als Funktion des spezifischen elektrischen Widerstandes ϱ in Indium-Blei-Legierungen

Aus der GLAG-T. ergibt sich oberhalb der oberen kritischen Feldstärke H_{c2} noch die Möglichkeit, daß bis zu einer Feldstärke von etwa 1,69 H_{c2} → Oberflächensupraleitfähigkeit auftritt. Es ist dann nur noch eine Oberflächenschicht von etwa der Dicke der Kohärenzlänge supraleitend, wenn das magnetische Feld parallel zu dieser Schicht liegt. Diese Erscheinung macht sich nur bei Widerstandsmessungen bemerkbar, da die Magnetisierungsmessung im allgemeinen nur Volumeneffekte erfaßt (Abb. 14).



14 **Oberflächensupraleitung in einer Indium + 5 Atomprozent-Blei-Legierung. Messungen im Längsfeld bei 1,39 K. – – – – Magnetisierungskurve, ——— Widerstandsverlauf bei verschiedenen Meß-Strömen**

Die durch die GLAG-T. beschriebenen idealen Supraleiter 2. Art haben sehr kleine kritische Ströme, da durch das Wirken der Lorentz-Kraft Flußbewegung entsteht, die Verluste verursacht. Das besondere Verhalten der nichtidealen Supraleiter 2. Art, das durch Pinning-Zentren bedingt ist, läßt sich noch nicht durch die GLAG-T. beschreiben.

Glan-Thompson-Prisma, → Polarisationsprisma.

Glanzwinkel, Hälfte des Winkels zwischen dem einfallenden und dem reflektierten Strahl bei Bragg-Reflexion an einer Netzebenenschar.

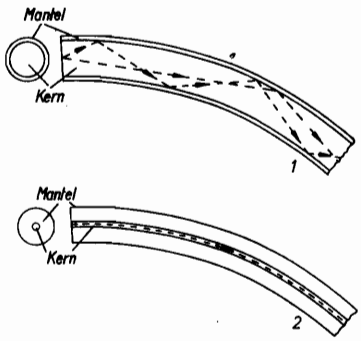
Glas, fester, amorpher, meist lichtdurchlässiger, homogener Stoff, den man durch Unterkühlung einer Schmelze erhält und der infolge der allmählichen Zunahme der Viskosität die mechanischen Eigenschaften eines Festkörpers annimmt. Wie alle amorphen Stoffe hat G. im Gegensatz zu den kristallinen keinen definierten Schmelzpunkt, sondern geht kontinuierlich aus dem flüssigen in den Glaszustand über. Dieser Übergang ist reversibel, d. h., beim Erwärmen wird G. über langsames Erweichen wieder flüssig. Alle physikalischen Eigenschaften ändern sich dabei ebenfalls stetig. Die Viskosität steigt mit sinkender Temperatur stark an. Sie ist für übliche Gläser in der Schmelze bei etwa 1400 °C 10 bis 10^2 P (G. kann gegossen und geschöpft werden), bei 800 bis 900 °C 10^5 bis 10^9 P (G. kann vor der Gebläselampe verarbeitet werden), bei 400 bis 600 °C 10^{13} P (G. wird fest und spröde), bei Zimmertemperatur 10^{18} bis 10^{20} P. G. befindet sich in einem metastabilen thermodynamischen Gleichgewicht. Es strebt eine Rekristallisation an (*Entglasung*), die Rekristallisationsgeschwindigkeit ist aber wegen der hohen Viskosität meist unmerklich gering. G. hat eine geringe Wärmeleitfähigkeit von etwa 180 bis $280 \cdot 10^{-5}$ cal/grd cm s, einen großen spezifischen elektrischen Widerstand bei Raumtemperatur von 10^{10} bis 10^{18} Ωcm und eine geringe Zugfestigkeit von 300 bis 800 kp/cm^2.

Die handelsüblichen Gläser bestehen aus einfachen oder zusammengesetzten Silikaten, Boraten und Phosphaten von Natrium, Kalium, Magnesium, Aluminium, Barium, Zink, Blei oder Mischungen dieser Salze. Man unterscheidet stets 3 Hauptbestandteile: 1) den eigentlichen Glasbildner (Siliziumoxid, Bortrioxid, Phosphorpentoxid und Berylliumfluorid), 2) das Flußmittel (Alkalimetalle in Form von Karbonaten, Sulfaten und Nitraten), das das Schmelzen bei technisch erreichbaren Temperaturen gestattet, und 3) den Stabilisator (Erdalkalimetalle, Blei und Zink in Form von Oxiden oder Karbonaten), der das G. chemisch beständig macht. Durch verschiedenartigste Zusätze sind Hunderte von Spezialgläsern hergestellt worden.

Von besonderer Bedeutung ist → *optisches Glas.*

Glasfasernachrichtenübertragung, ein in der Entwicklung befindliches Verfahren, bei dem mit einer Nachricht moduliertes Licht über eine Glasfaser (→ Faseroptik) übertragen wird. Dem Verfahren mißt man für die Zukunft hohe Bedeutung bei. Die Komponenten sind Halbleiterlaser (→ Laser) als Sender, spezielle Glasfasern als Übertragungsmedium und Halbleiterphotodioden als Empfänger. Übliche Glasfasern bestehen aus einem dünnen Glasfaden mit einem

Durchmesser von 10 bis 100 μm, dem *Kern*, der mit einer Glasschicht mit niedrigerem Brechungsindex, dem *Mantel*, überzogen ist (Abb. 1). Licht, das an der Stirnfläche der Faser in den Faserkern eintritt, wird durch Totalreflexion an der Grenzfläche von Kern und Mantel in der Faser weitergeleitet. Das erfolgt auch bei Krümmungen der Faser, selbst bei Krümmungsradien in der Größenordnung von einigen Zentimetern. Dadurch wird eine ungestörte und nicht notwendigerweise geradlinige Lichtausbreitung erzielt. Eine solche Glasfaser ist aber wegen der Laufzeitverzerrungen für die Übertragung von Nachrichten mit großer Bandbreite ungeeignet. Wie aus den in Abb. 1 eingezeichneten zwei Teilstrahlen hervorgeht, sind die Wegstrecken, die von den Strahlen zum Durchlaufen einer bestimmten Faserlänge zurückgelegt werden, unterschiedlich lang, und somit sind auch die Laufzeiten verschieden. Unterschiedliche Laufzeiten führen aber zu unzulässigen nichtlinearen Verzerrungen. Um diese Laufzeitverzerrungen zu vermei-



1 Glasfaser der üblichen Art, *2* dielektrischer Lichtwellenleiter

den, muß der Durchmesser des Kerns so weit verkleinert werden, daß sich gleichsam nur noch ein Teilstrahl oder eine Wellenform mit definierter Laufzeit in ihm fortpflanzen kann. Dies ist bei Kerndurchmessern von der Größenordnung der Lichtwellenlänge der Fall, z. B. in den dielektrischen Lichtwellenleitern (Abb. 2). Die Abmessungen liegen somit bei etwa 1 μm Kerndurchmesser und etwa 50 μm Außendurchmesser. Über einen derartigen Lichtwellenleiter lassen sich Informationen mit Bandbreiten übertragen, die ein Vielfaches der mit metallischen Koaxialkabeln übertragbaren Bandbreiten sind.

Von ausschlaggebender Bedeutung ist bei dieser Übertragungsart die Dämpfung. Während mit den bisher benutzten Gläsern Dämpfungen von 1 dB/m zu verzeichnen waren, konnten neuerdings mit besonderem Glasmaterial labormäßige Werte von 0,02 dB/m erreicht werden. Damit wären Nachrichtenverbindungen mit Repeaterabständen von mehr als 1 km realisierbar. Bei Verwendung der Pulscodemodulation könnten Pulsfolgen bis zu einigen 10^9 bit/s über eine einzige Glasfaser übertragen werden.

Glashausprinzip, die Erscheinung, daß ein mit Glas überdeckter Raum, der der direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt ist, eine höhere Temperatur als die Umgebung annimmt. Die Sonnenstrahlung dringt mit nur geringem Verlust durch das Glas und wird im Boden des Raumes durch Absorption in Wärme umgewandelt. Für die vom Boden ausgesandten langwelligen Wärmestrahlen ist das Glas undurchlässig.

Eine entsprechende Wirkung (*Glashauswirkung*) zeigt auch die Erdatmosphäre (→ Strahlungsprozesse in der Atmosphäre), die z. B. eine starke nächtliche Abkühlung verhindert. Sie absorbiert ähnlich einer Glasscheibe die einfallende kurzwellige Sonnenstrahlung nur wenig, die vom Erdboden ausgehende langwellige Strahlung dagegen zu einem beträchtlichen Teil und sendet selbst langwellige Strahlung aus, die als → Gegenstrahlung auch den Erdboden erreicht. Infolge der Glashauswirkung herrschen an der Erdoberfläche und in der unteren Atmosphäre höhere Temperaturen, als dem Strahlungsgleichgewicht eines atmosphärelosen Planeten entspricht.

Glashauswirkung, → Glashausprinzip.

Gleichdruckspeicher, → Dampfspeicher.

Gleichdruckverfahren, → Verbrennungskraftmaschinen.

Gleichgewicht, 1) im (engeren) statischen Sinne derjenige Zustand eines einzelnen starren Körpers oder eines (gekoppelten) Systems von solchen, bei dem sich die Wirkungen aller am System angreifenden Kräfte gegenseitig aufheben, d. h. die resultierenden Beschleunigungen verschwinden. Dies ist der Fall, wenn die Resultierende F aller Kräfte und die Resultierende M aller Drehmomente verschwindet (*statische Gleichgewichtsbedingung*). Das G. eines mechanischen Systems kann mit Hilfe des → Prinzips der virtuellen Arbeit bestimmt werden. Die Art des G.s kann jedoch nur über die reale Arbeit A bestimmt werden, die zu leisten ist, um das System aus der Gleichgewichtslage zu entfernen. Bei $A > 0$ spricht man von *stabilem G.*, bei $A = 0$ von *indifferentem G.*, bei $A < 0$ von *labilem G.* (*Labilität*). Beispielsweise befindet sich ein Körper unter dem Einfluß des Schwerefeldes der Erde im stabilen G., wenn der Körperschwerpunkt unterhalb des Aufhängepunktes liegt. Nach einer unendlichen kleinen Auslenkung werden Kräfte bzw. Momente wirksam, die ihn wieder in die Ausgangslage zurückführen.

Energetisch ist der stabile Gleichgewichtszustand eines konservativen Systems durch die positive, von zweiter Ordnung kleine Störungsarbeit gekennzeichnet.

Der Gleichgewichtszustand eines Körpers im Schwerefeld der Erde ist labil, wenn der Schwerpunkt über dem Unterstützungspunkt liegt. Die bei einer kleinen Störung auftretenden Kräfte bzw. Momente führen ihn in eine stabile Gleichgewichtslage über. Die von zweiter Ordnung kleine Störungsarbeit eines konservativen Systems ist in der labilen Gleichgewichtslage negativ.

In der indifferenten Gleichgewichtslage eines Körpers im Schwerefeld der Erde fallen der Schwer- und Stützpunkt zusammen. Jede Nachbarlage des Körpers ist eine Gleichgewichtslage. Die von zweiter Ordnung kleine Störungsarbeit eines konservativen Systems ist Null.

Gleichgewichtsform

Ein beliebiges mechanisches System befindet sich in einem stabilen G., wenn die potentielle Energie $U(q_l)$ für die Gleichgewichtskoordinaten $q_{l,0}$ ein Minimum hat.

Bei physikalischen Systemen spricht man von *dynamischem G.*, wenn sich zwei entgegengesetzt verlaufende Prozesse in ihrer Wirkung gerade aufheben.

2) *thermodynamisches G.*, ein G., das vorliegt, wenn bei festen Nebenbedingungen im thermodynamischen System keine Zustandsänderungen auftreten. Der Zustand des Systems ändert sich im thermodynamischen G. nicht mehr. Der Gleichgewichtszustand muß klar vom stationären Zustand unterschieden werden. Man muß daher zusätzlich fordern, daß im Gleichgewichtszustand auch keine stationären Ströme, z. B. Energie- oder Diffusionsströme, auftreten und — da nach der Thermodynamik irreversibler Prozesse die Ströme eine Folge der Gradienten (Temperatur-, Konzentrationsgradienten u. ä.) sind — daß bei Abwesenheit äußerer Kräfte das thermodynamische System bezüglich aller thermodynamischen Parameter und Funktionen völlig homogen ist. Ein abgeschlossenes thermodynamisches System befindet sich im thermodynamischen G., wenn die Entropie S ihren Maximalwert erreicht hat. Die Nebenbedingungen lauten in diesem Fall U = konst., V = konst., N = konst. und die Gleichgewichtsbedingung $S = S_{max}$. Dabei bedeuten U die innere Energie, V das Volumen und N die Teilchenzahl. Befindet sich das abgeschlossene thermodynamische System in einem Thermostaten, so muß die Nebenbedingung U = konst. durch T = konst. (T ist die absolute Temperatur) ersetzt werden. In diesem Fall liegt ein G. vor, wenn die freie Energie F ein Minimum hat, also wenn $F = F_{min}$. Hat das thermodynamische Potential mehrere Extremwerte, so entspricht der Gleichgewichtszustand dem kleinsten Extremwert bei der freien Energie, Enthalpie und freien Enthalpie und dem größten Extremwert der Entropie (bei entsprechenden Nebenbedingungen). Hat ein abgeschlossenes, thermodynamisches System infolge innerer Hemmungen nicht den Maximalwert der Entropie angenommen, so liegt ein *metastabiles* oder *gehemmtes G.* vor. So kommt es z. B. häufig vor, daß eine chemische Reaktion nicht stattfindet, obwohl sie zu einer Entropievermehrung führen würde. Die auftretenden Hemmungen können beispielsweise durch einen Katalysator aufgehoben werden. Auch bei Phasenübergängen können Hemmungen auftreten. Die Kondensation kann z. B. mit erheblicher Verzögerung einsetzen, wenn keine Kondensationskeime vorhanden sind. Einige schnell abgeschreckte Flüssigkeiten, die bei langsamer Abkühlung Kristalle bilden würden, können im amorphen Zustand „eingefroren" werden. Weitere Gleichgewichtsbedingungen → thermodynamisches Potential und → Phasengleichgewicht. Mikroskopisch ist das thermodynamische G. ein dynamisches G., so daß Fluktuationen auftreten können.

Einfrieren von thermodynamischen G.en. Die Geschwindigkeit, mit der ein System seinem thermodynamischen Gleichgewichtszustand zustrebt, ist sehr stark temperaturabhängig und wird im allgemeinen mit sinkender Temperatur geringer. Kühlt man ein System schnell auf eine Temperatur ab, bei der diese Geschwindigkeit unmerklich gering ist, so kann der bei einer hohen Temperatur vorhandene Zustand erhalten bleiben. Die Abkühlung muß so rasch erfolgen, daß bei höheren Temperaturen keine Zeit zur Veränderung des Zustandes vorhanden ist. Dieses Einfrieren von G.en wird oft in der Metallurgie und präparativen Chemie benutzt (→ Abschreckspannungen).

3) *zyklisches G.*, → Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht.

4) → chemisches Gleichgewicht.

5) *G. radioaktiver Substanzen oder Nuklide*, → radioaktive Familien.

6) *G. der Phasen*, → Gibbssche Phasenregel.

Gleichgewichtsform, → Kristallform.

Gleichgewichtskonstante, → Massenwirkungsgesetz.

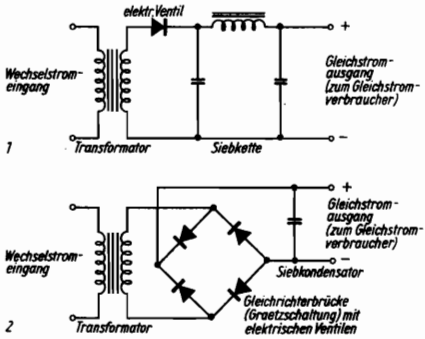
Gleichgewichtsschwankungen, → Schwankungserscheinungen.

Gleichlauf, in der Rundfunktechnik Bezeichnung für die Konstanthaltung der Differenz der variablen Oszillator- und Empfangsfrequenz. Diese Differenz tritt bei den üblichen Rundfunkempfängern infolge des Überlagerungsprinzips als konstante Zwischenfrequenz auf.

Gleichraumverfahren, → Verbrennungsmotor.

Gleichrichter, 1) ein elektrisches Gerät (→ Stromrichter) zur direkten Umwandlung von ein- oder mehrphasigem Wechselstrom in Gleichstrom. G. bestehen in der Regel aus einem → Transformator, einem oder mehreren → elektrischen Ventilen und Siebgliedern. Der *Transformator* bewirkt die galvanische Trennung des Gleichstromausganges des G.s von dem speisenden Wechselstromnetz. Durch geeignete Wahl des Spannungsübersetzungsverhältnisses des Transformators kann man die Ausgangsspannung auf einen gewünschten Wert einstellen. Die *elektrischen Ventile* bewirken die eigentliche Gleichrichtung, wobei deren unterschiedliche Stromdurchlässigkeit für verschiedene Stromrichtungen ausgenützt wird. Durch *Siebglieder* kann die nach der Gleichrichtung verbleibende Welligkeit der Spannung verringert werden. So schließen Kondensatoren, die dem Gleichstromausgang parallel geschaltet sind, die Restwechselanteile der Gleichspannung kurz, während zum Ausgang in Reihe geschaltete Drosselspulen diese Anteile sperren. Werden mehrere solche Siebglieder kombiniert, so spricht man auch von einer *Siebkette*.

Die Schaltungen der G. sind sehr unterschiedlich. Sie werden durch die Phasenzahl des Wechselstromes, die gewünschte Glattheit der Gleichspannung sowie durch die erforderliche Spannung und Leistung am Ausgang bedingt. Die Abb. 1 und 2 zeigen zwei häufig benutzte Ausführungsformen für die Gleichrichtung von Einphasenstrom. Die Wirkungsweise von Gleichrichterschaltungen versteht man leicht, wenn man die elektrischen Ventile näherungsweise als Schalter betrachtet, die bei der einen Polarität der speisenden Wechselspannung geschlossen sind, also den Widerstandswert Null (Kurzschluß) besitzen, und bei der entgegengesetzten Polarität geöffnet sind, was einem unendlichen Widerstand (vollständige Sperrung) entspricht.



Gleichrichterschaltungen: *1* Einphasengleichrichter in Einwegschaltung (Ausnützung nur einer Halbwelle des Wechselstroms). *2* Einphasengleichrichter in Graetz-Schaltung (Ausnützung beider Halbwellen des Wechselstroms)

G. finden breite Anwendung in der gesamten Elektrotechnik. Die Ausführungsformen überstreichen Ausgangsleistungen vom Mikrowattbereich (z. B. in der Meßtechnik oder in der Schwachstromtechnik) bis in den Megawattbereich (z. B. für die Speisung von Straßenbahnnetzen). G. werden als selbständige Geräte, aber auch als Teile von größeren elektrischen und elektronischen Geräten und Anlagen gebaut.
Lit. Lappe: Stromrichter (2. Aufl. Berlin 1967).

2) *aerodynamischer G.*, eine Leitvorrichtung in Strömungen, die die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung mindert. Der G. besteht aus einem System von parallelen Kanälen mit wabenförmigem oder quadratischem Querschnitt, das den gesamten Leitungsquerschnitt ausfüllt (Abb. 3). Das Verhältnis der Länge zur Seitenhöhe der Kanäle wird mit 6 bis 8 ausgeführt, die Wandstärke beträgt etwa 1 mm. Die in der Strömung enthaltenen großen Wirbel werden durch den G. in kleinere zerteilt, die infolge Reibung sehr schnell abklingen. Eine örtliche Vergleichmäßigung der Größe der Geschwindigkeit wird durch den G. nicht erreicht. Dazu sind Siebe und stark beschleunigende Düsen erforderlich. → Windkanal.



3 Gleichrichter vor einer Duse

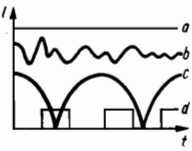
Gleichrichterdiode, → Halbleiterdiode.

Gleichrichtermeßinstrument, ein elektrisches Meßinstrument, das als Strommesser oder als stromverbrauchender Spannungsmesser bei Wechselstrom dient. Mit Hilfe von Germaniumdioden in Graetz-Schaltung (bei modernen Instrumenten) oder von Halbleitergleichrichtern wird der Wechselstrom gleichgerichtet und mit einem → Drehspulinstrument gemessen. Damit kann die hohe Empfindlichkeit des Drehspulinstruments (allerdings nicht in vollem Umfang) für Wechselstrommessungen ausgenutzt werden. Die obere Frequenzgrenze liegt meist bei einigen hundert bis zu einigen tausend Hz. Nachteilig ist, daß die Anzeige abhängig von der Kurvenform des Stromes ist. Häufig werden *Vielbereichsmesser* angewendet, die auf Gleich- und Wechselstrom umschaltbar sind. Sie ermöglichen es, mittels umschaltbarer Strom- und Spannungsteiler zahlreiche Meßbereiche einzustellen (→ elektronischer Spannungsmesser).

Gleichrichterröhre, eine Röhre zur Gleichrichtung von Wechselspannungen und -strömen. Für kleine Leistungen benutzt man meist Hochvakuumröhren mit Glühkatode und einer oder mehreren Anoden, für große Leistungen mit Edelgas oder Quecksilberdampf gefüllte G.n. → Thyratron, → Diode, → Ignitron.

Gleichspannung, eine elektrische Spannung, deren Momentanwert zeitlich konstant oder zumindest von gleichbleibender Polarität ist; analoger Fall zu → Gleichstrom. G.en entstehen bei galvanischen Elementen, Thermoelementen u. a.

Gleichstrom, ein elektrischer Strom, dessen Augenblickswerte zeitlich konstant sind. Er wird deshalb auch als *stationärer* oder *reiner G.* bezeichnet, im Unterschied zu den ebenfalls als G. bezeichneten Strömen, die stets nur in einer Richtung fließen, in Wirklichkeit aber Mischströme sind, d. h. Gleichströme, denen ein → Wechselstrom überlagert ist. Diese Gleichströme werden auch als *pulsierende* oder *technische Gleichströme* bzw. — falls die Augenblickswerte periodisch Null werden — als *zerhackte Gleichströme* bezeichnet.



Reiner Gleichstrom (a), unperiodischer pulsierender Gleichstrom (b), periodisch pulsierender Gleichstrom (c), zerhackter Gleichstrom (d)

Reiner G. entsteht bei allen elektrochemischen Vorgängen, z. B. in Akkumulatoren und galvanischen Elementen, in Thermoelementen, in Unipolarmaschinen, in Photoelementen sowie in MHD-Generatoren. Pulsierender G. wird großtechnisch durch Generatoren aus Wechselstrom mittels Stromrichtern erzeugt. Die bei dem pulsierenden G. noch vorhandene Restwelligkeit ist gering und beträgt etwa 3%.

Während zuerst der G. in der Stromversorgung vorherrschte, wurde er seit dem Lauffener Großversuch 1891 durch den Wechselstrom (als → Drehstrom erzeugt und verteilt) verdrängt, weil dieser den großen Vorteil leichter Transformierbarkeit hat. Es gibt jedoch Fälle, in denen nur G. verwendet werden kann bzw. in denen dieser große Vorteile gegenüber dem Wechselstrom aufweist. In größerem Maße wird heute der G. in der chemischen Industrie bei der Elektrolyse, z. B. bei der Aluminiumgewinnung, benutzt. Gleichstrommotoren sind hinsichtlich ihrer Drehzahl wesentlich einfacher stell- und regelbar als andere, hieraus resultiert die Anwendung von G. beim Betrieb von elektrischen Bahnen und anderen Fahrzeugen, von Walzwerksantrieben u. ä. Große Bedeutung wird der G. bei der Übertragung großer Leistungen über große Entfernungen erlangen, da Hochspannungsleitungen für sehr hohe Spannungen (400000 V und höher) für G. wirtschaftlicher sind als für Wechselstrom.

G. gewinnt man heute an Ort und Stelle aus Wechselstrom entweder über rotierende Umformer oder durch Einschalten von Stromrichtern.

Gleichstrommaschine, 1) Sonderform der Dampfmaschine, in der der Dampf nur in einer Richtung durch den Zylinder strömt. Dabei werden die Wärmeverluste infolge wechselnden Dampfzustandes an der Zylinderwand verringert. Die Zylinderwände des Frischdampfweges sind so vor der Abkühlung durch vorbeiströmenden Abdampf geschützt, daß weniger Wärme aus der Zylinderwand abgeführt wird.

2) → elektrische Maschine.

Gleichstrompolarisation, eine Methode zur Erzeugung → polarisierter Kerne.

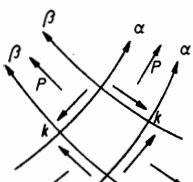
Gleichstromprozeß, Methode, bei der Stoffe unter möglichst inniger Berührung in gleicher Richtung aneinander entlanggeführt werden, um Wärmeübergangs-, Diffusions-, chemische Reaktionsvorgänge durchzuführen. Gegensatz: → Gegenstromprozeß.

Gleichstromverstärker, → Verstärker, mit denen auch sehr langsame Strom- oder Spannungsänderungen, d. h. also auch solche mit der Frequenz Null, verstärkt werden können. Die obere Grenze des Frequenzbandes (obere Grenzfrequenz) des G.s liegt dabei je nach dem Anwendungszweck im Bereich von 10^3 bis 10^8 Hz.

Zur Verstärkung kleiner Gleichströme werden Elektronenröhren und Feldeffekttransistoren in Röhrenvoltmetern und Elektrometern eingesetzt. Dabei verwendet man zur Verstärkung sehr kleiner Gleichströme von 10^{-13} bis 10^{-15} A spezielle Elektrometerröhren mit Eingangswiderständen von etwa $10^{12}\,\Omega$, die jedoch heute weitgehend von den Feldeffekttransistoren verdrängt worden sind.

Die Verstärkung kleiner Gleichspannungen erfolgt mit mehrstufigen Verstärkern. Dazu werden als aktive Elemente heute jedoch vorwiegend Transistoren bzw. integrierte Schaltkreise verwendet, nur noch selten Elektronenröhren.

Der Einsatz der G. erfolgt vor allem in der Meß- und Regelungstechnik sowie in der Rechentechnik.



1 Gleitlinienelement

Gleichungsmatrix, → lineares Gleichungssystem.

Gleichverteilungssatz, *Äquipartitionstheorem,* Aussage der klassischen Statistik, nach der im Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts im Mittel auf jeden Translations- und Rotationsfreiheitsgrad eines Moleküls die Energie $kT/2$ und auf jeden harmonischen Schwingungsfreiheitsgrad die Energie kT entfällt. Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur des Systems. Der G. gilt auch bei Wechselwirkung der Moleküle untereinander, er gilt dagegen nicht im Bereich niedriger Temperaturen und hoher Drücke, also bei der Gasentartung. Der G. gestattet die Berechnung der inneren Energie makroskopischer Körper bei Kenntnis ihrer molekularen Zusammensetzung in Abhängigkeit von der Temperatur und damit der spezifischen Wärme. So haben z. B. zweiatomige Moleküle bei Zimmertemperatur 5 Translations- oder Rotationsfreiheitsgrade, die zur Wärmekapazität beitragen. Die Wärmekapazität eines Moleküls ist deshalb $5\,k/2$; hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante. Die Molwärme bei konstantem Volumen C_v eines aus zweiatomigen Molekülen bestehenden Gases ergibt sich hieraus als Produkt der Wärmekapazität eines Moleküls mit der Loschmidtschen Zahl L zu $C_v = (5/2)\,kL = (5/2)\,R$, wobei R die universelle Gaskonstante ist, und die spezifische Wärme c_v aus dem Quotienten aus Molwärme und Molekulargewicht M zu $c_v = \frac{5}{2}\frac{R}{M}$.

Gleichzeitigkeit, → Relativität der Gleichzeitigkeit.

Gleitebenen, bestimmte kristallographisch definierte Ebenen, in denen unter der Wirkung von Schubspannungen bevorzugt die plastische Formänderung durch Abgleitung erfolgt. Die G. sind meist die am dichtesten besetzten Ebenen im Raumgitter, und die Gleitung erfolgt in Richtung der am dichtesten besetzten Gittergeraden. Ein *Gleitsystem* wird durch die G. und diese Gleitrichtung bestimmt.

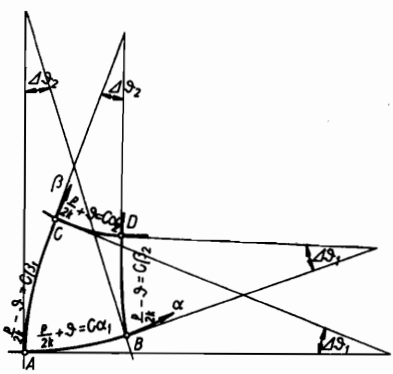
Über G. einer Versetzung → Versetzung, Abschn. VI.

Gleitentladung, elektrische Gasentladung zwischen voneinander räumlich getrennten Oberflächenladungen längs der verbindenden Fläche. Da diese G.en in sehr starkem Maße von den Eigenschaften der isolierenden Oberfläche abhängen, sind sie wenig definiert und bisher nur selten untersucht worden. Eine kurzzeitige Form ist der *Gleitfunke.*

Gleitfunke, → Gleitentladung.

Gleitlinien, bei einem ebenen Plastizitätsproblem Linien, deren Tangentenrichtung in jedem Punkt mit einer der beiden zu diesem Punkt gehörenden Gleitrichtungen übereinstimmen. Gleitrichtungen sind gegenüber den Hauptspannungsrichtungen um 45° gedreht, längs dieser Winkelhalbierenden wirkt die maximale Schubspannung. G. sind Hauptschubspannungslinien. Durch jeden Punkt laufen zwei zueinander senkrechte G., als erste und zweite oder α- und β-G. klassifiziert (Abb. 1). Die orthogonalen Kurvenscharen der α- und β-G. bilden das *Gleitlinienfeld* oder *Gleitliniennetz.* Für zahlreiche technologische Probleme sind die Gleitlinienfelder bestimmt worden. Dabei sind häufig die G. der einen Schar Geraden. Beispiele dafür sind der → zentrierte und der nichtzentrierte Fächer. Als *Leitkurve* eines nichtzentrierten Fächers bezeichnet man die Einhüllende zu geraden G. Die G. der anderen Schar sind dann die Evolventen dieser Leitkurve. Falls bei der plastischen Verformung des Materials das Fließen nur längs einer Gleitlinienschar stattfindet, sind diese G. Stromlinien des Geschwindigkeitsfeldes.

Aus den Geiringer-Gleichungen (→ Gleitlinientheorie) folgt, daß die Geschwindigkeits-



2 Erster Henckyscher Gleitliniensatz

komponente tangential zur Gleitlinie konstant ist.

Als *Isokline* eines Gleitlinienfeldes bezeichnet man eine Linie, an der der Neigungswinkel der G. konstant ist.

Die geometrischen Eigenschaften der G. lassen sich durch die Henckyschen Gleitliniensätze kennzeichnen. Der *erste Henckysche Gleitliniensatz* (Abb. 2) sagt aus, daß die Tangenten an die Kurven der einen Gleitlinienschar in ihren Schnittpunkten mit den festen Kurven der anderen Schar einen konstanten Richtungsunterschied $\Delta\vartheta$ haben.

Beweis: Durch Gleichsetzen der Henckyschen Gleichungen

$$\frac{p}{2K} + \vartheta = C_\alpha \text{ längs } \alpha\text{-G. und}$$

$$\frac{p}{2K} - \vartheta = C_\beta \text{ längs } \beta\text{-G.}$$

erhält man die Neigungswinkel ϑ der G. in den Punkten A, B, C und D:

$$\vartheta_A = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 1} - C_{\beta 1}) \quad \vartheta_C = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 2} - C_{\beta 1})$$
$$\vartheta_B = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 1} - C_{\beta 2}) \quad \vartheta_D = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 2} - C_{\beta 2})$$

Daraus folgt:

$$\vartheta_A - \vartheta_C = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 1} - C_{\alpha 2}) = \Delta\vartheta_1$$
$$\vartheta_B - \vartheta_D = \tfrac{1}{2}(C_{\alpha 1} - C_{\alpha 2}) = \Delta\vartheta_1$$
$$\vartheta_B - \vartheta_A = \tfrac{1}{2}(C_{\beta 1} - C_{\beta 2}) = \Delta\vartheta_2$$
$$\vartheta_D - \vartheta_C = \tfrac{1}{2}(C_{\beta 1} - C_{\beta 2}) = \Delta\vartheta_2$$

Der *zweite Henckysche Gleitliniensatz* (Abb. 3) besagt, daß sich beim Fortschreiten entlang einer Gleitlinie die Krümmungsradien der anderen Schar in den Schnittpunkten proportional zur zurückgelegten Bogenlänge s ändern.

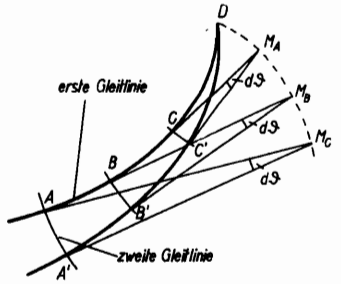
Unter Verwendung der Definition der Krümmungsradien $R_{\alpha/\beta}$ der G.n folgt aus der Skizze

$$\frac{\partial(R_\alpha \Delta\vartheta)}{\partial s_\beta} \approx \frac{(R_\alpha - \Delta s_\beta)\Delta\vartheta - R_\alpha \Delta\vartheta}{\Delta s_\beta} = -\Delta\vartheta \tag{1}$$

Entsprechend dem ersten Henckyschen Gleitliniensatz gilt $\Delta\vartheta = \text{konst}$. Damit erhält man aus (1)

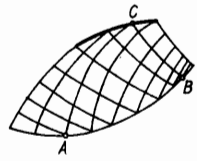
$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial R_\alpha}{\partial s_\beta} &= -1 \text{ und analog} \\ \frac{\partial R_\beta}{\partial s_\alpha} &= 1 \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Satz von Prandtl (Abb. 4): Beim Fortschreiten längs einer Gleitlinie der einen Schar bilden die Krümmungsmittelpunkte der G. der anderen Schar eine Evolvente jener festen Gleitlinie der ersten Schar. Der Satz von Prandtl ist eine Spezifikation des zweiten Henckyschen Gleitliniensatzes. Im Punkt D, in dem die Evolvente $M_C M_B M_A D$ die Gleitlinie $ABCD$ trifft, wird der Abstand der beiden benachbarten ersten G. sowie der Krümmungsradius der zweiten Gleitlinie Null. Damit ist D ein Punkt der Einhüllenden der ersten G., und die zweite Gleitlinie hat dort eine Spitze.



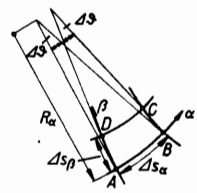
4 Satz von Prandtl

Besitzen die G. einer Schar eine Einhüllende, so heißt diese *Grenz-* oder *Bruchlinie* (Abb. 5). Es ist nicht möglich, die G. der anderen Schar über diese Grenze hinaus fortzusetzen. Sind längs des Randes AB die Schubspannung und die Normalspannung gegeben, dann wird das Einflußgebiet durch die G. AC und BC begrenzt. Da der Punkt C auf der Einhüllenden der einen Schar, also auf einer Grenzlinie, liegt, ist es auch durch eine Erweiterung der Randlinie über A und B hinaus nicht möglich, ein Einflußgebiet mit C als innerem Punkt zu erhalten. Das Spannungsfeld längs einer Grenzlinie kann durch folgende Angaben beschrieben werden: 1) Die Ableitung der inneren Komponente der Spannung in Richtung der Normalen ist unendlich. 2) Die Ableitung der inneren Komponente in Tangentenrichtung sowie die Ableitungen der äußeren Spannungskomponenten in Tangenten- und Normalenrichtung sind endlich. 3) Speziell sind die Ableitung der Schubspannung in der Tangentenrichtung und die Ableitung der äußeren Normalspannung in Normalenrichtung Null. Der Name Bruchlinie wurde deshalb gewählt, weil längs dieser Linie die Schiebungsgeschwindigkeit unendlich ist.



5 Grenzlinie

Bei Verwendung der Spannungs-Dehnungs-Beziehungen von Mises sind die Formänderungsgeschwindigkeiten der Spannungsdeviation proportional. Damit sind die G. gleichzeitig Linien maximaler Schiebungsgeschwindigkeit. Da die Normalspannungen, die quer zu den G. übertragen werden, gleich der mittleren Normalspannung sind, verschwinden die Normalkomponenten des Spannungsdeviators. Daraus folgt, daß für ein Linienelement in Gleitrichtung die Dehnungsgeschwindigkeit Null ist.



3 Zweiter Henckyscher Gleitliniensatz

Unausdehnbarkeit der G. folgt aus den Spannungs-Formänderungs-Beziehungen nach Levy/Mises. Da quer zu den G. Normalspannungen von der Größe der mittleren Normalspannung übertragen werden, sind die Normalkomponenten des Spannungsdeviators und damit auch die Dehnungsgeschwindigkeiten Null.

Durch die Verknüpfung der Spannungsdeviation mit den Formänderungsgeschwindigkeiten gehört zu jedem Gleitlinienfeld ein bestimmtes Geschwindigkeitsfeld. Es ist somit möglich, Gleitlinienfelder auf ihre kinematische Richtigkeit zu überprüfen.

Gleitlinientheorie, Lösungsmethode für Probleme des ebenen Deformationszustandes bei starr-idealplastischem Werkstoffverhalten. Bei der Lösung statisch bestimmter Probleme (→ Plastizitätstheorie) liegen 3 Spannungsgleichungen, die Gleichgewichtsbeziehungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

und die Fließbedingung nach Mises

$$(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\sigma_{xy}^2 = 4k^2 \qquad (2)$$

für die 3 gesuchten Spannungen vor. Werden die Spannungen σ_{xx}, σ_{yy} und σ_{xy} durch die unbekannten Funktionen p und ϑ in der Form

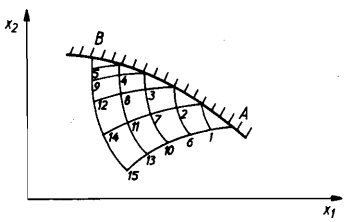
$$\left.\begin{aligned}\sigma_{xx}\\ \sigma_{yy}\end{aligned}\right\} = p \pm k \sin 2\vartheta$$
$$\sigma_{xy} = -k \cos 2\vartheta \qquad (3)$$

ausgedrückt, so wird mit diesen Gleichungen die Misessche Fließbedingung erfüllt. Durch Einsetzen der Beziehungen (3) in die Gleichgewichtsbedingungen (1) und Drehung des x,y-Systems, so daß es mit den Tangenten an die α,β-Gleitlinien zusammenfällt, ist die Integration möglich. Der Neigungswinkel ϑ der Gleitlinien wird damit Null.

Die entstehenden Beziehungen

$$\left.\begin{aligned}&p + 2k\vartheta = f(s_\beta) =\\ &= \text{konst. längs } \alpha\text{-Gleitlinien}\end{aligned}\right\}$$
$$\left.\begin{aligned}&p - 2k\vartheta = g(s_\alpha) =\\ &= \text{konst. längs } \beta\text{-Gleitlinien}\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

werden *Henckysche Gleichungen* genannt. p ist die mittlere Normalspannung, k die Schubfließgrenze; s_α, s_β sind die Bogenlängen der Gleitlinien. Sie bringen zum Ausdruck, daß sich die mittlere Normalspannung entlang der Gleitlinien proportional dem Winkel ϑ ändert. Liegen die Spannungsrandbedingungen vor, so kann auf der Grundlage der *Randwertprobleme nach Prager und Hodge* das Gleitlinienfeld berechnet werden.



1 Erstes Randwertproblem nach Prager und Hodge

Erstes Randwertproblem (Abb. 1): Längs einer Kurve, die nicht selbst eine Gleitlinie ist, sind die Normal- und die Schubspannungsverteilungen vorgegeben und damit aus den Beziehungen

$$\left.\begin{aligned}&p = \sigma_n - k \sin 2(\vartheta - \varphi),\\ &\vartheta = \varphi + \frac{2m+1}{2}\pi \pm \frac{1}{2}\arccos\frac{\tau_n}{k}\end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

die mittlere Normalspannung und der Neigungswinkel der Gleitlinien bekannt. Das Vorzeichen in der Bestimmungsgleichung für ϑ kann nur durch zusätzliche physikalische Bedingungen festgelegt werden.

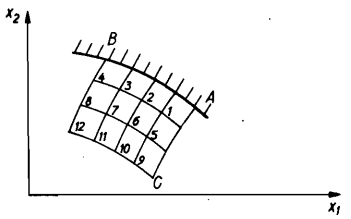
Zweites Randwertproblem (Abb. 2): Der Rand selbst ist eine Gleitlinie. Die Konstruktion des Gleitlinienfeldes wird möglich, wenn eine Gleitlinie der anderen Schar, die den Rand schneidet, vorgegeben ist.

Drittes Randwertproblem (Abb. 3): Längs eines Randes, der eine Gleitlinie schneidet und selbst keine Gleitlinie ist, sind entweder p oder ϑ vorgegeben.

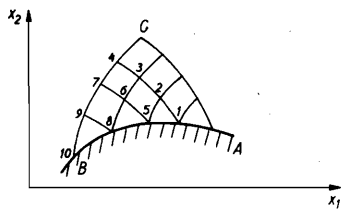
Da die Gleitlinien die Charakteristiken des hyperbolischen Systems

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial p}{\partial x_1} + 2k\left(\cos 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} + \sin 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2}\right) = 0\\ &\frac{\partial p}{\partial x_2} + 2k\left(\sin 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial x_1} - \cos 2\vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial x_2}\right) = 0\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

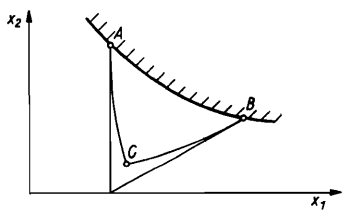
sind, entsprechen die dargestellten Randwertprobleme dem Cauchyschen, dem Riemannschen und dem gemischten Problem des angegebenen Systems. Die Konstruktion bzw. Berechnung des Gleitlinienfeldes erfolgt z. B. nach der Sekanten- oder der Tangentennäherungsmethode unter Verwendung des ersten Henckyschen Gleitliniensatzes und der Henckyschen Gleichungen. Mit Hilfe der Zahlenangaben in den Abb. wurde die Reihenfolge angegeben, in der die Punkte bestimmt werden.



2 Zweites Randwertproblem nach Prager und Hodge



3 Drittes Randwertproblem nach Prager und Hodge

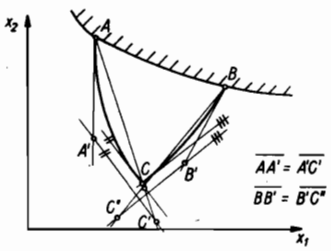


4 Tangentennäherungsmethode am Beispiel des ersten Randwertproblems

Tangentennäherungsmethode (Abb. 4): In den Punkten *A* und *B* werden die Tangenten an die Gleitlinien angetragen, der Schnittpunkt ergibt näherungsweise den gesuchten Punkt *C*. Die Neigungen der Tangenten in den Randpunkten folgen aus der Schubspannungsrandbedingung, während die Neigungen in den dem Rand benachbarten Punkten (erstes Randwertproblem

nach Prager und Hodge) mit Hilfe der Henckyschen Gleichungen bzw. des ersten Henckyschen Gleitliniensatzes bestimmt werden. Eine Anwendung des Verfahrens auf die übrigen Randwertprobleme ist möglich. Nur bei kleinen Maschenweiten ist eine genügende Genauigkeit zu erzielen.

Sekantennäherungsmethode (Abb. 5): Hier werden die Gleitlinien stückweise durch Kreisbögen ersetzt. Konstruktionsgang: Durch den Punkt A wird die Tangente an die Gleitlinie AC in A gelegt und darauf ein beliebiger Punkt A' markiert. Anschließend wird durch den Punkt A' eine Parallele zur Tangente an die Gleitlinie AC in C gezogen und ein Punkt C' so festgelegt, daß $AA' = A'C'$ gilt. Eine analoge Konstruktion erfolgt von B aus. Der Schnittpunkt der Sekanten AC' und BC'' ergibt den gesuchten Punkt C.



5 Sekantennäherungsmethode am Beispiel des ersten Randwertproblems

Die Neigungen der Tangenten in den Randpunkten folgen aus der Schubspannungsrandbedingung, während die Neigungen in den dem Rand benachbarten Punkten (erstes Randwertproblem nach Prager und Hodge) mit Hilfe der Henckyschen Gleichungen bzw. des ersten Henckyschen Gleitliniensatzes bestimmt werden. Analytische Lösung: Sind die Gleitlinien AB und AC bekannt, so ergeben sich die Koordinaten des gesuchten Punktes D als Schnittpunkt der Sekanten BD und CD.

$$\left.\begin{aligned} x_{1D} &= \frac{x_{2B} - x_{2C} + Ax_{1C} - Bx_{1B}}{A - B} \\ x_{2D} &= \frac{Ax_{2B} - Bx_{2C} + AB(x_{1C} - x_{1B})}{A - B} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} A &= \tan \tfrac{1}{2}(\vartheta_C + \vartheta_D) \\ B &= -\cot \tfrac{1}{2}(\vartheta_B + \vartheta_D) \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Der noch unbekannte Winkel ϑ_D folgt durch Anwendung des ersten Henckyschen Gleitliniensatzes.

$$\vartheta_D = \vartheta_B + \vartheta_C - \vartheta_A \quad (9)$$

Die Spannungsauswertung der berechneten Gleitlinienfelder erfolgt mit Hilfe der Henckyschen Gleichungen (4) und der Beziehungen (3).

Das Geschwindigkeitsfeld bei der Deformation eines starr-idealplastischen Werkstoffes wird durch die *Geiringer-Gleichungen* beschrieben. Es gilt:

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{d}v_\alpha - v_\beta \,\mathrm{d}\vartheta = 0 \text{ längs } \alpha\text{-Gleitlinien}, \\ &\mathrm{d}v_\beta + v_\alpha \,\mathrm{d}\vartheta = 0 \text{ längs } \beta\text{-Gleitlinien}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

v_α ist die Geschwindigkeitskomponente tangential zur α-Gleitlinie, v_β die Geschwindigkeitskomponente tangential zur β-Gleitlinie, ϑ der Neigungswinkel der Gleitlinien. Ist ein Gleitlinienfeld bekannt, dann kann mit Hilfe der Geiringer-Gleichungen und der Geschwindigkeitsrandbedingungen die Geschwindigkeitsverteilung im plastischen Gebiet berechnet werden. Da die Charakteristiken der Spannungs- und der Geschwindigkeitsgleichungen übereinstimmen, entsprechen die Randwertprobleme für die Geschwindigkeiten den Randwertproblemen für die Spannungen.

Aus den Geiringer-Gleichungen folgt, daß die Geschwindigkeit längs gerader Gleitlinien ($\mathrm{d}\vartheta = 0$) und längs Stromlinien (→ Stromlinie) konstant ist.

Gleitmodul, → Schubelastizitätsmodul.

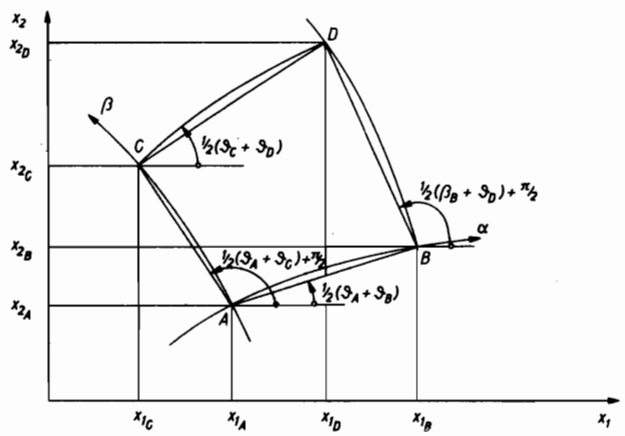
Gleitreibung, → Reibung.

Gleitrichtung, → Gleitlinien.

Gleitspiegelebene, 1) das aus einer Gleitspiegelung als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement.

2) eine Ebene, deren Punkte bei einer Gleitspiegelung auf Punkte derselben Ebene abgebildet werden.

Gleitspiegelung 1) Raumbewegung (→ Symmetrie), die sich in eine Spiegelung an einer Ebene und eine Translation zerlegen läßt. Die Zerlegung läßt sich stets so vornehmen, daß der Translationsvektor zur Ebene, an der gespiegelt wird, parallel liegt; der dieser Zerlegung entsprechende Translationsvektor heißt *Gleitkomponente* oder *Translationskomponente*.



6 Sekantennäherungsmethode am Beispiel des zweiten Randwertproblems

2) eine der Raumbewegung 1) entsprechende Deckoperation oder Symmetrieoperation.

Gleitsystem, → Gleitebenen.

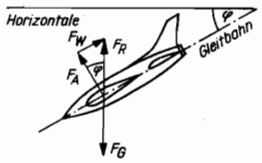
Gleitung, → Winkeländerung.

Gleitwinkel, → Reibung, → Gleitzahl.

Gleitzahl, das Verhältnis des → Strömungswiderstandes F_W zum → Auftrieb F_A eines → Tragflügels oder eines ganzen Flugzeuges: $\varepsilon = F_W/F_A$. Unter Verwendung der dimensionslosen Größen von Widerstandsbeiwert c_W und Auftriebsbeiwert c_A kann für die G. auch geschrieben werden: $\varepsilon = c_W/c_A$.

Gleitzone

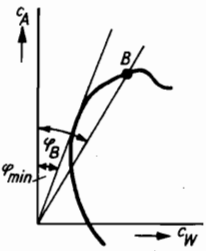
Beim stationären geradlinigen Gleitflug eines motorlosen Flugzeuges ist die resultierende Luftkraft F_R entgegengesetzt gleich dem Gewicht F_G (Abb. 1). Damit ergibt sich die Beziehung $\tan\varphi = F_W/F_A = \varepsilon$. Die G. entspricht also dem Tangens des Neigungswinkels der



1 Gleitwinkel φ

Gleitbahn gegen die Horizontale; aus dieser anschaulichen Bedeutung für den Segelflug erhielt ε auch seine Bezeichnung. Die G. hängt im wesentlichen von der geometrischen Form des Tragflügels und vom → Anstellwinkel ab.

Der Gleitwinkel φ kann unmittelbar der Darstellung der → Polare entnommen werden, wenn für c_A und c_W der gleiche Maßstab benutzt wird (Abb. 2). Der zu einem Punkt B auf der Polare gehörige Gleitwinkel φ_B ist der Winkel zwischen Ordinate und Nullpunktsstrahl durch B. Tangiert der Nullpunktsstrahl die Polare, so erhält man den minimalen Gleitwinkel φ_{min}, der besonders bei Segelflugzeugen eine sehr wichtige flugmechanische Leistungsgröße darstellt. Durch optimale Formgebung erreicht man bei großen → Seitenverhältnissen günstige G.en; sie betragen bei Segelflugzeugen $\varepsilon = 1:25\cdots1:40$, bei Motorflugzeugen $\varepsilon = 1:15$.



2 Ermittlung des Gleitwinkels φ im Polardiagramm

Gleitzone, die Zone, an deren Berührungsfläche mit dem Werkzeug Gleitreibung herrscht.

Glieder mit konstanten Parametern, alle Übertragungsglieder, deren Ursache-Wirkung-Beziehung sich durch Systeme linearer Differential- oder Differenzengleichungen mit konstanten Koeffizienten beschreiben läßt. Diese Glieder können linear und stetig oder diskontinuierlich sein oder zu stetigen und diskontinuierlichen mehrdimensionalen Systemen gehören. Sie spielen in der Regelungstechnik und in der Nachrichtentechnik eine wichtige Rolle.

1) Bei *stetigen linearen Gliedern* besteht zwischen Eingangsgröße y und Ausgangsgröße x, die beide als analoge kontinuierliche Signale angenommen werden, eine Differentialgleichung n-ter Ordnung mit konstanten Koeffizienten a_l, b_j der Form $\sum_{l=0}^{n} a_l p^{n-l}\, x = \sum_{j=0}^{m} b_j p^{m-j} y$, wenn $p = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}$. Bei gegebenem Ursachenverlauf $y(t)$ ergibt sich die Wirkung $x(t)$ in Abhängigkeit vom Anfangszustand $(x(0), px(0), \ldots, p^{n-1}x(0))$ eindeutig durch den Ausdruck $x = \frac{I^n}{\sum_{l=0}^{n} a_l I^l} \cdot \left(\sum_{j=0}^{m} b_j p^{m-j}\right) y + \frac{1}{\sum_{l=0}^{n} a_l I^l} \sum_{k=0}^{n-1} \sum_{l=0}^{k} a_l p^k x(0) \frac{t^k}{k!}$.

Hierbei ist $I = \int_0^t \mathrm{d}t$ der Integrationsoperator und $\frac{1}{\sum_{l=0}^{n} a_l I^l} = \left(\sum_{l=0}^{n} a_l I^l\right)^{-1}$ der inverse Operator zu $\sum a_l I^l$. Dieser kann dadurch erhalten werden, daß man $\left(\sum_{l=0}^{n} a_l u^l\right)^{-1}$ in eine Potenzreihe nach u entwickelt und anschließend für u wieder I substituiert. Der Übertragungsoperator eines solchen Gliedes bei verschwindendem Anfangszustand ist $G = \frac{I^n}{\sum_{l=0}^{n} a_l I^l} \left(\sum_{j=0}^{m} b_j p^{m-j}\right)$.

Nach der symbolischen Methode entspricht dem Differentialoperator $p = \mathrm{d}/\mathrm{d}t$ die komplexe Variable p und dem Integraloperator I die reziproke Variable $1/p$. Damit erhält man den Übertragungsoperator der Form

$$G(p) = \frac{\sum_{j=0}^{m} b_j p^{m-j}}{\sum_{l=0}^{n} a_l p^{n-l}}.$$

Die symbolische Methode, die von Heaviside stammt, kann mit Hilfe der Laplace-Transformation gerechtfertigt werden. Hiernach ordnet man jeder Zeitfunktion $f(t)$ mit gewissen Wachstumsforderungen für t eine Funktion $F(p)$ der komplexen Variablen p zu nach der Vorschrift $F(p) = L(f(t)) = \int_0^\infty f(t)\, \mathrm{e}^{-pt}\, \mathrm{d}t$. Wendet man diese Integraltransformation vor allem unter Benutzung der Regel $L(f'(t)) = pL(f(t)) - f(0)$ auf die beschreibende Differentialgleichung an, so erhält man das gleiche Resultat wie nach der symbolischen Methode.

Das Polynom $\sum_{l=0}^{n} a_l w^{n-l} = P_n(w)$ nennt man *charakteristisches Polynom* eines solchen Gliedes. Hat dieses die Nullstellen $w_1, w_2, \ldots, w_r$ mit den Vielfachheiten $k_1, k_2, \ldots, k_r$, so hat die allgemeine Lösung der homogenen Gleichung die Form $\sum_{j=1}^{r} \sum_{l=0}^{k_j-1} a_{lj} \frac{t^l}{l!} \mathrm{e}^{w_j t}$. Dies sind die allgemeinsten Eigenbewegungen eines solchen Gliedes, die allein auf Grund eines vom Nullzustand verschiedenen Anfangszustands des Gliedes zustandekommen.

Ein solches Glied ist asymptotisch stabil, wenn alle Eigenbewegungen mit wachsender Zeit gegen Null streben (→ Stabilität). Dies ist genau dann der Fall, wenn alle charakteristischen Wurzeln w_j einen negativen Realteil haben.

2) *Diskontinuierliche lineare Glieder-Impulssysteme.* Hier sind Eingangs- und Ausgangssignal sogenannte Abtastsignale, d. h. Zahlenfolgen y_l bzw. x_l, die durch Abtastung aus einem stetigen Signal gewonnen werden können. In $y_l = y(lT)$; $x_l = x(lT)$ ist T die Tastzeit oder der Takt.

Bei den Impulsgliedern besteht zwischen Ursache und Wirkung eine Beziehung der Form $\sum_{l=0}^{n} a_l z^{n-l}\, x_r = \sum_{j=0}^{m} b_j z^{m-j} y_r$ als Rekursionsgleichung oder der Form $\sum_{l=0}^{n} a_l \Delta^{n-l}\, x_r = \sum_{j=0}^{m} b_j \Delta^{m-j} y_r$ als Differenzengleichung. Die Grundoperatoren z und Δ haben dabei die Bedeutung $zf_l = f_{l+1}$ und $\Delta = (z-1)/T$. Beide Darstellungen lassen sich nach der binomischen Formel leicht ineinander umrechnen. Bei ge-

gebenem Ursachenverlauf y_t ergibt sich die Wirkung x_t in Abhängigkeit vom Anfangszustand $(x_0, x_1, \ldots, x_{n-1})$ eindeutig durch den Ausdruck $x = \frac{z^{-n}}{\sum_{i=0}^{n} a_i z^{-i}} \left(\sum_{j=0}^{m} b_j z^{m-j}\right) y + \frac{1}{\sum_{i=0}^{n} a_i z^{-i}} \cdot \sum_{j=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{j} a_i z^i x_0 z^{-j}$, wobei die Folgensignale geschrieben sind in der Form $x = \sum_{i=0}^{\infty} x_i z^{-i}$ bzw. $y = \sum_{j=0}^{\infty} y_j z^{-j}$. Eine äquivalente Darstellung ergibt sich durch den Differenzenoperator in der Gestalt $x = \frac{\Delta^{-n}}{\sum_{i=0}^{n} a_i \Delta^{-i}} \left(\sum_{j=0}^{m} b_j \Delta^{m-j}\right) y +$ $+ \frac{1}{\sum_{i=0}^{n} a_i \Delta^{-i}} \sum_{j=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{j} a_i \Delta^j x_0 \frac{t^{[j]}}{j!}$ mit den faktoriellen Polynomen $\frac{t^{[j]}}{j!} = t(t-1)\cdots(t-(j-1))$. Die in diesen Darstellungen vorkommenden inversen Operatoren $\left(\sum_{i=0}^{n} a_i z^{-i}\right)^{-1}$ und $\left(\sum_{i=0}^{n} a_i \Delta^{-i}\right)$ können in 1) durch Potenzreihenentwicklung gewonnen werden, falls $x_i \equiv 0$ für $i < 0$ und $y_i \equiv 0$ für $i < 0$.

Der Übertragungsoperator eines solchen Gliedes bei verschwindendem Anfangszustand ist $G(z) = \frac{z^{-n}}{\sum_{i=0}^{n} a_i z^{-i}} \left(\sum_{j=0}^{m} b_j z^{m-j}\right)$ bzw. $G(\Delta) = \frac{\Delta^{-n}}{\sum_{i=0}^{n} a_i \Delta^{-i}} \left(\sum_{j=0}^{m} b_j \Delta^{m-j}\right)$.

Nach der symbolischen Methode entspricht dem Verschiebeoperator z die komplexe Variable z. Damit erhält man den Übertragungsoperator in der Form $G(z) = \frac{\sum_{j=0}^{m} b_j z^{m-j}}{\sum_{i=0}^{n} a_i z^{n-i}}$ bzw. in seinem Ausdruck durch Δ. Die symbolische Methode kann in diesem Falle mit Hilfe der Z-Transformation gerechtfertigt werden. Hiernach ordnet man jeder Folge f_t mit einem gewissen Wachstumsverhalten für $i \to \infty$ eine Funktion $F(z)$ der komplexen Variablen z zu nach der Vorschrift $F(z) = Z(f_t) = \sum_{i=0}^{\infty} f_i z^{-i}$. Wendet man diese Signaltransformation unter Benutzung der Regel $Z(zf_t) = zZ(f_t) - f_0$ auf die beschreibende Rekursionsgleichung an, so erhält man das gleiche Resultat wie nach der symbolischen Methode.

Das Polynom $\sum_{i=0}^{n} a_i w^{n-i} = P_n(w)$ nennt man charakteristisches Polynom eines solchen Gliedes. Hat dieses die Nullstellen $w_1, w_2, \ldots, w_r$ mit den Vielfachheiten $k_1, k_2, \ldots, k_r$, so hat die allgemeine Lösung der homogenen Gleichung die Form $\sum_{j=1}^{r} \sum_{t=0}^{k_j-1} a_{tj} \frac{(t/T)^{[t]}}{i!} w_j^{((t-tT)/T)} t = rT$ für die Rekursionsgleichung bzw. $\sum_{j=1}^{r} \sum_{t=0}^{k_j-1} a_{tj} \cdot \frac{t^{[t]}}{i!} (w_j T + 1)^{((t-tT)\ T)} t = rT$ für die Differenzengleichung.

Dies sind die allgemeinsten Eigenbewegungen eines solchen Gliedes, die allein auf Grund eines vom Nullzustand verschiedenen Anfangszustandes des Gliedes zustandekommen.

Ein solches Glied ist asymptotisch stabil, wenn alle Eigenbewegungen mit wachsender Zeit gegen Null streben (→ Stabilität). Dies ist genau dann der Fall, wenn alle charakteristischen Wurzeln w_j dem Inneren des Einheitskreises angehören.

3) *Stetige und diskontinuierliche mehrdimensionale Systeme.* Hier werden nur die Resultate für die stetigen mehrdimensionalen Systeme angegeben, die entsprechenden Ergebnisse für die diskontinuierlichen mehrdimensionalen Systeme erhält man durch den gleichen Übergang wie von 1) zu 2). Eingangs- und Ausgangssignale dieser Glieder sind Vektorfunktionen des n-dimensionalen Raumes, d. h. n-dimensionale Vektoren, deren Komponenten Zeitfunktionen sind. Zwischen ihnen besteht eine Differentialgleichung endlicher Ordnung im n-dimensionalen Raum mit Koeffizientenmatrizen, deren Elemente konstant sind. In $\sum_{i=0}^{N} A_i P^{N-i} x = \sum_{j=0}^{M} B_j P^{M-j} y$ ist P eine Diagonalmatrix, deren Hauptdiagonalelemente alle gleich dem eindimensionalen Differentiationsoperator $p = \mathrm{d}/\mathrm{d}t$ sind. Durch Variablentransformation kann man diese Differentialgleichung auf ein System von n Differentialgleichungen 1. Ordnung zurückführen, wobei n hinreichend groß zu wählen ist: $Px = Ax + y$.

Durch Variablentransformation lassen sich auch die behandelten Fälle 1) und 2) so darstellen. Bei gegebenem Ursachenverlauf $y(t)$ ergibt sich unter Beachtung des Anfangszustandes $X_0 = (x_1(0), x_2(0), \ldots, x_n(0))$ die Wirkung $x(t)$ eindeutig durch den Ausdruck $x = \frac{J}{1 - AJ} y + \frac{1}{1 - AJ} x_0$. Hierin ist $(1 - AJ)^{-1}$ der inverse Operator zu $1 - AJ$, der über die Potenzreihenentwicklung (geometrische Reihe) berechnet werden kann, J ist eine Diagonalmatrix, deren Diagonalelemente alle dem eindimensionalen Integrationsoperator I gleich sind.

Der Übertragungsoperator eines solchen Gliedes bei verschwindendem Anfangszustand ist $G(J) = \frac{J}{1 - AJ}$; die zugehörige Gewichtsfunktion ist die Matrixexponentialfunktion $e^{At} = 1 + At + \frac{A^2 t^2}{2!} + \cdots + \frac{A^n t^n}{n!} + \cdots$

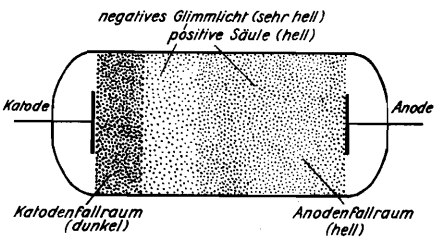
Nach der symbolischen Methode entspricht $G(J)$ die komplexe Matrix $G(p) = \frac{1}{P - A}$. P hat nun auf der Hauptdiagonalen die komplexe Variable p. Zum gleichen Ergebnis gelangt man, indem man die Ausgangsgleichung der Laplace-Transformation unterwirft.

Die Eigenbewegungen sind die Lösungen der homogenen Gleichung $(P - A)\, x = 0$, die in der Form $\frac{1}{1 - AJ} x_0$ dargestellt werden können.

Bei ihrer konkreten Gestalt spielt die Jordansche Normalform von A eine entscheidende Rolle. Sind die Eigenwerte w_i von A alle voneinander verschieden, so hat die allgemeine Eigenbewegung die Form $\sum_{i=1}^{N} a_i e^{w_i t} e_i$, in der die e_i Eigenvektoren der Matrix A sind. Ein solches Glied ist asymptotisch stabil, wenn mit wachsender Zeit alle Eigenbewegungen gegen Null streben. Offenbar ist dies genau dann der Fall, wenn alle Eigenwerte von A einen negativen Realteil haben.

Glimmbogen, Übergangsform zwischen Glimmentladung und Bogenentladung.

Glimmentladung, elektrische Gasentladung, die bei kleineren Drücken mit relativ geringer Stromdichte, aber selbständig brennt (Abb.). In ihr bildet sich zwischen Katodenfallraum und positiver Säule durch häufige Anregungsprozesse das *negative Glimmlicht* aus. In der G. bleibt die Temperatur von Elektroden und Wänden vergleichsweise klein, weil wegen der geringen Stromdichte durch den Ladungsträgeraufprall nur geringe Wärmemengen entstehen und weil der geringe Druck einen stärkeren Energieaustausch zwischen den im elektrischen Feld vorzugsweise beschleunigten Elektronen und den schwereren Teilchen und damit auch mit den Gefäßwänden verhindert. Aus dem gleichen Grunde weichen im Plasma der G. die Temperaturen der einzelnen Teilchensorten erheblich voneinander ab. Während die Temperatur der Elektronen beträchtliche Werte von 10^3 bis 10^5 K annehmen kann, bleibt die der Ionen und der Neutralteilchen in der Nähe der Umgebungstemperatur. Die Teilchen des Säulenplasmas befinden sich daher in solchen G.en meist nur im partiellen thermodynamischen Gleichgewicht; das Plasma ist nicht isotherm. Bei niedrigen Drücken weist die positive Säule (→ Gasentladung) der G. eine visuell wahrnehmbare Schichtung auf, die dadurch zustande kommt, daß die vom negativen Glimmlicht in diesem Gebiet beschleunigten Elektronen erst nach Durchlaufen einer Strecke genügend Energie zur Anregung aufgenommen haben und nach Abgabe dieser Energie erneut eine Strecke bis zur nächsten Anregung durchlaufen müssen. Diese Folge von Energieaufnahme und -abgabe zeigt sich auch in anderen Eigenschaften des Plasmas, z. B. in seinem Potential, in der Konzentration und in der Temperatur der Träger. Die Strom-Spannungs-Charakteristik (→ Gasentladung) der G. ist über weite Bereiche fallend. Nach ihrem Verlauf unterscheidet man subnormale, normale und anormale G.en. Hat die G. einen positiven Anodenfall, so kann in unmittelbarer Nähe der Anode durch Elektronenstoßanregung eine leuchtende dünne Schicht, die *Glimmhaut*, entstehen. Diese Bezeichnung wird mitunter auch fälschlich für das negative Glimmlicht gebraucht.



Erscheinungsbild der Glimmentladung

Glimmentladungsgleichrichter, → Gasentladungsgleichrichter.

Glimmentladungslichtquelle, → Gasentladungslichtquelle.

Glimmfunke, kurzzeitige Glimmentladung oder kurzzeitiger Glimmbogen.

Glimmhaut, → Glimmentladung.

Glimmlampe, → Gasentladungslichtquelle.

Glimmlicht, → Glimmentladung.

Glimmröhre, Gasentladungsröhre mit kalter Katode, die im Gebiet der normalen Glimmentladung arbeitet. Die G.n werden als Signalisierungsröhren zur Überwachung von Spannungen, in Impulsschaltungen sowie zur Stabilisierung von Gleichspannungen verwendet (→ Stabilisatorröhre).

globale Erhaltungssätze, die (im Prinzip) für den ganzen dreidimensionalen Raum geltenden → Erhaltungssätze. Die g.n E. folgen aus lokalen Erhaltungssätzen, die durch das Verschwinden der Viererdivergenz eines Stromvektors $j_\mu(x)$, d. h. $\sum_{\mu=0}^{3} \partial j_\mu / \partial x^\mu = 0$ charakterisiert sind, durch Integration über den gesamten Raum; insbesondere muß dabei die Ladung $Q(t) = \int j_0(\vec{r}, t)\, d^3\vec{r}$ zeitlich konstant sein.

globale Symmetrie. → Gruppentheorie in der Physik.

Globalstrahlung, G, die Summe der auf eine horizontale Fläche auffallenden direkten → Sonnenstrahlung S und der kurzwelligen diffusen → Himmelsstrahlung H; $G = S + H$. Die Himmelsstrahlung entsteht dabei durch Streuung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre (→ Extinktion). Demgegenüber wird als *Zirkumglobalstrahlung* die auf eine Kugeloberfläche aus allen Richtungen einfallende Strahlung (Sonnen-, Himmels- und Reflexstrahlung des Erdbodens) bezeichnet. Der Anteil von Sonnen- und Himmelsstrahlung an der G. ist stark von den Trübungs- und Bewölkungsverhältnissen abhängig. Das Spektrum der G. ist jedoch sowohl für wolkenlosen als auch für bedeckten Himmel nahezu konstant (Abb.).



1 Spektrum der Globalstrahlung für wolkenlosen Himmel (1) und bedeckten Himmel (2)

Meßgeräte für G. werden als → Pyranometer bezeichnet.

Globar, → Ultrarotspektroskopie.

Globule, → Kosmogonie.

Glorie, → Kranz.

Glove-Box, → heiße Zelle.

Glow-Kurve, 1) → Lumineszenz. 2) → Dosimeter 3.6).

Glühbehandlung, das Erhitzen fester Stoffe, besonders von Stahl und Legierungen, mit nicht zu rascher Erkaltung. Die Glühbedingungen (Glühtemperatur, Glühdauer, Abkühlungsgeschwindigkeit) richten sich nach der beabsichtigten Wirkung.

Bei Stählen unterscheidet man: 1) G. unter dem Umwandlungspunkt ohne Gefügeumwandlung. Die *Spannungsfreiglühbehandlung* erfolgt bei 450 bis 650 °C, danach muß langsam abgekühlt werden. Alle inneren Spannungen verschwinden ohne Einbuße an Festigkeit. Die *Rekristallisationsglühbehandlung* bei Temperaturen von etwa 500 bis 700 °C bildet durch Kaltverformung verzerrtes Gefüge wieder zurück und beseitigt dadurch bedingte Sprödigkeit. Bei der *Weichglühbehandlung* erhält man weichen Stahl für die Kaltverformung. Man erwärmt auf 600 bis 700 °C und glüht 1 bis 3 Stunden. Dabei wird der steifige Zementit in körnigen umgewandelt.

2) G. über dem Umwandlungspunkt mit Gefügeumwandlung. Bei der *Normalglühbehandlung* wird der Stahl je nach Kohlenstoffgehalt auf 700 bis 900 °C erhitzt und an ruhiger Luft abgekühlt. Grobkörniger Stahl erhält dabei sein normales feines Gefüge. Fehler und Ungleichmäßigkeiten des Gefüges verschwinden dabei. Die *Hochglühbehandlung* (*Grobkornglühbehandlung*) bei Temperaturen dicht unterhalb der Erstarrungslinie mit nachfolgendem langsamem Abkühlen bis zum Umwandlungspunkt und anschließendem beliebigem Abkühlen dient zur Erzielung eines gröberen Kornes, das die Bearbeitbarkeit verbessert. Die *Diffusionsglühbehandlung* bei Temperaturen dicht unterhalb des Schmelzpunktes mit langzeitigem Halten auf dieser Temperatur und nachfolgendem beliebigem Abkühlen dient zum Ausgleich (Homogenisieren) von Seigerungen und Gefügeunregelmäßigkeiten durch Diffusion der Legierungselemente.

3) Sonstige Glühverfahren. Als *Tempern* bezeichnet man die G. von weißem Gußeisen. Durch *Lösungsglühbehandlung* werden ausscheidungsfähige Bestandteile metallischer Werkstoffe in Mischkristallen gelöst, die bei tieferen Temperaturen durch Entmischen wieder ausscheiden können (Aushärtung).

Unter *Blankglühbehandlung* versteht man die G. von Metallen im Vakuum oder unter einem Schutzgasmantel (z. B. Kohlenmonoxid, Wasserstoff). Es verhindert die Oxydation oder beseitigt eine vorhandene Oxidschicht und macht so die Oberflächen des Werkstückes für die weitere Bearbeitung blank.

Lit. Lüpfert: Metallische Werkstoffe (5. Aufl. Leipzig 1958).

Glühemission, thermische → Elektronenemission.

Glühfarben, Farben eines glühenden Körpers, die mit Hilfe der → Planckschen Strahlungsformel eine Abschätzung der Temperatur des betreffenden Körpers gestatten.

Glühkatode, eine Elektrode in Elektronenröhren. Die G. ermöglicht durch Glühemission einen Elektronenstrom.

Die heute am meisten verwendete G. ist die Bariumkatode. — Barium zeichnet sich durch eine kleine Austrittsarbeit gegenüber anderen Materialien aus. — Beim Herstellen der Röhren bildet man durch einen „Aktivierungsprozeß" auf der Oberfläche der Katode aus Bariumoxid eine dünne metallische Bariumschicht, wodurch die notwendige Heizleistung weiter verringert werden kann. Bei der *Oxidkatode* tritt der Emissionsstrom aus einer Oxidschicht aus, die einen großen Teil der Katodenoberfläche einnimmt. Die Oxidschicht hat zwei oder drei Komponenten der Erdalkalioxide Bariumoxid, Kalziumoxid, Strontiumoxid. Bei der angewandten hohen Betriebstemperatur von etwa 1000 K stellen diese Oxide Überschußhalbleiter dar, d. h., in ihr Kristallgitter sind geringe Mengen von Barium-Störatomen eingelagert. Diese bewirken die hohe Leitfähigkeit und niedrige Austrittsarbeit der Oxidkatode.

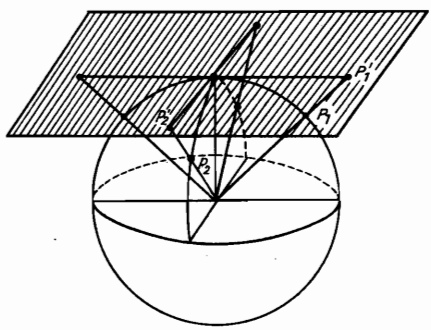
Glühkatodenentladung, → Bogenentladung.

Glühkatodengleichrichter, → Gasentladungsgleichrichter.

Glühsonde, in der Plasmadiagnostik früher zur Bestimmung der Differenz zwischen Wandpotential und Plasmapotential benutzte Sonde. Die aus einem auf helle Weißglut erhitzten Drähtchen thermisch emittierten Elektronen verlassen dieses mit der Geschwindigkeit Null. Befindet sich die G. auf negativem Potential gegenüber dem Plasma, so werden die Elektronen in das Plasma hineinbeschleunigt. Erst wenn die G. durch Veränderung ihrer Vorspannung auf Plasmapotential gebracht worden ist, können die thermisch emittierten Elektronen nicht mehr in das Plasma eintreten. Das meßbare Nullwerden des Emissionsstromes der G. zeigt somit das Plasmapotential an.

Gluonmodell, → Quarkmodell.

gnomonische Projektion, Abbildung einer Kugeloberfläche auf eine die Kugel tangierende Projektionsebene (Abb.). Projektionszentrum ist der



Prinzip der gnomonischen Projektion. P_1' und P_2' Bildpunkte von P_1 bzw. P_2

Mittelpunkt der Kugel. Großkreise werden als Geraden abgebildet. Die g. P. ist nicht winkeltreu. Als Hilfsmittel kann ein *gnomonisches Netz* verwendet werden, d. i. die g. P. eines Netzes von zur Projektionsebene parallelen Breitenkreisen und dazu orthogonalen Großkreisen der Kugel.

gnomonisches Lineal, Hilfsmittel zur Indizierung von Röntgenstrahlinterferenzen auf Laue-

Aufnahmen. Aus der Anordnung der Reflexe auf der Aufnahme kann dann die gnomonische Projektion der reflektierenden Netzebenen konstruiert werden (→ Kristallprojektion).

GNS-Darstellung, → axiomatische Quantentheorie.

Gödel-Kosmos, → Kosmos.

Gödelscher Unvollständigkeitssatz, → Axiomensystem.

Golay-Zelle, → Strahlungsempfänger.

Golddrahtdiode, eine Spitzendiode (→ Halbleiterdiode).

Goldpunkt, → Temperaturskala.

gon, svw. Gon.

Gon, ^{g} oder gon, *Neugrad*, inkohärente Einheit des ebenen Winkels. Keine Vorsätze bei ^{g}, gon mit Vorsätzen. Das Gon ist der 100ste Teil des rechten Winkels oder Rechten. $1^g = 1$ gon $= [\pi/(2 \cdot 10^2)]$ rad $= (10^{-2})\text{L}$. → Winkelmaße.

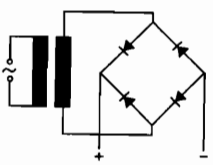
Gonadendosis, die von den Keimdrüsen empfangene → Äquivalentdosis ionisierender Strahlung. Die *genetisch signifikante jährliche G.* ist der Mittelwert der individuellen jährlichen Gonadendosen in einer Population; dabei geht jeder einzelne Gonadendosiswert mit einem Gewicht ein, das der Kindererwartung der betroffenen Person entspricht.

Goniometer, *Winkelmesser*, ein Meßgerät zur Bestimmung des Neigungswinkels zweier Flächen, z. B. zweier Kristallflächen. Das *Anlege-* oder *Kontaktgoniometer* besteht aus zwei mit einem geteilten Halbkreis verbundenen Linealen, die man den Flächen anlegt. Das *Reflexionsgoniometer* beruht auf der Zurückwerfung von Lichtstrahlen, die auf die Kristallflächen auffallen. Es ist mit einem Fernrohr und einem Kollimator ausgerüstet.

Weitere G. sind das *Röntgengoniometer* und das → *Texturgoniometer*.

Goniometerkopf, Vorrichtung zur Justierung von Kristallen. Ein G. kann als Miniaturausführung eines Zweikreisgoniometers angesehen werden und ermöglicht das Kippen um zwei Achsen und meist auch eine Parallelverschiebung des Kristalls. Dadurch kann der Kristall so orientiert werden, daß eine bestimmte Kristallrichtung parallel zur Drehachse eines Geräts, z. B. einer Röntgenkamera, ist. Durch Parallelverschiebung kann der Kristall an einen bestimmten Ort gebracht werden, z. B. in den Schnittpunkt des Röntgenstrahls mit der Drehachse.

Gorter-Casimir-Zweiflüssigkeitsmodell, Modell zur Beschreibung einiger der mit der Supraleitfähigkeit verknüpften Erscheinungen. Es geht von einem Modell zweier miteinander gemischter Flüssigkeiten aus, von denen die eine die Fähigkeit hat, reibungsfrei fließen zu können. Diese wird aus den supraleitenden Ladungsträgern gebildet, während die andere aus normalen Leitfähigkeitselektronen besteht. Das G.-C.-Z. ist analog zum Zweiflüssigkeitsmodell für das supraflüssige Helium, das von Tisza vorgeschlagen wurde. Die Möglichkeit, Supraleitfähigkeit und Supraflüssigkeit durch analoge Modelle beschreiben zu können, weist auf die nahe Verwandtschaft dieser beiden makroskopischen Quantenerscheinungen hin.



Gleichrichter in Graetz-Schaltung

Goss-Lage, → Textur.

Goubau-Leitung, → Oberflächenwellen.

gp, → Pulsationen.

***G*-Parität,** *G*, innere Eigenschaft von Mesonen mit der Hyperladung $Y = 0$, die eine komplizierte Symmetrie dieser Teilchen charakterisiert. Die *G*-P. kann gemäß $G = C_n(-1)^I$ die Werte $+1$ und -1 annehmen, wobei C_n die *C*-Parität des entsprechenden neutralen Mesons und I der Isospin des Teilchens ist. Genauer ist $G = C\,e^{i\pi I_2}$, wobei C die Ladungskonjugation ist und $e^{i\pi I_2}$ einer Drehung um die I_2-Achse des Isospinraumes entspricht. Diese Drehung sichert, daß jeder n-Pion-Zustand Eigenzustand von G ist, während sonst nur neutrale Pionen π^0 Eigenzustände von C sind: $G\,|n\pi\rangle = (-1)^n\,|n\pi\rangle$. Die starke Wechselwirkung ist gegenüber der *G*-P. invariant.

gpm, → geopotentielles Meter.

gr, Tabelle 2, Masse.

Gr, → Grashofzahl.

grad, Zeichen für Gradient, → Skalarfeld.

grad, Zeichen für → Vektorgradient.

Grad, 1) *Winkelgrad*, °, inkohärente Einheit des ebenen Winkels. Vorsätze nicht erlaubt. Der G. ist der 90ste Teil des rechten Winkels. $1° = \frac{1\text{L}}{90} = 1{,}745 \cdot 10^{-2}$ rad. Vgl. Tabelle 1, Winkel.

2) → Temperaturgrad.

Gradation, → photographische Schwärzung.

Gradationstemperatur, → Stern.

grade, ^{g}, englische und französische Einheit des ebenen Winkels. Vgl. Tabelle 2, Winkel.

Gradient, 1) Mathematik: → Skalarfeld, → Vektorgradient.

2) Gasentladungsphysik: Bezeichnung für die Feldstärke in der positiven Säule von elektrischen Gasentladungen. Man unterscheidet je nach Richtung zwischen *Längsgradient* und *Quergradient*.

Gradientwind, → Wind.

Gradmaß. Gesetzliche G.e gibt es nur in der Winkelmessung (Tabelle 1, Winkel) und in der Temperaturmessung (→ Temperaturgrad). Daneben werden in einigen Gebieten der Physik noch einige ältere G.e benutzt, so in der Polarimetrie (→ Grad Sugar), in der Dichtemessung (→ Dichtegrade), in der Viskosimetrie (→ Engler-Grad) und zu Angaben der Wasserhärte (→ Härtegrad).

Gradsche Momentenmethode, → Boltzmann-Gleichung.

Grad Sugar, °S, eine Einheit zur Angabe des Zuckergehalts von Lösungen aus der Drehung der Polarisationsebene. 100 °S entsprechen bei einer Wellenlänge $\lambda = 546{,}1$ nm einem Drehungswinkel von 40,690°, bei $\lambda = 589{,}25$ nm einem Drehungswinkel von 34,620°, → Drehvermögen.

Graetz-Schaltung, eine Gleichrichterbrücke, die als Einphasen-Doppelwegschaltung aufgebaut ist. Sie besteht aus vier Gleichrichterventilen. Beide Halbwellen des Wechselstroms werden zum Gleichrichten genutzt, und der Gleichstrom durchfließt jeweils zwei Ventile. Die G.-S. wird sehr häufig in der gesamten Elektrotechnik eingesetzt.

In der Starkstromtechnik werden anstelle der G.-S. bei Drehstromspeisung Drehstrombrückenschaltungen angewendet.

grain, Tabelle 2, Masse.

Gramm, g, inkohärente Einheit der Masse. Vorsätze erlaubt. $1\ g = 10^{-3}$ kg.

Grammäquivalent, Val, Kurzz. val, physikalisch-chemische Masse- bzw. Mengeneinheit, der Quotient aus der Stoffmenge Mol und der Wertigkeit des betrachteten Atoms.

Grammatom, chemische Masseeinheit, so viel Gramm eines Elementes, wie seine relative Atommasse, bezogen auf den 12ten Teil des Atoms ^{12}C, bis 1961 bezogen auf den 16ten Teil von ^{16}O, angibt. Ein G. eines jeden Elementes hat $6{,}023 \cdot 10^{23}$ Atome (Loschmidtsche Zahl). Ein G. Chlor hat z. B. die relative Atommasse 35,5 und damit eine Masse von 35,5 g.

Grammolekül, *Mol*, mol (nicht identisch mit der Einheit der Stoffmenge → Mol), chemische Masseeinheit, entspricht der Masse von $6{,}023 \cdot 10^{23}$ Molekülen einer chemischen Verbindung, d. h. so vielen Gramm der Verbindung, wie ihre relative Molekülmasse, bezogen auf den 12ten Teil des Atoms ^{12}C, bis 1961 bezogen auf ^{16}O, angibt. So hat z. B. 1 G. Chlorwasserstoff (bei einer relativen Atommasse von H = 1 und von Cl = 35,5) eine Masse von 36,5 g.

Granulation, → Sonne.

Graphen, in der Quantentheorie symbolhafte Darstellung physikalischer Prozesse, bei der den Zuständen, Teilchen oder Quasiteilchen verschiedene, im allgemeinen orientierte Linien zugeordnet werden, die untereinander in den Punkten der gegenseitigen Wechselwirkung der Teilchen verknüpft sind. Die Bedeutung der G. liegt darin, daß deren einzelnen Elementen eindeutig mathematische Operationen zugeordnet werden können, die den Prozeß zu beschreiben gestatten. Bekanntestes Beispiel sind die Feynman-Graphen (→ Feynman-Diagramm). Die Graphentechnik hat sich vor allem bei der störungstheoretischen Behandlung verschiedener Theorien bewährt, da mit ihrer Hilfe die zu bestimmten Ordnungen der Störungstheorie gehörenden Beiträge gewöhnlich sehr einfach ermittelt werden können.

Auch außerhalb der Quantentheorie werden G. oft benutzt, z. B. zur symbolischen Darstellung der verschiedenen Beiträge einer Clusterentwicklung zur genäherten Berechnung des Zustandsintegrals eines verdünnten Gases.

In der Biophysik werden G. benutzt, die als ebene geometrische Gebilde aus Punkten und Kanten (gerichtete Strecken zwischen den Punkten) bestehen und dadurch ausgezeichnet sind, daß in ihnen weder parallele Kanten zwischen zwei Punkten, noch Schlingen (Schlinge: Anfangs- und Endpunkt einer Kante fällt zusammen) existieren; darüber hinaus weisen sie noch die Eigenschaft auf, zusammenhängend zu sein. In zusammenhängenden G. kann jeder Punkt von jedem anderen aus über eine Reihe gegenseitig aneinandergrenzender Kanten erreicht werden.

Zerlegt man ein biologisches System oder Teilsystem auf einer bestimmten Abstraktionsstufe in seine biologischen Funktionen und berücksichtigt die Beziehungen zwischen diesen, so kann formal jede biologische Funktion durch einen Punkt, und jede Beziehung zwischen biologischen Funktionen als Kante graphisch dargestellt werden. Als Ergebnis erhält man ein geometrisches Gebilde, einen G. im engeren Sinne, das als Strukturmodell des biologischen Systems angesprochen werden kann. Für die theoretische Durchdringung und Analyse des Strukturmodells stehen die Methoden und Ergebnisse der G. zur Verfügung.

Im biologischen Bereich sind Elemente der G. insbesondere mit den folgenden theoretischen Konzeptionen verknüpft: dem Prinzip der biotopologischen Abbildung von Rashevsky (→ Epimorphismus), der Theorie der (M-R)-Systeme von Rosen, der Soziometrie von Moreno und der Kompartmenttheorie.

Lit. Laue: Elemente der Graphentheorie und ihre Anwendung in den biologischen Wissenschaften (Leipzig 1970).

Grashofzahl, Gr, eine → Kennzahl, das Verhältnis von hydrostatischer Auftriebskraft zu Zähigkeitskraft in Strömungen: $\mathrm{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \vartheta \cdot l}{\nu^2}$.

Dabei ist g die Erdbeschleunigung, β die thermische Ausdehnungszahl, ϑ die Temperaturerhöhung der erwärmten Flüssigkeitsteilchen gegenüber den kalt gebliebenen, l eine charakteristische Länge und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Die G. ist von Bedeutung für den Wärmeübergang in natürlichen Strömungen, die durch Dichteunterschiede entstehen (→ Konvektion).

Graßmannsche Gesetze, → Farbenlehre.

grauer Körper, → schwarzer Körper.

graue Strahlung, → schwarzer Körper.

Graukeil, *Neutralkeil*, eine Vorrichtung zum definierten Abschwächen von Strahlungsintensitäten. Verwendet wird meist eine Glasplatte, deren Durchlässigkeit für einen großen Teil des Spektralbereichs gleichartig ist und linear oder logarithmisch abnimmt. Gebräuchlich sind gerade G.e und Kreisgraukeile. Die Keilkonstante gibt an, um welchen Betrag sich die Durchlässigkeit je Längeneinheit ändert.

Graureihe, → Farbe.

Gravimeter, im weiteren Sinne Geräte zur Messung der Schwerkraft (→ Schwere), im engeren Sinne Instrumente zur Relativbestimmung der Schwere mit statischen Meßmethoden (Meßfühler bleibt im Unterschied zu den dynamischen Meßmethoden während der Messung in Ruhe). Zumeist wird bei den G.n im engeren Sinne die Schwerkraft durch verschieden angeordnete Federsysteme kompensiert. Die G. im engeren Sinne bedürfen zur Festlegung des Skalenwertes einer wiederholten Eichung auf Gravimetereichstrecken mit einem möglichst großen Schwerkraftunterschied.

Gravimetrie, Arbeitsgebiet innerhalb der Geophysik, das sich mit allen Fragen im Zusammenhang mit der → Schwere befaßt. Die G. umfaßt 1) die Theorien der Meßgeräte (der Gravimeter), der gravimetrischen Vermessungen eines Landes, der Auswertung der Messungen (Netzausgleich, Anschlußmethoden, Interpolation), der Gezeitenkräfte und der Interpretation (z. B. → Feldfortsetzung, → Störkörper); 2) die Durchführung von praktischen Messungen, und zwar sowohl von → Absolutmessungen als auch von → Relativmessungen, die Elimination der systematischen Nullpunktverschiebung durch wiederholte Messungen an einem Punkt, die Festlegung von „Gravimetereichstrecken" u. a.

Enge Verbindungen bestehen über die Bestimmung des Geoids zwischen G. und Geodäsie (zur Bestimmung der Erdfigur) und über die Dichte der Gesteine zwischen G. und Geologie zur Erforschung von Lagerstätten nutzbarer Mineralien (Erze, Erdöl, Salz).

Gravitation, die durch das → Gravitationsgesetz beherrschte Erscheinung der gegenseitigen *Massenanziehung*. Alle Massen führen zur Entstehung von *Gravitationsfeldern*. In der → allgemeinen Relativitätstheorie wird das Gravitationsfeld auf die Geometrie der → Raum-Zeit-Welt zurückgeführt. Nach den Einsteinschen Gleichungen breiten sich Störungen des Gravitationsfeldes als → Gravitationswellen mit Lichtgeschwindigkeit aus.

Gravitationsfeld, → Gravitationspotential.

Gravitationsgesetz, *1) Newtonsches G.* Zwei Massepunkte mit den Massen m_1 und m_2, die sich im Abstand r voneinander befinden, ziehen sich gegenseitig mit einer Kraft $\vec{F}$ an, welche die Richtung $\vec{r}$ ihrer Verbindungslinie hat und deren Betrag $F = Gm_1m_2/r^2$ ist (Newton 1687); vektoriell gilt also $\vec{F} = Gm_1m_2\vec{r}/r^3$. Der Proportionalitätsfaktor $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^3 kg^{-1} s^{-2}}$ ist eine universelle Konstante und wird Newtonsche Gravitationskonstante (→ Gravitationskonstante 1) genannt.

Dieses Gesetz gilt auch für ausgedehnte Körper, wenn sie kugelsymmetrisch aufgebaut sind; r gibt dann den Abstand der Massenmittelpunkte an. Da die Kugelsymmetrie in guter Näherung für die meisten Probleme der Himmelsmechanik angenommen werden kann, ist das Newtonsche G. die grundlegende Beziehung der Himmelsmechanik. Insbesondere folgen aus dem Newtonschen G. die → Kepler-Gesetze; umgekehrt kann man aus den Kepler-Gesetzen das Newtonsche G. ableiten.

Die erste Abweichung der auf Grund des G.es berechneten Himmelskörperbewegung von den Beobachtungen ergab die vollständige Durcharbeitung der Bewegungstheorie der Planeten von U. J. Leverrier, S. Newcomb und G. W. Hill in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts. Eine Periheldrehung des Merkur von 41,25″ je Jahrhundert konnte mit dem Newtonschen G. nicht erklärt werden.

Die allgemeine Relativitätstheorie gibt ein völlig neues Gravitationsgesetz an; das Newtonsche G. ergibt sich aus diesem im Grenzfalle schwacher Gravitationsfelder und im Vergleich zur Vakuumlichtgeschwindigkeit kleiner Relativgeschwindigkeiten der Körper als erste Näherung für statische Felder.

2) Einsteinsches G., → allgemeine Relativitätstheorie.

Gravitationskollaps, unbegrenztes konzentrisches Zusammenstürzen von großen, thermonuklear erkalteten Massen auf Grund der alle Kräfte überwiegenden gravitativen Anziehung. Nach der Einsteinschen Gravitationstheorie (Einsteinsche Gravitationsgleichungen) wächst die gravitative Anziehungskraft von N Nukleonen und einer der Zahl der Protonen gleichen Anzahl von Elektronen mit der Anzahl N ständig an. Wenn sich die Nukleonen im niedrigsten möglichen Energiezustand befinden, so erhält man bei kleinen Nukleonenzahlen Eisenatome, deren Gitteranordnung durch die Valenzkräfte der Elektronen bestimmt wird; die Gravitation ist vernachlässigbar klein. Erhöht man die Anzahl N, so überwiegen schließlich die Gravitationskräfte, die Elektronenhüllen der Eisenatome werden eingedrückt, das Gleichgewicht wird durch den Fermi-Druck des Elektronengases im Gemisch mit den Nukleonen gehalten. Die Region dieser Gleichgewichtszustände wird durch die → weißen Zwerge repräsentiert. Bei weiterem Anwachsen von N ist auch der Fermi-Druck des Elektronengases nicht in der Lage, den Gravitationskräften das Gleichgewicht zu halten. Die Elektronen werden mit den Protonen zu Neutronen umgewandelt, das Gebilde kollabiert, bis der Fermi-Druck des damit vorliegenden Neutronengases den Gravitationskräften das Gleichgewicht hält. Nach der Theorie wären demnach in einem Massebereich von 0,2 bis 0,7 Sonnenmassen stabile Neutronensterne möglich. Der Radius der Neutronensterne ist etwa 10 km; die Dichte ist also außerordentlich hoch. Ihre Existenz ist erst kürzlich durch die Entdeckung schnell pulsierender Sterne bewiesen worden.

Berechnungen der Gleichgewichtszustände für noch größere Dichten (das entspricht noch größerem N) unter Verwendung von Zustandsgleichungen, die gerade noch mit dem Kausalitätsprinzip vereinbar sind, haben ergeben, daß es im Rahmen der Einsteinschen Gravitationstheorie keine Möglichkeit gibt, einen weiteren stufenweisen Kollaps zu vermeiden. Insbesondere ergibt sich asymptotisch für eine unendlich große Dichte im Zentrum des Sterns eine kritische Masse von 0,69 Sonnenmassen, ein Radius von etwa 8 km und, was entscheidend ist, eine endliche kritische Zahl N_k der Nukleonen (bzw. Baryonen). Es ist damit völlig unklar, was hinsichtlich der Erhaltung der Baryonenzahl und der Masse eines solchen kritischen Gebildes geschieht, wenn man die Anzahl der Baryonen über N_k hinaus erhöht, da für größere N als N_k kein Gleichgewichtszustand mehr existiert und ein unbegrenzter Kollaps erfolgen müßte.

Die wesentlichen physikalischen Gründe für diese Situation sind, wie Betrachtungen der Dynamik des Kollaps zeigen, die in den Einsteinschen Gleichungen begründete Additivität der Gravitationskräfte und die Forderung der Kausalität, d. h. die Existenz einer Grenzgeschwindigkeit.

Gravitationskonstante, *1) Newtonsche G.,* eine universelle Naturkonstante, die als Proportionalitätsfaktor G im Newtonschen Gravitationsgesetz $F = G \cdot m_1m_2/r^2$ auftritt. Ihr Zahlenwert kann jedoch aus den Bewegungen der Himmelskörper, die sich nach diesem Gesetz bewegen, nicht berechnet werden. Man findet ihn aus den Massenanziehungen verschiedener Pendelmassen im Laboratorium, deren Wechselwirkung mit höchstempfindlichen Gravitations-(Torsions-) Waagen verfolgt wird. Der heute anerkannte Wert ist $G = (6{,}670 \pm 0{,}007) \cdot 10^{-11}\,\mathrm{m^3/kg\,s^2}$. Die experimentelle Bestimmung der G. geschah erstmals 1798 durch Cavendish mit Hilfe einer Drehwaage. Erst nach dieser Laboratoriumsbestimmung von G konnten die Massen von Himmelskörpern berechnet werden.

Der Zahlenfaktor von G gibt diejenige Kraft in N an, mit der eine Masse von 1 kg eine zweite gleich große in der Entfernung von 1 m befindliche Masse anzieht.

2) Einsteinsche G., → allgemeine Relativitätstheorie.

Gravitationskraft, → Gravitationspotential.

Gravitationsladung, → Masse 1).

Gravitationspotential, die das Gravitationsfeld beschreibenden Feldfunktionen. Sie ergeben sich als Lösungen partieller Differentialgleichungen.

1) Newtonsche Gravitationstheorie: Die Anziehungskraft (*Gravitationskraft*) $\vec{F}$, die ein Körper der Masse m_1 gemäß dem Newtonschen Gravitationsgesetz (→ Gravitationsgesetz 1) auf einen Körper der Masse m_2 ausübt, läßt sich als Gradient des Potentials $\varphi = -G\frac{m_2}{r}$ schreiben:

$$\vec{F} = -\operatorname{grad}\varphi \tag{1}$$

Aus der Beziehung (1) folgt, daß φ der Laplace-Gleichung

$$\Delta\varphi = 0 \tag{2}$$

genügt. Im Falle einer beliebigen Massenverteilung der Dichte ϱ tritt die Poisson-Gleichung

$$\Delta\varphi = -4\pi G\varrho \tag{3}$$

an die Stelle von (2). Die Funktion φ, die bei Vorgabe von Stetigkeits- und Randbedingungen durch (2) bzw. (3) vollständig festgelegt ist, heißt Gravitationspotential.

2) Allgemeine Relativitätstheorie: In der allgemeinen Relativitätstheorie treten die 10 unabhängigen Komponenten eines symmetrischen Tensors $g_{\mu\nu}(= g_{\nu\mu})$ an die Stelle der einen Potentialfunktion φ der Newtonschen Gravitationstheorie. Das Gravitationspotential wird hier mit dem metrischen Tensor (→ Riemannscher Raum) der Raum-Zeit-Welt identifiziert. Im Grenzfall eines schwachen Gravitationsfeldes und (im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit) kleiner Geschwindigkeiten besteht folgender Zusammenhang zwischen der g_{00}-Komponente des metrischen Tensors und dem Newtonschen Gravitationspotential φ:

$$-g_{00} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}.$$

3) Tetradentheorie: In der → Tetradentheorie wird das Gravitationsfeld mit einem 4-Bein-Feld identifiziert. Dieses 4-Bein-Feld definiert in jedem Punkte P des Riemannschen Raumes vier Vektoren, die den lokalen Tangentialraum P aufspannen.

Gravitationsquanten, Quanten des Gravitationsfeldes. Die Existenz des Planckschen Wirkungsquantums erzwingt die Quantisierung der physikalischen Felder (→ Quantenfeldtheorie). Die zum Gravitationsfeld korrespondierenden Quanten sind die *Gravitonen*. Es sind Teilchen ohne Ruhmasse mit dem Spin zwei, da sich → Gravitationswellen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten und das Gravitationsfeld durch ein Tensorfeld, den metrischen Tensor, beschrieben wird. Weil das Gravitationsfeld mit der Metrik des Raumes identisch ist (→ Äquivalenzprinzip), beinhaltet die Quantisierung des Gravitationsfeldes die Quantisierung der Metrik der Raum-Zeit, was auf tiefliegende Probleme physikalischer und philosophischer Art führt (→ Geometrodynamik, → Plancksche Elementarlänge).

Wegen der äußerst kleinen Kopplungskonstante der Gravitationswechselwirkung wurde bisher mit Erfolg angenommen, daß die G. für die Theorie der Elementarteilchen keine Rolle spielen; prinzipiell dürften sie jedoch nicht außer acht gelassen werden.

Gravitationsradius, svw. Schwarzschild-Radius.

Gravitationswellen, Lösungen der Einsteinschen Gravitationsgleichungen, die mit einem durch Wahl des Koordinatensystems nicht wegtransformierbaren Transport von Gravitationsenergie verbunden und durch Modulation zur Signalübertragung geeignet sind. Im Gegensatz zur Newtonschen Gravitationstheorie, in der das Gravitationsfeld statisch behandelt und durch eine Potentialgleichung beschrieben wird, sind die → Einsteinschen Gravitationsgleichungen vom allgemeinen Typ einer → Wellengleichung für ein zeit- und ortsabhängiges Gravitationsfeld. Störungen des Gravitationsfeldes pflanzen sich deshalb mit einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit fort, die gleich der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

Für schwache Gravitationsfelder, die dadurch charakterisiert sind, daß der metrische Tensor des Gravitationsfeldes $g_{\mu\nu}$ die Form

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu}, \quad \gamma_{\mu\nu} \ll 1 \tag{1}$$

hat, wobei $\eta_{\mu\nu}$ der Minkowski-Tensor ist und $\gamma_{\mu\nu}$ eine hinreichend kleine Abweichung vom → Minkowski-Raum beschreibt, existieren in erster Näherung Lösungen der Feldgleichungen, die die Form ebener Wellen haben, d. h., es ist:

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(z - ct). \tag{2}$$

Darin bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit. Allgemein ergibt sich, daß G. transversale Wellen mit zwei unabhängigen dynamischen Freiheitsgraden sind. Deshalb sind von den zehn $g_{\mu\nu}$ auf Grund der Feldgleichungen nur zwei Komponenten unabhängig voneinander. Da es keine gravitativen Dipole geben kann, ist Gravitationsstrahlung in niedrigster Ordnung auf Quadrupolstrahlung beschränkt. Das Quadrupolmoment D^{ik} einer Masseverteilung mit der Ruhmassedichte μ ist gegeben durch

$$D^{ik} = \int_{V_3} \mu(3x^i x^k - \delta^{ik}x^j x^l \delta_{jl})\, \mathrm{d}^3x, \tag{3}$$

$(i, k = 1, 2, 3)$, wobei δ_{jl} der Kronecker-Tensor ist und über das dreidimensionale Volumen V_3 integriert wird.

Die durch Abstrahlung von G. verursachte Energieänderung $\mathrm{d}W/\mathrm{d}t$ ist dann in niedrigster Näherung

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = \frac{G}{45\,c^5}\left[\frac{\mathrm{d}^3D^{ik}}{\mathrm{d}t^3}\right]\left[\frac{\mathrm{d}^3D^{lm}}{\mathrm{d}t^3}\right]\delta_{il}\delta_{mk}, \tag{4}$$

wobei G die Gravitationskonstante ist. Der Betrag dieses Energieverlustes ist für Systeme von astronomischen Objekten so klein, daß der Einfluß auf die Bewegung selbst in kosmischen Zeiträumen unwesentlich ist. So verliert ein Doppelstern je Jahr auf diese Weise nur etwa das 10^{-12}fache seiner Gesamtenergie. Wenn r die Entfernung der Massen m_1 und m_2 ist, so ergibt sich aus (4) für die abgestrahlte Energie in Abhängigkeit von der Umlauffrequenz ω des Doppelsternsystems:

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = \frac{32\,G}{5c^5}\left(\frac{m_1m_2}{m_1 + m_2}\right)^2 r^4\omega^6. \tag{5}$$

Gravitationsstrahlung müßte prinzipiell auch experimentell mit Hilfe der geodätischen Deviation, die sie hervorruft, nachweisbar sein. Zur Zeit liegt jeder meßbare Effekt wegen der Kleinheit der Konstanten ($G/c^5 \approx 10^{-60}\ \mathrm{s^3\,g^{-1}\,cm^{-2}}$) noch weit unter der Meßgrenze. Allerdings ist auch sehr umstritten, ob der linearen Näherung überhaupt Bedeutung zukommt und ob Körper, die sich nur unter dem Einfluß der Gravitation bewegen (kräftefreie, geodätische Bewegung), überhaupt Gravitationsstrahlung emittieren.

Lit. Landau u. Lifschiz: Lehrbuch der theoretischen Physik Bd II Feldtheorie (dtsch, Berlin 1963).

Gravitonen, → Gravitationsquanten.

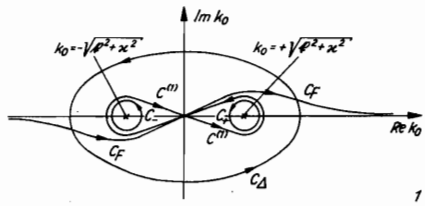
grd, Symbol für Temperaturgrad als Temperaturdifferenz oder Temperaturintervall in der Kelvin- und in der Celsiusskala, 1967 ersetzt durch das Symbol K (→ Kelvin).

Greensche Formel, → Potentialtheorie.

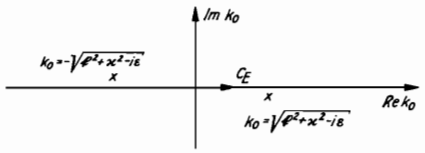
Greensche Funktion, *Einflußfunktion*, wichtige Hilfsfunktion, die die Lösung von gewöhnlichen oder partiellen Differentialgleichungen bei vorgegebenen Randwerten in Form einer Integraldarstellung gestattet, → Potentialtheorie.

Feldtheorie: Sei $A(\partial)$ ein beliebiger, auf der vierdimensionalen Raum-Zeit $\{x = (ct, \vec{r})\}$ oder allgemeiner einem n-dimensionalen metrischen Raum mit den Koordinaten $x = (x_1, x_2, \ldots, x_n)$ und der Metrik $g_{\mu\nu}$ definierter Differentialoperator mit $\partial \equiv \partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ mit $\mu = 1, \ldots, n$, dann heißt $G(x)$ eine G. F. von A, wenn $AG(x) = \delta(x)$ gilt, wobei $\delta(x)$ die n-dimensionale Deltafunktion ist; gelegentlich wird G in Abhängigkeit von den Randbedingungen noch mit einer komplexen Zahl multipliziert. Mit Hilfe der G.n F. kann nun die Lösung der inhomogenen Differentialgleichung $A\varphi(x) = j(x)$ sofort in der Gestalt $\varphi(x) = \int G(x - x') \times j(x')\, \mathrm{d}^n x'$ angegeben werden. Um die Randwerte zu befriedigen, hat man im allgemeinen noch eine geeignete Lösung $\varphi_0(x)$ der homogenen Differentialgleichung zu addieren.

Besonders wichtig sind die G.n F.en der Klein-Gordon-Gleichung: Die retardierte G. F. $\Delta_{\mathrm{ret}}(x, \varkappa)$ genügt der Differentialgleichung $(\Box + \varkappa^2)\Delta_{\mathrm{ret}}(x, \varkappa) = -\delta(x)$ und $\Delta_{\mathrm{ret}}(x, \varkappa) = 0$ für $x_0 = ct < 0$, die *retardierte Lösung* φ der inhomogenen Klein-Gordon-Gleichung $(\Box + \varkappa^2)\varphi(x) = j(x)$ hat dann die Gestalt $\varphi(x) = \varphi_0(x) - \int \Delta_{\mathrm{ret}}(x - x', \varkappa)\, j(x')\, \mathrm{d}^4 x'$ und hängt wegen $\Delta_{\mathrm{ret}}(x - x', \varkappa) = 0$ für $t - t' < 0$ zu einem gegebenen Zeitpunkt t (außer von den Randwerten $\varphi_0(x)$ zur Zeit $t = -\infty$) nur von den bis zu diesem Zeitpunkt angenommenen Werten von $j(x)$ ab, wie man auf Grund der kausalen Entwicklung des Feldes auch erwarten muß. Die avancierte G. F. $\Delta_{\mathrm{av}}(x, \varkappa)$ genügt dagegen der Bedingung $\Delta_{\mathrm{av}}(x, \varkappa) = 0$ für $t > 0$, und die analog definierte *avancierte Lösung* hängt dementsprechend nur von denjenigen Werten von $j(x)$ ab, die nach dem Zeitpunkt t angenommen werden. Auch $\bar{\Delta} = \frac{1}{2}(\Delta_{\mathrm{ret}} + \Delta_{\mathrm{av}})$ ist eine G. F., wogegen $\Delta = \Delta_{\mathrm{av}} - \Delta_{\mathrm{ret}} = \Delta^{(+)} + \Delta^{(-)}$ Lösung der homogenen Gleichung $(\Box + \varkappa^2)\Delta(x, \varkappa) = 0$ ist. Von besonderer Bedeutung ist die Feynmansche Δ-Funktion Δ_{F}, die durch $\Delta_{\mathrm{F}} = \bar{\Delta} + \frac{\mathrm{i}}{2}\Delta^{(1)}$ mit einer ebenfalls der homogenen Klein-Gordon-Gleichung genügenden Funktion $\Delta^{(1)} = \mathrm{i}(\Delta^{(+)} - \Delta^{(-)})$ definiert ist. Die verschiedenen Δ-Funktionen ergeben sich aus dem Integral $\Delta(x, \varkappa) = \frac{1}{(2\pi)^4} \cdot \int_C \frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0 x^0 - \vec{k}\vec{r})}}{k_0^2 - \vec{k}^2 - \varkappa^2}\, \mathrm{d}^4 k$ durch verschiedene Wahl des Integrationsweges in der komplexen k_0-Ebene (Abb. 1), d. h. durch verschiedenartiges



1



2

Greensche Funktion

Umgehen der Singularitäten bei $k_0 = \pm\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2}$, was im Fall der Δ_{F}-Funktion gerade durch Hinzufügen eines kleinen Imaginärteils $+\mathrm{i}\varepsilon$ zum Nenner des Integranden erreicht werden kann, da hierbei die Singularitäten etwas in die obere bzw. untere Halbebene verschoben werden (Abb. 2). Eine spezielle G. F. ist die → Ausbreitungsfunktion.

Allgemeiner bezeichnet man in der Quantenfeldtheorie die Vakuumerwartungswerte verschieden definierter Produkte (→ zeitgeordnetes Produkt, → Normalprodukt; retardiertes Produkt, → axiomatische Quantentheorie) als G. F.en höherer Ordnung. Ihre große Bedeutung besteht darin, daß sie mit den Matrixelementen des Streuoperators (→ S-Matrix) zusammenhängen und daher die Dynamik der durch die entsprechenden Quantenfelder beschriebenen Teilchen beherrschen (→ axiomatische Quantentheorie).

Mit der Anwendung quantenfeldtheoretischer Methoden auf Probleme der nichtrelativistischen Vielteilchenphysik haben sich die Methoden des Studiums G.r F.en auch hier weitgehend eingebürgert; das trifft speziell auch für Probleme der statistischen Mechanik zu.

Ein spezielles Beispiel ist die *gitterdynamische G. F. der Phononen*, eine Funktion, mit deren Hilfe sich viele physikalische Eigenschaften der Gitterbewegung ausdrücken und bestimmen lassen, z. B. Übergangswahrscheinlichkeiten bei Wechselwirkungen von Phononen mit Phononen, Photonen, Elektronen, Neutronen und von anderen Quasiteilchen. Insbesondere lassen sich Streuprobleme durch die G. F. gut darstellen. Mit der Methode der G.n F. können die in fast allen Problemen der Reaktion eines Systems auf eine äußere Beeinflussung auftretenden Korrelationsfunktionen in abgestuften Näherungsgraden (Störungstheorie) berechnet werden. Die

G. F. bildet die Grundlage der Behandlung der dynamischen Eigenschaften des Gitters als eines Vielteilchensystems, das aus den Quasiteilchen, den → Phononen, besteht.

Die G. F. $D_{ss'}(l, l'; t - t')$ wird in Analogie zur Bewegungsgleichung für die → Gitterschwingungen durch die Relation

$$-M_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} D_{ss'}(l, l'; t - t') - \sum_{s''l''} \Phi_{ss''}(l - l'') \times$$
$$\times D_{s''s'}(l'', l'; t - t') = \hbar\delta_{ss'}\delta_{ll'}\delta(t - t') \qquad (1)$$

definiert. Der Index s beinhaltet sowohl den Index der kartesischen Koordinaten als auch die Nummer des Atoms mit der Masse M_s in der Elementarzelle; der Index l kennzeichnet die Nummer der Elementarzelle, $\Phi_{ss'}(l - l')$ sind die Elemente der Kraftkonstantenmatrix, die wegen der Translationsinvarianz des idealen Gitters nur vom Abstandsvektor $\vec{r}(l) - \vec{r}(l')$ der wechselwirkenden Atome abhängen; $\hbar = h/2\pi$ ist die Plancksche Konstante. Die Fourier-Komponente der gitterdynamischen G.n F.

$$D_{ss'}(l, l'; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} D_{ss'}(l, l'; t)\, dt, \qquad (2)$$

die häufig auch als die gitterdynamische G. F. in Orts-Frequenz-Darstellung bezeichnet wird, ergibt sich unter Berücksichtigung der Bewegungsgleichung für die Auslenkungen der Gitteratome und der Orthonormierungsbedingungen ihrer → Normalkoordinaten für das ideale Kristallgitter zu

$$D_{ss'}(l, l'; \omega) = \hbar N^{-1}(M_s M_{s'})^{-1/2}$$
$$\sum_{\vec{q}j} \frac{e^*_{sj}(\vec{q})\, e_{s'j}(\vec{q})}{\omega^2 - \omega^2(\vec{q}j)} \exp\{i\vec{q}(\vec{r}_s(l) - \vec{r}_{s'}(l'))\}. \qquad (3)$$

Hierbei bedeutet N die Anzahl der Elementarzellen, $\vec{q}$ den Wellenzahlvektor, j die Nummer des Zweiges in der Dispersionsrelation und $e_{sj}(\vec{q})$ die Komponenten des Polarisationsvektors der Gitterschwingungen.

Bei der Behandlung von Wechselwirkungen der Phononen untereinander oder mit anderen Elementaranregungen des Festkörpers treten oft gitterdynamische G. F.en mit mehr als zwei Verschiebungskoordinaten der Atome auf. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen der gitterdynamischen G. F. oder im Rahmen eines störungstheoretischen Verfahrens können solche komplizierteren G. F.en näherungsweise entkoppelt und durch einfachere ausgedrückt werden. Dabei wird oft die Diagrammtechnik (Darstellung analytischer Ausdrücke mit Feynman-Graphen und entsprechende Operationsregeln) angewendet.

Greenscher Satz, → Potentialtheorie.

Gregory-Spiegelteleskop, → Spiegelteleskop.

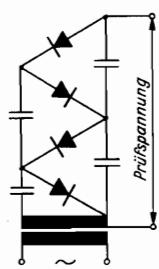
Greinacher-Schaltung, eine Gleichrichterschaltung zur Spannungsverdopplung mit zwei Gleichrichterventilen und zwei Kondensatoren in Brückenschaltung. Jeder Kondensator lädt sich auf den Maximalwert der Wechselspannung auf, so daß ihr doppelter Wert abgegriffen werden kann. Die G.-S. ist Grundelement der → Kaskadenschaltung.

Grenzdicke, *kritische Schichtdicke*, die Dicke einer dünnen Metallschicht, bei der die starke, sprunghafte, für dünne Schichten typische Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit erfolgt. Die Ursache kann liegen: 1) im Auftreten freier Elektronen, wenn die Flächendichte der Metallatome einen kritischen Wert überschreitet, 2) in der Bildung von Brücken zwischen den einzelnen Inseln oder Atomhaufen einer dünnen Schicht, → dünne Schicht, Abschn. Eigenschaften.

Grenze, extrapolierte, svw. Extrapolationslänge.

Grenzempfindlichkeit, Maß zur Charakterisierung der Güte der Leistungsanpassung z. B. zwischen einer Antenne und einem Empfänger oder Verstärker bzw. ein quantitatives Maß für das → Rauschen eines Gerätes. Die G. muß allein durch die Eigenschaften des Gerätes und unabhängig vom Generator definiert werden. Daher unterscheidet man: 1) Bei nicht vernachlässigbarem Strahlungswiderstand der Antenne ist die G. die Energie, die man der Antenne höchstens entnehmen kann, um am Ausgang des Gerätes einen Störabstand 1, d. h. Gleichheit zwischen Signalleistung und Rauschleistung, zu erzielen. Das trifft z. B. für UKW- und Dezimeterwellenempfänger zu. 2) Bei loser Antennenkopplung ist die G. die EMK der Antenne, die erforderlich ist, um am Ausgang des Gerätes einen Störabstand 1 zu erzielen. Wenn das Rauschen des Gerätes größer ist, braucht man eine größere Energie bzw. EMK, um einen Störabstand 1 zu erreichen. Aus der G. ersieht man, welche Eingangsspannungen im Gerät sinnvoll verstärkt werden können, d. h. ohne im Störpegel zu verschwinden.

Grenzfläche, geometrische Grenze zwischen zwei verschiedenen Körpern, von denen mindestens einer fest oder flüssig sein muß. Zwei aneinandergrenzende Gase bilden keine scharfe G. aus. Die G. hat zwei Aspekte: Sie ist G. der Substanz, wenn Atome oder Moleküle verschiedener Substanzen aneinandergrenzen, und sie ist immer G. der Eigenschaften, was gleichbedeutend ist mit einer G. der Kräfte. G.n zwischen verschiedenen Phasen derselben Substanz zeigen nur den zweiten Aspekt. Eine scharfe G. stellt eine Unstetigkeitsfläche dar, denn beim Übergang von dem einen Medium in das andere ändern sich die typischen stofflichen Eigenschaften, z. B. Brechungsindex, Absorptionsindex, Dielektrizitätskonstante, Leitfähigkeit, Dichte, Wärmeausdehnungskoeffizient und Permeabilität. Im submikroskopischen Bereich gibt es keine ideal scharfe G. Es existiert immer ein möglicherweise auf wenige Atomabstände beschränkter Übergangsbereich, in dem sich die Eigenschaften allmählich ändern. Jeder der beiden benachbarten Körper hat folglich eine parallel zur G. liegende → Grenzschicht, die hineindiffundierte Atome des Nachbarn enthält und deren Eigenschaften in dem Maße von denen des massiven Materials abweichen, wie sie denen des Nachbarn ähneln. Die in der G. liegenden Moleküle sind gegenüber denen des massiven Materials energetisch ausgezeichnet, da sie nach einer Seite hin anderen Bindungskräften unterworfen sind, woraus die Grenzflächenenergie (→ Grenzflächenspannung) resultiert. Grenzflächenerscheinungen spielen eine bedeutende Rolle in der physikalischen, physikochemischen und biochemischen Forschung und der praktischen Anwendung. Zu ihnen gehören die Grenzflächenspannung, die am ausgeprägtesten und am be-



Schaltbild der Greinacher-Schaltung

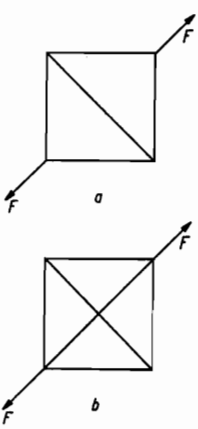
deutendsten an der G. flüssig/gasförmig ist (→ Oberflächenspannung), Adsorption, Adhäsion, Benetzung, Kristallwachstum, Kristallabbau, Elektronenemission, Gleiten, Reiben, Spalten, Schleifen, Polieren, Schmieren, Bohren, Filtrieren, Kleben, Löten, Leimen, Malen, Waschen, Oberflächenkatalyse und biochemischer Stoffaustausch.

Die *spezifische G.* ist der Quotient aus Volumen und Grenzfläche einer dispergierten Substanz (→ disperses System). Sie wird als Maß für den → Dispersitätsgrad verwendet und bestimmt das Ausmaß, in dem die Anteile der Grenzflächenenergie für das thermodynamische Verhalten der Substanz mitbestimmend werden.

Lit. Wolf: Physik und Chemie der G. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

Grenzflächenspannung, γ, an der Grenzfläche zweier Phasen auftretende Spannung, die bestrebt ist, die Grenzfläche zu verkleinern. Sie beruht darauf, daß die intermolekulare Wechselwirkung an der Grenzfläche anders ist als in der reinen Phase selbst. Die G. der Flüssigkeiten (gelegentlich auch die der Festkörper) gegen eine gasförmige Phase oder das Vakuum wird als → Oberflächenspannung bezeichnet.

Die G. γ hat die Dimension dyn/cm und ist identisch mit der *spezifischen freien Grenzflächenenergie*, deren Dimension erg/cm² ist. Die spezifische freie Grenzflächenenergie ist gleich der mechanischen Arbeit, die bei einer isothermen Vergrößerung der Grenzfläche um 1 cm² aufgewendet werden muß. Die *spezifische gesamte Grenzflächenenergie* Γ enthält neben der mechanischen Arbeit auch die bei isothermer Vergrößerung der Oberfläche auftretenden Wärmeeffekte, sie ergibt sich zu $\Gamma = \gamma - T\left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right)$.



Grenzlast: *a* statisch bestimmtes Fachwerk, *b* statisch unbestimmtes Fachwerk

Grenzflächenwellen, Wellenerscheinungen, die an der Grenzfläche zwischen zwei flüssigen oder gasförmigen Medien verschiedener Dichte auftreten. Man unterscheidet Schwerewellen, die sich infolge der Wirkung der Gravitation ausbilden, und Kapillar-, Kräusel- oder Rippelwellen, die unter dem Einfluß der Oberflächenspannung entstehen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störungen nimmt in beide angrenzende Medien hinein exponentiell ab. Bewegen sich die Medien gegeneinander, können dadurch auch G. erregt werden.

Die Phasengrenze zwischen einer Flüssigkeit und einem Gas ist durch das Auftreten von → Oberflächenwellen gekennzeichnet, die bei Vernachlässigung des Einflusses des Gases als Grenzfall der G. aufgefaßt werden.

Grenzfrequenz, 1) *G. von Übertragungssystemen*, bei Doppelleitungen, Filtern, Verstärkern und anderen für die Übertragung von elektrischen Schwingungen geeigneten Systemen eine zwischen Durchlaßbereich und Sperrbereich festgelegte Frequenz. Unter *Durchlaßbereich* versteht man dabei den Bereich, in dem eine Übertragung möglich ist; im *Sperrbereich* erfolgt dagegen keine Übertragung. Der Übergang vom Durchlaßbereich in den Sperrbereich erfolgt stetig, so daß ihre Grenzen nicht zusammenfallen. Es wird deshalb die G. zwischen beiden festgelegt. Bei Bandfiltern sind z. B. die obere und die untere Bandgrenze solche G.en.

2) *G. von Wirbelströmen*, die Frequenz f_g, oberhalb der die Feldverdrängung wesentlich wird. Für ein dünnes Blech gilt $f_g = \frac{1}{\pi\sigma\mu d^2}$. Dabei sind σ die spezifische Leitfähigkeit des Materials, $\mu = \mu_0\mu_{rel}$ seine Permeabilität und d die Dicke des Bleches.

3) *G. von Hohlleitern*, die durch die Grenzwellenlänge von → Hohlleitern gegebene Frequenz. Für einen bestimmten Wellentyp wird bei der G. die Phasengeschwindigkeit unendlich. Wellenausbreitung ist im Hohlleiter für Frequenzen möglich, die größer als die G. sind; für kleinere Frequenzen tritt aperiodische Dämpfung auf.

Lit. Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968).

4) *G. einer Ionosphärenregion*, diejenige höchste Frequenz elektromagnetischer Wellen, die gerade noch von einem bestimmten Höhenbereich (Region) der → Ionosphäre reflektiert wird. Sie ist proportional der Wurzel aus der maximalen Elektronenkonzentration dieser Region und bestimmt die höchste nutzbare Frequenz (→ MUF) einer Funknachrichtenübertragung. Die G. wächst mit flacher werdendem Einfallswinkel; bei senkrechtem Einfall wird sie auch als *kritische Frequenz* bezeichnet.

Grenzlast, diejenige Belastung statisch unbestimmter Fachwerke, bei der wenigstens in einem Stab des statisch bestimmten Fachwerkes die Fließgrenze erreicht wird. Bei einer Belastung F^* beginnt die hinzugefügte Diagonale zu fließen. Wird die Belastung gesteigert, so muß die Überschußlast, wenn das Tragwerk aus idealplastischen Stäben besteht, von den Stäben des Fachwerkes *a* aufgenommen werden. Ist die Überschußlast so groß, daß wenigstens einer der Stäbe des Fachwerkes *a* fließt, kann das Fachwerk das plastische Fließen in der hinzugefügten Diagonale nicht mehr einschränken, es wird demnach unbrauchbar.

Grenzlinie, → Gleitlinien.

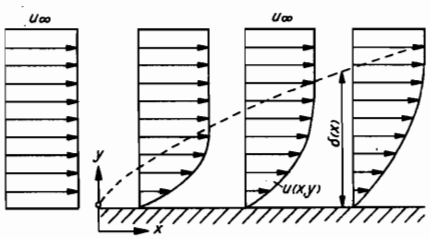
Grenzmaß, größtes und kleinstes Maß, das ein Werkstück haben darf, um maßgerecht zu sein. Die Differenzen der beiden Maße ist die Toleranz.

Grenzmoment, svw. Fließmoment.

Grenzschicht, 1) allgemein der Bereich eines Körpers, der unmittelbar an seiner → Grenzfläche liegt. Durch den Abbruch der periodischen Folge der für das Innere des Körpers charakteristischen Atomanordnung und durch den möglichen Einfluß eines benachbarten Mediums unterliegen die Atome in der Grenzfläche anderen Kraftwirkungen als im Inneren des Materials. Diese Wirkungen beeinflussen nicht nur die oberste Atomlage, sondern erstrecken sich auf einen mehr oder weniger großen Bereich, die G. Die chemische Zusammensetzung der G. kann sich von der des Massivmaterials unterscheiden infolge der Diffusion von Atomen des Nachbarmediums oder durch Anreicherung von Verunreinigungen aus dem Inneren des Massivmaterials. Es können auch Änderungen der Gitterkonstanten oder der Dichte sowie der Gitterstruktur in der G. auftreten.

2) Strömungslehre: *Reibungsschicht, Wandschicht*, eine sehr dünne Schicht in unmit-

telbarer Wandnähe eines umströmten Körpers, auf die sich der Einfluß der Reibung bei großen → Reynoldszahlen beschränkt. Der Begriff der G. wurde 1904 von Prandtl eingeführt. Bei der Strömung einer zähen Flüssigkeit längs einer festen Wand wird infolge der → Haftbedingung eine dünne Flüssigkeitsschicht in ihrer Nähe durch Reibungskräfte abgebremst. In der G. steigt die Geschwindigkeit vom Wert Null an der Wand auf den Wert der Außenströmung am Grenzschichtrand. Die Dicke der G. δ nimmt mit der Lauflänge x der Strömung zu, weil immer mehr Flüssigkeitsmaterial abgebremst wird, wie es für die ebene Platte in Abb. 1 dar-

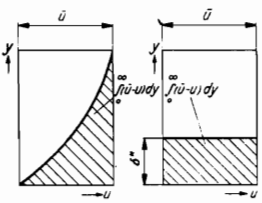


1 Grenzschicht an der längsangeströmten ebenen Platte

gestellt ist. Die Abmessungen in der Querrichtung sind dabei stark überhöht gezeichnet. Gleichzeitig sind die *Geschwindigkeitsprofile* mit eingetragen. Man versteht darunter die Darstellung der Geschwindigkeit u für bestimmtes x abhängig von der Koordinate y senkrecht zur Wand. Die G. wird um so dünner sein, je größer die kinetische Energie der anströmenden Flüssigkeit und je kleiner deren Zähigkeit ist, d. h. je größer die Reynoldszahl Re des Körpers ist: $\mathrm{Re} = u_\infty \cdot l/\nu$; dabei bedeuten u_∞ die Zuströmgeschwindigkeit, l die charakteristische Körperlänge und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Auch bei sehr kleiner dynamischer Zähigkeit η nimmt die Schubspannung $\tau = \eta(\partial u/\partial y)$ (→ Newtonscher Schubspannungssatz) innerhalb der G. wegen des großen Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zur Wand beträchtliche Werte an. Außerhalb der G. ist die Schubspannung außerordentlich gering. Daher ist es für theoretische Betrachtungen erlaubt, bei großen Reynoldszahlen das gesamte Strömungsfeld in zwei Bereiche aufzuteilen, und zwar in die sich an festen Wänden ausbildende G., in der die Reibungskräfte und Trägheitskräfte von gleicher Größenordnung sind, und in die Außenströmung, in der die Reibungskräfte gegenüber den Trägheitskräften zu vernachlässigen sind. Außerhalb der G. kann die Strömung in guter Näherung mit potentialtheoretischen Methoden berechnet werden. Das Strömungsbild der reibungsfreien Strömung stimmt mit dem der realen Strömung so lange gut überein, wie die G. von der Wand nicht ablöst (→ Grenzschichtablösung, → Grenzschichtbeeinflussung).

Es soll zunächst die Größe der Grenzschichtdicke δ für laminare Plattenströmung durch Gleichsetzen von Trägheits- und Reibungskraft abgeschätzt werden. Die Trägheitskraft je Volumeneinheit ist $\varrho u(\partial u/\partial x)$. Der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial x$ ist für eine Platte der Länge l proportional u_∞/l. Damit erhält die Trägheitskraft die Größenordnung $\varrho(u_\infty/l)$. Die Reibungskraft je Volumeneinheit beträgt $\partial\tau/\partial y$; unter Benutzung des Newtonschen Schubspannungssatzes folgt daraus $\eta(\partial^2 u/\partial y^2)$. Der Geschwindigkeitsgradient $\partial u/\partial y$ ist von der Größenordnung u_∞/δ. Die Reibungskraft ergibt sich damit zu $\partial\tau/\partial y = \eta(u_\infty/\delta^2)$. Aus der Gleichsetzung von Trägheits- und Reibungskraft folgt $\delta/l = \text{konst.} \cdot \sqrt{\nu/(u_\infty \cdot l)} = \text{konst.}/\sqrt{\mathrm{Re}}$. Die Grenzschichtdicke nimmt mit steigender Reynoldszahl ab, beim Grenzübergang zur reibungsfreien Strömung für $\mathrm{Re} \to \infty$ verschwindet sie ganz. Nach der exakten Theorie ergibt sich für die Konstante der Zahlenwert 5 (→ Plattenströmung).

Da der Übergang der Geschwindigkeit u der G. in die Geschwindigkeit der Außenströmung $\bar{u}$ asymptotisch erfolgt, wird als Grenzschichtdicke δ der Wert von y definiert, bei dem $u/\bar{u}$ den Wert 0,99 erreicht. Durch die G. wird die Potentialströmung etwas nach außen abgedrängt, als hätte sich der Strömungskörper verdickt. Ein Maß dafür ist die *Verdrängungsdicke* δ^*. Die durch die G. weniger durchfließende Menge ist $\int_0^\infty (\bar{u} - u)\,\mathrm{d}y$ (Abb. 2), so daß für



2 Verdrängungsdicke δ^*

δ^* folgende Definitionsgleichung gilt:

$$\bar{u}\delta^* = \int_0^\infty (\bar{u} - u)\,\mathrm{d}y$$

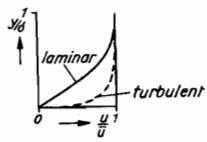
$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{\bar{u}}\right)\mathrm{d}y.$$

Für die längsangeströmte Platte gilt $\delta^* \approx (1/3)\delta$. Infolge der Reibungswirkung ist der durch die G. fließende Impuls um $\varrho \int_0^\infty u(\bar{u} - u)\,\mathrm{d}y$ kleiner als der in der Potentialströmung vorhandene. Damit kann analog eine *Impulsverlustdicke* δ^{**} definiert werden:

$$\varrho\bar{u}\delta^{**} = \varrho \int_0^\infty u(\bar{u} - u)\,\mathrm{d}y$$

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \frac{u}{\bar{u}}(1 - u/\bar{u})\,\mathrm{d}y$$

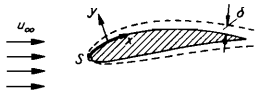
Abhängig von der Reynoldszahl verläuft die Grenzschichtströmung laminar oder turbulent (→ Umschlag). Das turbulente Geschwindigkeitsprofil ist völliger als das laminare, und sein Anstieg in Wandnähe erfolgt wesentlich steiler (Abb. 3). Damit ist der turbulente Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand) bei gleicher Reynoldszahl größer als der laminare. In



3 Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht der längsangeströmten Platte

der turbulenten G. ist unmittelbar an der Wand eine → laminare Unterschicht vorhanden.

Zur Aufstellung der Berechnungsgleichungen für die G. geht man von den → Navier-Stokes-Gleichungen aus. Der Einfachheit halber soll die ebene inkompressible Strömung um einen schlanken Körper, z. B. um den in Abb. 4 dar-



4 Grenzschichtrechnung

gestellten Tragflügel, betrachtet werden. Die x-Koordinate wird längs der Kontur vom Staupunkt S aus gemessen, die y-Richtung steht in jedem Punkt senkrecht zur Kontur. u und v sind die Geschwindigkeitskomponenten in den Koordinatenrichtungen von x und y. Dabei ist die Grenzschichtdicke δ sehr viel kleiner als der örtliche Krümmungsradius der Körperkontur und sehr viel kleiner als die Körperlänge l. Zur Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen soll die Größenordnung ihrer einzelnen Terme abgeschätzt werden mit dem Ziel, Glieder von kleiner Ordnung zu streichen. Dazu schreibt man die Gleichungen in dimensionsloser Form, indem alle Geschwindigkeiten auf die Anströmgeschwindigkeit u_∞, alle Längen auf l, der Druck auf ϱu_∞^2 und die Zeit auf l/u_∞ bezogen werden. Die dimensionslosen Größen werden zum Unterschied von den dimensionsbehafteten Größen mit einem Stern versehen, z. B. $u^* = (u/u_\infty)$. Der Wert u^* ist von der Größenordnung eins: $u^* \approx 1$. Da die Koordinaten $x^* \approx 1$ und $y^* \approx \delta/l$ sind, gilt $\partial u^*/\partial x^* \approx 1$, $\partial u^*/\partial y^* = l/\delta$. Die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Wand ergibt sich aus der → Kontinuitätsgleichung zu $v^* = -\int_0^{y^*} \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \cdot dy^*$ und ist damit von der Größenordnung $v^* \approx \delta/l$. Die vorangegangene Abschätzung zeigte, daß die Reynoldszahl von der Größenordnung $(l/\delta)^2$ ist. Die Glieder der Navier-Stokes-Gleichungen ohne äußere Kräfte sind damit von folgender Größenordnung:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}} \cdot \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right)$$

$$1 + 1 \cdot 1 + \frac{\delta}{l} \cdot \frac{l}{\delta} \approx -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \left(1 + \left(\frac{l}{\delta}\right)^2\right)$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}} \cdot \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right)$$

$$\frac{\delta}{l} + 1 \cdot \frac{\delta}{l} + \frac{\delta}{l} \cdot 1 \approx -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \left(\frac{\delta}{l} + \frac{l}{\delta}\right)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß die lokale Beschleunigung $\partial u^*/\partial t^*$ von der gleichen Größenordnung wie die konvektive Beschleunigung $u^*(\partial u^*/\partial x^*)$ ist. Damit werden sehr plötzliche Beschleunigungen ausgeschlossen, wie sie in Druckstößen auftreten. Weil nach Voraussetzung $\delta/l \ll 1$ ist, können Glieder der Größenordnung $(\delta/l)^3$, $(\delta/l)^2$ und selbst δ/l vernachlässigt werden. Aus der Gleichung in y-Richtung folgt $\partial p^*/\partial y^* = 0$. Der Druck bleibt senkrecht zur Wand in der G. ungeändert. Er ist an der Wand genau so groß wie bei gleichen x in der Potentialströmung. Der Druck wird der G. von der Außenströmung „aufgeprägt". In der Gleichung für die x-Richtung entfällt das Glied $\partial^2 u^*/\partial x^{*2}$. In dimensionsbehafteter Schreibweise lautet sie

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (1)$$

Für $\nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ wird häufig auch $\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \tau}{\partial y}$ geschrieben. Als weitere Bestimmungsgleichung wird die Kontinuitätsgleichung

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y = 0 \quad (2)$$

benutzt. Die Gleichungen (1) und (2) heißen *Prandtlsche Grenzschichtgleichungen*. Sie bilden ein Gleichungssystem für die beiden Unbekannten u und v. Der Druck ist nicht mehr als unbekannte Funktion zu betrachten. Er kann aus der Potentialströmung um den Körper ermittelt werden:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p(x,t)}{\partial x},$$

wobei $\bar{u}(x,t)$ die Geschwindigkeit auf der Körperoberfläche bei Potentialströmung bedeutet und als Außengeschwindigkeit am Grenzschichtrand aufgefaßt wird. Folgende Randbedingungen bestehen: $y = 0; u = v = 0; y = \infty; u = \bar{u}(x,t)$. Bei stationären Grenzschichtströmungen entfällt die Abhängigkeit von der Zeit.

Die Grenzschichtgleichungen sind vom parabolischen Typ und stellen gegenüber den Navier-Stokes-Gleichungen eine erhebliche Vereinfachung dar. Trotzdem sind sie mathematisch noch so kompliziert, daß nur wenig allgemeine Aussagen zu ihrer Lösung gemacht werden können. Für laminare inkompressible G.en sind so viele Berechnungsverfahren entwickelt worden, daß die Forschung auf diesem Gebiet im wesentlichen als abgeschlossen gelten kann. Die Grenzschichtgleichungen werden exakt erfüllt durch ähnliche Lösungen, bei denen die Geschwindigkeitsprofile $u(y)$ an verschiedenen Stellen x der Wand sich nur im Geschwindigkeits- und Längenmaßstab unterscheiden. Oft ist der Rechenaufwand so groß, daß man sich auf Näherungslösungen beschränkt. Dabei erfüllt man die Differentialgleichungen nur für einen Mittelwert über der Grenzschichtdicke unter Einhaltung der Randbedingungen. Es wird dazu der Impulssatz der Grenzschichttheorie verwendet, den man aus den Bewegungsgleichungen durch Integration über die Grenzschichtdicke erhält. Die Lösungsmethoden sind im allgemeinen Fortsetzungsverfahren. Man geht von der bekannten Lösung in der Nähe des Staupunktes aus und berechnet die folgenden Geschwindigkeitsprofile für zunehmende Lauflänge x. Die Rechnung kann nur bis zum Ablösungspunkt erfolgen, weil danach die Grenzschichtvoraussetzungen nicht mehr erfüllt sind.

Durch Einführen des Ansatzes für den → Mischungsweg gelingt die Berechnung turbulenter

G.en. Infolge der Kompliziertheit der turbulenten Strömungsvorgänge fehlt jedoch noch eine allgemeine rationelle Theorie der ausgebildeten turbulenten Strömungen. Die Berechnungsverfahren für turbulente G.en haben einen halbempirischen Charakter, weil die Gesetze für die Wandschubspannung und die Dissipation systematischen Messungen entnommen werden müssen.

In kompressiblen Strömungen bildet sich neben der Strömungsgrenzschicht eine *Temperaturgrenzschicht* aus, die für den Wärmeübergang zwischen Strömungsmedium und umströmtem Körper von großer Bedeutung ist.

Dreidimensionale G.en sind bisher wegen der großen mathematischen Schwierigkeiten kaum bearbeitet worden.

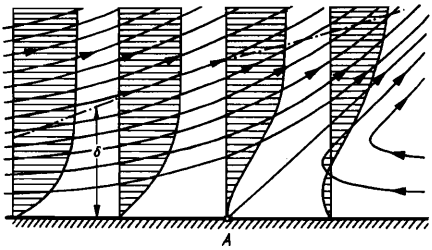
Die Grenzschichttheorie ermöglicht die Berechnung des → Strömungswiderstandes umströmter Körper und des Ablösungspunktes der G. Sie stellt eine wesentliche Grundlage der modernen Strömungslehre dar.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Prandtl: Gesammelte Abhandlungen, 3 Bde (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961); Schlichting: Grenzschichttheorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965).

3) *G. des Plasmas*, → Plasmarandschicht.

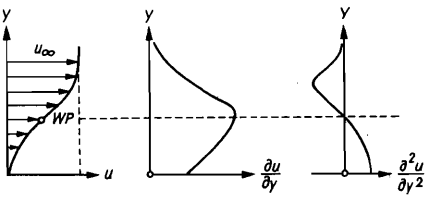
Grenzschichtablösung, *Ablösung*, Strömungsvorgang, bei dem in der → Grenzschicht Rückströmen auftritt und das verzögerte Grenzschichtmaterial von der Wand in die Außenströmung abgedrängt wird. Die sich an festen Wänden ausbildenden Grenzschichten können in Strömungsrichtung nur einen begrenzten Druckanstieg überwinden, bei Überschreitung dieses Grenzwertes löst die Strömung von der Wand ab. In dem Ablösungsgebiet, dem → Totwasser, entstehen → Wirbel, die durch Dissipation zu großen Verlusten an mechanischer Energie führen und die geplante Kraftwirkung auf die Begrenzungswände verändert. So vermindert die G. bei Tragflügeln und Schaufelgittern den Auftrieb und erhöht den Widerstand. Die G. ist ein unerwünschter Vorgang, den man zu vermeiden sucht (→ Grenzschichtbeeinflussung). In beschleunigter Strömung besteht keine Gefahr der G.

Die Flüssigkeitsteilchen in der Grenzschicht befinden sich unter der Wirkung des Druckfeldes der Außenströmung, da dieses der Grenzschicht aufgeprägt wird. Sie können ihren Druck nur auf Kosten der kinetischen Energie erhöhen. Mit Annäherung an die Wand nimmt die G. infolge der Reibung stark ab. Im Gebiet verzögerter Strömung kann ein Punkt auftreten, an dem die Geschwindigkeitsenergie des wandnahen Strömungsteilchens aufgezehrt ist und es zum Stillstand kommt. Durch die Druckverteilung der Außenströmung wird ein solches Teilchen in das Innere der Strömung abgedrängt, die Strömung löst ab (Abb. 1), es bildet sich ein Rückströmgebiet aus. Der Ablösungspunkt bei ebener Strömung ist durch die Bedingung gegeben, daß an der Wand der Geschwindigkeitsgradient senkrecht der Wand $(\partial u/\partial y)_{\text{Wand}} = 0$ wird und damit die Wandschubspannung verschwindet. Unmittelbar an der Wand wird die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils in stationärer Strömung nur durch das Druckgefälle



1 Grenzschichtströmung in der Nähe des Ablösungspunktes *A*

dp/dx bestimmt. Mit den Randbedingungen an der Wand $y = 0$; $u = v = 0$ folgt aus der Grenzschichtgleichung (→ Grenzschicht) $(\partial^2 u/\partial y^2)_{y=0} = dp/dx$. Damit kann gezeigt werden, daß nur in verzögerter Strömung $dp/dx > 0$, in der $(\partial^2 u/\partial y^2)_{\text{Wand}} = 0$ ist, Ablösung auftreten kann (Abb. 2). Da wegen des asympto-



2 Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht bei Druckanstieg

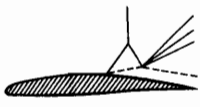
tischen Überganges $u \to \bar{u}$ in größerem Wandabstand $\partial^2 u/\partial y^2$ von negativen Werten mit wachsendem y nach Null abnimmt, muß ein Wendepunkt *WP* innerhalb der Grenzschicht vorhanden sein, an dem $\partial^2 u/\partial y^2 = 0$ ist.

Da das Geschwindigkeitsprofil bei Ablösung einen Wendepunkt besitzt, kann G. nur eintreten, wenn die Außenströmung verzögert wird. Das Auftreten des Wendepunktes ist auch wichtig für den → Umschlag. Bei beschleunigter Strömung ist in der gesamten Grenzschicht $\partial^2 u/\partial y^2 < 0$. Für die Plattenströmung gilt diese Beziehung mit Ausnahme der Wand, wo $\partial^2 u/\partial y^2 = 0$ ist. In diesen beiden Fällen kann damit keine Ablösung auftreten.

Das Verschwinden der Wandschubspannung ist bei dreidimensionaler Grenzschicht eine notwendige, aber nicht hinreichende Voraussetzung für die Ablösung in einem Punkt. G. liegt vor, wenn die Wandstromlinie ihre Fortsetzung in einer von der Wand wegführenden Ablösungsstromlinie findet. Im Gegensatz dazu spricht man von *Abdrängung*, wenn sich die Wandstromlinie lediglich verzweigt und dadurch ein Rückströmgebiet umgeht. Turbulente Grenzschichten überwinden infolge des verstärkten → Austausches und der damit verbundenen höheren Schubspannungen einen größeren Druckanstieg ablösungsfrei als laminare Grenzschichten.

Der Ablösungspunkt kann bei inkompressibler ebener Strömung nach einfachen Verfahren der Grenzschichttheorie vorausberechnet werden. Er ist bei laminarer Strömung nur von

Grenzschicht-beeinflussung



3 Gabelstoß mit Ablösung am Tragflügel

der → Hagenzahl abhängig, bei turbulenter Strömung zusätzlich von der → Reynoldszahl.

Besonders starke Beanspruchung erfährt die Grenzschicht bei Überschallgeschwindigkeiten durch auftretende → Verdichtungsstöße. Die Vorgänge des Zusammenwirkens von Stößen und Grenzschicht sind bisher kaum der Rechnung zugängig. Der Stoß endet in der Grenzschicht an der Schallgrenze. Führen senkrechte Stöße zur Ablösung der Strömung von der Wand, so müssen sie dort als schräger Stoß beginnen, was zu Gabelstößen führt, wenn die dazu erforderlichen Bedingungen, z. B. für $\varkappa = 1{,}4$: $\mathrm{Ma} > 1{,}245$, erfüllt sind. $\varkappa$ ist der Isentropenexponent und Ma die örtliche Machzahl. Der erste schräge Stoß an der Wand (Abb. 3) verursacht die Bildung eines kleinen Totwassers, auf das der zweite schräge Stoß auftrifft. Dabei wird er an der freien Strahlgrenze des Totwassers als Verdünnungsfächer reflektiert, und die Strahlgrenze wird wieder in Richtung auf die Wand zu geknickt.

Begrenzte Ablösungsgebiete, auch *Ablöseblasen* oder *laminare Ablösewirbel* genannt, treten beim Umschlag laminar–turbulent in verzögerten Strömungen auf.

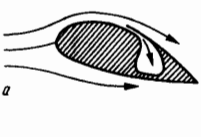
Grenzschichtbeeinflussung, in der Strömungslehre Maßnahme zur Verminderung des durch die → Grenzschicht bedingten Strömungswiderstandes.

1) *G. zur Vermeidung der → Grenzschichtablösung* und des daraus resultierenden Druck- bzw. Formwiderstandes. Es werden folgende Methoden angewandt:

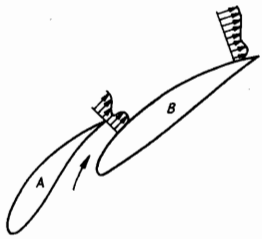
a) *Optimale Formgebung.* Umströmte Körper und durchströmte Kanäle müssen so gestaltet sein, daß der Druckanstieg entlang der Wand nicht zu steil erfolgt. Optimale Konturformen ergeben sich, wenn deren Auslegung nach der Bedingung konstanter → Hagenzahl erfolgt. Zu Beginn der Verzögerung ist die Belastung der Grenzschicht am größten und nimmt dann stetig ab. Wählt man eine ablösenahe Hagenzahl, so sind die Wandschubspannungen und damit auch die Reibungsverluste sehr klein. Nach diesem Verfahren ausgelegte Schaufelgitter für Pumpen und Verdichter (→ Strömungsmaschinen) erreichen einen hohen Drucksprung je Stufe. Glockendiffusoren haben bei gleicher Gesamtverzögerung der Strömung eine wesentlich kürzere Baulänge als Kreiskegeldiffusoren (→ Diffusor).

b) *Absaugung.* Das energiearme Grenzschichtmaterial in einem Verzögerungsgebiet wird durch Schlitze abgesaugt, bevor es ablöst (Abb. 1a). Hinter dem Absaugeschlitz bildet sich eine neue Grenzschicht aus, die wieder einen bestimmten Druckanstieg überwinden kann. Durch geeignete Anordnung der Schlitze bzw. durch kontinuierliches Absaugen wird die Ablösung vermeidbar.

c) *Beschleunigung des Grenzschichtmaterials.* Den verzögerten Flüssigkeitsteilchen in der Reibungsschicht wird neue Energie zugeführt. Damit erhöht sich ihre Geschwindigkeit, und die Strömungsablösung wird verhindert. Die Energiezufuhr kann erfolgen durch *Ausblasen* von Strömungsmedien aus dem Inneren des Körpers mit Hilfe eines Ventilators (Abb. 1 b) oder durch direkte Energieentnahme aus der Hauptströmung im Bereich hohen Druckes mittels eines *Spaltes*, wie es in Abb. 2 für den Spaltflügel dargestellt ist. Beim Spaltflügel, einer Anordnung zweier Tragflügel, trifft die Grenzschicht des



1 Grenzschichtbeeinflussung durch Absaugung (*a*) und Ausblasen (*b*)



2 Wirkungsweise des Spaltflügels

Vorflügels *A* nicht auf den hinteren Flügel *B* auf. Am Flügel *B* bildet sich eine neue Grenzschicht aus, die den folgenden Druckanstieg ablösungsfrei überwindet. Durch Ausblasen und mit Hilfe von Spaltflügeln werden der ablösungsfrei zu verwirklichende Anstellwinkelbereich und der Auftriebsbeiwert beträchtlich erhöht. Zum Wärmeschutz bei hohen Überschallgeschwindigkeiten (→ Eigentemperatur) wird durch eine poröse Wand ein leichteres Gas in die Grenzschicht eingeblasen; dadurch verringert sich der Wärmeübergang zwischen Wand und Außenströmung.

d) *Mitbewegen der Wand.* Die Ausbildung der Grenzschicht wird verhindert, wenn die Wand mit der Geschwindigkeit der Außenströmung mitbewegt wird. Am einfachsten läßt sich eine mitbewegte Wand bei der Rotation eines Kreiszylinders verwirklichen (→ Magnus-Effekt). Bei anderen Körperformen ist dieses Prinzip technisch nur sehr schwer realisierbar.

e) *Künstliche Turbulenzerzeugung.* Im kritischen Reynoldszahlbereich können größere laminare Ablösegebiete vermieden werden, wenn durch künstliche Turbulenzerzeugung in der Grenzschicht mit Hilfe von → Turbulenzdrähten oder Oberflächenrauhigkeiten der Umschlag beschleunigt wird. Die turbulente Grenzschicht überwindet infolge des erhöhten Impulsaustausches größere Druckanstiege als die laminare Grenzschicht.

f) *Benutzung von Hilfsflügeln* in Krümmern (→ Krümmerströmung).

2) *G. zur Herabsetzung des Reibungswiderstandes.* Eine Verminderung des Reibungswiderstandes läßt sich durch Laminarhaltung der Grenzschicht erreichen. Dazu bestehen folgende Möglichkeiten:

a) *Optimale Formgebung.* Der Grenzschichtumschlag tritt in beschleunigter Strömung bei bedeutend höheren Reynoldszahlen auf als in verzögerter Strömung. Druckabfall wirkt auf die laminare Grenzschicht stabilisierend. Das führte zur Entwicklung der Laminarprofile bei → Tragflügeln.

b) *Absaugung.* Die durch Absaugen dünner gewordene Grenzschicht neigt weniger zum Turbulentwerden. Außerdem ist bei gleicher Grenzschichtdicke das Geschwindigkeitsprofil mit Absaugung auf Grund seiner völligeren Form weniger turbulenzanfällig als das Geschwindigkeitsprofil ohne Absaugung.

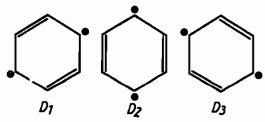
c) Durch *Kühlung der Wand* kann im Überschallgebiet die laminare Grenzschicht stabilisiert werden.

Grenzschichttheorie, → Grenzschicht.

Grenzschichtumschlag, → Umschlag.

Grenzstruktur, eine hypothetische, in klassischer Schreibweise mit lokalisierten Valenzstrichen darstellbare Molekülstruktur.

Bei vielen Verbindungen gelingt es nicht, die chemischen Eigenschaften durch eine einzige Valenzstrukturformel befriedigend zu erklären, da sich in ihnen die Elektronenpaare der einzelnen Bindungen nicht streng lokalisieren lassen. Meistens können dann zwei oder mehrere G.en angegeben werden, in denen die Bindungselektronen lokalisiert sind. Die tatsächliche Elektronenverteilung des Moleküls läßt sich als Überlagerung dieser G.en beschreiben. Quantenmechanisch wird diese als → Mesomerie bezeichnete Erscheinung durch eine Linearkombination der Wellenfunktionen der einzelnen G.en $\psi_1, \psi_2, \ldots$ beschrieben: $\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 + \ldots$ Dabei sind $c_1, c_2, \ldots$ Konstanten, deren Absolutquadrate ein Maß für die Beteiligung der einzelnen G.en am Grundzustand des Moleküls sind. Die quantenmechanische Behandlung des Problems zeigt, daß die Wellenfunktion ψ einer Struktur entspricht, in der die Bindungselektronen mehr oder weniger delokalisiert sind und deren Energie niedriger ist als die Grenzzustände. Der Anteil einer G. ist um so größer, je geringer ihr Energieinhalt relativ zu dem der anderen beteiligten G.en ist. Die durch die → Valenzstruktur-Methode formulierbaren G.en dienen nur als anschauliche Hilfsmittel, sie haben keine physikalische Realität, jedoch genau angebbare Elektronenverteilungen und nach dem Additivitätsprinzip (→ Bindungsenergie 1) abschätzbare Energien. Mit Hilfe der G.en läßt sich das Verhalten vieler Moleküle in chemischen Reaktionsprozessen verstehen. Das Benzolmolekül C_6H_6 z. B. läßt sich mittels folgender G.en beschreiben: mit Hilfe von zwei Kekulé-Strukturen und drei Dewar-Strukturen. Gemäß den beiden *Kekulé-Strukturen* K_1 und K_2 (Abb. 1) stellt Benzol ein ebenes Sechseck dar, in dem Einfach- und Doppelbindungen einander abwechseln. Diese Struktur befindet sich im Widerspruch zu den experimentellen Tatsachen. Nach Elektronenbeugungsuntersuchungen müssen alle sechs C···C-Bindungen den gleichen Bindungsabstand von 0,139 nm haben, dessen Größe zwischen dem für C−C-Einfach- und C=C-Doppelbindungen ermittelten Wert liegt. Dieser Wert stimmt mit den Ergebnissen der Ultrarotspektroskopie überein, aus denen eine sechszählige Symmetrieachse senkrecht zur Ebene des Benzolrings folgt. Die Vorstellungen der Valenzstruktur-Methode von der Mesomerie verschiedener G.en ermöglichen die Darstellung einer die Molekülstruktur beschreibenden Gesamtfunktion mit sechszähliger Symmetrie. Mittels der drei *Dewar-Strukturen* (*ionische G.en*) D_1, D_2 und D_3 (Abb. 2) wird die Annäherung an den wirklichen Molekülzustand verbessert. Wegen der in den Dewar-Strukturen auftretenden Formalbindungen zwischen den in para-Stellung zueinander befindlichen π-Elektronen sind diese G.en bedeutend energiereicher als die Kekulé-Strukturen und daher am Grundzustand weniger stark beteiligt. Das Benzolmolekül läßt sich durch die Wellenfunktion $\psi = c_1(\psi_{K_1} + \psi_{K_2}) + c_2(\psi_{D_1} + \psi_{D_2} + \psi_{D_3})$ beschreiben. Mit Hilfe des → Variationsprinzips ergeben sich die beiden Koeffizienten zu $c_1 = 0{,}624$ und $c_2 = 0{,}270$. Das bedeutet, daß jede Kekulé-Struktur mit 39%, und jede Dewar-Struktur mit 7,3% am Grundzustand der Benzolmoleküle beteiligt ist.



2 Dewar-Strukturen des Benzolmoleküls

Grenzviskosität. Hochpolymere Fluide zeigen im Ruhezustand und bei hohen Schergeschwindigkeiten Newtonsches Verhalten, d. h., ihre Viskosität ist für diese Deformationszustände konstant.

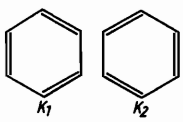
Grenzwert, → Folge.

Grenzwiderstand, der äußerste Widerstand, den ein elektrisches Meßgerät haben darf, um noch einwandfrei zu arbeiten.

Grimm-Sommerfeldsche Phasen, eine Gruppe der → intermetallischen Verbindungen.

Grobstrukturuntersuchung, die zerstörungsfreie Prüfung von Werkstücken auf das Vorhandensein von äußerlich nicht wahrnehmbaren, makroskopischen Lunkern oder Einschlüssen unter Verwendung von Röntgen- oder Gammastrahlen, in neuerer Zeit auch mit Neutronenstrahlen. Die Nachweisbarkeit solcher Fehler beruht auf den örtlichen Unterschieden in der Absorption der Strahlung.

Für die G. mit Röntgenstrahlen werden Grobstruktur-Röntgenröhren mit Betriebsspannungen bis zu 600 kV verwendet. Als Quelle für Gammastrahlen kommen Radium oder Mesothorium in Betracht. Die verwendete Strahlung muß um so härter sein, je höher die Ordnungszahl der im zu untersuchenden Material enthaltenen Elemente sowie die Dichte und Dicke des Werkstücks sind. Die Fehlererkennbarkeit ist jedoch um so höher, je weicher die Strahlung ist.



1 Kekulé-Strukturen des Benzolmoleküls

Die durch das Untersuchungsobjekt durchtretende Strahlung wird meist photographisch registriert und liefert ein Schattenbild des Gegenstandes. Zur Feststellung der Tiefenlage einer Fehlstelle sind mehrere Aufnahmen erforderlich. Für die Untersuchung von Fehlern, die sich über größere Bereiche erstrecken, sind Zählrohrmessungen zweckmäßig. Bei der G. mit Röntgenstrahlen ist die Abbildung des Werkstückes auf Leuchtschirmen möglich.

Die G. kann z. B. zur Prüfung von Schweißverbindungen, zum Nachweis von Nietlochrissen oder zur Untersuchung der Korrosion eingesetzt werden. Bei dünnen Metallschichten kann die G., verbunden mit einer lichtoptischen Nachvergrößerung, Aufschluß über das Gefüge geben (*Mikroradiographie*). Ein besonderes Anwendungsgebiet ist noch die Gemäldeprüfung, die auf dem unterschiedlichen Absorptionsvermögen der zu verschiedenen Zeiten benutzten Farben beruht. Die G. mit Neutronenstrahlen

ist besonders für Materialien aus leichten Elementen, z. B. Kunststoffen, geeignet.

Lit. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen (4. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

Grobvakuum, → Vakuum.

Großdyn, → Newton.

Größe, 1) → Größenart. 2) → Helligkeit. 3) → kritische Masse.

Größenart, physikalische Qualität zur Kennzeichnung der Wesensart eines Geschehens, eines Zustands, einer Eigenschaft, z. B. Länge, Spannung, Aktivität. Eine G. umfaßt die Gesamtheit aller möglichen Beträge von Größen gleicher Art, aber unterschiedlicher Quantität, z. B. die Längen 9 m, 15 cm, 13 mm, 29 μm, 317 km. In Rechenoperationen werden stellvertretend für die G.en Formelzeichen oder Symbole benutzt, z. B. m für Masse, F für Kraft, die meist internationale Geltung haben. Man unterscheidet *Grundgrößenarten*, die keiner Definition bedürfen, und *abgeleitete G.en*, die auf Grund von Naturgesetzen (z. B. Ohmsches Gesetz), Experimenten (z. B. Leitfähigkeit) oder theoretischen Definitionen (z. B. Entropie) definiert sind. Grundgrößenarten und die von diesen abgeleiteten G.en bilden zusammen „Systeme". Innerhalb eines solchen müssen alle G.en so abgestimmt sein, daß sie als Potenzprodukte auf die Grundgrößenarten zurückgeführt werden können.

Zur Darstellung der G.en geschlossener Gebiete der Physik sind bestimmte Grundgrößenarten erforderlich, z. B. für die Mechanik Länge l, Masse m und Zeit t oder (wie im alten Technischen System) Länge l, Kraft F und Zeit t (Dreiersysteme). Für den Elektromagnetismus kommt dazu eine elektrische G. (Vierersystem) oder eine elektrische und eine magnetische G. (Fünfersystem); für die Thermodynamik wird zusätzlich eine thermodynamische G. benötigt (Vierersystem), für die Photometrie eine photometrische G. und der Raumwinkel (Fünfersystem). Ältere Systeme basierten z. T. auf anderen G.en, die aber nach Abstimmung der G.en auf das Internationale Einheitensystem, SI, entbehrlich sind. Die Unterscheidung zwischen *extensiven* oder *Quantitätsgrößenarten*, z. B. Masse, Wärmemenge, Ladung, und *intensiven* oder *Qualitätsgrößenarten*, z. B. Dichte, Temperatur, elektrische Feldstärke, ist nicht allgemein üblich. In der BMSR-Technik teilt man ein in *aktive G.en*, d. h. solche, die selbst Energie besitzen bzw. ein Signal aussenden (z. B. Spannung an den Klemmen eines Akkumulators), und in *passive G.en*, die einer Energiezufuhr bedürfen, um Signale abgeben zu können (z. B. Selbstinduktion, Elastizität).

Zur Messung bestimmter Beträge einer G. dienen → Einheiten. International basiert unser derzeitiges System der G.en in Übereinstimmung mit dem SI auf den 6 Grundgrößenarten Länge, Masse, Zeit, elektrische Stromstärke, Temperatur und Lichtstärke sowie auf den Ergänzungsgrößenarten ebener Winkel und Raumwinkel. Aus diesen werden alle übrigen G.en abgeleitet.

Größe nennt man das Produkt aus einer Maßzahl und einer Einheit. Sie macht demgemäß eine quantitative und eine qualitative Aussage über einen meßbaren physikalischen Zustand, einen Vorgang oder eine Eigenschaft. Jede Größe läßt sich nur in einer ihr adäquaten Einheit messen, d. h. in einer definierten Größe gleicher Art. Größen gleicher Art unterscheiden sich bei Verwendung gleicher Einheiten nur in den Zahlenwerten, z. B. 3 A, 28 A, bei Verwendung unterschiedlicher Einheiten durch unterschiedliche Zahlenwerte und unterschiedliche Einheiten, z. B. 1 in = 25,4 mm = 2,54 cm = 0,0254 m.

Allgemeine Größengleichungen stellen als Definitionsgleichungen den Zusammenhang zwischen abgeleiteten G.en und ihren Grundgrößenarten in Form von Potenzprodukten dar, die ohne Multiplikationszeichen geschrieben werden. Dabei sind auch negative und gebrochene Exponenten zulässig, z. B. Kraft F = Masse m mal Beschleunigung a = Länge l mal Masse m durch Quadrat der Zeit t^2: $F = ma = lmt^{-2}$. Ersetzt man in einer allgemeinen Größengleichung die Symbole durch Größen, so erhält man eine Größengleichung, die zur Darstellung quantitativer und qualitativer Zusammenhänge dient, z. B. $l = 4$ m, $m = 5$ kg, $t = 2$ s, und die Gleichung für F geht über in $F = 4\,\mathrm{m} \cdot 5\,\mathrm{kg}/4\,\mathrm{s}^2 = 5\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{kg}/\mathrm{s}^2 = 5\,\mathrm{m} \cdot \mathrm{kg} \cdot \mathrm{s}^{-2} = 5$ N. Wird in dieser Gleichung auf die Angabe der Einheiten verzichtet, so geht sie in eine → Zahlenwertgleichung über.

Zugeschnittene Größengleichungen enthalten anstelle der Größen Quotienten aus Symbol der G. und Einheit. Sie dienen zur Berechnung von Ergebnissen in speziellen Einheiten, z. B. für eine Geschwindigkeit v, die auf Kilometer und Stunde bezogen werden soll: $v/(\mathrm{km/h}) = (l/\mathrm{km})/(t/\mathrm{h})$.

Lit. Stille: Messen und Rechnen in der Physik (2. Aufl. Braunschweig 1961); Wallot: Größengleichungen, Einheiten und Dimensionen (Leipzig 1953).

Größeneffekte, → Size-Effekte.

Größengleichung, 1) → Formel. 2) → Größenart.

Größenklasse, → Helligkeit.

Größenkonstanz, → Sehen.

Größenordnung, grob gekennzeichneter Zahlenbereich, in dem die Maßzahl einer Größe liegt. Gewöhnlich wird die G. durch die Zehnerpotenz der Maßzahl charakterisiert, z. B. hat der Durchmesser vieler Moleküle die G. 10^{-8} cm. Die G. einer physikalischen Größe wird angegeben, wenn die Angabe der genauen Maßzahl unmöglich oder z. B. bei Abschätzungen unzweckmäßig ist.

Großerg, → Joule.

großkanonische Gesamtheit, → Gibbssche Statistik.

gross-ton, Tabelle 2, Masse.

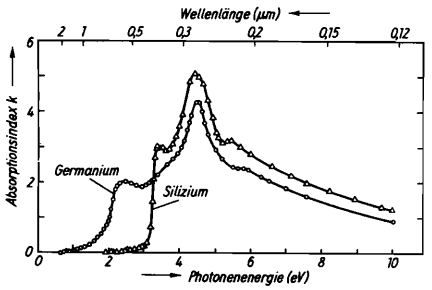
Großwinkelkorngrenze, → Korngrenze.

Grundfunktion, → Distribution.

Grundgesetze der Mechanik, allgemeine Gesetze, die die Bewegung mechanischer Systeme eindeutig zu beschreiben ermöglichen. Die G. d. M. eines Massepunktes sind die → Newtonschen Axiome, die sich auch auf Massepunktsysteme verallgemeinern lassen; die G. d. M. von Massepunktsystemen, vor allem bei Vorliegen von Bindungen, können jedoch auch in Form einander äquivalenter Prinzipe von zum Teil verschiedenem Grad an Allgemeinheit ausgesprochen werden (→ Prinzipe der Mechanik), die zu verschiedenen, einander äquivalenten Formu-

lierungen der Bewegungsgleichungen mechanischer Systeme führen. Mechanische Aufgaben können aber auch durch die direkte Anwendung der Prinzipe gelöst werden.

Grundgitterabsorption, optische Absorption in Festkörpern infolge Anregung der Valenzelektronen der Gitteratome. Die G. setzt bei einer von Material zu Material unterschiedlichen Wellenlänge ein und erstreckt sich bei allen Materialien bis in den fernen ultravioletten Spektralbereich. Bei Metallen wird der Einsatz der G. vielfach von der Absorption durch freie Elektronen verdeckt, bei Halbleitern und Isolatoren führt der Einsatz der G. zum Auftreten einer → Absorptionskante im → Absorptionsspektrum. Der Absorptionskoeffizient im Bereich der G. erreicht Werte von 10^4 bis 10^6 cm^{-1}. Daher ist man zur Bestimmung der G. bei den meisten Festkörpern auf Messungen des Reflexionsvermögens angewiesen. Wird das Reflexionsvermögen über den gesamten Spektralbereich der G. gemessen, so lassen sich die optischen Konstanten daraus mit Hilfe einer Kramers-Kronig-Analyse gewinnen. Die optischen Spektren zeigen im Bereich der G. in der Regel mehrere ausgeprägte Strukturen (Abb.).



Absorptionsindex von Germanium und Silizium im Bereich der Grundgitterabsorption

Ursache der G. ist bei Halbleitern und Isolatoren die Anregung von Elektronen aus den Valenzbändern in Leitungsbänder, bei Metallen die Anregung von Elektronen aus dem Leitungsband und tieferen Bändern in höhere Leitungsbänder; deshalb wird die G. häufig auch als *Interbandabsorption* bezeichnet. Eine auf der Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit für direkte → Interbandübergänge basierende elementare quantenmechanische Behandlung zeigt, daß zum Absorptionskoeffizienten der G. bei der Frequenz ω direkte Interbandübergänge vom Band ν in das Band ν' bei Wellenvektoren $\vec{k}$ in der Brillouin-Zone beitragen, die auf der durch $\hbar\omega = E_{\nu'}(\vec{k}) - E_{\nu}(\vec{k})$ festgelegten Fläche gleicher Interbandenergie liegen, und der Zustand beim Wellenvektor $\vec{k}$ im Band ν besetzt und im Band ν' unbesetzt ist. Dabei ist $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum, E_{ν} und $E_{\nu'}$ sind die Energien im Band ν und ν'.

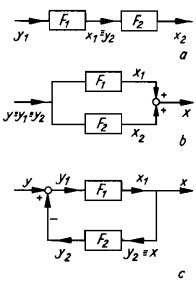
Unter der Verwendung des Begriffs der kombinierten Zustandsdichte $\varrho_{\nu'\nu}(E)\,dE$, die die Zahl der Zustände angibt, die sich aus den Bändern ν und ν' mit einer Energie zwischen E und $E + dE$ kombinieren lassen, und einer mittleren, nur von den Bandindizes ν, ν' abhängigen Interbandoszillatorstärke $f_{\nu'\nu}$ wird der Absorptionskoeffizient der G. $\alpha(\omega)$ einfach $\alpha(\omega) = \frac{2\pi\hbar e^2}{\varepsilon_0 mcn(\omega)} \sum_{\nu\nu'} f_{\nu'\nu}\varrho_{\nu'\nu}(E)|_{E=\hbar\omega}$. Dabei sind e die Elementarladung, m die Masse des Elektrons, ε_0 die Influenzkonstante, c die Lichtgeschwindigkeit. $n(\omega)$ ist der Brechungsindex bei der Frequenz ω. Die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten, genauer von $n(\omega)$, spiegelt folglich die Energieabhängigkeit der kombinierten Zustandsdichte der elektronischen Energiebandstruktur wider. Letztere besitzt an Punkten im k-Raum, an denen der Gradient der Interbandenergie $\nabla_k[E_{\nu'}(\vec{k}) - E_{\nu}(\vec{k})]$ verschwindet, Singularitäten. Solche Punkte werden kritische Punkte genannt. Die Typenbezeichnungen der kritischen Punkte und die Verläufe der kombinierten Zustandsdichte in ihrer Umgebung sind identisch mit denen bei der einfachen Zustandsdichte. Auf Grund der starken Änderung der kombinierten Zustandsdichte in der Umgebung von kritischen Punkten werden die beobachteten Strukturen in den optischen Spektren im Bereich der G. unmittelbar mit Interbandübergängen an kritischen Punkten in Zusammenhang gebracht.

Die elementare quantenmechanische Behandlung der G. läßt die endliche Lebensdauer der an den Interbandübergängen beteiligten Zustände sowie die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem angeregten Elektron und dem verbleibenden Loch außer acht und erlaubt damit keine Aussagen über Linienformen der G.; sie ist nicht in der Lage, die mit der G. ebenfalls zusammenhängende Exzitonenabsorption zu erklären.

Grundkonstanten, → Atomkonstanten.

Grundschaltung, eine zwischen zwei Übertragungsgliedern eines komplexen Systems mögliche Schaltung, die genau eine Eingangsgröße und genau eine Ausgangsgröße hat, bzw. die entsprechende Verallgemeinerung auf mehrdimensionale Glieder. Bei *Reihenschaltung* werden die Ausgangsgrößen des ersten Übertragungsgliedes mit den entsprechenden Eingangsgrößen des zweiten identifiziert (Abb.). Hat das in der Wirkungsrichtung erste Glied den Übertragungsoperator F_1 und das nachgeschaltete Glied den Operator F_2, so entspricht der Reihenschaltung der *Produktoperator* $F = F_2F_1$. Bei *Parallelschaltung* sind die Eingangsgrößen der zwei Glieder mit den Operatoren F_1 und F_2 von gleicher Art und Anzahl und werden mit den gleichen Ursachenverläufen beaufschlagt. Ferner ist erforderlich, daß am Ausgang der G. die Wirkungen beider Glieder miteinander zu einer Gesamtwirkung rückwirkungsfrei verrechnet werden. Wird dabei die Summe bzw. die Differenz gebildet, so spricht man von einer *Parallel-* bzw. *Subtraktionsschaltung* im engeren Sinne. In diesem Falle ergibt sich der Summenoperator $F = F_1 \pm F_2$ als Operator der Schaltung.

Eine *Rückführschaltung* ist eine Kombination zweier Glieder, in der das eine Glied mit dem Operator F_1 die Rolle des Vorwärtsgliedes und das andere Glied mit dem Operator F_2 die Rolle des Rückwärtsgliedes übernimmt, das zu dem Vorwärtsglied in Reihe geschaltet ist. Die Ausgangsgröße der gesamten Schaltung ist mit der



Blockschaltbilder der Grundschaltungen: *a* Reihenschaltung, *b* Parallelschaltung, *c* Rückführschaltung

Ausgangsgröße des Vorwärtsgliedes identisch. Die Eingangsgröße $y_1 = y \mp y_2$ des Vorwärtsglieds berechnet sich, indem von der Eingangsgröße y der Schaltung die Ausgangsgröße $y_2 = F_2x$ des Rückwärtsgliedes subtrahiert bzw. zu ihr addiert wird. Die Grundlage für die Berechnung des Operators F einer Rückführschaltung ist danach die Bilanz $x = F_1(y - F_2x) = F_1y - F_1F_2x$. Formal ergibt sich daraus $(1 + F_1F_2)\,x = F_1y$ oder $x = (1 + F_1F_2)^{-1}\,F_1y = F_y$ bzw. $F = (1 + F_1F_2)^{-1}\,F_1$ als Operator der Rückführschaltung. Diese formale Betrachtung ist erlaubt, wenn F_1 ein linearer Operator ist und wenn zum Operator $(1 + F_1F_2)$ ein inverser Operator $(1 + F_1F_2)^{-1}$ existiert, der seine Wirkungsweise rückgängig macht. Allgemein wird der Operator F eines Gliedes, z. B. in $x(t) = Fy(t)$, als umkehrbar bezeichnet, wenn F^{-1} nach $y(t) = F^{-1}x(t)$ die gegebene Zuordnung umkehrt. F^{-1} ist in der Regel nicht kausal und heißt der zu F inverse Operator. Werden k gleiche Operatoren F zueinander in Reihe geschaltet, so führt man für das Produkt dieser k gleichen Operatoren die Bezeichnung der *Operatorpotenz* $F^k = F \cdot F \cdot \cdots F$ ein.

Grundschicht der Troposphäre, *Peplosphäre* (griech. peplos ‚Mantel'), untere Schicht der → Atmosphäre mit einer vertikalen Mächtigkeit zwischen mehreren hundert Metern und wenigen Kilometern (in mittleren geographischen Breiten durchschnittlich etwa 1,5 km), in der die meteorologischen Prozesse unter dem unmittelbaren thermischen und dynamischen Einfluß der Erdoberfläche ablaufen. Die G. ist durch die *Peplopause* gegen die freie Troposphäre abgegrenzt und zeichnet sich unter anderem durch die Böigkeit als Ausdruck der Turbulenz der Luftströmung aus, ferner durch die reibungsbedingte Abweichung des Windes vom geostrophischen → Wind der freien Atmosphäre, wobei der Wind besonders in Bodennähe gegenüber der Richtung der → Isobaren zum tiefen Druck hin abgelenkt und in seiner Geschwindigkeit herabgesetzt ist (→ Ekmanspirale), sowie durch einen ausgeprägten Tagesgang der meisten meteorologischen Elemente, der sich infolge des → Austauschs von der Erdoberfläche aufwärts mit abnehmender Amplitude und unter Phasenverschiebung in die Atmosphäre ausbreitet. Herrscht in der G. eine von der erwärmten Erdoberfläche ausgehende Konvektion, so reicht der Einfluß der Unterlage besonders hoch in die Atmosphäre hinein, und die Obergrenze der Grundschicht kommt über die → Reibungshöhe zu liegen. Im oberen Teil der G. treten gehäuft Schichtwolken und Dunstmassen mit scharfer Obergrenze auf, über der nicht selten eine → Inversion (Peplopause) lagert, die dann die G. nach oben abschließt.

Lit. Schneider-Carius: Die Grundschicht der Troposphäre (Leipzig 1953).

Grundschwingung, → Schwingung, → Oberwelle.

Grundterm, → Atomspektren.

Grundton, bei periodischen Schallvorgängen der Teilton des → Schallspektrums mit der kleinsten Frequenz, der die Periodizität des Gesamtschallvorgangs bestimmt.

Häufig tritt der G. infolge der nichtlinearen Schwingungseigenschaften des Tonerzeugers nur als Differenzton (→ Kombinationstöne) höherer Frequenzen auf, ist aber trotzdem klangbestimmend.

Grundzustand, stationärer Zustand eines quantenmechanischen Systems, z. B. eines Atoms oder eines Kerns, in dem das System die kleinste Energie hat. Unter Normalbedingungen befinden sich z. B. die Atome bevorzugt im G. Beim Übergang zu angeregten Zuständen muß Anregungsenergie zugeführt werden (→ Anregung).

Der G. quantisierter Felder wird meist als → Vakuumzustand bezeichnet.

Grüneisen-Beziehung, Zusammenhang zwischen dem linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten β und der Wärmekapazität des Festkörpers C_v. Das 1908 aufgestellte *Grüneisen-Gesetz* besagt, daß das Verhältnis β/C_v unabhängig von der Temperatur ist. Die G.-B. ergibt sich aus der Debyeschen Näherung der Gitterschwingungen und ist annähernd für einfache Kristallgitter

Tab. Grüneisen-Konstanten a aus experimentellen Daten mit Hilfe der G.-B. berechnet, *b* korrigierte Werte von Slater (mit einer Korrektur von Dugdale und McDonald) aus Messungen der Druckabhängigkeit der Kompressibilität; $\Delta V/V = -a_1p + a_2p^2, \gamma = a_2/a_1^2 - \frac{1}{2}$.

Stoff	Grüneisen *a*	Slater *b*	Stoff	Grüneisen *a*	Slater *b*
Na	1,25	1,50	NaCl	1,63	1,52
K	1,34	2,32	KF	1,45	1,93
Al	2,17	0,94	KCl	1,60	1,26
Cu	1,96	1,63	KBr	1,68	1,29
Ag	2,40	2,2	KJ	1,63	1,21

gültig (Tab.): $\beta/C_v = \gamma/K$. Hierbei bedeutet $K = V\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T$ den Kompressionsmodul, V den temperaturunabhängigen Anteil des Volumens, T die absolute Temperatur, p den Druck und $\gamma = -\frac{V}{\Theta}\frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}V}$ die *Grüneisen-Konstante*, wobei Θ die Debye-Temperatur ist.

Grüner Strahl, seltene atmosphärisch-optische Erscheinung bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang. Sie entsteht wahrscheinlich durch das Zusammenwirken von Dispersion und Extinktion des Sonnenlichtes, evtl. mit gleichzeitigen Luftspiegelungen. Der grüne S. besteht darin, daß der letzte leuchtende Rest der bei klarer Luft untergehenden Sonne plötzlich smaragdgrün aufleuchtet und dabei für Bruchteile einer Sekunde oder auch für einige Sekunden zu einem senkrechten Streifen aufschießt.

Gruppe, 1) in der Mathematik und Physik → Gruppentheorie. 2) in der Chemie → Periodensystem.

Gruppendiffusionsmethode, eine spezielle Methode zur mathematischen Beschreibung der Neutronendiffusion in einem Reaktor. Das real vorliegende Neutronenenergie-Spektrum wird bei der G. in einzelne, getrennte Energieintervalle, die *Gruppen*, unterteilt, innerhalb derer die interessierenden Wirkungsquerschnitte für Streuung, Bremsung u. a. als konstant angenommen werden. Ein Spezialfall der G. ist die *Zweigruppentheorie*; hier wird das Neutronenspektrum in die *schnelle* Gruppe, die von der Energie der Spaltneutronen bis herab zu etwa 0,2 eV reicht, und in die energetisch darunter liegende

thermische Gruppe untergliedert. Die Neutronenquellen für die schnelle Gruppe sind die Kernspaltungen. Die Neutronensenken für die thermische Gruppe sind die Absorptionen.

Die *Multigruppendiffusionsmethode* erfaßt die Streuung der Neutronen in nächsthöhere Gruppen durch Transfer-Querschnitte Σ. So beschreibt $\Sigma_{i\to i+1}$ Streuung aus der Gruppe i in die Gruppe $i+1$. Bedeutet Φ_i den Neutronenfluß in der i-ten Gruppe, dann erhält man in dieser Betrachtungsweise als Quellterm für Neutronen der $(i+1)$-ten Gruppe den Ausdruck $\Sigma_{i\to i+1}\cdot\Phi_i$.

Gruppenfrequenz, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Gruppengeschwindigkeit, → Wellenpaket.

Gruppenlaufzeit, die von einem Signal zum Durchlaufen eines Systems benötigte Zeit. Während die Phasenlaufzeit die Zeit kennzeichnet, die ein bestimmter Phasenzustand einer Welle, z. B. der Nulldurchgang, zum Durchlaufen eines Systems benötigt, gibt die G. die Zeit an, in der die Hüllkurve einer schmalen Frequenzgruppe übertragen wird. Ist b das Phasenmaß einer Leitung oder eines Vierpols und ω die Kreisfrequenz der zu übertragenden Schwingung, so gilt für die Phasenlaufzeit $t_p = \frac{b}{\omega}$ und für die G. $t_g = \frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}\omega} = \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}f}$. Dabei ist $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und f die Frequenz der Schwingung.

Ein verzerrungsfreie Übertragung über eine Leitung oder einen Vierpol erfordert, daß die G. im Übertragungsbereich konstant ist. Das bedeutet, daß das Phasenmaß b linear mit der Frequenz ansteigen muß, es braucht jedoch nicht durch den Koordinatennullpunkt zu gehen, wie es eine konstante Phasenlaufzeit voraussetzen würde.

Gruppentheorie, die Lehre von der Struktur und den Darstellungen der Gruppen. Sie hat große Bedeutung insbesondere für die Hochenergie-, Festkörper-, Atom- und Molekülphysik.

1) *Allgemeine Grundbegriffe.* 1) Eine Menge G wird eine *Gruppe* genannt, wenn sie folgenden Forderungen genügt:

a) Für jedes Paar von Elementen $x, y \in G$ ist ein *Produkt* $x\cdot y$ erklärt, das in G enthalten ist.

b) Die Multiplikation ist *assoziativ*, d. h., $(xy)\,z = x(yz)$.

c) Es existiert stets ein Einselement $e \in G$, so daß für alle $x \in G$ gilt $ex = xe = x$.

d) Jedes Element $x \in G$ hat ein *inverses Element* $x^{-1} \in G$, so daß gilt $xx^{-1} = e$ oder $x^{-1}x = e$.

Im allgemeinen gilt für die Multiplikation nicht das *Kommutativgesetz*, d. h., $xy \neq yx$. Gruppen A, in denen $xy = yx$ für alle $x, y \in A$ gilt, heißen *abelsche Gruppen*. Ein Spezialfall der abelschen Gruppen sind die *zyklischen Gruppen*, deren Elemente sämtlich durch Potenzierung eines einzigen Elementes x erzeugt werden: $x, x^2, x^3, \ldots, x^n = e$; n ist die *Ordnung* der zyklischen Gruppe. In jeder endlichen Gruppe gibt ihre Ordnung die Anzahl ihrer Elemente an.

2) *Zuordnungen von Gruppen.* Eine Gruppe G wird in eine Gruppe G' *homomorph abgebildet*, wenn bei dieser Abbildung die Gruppenoperation erhalten bleibt, d. h., wenn aus $x, y \in G$ und $x', y' \in G'$ folgt $(xy)' = x'y'$ (→ Algebra). Die Menge aller Elemente von G, die in das Einselement e' der Gruppe G' abgebildet wird, nennt man den *Kern des Homomorphismus*; er ist ein *Normalteiler* der Gruppe G (siehe 3). Ist die Abbildung von G in G' umkehrbar eindeutig, so spricht man von einem *Isomorphismus*. Ein spezieller, der *natürliche Isomorphismus* besteht zwischen der Gruppe G', auf die G homomorph abgebildet wird, und der *Faktorgruppe* G/N (siehe 3). Spezialfälle der Isomorphismen sind die *Automorphismen*, bei denen isomorphe Abbildungen der Gruppe auf sich selbst betrachtet werden.

3) *Untergruppe, Klasse, Restklasse.* $G' \subseteq G$ heißt *Untergruppe* von G, wenn G' eine Gruppe ist. Das Einselement $e \in G$ und G selbst werden als uneigentliche oder triviale Untergruppe bezeichnet, alle anderen Untergruppen heißen echte Untergruppen. Die wichtigsten Untergruppen sind die *invarianten Untergruppen* oder *Normalteiler* G', die für alle $x \in G$ die Eigenschaft $xG'x^{-1} = G'$ haben. Eine *einfache Gruppe* enthält keinen Normalteiler im Sinne einer echten Untergruppe.

Mit Hilfe der Untergruppen kann man Zerlegungen der vorgegebenen Gruppen definieren. Ist G' eine Untergruppe von G, so erhält man die Zerlegung von G nach G' in *linksseitige Rest- oder Nebenklassen*, indem man die Mengen G', x_1G', x_2G', ..., x_nG', ... bildet und dabei die x_i so auswählt, daß sie nicht in G' und auch nicht in x_jG' für $i > j$ enthalten sind. Analog werden die rechtsseitigen Nebenklassen gebildet, indem man die Elemente von G' von rechts mit entsprechenden Elementen y_k multipliziert. Die Nebenklassen sind, abgesehen von G', keine Untergruppen. Nebenklassen einer Zerlegung haben nach ihrer Bildungsvorschrift keine gemeinsamen Elemente. Die Mächtigkeit jeder Nebenklasse ist der Mächtigkeit der Untergruppe G' gleich. Ist G eine endliche Gruppe der Ordnung n und hat G' die Ordnung n', so ist n' Teiler von n, und es ist $n/n' = m$, wenn m die Anzahl der betreffenden Nebenklassen ist; m nennt man auch den *Index der Untergruppe* G'. Offensichtlich können Gruppen, deren Ordnung gleich einer Primzahl ist, keine nichttrivialen Untergruppen haben. Ist die Untergruppe G' Normalteiler, dann fallen die rechtsseitigen Nebenklassen mit den linksseitigen zusammen. Die Nebenklassen bilden dann selbst eine Gruppe, die als *Faktorgruppe* G/G' bezeichnet wird; offenbar hat die Faktorgruppe die Ordnung m.

Eine weitere *Klasseneinteilung* gewinnt man, wenn man die Elemente jeweils zusammenfaßt, die im folgenden Sinne zueinander *äquivalent* (man sagt auch *konjugiert*) sind: x ist äquivalent zu y, $x \sim y$, wenn ein Element $z \in G$ existiert, so daß $x = zyz^{-1}$ ist.

Offenbar sind dadurch die drei Bedingungen einer echten *Äquivalenzrelation* erfüllt, denn 1.) gilt $x \sim x$, 2.) aus $x \sim y$ folgt $y \sim x$ und 3.) aus $x \sim y$ und $y \sim z$ folgt $x \sim z$. Alle Elemente, die zueinander äquivalent sind, gehören zur selben Klasse. Die Klassen sind elementfremd. Ist $x \in G$, so ist GxG^{-1} die zu x gehörige Klasse. Offenbar besteht die Klasse des Einselements nur aus diesem selbst. Bei abelschen Gruppen bildet jedes Element eine Klasse. Schließlich ist

die Anzahl der Elemente einer Klasse Teiler der Ordnung der Gruppe.

4) *Darstellung von Gruppen.* Eine Gruppe quadratischer Matrizen, zu der die vorgegebene Gruppe G homomorph ist, wird als *Darstellung der Gruppe G* bezeichnet. Die Ordnung der Matrizen wird als *Dimension der Darstellung* bezeichnet, da man diese Matrizen stets als Transformationen eines entsprechenden Vektorraums, auch *Darstellungsraum* genannt, auffassen kann.

Ist $T(G)$ eine Darstellung der Gruppe G im Vektorraum R^n, so wird, wenn U eine unitäre Transformation auf R^n ist, $UT(G)\,U^{-1}$ als eine *äquivalente Darstellung* bezeichnet. Es gibt stets unendlich viele äquivalente Darstellungen. Die Transformation von einer Darstellung zur äquivalenten Darstellung bezeichnet man als *Ähnlichkeitstransformation.* Wenn sich eine Ähnlichkeitstransformation so angeben läßt, daß alle Matrizen der Darstellung $T(G)$ gleichzeitig auf die Gestalt

$$T'(x) = UT(x)\,U^{-1} = \left(\begin{array}{c|c} T^{(1)}(x) & S(x) \\ \hline 0 & T^{(2)}(x) \end{array}\right),$$

in der $T^{(1)}(x)$, $T^{(2)}(x)$ quadratische Matrizen sind, gebracht werden können, dann heißt die vorliegende Darstellung *reduzibel* – sie heißt *vollständig reduzibel*, wenn die Matrizen S sämtlich gleich Null sind. Falls keine Transformation U existiert, die eine Überführung in die angegebene Gestalt gestattet, so sagt man, daß die Darstellung *irreduzibel* ist. Man sieht an der angegebenen Form, daß jede reduzible Darstellung der Gruppe G mindestens zwei neue Darstellungen durch die Matrizen $T^{(1)}(x)$ und $T^{(2)}(x)$ liefert. Diese können nun auch wieder reduzibel sein, das Verfahren bricht ab, wenn die vorliegende Darstellung in ihre irreduziblen Bestandteile zerlegt ist.

Die Bedeutung der irreduziblen Darstellungen besteht darin, daß sie eindeutig bestimmt sind und eine Reihe hervorragender Eigenschaften haben, z. B. hängen die Eigenwerte der *Schrödinger-Gleichung* eng mit den irreduziblen Darstellungen der entsprechenden Symmetriegruppen der Schrödinger-Gleichung zusammen, insofern zu jeder irreduziblen Darstellung mindestens ein Eigenwert der Schrödinger-Gleichung gehört und die Dimension der irreduziblen Darstellung den Entartungsgrad der Darstellung angibt. Für die Reduzibilität gilt folgendes Kriterium: Wenn eine Matrix M, die ungleich der Einheitsmatrix ist, mit allen Matrizen $T^{(\alpha)}(x)$ einer Darstellung vertauschbar ist, dann ist die vorliegende Darstellung reduzibel.

Weiterhin gilt das *Schursche Lemma*: Gilt $PT^{(\alpha)}(x) = T^{(\beta)}(x)\,P$ für alle Matrizen $T^{(\alpha)}(x)$ und $T^{(\beta)}(x)$ der irreduziblen Darstellung $T^{(\alpha)}(G)$ und $T^{(\beta)}(G)$ mit einer rechteckigen Matrix P, dann sind entweder $T^{(\alpha)}$ und $T^{(\beta)}$ äquivalent, oder es ist $P = 0$.

Für endliche Gruppen haben die irreduziblen Darstellungen folgende wichtige Eigenschaften:

4a) Die Anzahl der nichtäquivalenten irreduziblen Darstellungen ist gleich der Anzahl der Äquivalenzklassen der Gruppe.

4b) Die Summe der Quadrate der Dimensionen der nichtäquivalenten irreduziblen Darstellungen ist gleich der Ordnung der Gruppe.

4c) Die Dimension der irreduziblen Darstellungen einer Gruppe ist Teiler der Ordnung der Gruppe.

4d) Die Matrixelemente der irreduziblen Darstellungen erfüllen notwendig die Orthogonalitätsrelationen $\sum_G T^{(\alpha)}(x)_{lk}\,T^{(\beta)}(x^{-1})_{im} = \frac{n}{n_\alpha}\,\delta_{\alpha\beta}\delta_{lm}\delta_{ki}$, wenn sich die Summation über alle Elemente der Gruppe G erstreckt, n die Ordnung der Gruppe ist und n_α die Dimension der Darstellung $T^{(\alpha)}$. Es fragt sich, ob es eine Darstellung gibt, aus der man im Prinzip alle irreduziblen Darstellungen einer Gruppe G erhalten kann, und wie man zu einer Aussage über diese irreduziblen Darstellungen kommen kann.

Man erhält stets alle irreduziblen Darstellungen einer endlichen Gruppe G aus ihrer *regulären Darstellung.* Diese enthält jede irreduzible Darstellung einer Gruppe mit der Vielfachheit der entsprechenden Dimension. Man kann die reguläre Darstellung gewinnen, indem man alle Elemente $x_l \in G$ in einer Spalte anordnet.

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}$$

Die Multiplikation der Elemente $x_l \in G$ mit irgendeinem $x_k \in G$

$$x_k \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_k x_1 \\ \vdots \\ x_k x_n \end{pmatrix}$$

ergibt eine neue Spalte, die genau alle Elemente von G enthält, also nur eine Permutation der ursprünglichen Spalte darstellt. Daher kann jedem $x_k \in G$ eindeutig eine n,n-Matrix zugeordnet werden, und es ist damit eine *treue Darstellung* der Gruppe G definiert, die isomorph zur Gruppe ist. Für einen Überblick über die zu einer reduziblen Darstellung gehörigen irreduziblen Bestandteile ist der Begriff des *Charakters* notwendig. Der Charakter der Darstellung einer Gruppe ist die Funktion $\chi^{(\alpha)}(x) = \sum_i T^{(\alpha)}_{ii}(x)$, die den Elementen $x \in G$ in der Darstellung $G \to T^{(\alpha)}(G)$ zugeordnet wird. Jeder Darstellung $T^{(\alpha)}(G)$ entspricht ein Satz von n Zahlen, wenn n die Ordnung der Gruppe G ist. Die Charaktere äquivalenter Darstellungen sind einander gleich. Ebenfalls stimmen die Charaktere der Elemente einer Klasse überein: $\chi^{(\alpha)}(x) = \chi^{(\alpha)}(C)$, falls $x \in C$. Damit ist die Anzahl der Charaktere einer Darstellung gleich der Anzahl der Klassen einer Gruppe.

Für die Charaktere der irreduziblen Darstellungen gilt die folgende wichtige Orthogonalitätsrelation $\sum_{x\in G} \chi^{(\alpha)}(x)^*\,\chi^{(\beta)}(x) = n\delta_{\alpha\beta}$, wenn α und β hierbei den irreduziblen Darstellungen entsprechen, n die Ordnung von G ist und die Summe über alle Elemente der Gruppe erstreckt wird. Ist nun irgendeine Darstellung $T(G)$ gegeben, so läßt sich mit Hilfe der Charaktere die Zerlegung in irreduzible Bestandteile $T(G) = \sum_\alpha p^{(\alpha)} T^{(\alpha)}(G)$ angeben; dabei gibt $p^{(\alpha)}$ an, wie oft die irreduzible Darstellung $T^{(\alpha)}$ in der Darstellung T enthalten ist. Aus der Invarianz der Charaktere folgt $\chi^{(T)}(x) =$

$\sum_{\alpha} p^{(\alpha)} \chi^{(\alpha)}(x)$, und aus der Orthogonalitätsrelation folgt $p^{(\alpha)} = \frac{1}{n} \sum_{x \in G} \chi^{(T)}(x) \chi^{(\alpha)}(x)^*$. Die Charaktere der Darstellung $T(G)$ können unmittelbar durch Spurbildung ausgerechnet werden. Also genügt die Kenntnis der Charaktere der irreduziblen Darstellungen zur vollständigen Bestimmung der irreduziblen Bestandteile von $T(G)$. Die Berechnung der Charaktere der irreduziblen Darstellungen ist möglich mit Hilfe der Formeln

$g_i g_j \chi(C_i)\, \chi(C_j) = \chi(C_1) \sum_{l=1}^{r} c_{ij}^{l} g_l \chi(C_l)$ und $\sum_{\alpha=1}^{r} [\chi^{(\alpha)}(C_1)]^2 = n$. Hier ist g_i die Anzahl der Elemente in der Klasse C_i, und $\chi(C_i)$ ist der Wert des Charakters auf dieser Klasse; C_1 ist die Klasse des Einselements. Die Zahlen c_{ij}^{l} geben schließlich an, wie oft die Klasse C_l im Produkt $C_i C_j$ enthalten ist, und r ist die Anzahl der Klassen. Über alternierende Gruppe → symmetrische Gruppe, über diskrete Gruppe → kontinuierliche Gruppe. Weiteres → unitäre Gruppe, → Symmetriegruppe, → Liesche Gruppe, → Poincaré-Gruppe, → Drehgruppe.

In der Physik dient die G. als wichtiges Hilfsmittel zur Beschreibung der Symmetrien und der daraus folgenden Invarianzen, die auf die Eigenschaften der Wechselwirkungen physikalischer Systeme und deren besondere Struktur bzw. Anordnung zurückgeführt werden können. Jeder derartigen Symmetrie entspricht eine endliche oder unendliche Menge von *Symmetrietransformationen*, d. h. Bewegungen, Verschiebungen bzw. Drehungen um endliche oder infinitesimale Strecken bzw. Winkel in Raum und Zeit oder auch allgemeineren mathematisch definierten Räumen, die eine diskrete oder kontinuierliche (stetige) *Transformationsgruppe* bilden, d. h., 1) hintereinander ausgeführte, zur gleichen Symmetrie gehörende Transformationen bilden wieder eine zulässige Symmetrietransformation, 2) eine Symmetrietransformation kann rückgängig gemacht werden (z. B. mittels inverser Transformation) usf. Das Studium der physikalischen Symmetrien kann daher durch das Studium der zugehörigen Transformationsgruppen ersetzt werden; ferner müssen die Lösungen der die physikalischen Systeme beschreibenden Grundgleichungen, die diese Symmetrien widerspiegeln, spezielle Darstellungen der zugehörigen Gruppe sein, so daß den Physiker vor allem die Darstellungstheorie dieser Gruppen interessiert.

Unter den endlichen (diskreten) Gruppen sind besonders die → Raumgruppen in der Molekül-, Festkörper- und Kristallphysik wichtig. Die endlichen Gruppen sind stets isomorph zu bestimmten → Permutationsgruppen; diese spielen in der Quantenphysik für Systeme identischer Teilchen eine besondere Rolle (→ Quantenstatistik). Eine andere, in der Elementarteilchenphysik wichtige Klasse diskreter Gruppen sind die Inversions- oder Konjugationsgruppen, die zur Definition der verschiedenen → Paritäten und Konjugationsoperatoren (→ Ladungskonjugation) führen.

Die wichtigste unendliche (stetige) Gruppe für die Physik ist die inhomogene → Lorentz-Gruppe (Poincaré-Gruppe) mit ihren Untergruppen, der → Drehgruppe und der Gruppe der raum-zeitlichen Translationen, und der nichtrelativistische Grenzfall der Lorentz-Gruppe, die → Galilei-Gruppe. Die Poincaré-Gruppe spiegelt die wesentlichen Aspekte unserer Kenntnis von Raum und Zeit wider; jede physikalische Theorie muß diese Gruppe in der Form enthalten, daß sich ihre Struktur bei Anwendung dieser Symmetrietransformationen nicht ändert, d. h. kovariant bezüglich dieser Gruppen ist. Außer diesen äußeren Symmetrien spielen besonders in der Elementarteilchenphysik bestimmte innere Symmetrien eine wesentliche Rolle (→ Symmetrien der Elementarteilchen); sie werden durch Eichgruppen (→ Eichtransformation) und vor allem durch unitäre Gruppen (→ unitäre Symmetrie) repräsentiert.

Alle bisher in der Physik aufgetretenen stetigen Gruppen erwiesen sich als → Liesche Gruppen, deren Gruppenelemente, d. s. die Symmetrietransformationen, sogar analytisch von den Gruppenparametern, z. B. den Drehwinkeln bei der Drehgruppe bzw. den Geschwindigkeiten bei der Lorentz-Gruppe, abhängen. Die Struktur der Lieschen Gruppen — und damit auch der physikalischen Theorien — wird im wesentlichen, jedoch nicht eindeutig durch die zugehörige Gruppenalgebra, die Lie-Algebra, bestimmt, die von den infinitesimalen Erzeugenden der Gruppentransformationen aufgespannt wird. So werden z. B. die Drehungen $R_3(\varphi)$ um die z-Achse mit dem Winkel φ durch $R_3(\varphi) = e^{i\varphi \hat{J}_3} \approx 1 + i\varphi \hat{J}_3 + \cdots$ mit der infinitesimalen Erzeugenden $\hat{J}_3$, einem hermiteschen Operator, gegeben, wobei die letzte Gleichung natürlich nur für $\varphi \ll 1$ gilt; zusammen mit den Erzeugenden $\hat{J}_1$ und $\hat{J}_2$ der Drehungen um die x- bzw. y-Achse genügt $\hat{J}_3$ den Vertauschungsrelationen $[\hat{J}_i, \hat{J}_j] = i\hat{J}_k$, wobei $(i, j, k) = (1, 2, 3), (2, 3, 1)$ oder $(3, 1, 2)$ ist. In der Quantenphysik sind die Erzeugenden der Symmetrietransformationen im wesentlichen identisch mit den Operatoren, die den physikalischen Größen auf Grund der Quantentheorie zugeordnet sind. So sind die Erzeugenden $\hat{J}_i$ gerade die durch $\hbar$ dividierten Operatoren des Drehimpulses, der → Hamilton-Operator ist Erzeugende der zeitlichen Translationen, der → Impulsoperator ist Erzeugende der räumlichen Translationen usw. Die Vertauschungsrelationen dieser Operatoren haben daher einen tieferen gruppentheoretischen Sinn, und andererseits ist die Definition dieser physikalischen Größen eng mit den physikalischen Symmetrien verknüpft.

Die Hervorhebung des algebraischen Standpunktes hat noch eine andere Ursache: Im allgemeinen ist es bedeutend schwieriger, eine Darstellung der Gruppe selbst zu konstruieren, als eine Darstellung der Gruppenalgebra, und speziell der Lie-Algebra, zu finden. Diese Darstellungen induzieren eine Darstellung des Gruppenkeims, der Umgebung des Einselements der Gruppe (d. h. für infinitesimale Werte der Gruppenparameter, wenn das Einselement gerade durch das Verschwinden aller Parameter charakterisiert ist), die sich gewöhnlich zu einer Darstellung der ganzen Gruppe fortsetzen läßt; dies ist insofern nicht trivial, da zu verschiedenen Gruppen dieselbe Lie-Algebra gehören kann. Man nennt daher die Darstellungen der

Lie-Algebra einer Gruppe bzw. der Gruppe selbst lokal bzw. global und spricht in diesem Zusammenhang auch von *lokalen* bzw. *globalen Symmetrien*.

Die physikalischen Symmetrien haben Einschränkungen hinsichtlich des Hamilton-Operators oder der Lagrange-Funktion des Systems zur Folge: Diese müssen invariant sein gegenüber den entsprechenden Symmetrietransformationen. Das kann umgekehrt auch dazu ausgenutzt werden, bei Unkenntnis der exakten Wechselwirkung die möglichen Formen der Lagrange-Funktion einzuschränken (→ Symmetrieprinzip). Im allgemeinen wird die vorliegende Symmetrie durch Hinzufügen einer noch so kleinen zusätzlichen Wechselwirkung gestört. Das hat zur Folge, daß die Wellenfunktionen des gestörten Systems gewöhnlich eine niedrigere Symmetrie aufweisen als diejenigen des ungestörten Systems. Gruppentheoretisch bedeutet dies, daß die Darstellungen der umfassenden Gruppe nach denen ihrer Untergruppen ausreduziert werden müssen, wobei die umfassendere Symmetrie zerstört wird und nur die der Untergruppe resistent ist.

Ein anderer Fall liegt vor, wenn zwei oder mehrere physikalische Systeme, deren Wellenfunktionen Darstellungen derselben Gruppe sind, ein zusammengesetztes System bilden. Dann sind auch die Wellenfunktionen des zusammengesetzten Systems Darstellungen dieser Gruppe; sie ergeben sich aus dem direkten Produkt der Darstellungen der Einzelsysteme. Dies wird in vielen Zweigen der Quantenphysik weitgehend ausgenutzt (→ unitäre Symmetrie, → Quarkmodell).

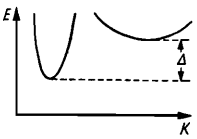
Gs, → Gauß.

Guggenheim-Daviessche Gleichung, → Güntelbergsche Gleichung.

Guinier-Methode, eine → Pulvermethode.

Guinier-Preston-Zone, → Mischkristall.

gu-Kern, Kern mit *g*erader Protonenzahl und *u*ngeradèr Neutronenzahl.



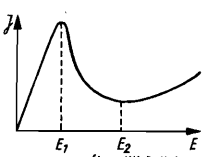
1 Abhängigkeit der Energie E vom Wellenzahlvektor K für eine Energiebandstruktur, wie sie für den Gunn-Effekt vorausgesetzt wird

Guldbergsche Regel, von Guldberg 1890 aufgestellte Regel, nach der die Siedetemperatur bei Atmosphärendruck ungefähr $^2/_3$ der kritischen Temperatur ist. Die Siedetemperaturen können also bei Normaldruck als reduzierte Temperaturen im Sinne des → Theorems der übereinstimmenden Zustände aufgefaßt werden. *Beispiele*: Helium 0,81; Wasserstoff 0,61; Sauerstoff 0,58.

Gültigkeitsbereich, → physikalische Theorie.

Gunn-Diode, → Halbleiterdiode.

Gunn-Effekt, eine mit der Interbandstreuung heißer Ladungsträger verknüpfte Transporterscheinung in Halbleitern. Wenn die Energie der Ladungsträger ausreicht, um die Ladungsträger in die unteren Zustände eines energetisch höher gelegenen Bandes zu bringen, wozu außerdem zum Zweck der Impulserhaltung Streuung an Phononen erforderlich ist, und wenn dort die Beweglichkeit infolge einer größeren effektiven Masse (Abb. 1) wesentlich geringer als bei der energetisch tiefer gelegenen Bandkante ist, so kann diese Umverteilung der Ladungsträger auf die Umgebungen der verschiedenen Bandkanten zur Verringerung der Leitfähigkeit führen. Oberhalb eines kritischen Wertes der elektrischen Feldstärke kann dadurch ein Gebiet *negativer differentieller Leitfähigkeit* auftreten (Abb. 2), das instabil ist.



2 Stromdichte J als Funktion der Feldstärke E in willkürlichen Einheiten

Außer einem genügend großen Verhältnis der effektiven Massen von oberem und tieferem Band muß der energetische Abstand Δ der betreffenden Bandkanten in einem bestimmten Bereich liegen, da bei zu kleinen Werten auch die energetisch höher gelegenen Zustände schon thermisch besetzt sind und dadurch die zusätzliche Umverteilung heißer → Ladungsträger meist keine genügend starke Änderung der Leitfähigkeit bewirkt, andererseits bei großen Abständen die erforderliche Energie des Ladungsträgers für den Übergang (Bandabstand Δ und Energie des zu emittierenden Phonons) zu hoch wird, als daß eine merkbare Umbesetzung auftreten kann.

Der Bereich der elektrischen Feldstärke, in dem negative differentielle Leitfähigkeit auftritt, ist nach oben begrenzt, weil oberhalb eines kritischen Wertes die Umverteilung schon so hoch ist, daß eine weitere Konzentrationsänderung zugunsten des oberen Bandes keine merkbare Verringerung der Leitfähigkeit mehr bewirkt.

Außer n-GaAs, an dem der G.-E. entdeckt wurde, können noch an einer Reihe weiterer Stoffe, die den obengenannten Bedingungen genügen, durch die Beweglichkeit bedingte Instabilitäten beobachtet werden. Dazu gehören beispielsweise n-Ge (bei Temperaturen unter 150 K), InP und Mischkristalle vom Typ $GaAs_{1-x}P_x$ oder $In_xGa_{1-x}Sb$, bei denen die energetischen Abstände der Bandkanten durch Variation der Zusammensetzung x geeignet gewählt werden. Die geforderten Bandeigenschaften können andererseits auch gezielt durch uniaxialen Druck erzeugt werden, wenn man dabei sonst miteinander entartete Bandkanten, beispielsweise Valenzbänder im p-Ge oder die Täler in äquivalenten Punkten der → Brillouin-Zone wie im n-Ge, energetisch aufspaltet.

Gunn-Oszillator, ein Halbleiterbauelement, das auf den Schwingungen basiert, die den Gunn-Effekt begleiten können. In dem Feldstärkebereich, in dem ein negativer differentieller Widerstand vorliegt, können Inhomogenitäten des Kristalls oder Fluktuationen von Ladungsträgern zur Bildung und Ausbreitung von elektrischen → Domänen führen. Die Schwingungsdauer ist bei vernachlässigbarer Bildungsdauer der Domänen der Zeit proportional, die die Ladungsträger brauchen, um von einem Kontakt durch den Kristall zum anderen zu wandern. Die Erscheinung ist stabil, solange das elektrische Feld außerhalb der Domäne kleiner als der erste kritische Wert ist, bei dem der negative differentielle Widerstand auftritt, und das Feld innerhalb der Domäne nicht größer ist als der zweite kritische Wert, von welchem aus der Strom wieder mit steigender Spannung wächst (→ Gunn-Effekt, Abb. 2). Durch bestimmte Formgebung lassen sich vielseitige Anwendungsmöglichkeiten erzielen, da Form und Frequenz der im äußeren Stromkreis auftretenden Wellen und Impulse dadurch variiert werden können (→ Halbleiterdiode).

Güntelbergsche Gleichung, parameterfreie Näherungsformel für den Aktivitätskoeffizienten γ

eines Elektrolyten: $\ln \gamma = a z_+ z_- I^{0,5}/(1 + I^{0,5})$. Es bedeuten z_+ und z_- die Ladungen des Kations bzw. Anions, I die Ionenstärke und $a = (2\pi N_A \varrho_0)^{0,5} (e^2/\varepsilon k T)^{3/2}$ (wobei N_A die Avogadrosche Zahl, ϱ_0 die Dichte des Lösungsmittels, e die Elementarladung, ε die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur ist). Die G. G. ist nur bis zu einer Ionenstärke $I = 0{,}1$ brauchbar.

Für den Verlauf des mittleren Aktivitätskoeffizienten eines Elektrolyten gilt die *Guggenheim-Daviessche Gleichung*: $\ln \gamma = a z_+ z_- I^{0,5}/(1 + I^{0,5}) + 2{,}3 \cdot 0{,}1\, z_+ z_-$.

Güte, *Gütefaktor*, eine Größe, die die Resonanzeigenschaften eines schwingenden Systems (z. B. eines Schwingkreises) charakterisiert. Als G. definiert man $Q = \frac{\omega E_m}{P}$. Dabei bedeutet $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz des Systems, wobei f die gewöhnliche Frequenz ist; E_m bedeutet die maximal gespeicherte Energie und P die Verlustleistung. Der reziproke Wert von Q wird als *Verlustfaktor* bezeichnet: $d = 1/Q$.

Beim Reihenschwingkreis nach Abb. 1 erhält man $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$. Dabei ist $\omega_0 = 2\pi f_0$ die Resonanzfrequenz, L die Induktivität und R der Verlustwiderstand des Kreises.

Bei Resonanz gilt für die Spannungen an der Spule L und am Kondensator C die Beziehung $U_{L\,res} = U_{C\,res} = Q \cdot U$. Die Spannungen sind also um den Faktor Q gegenüber der Generatorspannung U erhöht. Man bezeichnet dies als *Spannungsüberhöhung*.

Beim Parallelresonanzkreis (→ Schwingkreis) nach Abb. 2 ergibt sich $Q = \frac{R_p}{\omega_0 L}$.

Bei Resonanz fließen durch die Induktivität L und die Kapazität C die Ströme $I_{L\,res} = I_{C\,res} = Q \cdot I$, die um den Faktor Q gegenüber dem Generatorstrom I vergrößert sind. Diese Tatsache wird als *Stromüberhöhung* bezeichnet.

Beim gedämpften freien Schwingkreis nach Abb. 3 klingen die Schwingungen exponentiell proportional zu $e^{-Rt/2L}$ ab. Die Dämpfungskonstante $\delta = R/2L$ läßt sich unter Einführung des Gütefaktors $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$ in der Form $\delta = \frac{\omega_0}{2Q}$ schreiben. Die Schwingungen des Kreises klingen also um so langsamer ab, je größer die G. des Kreises ist.

Je größer die G. ist, desto schärfer verläuft die Resonanzkurve. Sowohl bei Serien- als auch Parallelresonanzkreisen gilt für die Bandbreite $\Delta f = f_0/Q$. Sie ist um so größer, je geringer die G. ist.

Auch für verlustbehaftete Kondensatoren und Spulen läßt sich ein Gütefaktor angeben. Geht man vom Ersatzschaltbild eines verlustbehafteten Kondensators nach Abb. 4a aus, so ergibt sich $Q = (\tan \delta)^{-1} = R_p \omega C$. Für eine Spule mit einem Ersatzschaltbild nach Abb. 4b erhält man als G. $Q = (\tan \delta)^{-1} = \frac{\omega L}{R_s}$.

Bei Spulen und Kondensatoren schreibt man für den Verlustfaktor $d = 1/Q = \tan \delta$. Dabei wird δ als *Verlustwinkel* bezeichnet.

Lit. Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968).

Gütefaktor, svw. Güte.

Gutenberg-Kanal, → Erde.

Güteziffer, *Gütewert*, *Güteprodukt*, ältere Bezeichnungen für → maximale magnetische Energiedichte.

Guyesche Hypothese, → Drehvermögen 1).

G-Wert, bei strahlenchemischen Reaktionen das Verhältnis zwischen der Anzahl der gebildeten Ionen, Radikale oder Moleküle je Einheit der absorbierten Energie, meist angegeben als Anzahl der reagierenden Moleküle je 100 eV.

Gyration, die Drehung eines elektrisch geladenen Teilchens um eine magnetische Flußröhre. Die Bewegungsgleichung für ein elektrisch geladenes Teilchen im homogenen Magnetfeld hat die Form $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m} \vec{v} \times \vec{B}$. Mit der Definition der Gyrofrequenz $\vec{\omega} = -\frac{e}{m} \vec{B}$ hat die obige Gleichung die Form der Differentialgleichung $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$ eines sich mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ um eine Achse bewegenden Teilchens. Im vorliegenden Fall spricht man von der G. eines Teilchens im Magnetfeld.

Für den Radius der Gyrationsbewegung, den *Gyrationsradius*, folgt mit $\frac{e}{m} = \frac{\omega}{B} = \frac{v}{rB}$ die Formel $r = \frac{mv}{eB}$.

Mit der G. eines Teilchens im homogenen Magnetfeld ist eine Erhaltungsgröße verbunden, die im Falle leicht inhomogener Felder zu einer → adiabatischen Invarianten wird. Es ist dies der Drehimpuls des Teilchens, denn für seine zeitliche Ableitung gilt $\frac{d}{dt} m\vec{r} \times \vec{v} = 0$.

Durch Multiplikation mit $\frac{e}{2m}$ erhält man aus dem Drehimpuls eine äquivalente Erhaltungsgröße, das magnetische Moment, das im Falle eines leicht veränderlichen Magnetfeldes auch als erste adiabatische Invariante bezeichnet wird (→ adiabatische Invariante).

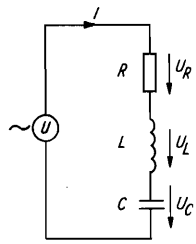
Gyrator, → nichtreziproke Bauelemente.

Gyre, svw. Drehachse 2).

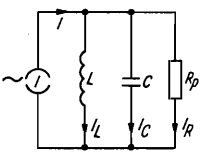
Gyrofrequenz, in der Physik des Plasmas gebräuchliche Bezeichnung für die Larmor-Frequenz der Rotationsbewegung, die die Ladungsträger (Ionen und Elektronen) um die Feldlinien eines das Plasma durchsetzenden konstanten Magnetfeldes ausführen. Die G. ist proportional zu (e/m) B, wobei e die Ladung, m die Masse des Teilchens und B der Betrag der magnetischen Induktion ist. Die G. ist von Bedeutung für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in natürlichen Plasmen, z. B. in der Ionosphäre der Erde, in der Atmosphäre der Sonne und im interstellaren Raum → Gyration.

Gyroide, svw. Schraubenachse, → Symmetrie.

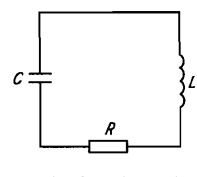
gyromagnetischer Effekt, die Erscheinung, daß mit der Änderung der Magnetisierung eines ferromagnetischen Stoffes, z. B. eines Eisenstückes, eine Änderung der mechanischen Drehimpulse seiner Elektronen und auf Grund des Drehimpulserhaltungssatzes somit eine Ände-



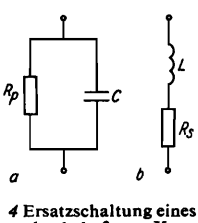
1 Reihenschwingkreis



2 Parallelschwingkreis



3 Freier Schwingkreis



4 Ersatzschaltung eines verlustbehafteten Kondensators (*a*) und einer verlustbehafteten Spule (*b*)

rung des resultierenden Drehimpulses des gesamten Systems verbunden ist. Für den gyromagnetischen Effekt ergeben sich demnach zwei Möglichkeiten, erstens, daß die Änderung der Magnetisierung die Drehung, z. B. eines Eisenstabes, bewirkt, was als Richardson-Einstein-de-Haas-Effekt (1915) bezeichnet wird, und zweitens, daß durch Rotation des ganzen Systems eine Magnetisierung des Eisenstabes erzeugt wird, was nach dem Entdecker → Barnett-Effekt (1914) genannt wird.

gyromagnetischer Faktor, svw. g-Faktor.

gyromagnetisches Verhältnis, der Proportionalitätsfaktor γ zwischen Gesamtdrehimpulsvektor $\vec{J}$ und magnetischem Moment $\vec{\mu}$ der Atome sowie ihrer Bausteine. Es gilt die Beziehung $\vec{\mu} = \gamma\vec{J}$, der gemäß Gesamtdrehimpulsvektor und magnetisches Moment starr miteinander verbunden sind, was als *magnetomechanischer Parallelismus* bezeichnet wird. Das gyromagnetische V. ist für jede Teilchenart eine charakteristische Konstante.

In dem durch die Quantenzahlen L (des Bahndrehimpulses), S (des Spins) und J (des Gesamtdrehimpulses) mit $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ gekennzeichneten Zustand eines Atoms oder Elektrons gilt $|\vec{\mu}(L, S, J)| = \sqrt{J(J+1)}\, g(L, S, J)\, \mu_B$ bzw. $\vec{\mu} = \vec{J} g \mu_B$, worin g den → g-Faktor und μ_B das → Bohrsche Magneton bedeuten, so daß das gyromagnetische V. als Produkt aus g-Faktor und Bohrschem Magneton erscheint und als Verhältnis des Betrags des magnetischen Moments zum Betrag des Gesamtdrehimpulses also $\gamma = g \cdot \mu_B = |\vec{\mu}(L, S, J)|/\sqrt{J(J+1)}$ definiert werden kann. Für Atomkerne ergibt sich das gyromagnetische V. γ_I, wenn in obigen Formeln μ_B durch das Kernmagneton μ_K ersetzt wird.

Gyroplasmasonde, → Plasmasonde, → Diffusion geladener Teilchen.

Gyroresonanz, → Plasmaschwingungen.

gyroskopisches Pendel, svw. Foucaultsches Pendel.

h, ħ) → Hekto. **2)** → Stunde. **3)** h, → Planckscher Wirkungsquantum. **4)** h, Hubble-Konstante, → Hubble-Effekt.

ħ, Zeichen für die Plancksche Konstante, → Planckscher Wirkungsquantum.

H, 1) → Henry. **2)** Symbol für Wasserstoff. **3)** H, → Heizwert. **4)** H, → Enthalpie. **5)** $\vec{H}$, → magnetische Feldstärke.

ha, → Hektar.

Ha, → Hagenzahl.

Haag-Araki-Feld, → axiomatische Quantentheorie.

Haagsches Theorem, im Rahmen der allgemeinen Quantenfeldtheorie erstmals von R. Haag 1955 bewiesene Aussage, daß ein Quantenfeld $\varphi(\vec{r}, t)$, das zu irgendeinem Zeitpunkt t mit einem freien, nicht wechselwirkenden Feld durch eine unitäre Transformation verknüpft, d. h. zur Zeit t zu diesem unitär äquivalent ist, selbst ein freies Feld sein muß und daß die eindeutigen rotationsinvarianten Vakuumzustände der diesen Feldern zugeordneten Hilbert-Räume (bis auf eine Phase) zusammenfallen. Das Haagsche T. hat weitreichende Konsequenzen:

1) Die auch der Quantenelektrodynamik zugrunde liegende Vorstellung, daß die asymptotischen freien Felder, die in- und out-Felder (→ Asymptotenbedingung), mit den wechselwirkenden Feldern durch eine unitäre Transformation verknüpft sind, d. h. die quantenfeldtheoretische Störungstheorie im Wechselwirkungsbild, ist falsch.

2) Wenn die konventionelle Quantenfeldtheorie sinnvoll sein soll, dann muß man zu verschiedenen Zeitpunkten verschiedene, nichtäquivalente irreduzible Darstellungen der kanonischen Vertauschungsregeln, die myriotischen Darstellungen (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren) benutzen, für die kein eindeutiger Vakuumzustand und keine Anzahloperatoren existieren.

Haarkristall, svw. Whisker.

Haar-von-Karman-Hypothese, besagt, daß bei einem axialsymmetrischen Spannungszustand die Ringspannung σ_ϑ gleich einer der Hauptspannungen in der Meridianebene gesetzt wird. Mit dieser Hypothese, der Fließbedingung und den Gleichgewichtsbeziehungen wird das Problem statisch bestimmt. Die Charakteristiken des entsprechenden hyperbolischen Differentialgleichungssystems fallen mit den Gleitlinien zusammen.

Habitus, → Kristallgestalt.

Haddingsche Stäbchenkorrektur, Korrektur der durch Absorption der Röntgenstrahlen in stäbchenförmigen Präparaten bedingten Verschiebung von Interferenzlinien auf Debye-Scherrer-Aufnahmen (→ Pulvermethode). Ist $2r$ der von Linienmitte zu Linienmitte gemessene Durchmesser eines Debye-Scherrer-Ringes, 2ϱ der Durchmesser des Präparates und Θ der Glanzwinkel, so gilt: $2r_{Korr} = 2r - \varrho(1 + \cos 2\Theta)$.

Hadronen, der starken Wechselwirkung unterworfene Klasse der Elementarteilchen. Die H. bestehen aus zwei Familien von Elementarteilchen, den → Mesonen und den → Baryonen und deren Resonanzen (→ Elementarteilchen).

Hadronenstrom, → schwache Wechselwirkung.

Hafnium, → Elemente 1), → Reaktorgifte.

Haftarbeit, → Adhäsion.

Haftbedingung, die Erscheinung, daß beim Strömen von realen Flüssigkeiten und Gasen entlang einer festen Wand sowohl die Normal- als auch die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit an der Wand gleich Null sein muß. Flüssigkeits- oder Gasteilchen an der Oberfläche eines Körpers machen dessen Bewegung vollkommen mit, ohne zu gleiten. Die H. gilt so lange, wie das Strömungsmedium als Kontinuum betrachtet werden darf. Das Haften des Strömungsmediums an festen Wänden ist eine Erfahrungstatsache. In reibungsfreien Strömungen verschwindet nur die Normalkomponente der Geschwindigkeit an der Wand. Die H. ist von grundlegender Bedeutung bei der Behandlung reibungsbehafteter Strömungen, → Grenzschicht.

Haftkoeffizient, Verhältnis der bei einem Aufdampfprozeß (→ Hochvakuumbedampfungstechnik) dauerhaft an einer Oberfläche haftenden zur Gesamtzahl der auftreffenden Atome (Aufdampfrate). Oberhalb der Grenztemperatur für fortschreitende Kondensation ist der H. gleich 0, bei tiefen Temperaturen nähert er sich 1. Der H. hängt außer von der Aufdampfrate und der

Temperatur auch stark von einer Belegung der Oberfläche mit Adsorptionsschichten ab. Bei 300 °C ist z. B. für den H. von Gold auf einer reinen Steinsalzoberfläche der Wert 1/3 und auf einer mit Gas-Adsorptionsschichten bedeckten Steinsalzoberfläche der Wert 1 erhalten worden.

Haftkraft, die Kraft, die zum senkrechten Abreißen eines → Haftmagneten von einer ebenen weichmagnetischen Platte, z. B. einer Eisenplatte, erforderlich ist. Bei einer Induktion B, gemessen in Wb/m², einer Polfläche A, gemessen in cm², ergibt sich eine Haftkraft $F \approx 4B^2A$ in kp.

Haftmagnet, System, das die hohe Anziehungskraft von Magneten auf weichmagnetische Teile, z. B. Eisenstücke, ausnützt. H.e dienen zum Tragen von Lasten oder zum Befestigen von Gegenständen. Im einfachsten Fall stellt ein Dauermagnet einen H.en dar. Bei höheren Ansprüchen dienen Flußleitstücke zur Konzentration des magnetischen Flusses auf den Arbeitsraum und zur Verringerung des Streuflusses. Eine sehr günstige Konstruktion stellen Topfmagnete dar, bei denen ein Flußleitstück konzentrisch um den Magneten unter Wahrung eines Luftspaltes angebracht ist.

Haftreibung, → Reibung.

Haftreibungskoeffizient, → Reibung.

Haftreibungszahl, → Reibung.

Haftspannung, → Benetzung.

Haftstelle, ein Typ von Störstellen in Halbleitern mit hoher Einfangwahrscheinlichkeit für freie Ladungsträger einer Art. Eine Elektronenhaftstelle besitzt eine hohe Einfangwahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem Leitungsband und eine verschwindend kleine Einfangwahrscheinlichkeit für Löcher aus dem Valenzband. Im unbesetzten Zustand ist die Elektronenhaftstelle neutral im Gegensatz zum Donator. Durch thermische oder optische Anregung kann das eingefangene Elektron wieder ins Leitungsband gelangen. Entsprechend besitzen Löcherhaftstellen hohe Einfangwahrscheinlichkeit für Löcher im Valenzband.

Haftung, → Reibung.

Haftzentrum der Flußschläuche, svw. Pinningzentrum.

Haftzone, die Zone, an deren Berührungsfläche mit dem Werkzeug Haftreibung herrscht.

Hagen-Poiseuille-Gesetz, → Rohrströmung.

Hagen-Poiseuille-Strömung, → Rohrströmung.

Hagen-Rubens-Gesetz, beschreibt den Zusammenhang zwischen der elektrischen Leitfähigkeit σ eines Metalls und seinem Reflexionsvermögen R im infraroten Spektralbereich. Es hat die Form $R = 1 - 2\sqrt{2\varepsilon_0\omega/\sigma}$. Dabei sind ω die Kreisfrequenz des Lichtes und ε_0 die Influenzkonstante. Physikalische Ursache dieses Zusammenhanges ist, daß beide Phänomene eine Folge der Anwesenheit freier Elektronen in Metallen sind. Das H.-R.-G. gilt für Lichtfrequenzen klein gegen die Stoßfrequenz und Plasmafrequenz der Elektronen (→ Metalloptik).

Hagenzahl, Ha, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Druckkraft zu Zähigkeitskraft in Strömungen: $\mathrm{Ha} = -\dfrac{\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\cdot l^2}{c\cdot\eta} = \dfrac{1}{\nu}\dfrac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}x}\cdot\delta^2$; dabei ist p der statische Druck, x die Koordinate in Strömungsrichtung, l die charakteristische Länge, c die Strömungsgeschwindigkeit, η, ν die dynamische bzw. kinematische Zähigkeit, δ die Grenzschichtdicke. Die H. ist von Bedeutung für Strömungen mit Druckgradienten in Hauptströmungsrichtung. In verzögerter laminarer Strömung erfolgt die → Grenzschichtablösung bei einem bestimmten Ha-Wert.

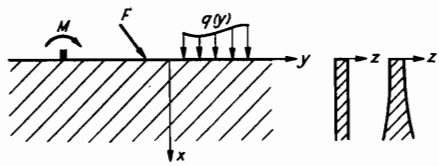
Haggenmachersche Gleichung, Beziehung für die Verdampfungswärme ΔH_V einer Flüssigkeit: $\Delta H_V = R(1 - P_r/T_r^3)^{0,5}\,\mathrm{d}(\ln p)/\mathrm{d}(\ln 1/T)$. Hierbei ist R die Gaskonstante; P_r der reduzierte Druck, T_r die reduzierte Temperatur, p der Druck und T die absolute Temperatur. Die H. G. stellt eine Erweiterung der Clausius-Clapeyronschen Gleichung dar.

Haidinger-Büschel, *Polarisationsbüschel,* nach W. Haidinger farbige Büschel, die sichtbar werden können, wenn man einen mit weißem, linear polarisiertem Licht bestrahlten Schirm betrachtet. Die H.-B. werden durch radiär angeordnete doppelbrechende Netzhautelemente des menschlichen Auges hervorgerufen.

Haidingersche Lupe, ein einfaches Dichroskop, d. h. ein optisches Gerät, das es gestattet, an optisch anisotropen, farbigen Kristallen die jeweilige Farbe (Achsenfarbe) der beiden durch die Doppelbrechung entstandenen Lichtstrahlen zu beobachten. Die H. L. besteht aus einem Kalkspatspaltstück mit einer kleinen Blende, die mit einer Lupe durch den Kalkspat hindurch betrachtet wird. Von der Blende entstehen infolge Doppelbrechung zwei Bilder mit senkrecht zueinander stehenden Schwingungsrichtungen des Lichtes. Vor die Blende der H.n L. wird der zu untersuchende Kristall gebracht und im durchfallenden Licht betrachtet. Bei Vorhandensein von Dichroismus oder Pleochroismus zeigen die beiden Bildfelder verschiedene Farben.

Haidingersche Ringe, → Interferenzerscheinungen.

Halbebene, Materialscheibe, von der ein gerader Rand durch den endlichen Bereich geht und die übrige Berandung im Unendlichen liegt. Bei



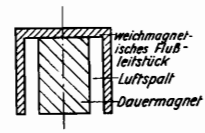
Halb- und Profilhalbebene mit typischen Belastungen

örtlich variabler Scheibendicke heißt sie → Profilebene. Belastungen sind Einzelkraft F, Belastungsintensitäten $q(y)$ und Moment M.

halbklassische Strahlungstheorie, → Strahlungstheorie.

Halbkörperströmung, Potentialströmung (→ Strömung) um ebene und rotationssymmetrische Körper, die sich in Strömungsrichtung bis ins Unendliche erstrecken.

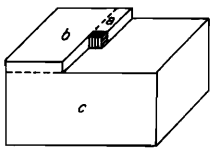
1) *Ebene H.* Überlagert man eine in x-Richtung verlaufende Parallelströmung mit der Geschwindigkeit c_∞ und eine im Koordinatenursprung befindliche Quelle mit der Ergiebigkeit Q, so lautet das komplexe Potential $F(z) = c_\infty \cdot z + \dfrac{Q}{2\pi b}\cdot \ln z$; dabei ist b die Erstreckung senkrecht zur x,y-Ebene. Für das Poten-



Topfmagnet

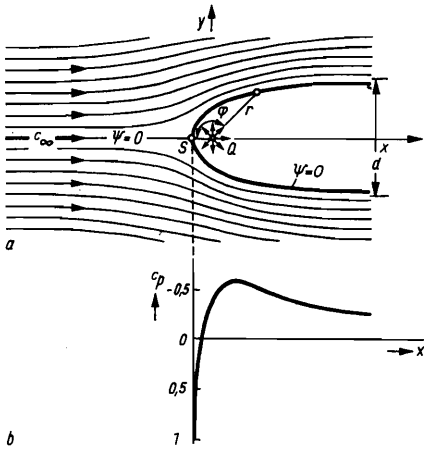


Haidingersche Lupe (schematischer Schnitt). *K* Kalkspatspaltstück



Halbkristall-Lage. *a* halbe Atomkette, *b* halbe Netzebene, *c* halber Gitterblock

tial folgt $\Phi = c_\infty \cdot x + \frac{Q}{2\pi b} \ln r$ und für die Stromfunktion $\psi = c_\infty \cdot y + \frac{Q}{2\pi b} \cdot \varphi$. Dabei sind r und φ die Polarkoordinaten; der Polarwinkel φ wird vom Staupunkt aus in Uhrzeigerrichtung gemessen. Das Stromlinienbild ergibt sich am einfachsten durch graphische Überlagerung der Stromlinien von Parallelströmung und Quelle (Abb. a). Die Stromlinie $\psi = 0$ fällt bis zum Staupunkt S mit der negativen x-Achse zusammen, gabelt sich dann aber in zwei zur x-Achse symmetrische Äste. Die von der Parallelströmung herrührende Flüssigkeitsmenge verläuft außerhalb und die von der Quellströmung herrührende Menge völlig innerhalb der Staupunktstromlinie $\psi = 0$, ohne sich zu vermischen. Die Staupunktstromlinie darf durch eine starre, reibungsfreie Wand ersetzt werden, ohne daß sich



Ebene Halbkörperströmung: *a* Stromlinienbild, *b* Druckverteilung an der Körperoberfläche

an der Außenströmung etwas ändert. Damit erhält man die Strömung um einen zylindrischen Körper mit runder Nase, auch ebener Halbkörper genannt. In großer Entfernung vom Koordinatenursprung laufen die Stromlinien parallel zur positiven x-Achse, und die Geschwindigkeit ist dort gleich c_∞. Die Dicke des Halbkörpers für $x \to \infty$ ergibt sich damit zu $d = Q/(b \cdot c_\infty)$ und der Abstand des Quellpunktes vom Staupunkt zu $s = Q/(2\pi \cdot b \cdot c_\infty)$. Die Formel für die Kontur des Halbkörpers lautet $r = \frac{d}{2\pi} \cdot \frac{\varphi}{\sin \varphi}$. Für die dimensionslose Druckverteilung auf der Körperoberfläche ergibt sich $c_p = (p - p_\infty)/q_\infty = (\sin 2\varphi)/\varphi - ((\sin \varphi)/\varphi)^2$; dabei bedeuten p den örtlichen Druck auf der Körperoberfläche, p_∞ den Druck und q_∞ den Staudruck der Zuströmung (Abb. b).

2) *Rotationssymmetrische H.* Durch Überlagerung der Parallelströmung mit einer räumlichen Quelle erhält man die Strömung um einen rotationssymmetrischen Halbkörper, deren Potential $\Phi = c_\infty \cdot x - Q/(4\pi \cdot r)$ lautet. Der Durchmesser des Halbkörpers für $x \to \infty$ ergibt sich zu $d = 2\sqrt{Q/(\pi \cdot c_\infty)}$ und der Abstand des Quellpunktes vom Staupunkt zu $s = 1/2\sqrt{Q/(\pi \cdot c_\infty)}$. Die Kontur kann nach der Gleichung $2r/d = \sin(\varphi/2)/\sin\varphi$ und die Druckverteilung auf ihr aus $c_p = 1 - 4\sin^2\varphi/2 + 3\sin^4\varphi/2$ berechnet werden. Der Druckwiderstand (→ Strömungswiderstand) am Halbkörper ist in reibungsfreier Strömung gleich Null. Die aus dem Überdruck in Nasennähe und dem Unterdruck an der übrigen Oberfläche resultierenden Kräfte kompensieren sich, so daß keine resultierende Kraft entsteht.

Halbkreisspektrometer, → Betaspektrometrie.

Halbkristall-Lage, *Wachstumsstelle,* Lage auf einer Kristalloberfläche, in der ein Molekül an eine halbe Atomkette, eine halbe Netzebene und einen halben Gitterblock gebunden ist (Abb.). Auf Grund folgender Eigenschaften ist die H.-L. für Kristallwachstum und -abbau wesentlich: 1) Durch Anlagerung oder Abtrennung eines Moleküls verschiebt sich die Position der H.-L., verschwindet aber nicht. Wachstum und Abbau eines Kristalls können in ihr deshalb in *wiederholbaren Schritten* erfolgen. Bei der Anlagerung jedes Moleküls wird der gleiche Energiebetrag, und zwar die auf ein Molekül bezogene Gitterenergie, freigesetzt. 2) Die Abtrennarbeit der H.-L. charakterisiert das Gleichgewicht des unendlich großen Kristalls, da sie in gleicher Weise mit der Anlagerung und der Abtrennung eines Moleküls in der H.-L. verbunden ist.

Halbleiter, ein Material, bei dem die Fermi-Energie der Elektronen für beliebig niedrige Temperaturen innerhalb der verbotenen Zone liegt. Die früher gebräuchliche Einteilung der festen Körper nach der Größe ihrer elektrischen Leitfähigkeit in Metalle, H. und Isolatoren erwies sich als nicht eindeutig. Auf Grund der Theorie der elektrischen Leitfähigkeit ist eine Einteilung nach der Lage der *Fermi-Energie* im Energiespektrum der Elektronen zweckmäßiger. Eine starre Abgrenzung zwischen H. und Isolator kann nicht festgelegt werden, vielmehr sind neben der Breite der verbotenen Zone (→ Bändermodell) auch die im Festkörper vorhandenen Störstellen nach Art und Konzentration sowie die Temperatur für die Größe der elektrischen Leitfähigkeit maßgeblich. Ein fester Körper hat damit halbleitende Eigenschaften innerhalb eines Temperaturbereiches, in dem die thermische Energie der Elektronen mit der durch die verbotene Zone gegebenen *Energiedifferenz* im Fall des *Eigenleiters* (→ Eigenleitung) oder mit der *Aktivierungsenergie* von → Störstellen vergleichbar ist. Sofern Störstellen in ausreichender Konzentration im Festkörper eingelagert sind, handelt es sich dann um einen *n-* oder *p-leitenden H.* Der durch Störstellen bedingte Leitungstyp wird auch *Störleitung* genannt. Die elektrische Leitfähigkeit von H.n und Isolatoren kann durch äußere Störungen, z. B. Lichteinstrahlung (→ Injektion) oder elektrostatische Einwirkung, beeinflußt werden. Diese Eigenschaften begründen die meisten der bisher bekannten Funktionsmechanismen aktiver Halbleiterbauelemente. In der bisherigen Halbleitertechnologie haben solche Stoffe besondere Bedeutung erlangt, die im Bereich der Zimmertemperatur Halbleitereigenschaften, insbesondere Störstellenleitung, aufweisen. Dabei erwiesen sich die im Typ des Diamantgitters kri-

stallisierenden Elemente Germanium und Silizium als besonders günstig.

Die Eigenschaft eines bestimmten Materials, unter geeigneten Bedingungen Halbleitercharakter zu zeigen, hängt mit der Art der Bindungen zwischen den atomaren Bestandteilen des Stoffes zusammen. Eine wichtige Rolle spielt hierbei die kovalente Bindung (→ chemische Bindung), bei der durch Austausch von Elektronen der äußeren nicht abgeschlossenen Energieschale *Elektronenbrücken* zwischen den Atombestandteilen bestehen. Die Bindungsenergie dieser Elektronen ist ein direktes Maß für die Breite der verbotenen Zone eines Halbleiters oder Isolators.

Bei den *anorganischen* H.n gewinnen neben den *Elementhalbleitern*, deren Kristallbausteine nur aus einem chemischen Element bestehen, *Verbindungshalbleiter* zunehmende Bedeutung, die aus zwei oder mehreren verschiedenen Elementen aufgebaut sind. Als für die Auffindung neuer Verbindungshalbleiter wichtiges Prinzip hat sich die Nachbildung von Kristallbausteinen erwiesen, d. h. das Ersetzen eines bestimmten chemischen Elementes derart durch andere, daß die mittlere Zahl der Valenzelektronen unverändert bleibt. Ersetzt man z. B. die Gitterbausteine in den Elementhalbleitern der 4. Gruppe des Periodensystems je zur Hälfte durch Elemente der beiden benachbarten Spalten, so erhält man A_3B_5-Verbindungshalbleiter, deren Eigenschaften in gewisser Weise denen der Elementhalbleiter ähnlich sind. Elementhalbleiter lassen sich durch binäre Verbindungshalbleiter, binäre durch ternäre Verbindungshalbleiter nachbilden usw. Zu einer Systematisierung der Vielzahl möglicher Verbindungshalbleiter und in begrenztem Maße auch ihrer Eigenschaften gelangt man anhand des Periodensystems unter dem Gesichtspunkt, daß die Elementhalbleiter der 4. Gruppe des Periodensystems Kohlenstoff (Diamant), Silizium, Germanium, Zinn (α-Modifikation) und ihre Eigenschaften als Orientierung benutzt werden. Die abnehmende Breite der verbotenen Zone mit wachsender Masse der Elemente in der Reihe Kohlenstoff — Zinn wird in gleicher Tendenz auch bei Verbindungshalbleitern beobachtet. Verbindungen von Elementen der 3. und 5., 2. und 6., 1. und 7. Gruppe des Periodensystems haben einen zunehmenden Anteil ionischer Bindung.

Der Vielzahl anorganischer Halbleitersubstanzen steht eine verhältnismäßig geringe Anzahl *organischer* Verbindungen mit Halbleitereigenschaften gegenüber. In diesen ist der van-der-Waalssche Bindungstyp vorherrschend. Bei Naphthalin z. B. konnten Eigenleitung und Störleitung nachgewiesen werden. In letzter Zeit haben *glasartige* oder *amorphe H.* ein gewisses technisches Interesse gefunden. Das für kristalline H. anwendbare Bändermodell bedarf im Fall der Anwendung auf glasartige H. einer konzeptionellen Modifikation, da einer der Grundbegriffe im Bändermodell, der Ausbreitungsvektor, seine Bedeutung verliert.

Lit. Joffe: Physik der Halbleiter (dtsch Berlin 1958); Madelung: Grundlagen der Halbleiterphysik (Berlin, Heidelberg, New York 1970).

Halbleiterbauelement, ein in der Elektronik verwendetes Bauelement, bei dem die in oder an Grenzschichten zwischen Halbleitern (→ pn-Übergang) auftretenden Effekte zur Beeinflussung elektrischer Stromkreise oder auch zum Erzeugen anderer Wirkungen, z. B. Strahlung, Kälte oder Wärme, ausgenutzt werden. Die Effekte bilden sich insbesondere unter äußeren physikalischen Einwirkungen, wie elektrische oder magnetische Felder, Strahlung, Druck und Temperatur.

Je nach Art des Aufbaues des H.s, der Art des ausgenutzten Effektes oder der Anwendung unterscheidet man verschiedene Ausführungsformen: → Halbleiterdiode, → Transistor, → Thyristor, → Symistor, → Halbleiterdetektor, → Halbleiterkühlelement, → Halbleiterheizelement, → Halbleiterthermoelement, → lichtelektrisches Halbleiterbauelement (→ Halbleiterphotoelemente und → Photowiderstandszelle), → Thermistor, → MIS-Halbleiterbauelement, → Halbleiterdruckwandler, → Hall-Effektelement.

Bei den Herstellungsverfahren unterscheidet man → Legierungstechnik, → Diffusionstechnik, → Planartechnik, → Mesatechnik, → Epitaxialtechnik sowie Kombinationen dieser Verfahren und zahlreiche zugehörige Hilfsmethoden (→ Dotierung). H.e werden auch zur Verringerung des Raumbedarfes elektronischer Schaltungen unter Einbeziehung anderer Bauelemente zu Miniaturbausteinen kombiniert (→ gedruckte Schaltung, → Dünnschichttechnik, → Mikroelektronik, → Festkörperschaltkreis).

Die hauptsächlichsten Werkstoffe für H.e sind Germanium (Ge) und Silizium (Si), meist im monokristallinen Zustand mit geringen Zusätzen an Dotanten, die vornehmlich aus Elementen der III. und V. Gruppe des Periodensystems bestehen. H.e aus Germanium haben eine maximale Betriebstemperatur von 70 bis 90 °C, während solche aus Silizium bis maximal 200 °C betrieben werden können. Zur Herstellung von Einkristallen müssen hochreine Stoffe verwendet werden (→ Zonenschmelzverfahren).

H.e haben gegenüber den konventionellen Elektronenröhren zahlreiche Vorteile, z. B. höhere Zuverlässigkeit, geringeren Raumbedarf, geringere Energieverluste, billigere Herstellungsverfahren, höhere mechanische Beanspruchbarkeit. Ihr Anwendungsgebiet dringt auch immer mehr in höhere Frequenzbereiche vor, von denen bisher angenommen wurde, daß sie ausschließlich Elektronenröhren vorbehalten sind.

Die in der DDR gefertigten H.e tragen folgende Typenkennzeichen:

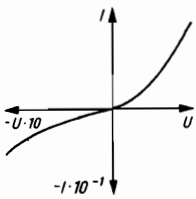
1. Buchstabe:	G = Ge-Halbleiterbauelement
	S = Si-Halbleiterbauelement
2. Buchstabe:	A = Halbleiterdiode
	C = NF-Transistor
	D = NF-Leistungstransistor
	E = Tunneldiode
	F = HF-Transistor
	L = HF-Leistungstransistor
	P = strahlungsempfindliches H.
	S = Schalttransistor
	U = Leistungsschalttransistor
	T = Thyristor für Ströme unter 10 A
	Y = Leistungsgleichrichter für Ströme unter 10 A
	Z = Z-Diode
3. Buchstabe:	Dient nur als Hinweis auf kommerzielle Verwendung
Ziffern:	Dienen nur zur Kennzeichnung verschiedener Typen bei gleichem Verwendungszweck.

Halbleiter-dehnungsmesser

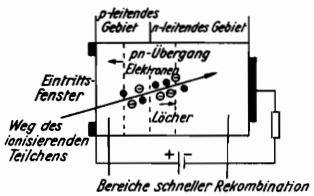
Geschichtliches. Die ersten H.e waren die zu Beginn des 20. Jh.s aufkommenden Detektoren aus Bleiglanzkristallen mit aufgesetzter Metallspitze. Dann folgten um 1920 Kupfer(I)-oxidgleichrichter und Selengleichrichter. Die ersten Transistoren wurden 1948 von Bardeen und Brittain (Spitzentransistor) sowie Shockley (Flächentransistor und Theorie des pn-Überganges) entwickelt.

Halbleiterdehnungsmesser, → Halbleiterdruckwandler.

Halbleiterdetektor, *pn-Zähldiode, Oberflächensperrschichtzähler,* ein Halbleiterbauelement, das speziell zum Nachweis oder zur Messung von Strahlung dient. Ein H. besteht meist aus einer dünnen Scheibe eines Halbleiterwerkstoffes, die einen → pn-Übergang enthält. Auftreffende Strahlung erzeugt immer paarweise Elektronen und Löcher (Ladungsträgererzeugung), die in reinen p- oder n-leitenden Kristallen wieder rekombinieren (→ Rekombination). Da jedoch am pn-Übergang infolge der dort auftretenden Trennung der Ladungsträger ein *Raumladungsgebiet* vorhanden ist, diffundieren die Elektronen in den p-leitenden Bereich und die Löcher in den n-leitenden Bereich. Damit wird dieses Raumladungsgebiet beim Durchtritt ionisierender Strahlung kurzzeitig kompensiert (Abb.). Ist der H. über einen Widerstand an eine äußere Stromquelle angeschlossen, so entsteht ein kurzer Stromstoß, wonach sich der ursprüngliche Zustand wieder einstellt. Da die zur Erzeugung der Ladungsträger nötige Energie wesentlich geringer als in einer Ionisationskammer ist, wird das statistische Auflösungsvermögen besser als dort.



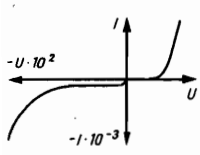
2 Kennlinienverlauf von Spitzendioden



Wirkungsweise eines Halbleiterdetektors. ⊖ Elektronen, ● Löcher

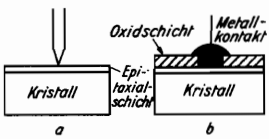
Neuerdings wurden auch Versuche unternommen, den → photogalvanomagnetischen Effekt für H.en auszunutzen.

Halbleiterdiode, kurz *Diode, Halbleiterventil,* ein Halbleiterbauelement mit zwei Elektroden, das als Richtleiter oder Gleichrichter, veränderliche Impedanz, zur Messung, zum Nachweis oder zum Erzeugen von Strahlung, als Schalter, in Oszillatorschaltungen u. a. verwendet wird.



3 Kennlinienverlauf von Flächendioden

Die H.n werden nach verschiedenen Gesichtspunkten unterschieden: 1) nach ihrem Aufbau: Bei den *Spitzendioden* oder *Punktkontaktdioden* ist der Bereich des → pn-Überganges nahezu punktförmig. Ihre einfachste Ausführung ist der *Bleiglanzdetektor.* In neuerer Zeit ist an dessen Stelle ein auf einen Kontakt aufgelötetes Silizium- oder Germaniumplättchen getreten, auf das die Spitze eines Wolframdrahtes aufdrückt. Die Spitzendiode hat eine sehr geringe Eigenkapazität und wird z. B. als Richtdiode (s. u.) im Mikrowellenbereich verwendet. Eine besondere Ausführungsform der Spitzendiode ist die *Golddrahtdiode,* eine häufig als Schaltdiode mit Schaltzeiten um 1 ns verwendetes Bauelement. Bei dieser H. sitzt ein schwach mit Gallium legierter Golddraht auf einem n-leitenden Germaniumkristall. Bei der Herstellung wird die Berührungsstelle durch einen kurzen Stromimpuls so stark erhitzt, daß sich dort eine wegen des Galliums p-leitende Zone bildet, die zusammen mit dem Germanium des Kristalls einen pn-Übergang ergibt. Während Spitzendioden im allgemeinen mittels → Epitaxialtechnik hergestellt werden und der gleichrichtende Kontakt zwischen der Epitaxialschicht und einer darauf drückenden Metallspitze gebildet wird, erfolgt bei der *Schottky-Diode* (*Schottky-Barrier-Diode, Hot-Carrier-Diode*) der Kontakt zwischen Metall und Halbleiter über eine freigeätzte Öffnung in einer zusätzlichen Oxidschicht, Abb. 1 (→ Schottky-Effekt). Die *I-U*-Kennlinien von Schottky-Dioden ähneln denen der üblichen Spitzendioden, die Krümmung des zum Durchlaßbereich gehörenden Astes ist jedoch in der Nähe des Nullpunktes geringer (Abb. 2). Schottky-Dioden werden im Ultrahochvakuum, mittels elektrochemischer Metallabscheidung, durch Metallabscheidung im Hochvakuum und durch pyrolytische Metallabscheidung hergestellt. Ihre theoretische obere Frequenzgrenze liegt bei etwa 1000 GHz. Die Sperrschichtkapazität beträgt etwa 1 pF. Die Schottky-Diode ist mechanisch stabiler als die Spitzendiode und hat bessere Rauschwerte. Die theoretische obere Frequenzgrenze, die durch die Zeit bestimmt wird, innerhalb der die heißen Elektronen auf die mittlere Energie der Metallelektronen kommen können, nämlich etwa 10^{-12} s, läßt sich praktisch schwer erreichen; gegenwärtig gibt es Schottky-Dioden für Frequenzen bis etwa 50 GHz. Schottky-Dioden werden in der Mikrowellentechnik, als Hochfrequenzgleichrichter und in integrierten Schaltungen verwendet. Als rauscharme parametrische Verstärker im Höchstfrequenzgebiet eignen sich besonders Schottky-Dioden mit GaAs, bei denen eine dünne epitaktisch aufgebrachte n-Schicht als aktive Zone wirkt. Die Gleichrichtung erfolgt an einem Schottky-Kontakt, wobei die Potentialdifferenz vom Metall und der Orientierung des Kristalls abhängt. Es gibt auch Photodioden mit Schottky-Kontakten (s. u.).



1 Prinzipieller Aufbau einer Spitzendiode (*a*) und einer Schottky-Diode (*b*)

Eine weitere Bauart der H.n sind die *Flächendioden* (Abb. 3). Sie haben ebenfalls einen pn-Übergang, jedoch auf wesentlich größerer Fläche als Spitzendioden. Man verwendet sie im Bereich bis zu einigen GHz. Großflächige H.n dienen auch als *Leistungsgleichrichter* mit Stromdichten im pn-Übergang von bis zu mehreren 100 A/cm². Derartige Flächendioden sind dem Herstellungsverfahren nach meist Legierungsdioden (s. u.).

Die *pin-Diode* ist eine H., bei der der pn-Übergang durch eine eigenleitende Schicht (→ Eigenleitung), die Intrinsicschicht oder i-Schicht,

getrennt ist, wodurch unter anderem die Spannungsfestigkeit erhöht wird.

2) nach dem Herstellungsverfahren: Die mittels → Legierungstechnik hergestellten *Legierungsdioden* haben Sperrspannungen bei Germanium von bis zu 100 V und Sperrströme um 10^{-6} A und bei Silizium von bis zu 300 V bzw. um 10^{-9} A.

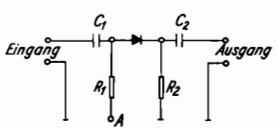
Diffusionsdioden, die durch → Diffusionstechnik gefertigt werden, erfordern eine bestimmte Schwellenspannung im Durchlaßbereich von etwa 0,5 V (Abb. 3). Der Strom in Sperrichtung nimmt nach Überschreiten der Sperrspannung lawinenartig zu (s. u. Avalanchediode, → Stoßionisation).

Bei der mittels → Epitaxialtechnik hergestellten *Epitaxialdiode* werden, um einen möglichst geringen Sperrstrom bei großer Sperrspannung und einen großen Durchlaßstrom bei niedriger Durchlaßspannung zu erzielen, hochohmige Epitaxialschichten auf niederohmigen n-leitenden Substraten verwendet, die eine hohe Konzentration von Dotierungselementen haben. Der pn-Übergang wird durch Eindiffundieren von Akzeptoren in die Epitaxialschicht erzeugt, während der Kristall selbst praktisch nur als Träger des Systems dient. Derartige Epitaxialdioden eignen sich wegen ihrer kurzen Schaltzeiten besonders gut für Rechenautomaten. Mit *Hetero-Epitaxialdioden* lassen sich z. B. Schaltzeiten unter $5 \cdot 10^{-10}$ s erreichen.

Kombinierte Herstellungsverfahren führen z. B. zur *Epitaxial-Planar-Diffusionsdiode* mit einer Sperrträgheit von größenordnungsmäßig nur wenigen ns. Die Kapazität beträgt wenige pF. Diese H. erreicht Durchlaßströme von mehr als 200 mA, ihr Sperrwiderstand liegt bei $10^8\ \Omega$, die Sperrspannung beträgt bis zu 75 V.

3) nach der Ausnutzung bestimmter Effekte oder der Art der Anwendung: *Gleichrichterdioden* oder *Richtdioden* für Niederfrequenz sind meist Siliziumhalbleiterdioden. Sie können ähnlich wie Gleichrichterröhren z. B. als Einweggleichrichter, Zweiweggleichrichter oder in Spannungsverdopplerschaltungen eingesetzt werden. Dabei sind die tatsächlich an der H. auftretenden Spitzenspannungen zu beachten, die die Sperrspannung der verwendeten H. nicht überschreiten dürfen. Gleichrichterdioden für Hochfrequenz dienen meist zur Demodulation. Das Wirkungsprinzip und der Einsatz in entsprechenden Schaltungen ist Schaltungen mit Röhrendioden ähnlich.

Schaltdioden sind H.n, die als Schalter mit ähnlicher Wirkungsweise wie Relais in elektrischen Stromkreisen wirken. Wenn z. B. bei der dargestellten Torschaltung (Abb. 4) Impulse

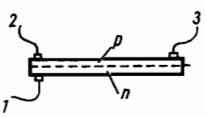


4 Halbleiterdiode als Schaltdiode

mit der Spannung U am Eingang auftreten, so erscheinen sie am Ausgang dann und nur dann, wenn der Punkt A auf dem Potential 0 liegt. Wird dieser Punkt jedoch gegen das Nullpotential mit einer Spannung $-(U + \Delta U)$ vorgespannt, so kann der eintreffende Impuls die Sperrspannung der H. nicht überwinden. Im Fall der geöffneten Diode wird der Impuls entsprechend dem durch den Durchlaßwiderstand der H. und den Widerstand R_2 gebildeten Spannungsteiler gedämpft, deshalb ist es zweckmäßig, H.n mit geringem Durchlaßwiderstand zu verwenden. Die Kondensatoren C_1 und C_2 dienen zur gleichstrommäßigen Trennung der Torschaltung vom Eingang und Ausgang, R_1 zur Verringerung der Belastungsimpedanz des Einganges. Da für den Einsatz als Schalter am günstigsten eine Kennlinie ist, die bereits bei geringen Durchlaßspannungen steil ansteigt, eignen sich hierfür besonders Tunneldioden und Backwarddioden (s. u.). Nach ähnlichen Prinzipien wie die hier gezeigten Torschaltungen arbeiten Schaltdioden in logischen Schaltungen.

Photodioden sind H.n, bei denen sich der pn-Übergang unmittelbar an der Oberfläche des Kristalls befindet und einer Lichteinwirkung von außen ausgesetzt werden kann. Die Photodiode wird in Sperrichtung vorgespannt. Sobald ein Photon mit hinreichender Energie auftrifft, entsteht ein Elektron-Loch-Paar, und der Sperrstrom steigt an (Ladungsträgererzeugung). Germaniumphotodioden haben eine maximale spektrale Empfindlichkeit bei 1,5 μm, Siliziumphotodioden bei 0,9 μm. Wird keine Vorspannung angelegt, so verhalten sich die Photodioden wie Photoelemente (→ Halbleiterphotoelement). Wegen der höheren möglichen Modulationsfrequenz des auftreffenden Lichtes sind in vielen Anwendungsfällen Photodioden den → Photowiderstandszellen überlegen, z. B. gibt es Hetero-Epitaxie-Photodioden, die bei Frequenzen von mehr als 20 GHz arbeiten. Kombinationen zahlreicher Photodioden dienen auch als Fernsehaufnahmeelemente. Die *Avalanchephotodioden* stellen eine Kombination von Photodiode und Avalanchediode (s. u.) dar. Damit wird eine zusätzliche Verstärkung erreicht. Mit Avalanchephotodioden lassen sich auch im Infrarotbereich arbeitende Laser bis zu Frequenzen von einigen GHz demodulieren.

Lumineszenzdioden, *Elektrolumineszenzzellen* oder *Leuchtdioden* haben einen in Durchlaßrichtung betriebenen pn-Übergang. Durch Dotierung wird dafür gesorgt, daß bei Injektion von Ladungsträgern infolge Rekombination Strahlung abgegeben wird. Der Wirkungsgrad beträgt z. B. bei GaAs-Leuchtdioden bis zu 20%. Leuchtdioden lassen sich auch rasterförmig in einer Matrix anordnen, die als Ziffernanzeigevorrichtung dienen kann. Dabei werden die einzelnen H.n über Adressierschaltungen angeregt. Eine besondere Art der Leuchtdiode ist die *steuerbare Leuchtdiode*, bei der die leuchtende Fläche des lumineszierenden pn-Überganges veränderlich ist. Wenn bei einer großflächigen Leuchtdiode (Abb. 5) am pn-Übergang zwischen 1 und 2 eine Spannung anliegt, so beginnt zunächst die gesamte Fläche zu leuchten (Elektrolumineszenz). Fließt jedoch gleichzeitig von 2 nach 3 ein Strom, so entsteht entlang der p-Schicht ein Spannungsgefälle. Damit wird auf einem Teil der leuchtenden Fläche die Spannung gegen die n-leitende Schicht geringer als die für die Lumineszenz erforderliche Spannung. Eine Veränderung des Steuerstromes zwischen 2 und

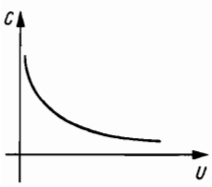


5 Steuerbare Leuchtdiode (schematisch)

3 verschiebt die Grenze zwischen leuchtendem und nichtleuchtendem Bereich. Die steuerbaren Leuchtdioden eignen sich z. B. als Abstimmanzeigevorrichtungen in der Konsumgüterelektronik. Ferner gibt es auch lichtemittierende Avalanchedioden. Diese haben gegenüber gebräuchlichen Photodioden und Photovervielfachern eine höhere Empfindlichkeit, eine höhere Grenzfrequenz und eine höhere Verstärkung, ferner geringe Betriebsspannungen und hohe Zuverlässigkeit bei kleinsten Abmessungen.

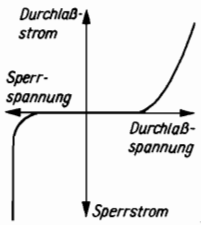
Laserdioden oder *Halbleiterlaser* gestatten die unmittelbare Umwandlung elektrischer Energie im Laserlicht. Im pn-Übergang erzeugte Elektron-Loch-Paare strahlen bei Rekombination spontan ab. Die emittierte Wellenlänge ist wegen der Bandabstände vom Material abhängig, sie beträgt z. B. für GaAs 0,85 μm, für InAs 3,1 μm und für InSb 5,2 μm.

Laser-Modulationsdioden sind H.n, bei denen hindurchtretende Laserstrahlen infolge des nichtlinearen optischen Effektes eine Phasenverschiebung erfahren. Diese Phasenverschiebung ist von der Vorspannung der H. abhängig, wobei der Spannungsbereich nur einige V zu betragen braucht. Die Laser-Modulationsdiode kann auch zur Intensitätsmodulation verwendet werden. Sie wirkt je nach der Orientierung der Lichtpolarisation zum Feld im Bereich des pn-Überganges als Phasen- oder Polarisationsmodulator. Die Polarisationsmodulation kann unter Verwendung fest orientierter Filter leicht in eine Intensitätsmodulation umgewandelt werden.



6 Qualitativer Verlauf der Abhängigkeit der Kapazität C einer Kapazitätsdiode von der angelegten Sperrspannung U

Die *Kapazitätsdiode* (*Varaktor*, *Varicap*) ist eine in Sperrichtung vorgespannte H. Der pn-Übergang ist hierbei mit einer isolierenden Trennschicht vergleichbar, da in der Raumladungszone die beweglichen Ladungsträger fehlen. Die sich daran anschließenden p- und n-leitenden Kristallbereiche sind mit den Belägen eines Kondensators vergleichbar. Je nach der Höhe der in Sperrichtung angelegten Spannung wird die Raumladungszone verbreitert und damit die Kapazität verringert (Abb. 6). Kapazitätsdioden eignen sich zur Frequenz-, Phasen- und Amplitudenmodulation, für Kippschaltungen, Meßwandler und zur Anwendung in parametrischen Verstärkern sowie zur Empfängerabstimmung in der Konsumgüterelektronik.



7 Qualitativer Verlauf der Kennlinie einer Z-Diode

Induktivitätsdioden oder *Laufzeitdioden* haben pn-Übergänge, bei denen das n-leitende Gebiet länger als das relativ hoch dotierte p-leitende Gebiet ist. Das n-leitende Gebiet hat auch einen höheren Widerstand. Die Laufzeitverzögerung, die die Löcher bei ihrer Wanderung vom p-leitenden Gebiet bis zur gegenüberliegenden Elektrode erleiden, hängt unmittelbar von der Dicke des n-leitenden Gebietes ab und wird zur Anwendung dieser H. als Induktivität ausgenutzt.

Bei der *Avalanchediode* oder *Lawinendiode* werden die durch thermische Ionisation gebildeten Ladungsträger der Sperrschicht von dem angelegten Feld so stark beschleunigt, daß sie weitere Atome des Halbleiterkristalls ionisieren (→ Stoßionisation). Damit steigt der Strom lawinenartig an. Je größer die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger ist, desto mehr nimmt ihre Geschwindigkeit und damit die Wahrscheinlichkeit der Lawinenbildung zu. Die mittlere freie Weglänge nimmt jedoch mit zunehmender Temperatur infolge thermischer Bewegung des Kristallgitters ab, deshalb hat die Avalanchediode einen positiven Temperaturkoeffizienten.

Die *Impatt-Diode* [engl. *imp*act-ionization and *a*valanche *t*ransit *t*ime] ist eine Avalanchediode, bei der die endliche Verzögerung zwischen einer angelegten Spannung und dem Lawinenstrom bei einem speziellen pn-Übergang im Mikrowellenbereich eine Verzögerung von 180° ergibt. Beim Betrieb kommen sehr hohe Leistungsdichten vor, weshalb für eine gute Wärmeableitung gesorgt werden muß.

Die *Z-Diode* oder *Zener-Diode* ist eine Legierungs- oder Diffusionsdiode, die speziell im Durchbruchgebiet des Sperrbereiches betrieben wird (Abb. 7). Bei kleinen Sperrspannungen herrscht der → Zener-Effekt vor. Die Wahrscheinlichkeit der Ionisierung steigt mit zunehmender Temperatur, deshalb ist der Temperaturkoeffizient vor Erreichen einer bestimmten Grenzspannung, der Zener-Spannung, negativ. Bei dieser Grenzspannung treten schließlich Feldemission und bei weiter steigender Spannung Avalanchedurchbruch auf. Die Zener-Spannung oder Durchbruchspannung ist die Spannung, bei der der Temperaturkoeffizient $dU/dT = 0$ ist. Z-Dioden dienen vorwiegend zur Spannungsstabilisierung und -begrenzung. Als Referenzelemente werden sie mit Siliziumhalbleiterdioden mit negativem Temperaturkoeffizienten in Reihe geschaltet, um im Zener-Bereich einen möglichst kleinen resultierenden Temperaturkoeffizienten zu erhalten.

Eine spezielle Art der Z-Diode ist die *Feldeffektdiode*, *FED* [engl. *f*ield-effect *d*iode], auch *Strombegrenzerdiode* oder *stromstabilisierende Z-Diode* genannt (→ Feldeffekt). Diese H. hat einen bei kleiner Spannung in Sperrichtung schnell bis zu einem Grenzwert ansteigenden Sperrstrom. Bei weiterer Erhöhung der Sperrspannung bleibt die Stromstärke nahezu konstant, bis nach Erreichen des Durchbruches der Strom schließlich lawinenartig ansteigt. In ihrem Verhalten ist die Feldeffektdiode einer gesättigten Röhrendiode analog. In ihrem Aufbau ähnelt die Feldeffektdiode einem Feldeffekttransistor, dessen Gate und Source intern mit dem Substrat verbunden sind (→ Transistor).

Die *Tunneldiode* oder *Esaki-Diode* (nach dem Japaner Esaki, der den Tunneleffekt entdeckt hat) zeigt in Sperrichtung keine Sperrwirkung, sie hat in dieser Richtung einen auf den Schottky-Effekt zurückzuführenden steilen Stromanstieg infolge innerer Feldemission von Ladungsträgern bei sehr hohen Feldstärken an steilen pn-Übergängen. Im Durchlaßbereich jedoch zeigt sie bei steigender Durchlaßspannung nach einem anfänglich steilen Stromanstieg ein Maximum, den Höckerstrom, und danach einen Bereich negativen differentiellen Widerstandes. Nach Erreichen eines minimalen Stromes, des Talstromes, steigt der Durchlaßstrom wieder an (Abb. 8). Damit eignet sich die Tunneldiode für Oszillatorschaltungen und wird bei Frequenzen bis 100 GHz eingesetzt. Ferner wird sie als Verstärker und Schalter mit Schaltzeiten von wenigen ns verwendet.



8 Kennlinienverlauf bei einer Tunneldiode

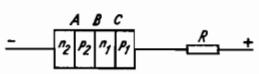
Die *Backwarddiode* oder *Rückwärtsdiode* hat eine der Tunneldiode ähnliche Kennlinie mit dem Unterschied, daß Höckerstrom und Talstrom zusammenfallen und sich nach anfänglichem Anstieg des Durchlaßstromes ein Bereich nahezu konstanten Stromes ergibt (Abb. 9). Ihren Namen hat diese H. deshalb, weil sie meist in umgekehrter Richtung betrieben wird, wobei sie einen kleinen Widerstand und eine geringe Sperrspannung — meist unter 0,5 V — hat.

Bei der *Gunn-Diode* wird der → Gunn-Effekt ausgenutzt. Sie ist mit einer Tunneldiode mit mehreren Tälern und Höckern vergleichbar und hat damit mehrere Bereiche negativen differentiellen Widerstandes. Sie wird als Oszillator für Mikrowellenfrequenzen verwendet (→ Gunn-Oszillator). Mit GaAs-Gunn-Dioden lassen sich Frequenzen bis 140 GHz erreichen.

Eine Abart der Gunn-Diode ist die *LSA-Diode* [engl. *l*imited *s*pace-charge *a*ccumulation]. Während die obere Grenzfrequenz bei gewöhnlichen Gunn-Dioden durch die Laufzeit der Raumladung begrenzt ist, wird die Raumladung bei der LSA-Diode innerhalb des im allgemeinen n-leitenden Materials während jeder Periode wieder verbraucht, ehe sie erneut aufgebaut ist. Mit der LSA-Diode lassen sich in Mikrowellengeneratoren bei etwa 50 GHz noch Leistungen von einigen W erzeugen.

Eine als Verstärker oder Multiplikator verwendete H. ist die auf dem → Suhl-Effekt beruhende *Magnetdiode*.

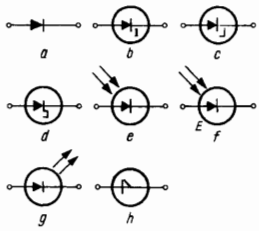
Die *Vierschichtdiode* (*Dinistor*) hat 3 pn-Übergänge (Abb. 10). Wenn an ein derartiges



10 Folge der pn-Übergänge bei einer Vierschichtdiode. Der Widerstand *R* ist als Vorwiderstand außerhalb des Bauelements angeordnet

Bauelement eine Halbperiode einer Wechselspannung in der auf der Abbildung angegebenen Polarität angelegt wird, so fließt zunächst zu Beginn der ansteigenden Spannung nur ein kleiner Sperrstrom, da der pn-Übergang *B* in Sperrichtung gepolt ist. Da an diesem pn-Übergang die gesamte Spannung wirksam ist, tritt dort ein Avalanchedurchbruch auf. Von den angrenzenden Schichten p_2 und n_1 werden schnell hinreichend viele Ladungsträger an den pn-Übergang *B* geliefert. Damit sinkt dort die Spannung unter die Durchbruchspannung. Der Strom wird nur vom Vorwiderstand *R* begrenzt. Mit abnehmender äußerer Spannung an der Rückflanke des Halbwellenimpulses nimmt der Strom wieder ab, und nach Unterschreiten eines Haltestromes kippt die Vierschichtdiode wieder in den Ausgangszustand zurück. Während der anderen Halbperiode einer Wechselspannung sperren die in Reihe liegenden pn-Übergänge *A* und *C* das Bauelement.

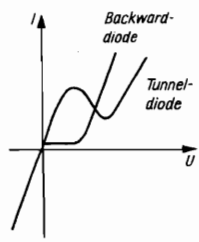
Schaltzeichen von einigen H.n zeigt die Abb. 11.



11 Schaltzeichen für Halbleiterdioden. *a* Gleichrichter- und Schaltdiode, *b* Kapazitätsdiode, *c* Z-Diode, *d* Tunneldiode, *e* Photodiode, *f* Sperrschicht-Photoelement, *g* Leuchtdiode, Laserdiode, *h* Vierschichtdiode

Weitere Halbleiterbauelemente, die der H. ähnlich sind und einen pn-Übergang haben, sind der → Halbleiterdetektor und die → Doppelbasisdiode.

Halbleiterdruckwandler, ein Meßgrößenwandler auf der Grundlage des → Piezowiderstandes von Halbleitern. Nach dem gleichen Prinzip arbeiten Halbleiterdehnungsmesser. H. und Halbleiterdehnungsmesser sind empfindlicher als nach klassischen Methoden arbeitende Vorrichtungen. Ihre hohe Empfindlichkeit, ihre geringeren Abmessungen, ihre kleinen Zeitkonstanten und die Einsatzfähigkeit in einem breiten Temperaturintervall überwiegen meist den Nachteil einer notwendigen Kompensation ihrer Temperaturabhängigkeit.



9 Qualitativer Kennlinienverlauf einer Backwarddiode im Vergleich zur Tunneldiode

Halbleitergleichrichter, eine Richtdiode, die zwischen einem Metall und einem Halbleitermaterial eine Grenzschicht aufweist. Die praktisch bedeutsamsten H. sind heute → Halbleiterdioden, während die früher vielseitig verwendeten Kupfer(I)-oxid- und Selengleichrichter mehr und mehr an Bedeutung verlieren. Die Sperrspannungen betragen beim Kupfer(I)-oxidgleichrichter etwa 6 bis 20 V, beim Selengleichrichter 30 bis 50 V. Der Kupfer(I)-oxidgleichrichter hat einen negativen Temperaturkoeffizienten von etwa 0,01 grd^{-1} in Durchlaßrichtung und 0,03 grd^{-1} in Sperrichtung. Die Anwendung von H.n in Gleichrichterschaltungen erfolgt ähnlich wie die von Halbleiterdioden und Röhrengleichrichtern. Dabei werden zur Erhöhung der Sperrspannung oft zahlreiche Einzelgleichrichter zu *Gleichrichtersäulen* hintereinandergeschaltet.

Halbleiterheizelement, ein Halbleiterbauelement, bei dem der → Seebeck-Effekt zur Aufheizung ausgenutzt wird. H.e verhalten sich analog → Halbleiterkühlelementen.

Halbleiterkühlelement, *Frigistor*, (*Halbleiter-*) *Peltier-Element*, ein Halbleiterbauelement, bei dem der → Peltier-Effekt zur Erzeugung von Kälte ausgenutzt wird. Da die mit diesen Bauelementen maximal erreichbare Temperaturerniedrigung $\Delta T = \frac{E_{th}^2 T^2}{2\zeta\lambda}$ beträgt, ergeben sich für Halbleiter wegen der im Vergleich zu Metallen höheren Werte von ζ besonders günstige Bedingungen. Dabei ist E_{th} die Thermo-EMK, T die absolute Temperatur, ζ der spezifische Wider-

stand und λ die Wärmeleitfähigkeit. Praktisch verwendet werden bisher Verbindungen von Wismut oder Antimon mit Tellur oder Selen.

Durch Reihenschaltung mehrerer H.e lassen sich Kühlbatterien mit größerer Leistung aufbauen. Da sich H.e bei umgekehrtem Stromfluß als Heizelemente (*Halbleiterheizelement*) infolge des → Seebeck-Effektes verhalten, können sie in Wärmepumpen verwendet werden.

Halbleiterlaser, → Laser, → Halbleiterdiode.

Halbleiter-Peltier-Element, svw. Halbleiterkühlelement.

Halbleiterphotoelement, ein Halbleiterbauelement, bei dem infolge des inneren photoelektrischen Effektes eine elektrische Spannungsdifferenz, die Photo-EMK, auftritt. Dabei wird Lichtenergie direkt in elektrische Energie umgewandelt. H.e haben einen → pn-Übergang. Sie bestehen z. B. aus einem n-leitenden Material, wie Silizium, mit p-leitender Oberflächenschicht. Wenn Photonen in die p-Zone eindringen, so entstehen am pn-Übergang Elektron-Loch-Paare (Ladungsträgererzeugung). Diese rufen ähnlich wie beim → Sperrschichtphotoelement die Photo-EMK hervor. Da in H.en auch durch Gamma- oder Korpuskularstrahlung Ladungsträgerpaare gebildet werden können, werden H.e auch als Halbleiterdetektoren für derartige Strahlen verwendet. Ein H. ist z. B. die *Solarzelle*. H.e mit von außen angelegter Spannung sind Photodioden (→ Halbleiterdiode).

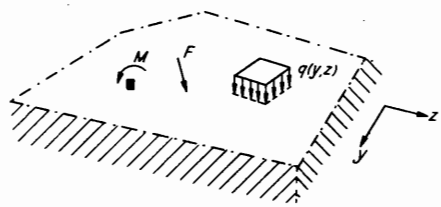
Halbleiterthermoelement, ein als Thermoelement verwendbares Halbleiterbauelement. Die Thermokraft des H.es ist wesentlich größer als die von Metallthermoelementen und läßt sich auf drei Ursachen zurückführen: 1) Ein n-Leiter sei an beiden Enden mit einem p-Leiter kontaktiert. Dann werden am heißen Ende mehr Ladungsträger gebildet als am kalten (Ladungsträgererzeugung), und die Ladungsträgerdichte nimmt am heißen Ende zu. Wegen des zwischen heißem und kaltem Ende entstehenden Konzentrationsgefälles diffundieren Ladungsträger zum kalten Ende, die Störstellen bleiben zurück, es entsteht ein elektrisches Potentialgefälle. 2) Die Grenzschichtspannungen am heißen und am kalten Kontakt ändern sich unterschiedlich, da die Fermi-Energie temperaturabhängig ist. 3) Die temperaturabhängige kinetische Energie der Ladungsträger ist an den einzelnen Stellen des Stabes unterschiedlich.

Halbleiterventil, svw. Halbleiterdiode.

halbletale Dosis, → Strahlenschaden.

Halbmetalle, *Metalle 2. Art*, chemische Elemente aus den mittleren Gruppen, der III. bis VI., des Periodensystems, die im allgemeinen sowohl metallische als auch nichtmetallische Modifikationen haben und Gitter mit kleinerer Koordinationszahl (2 und 4) als Metalle bilden. Im Bereich der H. vollzieht sich im Periodensystem der Elemente der Übergang von der metallischen Bindung zur Atombindung (→ chemische Bindung). H. haben zwei Leitungsbänder, von denen eines nur wenig und das andere fast vollständig mit Elektronen besetzt ist (→ Bändermodell). Das nahezu besetzte Band wird als ein vollständig besetztes Band aufgefaßt, in dem einige Elektronen fehlen, also Löcher vorhanden sind. H. zeichnen sich durch gleiche, geringe Konzentration beweglicher Elektronen und Löcher von größenordnungsmäßig 10^{-5} je Atom aus, die infolge ihrer geringen effektiven Masse dennoch eine beträchtliche Leitfähigkeit hervorrufen. Die spezifische Leitfähigkeit der H. liegt jedoch mit 10^{-2} bis $10^{-4}\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$ bei 0 °C wesentlich unter der Leitfähigkeit der Metalle ($\approx 10^{5}\ \Omega^{-1}\,cm^{-1}$). Mit wachsender Temperatur und bei Lichteinwirkung nimmt die Leitfähigkeit zu, da weitere freie Elektronen erzeugt werden. Die H. sind schlechte Wärmeleiter. Sie bilden Hydroxide, die sich amphoter oder überwiegend schwach sauer verhalten. Beim Erstarren aus der Schmelze nimmt das Volumen eines H.s zu. H. sind Bor (Z = 5), Kohlenstoff (Graphitmodifikation, Z = 6), Silizium (Z = 14), Germanium (Z = 32), Zinn (graue Modifikation, Z = 50), Phosphor (schwarze Modifikation, Z = 15), Arsen (Z = 33), Antimon (Z = 51), Wismut (Z = 83), Selen (Z = 34), Tellur (Z = 52), Polonium (Z = 84) und Gallium (Z = 31). Auf Grund ihrer Verwendung als Halbleitermaterialien in der Elektronik wächst die Bedeutung der H. für Wissenschaft und Technik.

Halbraum, Materialraum, von dem eine Randebene durch den endlichen Bereich geht und die



Halbraum mit typischen Belastungen

übrige Berandung im Unendlichen liegt. Belastung sind Einzelkraft F, Moment M, Linien- und Flächenlast $q(y, z)$.

Halbwertsbreite, Breite einer statistischen, im allgemeinen Gaußschen Verteilungskurve, z. B. von Meßdaten, in halber Höhe. Über die H. von Spektrallinien → Spektrallinien.

Halbwertsschichtdicke, Dicke eines Materials, die die Expositions- oder Energiedosisleistung von Röntgen- oder γ-Strahlung einer bestimmten Energie auf die Hälfte reduziert (→ ionisierende Strahlung 1). Die H. dient in der Röntgendiagnostik und -therapie zur groben Charakterisierung der Strahlungsqualität. Als Maß für die Homogenität eines Röntgenstrahlungsspektrums wird das Verhältnis zweier H.n verwendet; die Strahlung ist homogen, wenn beide H.n gleich sind. Im Strahlenschutz dient die H. zur Charakterisierung der Abschirmwirkung eines Materials bezüglich einer bestimmten indirekt ionisierenden Strahlung, z. B. von Neutronen- oder γ-Strahlung.

Für Röntgen- und γ-Strahlung verschiedener Energien gelten folgende Werte der H. in cm:

E_γ[MeV]	H_2O	Al	Fe	Pb
0,1	4,2	1,6	0,26	0,012
0,5	7,2	3,1	1,1	0,4
1	9,8	4,2	1,5	0,9
2	14	6	2,1	1,4
5	23	9	2,8	1,4
10	31	11	3	1,2

Halbwertszeit, 1) *physikalische H.*, Zeit T_p, in der sich im Mittel die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Atome eines Radionuklids umwandelt bzw. vom isomeren Zustand in den Grundzustand übergeht (→ Aktivität). 2) *biologische H.*, Zeit T_b, in der die Hälfte einer Substanz aus einem biologischen System durch biologische Vorgänge unter der Annahme ausgeschieden wird, daß die Ausscheidung exponentiell mit der Zeit verläuft. 3) *effektive H.*, Zeit T_{eff}, in der die Menge eines Radionuklids in einem biologischen System auf Grund radioaktiven Zerfalls und biologischer Ausscheidung auf den halben Anfangswert absinkt. T_{eff} kann nach der Beziehung $T_{eff} = \frac{T_b \cdot T_p}{T_b + T_p}$ ausgerechnet werden.

Hall-Effekt, ein galvanomagnetischer Effekt, bei dem in einem räumlich ausgedehnten Leiter, der sich in einem Magnetfeld $\vec{H}$ befindet und durch den ein Strom der Dichte $\vec{j}$ fließt, ein elektrisches Feld $\vec{E}_H = A_H \vec{H} \times \vec{j}$ entsteht. Dabei ist A_H der *Hall-Koeffizient*. Handelt es sich um einen bandförmigen Leiter der Breite b, in dem der Strom senkrecht zum Feld und in Bandrichtung fließt, so tritt quer zum Band eine Spannung (*Hall-Spannung*) $\Delta U = A_H b |\vec{j}| |\vec{H}|$ auf. Für $A_H < 0$ (*normaler H.-E.*) sind die Ladungsträger Elektronen, für $A_H > 0$ (*anomaler H.-E.*) Defektelektronen. Die Größe von A_H hängt von Einzelheiten der Bandstruktur ab. In ferromagnetischen Leitern tritt wegen des Weißschen inneren Feldes auch ohne äußeres Feld ein H.-E. auf, der zur Magnetisierung $\vec{M}$ proportional ist. Insgesamt ergibt sich dann, wenn $\vec{H} \perp \vec{j}$ gilt, die Formel $|\vec{E}_H| = (A_H |\vec{H}| + R_1 M)|\vec{j}|$. Mit dem H.-E. untersucht man den Mechanismus der Leitung in Metallen und Halbleitern.

Der H.-E. kann zur Messung von Magnetfeldern mittels einer *Hall-Sonde* benutzt werden. Dazu verwendet man vorwiegend Halbleiter mit großer Beweglichkeit der Stromträger, z. B. InAs und InSb in Form dünner Blättchen. Die Hall-Sonde muß wegen der starken Materialabhängigkeit des H.-E.es in bekannten Feldern geeicht werden.

Hall-Effekt-Element, *Hall-Generator*, ein Halbleiterbauelement, bei dem der Stromfluß durch das Halbleitermaterial, z. B. InSb oder InAs, mittels eines äußeren Magnetfeldes gesteuert wird (→ Hall-Effekt). H.-E.-E.e werden z. B. zur Messung elektrischer Feldstärken, als Multiplikatoren oder Modulatoren verwendet. Bei manchen H.-E.-E.en kann auch die aktive Schichtdicke mittels einer angelegten Spannung verändert werden. Dabei bildet sich unterhalb der Hall-Schicht ein → pn-Übergang, der in Sperrrichtung vorgespannt wird. Zwischen Vorspannung und Sperrschichtdicke besteht eine lineare Abhängigkeit.

H.-E.-E.e lassen sich zu einem bürstenlosen Gleichstrommotor, dem *Hall-Motor*, kombinieren. Dieser hat kein elektrisches oder mechanisches Rauschen und auch keinen mechanischen Kommutator. Er ist ein Außenläufermotor mit einem Ferritmagneten als Rotor.

Hall-Generator, svw. Hall-Effekt-Element.

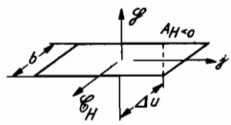
Hall-Leitfähigkeit, Komponente des Tensors der → elektrischen Leitfähigkeit, die elektrische Leitfähigkeit für Ströme, die senkrecht zu den angelegten elektrischen und magnetischen Feldern fließen, deren Stromdichte $\vec{j} = \sigma_H \frac{\vec{B}}{B} \times \vec{E}$ ist. Dabei bedeutet σ_H die Leitfähigkeit, $\vec{B}$ die magnetische Induktion und $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke. Die H.-L. hat ihre Ursache in der → Gyration geladener Teilchen im Magnetfeld. Sie wird von Bedeutung, falls Gyrationsfrequenz und Stoßfrequenz der den Strom führenden Teilchen ungefähr in der gleichen Größenordnung liegen. → ionosphärische Leitfähigkeit.

Hall-Motor, → Hall-Effekt-Element.

Hall-Sonde, → Hall-Effekt.

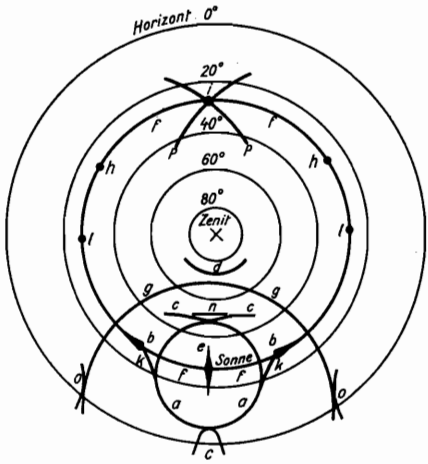
Hallwachs-Effekt, → Elektronenemission.

Halo *m*, Sammelbegriff für atmosphärisch-optische Erscheinungen, die durch Spiegelung (farblose Haloerscheinungen), Brechung und Beugung (farbige Haloerscheinungen) des Sonnenlichtes – seltener auch des Mondlichtes oder des Lichtes irdischer Quellen – an freischwebenden Eiskristallen entstehen, wie sie in hohen → Wolken, ausnahmsweise auch nahe der Erdoberfläche vorkommen.



Hall-Effekt

Die wichtigsten Haloformen sind, geordnet nach ihrer Häufigkeit, in der Abb. wiedergegeben.



Darstellung der Halos in Zenitalprojektion

Der häufige *kleine Ring* (a) mit 22° Radius um die Sonne (oder den Mond) entsteht durch Brechung an ungeordneten Eiskriställchen in der Weise, daß 60°-Prismen der hexagonalen Kriställchen durchlaufen werden. Das Minimum der Ablenkung mit 22° Ablenkungswinkel ist hierbei stark bevorzugt. Der *große Ring* (g) entsteht analog beim Durchgang durch 90°-Prismen der Eiskriställchen, für die das Minimum der Ablenkung 46° beträgt. Den verhältnismäßig häufigen *Nebensonnenhalo* (b) kann man unter Annahme einer geordneten Lage der Eiskriställchen in der Weise erklären, daß ihre Hauptachsen senkrecht stehen und die Brechung an den 60°-Prismen erfolgt. Je höher die Sonne steht, um so weiter rückt dieser H. vom kleinen Ring nach außen ab. Die gleiche Lage der Eiskriställchen muß zur Erklärung des farbenprächtigen *Zirkumzenitalbogens* (d) angenommen werden unter Brechung an den 90°-Pris-

men mit hoher Dispersion. Ein weiterer Brechungshalo ist der verhältnismäßig häufige *umschriebene H.* (c), der bei tiefen Sonnenständen aus dem *oberen* und dem *unteren Berührungsbogen* besteht und seine Form sehr in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe ändert. Bei ihm muß eine geordnete Lage der Eiskriställchen mit horizontaler Lage der Hauptachse angenommen werden. Diese Kriställchen sind nadelförmig ausgebildet, während die Kriställchen, die mit senkrechter Hauptachse einen Schwebezustand annehmen können, plättchenförmig ausgebildet sind. Die Abmessungen der für H.s besonders wirksamen Eiskriställchen liegen in der Größenordnung von 1 mm. Da die Dispersion beim 60°-Prisma geringer ist als beim 90°-Prisma, sind die darauf beruhenden Haloformen weniger farbenprächtig. Rot liegt jeweils zur Sonne hin und ist markanter ausgeprägt als Blau, das vor allem bei den Ringen nach außen weiß verläuft. Es handelt sich bei den Ringen um *Flächenhalos*, bedingt dadurch, daß auch das Licht außerhalb des Minimums der Ablenkung in gewissem Umfange wirksam ist. Die beschriebenen H.s sind *Brechungshalos*. Zu den farblosen *Spiegelhalos* gehören der *Horizontalkreis* (f), die senkrecht dazu gerichtete *Lichtsäule* (e) und die *Untersonne*, die genau so tief unter dem Horizont steht wie die Sonne über dem Horizont und nur auf Bergen oder vom Flugzeug aus zu sehen ist. Für diese H.s müssen auch geordnete Lagen der Kristalle angenommen werden; bei der Lichtsäule und der Untersonne stehen die Hauptachsen senkrecht, beim Horizontalkreis senkrecht oder horizontal. Seltene, theoretisch auch durch geordnete Lagen der Kristalle deutbare H.s sind die Lowitzschen schiefen Bögen (k), Parrys H. (n) und die seitlichen Berührungsbögen (o). Sehr seltene Formen der *Nebensonne* (h, l) und die *Gegensonne* (i) mit den schiefen Bögen (p) können durch zusätzliche innere Reflexionen an geordneten Kriställchen erklärt werden.

Erscheinen mehrere Haloformen gleichzeitig, so handelt es sich um ein *Halophänomen*. So wurden beim Petersburger Phänomen 1794 gleichzeitig 13 Haloformen gesehen sowie genau vermessen und beschrieben.

Lit. Dietze: Einführung in die Optik der Atmosphäre (Leipzig 1957).

Halochromie, → Farbstofftheorie.

Halogen-Lecksuchgerät, benutzt die Tatsache, daß die Emission von Alkali-Ionen aus einer heißen Platin-Oberfläche durch halogenhaltige Moleküle katalytisch beeinflußt wird, zur Lecksuche in Vakuum-Systemen.

Wenn ein halogenhaltiges Gas, z. B. CF_2Cl_2, das als Frigen im Handel ist, mit einer auf etwa 800 °C geheizten Platin-Anode in Berührung kommt, so fließt ein Strom positiver Ionen zur gegenüberliegenden kalten Katode, wo er verstärkt und gemessen wird. Dieser Effekt ist so empfindlich, daß Halogen-Partialdrücke von 10^{-8} Torr noch nachgewiesen werden können. Zur Lecksuche wird in die Vakuum-Apparatur eine Lecksuchröhre eingebaut, und die leckverdächtigen Stellen werden von außen mit einem halogenhaltigen Testgas abgesprüht. Dieses Testgas dringt durch eine vorhandene Undichtheit in das Vakuumsystem ein und löst in der Lecksuchröhre einen Strom aus, der nach entsprechender Verstärkung zu einer optischen oder akustischen Anzeige führt. Umgekehrt dringt das halogenhaltige Testgas von innen durch vorhandene Undichtheiten nach außen, wenn die zu untersuchende Anlage unter geringem Überdruck mit dem Testgas gefüllt wird. Die auf diese Weise vorbereitete Anlage wird dann mit einer Schnüffler-Sonde an verdächtigen Stellen „abgeschnüffelt", wobei geringe Spuren des Testgases in der Sonde einen Strom auslösen. Die kleinste nachweisbare Leckrate von H.-L.en liegt im allgemeinen in der Größenordnung von einigen 10^{-7} Torr · Liter · s^{-1}, bei oxydierender Atmosphäre.

Haltepunkt, → thermische Analyse.

Haltezeit, → Kupferfalle.

Hamaker-Funktion, Funktion für die van-der-Waals-Wechselwirkung zweier massiver Teilchen $H(x, y) = \frac{y}{x^2 + xy} + \frac{y}{x^2 + xy + x + y} + 2 \ln \frac{x^2 + xy + x}{x^2 + xy + x + y}$. Es bedeuten $x = d/2a_1$ und $y = a_2/a_1$; $(a_1 < a_2)$. Die van-der-Waals-Wechselwirkungsenergie zwischen zwei kugelförmigen Teilchen mit den Radien a_1 und a_2 und dem kleinsten Abstand d im Vakuum ist $V_{Disp} = -(A/6) \cdot H(x, y)$, wobei A die van-der-Waals-Hamaker-Konstante ist. Für $x \ll 1$ wird $H(x, y) = y/x(1 + y)$.

Hamaker-Konstante, svw. van-der-Waals-Hamaker-Konstante.

Hamilton-Funktion, → Hamilton-Jacobische Differentialgleichung.

Hamilton-Jacobische Differentialgleichung, *Hamiltonsche partielle Differentialgleichung*, partielle Differentialgleichung 1. Ordnung für eine Funktion $S = S(q_j, t)$ der $f + 1$ Variablen q_j $(j = 1, \ldots, f)$ und t der Form $\partial S/\partial t + H(q_j, \partial S/\partial q_j, t) = 0$. Die Funktion H wird *Hamilton-Funktion* genannt und kann im Falle $\partial H/\partial t = 0$ als Gesamtenergie eines mechanischen Systems interpretiert werden. Die H.-J. D. ist den Hamiltonschen kanonischen Gleichungen für die verallgemeinerten Koordinaten q_j und die verallgemeinerten Impulse $p_j = \partial S/\partial q_j$ äquivalent, da sie einer kanonischen Transformation der Hamilton-Funktion auf zyklische Koordinaten und Impulse entspricht (→ Hamiltonsche kanonische Theorie); $S(q_j, t)$ ist dabei die von den Endlagen der verallgemeinerten Koordinaten zur Zeit t abhängende Wirkung.

Wegen ihrer großen physikalischen Bedeutung wurde für diese partielle Differentialgleichung 1. Ordnung eine ausgedehnte mathematische Lösungstheorie entwickelt. Danach folgen sämtliche Charakteristiken der H.-J.n D. aus einer $(f - 1)$-parametrigen Lösungsschar $q_j = q_j^0(\xi_j, t)$, $p_j = p_j^0(\xi_l, t)$, wobei $i, j = 1, \ldots, f$, dieses Differentialgleichungssystems, wenn die mit q_j^0 und p_j^0 gebildeten Lagrangeschen Klammern $(\xi_k, \xi_l) = \sum_{j=1}^{f} \left(\frac{\partial q_j^0}{\partial \xi_k} \frac{\partial p_j^0}{\partial \xi_l} - \frac{\partial q_j^0}{\partial \xi_l} \frac{\partial p_j^0}{\partial \xi_k} \right) = 0$ sind und die Funktionaldeterminante $\frac{\partial(q_1^0, \ldots, q_f^0)}{\partial(\xi_1, \ldots, \xi_f)} \neq 0$ ist.

Die H.-J. D. folgt nach Einführung kanonisch konjugierter Variablen aus einem inhomogenen Variationsproblem (→ Variationsrechnung) mit

$H(q_j, p_j, t)$ als Grundfunktion: $\delta \int_{t_0}^{t} H \, dt = 0$. Ist $S = \sigma(q_j, t)$ eine zweimal stetig differenzierbare Lösung der H.-J.n D., so bilden die orthogonalen Trajektorien der durch $\sigma = \sigma_0 =$ konst. definierten Flächenschar ein Feld von Extremalen des obigen Variationsproblems.

Hamilton-Jacobische Theorie, svw. Hamiltonsche kanonische Theorie.

Hamilton-Operator, der hermitesche Operator $\hat{H}$ der Gesamtenergie eines quantenmechanischen Systems, daher auch als *Energieoperator* bezeichnet. Das quantenmechanische System ist durch $\hat{H}$ vollständig charakterisiert. Der H.-O. hängt von den Impulsen und Koordinaten und im allgemeinen von all denjenigen, ebenfalls durch Operatoren zu repräsentierenden physikalischen Größen ab, die zur vollständigen Beschreibung der Zustände des Systems notwendig sind und mit $\hat{H}$ zusammen einen vollständigen Satz kommutierender Observablen bilden (→ Kommutator). Treten nicht alle diese Größen explizit auf, so sind die Eigenwerte des H.-O.s, d. s. die möglichen Energiewerte oder Energieniveaus des quantenmechanischen Systems, entartet, es gibt dann mehrere Zustände zum gleichen Energiewert. Die stationären Zustände des physikalischen Systems werden durch die Eigenfunktionen des H.-O.s repräsentiert. Der quantenmechanische H.-O. ergibt sich aus der klassischen Hamilton-Funktion dadurch, daß alle dort vorkommenden klassischen Größen, wie Impulse, Koordinaten und Drehimpulse, durch die entsprechenden Operatorausdrücke ersetzt werden, unter Umständen ist eine Symmetrisierung auszuführen, die den H.-O. erst zu einem hermiteschen Operator macht. Die klassische Hamilton-Funktion $H_{kl} = p^2/2m$ z. B. eines einzelnen freien Teilchens ohne Spin mit der Masse m und dem Impuls p ergibt $\hat{H}_{op} = (\hat{p}_{op})^2/2m = (-i\hbar\nabla)^2/2m = -\hbar^2\Delta/8\pi^2 m$, wobei $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ der Nabla-Operator, $\Delta = \nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ der Laplace-Operator und $\hbar = h/2\pi$ das durch 2π dividierte Plancksche Wirkungsquantum ist. Der H.-O. eines Teilchens in einem Kraftfeld mit dem Potential $V(\vec{r})$ lautet dementsprechend $\hat{H} = -(\hbar^2/2m)\Delta + V(\vec{r})$.

Die Zeitabhängigkeit der Wellenfunktion wird durch die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung $-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi$ bestimmt. Auch wegen dieses Zusammenhangs spielt der H.-O. in der Quantenmechanik eine fundamentale Rolle. Der H.-O. ist auch für die kanonische Formulierung der Quantenfeldtheorie wesentlich.

H.-O. der Atomhülle: In erster Näherung wirkt der Atomkern auf die Elektronen der Atomhülle wie eine ruhende Punktladung $Z|e|$, und die Elektronen zeigen nur Coulomb-Wechselwirkung. Es gilt $\hat{H}^0 = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial \vec{r}_i^2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 |\vec{r}_i|} \right) + \frac{1}{2}\sum_{i \neq k} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 |\vec{r}_i - \vec{r}_k|}$. Hierbei bedeutet $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung, ε_0 die → Dielektrizitätskonstante und $\vec{r}_i$ den Ortsvektor des i-ten Elektrons. Zusätzlich zu $\hat{H}^0$ berücksichtigt man näherungsweise relativistische Korrekturen, indem man jedes Elektron der Atomhülle als Diracsches Elektron betrachtet, das sich in den vom Atomkern und den anderen Elektronen erzeugten Feldern bewegt. Allerdings ist dies keine konsequent relativistische Theorie. Der H.-O. unterscheidet sich dann von $\hat{H}^0$ durch Korrekturen, die hauptsächlich die Feinstrukturaufspaltungen erzeugen. Neben Anteilen, die als Bahn-Bahn- und Spin-Spin-Wechselwirkung bezeichnet werden, tritt die Spin-Bahn-Wechselwirkung als wesentlichste Korrektur auf. Um Hyperfeinstruktur-Effekte beschreiben zu können, wird neben dem Coulomb-Feld des Atomkerns auch dessen magnetisches Dipolfeld und elektrisches Quadrupolfeld berücksichtigt. Weiterhin nimmt man die Mitbewegung des Atomkerns in den H.-O. auf, wodurch vor allem bei leichten Atomen wesentliche Korrekturen entstehen.

Hamiltonsche Bewegungsgleichungen, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

Hamiltonsche kanonische Gleichungen, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

Hamiltonsche kanonische Theorie, *kanonische Theorie der Mechanik*, *Hamilton-Jacobische Theorie*, allgemeine Theorie zur Behandlung holonomer mechanischer Systeme, die ein (unter Umständen zeitabhängiges) Potential U haben. Die H. k. T. zeichnet sich besonders durch eine weiterentwickelte allgemeine Methode zur Integration der aus den Lagrangeschen Bewegungsgleichungen folgenden Hamiltonschen kanonischen Gleichungen für die verallgemeinerten Koordinaten q_j und die verallgemeinerten Impulse p_j aus. Ist $L(q_j, \dot{q}_j, t) = T(q_j, \dot{q}_j, t) - U(q_j, t)$ die Lagrange-Funktion des Systems, dann ist die Hamilton-Funktion $H(q_j, p_j, t)$ definiert als $H = \sum_{j=1}^{f} p_j \dot{q}_j - L$, wobei jedoch über die Bestimmungsgleichung der verallgemeinerten Impulse $p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}$ die $\dot{q}_j$ als Funktion der q_j und p_j aufzufassen sind. Wird dieser Übergang nur für einen Teil der q_j durchgeführt, gelangt man zur Routhschen Funktion (→ Routhsche Bewegungsgleichung). Die *Hamiltonschen kanonischen Gleichungen*, auch *Hamiltonsche* bzw. *kanonische Bewegungsgleichungen* oder *kanonisches Differentialgleichungssystem* genannt, lauten $\dot{q}_j = dq_j/dt = \partial H/\partial p_j$ und $\dot{p}_j = dp_j/dt = -\partial H/\partial q_j$. Es sind $2f$ gewöhnliche Differentialgleichungen 1. Ordnung für die $2f$ Unbekannten q_j, p_j. Sie folgen aus den Lagrangeschen Bewegungsgleichungen oder dem Hamiltonschen Prinzip und werden wegen ihrer ungewöhnlichen Symmetrie als kanonische Gleichungen bezeichnet; q_j und p_j werden (für festes j) zueinander *kanonisch konjugiert* oder *kanonisch konjugierte Variable* genannt.

Hängt die Lagrange-Funktion L – und damit auch H – von einem weiteren Parameter λ ab (auch die Zeit t kann als solcher angesehen werden), dann gilt $\partial H/\partial\lambda = -\partial L/\partial\lambda$ und daher $\partial H/\partial t = -\partial L/\partial t$. Für konservative Systeme ist L bzw. H von t unabhängig, und es folgt auf Grund der Hamiltonschen kanonischen Gleichungen die Erhaltung der Energie $\frac{dH}{dt} =$

$\sum_k \left(\frac{\partial H}{\partial q_k} \cdot \dot{q}_k + \frac{\partial H}{\partial p_k} \cdot \dot{p}_k \right) = \sum_k (- \dot{p}_k \dot{q}_k + \dot{q}_k \dot{p}_k) = 0$, d. h., $H = T + U = E$ und $E =$ konst. Durch Einführen der Poisson-Klammern (→ Klammerausdrücke) $\{F, G\} = \sum_k \left(\frac{\partial F}{\partial q_k} \frac{\partial G}{\partial p_k} - \frac{\partial F}{\partial p_k} \frac{\partial G}{\partial q_k} \right)$ für zwei beliebige von q_k und p_k abhängende Funktionen F und G lassen sich die Erhaltungssätze für die Konstanten der Bewegung sehr einfach formulieren: Ist $F = F(q_k, p_k)$ eine nicht explizit zeitabhängige physikalische Größe, dann bleibt sie erhalten, wenn $\{F, H\} = 0$ gilt. Dies ist eine Folge der allgemeinen Beziehung $\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}t} = \sum_k \left(\frac{\partial F}{\partial q_k} \dot{q}_k + \frac{\partial F}{\partial p_k} \dot{p}_k \right) + \frac{\partial F}{\partial t} = \sum_k \left(\frac{\partial F}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial H}{\partial p_k} - \frac{\partial F}{\partial p_k} \frac{\partial H}{\partial q_k} \right) + \frac{\partial F}{\partial t} = \{F, H\} + \frac{\partial F}{\partial t}$. Der Energiesatz ist daher nach dem Bisherigen eine Folge der Identität $\{H, H\} = 0$. Allgemein ist F eine Erhaltungsgröße, wenn $\{F, H\} + \frac{\partial F}{\partial t} = 0$ gilt. Mit Hilfe der für die Poisson-Klammern gültigen Jacobi-Identität folgt ferner allgemein, daß $F = \{F_1, F_2\}$ eine Erhaltungsgröße ist, wenn dies für F_1 und F_2 zutrifft; das kann zur Konstruktion von Erhaltungsgrößen ausgenutzt werden. Über die Poisson-Klammern lassen sich die Hamiltonschen kanonischen Gleichungen auch so fassen: $\dot{q}_k = \{q_k, H\}$, $\dot{p}_k = \{p_k, H\}$; ferner gilt $\{q_k, q_l\} = \{p_k, p_l\} = 0$ und $\{p_l, q_k\} = \delta_{lk}$, wobei δ_{lk} das Kronecker-Symbol ist. Dieser Sachverhalt kann zu einer formalen Quantisierung mechanischer Systeme ausgenutzt werden (→ Quantentheorie).

Besonders einfach gestaltet sich die Integration derjenigen Hamiltonschen kanonischen Gleichungen, die zu *zyklischen* (*ignorablen*) *Koordinaten* gehören, d. h. solchen Variablen, die in H (und L) nicht explizit auftreten. Sei H von q unabhängig, dann ist $\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q} = 0$, d. h., $p = \alpha =$ konst., und somit ist p eine Erhaltungsgröße. Der besondere praktische Vorteil der H.n k.n T. liegt darin begründet, daß die Hamiltonschen Bewegungsgleichungen gegenüber sehr viel allgemeineren Transformationen als die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen kovariant sind, d. h. in ihrer Form ungeändert bleiben (→ Lagrange-Funktion), und dabei alle Koordinaten zyklisch werden können. Eine solche *kanonische Transformation* von den alten zu den neuen Koordinaten und Impulsen $\bar{q}_j = \bar{q}_j(q_k, p_k, t), \bar{p}_j = \bar{p}_j(q_k, p_k, t)$, $\bar{H} = \bar{H}(\bar{q}_k, \bar{p}_k, t)$ ist eine allgemeine → Berührungstransformation. Sie läßt sich durch die *Erzeugende Φ der kanonischen Transformation* vermitteln, wobei $\Phi = \Phi(q_j, \bar{p}_j, t)$ ist und der Zusammenhang $p_j = \partial\Phi/\partial q_j$, $\bar{q}_j = \partial\Phi/\partial\bar{p}_j, \bar{H} = H + \partial\Phi/\partial t$ gilt. Aus diesen Beziehungen lassen sich die kanonischen Transformationen durch Umstellen nach den neuen und Ersetzen der alten Variablen gewinnen. Man kann auch andere Erzeugende benutzen, z. B. $\Psi = \Psi(q_j, \bar{q}_j, t)$ mit $p_j = \partial\Psi/\partial q_j$; $\bar{p}_j = -\partial\Psi/\partial\bar{q}_j$, $\bar{H} = H + \partial\Psi/\partial t$. Ein einfaches Beispiel ist $\Psi = \sum_l q_l \bar{q}_l$, woraus $p_j = \partial\Psi/\partial q_j = \bar{q}_j, \bar{p}_j = -\partial\Psi/\partial\bar{q}_j = -q_j, \bar{H} = H$, d. h. eine Umkehrung der Bedeutung von verallgemeinerter Koordinate und zugeordnetem Impuls, folgt. Es ist daher in der H.n k.n T. unzweckmäßig, von Koordinaten und Impulsen zu sprechen, sondern nur von kanonisch konjugierten Variablen. Nach einer kanonischen Transformation gilt $\dot{\bar{q}}_l = \{\bar{q}_l, \bar{H}\}, \dot{\bar{p}}_l = \{\bar{p}_l, \bar{H}\}$ sowie $\{\bar{q}_l, \bar{q}_k\} = \{\bar{p}_l, \bar{p}_k\} = 0, \{\bar{p}_l, \bar{q}_k\} = \delta_{lk}$, so daß die neuen Koordinaten $\bar{q}_l = \beta_l$ und Impulse $\bar{p}_l = \alpha_l$ zeitlich konstant werden, falls $\bar{H} = 0$ gilt. Die dann mit $S = S(q_j, \alpha_j, t)$ bezeichnete Erzeugende muß der → Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung $\frac{\partial S}{\partial t} + H\left(q_j, \frac{\partial S}{\partial q_j}, t\right) = 0$ genügen, da sie als Erzeugende den Gleichungen $p_j = \partial S/\partial q_j$ und $\bar{H} = H + \partial S/\partial q_j$ genügen muß; die α_l spielen dabei die Rolle von Integrationskonstanten. Die Erzeugende S ist die Wirkung $S(q_k, t) = \int_{t_0}^{t} L(q_k, \dot{q}_k, t)\,\mathrm{d}t$ des mechanischen Systems, betrachtet als Funktion der Koordinaten $q_k(t)$ des Endpunktes der Bahnkurve bei festem Anfangspunkt $q_k(t_0)$ und des Zeitpunktes t, in dem das System die vorgeschriebene Endlage q_k erreicht. Wegen der aus $H = \sum_l p_l \dot{q}_l - L$ folgenden Beziehung $H\,\mathrm{d}t = \sum_l p_l\,\mathrm{d}q_l - L\,\mathrm{d}t$ ergibt sich $\int_{t_0}^{t} L\mathrm{d}t = S(q_k, t) = \int_{q_k(t_k)}^{q_k(t)} \sum_l p_l\,\mathrm{d}q_l - \int_{t_0}^{t} H\,\mathrm{d}t$, woraus unmittelbar $\partial S/\partial q_k = p_k$ und $\partial S/\partial t = -H$ und damit der genannte Zusammenhang folgt. Zur Lösung des mechanischen Problems ist nicht die Kenntnis der allgemeinen Lösung der Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung notwendig; es genügt die Kenntnis eines vollständigen Integrals, aus dem man die allgemeine Lösung konstruieren kann. Das vollständige Integral folgt aus einer speziellen, von f Konstanten α_l abhängenden Lösung $S = S(q_l, \alpha_l, t)$, wobei $i = 1, \ldots, f$, und die Determinante $\left| \frac{\partial^2 S}{\partial q_l\, \partial \alpha_j} \right| \neq 0$ ist, durch Addition einer Konstanten A somit also $S + A$. Dann liefern die Gleichungen $p_j = \frac{\partial S}{\partial q_j}$ die (alten) p_j als Funktion der Koordinaten q_l, der Zeit t und der Konstanten α_l, und $\bar{q}_j = \beta_j = \frac{\partial S}{\partial \alpha_j}$ liefert die (alten) Koordinaten $q_j = q_j(\alpha_l, \beta_l, t)$ als Funktion der Zeit t und der Konstanten α_l, β_l. Damit sind Koordinaten und Impulse in Abhängigkeit von t und $2f$ Integrationskonstanten α_l, β_l gegeben, die von den Anfangsbedingungen abhängen.

Die Gewinnung eines vollständigen Integrals ist dann besonders einfach möglich, wenn eine oder mehrere der Koordinaten und Impulse jeweils nur in Kombinationen $\varphi_l(q_l, \partial S/\partial q_l)$ eingehen, wobei φ_l andere Variable nicht enthält; dann kann S dargestellt werden als $S = \sum_l S_l(q_l) + S'$, wobei S' die restlichen Koordinaten enthält, die nicht in solchen Kombinationen auftreten. Ein spezieller Fall dieser Separation der Variablen liegt für zyklische Koordinaten vor: Sind $q_1, \ldots, q_s$ zyklisch, dann kann S geschrieben werden als $S = \sum_{i=1}^{s} \alpha_i q_i + S'(q_{s+1}, \ldots, q_f;$

$\alpha_{s+1}, \ldots, \alpha_f$). Die Möglichkeit der Separation der Variablen macht die Hamilton-Jacobische Differentialgleichung zu einem mächtigen Instrument für die Behandlung mechanischer Probleme. Besonders für den Fall konservativer Systeme, wo H nicht explizit von t abhängt, ist $S = S' - Et + A$ vollständiges Integral, falls $S'(q_i, \alpha_i)$ Lösung der „verkürzten" Differentialgleichung $H(q_i, \partial S'/\partial q_i) = E$ ist. Diese verkürzte Differentialgleichung folgt wegen $\partial S/\partial t = -H(q_i, \partial S/\partial q_i) = -E$ aus der Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung. In diesem Fall folgt aus der Definition von S als Wirkungsintegral $S = S_0 - E(t - t_0)$, wobei $S_0 = \int \sum_i p_i \, dq_i$ als *charakteristische Funktion* oder *verkürzte Wirkung* (→ Wirkung) bezeichnet wird. Die Variation der Wirkung führt in diesem Fall auf eine Variation der charakteristischen Funktion; diese ist bei konservativen Systemen wegen $2T = \sum_i p_i \dot{q}_i$ (→ Lagrangesche Gleichungen) durch $S_0 = 2 \int_{t_0}^{t} T \, dt$ gegeben. Daher führt die Variation von S bei fest vorgegebener Energie E zum → Maupertuischen Prinzip.

Die H. k. T. ist nicht nur auf mechanische Systeme, sondern auf alle diejenigen Systeme anwendbar, für die eine Lagrange-Funktion in Abhängigkeit von entsprechenden verallgemeinerten Koordinaten definiert werden kann. Dies ist vor allem für physikalische Felder wichtig, denen man eine Lagrange- und daher auch eine Hamilton-Dichte zuordnen kann (→ Feldtheorie). Die H. k. T. erlaubt dann die Vorschrift einer formalen Quantisierung von Feldern (→ Quantenfeldtheorien).

Hamiltonsche partielle Differentialgleichung, svw. Hamilton-Jacobische Differentialgleichung.

Hamiltonsche Prinzipalfunktion, → Wirkung.

Hamiltonsches Prinzip, genauer *H. P. der kleinsten Wirkung*, allgemeines Integralprinzip (→ Prinzipe der Mechanik), dessen Anwendungsbereich nicht auf die Mechanik beschränkt ist und das dynamische Verhalten physikalischer Systeme zu bestimmen ermöglicht. Die Bewegung eines mechanischen Systems von N Massepunkten kann als stetige Bahnkurve in einem mehrdimensionalen Lage- oder Konfigurationsraum dargestellt werden. Die vom System wirklich durchlaufene Bahnkurve wird mit benachbarten variierten Bahnkurven verglichen, die ebenfalls mit den Bindungen des Systems verträglich sind (Variation der Bahn). Befindet sich der i-te Massepunkt auf der wirklichen Bahn zum Zeitpunkt t am Ort $\vec{r}_i$, so würde er sich auf der variierten Bahn um $\delta\vec{r}_i$ verschieben, d. h. am Ort $\vec{r}_i + \delta\vec{r}_i$ befinden (Abb.); Anfangs- und Endpunkt der Bahn werden dabei nicht variiert, d. h., $\delta\vec{r}_i(t_0) = \delta\vec{r}_i(t_1) = 0$, wenn t_0 bzw. t_1 die zugehörigen Zeiten sind. Längs aller möglichen Bahnen wird die Lagrange-Funktion $L(\vec{r}_i, \dot{\vec{r}}_i, t) = T(\dot{\vec{r}}_i, t) - U(\vec{r}_i, t)$ bestimmt, die sich aus der kinetischen Energie T und der potentiellen Energie U des Systems zusammensetzt. Das Integral $S = \int_{t_0}^{t_1} L \, dt$ ist eine Funktion (genauer: ein Funktional) der Bahnkurve im Lageraum; S heißt Wirkungsfunktion oder -integral, da es die Dimension einer Wirkung, d. i. Energie · Zeit, hat oder auch Hamiltonsche Prinzipalfunktion (→ Wirkung). Das Hamiltonsche P. besagt, daß die Wirkungsfunktion S für die wirklich durchlaufene Bahnkurve minimal (genauer: extremal) ist, d. h., daß die erste Variation δS von S für die wirkliche Bewegung verschwindet: $\int_{t_0}^{t_1} L \, dt = 0$. Greifen an dem vorliegenden System auch Kräfte ohne Potential U an, so muß das Hamiltonsche P. in der allgemeinen Form $\delta S = \int_{t_0}^{t_1} (\delta T + \delta A) \, dt = 0$ formuliert werden, wobei A die von diesen Kräften am System verrichtete Arbeit ist.

Das Hamiltonsche P. stellt eine sehr allgemeine Fassung der Bewegungsgesetze der Mechanik dar. Die dabei benötigten Begriffe der kinetischen Energie T, der potentiellen Energie U und der Arbeit A haben unabhängig von jeder speziellen Wahl von Koordinaten eine wohldefinierte Bedeutung und sind auch für nichtmechanische Systeme definiert. An Stelle der kartesischen Koordinaten x_i, y_i, z_i und deren zeitlichen Ableitungen können beliebige verallgemeinerte Koordinaten q_j und Geschwindigkeiten $\dot{q}_j$ zur Beschreibung des Systems herangezogen werden, wobei der Index j alle natürlichen Zahlen von 1 bis f (Anzahl der Freiheitsgrade des Systems) durchläuft, die im allgemeinen wesentlich kleiner als $3N$ (Anzahl der kartesischen Koordinaten) ist; es werden also keine überflüssigen Parameter zur Beschreibung des Systems eingeführt. Bei holonomen Bindungen sind die verallgemeinerten Koordinaten q_j voneinander unabhängig; sie können daher auch unabhängig voneinander variiert werden, was bei kartesischen Koordinaten im allgemeinen nicht zutrifft. Aus dem Hamiltonschen P. folgt dann $\delta \int_{t_0}^{t} L(q_j, \dot{q}_j, t) \, dt = \int_{t_0}^{t} \sum_{i=1}^{f} \left(\frac{\partial L}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) \delta q_j \, dt = 0$ bzw. $\int_{t_0}^{t} (\delta T(q_j, \dot{q}_j, t) + \delta A(q_j, t) \, dt = \int_{t_0}^{t} \sum_{i=1}^{f} \left(\frac{\partial T}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + Q_j \right) \times \delta q_j \, dt = 0$, wobei die virtuelle Arbeit der eingeprägten Kräfte, $\delta A = \sum_{i=1}^{f} Q_j \delta q_j$, in Abhängigkeit von den verallgemeinerten Kräften (→ verallgemeinerte Koordinaten) ausgedrückt wird. Wegen der Unabhängigkeit der δq_j folgen hieraus die Lagrangeschen Gleichungen 2. Art: $\frac{\partial L}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = 0$ bzw. $\frac{\partial T}{\partial q_j} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + Q_j = 0$. Beim Vorliegen nichtholonomer Bindungen unterliegen die δq_j zusätzlichen Einschränkungen der Art $\sum_{j=1}^{f} a_{j\nu} \delta q_j = 0$ ($\nu = 1, \ldots, k$, wobei k die Anzahl nichtholonomer Bindungen ist), die mittels der Lagrangeschen Multiplikatorenmethode zu berücksichtigen sind. Die obigen Bewegungsgleichungen sind dann durch die Ausdrücke $\sum_{\nu=1}^{k} \lambda_\nu a_{j\nu}$ auf den rechten Seiten zu ergänzen: λ_ν sind insgesamt k unbestimmte Parameter (Lagrangesche Multiplikatoren), die zusammen mit den q_j aus den f Bewegungsgleichungen und den k Bindungsglei-



Hamiltonsches Prinzip

chungen zu bestimmen sind. Wegen der Äquivalenz der Lagrangeschen Gleichungen 2. Art mit dem Hamiltonschen P. wird bei praktischen Untersuchungen gewöhnlich von diesen ausgegangen, dies trifft besonders für nicht mechanische Systeme zu (→ Feldtheorie).
Lit. → Prinzipe der Mechanik.

Hämodynamik, die Lehre von den physikalischen Grundlagen der Blutströmung. Aus den Navier-Stokesschen Gleichungen der Hydrodynamik sucht man einen Zusammenhang zwischen Blutstromstärke und antreibender Druckdifferenz zu gewinnen, wobei die biophysikalischen Gegebenheiten des Blutkreislaufs berücksichtigt werden, die auf folgenden Voraussetzungen beruhen: inkompressible Flüssigkeit; vorwiegend laminare Strömung des Blutes; Berücksichtigung der Einlaufströmung; pulsierende Strömung; Suspension hoher Konzentration von verschiedenartigen Partikelchen in einer viskosen Flüssigkeit; benetzende Rohrwand; Einfluß der Schwerkraft; druckabhängige Rohrdeformation.

Die deduktive Ableitung eines Strömungsgesetzes, das diesen Voraussetzungen genügt, stößt jedoch auf erhebliche mathematische Schwierigkeiten und ist bis jetzt nicht gelungen. Für einige Spezialfälle läßt sich der Strömungswiderstand $W = \Delta p/J$ eines Gefäßabschnittes des Kreislaufes berechnen. Dabei bedeutet Δp die antreibende Druckdifferenz und J die Blutstromstärke. Dieser Strömungswiderstand weicht im allgemeinen von dem W_{HP} einer Strömung ab, die dem Gesetz von Hagen und Poiseuille folgt. Zur Beurteilung der Spezialfälle bildet man den dimensionslosen Widerstandsfaktor $f = \frac{W}{W_{HP}}$. So liefert die alleinige Berücksichtigung der Einlaufströmung $f = 1 + 0{,}0725 \cdot \mathrm{Re} \cdot R/l$, wobei Re die Reynoldszahl, R den Gefäßradius, und l die Länge des Rohrabschnittes bedeuten. Bei einem anderen Sonderfall strömt in der Rohrmitte eine Flüssigkeit mit der Viskosität η_l, jedoch an der Rohrwand ein dünner Flüssigkeitsmantel der Dicke Δr mit der geringeren Viskosität η_a. Dann gilt $\frac{1}{f} = 1 + 4 \cdot \frac{\Delta r}{R}\left(\frac{\eta_l}{\eta_a} - 1\right)$.

Mitunter werden in der H. spezielle Widerstandseinheiten benutzt. Die periphere Widerstandseinheit PRU stellt denjenigen Widerstand dar, bei dem eine Druckdifferenz von 1 Torr eine Blutstromstärke von 1 ml je Minute hervorbringt. Die absolute Widerstandseinheit AU stellt denjenigen Widerstand dar, bei dem ein Druck von 1 dyn/cm² einen Blutstrom von 1 cm³/s hervorbringt. Für die Umrechnung gilt 1 PRU ≈ 80000 AU.

Hampsometer, ein Meßgerät, durch das der Flüssigkeitsstand in Behältern, die mit verflüssigtem Gas gefüllt sind, angezeigt wird. Vom Boden des Behälters und von einer Stelle oberhalb des Flüssigkeitsspiegels wird je ein Rohr zu einem Differenzdruckmesser, z. B. einem mit Wasser gefüllten U-Rohr, geführt. Der Differenzdruck entspricht dem statischen Druck des Flüssigkeitsbades.

Hampson-Spirale, → Gegenströmer.

Handregeln, → Schraubenregel.
Hangabtrieb, → schiefe Ebene.
Hangwind, → Windsysteme.
Hankelsche Funktionen, aus den Besselfunktionen $J_p(z)$ abgeleitete Funktionen

$$H_p^{(1)}(z) = \mathrm{i}\,\frac{J_p(z)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}p\pi} - J_{-p}(z)}{\sin p\pi},$$

$$H_p^{(2)}(z) = -\mathrm{i}\,\frac{J_p(z)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}p\pi} - J_{-p}(z)}{\sin p\pi}.$$

Sie genügen der *Besselschen Differentialgleichung*. Untereinander sind sie durch die Beziehungen

$$H_{-p}^{(1)}(z) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}p\pi} H_p^{(1)}(z);\ H_{-p}^{(2)}(z) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}p\pi} H_p^{(2)}(z);$$
$$H_p^{(1)}(z^*) = H_{-p}^{(2)*}(z)$$

verknüpft. Ferner gilt:

$$H_p^{(1)}(z) = J_p(z) + \mathrm{i}\,N_p(z)$$
$$H_p^{(2)}(z) = J_p(z) - \mathrm{i}\,N_p(z),$$

wenn die N_p die Neumannschen Funktionen sind. Für $p = \frac{1}{2}$ ergibt sich

$$H_{1/2}^{(1)}(z) = -\mathrm{i}\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}z} \text{ und}$$

$$H_{1/2}^{(2)}(z) = \mathrm{i}\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}z}.$$

Für große Werte von z gelten die asymptotischen Darstellungen:

$$H_p^{(1)}(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)}$$

und

$$H_p^{(2)}(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)}.$$

Für $z \to 0$ werden die H.n F. unendlich.
Lit. → Besselfunktionen

hard-core-Abstoßung, → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.
Harkinssche Regel, → Elementenhäufigkeit.
harmonische Analyse, svw. Fourier-Analyse.
harmonische Funktion, Funktion, die die Laplace-Gleichung erfüllt. Die Untersuchung h.r F.en ist Gegenstand der Potentialtheorie.
harmonische Resonanz, → Resonanz.
harmonische Schwingung, → Schwingung.
harmonische Schwingungsanalyse, *Fourier-Analyse von Schwingungen*, die auf dem Superpositionsprinzip, speziell der Schwingungen, beruhende Zerlegung beliebiger periodischer Schwingungen in eine Summe von harmonischen Schwingungen oder Partialschwingungen verschiedener Amplituden. Die h. S. begründet sich auf die Fourier-Zerlegung periodischer Funktionen $f(t)$ mit der Periode T:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\{a_n \cos(2\pi n t/T) + b_n \sin(2\pi n t/T)\} = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos(n\omega_0 t + \varphi_n)$$

mit $c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$, und $\varphi_n = \operatorname{arctg}(a_n/b_n)$. Außer der durch $\omega_0 = 2\pi/T$ gegebenen Frequenz der Grundschwingung ergeben sich die Frequenzen der 1., 2., ... Oberschwingung $\omega_n = n\omega_0$ (mit $n = 2, 3, \ldots$). Zu bestimmen sind lediglich die zugehörigen Amplituden c_n und die Phasenkonstanten φ_n, d. h. die relative Phasenlage dieser Schwingungen. Bei Kenntnis des

Funktionsverlaufs über eine Periode lassen sich diese Konstanten durch harmonische Analysatoren bestimmen. Die h. S. wird vornehmlich zur Untersuchung von Klängen eingesetzt. Entsprechend lassen sich durch *Schwingungsüberlagerung* oder *-synthese* Schwingungen mit bestimmten Eigenschaften aus harmonischen Schwingungen aufbauen; einen derartig synthetischen Charakter haben Zweige der elektronischen Musik.

harmonisches Mittel, $a = n \Big/ \left(\frac{1}{a_1} + \cdots + \frac{1}{a_n} \right)$ von den n gegebenen Größen $a_1, \ldots, a_n$.

harmonische Welle, → Welle.

Harrisonsche Konstruktion, ein Verfahren zur näherungsweisen Bestimmung der → Fermi-Fläche einfacher Metalle aus Kugeln, die im reziproken Gitter periodisch angeordnet sind.

Härtegrade, Einheiten zur Angabe der Härte von Wasser in Milligramm gelöster Substanz Kalzium, Magnesium, Strontium und Barium sowie von Millival (mval) Erdalkali-Ionen bzw. in parts per million (ppm) je 1 Liter H_2O. Man unterscheidet zwischen *deutschem Grad* (°d, früher auch °dH, DG u. ä.), *englischem Grad* (°e) und *französischem Grad* (°f).

1 °d ≙ 10,00 mg CaO/l
1 °d ≙ 7,19 mg MgO/l
1 °d ≙ 18,48 mg SrO/l
1 °d ≙ 27,35 mg BaO/l
1 °d ≙ 0,357 mval Erdalkali-Ionen/l

Zum englischen und französischen Grad sowie zu ppm $CaCO_3$ bestehen folgende Beziehungen (s. nebenstehende Tabelle):

Härtemessung, in der Werkstoffprüfung die Ermittlung der Oberflächenhärte von Körpern. Zur H. werden statische und dynamische Verfahren angewendet; beide bestimmen den Widerstand, den der zu untersuchende Körper dem Eindringen eines Prüfkörpers größerer Härte (Stahlkugel, Diamantkegel) entgegensetzt, oder stellen fest, welche Werkstoffverdrängung auf der zu untersuchenden Oberfläche durch eine Verdrängungsarbeit geleistet wird.

1) Statische Verfahren. Beim *Brinellverfahren* zur Ermittlung der Brinellhärte (Symbol HB) werden als Eindringkörper Kugeln bestimmter Abmessungen aus Stahl oder Hartmetall in festgelegten, international vereinbarten Kraftstufen in den Prüfling aus metallischem Werkstoff stoßfrei bei einer Kraftanstiegsdauer von 1 s und einer Haltezeit von 10···15 s eingedrückt. Der Durchmesser des Eindrucks wird mit einem Meßmikroskop ausgemessen. Als Härte gilt das Verhältnis der Prüfkraft zu der Oberfläche des entstandenen Eindrucks; sie wird meist in Kilopond je Quadratmillimeter (kp/mm²) angegeben. Die Prüfung wird üblicherweise bei Raumtemperatur vorgenommen, sie kann aber auch als Warmhärteprüfung bei Temperaturen bis +400 °C erfolgen, wenn Prüfling und Eindringkörper gleiche Temperatur haben.

Die *H. nach Vickers* zur Feststellung der Vickershärte (Symbol HV) ist dem Brinellverfahren ähnlich; als Eindringkörper dient hier eine regelmäßige vierseitige Diamantpyramide mit einem Flächenwinkel von 136° ± 20′, die in bestimmten Kraftstufen (meist 30 und 60 kp) bei einer Kraftanstiegsdauer von ≈ 15 s und einer Krafthaltedauer von 10···15 s in den Prüfkörper eingedrückt wird. Zur Feststellung der Mikrohärte von Gefügebestandteilen bedient man sich des *Vickers-Hanemann-Verfahrens* mit Kräften von 0,2···100 p. Bei den Vickersverfahren wird ebenfalls das Verhältnis Prüfkraft zu Eindruckoberfläche, bezogen auf deren Diagonale, in Kilopond je Quadratmillimeter angegeben. Wird bei der Prüfung von den normalen Meßbedingungen abgewichen, so müssen hinter dem Symbol HV der Betrag der aufgewandten Kraft sowie die Krafthaltedauer angegeben werden, z. B. bei 50 kp und 30 s in der Form „HV 50-30". Beim *Rockwellverfahren* zur Bestimmung der Rockwellhärte (Symbol HR) dienen entweder ein Diamantkegel oder aber eine Stahlkugel als Eindringkörper. Es werden drei Rockwellhärten unterschieden: a) Rockwell-A-Härte (Symbol HRA) mit Diamantkegel 120° Spitzenwinkel und Gesamtprüfkraft von 60 kp für Hartstoffe und gesinterte Metalle; b) Rockwell-B-Härte (Symbol HRB) mit gehärteter Stahlkugel von ≈ 1,59 mm ≙ 1/16 inch Durchmesser und einer Gesamtprüfkraft von 100 kp für weiche ungehärtete Stahlwerkstoffe; c) Rockwell-C-Härte (Symbol HRC) mit Diamantkegel 120° Spitzenwinkel und einer Gesamtprüfkraft von 150 kp für gehärtete Stahlwerkstoffe. Als Maß für die Härte dient im Gegensatz zu den bei den anderen Verfahren mit dem vorgegebenen Eindringkörper und der entsprechenden Prüfkraft, die in zwei Stufen als Vorkraft und als Zusatzkraft unterteilt sind, die Tiefendifferenz zwischen der Eindringtiefe nach Aufbringen der Vorkraft als Ausgangspunkt der Messung und der bleibenden Eindringtiefe unter der Vorkraft nach Abheben der Zusatzkraft. Die Tiefenmessung wird meist unmittelbar mit einer Meßuhr vorgenommen und die Tiefe in Mikrometer (μm) angegeben. Für die H. dünner Schichten, z. B. Nitrierschichten, eignen sich die *Super-Rockwell-Verfahren* mit Diamantkegel (Symbol HRN) und mit Stahlkugel (Symbol HRT), jeweils bei 3 kp Vorkraft und Zusatzkräften von 12···42 kp.

	mval/l	°d	°e	°f	ppm $CaCO_3$
1 mval Erdalkali-Ionen	1,00	2,80	3,51	5,00	50,0
1 deutscher Grad	0,357	1,00	1,25	1,78	17,8
1 englischer Grad	0,285	0,798	1,00	1,43	14,3
1 französischer Grad	0,200	0,560	0,702	1,00	10,0
1 ppm $CaCO_3$	0,0200	0,0560	0,0702	0,100	1,00

Als Normale für die statischen Verfahren der H. sind Härtenormalplatten vorgeschrieben, die in der DDR vom DAMW beglaubigt werden. Es sind kreisrunde, quadratische, rechteckige oder dreieckige Stahlplatten mit hoher Oberflächengüte und planparallelen ebenen Meß- und Auflageflächen. Sie dienen zur indirekten Messung und zur Kontrolle der Werte, die von Härtemeßgeräten erzielt werden, und verkörpern bestimmte Härtebezugsmaße. Das Meßergebnis auf einer Härtenormalplatte darf von dem darauf angegebenen Härtewert in Form eines Eindrucks nur um einen bestimmten Betrag abweichen, andernfalls hat das Härtemeßgerät nicht richtig gearbeitet.

Härtemeßgeräte sind entweder ortsfeste Geräte, die die Kraft durch Massewirkung über

Hebel, Federelemente, Hydraulik u. ä. erzeugen, oder es sind transportable Geräte mit Krafterzeugung durch Federelemente.

2) Dynamische Verfahren. Bei den dynamischen Verfahren der H. wird entweder ein Eindringkörper durch Schlag in den zu prüfenden Körper eingetrieben, oder der Prüfkörper trifft aus einer bestimmten Fallhöhe auf den zu untersuchenden Körper auf, oder aber der Prüfling wird ständig wechselnden Belastungen unterworfen. Im ersten Fall wird durch Hammerschlag ein Eindruck auf einem Normalstab bekannter Härte (Poldistab) und auf dem zu untersuchenden Werkstück erzeugt. Die Härte wird wie beim Brinellverfahren ermittelt.

Die *Rücksprunghärteprüfung* beruht auf der mit der Härte zunehmenden Elastizität der Werkstoffe. Beim Skleroskop nach Shore fällt ein Prüfkörper bestimmter Masse mit abgerundeter Diamantspitze aus jeweils gleicher Höhe auf die Oberfläche des Werkstoffes, der entsprechend seiner Elastizität mehr oder weniger zurückspringt. Beim Duroskop schlägt ein Pendelhammer (Stahlzylinder mit Kugelkalotte) gegen das zu untersuchende Werkstück. Der Anteil an aufgewandter Energie für die elastische Verformung wird bei der Beurteilung der Härte berücksichtigt. Ein unmittelbarer Vergleich der mit den verschiedenen Verfahren erzielten Härteangaben ist nicht möglich.

Härten, bei metallischen Werkstoffen, vor allem bei Stahl und seinen Legierungen, das Erhöhen der Härte durch Verändern des Gefügezustandes. Dies geschieht durch Erhitzung von Stahl mit nachfolgender rascher Abkühlung zur Erzeugung der harten Gefügeform Martensit. Der Stahl muß so weit erhitzt werden, daß sich Austenit bildet, Reste anderer Gefügeformen stören nicht, wenn diese kein zusammenhängendes Netzwerk bilden. Bei zu hoher Erwärmung wird der entstehende Martensit zu grobkörnig und dadurch Stahl spröde. Die günstigste Härtetemperatur liegt bei 800 bis 900 °C (je nach Kohlenstoffgehalt). Bei Stählen mit Vanadin, Titan, Chrom, Wolfram und Molybdän müssen die Temperaturen weit höher liegen, damit sich die Karbide lösen. Der Stahl muß außer beim Oberflächenhärten bis zum Inneren durchwärmt werden, dann wird er gleichmäßig hart. Das Abkühlen (Abschrecken) muß so schnell erfolgen, damit sich Martensit bildet, aber nicht so rasch, daß es zu Härterissen kommt. Je nach Stahlsorte benutzt man Abschreckbäder mit Wasser, erwärmtem Wasser, Mineralöl, Kalilauge u. a. Nach dem Abschrecken wird der Stahl durch *Anlassen* vergütet, d. h., er erhält durch Erwärmung auf 100 bis 200 °C und langsames Abkühlen eine bessere Zerspanbarkeit. Es gibt für alle technisch gebräuchlichen Stähle viele Härteverfahren, von denen deren Güte und Einsatzmöglichkeit abhängt.

Lit. Lüpfert: Metallische Werkstoffe (5. Aufl. Leipzig 1958).

hartes System, → nichtlineare Schwingungen.

Hartley-Schaltung, → Dreipunktschaltung.

Hartmannsche Dispersionsformel, → Dispersion 1).

Hartree-Fock-Verfahren, quantenmechanisches Näherungsverfahren zur Bestimmung der Wellenfunktionen und Energieniveaus bei mehreren identischen Fermionen, insbesondere Elektronen im Atom oder im Festkörper. Ursprünglich wurde das H.-F.-V. zur genaueren theoretischen Behandlung der Struktur der Atomhülle entwickelt. Es wurde von Hartree zunächst ohne, von Fock dann mit Berücksichtigung des Elektronenspins und der Austauschwechselwirkung formuliert. Nach dem Modell unabhängiger Teilchen besteht die Grundannahme in der Existenz von Einelektronen-Wellenfunktionen, wobei die entsprechenden Zustände unter Beachtung des Pauli-Prinzips besetzt werden. Dabei wird die Wellenfunktion eines beliebig herausgegriffenen Elektrons als Lösung einer Schrödinger-Gleichung bestimmt, in der Wechselwirkungen mit den anderen Elektronen durch ein mittleres Potential approximiert werden. Diese Grundidee, nämlich die Darstellung der Wechselwirkung zwischen den Elektronen durch ein Einteilchenpotential, ist schon im Rahmen der älteren Quantentheorie erfolgreich erprobt worden (→ Abschirmung).

Die Gesamtfunktion wird als Produkt (Hartree) $\psi(1, \ldots, N) = \varphi_1(1)\,\varphi_2(2)\cdots\varphi_N(N)$ bzw. als antisymmetrisiertes Produkt (Fock) $\psi(1, \ldots, N) = N!^{-1/2} \sum_P (\operatorname{sgn} P)\, \varphi_{P1}^{(1)} \cdot \varphi_{P2}^{(2)} \cdots \varphi_{PN}^{(N)}$ geschrieben, die Summation läuft über alle Permutationen $P(1, 2, \ldots, N) = (P1, P2, \ldots, PN)$ der Zahlen $1 \cdots N$, sgn P ist das Vorzeichen der Permutation P, N ist die Teilchenzahl. Dabei kann die antisymmetrische Wellenfunktion auch in der Form der *Slater-Determinante*

$$\psi(1, \ldots, N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \varphi_{n_1}(1) & \ldots\ldots & \varphi_{n_1}(N) \\ \vdots & & \vdots \\ \vdots & & \vdots \\ \varphi_{n_N}(1) & \ldots\ldots & \varphi_{n_N}(N) \end{vmatrix}$$

formuliert werden. Im Argument der Einteilchenwellenfunktionen sind der Ortsvektor $\vec{r}_k$ und die Spinvariable s_k zusammenfassend mit k bezeichnet. Die Spinvariable s_k kann nur die Werte $\pm 1/2$ annehmen. Bei Vernachlässigung magnetischer Wechselwirkungen können die $\varphi_{n_i}(k)$ als Produkte aus je einer nur von der Ortskoordinate $\vec{r}_k$ abhängigen und einer nur von der Spinvariablen s_k abhängigen Funktion angesetzt werden: $\varphi_{n_i}(k) = u_{n_i}(\vec{r}_k)\,\chi_{m_s}$. Für die Spinfunktionen χ_{m_s} könnte man etwa eine Darstellung durch ein Kroneckersymbol δ_{m_s, s_k} wählen. Bestimmungsgleichungen für die Einteilchenwellenfunktionen erhält man aus der Extremaleigenschaft der Energie $E = (\psi, \hat{H}\psi)$ mit dem *Vielelektronen-Hamilton-Operator*

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\hat{p}_i^2}{2m} + V(\vec{r}_i) \right] + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{N} \frac{e^2/4\pi\varepsilon_0}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|},$$

wobei die $\varphi_{n_i}(k)$ variiert werden. Mit dem gegenüber Teilchenzahlvertauschungen antisymmetrischen Hartree-Fock-Ansatz erhält man das folgende nichtlineare System von Integrodifferentialgleichungen zur Berechnung der Einteilchenwellenfunktionen $\varphi_n(k)$:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^{\,2}} + V(\vec{r}) \right] \varphi_n(\vec{r}, s) + \sum_k \sum_{s'} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \times$$
$$\times \int \mathrm{d}V' \varphi^*{}_k(\vec{r}', s') \times$$
$$\times \frac{\varphi_k(\vec{r}', s')\,\varphi_n(\vec{r}, s) - \varphi_k(\vec{r}, s)\,\varphi_n(\vec{r}', s')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$
$$= E_n \varphi_n(\vec{r}, s).$$

Hierbei sind $\hbar$ die Plancksche Konstante, m die Elektronenmasse, ε_0 die Dielektrizitätskonstante, e die Elementarladung und E_n der dem Zustand φ_n entsprechende Energiewert. Die Integration erstreckt sich über den ganzen Raum und die s'-Summe über die Werte $\pm 1/2$ der Spinvariablen. Die k-Summe umfaßt alle besetzten Einteilchenzustände. Berücksichtigt man, daß die Summation über s' für ein Produkt $\varphi_n(\vec{r}', s')\ \varphi_m(\vec{r}', s')$ stets Null liefert, wenn die Spins beider Zustände nicht übereinstimmen, so ergibt sich folgendes: Das effektive Potential in den Gleichungen des H.-F.-V.s besteht zunächst wie beim Hartree-Verfahren aus dem Potential $V(\vec{r})$, das auf jedes einzelne Elektron wirkt und das bei einzelnen Atomen gleich dem Coulomb-Potential $-Ze^2/4\pi\varepsilon_0 r$ des Z-fach geladenen Kerns, bei Kristallen gleich der gitterperiodischen Überlagerung der Potentiale aller Ionenrümpfe ist, und dem Potential, das alle anderen Elektronen im Mittel erzeugen. Der Beitrag der Elektronen, deren Spinrichtung mit der des Zustandes φ_n übereinstimmt, zum effektiven Potential wird durch den Austauschterm korrigiert. Der Austauschterm beruht auf der Korrelation der Elektronen infolge der Antisymmetrie der Wellenfunktion, er tritt bei dem einfachen Hartreeschen Produktansatz nicht auf und berücksichtigt ein zusätzliches gegenseitiges Ausweichen der Elektronen gleichen Spins. Nach dem Koopmansschen Theorem kann E_n als diejenige Energie interpretiert werden, die man aufwenden muß, um ein im Zustand φ_n befindliches Elektron aus dem System zu entfernen.

Bei Anwendung auf Atome werden die Einteilchenwellenfunktionen $\varphi_{n_l}(k)$ im Atom durch die Hauptquantenzahl n, die Drehimpulsquantenzahlen l und m_l sowie die Spinquantenzahl m_s charakterisiert. Man bezeichnet die φ_n auch als ASO's (Abk. von *a*tomic *s*pin *o*rbital). Da bei Elektronenkonfigurationen mit nicht abgeschlossenen Schalen manche durch die räumlichen Quantenzahlen n, l und m_l charakterisierten Zustände nur mit einem Elektron besetzt sind, hängt der Austauschterm vom Spin des Zustands φ_n ab. Man erhält so je nach dem Spin des Zustands φ_n unterschiedliche Raumanteile. Dieser Effekt wird als *Austauschpolarisation* bezeichnet. Meist jedoch wird das H.-F.-V. mit der Einschränkung auf ein kugelsymmetrisches effektives Potential auch auf Atomhüllen mit nicht abgeschlossenen Schalen angewendet. Wegen des großen Aufwandes bei der numerischen Integration (→ self-consistent-field) benutzt man das H.-F.-V. im allgemeinen nur bis zu Kernladungszahlen von etwa $Z = 30$ für neutrale Atome. Bei größeren Elektronenzahlen verwendet man die → statistische Theorie der Atomhülle.

Die über die Berechnung einer Elektronenkonfiguration bei nichtabgeschlossenen Elektronenschalen bzw. Unterschalen auftretende → Feinstruktur kann nicht mit einer einzigen Slater-Determinante erfaßt werden.

Das dem Austauschterm entsprechende Austauschpotential ist nichtlokal und erschwert die Lösung des H.-F.-V.s beträchtlich. In Festkörpern mit ihren vielen Elektronen wird es daher stets lokal approximiert (Slater-Methode). In dem so entstehenden Potential können auch über das H.-F.-V. hinausgehende Korrelationseffekte berücksichtigt werden.

Für ein freies Elektronengas $V(\vec{r}) = 0$ ergeben sich in Hartreescher Näherung, also bei völliger Vernachlässigung des Austauschterms, Energien zu $E(k) = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m}$, während das H.-F.-V. $E(k) = \dfrac{\hbar^2 k^2}{2m} - \dfrac{2e^2}{\pi} k_F\, F\left(\dfrac{k}{k_F}\right)$ liefert, wobei die Funktion $F(x) = \dfrac{1}{2} - \dfrac{1-x^2}{4x} \ln\left|\dfrac{1-x}{1+x}\right|$ für $x = 1$ eine logarithmisch divergente Ableitung hat, d. h., die Fermi-Geschwindigkeit divergiert in Hartree-Fock-Näherung, und die Zustandsdichte $N(E_F)$ an der Fermi-Energie verschwindet. Dieses anomale Verhalten tritt bei lokaler Approximation des Austauschterms (→ Slater-Methode) nicht auf. Bei einfachen Metallen ist dann der Einfluß des Austauschpotentials auf die Energien $E(k)$ wegen der räumlich nahezu homogenen Valenzelektronendichte gering. Bei Halbleitern und Übergangsmetallen ergibt die Berücksichtigung des Austauschpotentials jedoch eine bedeutende Verbesserung des Energiespektrums, verglichen mit Hartree-Rechnungen. Konkrete Rechnungen mit dem H.-F.-V. sind sehr aufwendig, auf iterativem Weg wird eine selbstkonsistente Lösung bestimmt (→ self-consistent-field).

Lit. W. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971).

Hartree-Verfahren, → Hartree-Fock-Verfahren.

Hartreesche Abschirmfunktion, → Abschirmung.

Härtung des Neutronenspektrums, → Neutronengas.

Haufenschicht, → dünne Schicht.

Häufungspunkt, → Menge.

Hauptachsentransformation, Transformation $y_j = \sum_{k=1}^{n} u_{jk} x_k$, um eine gegebene hermitesche Form (→ Matrix) $\sum_{i,k=1}^{n} a_{ik} x_i^* x_k$ mit $a_{ik}^* = a_{ki}$ in den Veränderlichen $x_1, \ldots, x_n$ auf Hauptachsengestalt $\sum_{i=1}^{n} \lambda_i |y_i|^2$ zu bringen. Da die a_{ik} Elemente einer hermiteschen Matrix A sind, soll für die Transformationsmatrix U gelten, daß $(U^T)^* A U = C$ eine Diagonalmatrix C ist. Diese Aufgabe tritt in der Physik häufig auf (→ Trägheitsellipsoid), wobei die adjungierte Matrix $(U^T)^*$ meist durch $U^\dagger$ symbolisiert wird.

Sie ist einfach lösbar; es existiert immer eine unitäre Matrix U, so daß $(U^T)^* A U = C$ gilt. Die Diagonalelemente λ_i von C ergeben sich dabei aus dem Verschwinden der Determinante $||A - \lambda E|| = 0$, in der E die Einheitsmatrix ist. Diese Gleichung heißt *charakteristische Gleichung* oder *Säkulargleichung*, ihre Lösungen heißen *charakteristische Wurzeln*. Sie sind stets reell, und ihre Anzahl ist genau gleich n; dabei können aber mehrfache Wurzeln auftreten.

Aus der Existenz der charakteristischen Wurzeln ergibt sich sofort die Lösbarkeit des *Eigenwertproblems* $A\xi = \lambda\xi$ der hermiteschen Matrizen A. Die Werte λ_i, für die die Determinante $||A - \lambda E||$ dieses Gleichungssystems (→ lineares Gleichungssystem) verschwindet, werden

Eigenwerte genannt. Sie sind die charakteristischen Wurzeln W; jede Wurzel ist ein Eigenwert, und zu jedem Eigenwert existiert ein nichttrivialer Lösungsvektor ξ, der *Eigenvektor*. Die zu verschiedenen Eigenwerten gehörenden Eigenvektoren sind orthogonal zueinander. Tritt ein Eigenwert r-fach auf, dann gehören zu ihm die r linear unabhängigen Eigenvektoren, die nach dem Schmidtschen Orthogonalisierungsverfahren orthogonalisiert werden können. Insgesamt gibt es daher zu einer hermiteschen Matrix n linear unabhängige Eigenvektoren, die ein → vollständiges Orthonormalsystem im n-dimensionalen komplexen Raum bilden. Im Reellen gehen hermitesche Matrizen in symmetrische Matrizen über.

Hauptdehnungen, → Verzerrung.

Hauptebene, 1) → Kardinalelemente, 2) → Spannung, → Verzerrung.

Hauptfeld, *erdmagnetisches H.*, → Erdmagnetismus.

Hauptgruppe, → Periodensystem der Elemente.

Hauptkoordinaten, → lineare mechanische Schwingungen.

Hauptnormale, → Normale.

Hauptnormalenvektor, → Raumkurve.

Hauptphase, morphologisch definierte Phase während eines geomagnetischen Substurmes (→ Sturm). Die H. eines geomagnetischen Substurmes beginnt mit dem Einsetzen der Ringstromaktivität (→ Sturm) und ist durch ein Absinken der Magnetfeldwerte charakterisiert. Sie dauert bis zum Beginn der Recoveryphase (→ Sturm) an, während der der Magnetfeldwert wieder zunimmt.

Hauptpunkt, → Kardinalelemente.

Hauptquantenzahl, → Quantenzahl.

Hauptreihe, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Hauptsätze der Thermodynamik, allgemeine empirische Erfahrungssätze, die das Verhalten → thermodynamischer Systeme beherrschen. Unter den H.n d. T. versteht man den 0., 1., 2. und 3. Hauptsatz. Der 0., 1. und 2. Hauptsatz formulieren die Erfahrungen, die zur Definition der Zustandsgrößen Temperatur, innere Energie und Entropie führen, während der 3. Hauptsatz Aussagen über das Verhalten in der Nähe des absoluten Temperaturnullpunkts macht. Die H. d. T. — insbesondere der 1. und 2. — werden bei den meisten thermodynamischen Überlegungen und Rechnungen unmittelbar gebraucht (→ Kreisprozeß). Aus der → Statistik, insbesondere der → Quantenstatistik, können die H. d. T. abgeleitet werden.

Der *0. Hauptsatz* stellt die Existenz der *Temperatur* in thermodynamischen Systemen fest. Genauer sagt er aus, daß im thermodynamischen Gleichgewicht im Vergleich zur Mechanik eine neue Zustandsgröße — nämlich die Temperatur — existiert. Gleichheit der Temperatur im gesamten System ist notwendige Voraussetzung für die Existenz des thermodynamischen Gleichgewichtes. Oft wird der 0. Hauptsatz weggelassen und die Existenz der Zustandsgröße „Temperatur" als gegeben angesehen.

Der 1. *Hauptsatz*, auch als *Energiesatz für thermodynamische Systeme unter Einschluß der Wärmeenergie* bezeichnet, stellt eine Erweiterung des Energiesatzes der Mechanik dar. Er definiert die → innere Energie als Zustandsfunktion. Es gibt verschiedene Formulierungen des 1. Hauptsatzes:

1) Wärmeenergie und mechanische Energie können wechselseitig ineinander umgewandelt werden. Eine bestimmte Wärme entspricht dabei immer derselben mechanischen Energie (oder anderen Energieformen) und umgekehrt. Der Zusammenhang zwischen beiden Energieformen ist durch das kalorische Arbeitsäquivalent gegeben und von der Art der Umwandlung unabhängig.

2) Aus 1) folgt die Unmöglichkeit eines *Perpetuum mobile I. Art*, d. h. einer Maschine, die (z. B. mechanische) Energie erzeugt, ohne die entsprechende Wärmeenergie zu verbrauchen.

3) Jedes thermodynamische System hat eine Zustandsgröße, die innere Energie oder einfach Energie, die von außen auf zweierlei Art geändert werden kann: durch Zufuhr von Wärme oder Arbeit. Insbesondere ist die innere Energie eines abgeschlossenen thermodynamischen Systems konstant (*Energieerhaltungssatz*).

Der 1. Hauptsatz kann von zwei verschiedenen Standpunkten aus formuliert werden: a) Führt man einem thermodynamischen System die Wärme ΔW und die äußere Arbeit ΔA zu, so erhöht sich die innere Energie des Systems um ΔU und der 1. Hauptsatz lautet $\Delta U = \Delta W + \Delta A$ oder bei unendlich kleinen Änderungen $\mathrm{d}U = \delta W + \delta A$. (1) b) Führt man einem thermodynamischen System die Wärmeenergie δW zu, so dient sie zur Erhöhung der inneren Energie um $\mathrm{d}U$ und zur Leistung der äußeren Arbeit $\delta A'$, d. h. $\delta W = \mathrm{d}U + \delta A'$. (2) Beachtet man, daß in Gleichung (1) δA die vom System aufgenommene Arbeit, in Gleichung (2) dagegen $\delta A'$ die vom System geleistete Arbeit ist, also $\delta A = -\delta A'$ gilt, so erkennt man die Äquivalenz der Gleichungen (1) und (2). Die konkrete Aufspaltung in δW und δA hängt von der speziellen Zustandsänderung ab. So wird z. B. bei reversibler Kompression die innere Energie U nur durch die geleistete mechanische Arbeit

$$\Delta A = -\int_1^2 p \, \mathrm{d}V \quad \text{vergrößert} \quad (V = \text{Volumen}),$$

bei einfacher Erwärmung dagegen nur durch die zugeführte Wärmeenergie ΔW. Daraus erkennt man, daß bei einer Änderung der inneren Energie ΔU die zugehörigen Änderungen ΔW und ΔA von dem speziellen Weg abhängen, auf dem die Zustandsänderung erfolgt, d. h. aber, W und A sind keine Zustandsgrößen. Deshalb werden ihre Änderungen mit δA und δW und nicht mit $\mathrm{d}A$ und $\mathrm{d}W$ bezeichnet. Im Gegensatz dazu ist die innere Energie jedoch eine Zustandsgröße und hängt nur vom jeweiligen Zustand ab. Wäre das nicht der Fall, so würde die Übertragung der gleichen Summe $\Delta W + \Delta A$ auf verschiedenen Wegen (was einer unterschiedlichen Aufspaltung in ΔW und ΔA entspräche) zu verschiedenen inneren Energien führen. Das würde aber dem Energiesatz bzw. dem 1. Hauptsatz widersprechen und ein Perpetuum mobile 1. Art erlauben, das aus dem Nichts Energie gewinnen könnte. Somit erzwingt der 1. Hauptsatz, daß die innere Energie U eine Zustandsfunktion ist. Ihre Änderung wurde daher mit $\mathrm{d}U$, dem totalen Differential von U, bezeichnet. Im einfachsten

Fall tritt nur die Kompressionsarbeit $\delta A = -p\,\mathrm{d}V$ auf (p = Druck). Dann lautet der 1. Hauptsatz $\mathrm{d}U = \delta W - p\,\mathrm{d}V$.

Weitere mögliche Ausdrücke für δA → Arbeit 3).

Der 2. *Hauptsatz* oder *Entropiesatz* macht Aussagen über die Richtung, in der thermodynamische Zustandsänderungen ablaufen können. Er definiert die *Entropie* als Zustandsgröße. Die verschiedenen Formulierungen des 2. Hauptsatzes lauten:

1) Die Entropie S kann in einem thermisch isolierten, speziell also in einem abgeschlossenen thermodynamischen System nur zunehmen oder höchstens gleich bleiben, d. h. $\mathrm{d}S \geqq 0$. Das Gleichheitszeichen gilt nur, wenn sich das System im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Umgekehrt stellt die Gleichung $\delta S = 0$, ($\delta^2 S < 0$) bzw. $S = S_{max}$ die Gleichgewichtsbedingung dar.

2) Es ist unmöglich, eine periodisch arbeitende Maschine zu bauen, die nichts anderes bewirkt als Erzeugung mechanischer Arbeit und Abkühlung eines Wärmespeichers (Formulierung von Thomson und Planck). Eine solche Maschine könnte aus der Wärme, die überall in großer Menge vorhanden ist, z. B. im Meerwasser und in der Luft, praktisch unbegrenzt mechanische Arbeit gewinnen. Sie käme deshalb einem Perpetuum mobile in ihrer Wirkung gleich und wird als *Perpetuum mobile II. Art* bezeichnet. Der 1. Hauptsatz verbietet nicht die Existenz des Perpetuum mobile II. Art, da ja nur die Wärmeenergie umgewandelt wird. Erst der 2. Hauptsatz schließt es aus. Umgekehrt kann der 2. Hauptsatz folgendermaßen formuliert werden:

3) Die Existenz eines Perpetuum mobile II. Art ist nicht möglich.

4) Wärme kann niemals spontan, d. h. ohne äußere Einwirkung, von einem kälteren zu einem wärmeren Körper übergehen (*Clausius-Prinzip*). Denn wäre das möglich, so könnte durch einen → Carnotschen Kreisprozeß (im Endeffekt) allein durch Abkühlung des kälteren Körpers mechanische Arbeit gewonnen werden. Das entspräche aber einem Perpetuum mobile II. Art, das nach Punkt 3) nicht möglich ist.

5) Da ein Perpetuum mobile II. Art nicht möglich ist, existieren in der Nähe eines beliebigen Zustandes eines thermisch homogenen Systems im thermodynamischen Gleichgewicht immer solche Zustände, die adiabatisch unerreichbar sind (*Caratheodory-Prinzip der adiabatischen Unerreichbarkeit*).

6) Für die Entropieänderung gilt allgemein die Ungleichung $\mathrm{d}S \geqq \frac{1}{T}\,\delta W$, wobei T die absolute Temperatur und W die Wärmeenergie bedeuten. Das Gleichheitszeichen gilt bei reversiblen Zustandsänderungen. Deshalb kann $\mathrm{d}S = \frac{1}{T}\,\delta W_{rev}$ oder bei Verwendung des 1. Hauptsatzes $\mathrm{d}S = \frac{1}{T}(\mathrm{d}U - \delta A_{rev})$ geschrieben werden. Diese Gleichung stellt den 2. Hauptsatz in differentieller Form dar. Daraus folgt unmittelbar eine der Gibbsschen Fundamentalgleichungen $\mathrm{d}U = T\,\mathrm{d}S + \delta A_{rev}$ (→ thermodynamisches Potential) für quasistatische Zustandsänderungen. Im einfachsten Fall ist wieder $\delta A_{rev} = -p\,\mathrm{d}V$, stets aber wird durch die angegebene Gleichung $\mathrm{d}S$ durch Zustandsgrößen und ihre Differentiale ausgedrückt, so daß die Entropieänderung bei einer beliebigen Zustandsänderung durch Integration längs eines beliebigen Weges im Zustandsdiagramm bestimmt werden kann. Die Entropie ist also eine Zustandsfunktion. Es gilt die auch als *Clausiussche Gleichung* bezeichnete Beziehung $\oint \mathrm{d}S = \oint \delta W_{rev}/T = 0$.

Bei quasistatischen Zustandsänderungen bleibt die Entropie des Gesamtsystems (System einschließlich Umgebung) konstant. Irreversible Prozesse führen immer zu einer Erhöhung der Entropie des Gesamtsystems, z. B. der Temperaturausgleich durch Wärmeleitung und die Durchmischung zweier Gase (→ Mischungsentropie). Der Ausdruck $\Delta S_{12} = \int_1^2 \frac{1}{T}\,\delta W_{rev} > 0$ stellt ein Maß für die Irreversibilität einer Zustandsänderung dar.

7) Innerhalb der phänomenologischen Thermodynamik allein ist es schwierig, eine anschauliche Vorstellung von der Bedeutung des 2. Hauptsatzes und der Entropie zu gewinnen. Die Statistik (→ Maxwell-Boltzmann-Statistik) liefert eine tiefere Begründung unter Benutzung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit w eines Makrozustandes, die gleich der Zahl der verschiedenen Mikrozustände ist, die mit dem gleichen Makrozustand vereinbar sind. Für die Entropie gilt $S = k \ln w$. k ist die Boltzmannsche Konstante. Hiernach ist die 1. Formulierung des 2. Hauptsatzes der Aussage äquivalent, daß ein abgeschlossenes System dem wahrscheinlichsten Zustand $w \to w_{max}$ und damit $S \to S_{max}$ zustrebt. In dieser Form ist der 2. Hauptsatz unmittelbar einleuchtend. Gleichzeitig wird deutlich, daß der 2. Hauptsatz ein statistisches Gesetz ist und Abweichungen durch Fluktuationen, die dem Auftreten von Makrozuständen mit $w < w_{max}$ entsprechen, auftreten können (→ Schwankungserscheinungen). Die spontanen Fluktuationen in einem thermodynamischen System können nicht zur Realisierung eines Perpetuum mobile II. Art genutzt werden. Darum ist die 3. Formulierung des 2. Hauptsatzes ganz allgemein gültig. Der Grund liegt in der fehlenden Information über die Fluktuationen, die ganz zufällig sind. Eine Beschaffung der notwendigen Information führt zwangsläufig zu einer zusätzlichen Entropieerhöhung, die größer als die mögliche Entropieerniedrigung durch Ausnutzung der Fluktuationen zur Arbeitsleistung ist.

Anwendungen. 1. und 2. Hauptsatz bilden zusammen die Grundlage der Methode der Kreisprozesse, die zur Berechnung beliebiger Zustandsänderungen geeignet ist. Desgleichen kann aus den ersten beiden H.n d. T. die Methode der thermodynamischen Potentiale gewonnen werden, die eine vollständige Beschreibung thermodynamischer Systeme gestattet. Konkret angewendet wird der 2. Hauptsatz bei der Begründung der absoluten, von der Meßsubstanz unabhängigen thermodynamischen Temperaturskala, bei der Berechnung des Wirkungsgrades von Wärmekraftmaschinen (→

Carnotscher Kreisprozeß), bei der Behandlung von Phasengleichgewichten u. a. m.

Erstmals von Thomson und Clausius in der zweiten Hälfte des 19. Jh.s wurde der 2. Hauptsatz unzulässig auf das Weltall angewandt, indem das gesamte Weltall als abgeschlossenes endliches thermodynamisches System betrachtet wurde. Auf Grund der physikalischen Tatsache, daß in einem solchen System die Entropie ständig zunimmt und ihrem Maximalwert zustrebt und daß in einem somit erreichten Gleichgewichtszustand, in dem insbesondere überall die gleiche Temperatur herrscht, ohne äußere Einwirkung keine makroskopischen Prozesse mehr ablaufen können, wird auf den „*Wärmetod*" des Weltalls geschlossen. Die neueren kosmologischen Theorien zeigen jedoch, daß das Weltall nicht als ein abgeschlossenes thermodynamisches System angesehen werden kann, für das der 2. Hauptsatz gültig ist.

Der 3. Hauptsatz (*Nernstsches Wärmetheorem, Nernstscher Wärmesatz*), 1906 von W. Nernst gefunden, macht Aussagen über das Verhalten von thermodynamischen Funktionen und Materialgrößen von reinen und homogenen Systemen im thermodynamischen Gleichgewicht bei Annäherung an den absoluten Temperaturnullpunkt. Für den 3. Hauptsatz gibt es folgende Formulierungen:

1) Bei Annäherung eines (reinen homogenen) thermodynamischen Systems im Gleichgewicht an den Nullpunkt der absoluten Temperatur hört die Entropie S auf, von irgendwelchen thermodynamischen Parametern x_α, z. B. Volumen, Magnetfeld, abzuhängen und nimmt einen konstanten Wert S_0 an, den man ohne Einschränkung der Allgemeinheit gleich Null setzen kann, d. h. $S \to S_0 = \text{konst.} = 0$ für $T \to 0$ oder

$$\lim_{T \to 0} (\partial S / \partial x_\alpha) = 0. \qquad (3)$$

2) Aus dem Gesagten folgt, daß der absolute Temperaturnullpunkt nicht erreichbar ist. Denn für → einen Carnotschen Kreisprozeß zwischen den Temperaturen $T_1 = T$ und $T_2 = 0$ ergibt sich bei Verwendung des 2. Hauptsatzes $\oint \delta W_{\text{rev}}/T = 0$ die Entropiebilanz $\Delta S_{12} + \Delta S_{23} + \Delta S_{34} + \Delta S_{41} = 0$. Es ist $\Delta S_{23} = \Delta S_{41} = 0$, da es sich um reversible adiabatische Zustandsänderungen handelt. Auf Grund des 3. Hauptsatzes ist außerdem $\Delta S_{34} = 0$. Daher muß auch $\Delta S_{12} = W/T = 0$ sein, obwohl dem oberen Wärmebehälter mit der Temperatur T die Wärme $W \neq 0$ entzogen wurde. Der Widerspruch löst sich erst, wenn man eine Isotherme mit $T = 0$ ausschließt.

Allein aus der Tatsache, daß S für $T \to 0$ endlich bleibt, folgt, daß die Wärmekapazitäten C_p und C_v für $T \to 0$ verschwinden. Denn bei konstantem Druck bzw. Volumen gilt $\mathrm{d}S = \dfrac{C_p\,\mathrm{d}T}{T}$ bzw. $\mathrm{d}S = \dfrac{C_v\,\mathrm{d}T}{T}$. Diese Änderungen liefern für $T \to 0$ nur dann endliche Integrale, wenn C_p und $C_v \to 0$ gilt. Andernfalls entstünde $\int \dfrac{\mathrm{d}T}{T}$, und das ist logarithmisch divergent. Weiter kann gezeigt werden, daß auf Grund des 3. Hauptsatzes der thermische Ausdehnungskoeffizient $(\partial V/\partial T)_p$ und der thermische Druckkoeffizient $(\partial p/\partial T)_V$ für $T \to 0$ verschwinden. Bei sehr tiefen Temperaturen werden in jedem System Quanteneffekte wesentlich, und man muß bei der statistischen Behandlung die → Quantenstatistik verwenden. Erst sie ermöglicht eine natürliche Erklärung des 3. Hauptsatzes. Am absoluten Temperaturnullpunkt befindet sich das thermodynamische System im Grundzustand, und es sind keine höheren Energiezustände angeregt. Das statistische Gewicht des Grundzustandes ist eins. Die Entropie ist proportional dem Logarithmus des statistischen Gewichtes, d. h. gleich Null.

Allerdings zeigt eine genauere Betrachtung, daß diese Überlegung noch keine Begründung des 3. Hauptsatzes in seiner wirklich vorliegenden und praktisch bedeutsamen Form liefert. Denn die ersten angeregten Zustände eines makroskopischen Systems liegen normalerweise so dicht über dem Grundzustand, daß eine Bevorzugung des Grundzustands allein im thermodynamischen Gleichgewicht erst bei praktisch unerreichbar tiefen Temperaturen auftreten würde. Tatsächlich macht daher der 3. Hauptsatz eine Aussage über das Energiespektrum der unteren Anregungszustände. Die theoretische Analyse der bei tiefen Temperaturen auftretenden Substanzen, nämlich Kristalle, gegebenenfalls mit quasifreien Elektronen, und flüssiges Helium-4, bestätigt den 3. Hauptsatz.

So ist z. B. die spezifische Wärmekapazität des freien Elektronengases bei tiefen Temperaturen proportional T. Für einen Kristall ist die spezifische Wärmekapazität nach der Debye-Theorie proportional T^3. Für Gläser und amorphe Stoffe geht die Entropie jedoch nicht gegen Null bei $T \to 0$, da sich diese Systeme nicht im thermodynamischen Gleichgewicht, sondern infolge schneller Abkühlung bei der Herstellung in einem gehemmten oder metastabilen Gleichgewicht befinden. Dasselbe gilt für Gemische, bei denen auch für $T \to 0$ die Mischungsentropie übrig bleibt.

Hauptschlußmaschine, → elektrische Maschine.

Hauptschnitt, → Prisma.

Hauptschwingung, → lineare mechanische Schwingungen.

Hauptserie, → Atomspektren.

Hauptspannungen, → Spannung.

Hauptstrahl, → Bezugsstrahl.

Haupträgheitsachsen, → Trägheitstensor.

Haupträgheitsmomente, → Trägheitstensor.

Hauptvalenzbindung, → chemische Bindung.

Hauptwert [engl. principle value], einem Integral $\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x$ zugeordneter Grenzwert

$$\mathrm{P}\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{\varepsilon \to 0}\left[\int_a^{c-\varepsilon} f(x)\,\mathrm{d}x + \int_{c+\varepsilon}^b f(x)\,\mathrm{d}x\right],$$

wenn 1) die Funktion $f(x)$ im Punkte $x = c$ des Integrationsintervalls (a, b) nicht beschränkt ist und 2) auch die Integrale $\int_a^{c-\varepsilon} f(x)\,\mathrm{d}x$ und $\int_{c+\varepsilon}^b f(x)\,\mathrm{d}x$ nicht existieren, wohl aber der in der Definition geforderte Grenzwert der Summe dieser Integrale existiert. Der Begriff des Hauptwertes spielt eine große Rolle bei der Untersuchung von in der Physik sehr häufig auftretenden *Integralen vom Cauchyschen Typ*: $f(x) = \int_a^b \dfrac{\omega(t)\,\mathrm{d}t}{t - x}$. Man kann zeigen, daß diese Integrale für reelle x im Sinne des Hauptwertes existieren, falls die Funktion $\omega(t)$ einer *Lip-*

schitzbedingung $|\omega(t_2) - \omega(t_1)| \leqq k\,|t_2 - t_1|^\alpha$ mit der positiven Konstanten k und $0 < \alpha \leqq 1$ genügt. Für die Erfüllung dieser Bedingung ist hinreichend, daß $\omega(t)$ eine stetige und endliche Ableitung hat. Es gilt dann

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\int_a^b \frac{\omega(t)\,dt}{t-x+i\varepsilon} = -i\pi\omega(x) + P\int_a^b \frac{\omega(t)\,dt}{t-x},$$

$a \leqq x \leqq b$ und $\lim_{\varepsilon\to 0}\int_a^b \frac{\omega(t)\,dt}{t-x-i\varepsilon} = i\pi\omega(x) + P\int_a^b \frac{\omega(t)\,dt}{t-x}$, $a \leqq x \leqq b$.

Diese Aussagen werden oft symbolisch in der Form $\frac{1}{x \pm i\varepsilon} = \mp i\delta(x) + P\frac{1}{x}$ geschrieben, wobei $\delta(x)$ die Diracsche Deltadistribution ist. Weiteres → Integralrechnung 1).

Hauterythemdosis, → Dosis um etwa 1000 rd, die eine Rötung der Haut hervorruft. Begriff aus der Frühzeit der → Strahlentherapie.

Hautwirkung, → Skineffekt.

Haüysches Grundgesetz der Kristallographie, → Rationalitätsgesetz.

Hayashi-Linie, Grenzlinie im Hertzsprung-Russell-Diagramm, die das Gebiet der Sterne im mechanischen Gleichgewicht von dem Gebiet trennt, in dem sich die gravitationsmäßig instabilen Protosterne befinden.

H-Band, → Frequenz.

HBC [human body counter], → Ganzkörperzähler.

H-Brücke, svw. Wasserstoffbrückenbindung.

Heaviside-Schicht, → Ionosphäre.

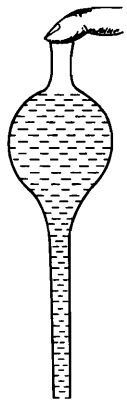
Hebel, starrer, um eine feste Achse drehbar gelagerter Körper, der zum Heben oder Verschieben von Lasten oder zum Kräfteausgleich, z. B. bei der Waage, dient. Die Strecken zwischen Drehpunkt O und Angriffspunkt der Last $\vec{F}_2$ bzw. Kraft $\vec{F}_1$ sind die Hebelarme, die *Last-* bzw. *Kraftarm* heißen. Beim *gleicharmigen H.* sind Kraft- und Lastarm gleich lang; beim *zweiseitigen H.* greifen Kraft und Last auf verschiedenen Seiten des Drehpunktes O an, z. B. bei einer Balkenwaage (Abb. 1); beim *einseitigen H.* greifen Kraft und Last auf der gleichen Seite an, z. B. beim Schubkarren (Abb. 2); beim *Winkelhebel* sind die Hebelarme gewinkelt (Abb. 3).

Nach dem *Hebelsatz*, der ein Spezialfall des Momentensatzes (→ Drehmoment) ist, herrscht an einem H. Gleichgewicht, wenn die Summe der Momente aller an ihm angreifenden Kräfte, d. i. die Summe der Drehmomente, in bezug auf die Drehachse verschwindet. Sind die Hebelarme nicht gewinkelt und greifen die Kräfte senkrecht am H. an, so lautet die Gleichgewichtsbedingung: Kraft · Kraftarm gleich Last · Lastarm, d. i. $F_1 \cdot a = F_2 \cdot b$. Für allgemein angreifende Kräfte $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$ und beliebig gerichtete Hebelarme $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ gilt $\vec{a}_1 \times \vec{F}_1 = -\vec{a}_2 \times \vec{F}_2$ bzw. $\sum_i (\vec{a}_i \times \vec{F}_i) = \sum \vec{T}_i = 0$. Mit dem H. kann eine kleine Kraft F_1 einer großen Last F_2 das Gleichgewicht halten; zum Bewegen der Last muß die Kraft jedoch einen im Verhältnis F_2/F_1 längeren Weg zurücklegen.

Hebelsatz, → Hebel.

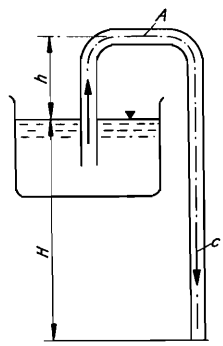
Heber, Gerät zur Flüssigkeitsentnahme aus Behältern. Der *Stechheber* (Abb. 1) wird durch Ansaugen oder Eintauchen in Flüssigkeit mit dieser gefüllt. Verschließt man ihn oben mit dem Finger und hebt ihn aus der Flüssigkeit heraus, so fließt so viel Flüssigkeit aus, bis der am unteren Ende angrenzende Atmosphärendruck dem Druck der eingeschlossenen Flüssigkeitsmenge und des darüber befindlichen Luftrestes das Gleichgewicht hält.

Mit dem *Saugheber* (Abb. 2) kann kontinuierlich eine Flüssigkeitsmenge aus dem Behälter auf ein um h niedrigeres Niveau gefördert werden. Vor Inbetriebnahme muß der Saugheber entweder mit Flüssigkeit vollständig gefüllt sein, oder diese muß am nicht eingetauchten Rohrende angesaugt werden. Die Ausflußgeschwindigkeit ergibt sich bei Vernachlässigung der Reibung nach dem Torricelli-Theorem (→ Ausströmen) zu $c = \sqrt{2g \cdot h}$. Wenn an der höchsten Stelle des Saughebers A der Dampfbildungsdruck erreicht wird, reißt die Flüssigkeitssäule ab, und die Förderung wird unterbrochen. Um das zu vermeiden, muß beim Saugheber mit konstantem Querschnitt und Wasser als Fördermedium $h < 10$ m sein.



1 Stechheber

Hedströmzahl, eine dimensionslose Ähnlichkeitskennzahl zur Kennzeichnung viskoplastischer Deformationszustände. Sie entsteht aus dem Produkt von Binghamzahl mal Reynoldszahl $\mathrm{He} = \mathrm{Bi} \cdot \mathrm{Re} = \frac{KL^2\varrho}{\eta^2}$; wichtiger ist jedoch die *modifizierte H.-Z.*, die das Verhältnis von Kraft zur Überwindung der Fließgrenze zur Trägheitskraft angibt $\mathrm{He}' = \frac{\mathrm{Bi}}{\mathrm{Re}} = -\frac{K}{\varrho w^2}$, wobei K die Fließgrenze, L die charakteristische Länge, ϱ die Dichte des Materials, η Viskosität des Materials und w die Geschwindigkeit bedeuten.



2 Saugheber

HEED, → RHEED.

Heegner-Schaltung, → Schwingquarz.

Hefner-Lichteinheiten, alte photometrische Einheiten, die auf die Hefner-Lampe zurückgeführt werden. H.-L. sind 1) *Hefner-Kerze*, Symbol HK; 1 HK = 0,903 cd. 2) *Hefner-Lumen*, Symbol Hlm; 1 Hlm = 0,903 cd · sr. 3) *Hefner-Lux*, Symbol Hlx; 1 Hlx = 0,903 cd · sr/m². 4) *Hefner-Phot*, Symbol Hph; 1 Hph = $0{,}903 \cdot 10^4$ cd · sr/m². 5) *Hefner-Stilb*, Symbol Hsb; 1 Hsb = $0{,}903 \cdot 10^4$ cd/m².

Heiligenschein, → Kranz.

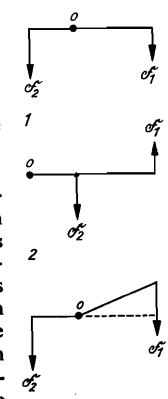
Heisenberg-Bild, → Quantenmechanik.

Heisenberg-Darstellung, → Quantenmechanik.

Heisenberg-Formel, → Heisenbergsche Theorie der Urmaterie.

Heisenberg-Gleichung, → Quantenmechanik.

Heisenberg-Modell, das am häufigsten verwendete Modell zur theoretischen Behandlung von Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus. Das H.-M. geht davon aus, daß auch im betrachteten Festkörper die Elektronen, die für das magnetische Verhalten wichtig sind, bestimmten Atomen zugeordnet werden können, so daß alle durch diese Elektronen entstehenden atomaren magnetischen Momente an bestimmten Gitterplätzen lokalisiert sind. Der entgegengesetzte theoretische Ausgangspunkt ist die Bändertheorie des → Ferromagnetismus. Betrachtet



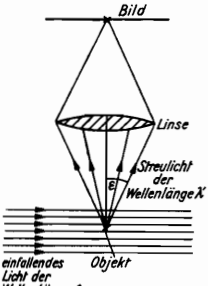
Hebel

Heisenbergsche Bewegungsgleichung

man zwei Atome, deren Elektronenverteilungen sich überlappen, so hängt auf Grund der → Austauschwechselwirkung die Gesamtenergie der Elektronen davon ab, ob die Spins der Elektronen — und damit auch die Spins der sie enthaltenden Atome — sich parallel oder antiparallel zueinander einstellen. Diesen Sachverhalt beschreibt für den gesamten Kristall ein effektiver Spin-Hamilton-Operator

$$\hat{H} = -\sum_{i<j} J_{ij} \hat{\vec{S}}_i \cdot \hat{\vec{S}}_j,$$

der *Heisenberg-Operator*. Es bedeuten $\hat{\vec{S}}_i$ und $\hat{\vec{S}}_j$ die Spinoperatoren für die Atome i und j, J_{ij} das Austauschintegral. Die Summe erstreckt sich über alle wechselwirkenden Spinpaare i, j; meist beschränkt man sich jedoch auf nächste Nachbarn. Ist $J_{ij} > 0$, wird die Parallelstellung der Spins energetisch bevorzugt, es liegt Ferromagnetismus vor. Gilt $J_{ij} < 0$, so stellen sich die Spins antiparallel, und es treten Antiferromagnetismus oder Ferrimagnetismus auf. Die J_{ij} können noch nicht berechnet werden, sie gehen als Parameter in die Theorie ein. Durch Zusatzterme läßt sich in $\hat{H}$ die magnetische Anisotropie berücksichtigen. Durch den Heisenberg-Operator werden die dynamischen Eigenschaften des Spinsystems festgelegt, insbesondere kann man die angeregten Quantenzustände des Spinsystems in Form von Spinwellen berechnen. Die Anwendung der statistischen Mechanik auf das H.-M. liefert die Magnetisierung und die gesamten thermodynamischen Größen des Systems.



Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip

Heisenbergsche Bewegungsgleichung, → Quantenmechanik.

Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip, von Heisenberg 1927 formuliertes Prinzip der Quantenmechanik, wonach die gleichzeitige genaue Messung physikalischer Größen, die wie z. B. Ort und Impuls im Sinne der klassischen Mechanik zueinander kanonisch konjugiert sind, unmöglich ist. Ist der Ort x um Δx und der Impuls p um Δp unbestimmt, so kann das Produkt dieser Unbestimmtheiten niemals kleiner als das durch 4π dividierte Plancksche Wirkungsquantum h gemacht werden: $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h/4\pi = \hbar/2$ (*Heisenbergsche Unbestimmtheits-, Ungenauigkeits-* oder *Unschärferelation*, 1925). Zwei dem Heisenbergschen U. unterliegende physikalische Größen nennt man auch zueinander komplementär (→ Komplementarität).

Das Heisenbergsche U. ergibt sich aus einer gründlichen Analyse des Meßprozesses, wonach z. B. Orts- und Impulsmessung einander ausschließende Meßverfahren erfordern. Ist ein Teilchen scharf lokalisiert (*Ortsmessung*), so ist sein Impuls völlig unbestimmt; dies kann auch durch eine augenblicklich folgende *Impulsmessung* nicht kompensiert werden, weil dabei die Lokalisierung aufgehoben und die schon gewonnene Kenntnis des Ortes wieder zerstört werden muß. Wollte man gleichzeitig Ort und Geschwindigkeit (d. h. Impuls) eines Elektrons z. B. mit dem Mikroskop feststellen, so läßt sich durch Verwendung sehr kurzwelligen Lichtes, d. h. verhältnismäßig hochenergetischer Photonen, der Ort um so genauer bestimmen, je kürzer die Wellenlänge λ des Lichtes ist: $\Delta x \approx \lambda'/\sin\varepsilon$, wobei λ' die wegen des Compton-Effektes etwas vergrößerte Wellenlänge des am Elektron gestreuten Lichtes und ε der halbe Öffnungswinkel des Objektivs ist (Abb.). Die Richtung des gestreuten Photons ist aber innerhalb des Winkels ε unbestimmt, und auf Grund der de-Broglieschen Beziehung $p = h/\lambda$ ergibt sich die Unbestimmtheit der x-Komponente des Impulses mit $\Delta p_x \approx (h/\lambda')\sin\varepsilon$ als sehr groß, und zwar so, daß $\Delta x\, \Delta p_x \approx h$ gilt. Umgekehrt läßt sich zwar mit sehr langwelligem Licht, d. h. energiearmen Photonen, Δp_x sehr klein machen, aber dann wird die Ortsunschärfe des Elektrons sehr groß.

Das Heisenbergsche U. ist wegen der Kleinheit des Planckschen Wirkungsquantums $h = 6{,}67 \cdot 10^{-27}$ erg · s nur für den atomaren Bereich von Bedeutung. Das hat zur Folge, daß man Mikroobjekten, wie Elementarteilchen, Atomen und Molekülen, keine Bahnkurve zuschreiben kann, da dies die Kenntnis von Ort und Impuls (d. h. Geschwindigkeit) zu jedem Zeitpunkt t erfordert, statt dessen kann man nur Wahrscheinlichkeitsaussagen machen (→ statistische Interpretation). Die aus dem Heisenbergschen U. folgende Meßbarkeitsbeschränkung komplementärer Größen hat nichts mit der praktischen Meßungenauigkeit zu tun. Die Quantenmechanik trägt dem Heisenbergschen U. dadurch Rechnung, daß einerseits die physikalischen Größen durch Operatoren repräsentiert werden, die im allgemeinen nicht miteinander vertauschbar sind, andererseits der Begriff des Zustands im Gegensatz zur klassischen Mechanik so gefaßt wird, daß er nicht von zueinander komplementären Größen abhängt. Genügen zwei Operatoren $\hat{A}$ und $\hat{B}$ der Vertauschungsregel $[\hat{A}, \hat{B}] \equiv \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = -i\hat{C}$, so folgt aus dem Formalismus der Quantentheorie $\Delta A \cdot \Delta B \geqq |C|/2$, wobei $\Delta A = \sqrt{\overline{(A - \bar{A})^2}}$ die mittlere quadratische Abweichung (des Meßwertes der Größe A) vom Mittelwert $\bar{A}$ im Zustand ψ ist. Für die Operatoren $\hat{x}$ bzw. $\hat{p}_x$ des Ortes bzw. des Impulses gilt $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$; das Gleichheitszeichen in der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation tritt nur dann auf, wenn der Zustand ψ durch $\psi = \psi_0 e^{-\left(\frac{x}{2\Delta x}\right)^2}$ gegeben ist, wobei ψ_0 eine von x unabhängige Größe ist.

Eine wichtige Folgerung aus dem Heisenbergschen U. ist, daß physikalische Systeme auch am absoluten Nullpunkt der Temperatur nicht in Ruhe sind und daher eine von Null verschiedene kinetische Energie haben.

Auch zwischen Energie und Zeit besteht eine Unbestimmtheitsrelation, und zwar $\Delta E\, \Delta t > h/4\pi$, die z. B. für die natürliche Breite der Spektrallinien verantwortlich ist: Interpretiert man Δt als die mittlere Lebensdauer τ eines angeregten Elektronenzustands im Atom oder Molekül, dann folgt wegen $\Delta E = h\Delta\nu$ für die Frequenzungenauigkeit der Spektrallinie $\Delta\nu \approx 1/4\pi\tau$; ferner ergibt sich die mittlere Lebensdauer der Resonanzteilchen aus ihrer Halbwertsbreite $2\Delta E = \Gamma$ zu $\tau = \hbar/\Gamma$.

In der klassischen Wellenlehre besteht ebenfalls eine der Heisenbergschen analoge „Unschärferelation". Für Wellenzüge endlicher Länge Δx wird die Ungenauigkeit $\Delta\lambda$ der Wellenlängenmessung um so größer, je kleiner Δx

ist. Es gilt $\Delta k \Delta x \gtrapprox 1$ mit $k = 2\pi/\lambda$ als der Wellenzahl.

Heisenbergsches Verfahren, → Quantisierung.

Heisenbergsche Theorie der Urmaterie, die von W. Heisenberg aus der Annahme, daß alle Erscheinungsformen der Materie als Zustände eines einheitlichen Urmateriefeldes aufzufassen sind, seit etwa 1950 entwickelte nichtlineare Quantenfeldtheorie. Da sich Felder mit beliebigem Spin aus solchen mit Spin 1/2 aufbauen lassen, wird das Urmateriefeld als Spinorfeld angenommen. Auf Grund von Symmetrieprinzipien und anderen allgemeinen Forderungen, z. B. Kausalität, ergeben sich die Feldgleichungen zu $\sum_{\mu=1}^{4} \left\{ \gamma_\mu \frac{\partial \psi}{\partial x^\mu} - l(\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)\,\gamma_\mu\gamma_5\psi \right\} = 0$, der *Heisenbergschen Weltformel*, auch kurz *Heisenberg-Formel* genannt, die eine Elementarlänge l von der Größenordnung der Ausdehnung der Elementarteilchen ($\approx 10^{-13}$ cm) enthält. $\psi(x)$ ist das von Raum-Zeit-Punkt x abhängende Spinorfeld, $\bar{\psi}(x) = \psi^\dagger\gamma_4$ der adjungierte Dirac-Spinor, $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$ und γ_μ, wobei $\mu = 1, 2, 3, 4$, sind die Dirac-Matrizen. Aus der H.n T. d. U. sollen die verschiedenen Massen der Elementarteilchen, ihre Eigenschaften und Koppelungen folgen. Prinzipiell gilt dies auch für die „zusammengesetzten" Formen der Materie, wie Atome oder Moleküle, da man grundsätzlich nicht eindeutig zwischen elementaren und zusammengesetzten Teilchen unterscheiden kann. Die Ableitung dieser experimentellen Konsequenzen aus den algebraischen Eigenschaften der Feldoperatoren, die z. T. wesentlich von denen der konventionellen Quantenfeldtheorie abweichen und selbst noch nicht in allen Punkten geklärt sind, konnte bisher nicht befriedigend durchgeführt werden; der Grund ist hauptsächlich in der komplizierten Nichtlinearität der Feldgleichungen zu suchen, die die Entwicklung geeigneter Näherungsverfahren erzwingt. Trotz der Schwierigkeiten der H. n T. d. U. ist ihre Grundannahme sehr vorteilhaft, besonders wegen der ständig wachsenden Zahl neuentdeckter Elementarteilchen; möglicherweise ist ihre spezielle Form zu ändern, da vermutlich noch nicht alle Symmetrien der Natur entdeckt sind.

Die H. T. d. U. führt abweichend von der konventionellen Quantenfeldtheorie zu einem Hilbert-Raum mit indefiniter Metrik, was zu Schwierigkeiten in der physikalischen Interpretation führt. Positiv kann jedoch gewertet werden, daß es gelungen ist, die elektromagnetischen Erscheinungen aus dieser Theorie abzuleiten; ferner konnten Teile des Massespektrums der Elementarteilchen in befriedigender Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet werden.

Heisenbergsche Ungenauigkeitsrelation, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

Heisenbergsche Unschärferelation, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

Heisenbergsche Weltformel, → Heisenbergsche Theorie der Urmaterie.

Heißdrahtverfahren, → Kristallzüchtung.

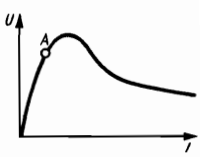
heiße Kammer, svw. heiße Zelle.

heißes Teilchen, → radioaktiver Niederschlag.

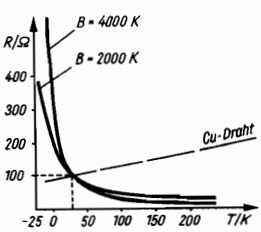
heiße Zelle, *heiße Kammer*, ein für chemisches Experimentieren mit hochradioaktiven offenen Präparaten, die z. B. zur Untersuchung strahlenchemischer Prozesse wie Radiolyse und Strahlenpolymerisation benötigt werden, speziell ausgerüsteter, hermetisch abgeschlossener Arbeitsraum, in dem die Arbeiten durch Fernbedienungsmechanismen, *Manipulatoren*, ausgeführt werden und der nur über Schleusen zugänglich ist. Die Größenordnung der Aktivität liegt bei einigen 100 mCi bis zu einigen kCi, unterhalb dieser Grenzen spricht man zunächst von *warmen Laboratorien*, darunter von *Tracer-Laboratorien*. Um radioaktive Verseuchungen leicht beseitigen zu können, verwendet man für die Inneneinrichtungen der h.n Z.n nichtporöse, chemisch resistente Stoffe wie Plaste, Glas, Edelstähle u. a. Aus dem gleichen Grund sorgt man für glatte Oberflächen und führt die Arbeiten in speziellen Abzügen oder in *Glove-Boxes* [engl., 'Handschuh-Kasten'] aus, das sind dichtschließende Metall- oder Kunststoff-Kästen mit Einblickscheiben und mit bis zum Oberarm reichenden Gummihandschuhen. Als Abschirmmaterial für die Einblicköffnungen verwendet man gegen β-Strahlung organische Gläser, d. h. Stoffe nicht sehr hoher Ordnungszahl Z, da sonst störende Bremsstrahlung auftritt; gegen γ-Strahlung verwendet man dafür mitunter bis zu 40 cm dickes Bleiglas. Um jede Gefährdung des Personals zu vermeiden, muß für sehr hohen Luftdurchsatz in der heißen Z. gesorgt werden; außerdem müssen Sonderbekleidung, Umkleidestation zwischen h.r Z. und Äußerem sowie Dosimeterkontrolle vorhanden sein.

Blei und Beton als Baumaterialien und Manipulatoren zur Handhabung der radioaktiven Substanzen sind für h. Z.n typisch und üblich.

Heißleiter, *Thermistor* (engl. *therm*al sensitive res*istor*), *NTC-Widerstand* (engl. *n*egative *t*emperature *c*oefficient), ein temperaturabhängiger elektrischer → Widerstand mit einem großen negativen Temperaturkoeffizienten von etwa $-3\,\%$/grd. Die Leitfähigkeit des H.s nimmt mit steigender Temperatur stark zu. Der H. besteht aus einer halbleitenden Oxidkeramik ohne Gleichrichterwirkung, z. B. Magnesium-Titan-Oxid oder Magnesium-Nickel-Oxid mit Kobaltzusatz, die bei hohen Temperaturen gesintert werden und für deren Widerstand näherungsweise gilt: $R_T = R_0 \cdot e^{B/T}$; dabei bedeuten T die absolute Temperatur und B die Größe für die materialbedingte Temperaturabhängigkeit. Üblich sind H. mit Werten zwischen 0,5 Ω und 10 MΩ bei 20 °C und Änderungen des Widerstandes um den Faktor 20 bis 1000 zwischen 20 °C und höchstzulässiger Temperatur. H. werden für Meß-, Regel- und Kompensations-



1 Strom-Spannungs-Kennlinie eines Heißleiters. Oberhalb des Punktes *A* wird die Kennlinie wegen der beginnenden Eigenerwärmung nichtlinear. *U* am Heißleiter abfallende Spannung, *I* Strom durch den Heißleiter



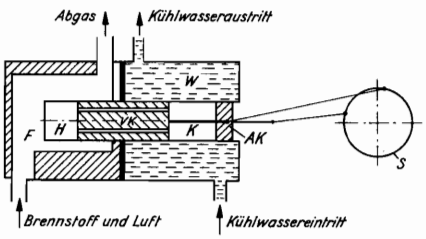
2 Widerstand *R* von zwei Heißleitern unterschiedlicher Temperaturabhängigkeit und von Kupfer als Funktion der Temperatur *t*. *B* Materialgröße

zwecke eingesetzt. Die Widerstandsänderung kann durch Eigenerwärmung (Stromwärme) oder Fremderwärmung (Umgebung) hervorgerufen werden. Eigenerwärmung liegt vor bei der Anwendung zur Begrenzung von Einschaltströmen, z. B. Anlaßwiderstand im Heizkreis von Allstrom-Röhrengeräten, und zur Verzögerung von Relais. H. mit Fremderwärmung, meist Thermistor genannt, dienen zur Temperaturmessung, zum Ausgleich positiver Temperaturkoeffizienten von metallischen Leitern, z. B. Spulen, zur Kompensation des Temperaturganges von Transistoren, als kontaktlose veränderbare Widerstände, die durch eine mit ihnen fest verbundene elektrische Fremdheizung gesteuert werden, ferner zur Messung von HF-Leistungen im Frequenzbereich bis 10000 MHz und darüber, → Bolometer. *Urdox-Widerstand* ist eine Firmenbezeichnung für H., die von dem ursprünglich verwendeten Urandioxid als Widerstandsmaterial abgeleitet wurde.

Gegensatz: → Kaltleiter.

Lit. Rumpf: Bauelemente der Elektronik (6. Aufl. Berlin 1968).

Heißluftmaschine, *Heißluftmotor,* eine Wärmekraftmaschine, die als Antriebsenergie erhitzte Luft benutzt. Ein von Luft erfüllter Zylinder (Abb.) besteht aus einem durch eine Feuerung *F*



Schema einer Heißluftmaschine

beheizten heißen Abschnitt und aus dem durch Wasserkühlung *W* kalten Abschnitt. Die im Zylinderraum befindliche Luft wird abwechselnd erhitzt und abgekühlt, indem der mit Längsbohrungen versehene Verdrängerkolben *VK* die Verschiebung der Luft von der warmen nach der kalten Seite und umgekehrt gestattet. Befindet sich der Kolben *VK* auf der kalten Seite, wird die Luft in *H* erhitzt. Sie dehnt sich aus und drückt den Arbeitskolben *AK* nach außen. Durch Verschiebung des Verdrängerkolbens in den warmen Abschnitt gelangt die heiße Luft in den Raum *K*, wo sie sich abkühlt. Die Abkühlung der Luft bewirkt eine Drucksenkung in *K*, und der Arbeitskolben wird durch den äußeren Atmosphärendruck nach innen gedrückt. Durch die Steuerung über das Kurbel- und Schwungrad *S* bewegt sich der Verdrängerkolben wieder in den kalten Abschnitt, verdrängt die Luft in den Raum *H*, und der Prozeß beginnt von neuem. Die Steuerung von *VK* und *AK* erfolgt mit 90° Phasenverschiebung. Der Wirkungsgrad der modernen H. liegt etwas über dem eines Dieselmotors, nachteilig sind das hohe Masse-Leistungs-Verhältnis, der niedrige Drehzahlbereich und der große Bauaufwand.

Heißluftturbine, eine → Gasturbine.

Heitler-Londonsche Behandlung des Wasserstoffmoleküls, der erste erfolgreiche Versuch einer quantenmechanischen Behandlung der kovalenten Bindung (→ chemische Bindung) durch W. Heitler und F. London im Jahre 1927. Diese Behandlung stellt die einfachste Anwendung der → Valenzstruktur-Methode dar.

Heizfaden, der Draht in der Katode der Elektronenröhre, der durch Stromfluß erwärmt wird und damit die für die Glühemission notwendige Energie bereitstellt. Der H. ist entweder direkt mit dem Emissionsmaterial bedeckt bzw. durch Zusätze selbst aktiviert (direkte Heizung), oder er ist in einem Keramikrohr isoliert untergebracht, das dann das Emissionsmaterial trägt (indirekte Heizung).

Heizflächenbelastung, svw. Wärmestromdichte.

Heizungskraftmaschinen, Wärmekraftmaschinen, bei denen der Abdampf für Heizungszwecke in Industrie und Haushalt verwendet wird und somit eine sehr wirtschaftliche Kopplung zwischen Elektroenergie- und Wärmeversorgung gegeben ist. Zur Anwendung kommen Gegendruckdampfmaschinen und -turbinen.

Heizwert, *H*, die Wärme, die bei der vollkommenen Verbrennung von 1 kg festem oder 1 kg flüssigem oder 1 m^3 gasförmigem Brennstoff frei wird; er wird angegeben in kcal/kg oder kcal/m^3. Im H. (früher *unterer H.*, H_u) ist im Gegensatz zur → Verbrennungswärme (früher *oberer H.*, H_o) die Kondensationswärme des Wasseranteils nicht enthalten.

Hektar, ha, inkohärente Einheit der Fläche, besonders zur Messung landwirtschaftlich genutzter Flächen. Keine Vorsätze. 1 ha = 100 a = 10^4 m^2.

Hekto, h, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^2, → Vorsätze.

Hektometerwellen, → Frequenz.

Hele-Shaw-Strömung, → Analogien in Strömungen.

helikoidale Struktur, → magnetische Struktur.

Helikon, eine elektromagnetische Welle in Metallen oder Halbleitern in einem homogenen Magnetfeld. Ein H. ist eine transversale, zirkular polarisierte Welle, sofern sie sich parallel zur Richtung des Magnetfeldes ausbreitet. Das elektrische Feld der Helikonwelle entsteht durch den Hall-Effekt, ist also senkrecht zum Strom der Leitungselektronen gerichtet und rotiert in derselben Richtung wie die Leitungselektronen im Magnetfeld $\vec{B}$. Die Frequenz ω und die Wellenzahl q des H.s genügen der Dispersionsrelation $\omega = (B/n\,|e|\,\mu_0)\,q^2$, wobei n die Dichte der Leitungselektronen, e die Elektronenladung und μ_0 die Permeabilität des Vakuums ist. H.en sind nur in höheren Magnetfeldern von etwa 10^4 G beobachtbar, wenn der Durchmesser der Elektronenbahnen im Magnetfeld kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen des H.s ist. H.en werden durch Bestrahlung mit elektromagnetischen Wellen erzeugt und sind in einem großen Frequenzbereich von einigen Hz bis zu einigen GHz in verschiedenen Metallen und Halbleitern experimentell beobachtet worden.

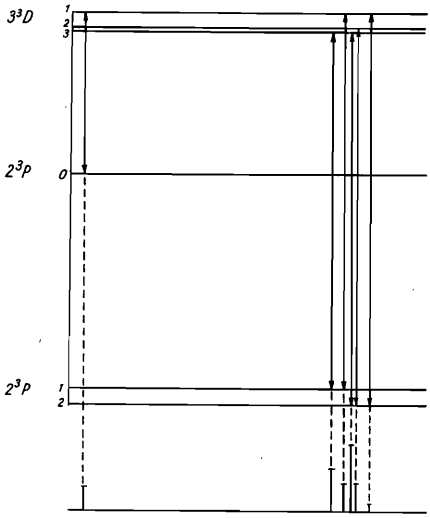
Heliotherapie, Behandlung bestimmter Krankheiten, z. B. der Knochen- und Hauttuberkulose, durch Sonnenlicht; Voraussetzung dafür sind ein strahlungsbegünstigtes Klima, lange Sonnenscheindauer und hohe Strahlungsinten-

sität. Die therapeutische Wirksamkeit beruht auf thermischen und strahlenchemischen Wirkungen, die bes. durch den ultravioletten Anteil des Sonnenlichtes ausgelöst werden. Im ultravioletten Bereich werden die Teile UV-A, UV-B und UV-C unterschieden, die den Wellenlängenbereichen UV-A 400 nm bis 315 nm, UV-B 315 nm bis 280 nm, UV-C kürzer als 280 nm zugeordnet sind. Der Anteil A hat eine ausgesprochene Tiefenwirkung; der Anteil B, auch *Dorno-Strahlung* genannt, wirkt erythem- und pigmentbildend; der C-Anteil ist keimtötend.

Nicht alle ultravioletten Strahlungen des Sonnenliches gelangen bis an die Erdoberfläche. Wellenlängen unter 175 nm sind schon in Höhe über 100 km praktisch unmerklich; sie werden von dem Sauerstoff der Atmosphäre absorbiert. Ozon absorbiert den Bereich zwischen 175 nm und 290 nm, so daß für die H. nur die langen und mittleren Wellenlängen des ultravioletten Lichtes zur Verfügung stehen.

heliozentrisches System, die Theorie, daß die Sonne im Mittelpunkt des Sonnensystems steht (im Gegensatz zum geozentrischen System). Das erste heliozentrische S. entstand bereits im alten Griechenland. Die Grundlagen für die modernen Vorstellungen schuf N. Kopernikus mit dem nach ihm benannten *Kopernikanischen System.* Es ist eine heliozentrische Planetentheorie, nach der die Erde und die anderen Planeten die Sonne in Kreisbahnen umlaufen. Zur besseren Darstellung der beobachteten scheinbaren Bewegungen führte die weitere Annahme, daß sich die Planeten und vor allem der Mond auf z. T. mehrfach zusammengesetzten Epizykeln bewegen. Die wahre Bahn der Planeten um die Sonne sollte sich also aus einer Summe von Kreisbahnen ergeben. Erst Kepler konnte die tatsächliche Gestalt der Planetenbahnen aus den Beobachtungen ableiten, → Kepler-Gesetze.

Helium-Linienspektrum, das Spektrum des durch elektrische Entladung, Lichteinstrahlung o. ä. angeregten neutralen Heliumatoms He I. Es kann in einer Glimmentladung durch reines Heliumgas oder auch durch Hochfrequenzanregung erzeugt werden. Das Heliumatom mit der Ordnungszahl $Z = 2$ hat zwei Elektronen, die nach dem Pauli-Prinzip im niedrigsten Energiezustand $n = 1$ sein können (→ Atomspektren). Dazu müssen die magnetischen Quantenzahlen der Elektronenspins $m_s = \pm 1/2$ sein, d. h., im Grundzustand stehen die beiden Spinvektoren antiparallel. Die spektroskopische Termbezeichnung dieses Zustandes ist daher $(1s^2)^1S_0$ (→ Atomspektren). Wird eines der beiden Elektronen angeregt, während das andere im unangeregten Zustand verbleibt, so gibt es für $n = 2$ die Bahndrehimpulse $l = 0,1$, d. h. einen *P*- und einen *S*-Zustand. Für die höheren Hauptquantenzahlen kann $l = n - 1, \ldots, 0$ sein. Da die Elektronen verschiedene räumliche Quantenzustände haben, können die Elektronenspins ohne Verletzung des Pauli-Prinzips sowohl parallel als auch antiparallel stehen, d. h., der Gesamtspin kann $S = 1$ oder $S = 0$ sein. $2S + 1$ ist die Multiplizität der Terme. Bei $S = 0$ liegt ein *Singulettsystem* vor, das auch als *Para-Helium* bezeichnet wird und zu dem auch der Grundzustand gehört, und bei $S = 1$ ein *Triplettsystem*, das auch *Ortho-Helium* genannt wird. Das Termschema des Heliums entspricht dem des Quecksilbers (→ Atomspektren, Abb. 3). Die Feinstrukturaufspaltung der Triplett-Terme ist sehr klein (Abb.). Die Termlagen befolgen



Feinstruktur der Helium I-Linie 587,6 nm

nicht die Landésche Intervallregel (→ Atomspektren). Bei den homologen Spektren mit zwei Elektronen tritt erst bei chemischen Elementen mit Kernladungszahlen ab $Z = 10$ die normale magnetisch bedingte Termlage ein. Die Abstände zwischen Singulett- und Triplettzuständen mit gleichem n und l sind anomal groß; der Singulettzustand liegt stets energetisch höher als der Triplettzustand. Diese Energiedifferenz beruht auf der elektrostatischen Wechselwirkung beider Elektronen und wird als *Austauschwechselwirkung* bezeichnet. Zwischen Termen des Singulett- und Triplettsystems gibt es fast keine Übergänge durch Lichtemission oder -absorption, d. h., es gilt das *Interkombinationsverbot* $\Delta S = 0$, das umso weniger streng gilt, je höher die Kernladungszahl wird.

Das ionisierte Helium, dessen Spektrum man in kondensierten Entladungen durch Heliumgas erzeugt (*Helium-Funkenspektrum*), gehorcht als Spektrum eines Systems von einem Kern mit $Z = 2$ und einem Elektron einer Balmer-Formel: $\lambda^{-1} = 4R_{He}(1/n^2 - 1/m^2)$. Diese unterscheidet sich von der Balmer-Formel des → Wasserstoffspektrums durch den Faktor $Z^2 = 4$ und durch die beim Helium gegenüber dem Wasserstoff etwas geänderte Rydberg-Konstante $R_{He} = 109\,722{,}265\ cm^{-1}$. Der Unterschied beruht auf Mitbewegung des Atomkerns, die dazu führt, daß anstelle der Elektronenmasse die reduzierte Masse $\mu = M_{Kern} \cdot m_{Elektron}/(M_{Kern} + m_{Elektron})$, die als Faktor in den Ausdruck für die Rydberg-Konstante eingeht. Daher zeigen auch diejenigen Linien des H- und des He^+-Spektrums, die bei gleicher Rydberg-Konstante zusammenfallen würden, nämlich Übergänge zwischen den Termen R/n^2 im Wasserstoff und $4R/(2n)^2$ im Helium, eine kleine Verschiebung gegeneinander. Entsprechendes gilt auch für die

Spektren der höher ionisierten chemischen Elemente mit nur einem Elektron, z. B. Li^{2+}, Be^{3+}.

Die Linien des He^+-Spektrums zeigen die gleiche Feinstruktur wie die Linien des Wasserstoffspektrums. Durch die größere Aufspaltung (Faktor Z^4) und die geringere thermische Linienbreite der Heliumlinien konnten die von der Dirac-Sommerfeldschen Theorie beschriebenen Effekte sowie die Lamb-Verschiebung an He^+-Linien besonders gut untersucht werden.

Heliummethode, → physikalische Altersbestimmung.

Helium-Neon-Laser, → Laser.

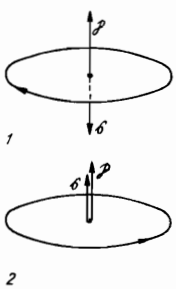
Helium-Skala, → Temperaturskala.

Heliumstern, ein Stern mit starken Heliumlinien im Spektrum.

Helix, svw. Spiralversetzung, → Verzögerungsleitung.

Helixstrukturen, räumliche Anordnungen von Kettenmolekülen, bei denen infolge spezifischer Wechselwirkungen zwischen aufeinanderfolgenden monomeren Bausteinen der Ketten, z. B. über Wasserstoffbrücken, eine schraubenspiralige Struktur des Gesamtmoleküls oder wenigstens einiger seiner Abschnitte entsteht. *Mehrsträngige H.* entstehen durch Wechselwirkungen zwischen zwei oder mehreren Molekülen des gleichen Typs, z. B. bei den Nukleinsäuren.

Helizität, innere Eigenschaft derjenigen Elementarteilchen mit der Ruhmasse Null, für die Teilchen und Antiteilchen nicht identisch sind. Die H. ist deshalb nur für die beiden Arten von Neutrinos wesentlich und charakterisiert einen Schraubensinn (*Spiralität*) bzw. eine Händigkeit (Chiralität) dieser Teilchen (→ Chiralität); dagegen ist das ebenfalls masselose Photon mit seinem Antiteilchen identisch und hat daher keine innere H. Für die anderen Elementarteilchen hängt die H. vom Bezugssystem ab und ist daher für diese keine innere Eigenschaft.



Helizität

Der Operator der H. ist definiert als $\vec{s}\vec{p}/|\vec{p}|$, wobei $\vec{s}$ der Spin und $\vec{p}$ der Impuls ist; seine Eigenwerte, die *Helizitätsquantenzahlen*, sind $+\frac{1}{2}$ bzw. $-\frac{1}{2}$, je nachdem, ob der Spin der Teilchen in (Abb. 1) bzw. entgegen (Abb. 2) der Flugrichtung weist. Da $\vec{s}$ ein Axialvektor und $\vec{p}$ ein gewöhnlicher Vektor ist, ist die H. ein Pseudoskalar, der bei Spiegelung des Koordinatensystems am Ursprung, der Paritätsoperation (→ Parität), sein Vorzeichen wechselt. Die zweikomponentige Wellenfunktion des Neutrinos, eine Spinordarstellung der Poincaré-Gruppe, ist Eigenfunktion der H.; sie kann deshalb nicht zugleich Eigenfunktion der Parität sein. Dies ist der tiefere Grund für die Nichterhaltung der Parität bei Prozessen mit schwacher Wechselwirkung, an denen Neutrinos beteiligt sind. Bei der Behandlung von Streuprozessen erwies es sich als zweckmäßig, die Streuamplituden nach den H.en der ein- und auslaufenden Teilchen zu klassifizieren; diese als Helizitätsamplituden bezeichneten Größen spielen wegen ihres Zusammenhangs mit direkt meßbaren Größen eine große Rolle in der Hochenergiephysik.

Helizitätsbasis, → Lorentz-Gruppe.

Helizitätsquantenzahl, → Helizität.

Helizitätszustände, → Lorentz-Gruppe.

Hellauge, → Adaptation.

Hellempfindlichkeit, → Augenempfindlichkeit.

Hellempfindlichkeitsgrad, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Helligkeit, 1) in der Astronomie ein Maß für die Strahlung eines Himmelskörpers, ausgedrückt in Größenklassen oder Größen, Zeichen m, als Maßeinheit ^{m}. Die Größenklassen sind so festgelegt, daß jeweils gleichen Größenklassendifferenzen $m_1 - m_2$ gleiche Intensitätsverhältnisse $I_1 : I_2$ entsprechen; dabei gilt $m_1 - m_2 = -2{,}5 \lg (I_1 : I_2)$. Diese *Pogsonsche Helligkeitsskala* ist besonders der visuellen Photometrie angepaßt. Die Konstante 2,5 wurde so gewählt, daß ältere Helligkeitsangaben gut in die Skala passen. Einer Differenz von 5^m entspricht damit ein Intensitätsverhältnis von 1 : 100. Der Nullpunkt wurde durch internationale Vereinbarungen so festgelegt, daß der Polarstern die scheinbare visuelle H. $2^m_{,}12$ hat. Hellere Sterne haben eine kleinere Maßzahl, z. B. der Sirius $-1^m_{,}58$; weniger helle Sterne haben eine größere Maßzahl. Die schwächsten, mit den größten existierenden astronomischen Instrumenten wahrnehmbaren Sterne haben eine scheinbare H. von etwa 23^m bis 24^m.

Die *scheinbare H.* ist ein Maß für die Intensität der zur Erde gelangenden Strahlung. Sie ist unter anderem abhängig von der Entfernung des Gestirns von der Erde. Um ein von der Entfernung unabhängiges Helligkeitsmaß zu haben, benutzt man die *absolute H.*, Zeichen M. Sie ist die scheinbare H., die ein Gestirn im Abstand von 10 pc haben würde. Damit gilt $m - M = 5 \lg r - 5$, wobei mit r die Entfernung des Gestirnes, gemessen in pc, bezeichnet wird. Die Differenz zwischen scheinbarer und absoluter H. ist also, wenn keine interstellare Extinktion wirkt, nur von der Entfernung abhängig; sie wird *Entfernungsmodul* genannt.

Die gemessene H. eines Sternes ist von den verwendeten Strahlungsempfängern abhängig, da diese in verschiedenen Spektralbereichen unterschiedlich empfindlich sind und die Sterne unterschiedlich stark strahlen. Man unterscheidet daher bei ein und demselben Stern unterschiedliche scheinbare und absolute H.en, z. B. visuelle, photographische oder bolometrische H. Die *bolometrische H.* ist ein Maß für die Gesamtstrahlung eines Sterns. In der modernen Photometrie charakterisiert man die Sternstrahlung vielfach durch drei Helligkeitsangaben: im ultravioletten, im blauen und im visuellen Spektralbereich (*UBV-System*). Die Spektralbereiche sind jeweils durch eine *isophote Wellenlänge* festgelegt, die Wellenlänge des Energieschwerpunktes der wirksamen Strahlung. Neben solchen Dreifarbenphotometrien werden aber auch Mehrfarbenphotometrien durchgeführt, → Astrophotometrie.

2) → Farbenlehre.

Helligkeitsabfall im Bilde, der Abfall der Bestrahlungsstärke am Rande des Bildfeldes eines optisch erzeugten Bildes. Ursachen dafür sind die Veränderung der geometrischen Form und Größe der Objektivöffnung bei schräger Durchstrahlung sowie die Auswirkung der lichttechnischen Gesetze. Wird ein zu einem außeraxialen Bildpunkt gehörendes Strahlenbündel ausschließlich durch die Öffnungsblende (→ Strahlenraum der optischen Abbildung) begrenzt, so gilt bei idealer, vor allem verzeichnungsfreier

Abbildung $E_\sigma = E_0 \cos^4\sigma$. Dabei ist σ der Bildwinkel, E_0 ist die Bestrahlungsstärke in der Bildmitte und E_σ die Bestrahlungsstärke unter dem Winkel σ.

Zu diesem *natürlichen H.* tritt meist noch ein *mechanisch bedingter H.* als Folge der → Abschattung.

Helligkeitsempfindung, → Augenempfindlichkeit.

Helligkeitswahrnehmung, → optische Wahrnehmung.

Helmholtz-Lagrangesche Invariante, im paraxialen Gebiet geltende lineare Beziehung zwischen den Brechzahlen n bzw. n' im Objekt- bzw. Bildraum, dem Öffnungswinkel σ bzw. σ' sowie der Objektgröße bzw. Bildgröße y bzw. y' bei der geometrisch-optischen → Abbildung. Die H.-L. I. lautet $yn\sigma = y'n'\sigma'$; sie besagt, daß die lineare Beziehung konstant bleibt und ihre Gültigkeit für beliebig viele aufeinander folgende Abbildungen behält. Die H.-L. I. ist eine Grundlage der → Abbildungsgleichungen.

Helmholtz-Lippmann-Gleichung, → Elektrokapillarität.

Helmholtz-Resonator, eine zur Klanganalyse → (Schallanalyse) verwendete luftgefüllte Glas- oder Metallhohlkugel. Schallwellen der Frequenz $f_R = (c/2\pi)\sqrt{D/V}$ regen einen H.-R. des Volumens V und des Durchmessers D einer Öffnung gegen das Schallfeld zu Eigenschwingungen an; c ist die Schallgeschwindigkeit.

Das an eine kleine weitere Öffnung des H.-R.s gebrachte Ohr oder Mikrophon bemerkt eine Verstärkung infolge Resonanz, wenn die Frequenz eines Teiltones des zu analysierenden Klanges mit f_R übereinstimmt. In kugelförmigen Resonatoren treten nur Oberschwingungen mit sehr geringer Intensität auf.

Helmholtzsche Sätze, → Wirbelsätze.

Helmholtzspule, → Magnet.

hemiedrisch, → holoedrisch.

hemimorph, → holoedrisch.

Hencky-Prandtl-Netz, zwei orthogonale Kurvenscharen mit den Eigenschaften, die durch die Sätze von Hencky und Prandtl gekennzeichnet sind, → Gleitlinien.

Henckysche Dehnung, svw. logarithmische → Dehnung.

Henkysche Gleitliniensätze, → Gleitlinien.

Henry, H, **1)** SI-Einheit der Induktivität. Vorsätze erlaubt. Das H. ist die Induktivität einer geschlossenen Windung, die, von einem elektrischen Strom der Stärke 1 A durchflossen, im leeren Raum den magnetischen Fluß 1 Wb umschlingt. $1\ \mathrm{H} = 1\ \mathrm{Wb/A} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}}$. *Millihenry*, mH, $1\ \mathrm{mH} = 10^{-3}\ \mathrm{H}$. *Mikrohenry*, μH, $1\ \mu\mathrm{H} = 10^{-6}\ \mathrm{H}$.

2) gesetzliche Einheit des magnetischen Leitwertes. Das H. ist der magnetische Leitwert eines magnetischen Kreises mit homogenem Querschnitt, dessen magnetischer Fluß 1 Wb die magnetische Spannung 1 A hervorruft. $1\ \mathrm{H} = 1\ \mathrm{Wb/A} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}}$. Diese Einheit darf auch Weber je Ampere, Kurzz. Wb/A, genannt werden.

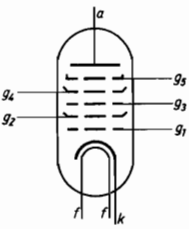
Henry-Daltonscher Verteilungssatz, → Absorption.

Henrysches Gesetz, → Absorption.

Heptode, eine Elektronenröhre mit sieben Elektroden (Abb.). g_1 wirkt als Raumladesteuergitter wie bei normalen Trioden, g_2 und g_4 sind Schirmgitter zur Erhöhung des Innenwiderstandes und zur Verringerung der Röhrenkapazität. g_3 steuert die Stromverteilung des durch g_2 hindurchtretenden Katodenstromes. g_5 ist ein Bremsgitter, das den Übergang von Sekundärelektronen aus der Anode auf das Schirmgitter g_4 verhindern soll. Bei der H. handelt es sich um eine Doppelsteuerröhre. Der Anodenstrom läßt sich durch die Steuerspannungen am Gitter g_1 und g_4 steuern, sie wird hauptsächlich als Mischröhre und elektronischer Schalter verwendet.

Herapathit, → Polarisationsfilter.

Herdmechanismus, der mechanische Vorgang im Herdgebiet eines tektonischen → Erdbebens, der zur Abstrahlung der → seismischen Wellen führt. Der H. kann nur indirekt aus den Seismogrammen vieler Stationen, insbesondere aus den ersten Einsätzen der seismischen Raumwellen (→ seismische Wellen) durch Anpassung der Beobachtungen an theoretische Modelle erschlossen werden. Der H. von tektonischen Erdbeben gleicht einem Verwerfungs- oder Bruchvorgang und unterscheidet sich grundsätzlich von Explosionen. Aus dem H. wird auf die ursächlichen tektonischen Spannungen und Bewegungen geschlossen.



Schaltbild einer Heptode. *a* Anode, *f* Heizfaden, *k* Katode, g_1, g_3 Steuergitter, g_2, g_4 Schirmgitter, g_5 Bremsgitter

Hermann-Mauguin-Symbole, internationale Raumgruppen- und Punktgruppensymbole (→ Symmetrie, Tab. 2).

hermitesch adjungiert, → konjugiert.

Hermitesche Differentialgleichung, → Hermitesche Polynome.

hermitesche Form, eine Bilinearform, deren Variable paarweise konjugiert komplex sind und deren Matrix hermitesch ist. Die h. F. läßt sich in der Gestalt $A(x, x) = \sum_{i,k=1}^{n} A_{ik}\, x_i^* x_k$ mit $A_{ik} = A_{ki}^*$ schreiben. Dabei ist mit x_i^* der konjugiert komplexe Wert von x_i bezeichnet. Der Wert der h.n F. ist für alle Werte der Variablen $\{x_i\}$ reell. Für eine nichtunitäre Variablentransformation läßt sich eine gegebene h. F. stets in der Gestalt $a_1 |x_1|^2 + \cdots a_n |x_n|^2$ mit $a_i = \pm 1$ schreiben. Die Transformation, die dies leistet, ist nicht eindeutig bestimmt. Es gilt jedoch das *Trägheitsgesetz* der h.n F.en, nach dem die Anzahl p der positiven a_i immer dieselbe ist. Man nennt p auch den *Trägheitsindex* der h.n F.

hermitesche Funktion, eine Funktion der Gestalt $\psi_n(x) = \mathrm{e}^{-x^2/2} H_n(x)$, in der die H_n Hermitesche Polynome sind. Die H.n F.en sind Lösungen der Differentialgleichung

$$\psi_n''(x) + (2n - 1 - x^2)\,\psi_n(x) = 0.$$

H. F.en spielen z. B. bei der Behandlung des harmonischen Oszillators in der Quantenmechanik eine Rolle.

hermitesche Matrix, quadratische Matrix A, deren Elemente a_{ik} der Beziehung $a_{ik} = a_{ki}^*$ genügen. Ein Spezialfall davon sind die reellen symmetrischen Matrizen, deren reelle Elemente der Beziehung $a_{ik} = a_{ki}$ genügen. Die *Eigenwerte* einer h.n M. sind stets reell.

Hermitesche Polynome, Polynome der Gestalt $H_0 = 1$, $H_1 = 2x$, $H_2 = 4x^2 - 2$, $H_n(x) = (-1)^n \mathrm{e}^{x^2} \dfrac{\mathrm{d}^n}{\mathrm{d}x^n}(\mathrm{e}^{-x^2})$, die der *Hermiteschen*

hermitesch konjugiert

Differentialgleichung $H_n'' - 2x\,H_n' + 2n\,H_n = 0$ genügen. Für sie gilt die *Orthogonalitätsrelation* und die *Normierung*

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2}\,H_n(x)\,H_m(x)\,dx = \delta_{mn}\cdot 2^n\cdot n!\sqrt{\pi}.$$

Die H. P. bilden bezüglich des Skalarproduktes

$$(f,g) = \int_{-\infty}^{+\infty} f^*(x)\,g(x)\,e^{-x^2}\,dx$$

ein vollständiges Orthogonalsystem (→ Hilbert-Raum). Aus diesem Grunde kann jede Funktion $f(x)$ mit

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2\,e^{-x^2}\,dx < \infty$$

nach diesen Polynomen in der Form $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n H_n(x)$ entwickelt werden. Dabei sind die Koeffizienten a_n durch

$$a_n = \frac{1}{2^n n!\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,e^{-x^2}\,H_n(x)\,dx$$

gegeben. Z. B. gilt

$$e^{-t^2+2tx} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!}\,H_n(x)\,t^n.$$

Für die H.n P. gilt die Rekursionsformel:

$$H_{n+1}(x) = 2x\,H_n(x) - 2n\,H_{n-1}(x).$$

Sie lassen sich auch gemäß

$$H_{2n}(x) = (-1)^n\,2^{2n}\,Q_n^{(-1/2)}(x^2)$$

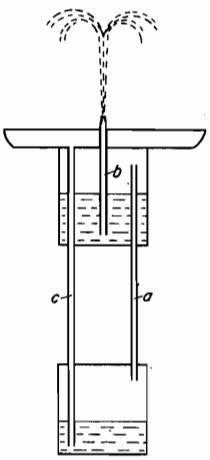
und

$$H_{2n+1}(x) = (-1)^n\,2^{2n+1}\,Q_n^{(+1/2)}(x^2)$$

aus den *Laguerreschen Polynomen* berechnen. H. P. spielen in der Quantenmechanik bei der Behandlung des harmonischen Oszillators eine große Rolle.

hermitesch konjugiert, → konjugiert.

Heronsbrunnen, ein Brunnen aus zwei übereinander angeordneten Behältern mit intermittierender Arbeitsweise. Die Behälter sind teilweise mit Wasser gefüllt und ihre Lufträume durch die Ausgleichsleitung *a* miteinander verbunden (Abb.). Die Flüssigkeit tritt aus dem oberen Behälter durch das Strahlrohr *b* aus, wenn über das Rohr *c* in den Behältern ein Überdruck erzeugt wird. Der Überdruck in den Gefäßen bleibt erhalten, weil die mit dem Strahl austretende Wassermenge von der Auffangschale wieder in den unteren Behälter fließt. Der Brunnen arbeitet so lange, bis das Strahlrohr *b* nicht mehr in die Flüssigkeit eintaucht. Nach Umfüllen des Wassers in den oberen Behälter kann der H. wieder in Betrieb genommen werden.



Heronsbrunnen

Herotar, → Polarisationsfilter.

Herpolhodiekegel, → Kreisel.

Herschelsches Doppelprisma, → Ablenkprisma.

Herschelsche Streifen, → Interferenzerscheinungen.

Hertz, Hz, SI-Einheit der Frequenz. Vorsätze erlaubt. Das Hertz ist die Frequenz eines periodischen Vorgangs von der Periodendauer 1 Sekunde. $1\ \text{Hz} = 1\ \text{s}^{-1}$.

Hertz-Effekt, von H. Hertz 1887 entdeckte Erscheinung, die auf dem äußeren Photoeffekt beruht. Er besagt, daß die Spannung, die notwendig ist, um eine Funkenentladung zwischen Metallelektroden zu bewirken, herabgesetzt werden kann, wenn die Katode mit ultraviolettem Licht bestrahlt wird.

Hertz-Knudsen-Formel, Beziehung, die die Verdampfungsgeschwindigkeit von Flüssigkeiten und Kristallen durch die Anzahl J der in 1 s von 1 cm² Oberfläche abgehenden Moleküle der Masse m bei der Temperatur T und dem äußeren Dampfdruck p_d angibt: $J = \alpha(p_d^* - p_d)\cdot(2\pi mkT)^{-1/2}$. Hierbei ist p_d^* der zu T gehörige Gleichgewichtsdampfdruck, k die Boltzmannsche Konstante und α ein Korrekturfaktor, der *Kondensations-* oder *Verdampfungskoeffizient*. Die H.-K.-F. geht, ohne einen bestimmten Verdampfungsmechanismus anzunehmen, davon aus, daß im Gleichgewicht die gleiche Anzahl von Molekülen eine Flüssigkeits- oder Kristalloberfläche verläßt wie auf ihr kondensieren. Nach der kinetischen Gastheorie treffen in 1 s auf 1 cm² der Oberfläche $J\downarrow = p_d(2\pi mkT)^{-1/2}$ Moleküle eines Gases vom Druck p_d. Auf Grund der gemachten Voraussetzung ist dann die Zahl der in 1 s von 1 cm² Oberfläche abgehenden Moleküle $J\uparrow = p_d^*(2\pi mkT)^{-1/2}$. Die H.-K.-F. in der angegebenen Form ist die Differenz dieser beiden Molekülströme, liefert also die meßbare effektive Verdampfungsgeschwindigkeit. Eine experimentelle Nachprüfung ist am einfachsten bei *freier Verdampfung*, d. h. Verdampfung im Vakuum, weil dann $p_d = 0$ ist. Die Experimente haben gezeigt, daß $\alpha \leqq 1$ ist. Das wurde zunächst so gedeutet, daß bei der Kondensation wegen möglicher Reflexion nur der Bruchteil α der auftreffenden Moleküle wirklich kondensiert und entsprechend auch die Verdampfung geringer ist. Die molekularkinetische Betrachtungsweise des Kristallabbaus hat dagegen gezeigt, daß die Verdampfungsgeschwindigkeit und der Faktor α vom jeweiligen Verdampfungsmechanismus bestimmt werden. In diesem Zusammenhang wird auch zwischen Kondensations- und Verdampfungskoeffizient unterschieden. Beide sind außerdem verschieden vom → Akkomodationskoeffizienten.

Hertzsche Diffusionsverfahren, → Diaphragmentrennstufe.

Hertzsche Pressung, Berechnung der Beanspruchung von gegeneinander gedrückten Körpern in ihrer Berührungsfläche und deren näherer Umgebung unter folgenden Vereinfachungen: Hookesche Kraft und Berührungsfläche sind klein gegenüber den übrigen Abmessungen. Die allgemeine Randlinie der Berührungsfläche ist eine Ellipse.

Hertzscher Dipol, svw. Hertzscher Oszillator.

Hertzscher Oszillator, *Hertzscher Dipol, linearer Oszillator*, in der Elektrodynamik eine Anordnung zur Erzeugung und Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen. Der Hertzsche O. wird realisiert durch eine schwingende Ladung (→ Dipol) und bildet die Grundform aller Antennen. Er ist benannt nach H. Hertz, dem es erstmalig gelang, mittels eines linearen O.s elektromagnetische Wellen auszustrahlen. Unter Einschluß des Systems, das die Oszillation der Ladung hervorruft, wird der Hertzsche O. auch

als *Hertzscher Sender* bezeichnet. Die mit dieser Anordnung erzeugten elektromagnetischen Wellen nennt man oft *Hertzsche Wellen.*

Die Wirkungsweise eines Hertzschen O.s kann man sich klarmachen, wenn man einen elektrischen Schwingkreis betrachtet, in dem die Gesamtenergie zwischen der magnetischen Energie der Spule L und der elektrischen Energie des Kondensators hin und her pendelt. Es werde der Zeitpunkt betrachtet, in dem sich die gesamte Energie im elektrischen Feld des Kondensators befindet (Abb. 1 a). Vergrößert man den Abstand der beiden Kondensatorplatten C_1 und C_2, so wird das vorher homogene Feld des Kondensators zunehmend inhomogen und greift teilweise in die Umgebung über. Bringt man die Kondensatorplatten in die in Ab. 1 c dargestellte Lage, so bildet sich ein kräftiges Streufeld in der Umgebung des Kondensators. Wenn nun die Frequenz der Schwingung groß ist, hat dieses Streufeld während einer Viertelperiode der Schwingung „nicht genügend Zeit", in die Kondensatorplatten zurückzukehren. Stattdessen haben sich geschlossene Feldlinien, d. s. elektrische Wirbel, gebildet und vom Kondensator abgeschnürt. Diese breiten sich im Raum nach allen Seiten hin aus. Ist die Frequenz der Schwingung hinreichend groß, so genügen die Kapazität zwischen den Enden eines beliebig kurzen Leiters und seine Induktivität, um einen solchen offenen Schwingkreis darzustellen. Das ist das Modell eines Hertzschen O.s.

Das den Hertzschen O. umgebende elektrische Feld ist nach der Maxwellschen Theorie unlösbar verknüpft mit einem magnetischen Feld, das den Maxwellschen Gleichungen genügen muß.

Bei der Berechnung des Feldes kann man zwei Wege beschreiten:

1) Man betrachtet die Felder außerhalb des Hertzschen O.s und zieht nachträglich die Vorgänge im O. selbst in Betracht. Dieses Verfahren ist im wesentlichen von historischem Interesse und basiert auf dem Einführen einer gemeinsamen Stammfunktion (→ Hertzscher Vektor), die die Abhängigkeit der Felder von den Oszillationen des Hertzschen O.s beschreibt.

2) Man setzt die Maxwellschen Gleichungen für die vorgegebene Raumladungs- und Stromverteilung an. Dieser Weg ist nicht nur beim Hertzschen O. gangbar, sondern bei allen beliebigen Anordnungen, die elektromagnetische Wellen ausstrahlen, und soll daher im folgenden beschrieben werden.

Um die Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie) lösen zu können, führt man das skalare Potential Φ und das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ ein, aus denen die Felder nach $\vec{B} = \operatorname{rot}\mathfrak{A}$ und $\vec{E} = -\dot{\mathfrak{A}} - \operatorname{grad}\Phi$ berechnet werden können. Durch diese Potentialansätze wird das Induktionsgesetz und die Quellfreiheit des B-Feldes identisch erfüllt. $\mathfrak{A}$ und Φ sind durch $\vec{E}$ und $\vec{B}$ nicht eindeutig bestimmt, sie können daher der Lorentz-Konvention $\frac{1}{c^2}\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \operatorname{div}\mathfrak{A} = 0$ unterworfen werden. Aus den beiden anderen Maxwellschen Gleichungen erhält man bei Beachtung der Lorentz-Konvention die inhomogenen Wellengleichungen für Φ und $\mathfrak{A}$:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - \Delta\Phi = \frac{\varrho}{\varepsilon_0}$$

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathfrak{A}}{\partial t^2} - \Delta\mathfrak{A} = \mu_0 \vec{\jmath}.$$

Hierbei ist ϱ die Ladungsdichte, $\vec{\jmath}$ die Stromdichte.

Die Lösungen dieser Wellengleichungen sind die retardierten Potentiale:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\int \frac{\varrho(\vec{r}', t')\,\mathrm{d}v'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$\mathfrak{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int \frac{\vec{\jmath}(\vec{r}', t')\,\mathrm{d}v'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

Dabei ist $\mathrm{d}v'$ das Volumenelement an der Stelle $\vec{r}'$; $t' = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$. Retardiert bedeutet hier wiederum, daß für Ströme und Raumladungen an der Stelle $\vec{r}'$ nicht die Werte eingesetzt werden, die sie zur Zeit t haben, sondern diejenigen Werte, die sie zum früheren Zeitpunkt t' hatten, da zwischen dem Vorgang im Hertzschen O. und dem Eintreffen der Information über diesen Vorgang im Aufpunkt $\vec{r}$ die durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit bedingte Laufzeit $\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ vergeht.

Die weitere Auswertung ist nur dann relativ einfach, wenn die Abmessungen des Oszillators klein sind gegen die Wellenlänge λ der Strahlung. Nur dann kann bei der Auswertung der Potentiale mit einer von $\vec{r}'$ unabhängigen mittleren Retardierung entsprechend $t' \approx t - r/c$ gearbeitet werden; der Oszillator befindet sich am Ort $\vec{r} = 0$. Ist $l \ll \lambda$ die Länge des Oszillators und I die Amplitude eines mit der Kreisfrequenz ω auf dem Oszillator oszillierenden Stromes, so liefert die weitere Auswertung für die radialen und azimutalen Komponenten des elektrischen Feldes und des magnetischen Feldes $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$ die Verläufe

$$E_r = \cos\vartheta\,\frac{Il\omega}{2\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{cr^2}\sin(\omega t - kr) - \frac{1}{r^3}\cos(\omega t - kr)\right]$$

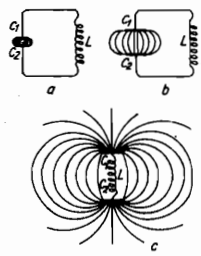
$$E_\vartheta = \sin\vartheta\,\frac{Il\omega}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{c^2 r}\cos(\omega t - kr) + \frac{1}{cr^2}\sin(\omega t - kr) - \frac{1}{r^3}\cos(\omega t - kr)\right]$$

$$H_\varphi = \sin\vartheta\,\frac{Il\omega}{4\pi}\left[\frac{1}{cr}\cos(\omega t - kr) + \frac{1}{r^2}\sin(\omega t - kr)\right].$$

Dabei sind r, ϑ und φ Kugelkoordinaten bezüglich des Oszillators. $k = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl.

Abb. 2 zeigt aufeinanderfolgende Phasen des elektrischen Feldes eines Hertzschen O.s, Abb. 3 das Magnetfeld eines Hertzschen O.s.

Beim Feldverlauf kann man zwei Gebiete unterscheiden: 1) das *Nahfeld*, wo r zwar groß gegen l, aber klein gegen die Wellenlänge λ ist; 2) das *Fernfeld*, wo r auch groß gegen λ ist.



1 Hertzscher Oszillator. *a* bis *c* Übergang vom geschlossenen zum offenen Schwingkreis

Das Nahfeld wird durch die Terme mit $1/r^3$ für das E-Feld und durch die Terme mit $1/r^2$ für das H-Feld beschrieben, während man die anderen Glieder vernachlässigen kann. Das Fernfeld dagegen beschreiben die Terme mit $1/r$, und die anderen können vernachlässigt werden. Man erhält für das Nahfeld

$$E_r = -\frac{Il\omega}{2\pi\varepsilon_0 r^3}\cos\vartheta\cos(\omega t - kr)$$

$$E_\vartheta = \frac{Il\omega}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sin\vartheta\cos(\omega t - kr)$$

$$H_\varphi = \frac{Il\omega}{4\pi r^2}\sin\vartheta\sin(\omega t - kr).$$

Man sieht daraus, daß die elektrische und die magnetische Feldstärke gegeneinander um 90° phasenverschoben sind. Dies kann man sich anschaulich so vorstellen, daß jeweils beim Zerfall des elektrischen Feldes ein magnetisches Wirbelfeld entsteht, das seinerseits beim Zerfallen ein elektrisches Wirbelfeld induziert. Von praktischem Interesse ist allein das Fernfeld, dessen Komponenten lauten:

$$E_r = 0$$

$$E_\vartheta = \frac{Il\omega}{4\pi\varepsilon_0 c^2 r}\sin\vartheta\cos(\omega t - kr)$$

$$H_\varphi = \frac{Il\omega}{4\pi cr}\sin\vartheta\cos(\omega t - kr).$$

Hier schwingen die elektrische und die magnetische Feldstärke gleichphasig senkrecht zueinander. Es ist dies eine elektromagnetische Welle, die sich radial nach allen Seiten ausbreitet, wobei sich diese Welle in kleinen Bereichen genau wie eine ebene elektromagnetische Welle verhält. Dabei gilt

$\sqrt{\varepsilon_0}E_\vartheta = \sqrt{\mu_0}H_\varphi$, also auch

$$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_\vartheta^2 = \frac{1}{2}\mu_0 H_\varphi^2.$$

D. h., elektrische und magnetische Feldenergiedichte sind gleich groß. Für das Verhältnis von elektrischer und magnetischer Feldstärke folgt

$$\frac{E_\vartheta}{H_\varphi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\,\pi\Omega = Z_0.$$

Z_0 heißt Wellenwiderstand oder Feldwellenwiderstand des freien Raumes.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ist mit einem Energietransport verbunden. Nach dem → Poyntingschen Satz wird die Energiestromdichte der elektromagnetischen Wellen durch den Poyntingschen Vektor $\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]$ beschrieben. Es findet also immer ein Strahlungsfluß von Energie in radialer Richtung statt, die Strahldichte oder Strahlungsdichte wird durch den Poyntingschen Vektor angegeben. Durch zeitliche Mittelung erhält man

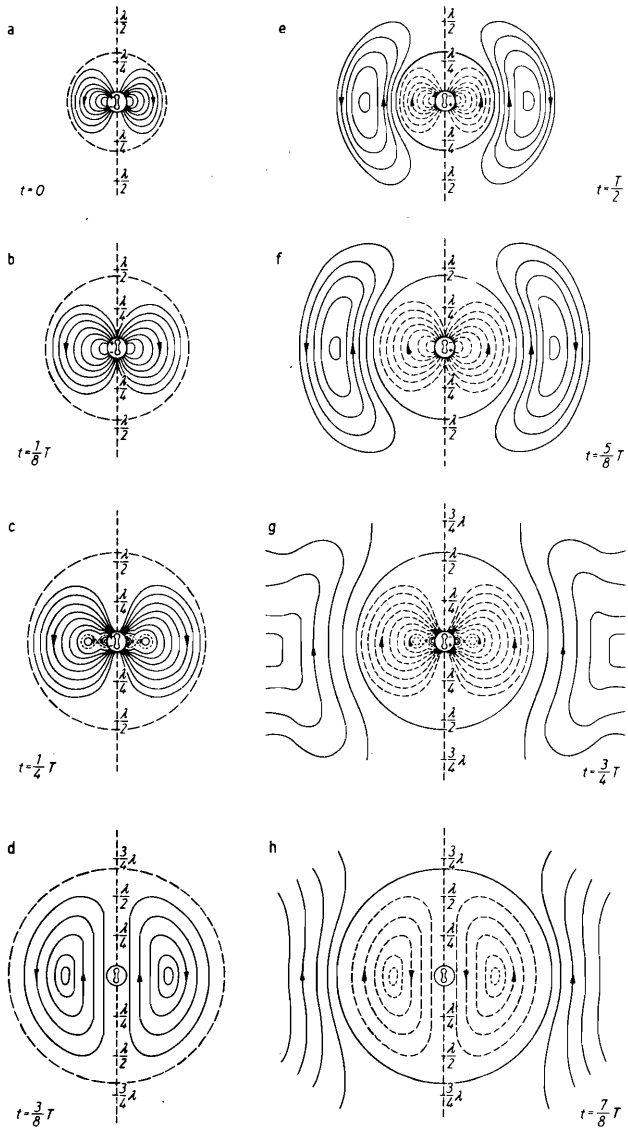
$$\overline{|\vec{S}|} = \overline{E_\vartheta H_\varphi} = \frac{\sin^2\vartheta}{r^2} Z_0 \frac{I^2}{4}\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2.$$

Die gesamte Strahlungsleistung erhält man durch Integration über eine konzentrische Kugeloberfläche:

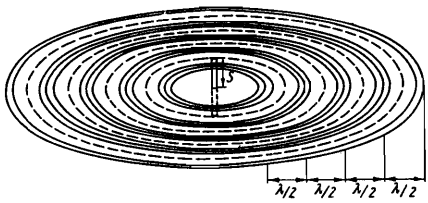
$$P = \oiint \vec{S}\,\mathrm{d}\vec{f} = \frac{2}{3}\pi Z_0\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I^2.$$

Der Hertzsche O. erfährt also durch die Strahlung eine Dämpfung, da er Energie durch die Strahlung verliert. Die Strahlungsleistung ist proportional dem Quadrat des Stromes, der Vorfaktor

$$R_S = \frac{2}{3}\pi Z_0\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$$



2 Hertzscher Oszillator: *a* bis *h* Elektrisches Feld eines Hertzschen Oszillators für verschiedene Schwingungsphasen. λ Wellenlänge, t Zeit, T Schwingungsdauer



3 Magnetfeld eines Hertzschen Oszillators. *S* Dipol, λ Wellenlänge

wird als *Strahlungswiderstand* des Hertzschen O.s bezeichnet.

Mit Hilfe der aus der Berechnung des Hertzschen O.s gewonnenen Beziehungen kann man auch das elektromagnetische Feld einer ausgedehnten Antenne berechnen, indem man sie in viele Hertzsche O.en zerlegt und deren Feldstärken über die Antennenlänge summiert. Ist das Feld der Antenne bekannt, so kann man durch Integration des Poyntingschen Vektors auch die Strahlungsleistung und daraus den Strahlungswiderstand berechnen.

Lit. Becker: Theorie der Elektrizität, Bd 1 (19. Aufl. Stuttgart 1969); Hund: Theoretische Physik, Bd 2 (4. Aufl. Stuttgart 1963); Macke: Elektromagnetische Felder (3. Aufl. Leipzig 1965); Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (4. Aufl. Berlin 1971).

Hertzscher Vektor, eine Vektorfunktion, die von H. Hertz zur Vereinfachung der Berechnung des elektromagnetischen Feldes eines linearen Oszillators eingeführt wurde, heute aber nur noch selten verwendet wird. Die Lösung der Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie) liefert die von Zeit und Ort abhängigen elektrischen und magnetischen Feldstärken. Man erhält die Lösung mit Hilfe eines skalaren Potentials Φ und eines Vektorpotentials $\mathfrak{A}$ (→ Hertzscher Oszillator), die beide jeweils inhomogenen Wellengleichungen genügen und durch die Lorentz-Konvention $\frac{1}{c^2}\,\partial\Phi/\partial t + \operatorname{div}\mathfrak{A} = 0$ miteinander verknüpft sind.

Mit Hilfe des Hertzschen V.s $\vec{N}$ kann man das gesamte elektromagnetische Feld durch eine einzige Feldgröße ohne Nebenbedingung beschreiben. Die Lorentz-Konvention wird nämlich mit

$$\mathfrak{A} = \frac{\mu_0}{c}\,\frac{\partial \vec{N}}{\partial t}$$

und

$$\Phi = -\operatorname{div}\vec{N}/\varepsilon_0$$

erfüllt. $\vec{N}$ genügt außerhalb der Strahlungsquelle ebenso wie Φ und $\mathfrak{A}$ der homogenen Wellengleichung

$$\Delta\vec{N} - \frac{1}{c}\,\frac{\partial^2\vec{N}}{\partial t^2} = 0.$$

Die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ und die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ können entsprechend

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{N} - \frac{\mu_0}{c}\,\frac{\partial^2\vec{N}}{\partial t^2} \quad \text{und}$$

$$\vec{H} = \frac{1}{c}\operatorname{rot}\frac{\partial\vec{N}}{\partial t}$$ aus dem Hertzschen V. berechnet werden.

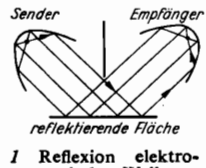
Hertzsches Prinzip, genauer *H. P. der geradesten Bahn,* allgemeines Differentialprinzip der Mechanik (→ Prinzipe der Mechanik), durch das die kräftefreie Bewegung eines skleronomen mechanischen Systems bestimmt werden kann. Es ist aus dem → Gaußschen Prinzip ableitbar: Im Fall kräftefreier Systeme ergibt sich für den Zwang $Z = \sum_{i=1}^{N} m_i \cdot \ddot{\vec{r}}_i^{\,2}$, wobei m_i die Massen und $\ddot{\vec{r}}_i$ die Beschleunigungen der Massepunkte P_i $(i = 1, \ldots, N)$ sind. Geht man zu verallgemeinerten Koordinaten q_j $(j = 1, \ldots, f)$, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist, des Systems über, so ergibt sich für die kinetische Energie, die im vorliegenden Fall mit der Gesamtenergie übereinstimmt, $T = \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{f} a_{ij}(q)\,\dot{q}_i\dot{q}_j = E$ = konst. Man kann daher in dem von den q_j aufgespannten Lageraum gemäß $ds^2 = 2T\,dt^2 = \sum_{i,j=1}^{f} a_{ij}\,dq_i\,dq_j$ eine Riemannsche Maßbestimmung einführen, und nach Division von Z durch $2T$ ergibt sich $K = \sum_{j=1}^{f}\left(\frac{d^2q_j}{ds^2}\right)^2$, wobei K das Quadrat der Krümmung der Bahnkurve im Lageraum ist. Nach dem Gaußschen Prinzip gilt $\delta K = 0$, d. h., die wirklichen Bahnen sind Kurven kleinster Krümmung. Das H. P. lautet deshalb: Jedes kräftefreie mechanische System verharrt in seinem Zustand der Ruhe oder der gleichförmigen Bewegung auf einer geradesten Bahn, d. h. einer Geodätischen. Die Bedeutung dieses für holonome und nichtholonome Systeme geltenden Prinzips gewinnt insofern an Allgemeinheit, als es H. Hertz gelungen ist, alle Kräfte innerhalb und außerhalb des zu betrachtenden Systems durch Bindungen zu ersetzen und den Begriff der Kraft zu eliminieren, so daß eine Beschränkung auf kräftefreie Systeme zu keiner Einschränkung der Allgemeinheit führt; allerdings mußte H. Hertz dabei alle Massen als Vielfache einer atomaren Einheitsmasse annehmen.

Lit. → Prinzipe der Mechanik.

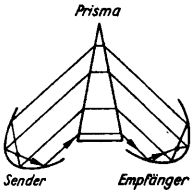
Hertzsche Versuche, von H. Hertz vorgenommene Versuche zum Nachweis und zur Untersuchung der Eigenschaften elektromagnetischer Wellen, deren Existenzmöglichkeit von Maxwell (→ Maxwellsche Theorie) theoretisch vorausgesagt worden war. Hertz benutzte zur Erzeugung der elektromagnetischen Wellen erstmals einen linearen Oszillator und gelangte durch seine Versuche zu dem Ergebnis, daß die damit erzeugten Wellen die gleichen Eigenschaften haben, wie sie vom Licht her bekannt sind. Damit wurde die Maxwellsche → Lichttheorie bestätigt, wonach sich das Licht in Form elektromagnetischer Wellen ausbreitet. Die Bedeutung der H.n V. besteht heute darin, daß nach ihrem Modell die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen, deren Frequenzen im Vergleich zu denen des sichtbaren Bereichs des elektromagnetischen Spektrums sehr klein sind, im Labor oder im Hörsaal gezeigt werden können.

Im einzelnen kann man mit Hilfe der H.n V. folgendes nachweisen:

1) *Reflexion elektromagnetischer Wellen.* Stellt man in einer bestimmten Entfernung vom Oszillator eine leitende Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Wellen, so kann man mittels eines Detektors stehende Wellen vor der Ebene feststellen. Eine stehende Welle kann aber in diesem Falle nur durch Überlagerung einer auf die Ebene zu- und einer von der Ebene weglaufenden Welle entstehen, also werden die Wellen von einem leitenden Medium reflektiert. Dabei gilt das aus der Optik bekannte Reflexionsgesetz. Diese Tatsache kann ausgenutzt werden zur Bündelung elektromagnetischer Wellen mittels Parabolspiegel (Abb. 1), wobei Sende- und Empfängerdipol (beides lineare Oszillatoren) in den Brennpunkten der Spiegel



1 Reflexion elektromagnetischer Wellen



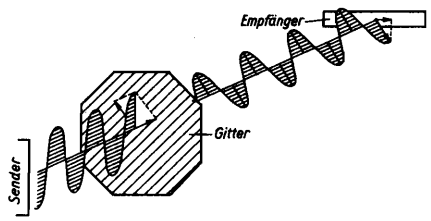
2 Brechung elektromagnetischer Wellen

liegen. Angewendet wird diese Möglichkeit in der Richtfunk- und Radartechnik.

2) *Brechung elektromagnetischer Wellen.* Mit einem großen Pechprisma konnte Hertz nachweisen, daß die vom Oszillator abgestrahlten Wellen gebrochen werden (Abb. 2). Dabei gilt das aus der Optik bekannte Brechungsgesetz. Mit Hilfe dieses Versuches konnte Hertz auch die Maxwellsche Beziehung experimentell bestätigen. Aus dem Brechungswinkel ergab sich rückwärts die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Dielektrikum der relativen Dielektrizitätskonstante ε_r zu $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Möglichkeit der Brechung elektromagnetischer Wellen kann man bei relativ großen Frequenzen, z. B. im Bereich der Mikrowellen, zur Bündelung mittels dielektrischer Linsen nutzen.

3) *Beugung elektromagnetischer Wellen.* Läßt man die vom Oszillator abgegebenen Wellen auf eine Metallwand fallen, die eine Öffnung besitzt, so kann man auch außerhalb des von Öffnung und Ausbreitungsrichtung gegebenen Zylinders elektromagnetische Wellen nachweisen. Dies kann nur damit erklärt werden, daß nach dem Huygensschen Prinzip eine Beugung der Wellen stattfindet. Diesen Nachweis hat Hertz experimentell nicht erbracht, die Möglichkeit der Beugung elektromagnetischer Wellen sei hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

4) *Polarisation elektromagnetischer Wellen.* Stellt man ein Metallgitter so zwischen Sender und Empfänger, daß seine Drähte parallel zur Oszillatorachse verlaufen, so wird vom Empfangsdetektor nichts nachgewiesen, d. h., die vom Oszillator ausgehenden Wellen sind senkrecht zur Senderachse linear polarisiert. Damit ist zugleich der transversale Charakter der elektromagnetischen Wellen nachgewiesen. Hält

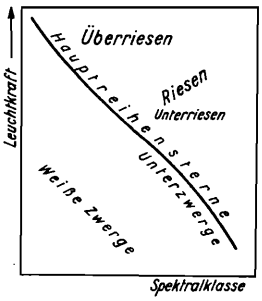


3 Drehung der Polarisationsebene elektromagnetischer Wellen

man das Drahtgitter so zwischen Sender und Empfänger, daß die Drähte schräg zur Oszillatorachse liegen, kann man die Polarisationsebene der Wellen drehen, wobei natürlich die Intensität geringer wird (Abb. 3).

Hertzsche Wellen, → Oszillator 2).

Hertzsprung-Russell-Diagramm, ein Diagramm, in dem jeder Stern nach seiner Spektralklasse und nach seiner Leuchtkraft L oder seiner absoluten Helligkeit M als Punkt dargestellt wird. Punktleere Gebiete zeigen, daß bestimmte Kombinationen von Spektralklassen und Leuchtkräften nicht oder nur sehr kurzzeitig auftreten; mit Punkten erfüllte Gebiete oder Äste zeigen langlebige Konfigurationen an. Der weitaus überwiegende Teil aller Sterne in der Sonnenumgebung, die *Zwergsterne*, befindet sich auf der *Hauptreihe*, die sich von den Spektralklassen O und B mit großen Leuchtkräften bis zur Spektralklasse M mit geringer Leuchtkraft hinzieht. Zu ihnen gehört die Sonne. Der *Riesenast* wird vorwiegend von den Sternen der Spektralklassen GO bis M gebildet, die eine um 5^m bis 10^m größere absolute Helligkeit als die Hauptreihensterne haben. Die *Riesensterne* oder *Giganten* haben wegen der größeren Leuchtkraft bei gleicher Spektralklasse einen größeren Durchmesser als die Zwergsterne. Die *Überriesen* oder



Schematisches Hertzsprung-Russell-Diagramm

Übergiganten mit noch größerem Durchmesser kommen in fast allen Spektralklassen vor. Zwischen den Riesen- und den Zwergsternen befinden sich die *Unterriesen*, während die *Unterzwerge* um etwa 1^m schwächer als die normalen Zwergsterne sind. Weit unterhalb der Hauptreihe liegen im Gebiet der Spektralklassen B bis G die → *Weißen Zwerge*. Für die Sterne der Population II ergibt sich ein anderes H.-R.-D., in dem die Hauptreihensterne von FO an fehlen und die Riesenäste eine andere Lage haben.

Für Sterne geringer scheinbarer Helligkeit läßt sich die Spektralklasse nicht feststellen. Man ersetzt sie durch den → Farbenindex und erhält damit ein gleichwertiges *Farben-Helligkeits-Diagramm*.

Herzkurvendiagramm, → Verdichtungsstoß.

Heßsches Gesetz, *Gesetz der konstanten Wärmesummen*, ein 1840 vor der Formulierung des allgemeinen Energieprinzips von H. Heß aufgestelltes Gesetz, das besagt, daß die Reaktionswärme zwischen zwei Zuständen eines Systems unabhängig davon ist, auf welchem Wege, direkt oder über beliebige Zwischenstufen, das System von dem Anfangs- in den Endzustand gebracht wird. Bringt man das System über eine Kette von Reaktionen in den Ausgangszustand zurück, ist die Summe der Reaktionswärmen Null. Das Heßsche G. folgt unmittelbar aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik, nach dem die innere Energie und die Enthalpie Zustandsgrößen sind. Man kann mit dem Heßschen G. nicht meßbare Reaktionswärmen ΔH berechnen, wenn die reagierenden Stoffe auf einem anderen Wege über mehrere Stufen ineinander überführt werden können, und diese Reaktionswärmen meßbar sind. *Beispiel*:

1) $C_{fest} + O_2 \rightarrow CO_2$ meßbar ($\Delta H_1 = -93{,}97$ kcal)

2) $CO + 1/2\ O_2 \rightarrow CO_2$ meßbar ($\Delta H_2 = -67{,}55$ kcal)

3) $C_{fest} + 1/2\ O_2 \rightarrow CO \cdot \Delta H_3$ nicht meßbar

Nach dem Heßschen G. gilt $\Delta H_1 = \Delta H_2 + \Delta H_3$, woraus folgt $\Delta H_3 = (-93{,}97 + 67{,}55) \cdot$ kcal $= -26{,}42$ kcal. Die Zahlenwerte beziehen sich auf einen Formelumsatz.

heterogen, → homogen.

heterogenes Gleichgewicht, → chemisches Gleichgewicht.

Heterophorie, → Augenoptik.

heteropolare Bindung, → chemische Bindung.

Heterosphäre, → Atmosphäre.

heuristischer Algorithmus, Verfahren der Problemlösung bei unvollständiger Information. Es wird z. B. angewendet zur Entscheidungsplanung bei komplexen Vorhaben, zur Systematisierung und Optimierung von Konstruktionen, zur optimalen Steuerung von Produktionsprozessen. Die fehlende Information kann sich auf die für die Einzelentscheidungen verfügbaren Zustandsmengen, aber auch auf die nicht eindeutige Vorhersage möglicher Folgen von Entscheidungen beziehen.

Der Charakter des Heuristischen läßt sich am besten an einem Spiel mit nur einem Graphen veranschaulichen. Im Graphen sollen je zwei Knoten durch einen Weg aus Zweigen verbunden sein (→ Netzplan) und von jedem Knoten genau zwei Zweige ausgehen. Die Knoten des Graphen mögen die Zustände des zu steuernden Systems und seine Zweige die Entscheidungen wiedergeben. Durch seine Entscheidung steuert der Spieler im jeweiligen Knoten zu einem bestimmten Zeitpunkt den weiteren Ablauf des Systems. Das Globalziel des Spiels ist, von einem gegebenen Anfangsknoten eine Zugfolge nach einem vorgeschriebenen Zielknoten anzugeben, die einem Gütekriterium genügt, z. B. den kürzesten Weg anzugeben. Wegen der unvollständigen Informationen kann der Spieler einen möglichen Weg nur bis zu einer gewissen Zugtiefe verfolgen, da er die Gesamtheit der zum Ziele führenden Wege nicht übersieht. Er muß sich deshalb bei seinen Entscheidungen von einer *Heuristik* leiten lassen. Darunter versteht man die Gesamtheit seiner *Erfahrungen* und die Anwendung *strategischer Prinzipien*, nach denen er die Anzahl der zu untersuchenden Fälle wesentlich beschränken kann. Das Ziel seiner heuristischen Programmierung kann nur sein, mit erträglichem Aufwand wenn nicht den besten, so doch einen möglichst guten realisierbaren Weg vom Anfang bis zum vorgeschriebenen Endzustand zu finden.

Nach seinen strategischen Prinzipien legt der Spieler erreichbare Zwischenziele fest, bis zu denen er die möglichen Wege übersehen und optimieren kann und von denen aus er hofft, das angestrebte Ziel zu erreichen. Solche strategischen Prinzipien sind z. B. beim Schachspiel die Sicherheit des eigenen Königs, Angriff auf den feindlichen König, Entwicklung der Figuren, Aufbau der Bauern, Kontrolle über das Mittelfeld, materielle Balance. Bei der Auswahl der möglichen Zwischenziele bedient er sich seiner *subjektiven Metrik* zur Bewertung der Güte bzw. der vorhandenen Zielentfernung. Diese Metrik kann sich von Zug zu Zug ändern und unterscheidet sich von der *objektiven Metrik*, die die wirkliche Güte des jeweiligen Knotenpunkts bestimmt. Hat der Spieler ähnliche Entscheidungssituationen mehrmals gelöst, so vermindert sich normalerweise der Unterschied zwischen der subjektiven und der objektiven Metrik. Darin kommt das Lernverhalten des Spielers zum Ausdruck.

Es ist für Automaten wichtig, heuristische Algorithmen auf Digitalrechnern zu modellieren, um Steuerungsprobleme bei unvollständiger Information zu beherrschen, aber auch um den Aufwand deterministischer Aufgaben z. B. von Suchprozessen, die hohe Speicher- und Rechenzeiten erfordern, optimieren zu können. Die Zwischenziele, die untereinander konkurrieren, werden mit heuristischen Wahrscheinlichkeiten belegt, und der Automat würfelt danach seine Entscheidung aus.

Zum Anspielen der Zwischenzustände, für die sich der Automat entschieden hat, kann er deterministische Optimierungsverfahren verwenden. Zur Modellierung des Zufalls braucht der Automat Rauschgeneratoren. In der Mathematik wird dieses Vorgehen zur Zeit unter den Bezeichnungen *stochastische Suchprozesse* bzw. *stochastische Approximation* untersucht.

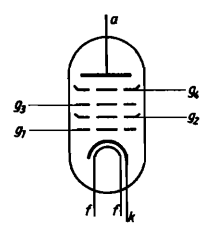
Heuslersche Legierungen, ternäre ferromagnetische Manganlegierungen im System Mangan-Kupfer-Aluminium, deren einzelne Komponenten nicht ferromagnetisch sind. Aluminium kann durch Zinn, Gallium oder Indium ersetzt werden. Zusammensetzungen vom Typ $MnCu_2$-Al zeigen die höchste Sättigungsmagnetisierung. Das antiferromagnetische Element Mangan verursacht infolge des größeren Gitterabstandes die ferromagnetische Kopplung. Mit zahlreichen anderen nichtferromagnetischen Elementen kann Mangan ferromagnetische Phasen bilden.

hexagonal, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, bei denen es sechszählige Symmetrieachsen gibt (→ Symmetrie, Tab. 3). Von manchen Autoren werden die von anderen als → trigonal bezeichneten auch zu den h.en gerechnet. Am gebräuchlichsten ist die h.e Elementarzelle, die so gewählt wird, daß der Basisvektor $\vec{c}$ parallel den sechszähligen Achsen ist, $\vec{a}$ und $\vec{b}$ senkrecht zu $\vec{c}$ einen Winkel von 120° miteinander einschließen und $\vec{a}$ der kürzeste Vektor senkrecht zu $\vec{c}$ ist. Es ist dann $|\vec{a}| = |\vec{b}|$. Ferner wird noch die *orthohexagonale* Elementarzelle verwendet mit den Basisvektoren $\vec{a}_0 = \vec{a}$, $\vec{b}_0 = \vec{a} + 2\vec{b}$, $\vec{c}_0 = \vec{c}$. Die h.en Raum- und Punktgruppen faßt man zum h.en Kristallsystem zusammen. Einen Kristall mit h.er Raumgruppe, sein Punkt- und Translationsgitter und seine Elementarzelle sowie sechszählige Symmetrieachsen nennt man ebenfalls h.

Hexagyre, svw. sechszählige → Drehachse.

Hexode, eine Elektronenröhre mit sechs Elektroden, der Katode, zwei Steuergittern, zwei Schirmgittern und der Anode (Abb.).

Das erste Steuergitter g_1 wirkt als Raumladesteuergitter wie bei normalen Trioden, das Schirmgitter g_2 soll die beiden Steuergitter g_1 und g_3 gegeneinander abschirmen und gleichzeitig die Elektronen aus dem Katodenraum absaugen. Durch das zweite Steuergitter g_3 wird die Stromverteilung des Katodenstromes in Gitterstrom des Gitters g_2 und Anodenstrom gesteuert. Das Schirmgitter g_4 erhöht genau wie Schirmgitter g_2 den Innenwiderstand und verringert den Durchgriff (→ Elektronenröhre).



Schaltbild einer Hexode. *a* Anode, *f* Heizfaden, *k* Katode, g_1, g_3 Steuergitter, g_2, g_4 Schirmgitter

Bei der H. handelt es sich, genau wie bei der Heptode, um eine Doppelsteuerröhre. Der Anodenstrom wird durch die Steuerspannungen an den Gittern g_1 und g_3 gesteuert. Die H. wird als multiplikative Mischröhre eingesetzt.

HF, → Frequenz.

HF-Linearbeschleuniger, → Teilchenbeschleuniger.

HFS, → Hyperfeinstruktur.

HFS-Wechselwirkung, → Hyperfeinstrukturwechselwirkung.

HF-Teilchenseparator, → Separator.

H-H-Prozeß, → Kernfusion.

H-H-Reaktion, → Stern.

Hiebtöne, die bei großen Relativgeschwindigkeiten zwischen Luft oder einem anderen Gas und scharfkantigen oder dünnen Gegenständen infolge Wirbelablösung auftretenden Töne. Die sich ablösenden Wirbel übertragen periodische Stöße auf das Hindernis, das dadurch bei geeigneten Relativgeschwindigkeiten Resonanzschwingungen ausführt und als Schallsender wirkt.

Hilbert-Raum. Eine abstrakte Menge $\mathfrak{H}$ von Elementen $f, g, h, \ldots$ bildet einen H.-R., wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1) $\mathfrak{H}$ ist ein *linearer Raum*, d. h., wenn f und g Elemente des Raumes sind, so ist auch $f + g$ ein Element des Raumes, und mit f ist auch αf ein Element des Raumes, wobei α eine beliebige komplexe Zahl ist.

2) Zwischen zwei Elementen f und g aus $\mathfrak{H}$ ist ein *Skalarprodukt* (f, g) erklärt, das eine komplexe Zahl ist und folgende Eigenschaften hat:

a) $(f, \alpha g) = \alpha(f, g)$;

b) $(f_1 + f_2, g) = (f_1, g) + (f_2, g)$ und $(f, g_1 + g_2) = (f, g_1) + (f, g_2)$;

c) $(f, g) = (g, f)^*$, wenn a^* die konjugiert komplexe Zahl zu a ist;

d) $(f, f) \geqq 0$, wobei das Gleichheitszeichen nur gilt, falls $f \equiv 0$ ist.

3) $\mathfrak{H}$ ist *vollständig*, d. h., für jede konvergente Folge f_n in $\mathfrak{H}$ existiert ein Element f in $\mathfrak{H}$, so daß $\lim_{n\to\infty} f_n = f$ ist. Dabei heißt eine Folge f_n *konvergent*, falls der Abstand $\|f_n - f_m\| = \sqrt{(f_n - f_m, f_n - f_m)}$ zweier Elemente für große n und m beliebig klein wird. Die Forderung nach Vollständigkeit ist keine sehr scharfe Einschränkung an $\mathfrak{H}$, da man jeden metrischen Raum vervollständigen kann, indem man die Grenzwerte konvergenter Folgen mit zum Raum hinzurechnet.

Unter einem *H.-R. im engeren Sinn* versteht man oft einen Raum, in dem noch folgende zusätzliche Bedingungen erfüllt sind:

4) Die *Dimensionszahl*, d. h. die maximale Anzahl linear unabhängiger Elemente, ist *unendlich*.

5) $\mathfrak{H}$ ist *separabel*, d. h., zu jedem f aus $\mathfrak{H}$ existiert eine abzählbare Mengen $\{h_n\}$ von Elementen aus $\mathfrak{H}$, die beliebig nahe bei f liegen, so daß der Abstand $\|h_n - f\| = \sqrt{(h_n - f, h_n - f)}$ beliebig klein ist.

Ein Beispiel für einen H.-R. ist der *komplexe Vektorraum*, dessen Elemente durch $f = \sum_{i=1}^{n} f_i \vec{e}_i$ gegeben sind. Die $\vec{e}_i$ sind dabei orthogonale Einheitsvektoren, d. h. es gilt $(\vec{e}_i, \vec{e}_j) = \delta_{ij}$. Das Skalarprodukt zweier Elemente $f = \sum_{i=1}^{n} f_i \vec{e}_i$ und $g = \sum_{i=1}^{n} g_i \vec{e}_i$ ist dann $(f, g) = \sum_{i,j}^{n} f_i^* g_j (\vec{e}_i, \vec{e}_j) = \sum_{i=1}^{n} f_i^* g_i$. Die Dimensionszahl des komplexen Vektorraumes ist n.

Ein zweites Beispiel für einen H.-R. ist der *Raum der Funktionen*, für die das Quadrat ihres Absolutbetrages in einem Intervall (a, b) integrierbar ist: $\int_a^b |f(x)|^2 \, dx = c^2 < \infty$.

Das Skalarprodukt für zwei verschiedene Funktionen sei dabei durch $(f, g) = \int_a^b f^*(x)\, g(x)\, dx$ erklärt.

Unter dem *Betrag* oder der *Norm eines Elements* aus $\mathfrak{H}$ versteht man $\|f\| = \sqrt{(f, f)} \geqq 0$. Aus diesen Forderungen ergeben sich sofort die *Schwarzsche Ungleichung* $\|(f, g)\| \leqq \|f\| \cdot \|g\|$ und *die Dreiecksungleichung* $\|f + g\| \leqq \|f\| + \|g\|$. Man definiert, daß zwei Elemente f und g aus $\mathfrak{H}$ *orthogonal* zueinander heißen, falls $(f, g) = 0$ ist, und daß für ein *Orthogonalsystem* $\{\varphi_i\}$ aus $\mathfrak{H}$ gilt $(\varphi_i, \varphi_j) = \delta_{ij}$. Für die *verallgemeinerten Fourier-Koeffizienten* $(\varphi_i, f) = a_i$ von f gilt dann die *Besselsche Ungleichung* $\sum_i |a_i|^2 = \sum_i (f, \varphi_i)(\varphi_i, f) \leqq (f, f) = \|f\|^2$. Die Menge aller Elemente f aus $\mathfrak{H}$, die sich bei beliebig vorgegebenem Orthonormalsystem $\{\varphi_i\}$ in der Form $f = \sum_i (\varphi_i, f)\, \varphi_i$ darstellen lassen, bilden einen Teilraum $\mathfrak{N}$ von $\mathfrak{H}$. Gilt $f = \sum_i (\varphi_i, f)\, \varphi_i$ für jedes f aus $\mathfrak{H}$, so heißt $\{\varphi_i\}$ ein *vollständiges Orthogonalsystem*, und die Besselsche Ungleichung wird zu der *Vollständigkeitsrelation* $\sum_i (f, \varphi_i)(\varphi_i, f) = (f, f)$. Die Frage, inwieweit ein Orthogonalsystem aus einer vorgegebenen Menge von Elementen $\{g_i\}$ des H.-R.es konstruierbar ist, löst das *Schmidtsche Orthogonalisierungsverfahren*. Als erstes Element des Orthogonalsystems wählt man $e_1 = \frac{g_1}{\|g_1\|}$. Da das zweite Element zu e_1 orthogonal und normiert sein muß, wählt man $e_2 = \frac{h_2}{\|h_2\|}$ mit $h_2 = g_2 - (e_1, g_2)\, e_1$. Das $(n+1)$-te Element hat offensichtlich die Gestalt $e_{n+1} = \frac{h_{n+1}}{\|h_{n+1}\|}$ mit $h_{n+1} = g_{n+1} - \sum_{k=1}^{n} (e_k, g_{n+1})\, e_k$. Falls die Ausgangsmenge $\{g_i\}$ so beschaffen war, daß jedes Element f des H.-R.es durch eine Linearkombination von Elementen aus $\{g_i\}$ in dem Sinne beliebig genau approximiert werden kann, daß $\|f - e_n\|$ beliebig klein gemacht werden kann, so ist das durch das Schmidtsche Verfahren gewonnene Orthogonalsystem vollständig.

Auf $\mathfrak{H}$ ist ein *Operator* als eine Abbildung von $\mathfrak{H}$ auf sich selbst definiert, d. h. als eine Vorschrift, die einem Element f von $\mathfrak{H}$ ein anderes Element $g = \hat{A}f$ desselben H.-R.es zuordnet (→ Operator, → Funktionalanalysis).

Die Theorie von Hilbert-Räumen spielt in der Quantenmechanik eine große Rolle, da die quantenmechanischen Zustände durch Ele-

mente eines H.-R.es, physikalische Größen durch Operatoren in diesem H.-R. und Übergangswahrscheinlichkeiten von einem Zustand zu einem anderen durch das Skalarprodukt der entsprechenden Elemente des H.-R.es gegeben sind.

Lit. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl V (dtsch Berlin 1962); Achieser u. Glasmann: Theorie der linearen Operatoren im Hilbert-Raum (dtsch 4. Aufl. Berlin 1965).

Hilfsbrücke, eine von Wagner angegebene Schaltung, mit der bei Wechselstrommeßbrücken (→ Meßbrücke) der Indikator auf Erdpotential gebracht werden kann, obwohl gleichzeitig die die Meßbrücke speisende Spannungsquelle geerdet ist.

Hilsch-Pohl-Formel, → Exziton.

Himmel, durch optische Vorgänge in der Atmosphäre hervorgerufene Vorstellung eines geschlossenen Raumes um die Erde. Da durch eine optische Täuschung horizontale Abstände größer empfunden werden als vertikale, erscheint der H. als elliptisches Gewölbe. Bei Tage leuchtet er wegen der Rayleigh-Streuung des Sonnenlichtes an Luftmolekülen blau, → Himmelsstrahlung. Die durchgelassenen längeren Wellenlängen λ rufen bei flachem Einfall des Sonnenlichts das *Morgenrot* bzw. *Abendrot* hervor. Die Streuung an gröberen Teilchen ist weniger stark von der Wellenlänge abhängig. Bei Nebel oder Staub ist das Himmelslicht daher weißlich. Nach dem *Tyndall-Effekt* ist es polarisiert; die Polarisation fehlt sowohl in der Nähe des zur Sonne diametralen Punktes als auch in zwei neutralen Punkten in 10° bis 25° Abstand über und unter der Sonne. Bei Nacht erscheint der H. nicht schwarz; eine Helligkeit entsprechend etwa 2 bis 4 Sternen je Quadratgrad der Größe 5^m entsteht durch direktes oder gestreutes Sternlicht, durch Zodiakallicht, Polarlicht oder gestreutes Erdlicht. Das Eigenleuchten der Atmosphäre entsteht durch Rekombination ionisierter oder dissoziierter Teilchen und hängt von der Sonnenaktivität und von Einbrüchen interplanetaren Staubs ab. Die Abschwächung der Lichtintensität durch Absorption, Streuung und Beugung wird Extinktion genannt; sie ist verschieden für verschiedene Spektralbereiche. Die Beschränkung der terrestrischen Beobachtungen auf den optischen Bereich und den Radiofrequenzbereich sucht man durch Beobachtungen von Ballonen, Raketen und Raumsonden aus zu überwinden, → Astronomie. In der Astrometrie denkt man sich den H. als Kugel, auf deren Innenfläche die astronomischen Koordinaten eines Gestirns durch Winkelpaare festgelegt werden.

Himmelsblau, → Himmelsstrahlung.

Himmelskunde, svw. Astronomie.

Himmelslicht, → Himmelsstrahlung.

Himmelslichtpolarisation, → Polarisation des Himmelslichtes.

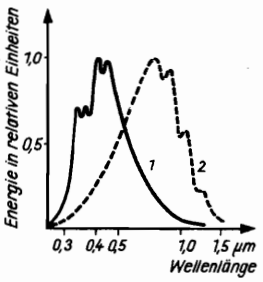
Himmelsmechanik, Gebiet der Astronomie, in dem die Bewegungen untersucht werden, die die Himmelskörper unter dem alleinigen Einfluß der Massenanziehung anderer Körper ausführen können. Der einfachste Fall ist das → *Zweikörperproblem*. Es läßt sich streng lösen, wenn beide Körper eine kugelsymmetrische Dichteverteilung im Inneren besitzen oder wenn ihr gegenseitiger Abstand wesentlich größer als ihr Durchmesser ist. Bei vorgegebenem Ort und vorgegebener Geschwindigkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt läßt sich der Ort und die Geschwindigkeit beider Körper für jeden anderen Zeitpunkt berechnen. Die Bahnen sind Kegelschnitte, in deren einem Brennpunkt sich der eine der beiden Körper befindet (*Kepler-Bahnen*). Die → Kepler-Gesetze beschreiben einen Spezialfall des Zweikörperproblems.

Das → *Dreikörperproblem*, bei dem der Bewegungsablauf dreier unabhängiger, nur unter der Wirkung der gegenseitigen Massenanziehung stehender Körper untersucht wird, ist im Gegensatz dazu im allgemeinen nicht streng lösbar. Es ist selbst dann nicht allgemein lösbar, wenn starke Vereinfachungen vorgenommen werden, z. B. in folgendem Fall: Zwei Körper bewegen sich auf Kreisbahnen in einer gemeinsamen Bahnebene mit dem dritten Körper, der gegenüber den beiden anderen eine verschwindend kleine Masse hat. Nur in einigen ganz speziellen Fällen existieren strenge Lösungen, z. B. dann, wenn sich der dritte Körper mit verschwindend kleiner Masse in der Nähe des einen Eckpunktes eines gleichseitigen Dreieckes befindet, in dessen anderen beiden die Hauptkörper stehen. Im Sonnensystem ist dies durch Sonne, Jupiter und die Planetoiden der Trojanergruppe realisiert. Entsprechend unlösbar ist das *Mehrkörperproblem* oder → *n-Körperproblem*.

Innerhalb des Sonnensystems kann die Bewegung eines Himmelskörpers um die Sonne nur in erster Näherung als Zweikörperproblem betrachtet werden. Im strengen Sinne handelt es sich immer um ein Mehrkörperproblem, da die Planeten die Bewegung z. B. eines Kometen oder eines anderen Planeten um die Sonne stören. Die gegenseitigen Einflüsse der Planeten sind aber gering, da ihre Masse im Verhältnis zu der der Sonne klein und ihre gegenseitigen Entfernungen groß sind. Dennoch gelang es z. B., aus den Störungen der Bahn des Planeten Uranus auf das Vorhandensein eines bis dahin noch unbekannten anderen Planeten, des Neptun, zu schließen und dessen Bahn zu berechnen. Die von den Planeten verursachten Störungen der Kometenbahnen und der Bahnen von Planetoiden können dagegen beträchtlich sein.

Himmelsstrahlung, die vom Himmel kommende Strahlung ohne die direkte → Sonnenstrahlung. Die kurzwellige H. mit Wellenlängen $\lambda < 3\ \mu m$ besteht am Tage aus der in der Atmosphäre gestreuten und an Wolken reflektierten Sonnenstrahlung, nachts setzt sie sich aus direktem und gestreutem Sternlicht, Polarlicht, Zodiakallicht und gestreutem Erdlicht zusammen. Die langwellige H. mit $\lambda > 3\ \mu m$ ist die Temperaturstrahlung der absorbierenden atmosphärischen Bestandteile und in geringem Grade Reflexstrahlung. Die langwellige H. ist ständig vorhanden und wird *Gegenstrahlung* genannt. Die Gegenstrahlung wird vor allem vom Wasserdampf und vom Kohlendioxid in der Atmosphäre sowie von den Wolken- und Dunstschichten ausgesandt, → Glashausprinzip, → Strahlungsprozesse in der Atmosphäre. Die auf eine horizontale Fläche auffallende Sonnenstrahlung und die kurzwellige H. bezeichnet man als → Globalstrahlung.

Das *Himmelslicht* ist der sichtbare Teil der H. Himmelsfarbe und Helligkeitsverteilung der H. am Himmel sind, da die kurzwellige H. gestreute Sonnenstrahlung ist, aus Ergebnissen der Streutheorien ableitbar. Die Moleküle der atmosphärischen Gase sind klein im Vergleich zur Lichtwellenlänge, während Dunst-, Staub- und andere in der Atmosphäre vorhandene Partikeln (Aerosolpartikeln) vergleichbar oder größer als die Wellenlänge des Lichtes sind. Daher hat für Luftmoleküle die Rayleigh-Theorie, für Aerosolpartikeln die Mie-Theorie Gültigkeit. An im Verhältnis zur Lichtwellenlänge kleinen Teilchen ist die Streuung proportional λ^{-4}; für Teilchen, die größer als die Lichtwellenlänge sind oder vergleichbare Größen haben, ist die Streuung proportional λ^{-b} ($b < 4$). Deshalb ist die Himmelsfarbe des reinen Himmels blau, die des getrübten Himmels (→ Schwankungserscheinungen) weniger blau bis weißlich. In Abb. 1 sind die Spektren der H. dargestellt.



1 Spektrum der Himmelsstrahlung für wolkenlosen Himmel (1) und bedeckten Himmel (2)

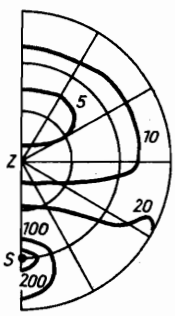
Am hellsten ist der Himmel wegen des Mie-Effekts in Sonnennähe, am dunkelsten in 90°-Winkelabstand von der Sonne (Abb. 2).

Die H. ist wie alle Streustrahlung teilweise polarisiert, → Polarisation des Himmelslichtes.

HIRAN, → Entfernungsmessung.

Hittorfscher Dunkelraum, → Dunkelräume.

Hitzdrahtinstrument, 1) ein elektrisches Meßinstrument, das als Strommesser für Gleichstrom und Wechselstrom benutzt wird. Durch die Stromwärme dehnt sich ein feiner Metalldraht aus Platin-Iridium oder Wolfram aus, dessen Verlängerung mit Hilfe eines durch eine Feder gespannten Fadens auf einen Zeiger übertragen wird. H.e wurden besonders in der Hochfrequenztechnik angewendet, da man den sich erwärmenden Leiter leicht als Hohlleiter mit bandförmig zerteilter Oberfläche ausführen kann, wodurch sich der Skin-Effekt verringert. In neuerer Zeit werden die H.e durch die empfindlicheren → Drehspulinstrumente mit → Thermoumformern verdrängt.



2 Helligkeitsverteilung der Himmelsstrahlung am wolkenlosen Himmel in 10^3 cd/m². *S* Sonne, *Z* Zenit

2) ein Meßgerät zur Messung nicht elektrischer Größen. Es ist im Prinzip wie das unter 1) angeführte H. aufgebaut, wird jedoch mit einem konstanten Strom betrieben. Da die sich einstellende Temperatur des Drahtes und damit auch die Ausdehnung bei konstanter Heizleistung von der Wärmeabfuhr abhängt, können damit solche die Wärmeabfuhr beeinflussenden Größen wie Strömungsgeschwindigkeiten, Durchflußmengen und Drücke von Gasen gemessen werden (Hitzdrahtanemometer, Hitzdrahtdurchflußmesser, Hitzdrahtmanometer, Hitzdrahtvakuummeter).

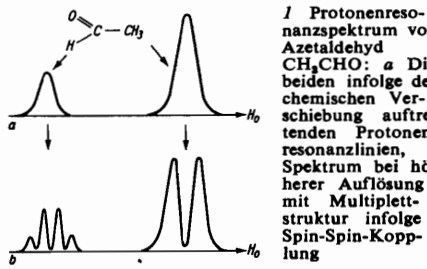
hkl, → Indizes.

H^--Kontinuum, → kontinuierliche Atomspektren.

hochauflösende Kernresonanz, Teilgebiet der → magnetischen Kernresonanz, das sich speziell mit der Untersuchung flüssiger Proben beschäftigt. Die h. K. ermöglicht vor allem, Aussagen über die Struktur von organischen Molekülen, Polymeren und über kinetische Prozesse (chemische Reaktionen) zu gewinnen. Der überwiegende Teil der Untersuchungen wird an ^{1}H-Kernen vorgenommen (*Protonenresonanz*), weiterhin z. B. an Kernen von ^{13}C, ^{14}N, ^{19}F und ^{31}P. Die h. K. benötigt flüssige Proben, da nur in Flüssigkeiten die direkte Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Kernen der Probe durch inter- und intramolekulare Bewegung ausgemittelt wird. Die Folge sind lange Relaxationszeiten und damit sehr schmale Absorptionslinien.

In den Spektren der h.n K. treten folgende charakteristische Phänomene auf:

1) *Chemische Verschiebung* (chemical shift). Die Kerne werden durch die sie umgebende Elektronenhülle abgeschirmt. Dadurch ist das am Kernort wirkende Magnetfeld H' kleiner als das von außen an die Probe gelegte Feld H_0: $H' = (1 - \sigma) H_0$. Hierbei ist σ die Abschirmkonstante. Gleiche Atomkerne, die sich in unterschiedlicher chemischer Umgebung befinden, werden daher verschieden stark abgeschirmt und haben somit unterschiedliche Resonanzfrequenzen. Die Zahl der Resonanzlinien, die infolge der chemischen Verschiebung auftreten, ergibt sich also daraus, wie viele Atomkerne in chemisch unterschiedlicher Umgebung vorliegen. So findet man z. B. beim Azetaldehyd CH_3CHO zwei Arten von H-Atomen (CH_3-Gruppe, CHO-Gruppe) und dementsprechend zwei Protonenresonanzlinien (Abb. 1a). Die Intensitäten der

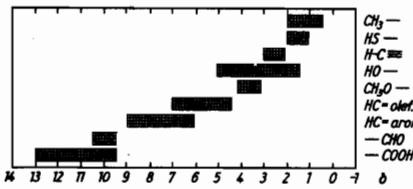


1 Protonenresonanzspektrum von Azetaldehyd CH_3CHO: *a* Die beiden infolge der chemischen Verschiebung auftretenden Protonenresonanzlinien, *b* Spektrum bei höherer Auflösung mit Multiplettstruktur infolge Spin-Spin-Kopplung

Linien verhalten sich wie die Zahl der Kerne, die zu ihnen beitragen, beim Azetaldehyd also wie 3 : 1.

Die Lage der Resonanzlinien relativ zur Resonanzlinie einer Standardsubstanz, für die meist Tetramethylsilan $(CH_3)_4Si$ benutzt wird, wird durch die chemische Verschiebung δ angegeben, die charakteristisch für die nähere Umgebung ist, also für die Atomgruppe, in der sich der Kern befindet: $\delta = (\nu - \nu_s)/\nu_s$. Hierbei ist ν die Frequenz, bei der die Resonanz beobachtet wird, ν_s ist die Frequenz, bei der die Resonanz der Standardprobe bei gleichem äußerem Magnetfeld auftritt. δ liegt für Protonenresonanzen größenordnungsmäßig bei 10^{-5} bis 10^{-6}. Es ist üblich, die chemische Verschiebung δ in Ein-

heiten von 10^{-6} anzugeben und dafür ppm (parts per million) zu schreiben. Die chemischen Verschiebungen der Protonenresonanz einiger typischer Gruppen sind in Abb. 2 angegeben.



2 Chemische Verschiebung der Protonenresonanz einiger Gruppen

2) *Indirekte Spin-Spin-Kopplung.* Die durch chemische Verschiebung entstehenden Kernresonanzlinien sind oftmals noch weiter aufgespalten. Statt einer einzelnen Linie wird ein Multiplett beobachtet. Diese Erscheinung entsteht durch eine Kopplung zwischen zwei Kernspins $\vec{I}$ und $\vec{I}'$. Die Wechselwirkung erfolgt nicht direkt, sondern vielmehr durch Vermittlung der Elektronen. Beide Kerne stehen mit dem Valenzelektronenspin des eigenen Atoms in Wechselwirkung. Infolge der Austauschwechselwirkung zwischen beiden Elektronenspins über eine oder mehrere Bindungen hinweg kommt es zur Kopplung zwischen beiden betrachteten Kernen, die zur Linienaufspaltung führt (Abb. 1 b).

Diese Aufspaltung liefert Informationen über die Atomanordnung im Molekül. Je größer die Zahl der Bindungen ist, über die die Kopplung erfolgt, um so kleiner ist die Kopplungskonstante J in der Wechselwirkungsenergie $J \cdot \vec{I}\vec{I}'$ zwischen beiden Kernspins. Die Kopplungskonstanten sind — ebenso wie die chemischen Verschiebungen — charakteristisch für bestimmte Gruppen im Molekül und weitgehend unabhängig von anderen Gruppen, die sich im Molekül befinden.

Spin-Spin-Kopplungskonstanten J/h in Hz (nach Suhr):

H–C–H	10···20	H H	
H–C–C–H	2···10	\ /	
H–C–C–C–H	0··· 2	C=C	6···14
		^{13}C–H	120···250

Die Multiplettaufspaltung kann von der chemischen Verschiebung experimentell unterschieden werden, da sie im Gegensatz zu dieser unabhängig von der Stärke des äußeren Magnetfeldes ist.

Bei hochauflösenden Kernresonanzspektrometern müssen hohe Anforderungen an die Konstanz und Homogenität des Magnetfeldes und die Stabilität des Hochfrequenz-Nachweissystems gestellt werden. Moderne Geräte arbeiten bei Frequenzen von über 200 MHz. Die benötigten Feldstärken von 50 bis 60 kG können nur noch durch supraleitende Magnete erzeugt werden.

Lit. Suhr: Anwendungen der kernmagnetischen Resonanz in der organischen Chemie (Berlin, Heidelberg, New York 1965).

Hochdruck, eine Sammelbezeichnung für Drücke von Flüssigkeiten, Gasen und Dämpfen von 10^7 N/m² Überdruck an aufwärts.

Hochdruckchemie, im weitesten Sinne die Gesamtheit der chemischen Verfahren und Apparate, die mit höherem als Atmosphärendruck arbeiten. Im engeren Sinne versteht man darunter die Höchstdruckverfahren, die bei Drükken über 10^8 N/m² arbeiten, und die Hochdruckverfahren, die bei Drücken zwischen $5 \cdot 10^6$ und 10^8 N/m² ablaufen im Unterschied zu den Mitteldruck- ($1 \cdot 10^6$ bis $5 \cdot 10^6$ N/m²) und Niederdruckverfahren ($1 \cdot 10^5$ bis $1 \cdot 10^6$ N/m²).

Die chemische Technik nützt die Tatsache, daß viele chemische Reaktionen unter erhöhtem Druck leichter und wirtschaftlicher verlaufen und in einigen Fällen überhaupt erst möglich werden, etwa seit der Jahrhundertwende. Oft sind damit erhöhte Temperaturen und hohe Anforderungen an die chemische Beständigkeit der drucktragenden Wände verbunden. Man verwendet deshalb besonders dafür konstruierte Druckapparate. Die moderne H. beginnt mit der großtechnischen Durchführung der Ammoniaksynthese nach Haber und Bosch, ihre Arbeitstechnik wurde weiterentwickelt in der Methanolsynthese, in der katalytischen Druckhydrierung, in der Hydratisierung von Äthylen und Propylen, in der Synthese von Neohexon und Methylamin, von Harnstoff und Ameisensäure, in der Herstellung von Eisen- und Nickelkarbonyl, in der Polymerisation von Äthylen u. a. Dabei werden Temperaturen von etwa 600 °C bei Drücken bis zu $7 \cdot 10^7$ N/m² angewendet. In neuerer Zeit ist es gelungen, zahlreiche chemische Reaktionen durchzuführen, die bei normalem Druck nicht ablaufen, und umgekehrt Reaktionen zu hemmen. Bei 45 $\cdot 10^8$ N/m² und 800 °C kann man z. B. in Gegenwart von CO und H_2S Ammoniak mit 97%iger Ausbeute synthetisieren; aus Stickstoff, Sauerstoff und Kalziumoxid wurde bei $13 \cdot 10^8$ N/m² und 800 °C Kalziumnitrat dargestellt. Dagegen löst sich Zink, das ein Standardpotential von −0,760 V besitzt, oberhalb $8{,}9 \cdot 10^8$ N/m² nicht mehr in Schwefelsäure auf. Ähnlich ist folgendes Beispiel: Quarz (SiO_2) löst sich leicht in Flußsäure nach $4\,HF + SiO_2 \rightarrow 2\,H_2O + SiF_4$. Eine SiO_2-Hochdruckmodifikation, Coesit ($35 \cdot 10^8$ N/m², 300 °C), wird kaum noch angegriffen, und eine weitere, ebenfalls bei Druckentlastung metastabile Modifikation, Stischiovit ($160 \cdot 10^8$ N/m², 1200 °C), ist bis zu 400 °C resistent gegen Flußsäure. Der Verlauf der angeführten chemischen Hochdruckprozesse wird im wesentlichen durch den Druck, die Temperatur und den Katalysator bestimmt. Die Wirkung des Hochdrucks ist in den einzelnen chemischen Prozessen verschieden. Verläuft eine Reaktion bei Beteiligung einer oder mehrerer gasförmiger Komponenten unter einer Verringerung des Volumens, so erhöht der Druck die Ausbeute am Endprodukt. Das trifft z. B. für die Ammoniaksynthese zu, bei der aus drei Volumenteilen Wasserstoff und einem Volumenteil Stickstoff nur zwei Volumenteile Ammoniak entstehen. Hierzu zählen aber auch Reaktionen gasförmiger Stoffe mit flüssigen Stoffen, wie die Hydrierung in flüssiger Phase, die Oxydation einer Reihe von Verbindungen durch den Luftsauerstoff u. a. sowie Reaktionen gasförmiger Stoffe mit festen Stoffen, wie die Synthese von Karbonylen verschiedener Metalle.

Wenn eine Reaktion unter Beteiligung einer oder mehrerer Komponenten in flüssiger Phase

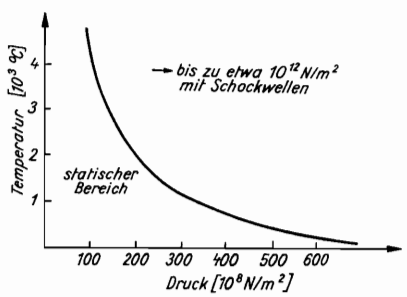
vor sich geht, so kann durch eine Druckerhöhung die Reaktionstemperatur bis zur kritischen Temperatur des flüssigen Stoffes gesteigert und dadurch indirekt die Reaktionsgeschwindigkeit erhöht werden. Das ist besonders in chemischen Prozessen zwischen organischen und anorganischen Stoffen von Bedeutung, die dann bei Temperaturen oberhalb ihres Siedepunktes bei normalem Druck noch flüssig sind, z. B. in der Harnstoffsynthese, bei Verseifungsprozessen und bei Aminierungsprozessen organischer Chlorderivate. Diese Methode der Siedepunktserhöhung wird auch beim Druckwasserreaktor benutzt, den das Kühlwasser bei einem Druck von $14 \cdot 10^6$ N/m² mit 283 °C verläßt (→ Reaktor 4.1).

Hochdruckdampf, hochgespannter Wasserdampf. Der Druckbereich, in dem man von H. spricht, läßt sich nicht angeben, da dieser wie die Bezeichnung „Hochdruck" nicht genau definiert und je nach Anwendungsgebiet verschieden ist. Bei Dampfheizungen beispielsweise wird schon von H. gesprochen, wenn einige Atmosphären Überdruck bestehen. Für → Dampfturbinen dagegen benutzt man aus wirtschaftlichen Gründen wesentlich höhere Drücke und Temperaturen. Die technische Entwicklung hat die Grenze von $3 \cdot 10^7$ N/m² und 600 °C bereits überschritten und versucht in das überkritische Gebiet vorzustoßen. Wasserdampf unter diesem extrem hohen Druck wird als *Höchstdruckdampf* bezeichnet.

Hochdruckentladung, elektrische Gasentladung, meist stromstarke Bogenentladung, die bei Drücken weit über einer Atmosphäre brennt. In ihr erfolgt die Ionisierung vorzugsweise auf thermischem Wege. Wegen der hohen Plasmatemperatur in der *Hochdrucksäule* ist ihre Lichtemission besonders stark und reicht bis weit in den ultravioletten Bereich des Spektrums.

Hochdruckgebiet, → Antizyklone.

Hochdruck-Hochtemperatur-Technik, die gleichzeitige Beherrschung hoher Drücke und hoher Temperaturen. Ein statisch hoher Druck kann bei extremen Temperaturen nur kurzzeitig realisiert werden, da bei hohen Temperaturen die Härte, Festigkeit, Plastizität und Zähigkeit metallischer Werkstoffe stark abnehmen. Nach längerer Betriebsdauer führt das Kriechen der Werkstoffe zu Strukturänderungen. Die Druckphase in Schockwellen, die durch Explosionen erzeugt werden, dauert nur etwa 10^{-6} s und ist deshalb für Stoffumwandlungsprozesse unter hohem Druck oft nicht geeignet. Die Abb. gibt einen Überblick über das erschlossene Druck-Temperatur-Gebiet.



Experimentell erschlossenes Druck-Temperatur-Gebiet

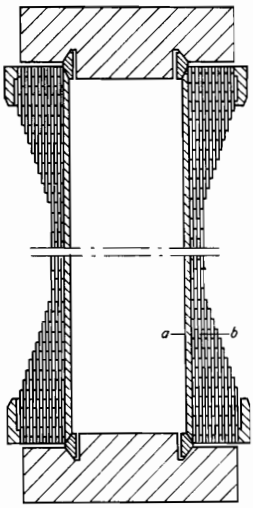
Eine entscheidende Entdeckung für dieLösung vieler Probleme der Hochdruckforschung war der Einsatz des Specksteins, eines wasserhaltigen Magnesiumsilikats $Mg_3(OH)_2(Si_4O_{10})$, und des Pyrophyllits, eines mineralischen Aluminiumhydrogentetrasilikats, zur elektrischen und thermischen Isolation sowie wegen der Fließeigenschaften dieser Stoffe als Dichtungsmaterial oder als druckübertragendes Medium. Mit Hilfe dieser Materialien können Temperaturen bis zu 2800 °C fast beliebig lange im Innern der Hochdruckkammer aufrechterhalten werden. Bei Drücken über $50 \cdot 10^8$ N/m² verliert Speckstein erst bei Temperaturen von 2800 °C seine plastisch-feste Beschaffenheit und damit seine Eignung als universelles Bauelement für Hochdruckkammern. Mit dieser neuen Technik waren die apparativen Voraussetzungen für die Synthese von Diamanten gegeben. Die → Diamantsynthese ist nur eine erste Anwendung der neuen *Höchstdruck-Höchsttemperatur-Technik*. Man wird weitere technisch interessante und bisher unbekannte Substanzformen auffinden, wie dies z. B. schon mit dem Coesit und dem Borazon geschehen ist.

Hochdrucklampe, Gasentladungslichtquelle, → Quecksilberdampflampe.

Hochdruckphysik, Gebiet der Physik, das sich mit den Zustandsbeziehungen, Umwandlungen und Eigenschaften der Stoffe im Bereich hoher und extrem hoher Drücke befaßt.

1) Druckerzeugung. Die Herstellung der hohen Drücke für physikalische Untersuchungen geschieht im allgemeinen statisch. Mit → Druckschrauben, → hydraulischen Pressen und → Ventildruckpressen lassen sich Flüssigkeitsdrücke bis etwa $5 \cdot 10^8$ N/m² erzielen. Zur Erzeugung von Drücken über $5 \cdot 10^8$ N/m² verwendet man → Druckwandler. Druckerzeuger für Gasdrücke sind die → Kompressoren. Dem erreichbaren Druck ist jedoch durch die Festigkeitseigenschaften der Hochdruckkolben und Zylinder eine natürliche Grenze gesetzt. Die Herstellung ausreichend widerstandsfähiger Behälter bereitete Schwierigkeiten. Ein mit dem Druck p belastetes Druckgefäß wird im Prinzip ähnlich wie ein Luftballon gedehnt. In jedem Volumenelement der drucktragenden Wand entstehen Tangential-, Radial- und Längsspannungen. Alle diese Spannungen überlagern sich und müssen im Gleichgewicht sein, wenn die Wand stabil bleiben soll. Die tangentiale Hauptbelastung und die Radialspannung liegen stets auf der Innenschicht der Wand. Übersteigen sie den zulässigen Wert, der durch Werkstoff- und Konstruktionskennziffern vorgegeben ist, so reißt das Rohr auch bei noch so großer Wanddicke von innen her schichtweise auf. Für das Arbeiten mit hohen Drücken müssen ausgesuchte Werkstoffe für den Bau der Apparatur bzw. einzelner Apparateteile zur Verfügung stehen, wie Carboloy und Widia, die bei gewöhnlichem Druck sehr spröde sind, aber oberhalb $2 \cdot 10^9$ N/m² plastisch verformbar werden. Außerdem hat sich eine mechanische Vorbehandlung fertiger Apparatestücke bewährt (Autofrettage). Schließlich kann die Festigkeit einer Hochdruckapparatur durch

einen negativen Vordruck wesentlich erhöht werden. Diese Krafteinwirkung von außen baut die Spannungsspitze an der inneren Schicht der drucktragenden Wand ab. Das geschieht durch das Prinzip der Schrumpfrohre und der bandgewickelten Druckgefäße. Um eine gleichmäßige Verteilung der Spannung innerhalb der Gefäßwand zu erreichen, wird sie aus einzelnen übereinandergeschrumpften Blechschalen in Mehrlagenausführung hergestellt (Abb. 1). Die

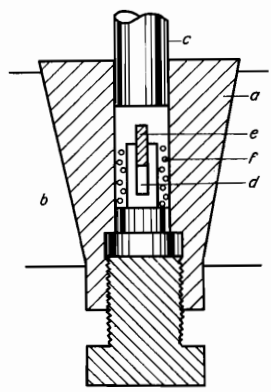


1 Hochdruckbehälter in Mehrlagenausführung. *a* gasdichtes Kernrohr, *b* aufgewikkelte Profilbänder

natürlichen Grenzen dieses Verfahrens werden erreicht, wenn der negative Vordruck der inneren Schrumpfschicht das Kernrohr im unbelasteten Zustand zusammenbrechen läßt. Der technisch zur Verfügung stehende Druckbereich war danach auf maximal etwa $20 \cdot 10^8$ N/m² begrenzt. Erst durch die Weiterentwicklung der *Hochdrucktechnik* konnte diese Druckschranke überwunden werden. Der amerikanische Physiker und Nobelpreisträger P. W. Bridgman paßte die äußere Schrumpfspannung kontinuierlich dem jeweiligen Innendruck an, indem er das Druckgefäß a konisch gestaltete (Abb. 2) und so in einem konischen Gegenlager b anordnete, daß es beim hydraulischen Einpressen des Druckkolbens c in dieses gepreßt wird. Das Druckgefäß a erhält einen durch die Steigung des Konus bestimmten Außendruck, der mit ansteigendem Innendruck immer mehr anwächst. Bei Druckentlastung hebt sich das Druckgefäß wegen seiner polierten Außenwand bei geeigneter Schmierung automatisch wieder aus dem Gegenlager heraus. Als zweiten Kunstgriff benutzte Bridgman die Erhöhung der Festigkeit der Werkstoffe bei allseitig wirkendem Druck. Beispielsweise erhöht sich die Festigkeit von Carboloy unter hohem Druck auf das Zwei- bis Dreifache des normalen Wertes. Dies nutzte Bridgman dadurch aus, daß er zwei Hochdruckapparaturen nach dem Kaskadenprinzip ineinanderschachtelte (Abb. 3).

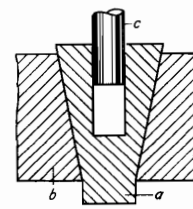
Die Apparaturen zur Erzeugung von Hochdruck wurden in den letzten Jahren laufend vervollkommnet. Besondere Impulse kamen dabei von den Experimenten zur → Diamantsynthese. Man hat mit solchen Anlagen bisher Drücke von etwa $500 \cdot 10^8$ N/m² bei 25 °C über mehrere Stunden erreichen können. Durch Explosionsschocks von $30 \cdot 10^8$ N/m² ist es gelungen, aus spektrographisch reinem Graphit winzige Diamanten zu erzeugen. Bei den physikalischen Messungen werden die eigentlichen Meßgrößen im Hochdruckraum meist in elektrisch meßbare Größen (Spannung, Widerstand, Kapazität) umgewandelt, durch elektrische Durchführungen nach außen geleitet und dort gemessen. Dieses Herausführen elektrischer Leitungen ist das schwierigste Problem der Hochdrucktechnik und wird heute unter Verwendung von Kunstharzen (Araldit-, Epoxidharz) gelöst. Die gleichzeitige Beherrschung hoher Drücke und hoher Temperaturen bereitet in der Hochdrucktechnik jedoch große Schwierigkeiten, da bei hohen Temperaturen sich Strukturänderungen der Werkstoffe bemerkbar machen. Mit diesen Problemen beschäftigt sich die → Hochdruck-Hochtemperatur-Technik. Die höchsten Drücke wurden durch dynamische Methoden der Druckerzeugung erreicht.

2) Druckmessung. Nach anfänglich großen Schwierigkeiten ist es jetzt möglich, Drücke bis $30 \cdot 10^8$ N/m² einwandfrei und sicher zu messen. Man verwendet dazu sekundäre Manometer, die im allgemeinen die elastische Deformation eines metallischen Meßelements sichtbar anzeigen. Die Genauigkeit der Anzeige liegt meist bei 1 %, kann aber in Spezialinstrumenten auf rund 0,2 % gebracht werden. Für die Druckmessung benutzt man Bourdon- und Schneckenrohre, Druckmeßdosen, Druckwaagen, Ringfeder-, Kolbenmanometer und gewichtsbelastete Kolben. Am meisten verbreitet sind in der Technik und in der experimentellen Praxis die Röhrenfeder- oder Bourdonfedermanometer. Die Meßgenauigkeit industriell hergestellter Geräte beträgt 1 bis 2 %, ist aber für Drücke größer als



3 Prinzip der ineinandergeschachtelten Apparaturen für den Druckbereich von $100 \cdot 10^8$ N/m². *a* Druckgefäß mit konischer Außenwand, *b* konischer Mantel, *c* Kolben der $30 \cdot 10^8$ N/m²-Apparatur (Durchmesser 12,7 mm), *d* Höchstdruckgefäß, *e* Höchstdruckkolben (Durchmesser 1,5 mm), *f* Isopentan- und Wismutfüllung

$10 \cdot 10^8$ N/m² wegen stärkerer Hystereseerscheinungen erheblich herabgesetzt. Im Labor wurden Bourdonfedermanometer bis $13 \cdot 10^8$ N/m² erprobt. Kolbenmanometer oder Druckwaagen werden wegen ihrer Fehlergrenze von kleiner 1 % vor allem für Eichzwecke im Druckbereich von 3 bis $5 \cdot 10^8$ N/m² verwendet. Bridgman hat diesen Bereich bis $12 \cdot 10^8$ N/m² erweitert. Für schnelle veränderliche Drücke werden Halbleiterzellen oder piezoelektrische Druckmesser



2 Prinzip der konischen Wand der Bridgman-Apparatur für $50 \cdot 10^8$ N/m². *a* Druckgefäß mit konischer Außenwand, *b* konisches Lager, *c* hydraulisch betriebener Höchstdruckkolben

verwendet. Auch die Druckabhängigkeit des elektrischen Widerstandes wird häufig ausgenutzt, sie beträgt je nach Material 1 bis 3% bei $10 \cdot 10^8$ N/m². Als Drahtmaterial werden Stoffe wie Manganin, Gold, Eisen, Quecksilber oder Blei eingesetzt, die einen verschwindenden Temperaturkoeffizienten und einen hohen Druckkoeffizienten ihres elektrischen Widerstandes haben. Bei mechanischer Spannungsfreiheit und guter Alterung sind die gemessenen Werte besser als 1% reproduzierbar. Die obere Druckgrenze bei industriell gefertigten Widerstandsmanometern liegt bei $15 \cdot 10^8$ N/m². Bridgman hat dieses Prinzip bis zu Drücken von $30 \cdot 10^8$ N/m² angewandt. Bei extrem hohen Drücken wird der Innendruck im Hochdruckteil des Druckübersetzers aus dem Verhältnis der Kolbenquerschnitte von Nieder- und Hochdruckteil unter Berücksichtigung der Reibung in den Kolbendichtungen (10 bis 20%) errechnet.

3) Temperaturmessung. Die Temperatur mißt man bis etwa 2500 °C im allgemeinen durch Thermoelemente, deren Thermokraftänderungen bis zu höchsten Drücken zuvor genauestens bestimmt werden müssen. Pt-Pt/Rh-Elemente reichen bis ungefähr 1500 °C, Ir-Ir/Rh-Elemente bis 1900 °C und W-Mo-Elemente bis etwa 2500 °C. Bei einigen Messungen macht man auch von der Druckabhängigkeit des Schmelzpunktes Gebrauch. So liegt der Schmelzpunkt des Rhodiums unter 10^5 N/m² bei 1970 °C, unter $60 \cdot 10^8$ N/m² bei 2280 °C und unter $100 \cdot 10^8$ N/m² bei 2375 °C.

4) Physikalische Untersuchungen bei hohen und extrem hohen Drücken. Für die Messung des Verhaltens der Stoffe im Hochdruckraum mußten besondere Verfahren entwickelt werden. Bei Hochdruckpressen z. B. kann man aus der Kolbenstellung auf die Kompressibilität des untersuchten Stoffes schließen. An reversiblen Sprüngen der Kolbenbewegung lassen sich Schmelzpunkte und polymorphe Umwandlungen erkennen. Besonders schwierig sind kalorimetrische Messungen wie die von Mol- oder Reaktionswärmen. Für IR- und Röntgenuntersuchungen, Dielektrizitäts- und Viskositätsmessungen, zur Untersuchung der Supraleitung, der Refraktion, der Phosphoreszenz und anderer druckabhängiger Erscheinungen wurden spezielle Apparaturen entwickelt. Die Anwendung hoher Drücke hat auf vielen Gebieten der Physik neue Erkenntnisse erbracht und zur Herausbildung eines neuen Wissenschaftsgebietes, der *Hochdruckforschung*, geführt.

Beispiele: A) Die Änderung der freien Energie mit wachsendem Druck bei konstanter Temperatur ist bei sehr hoch verdichteten Gasen, insbesondere aber bei Flüssigkeiten und Festkörpern wegen ihrer kleinen Kompressibilität relativ gering. Erst Drücke von einigen 10 oder $100 \cdot 10^8$ N/m² führen zu Änderungen der freien Energie von nur wenigen kcal/mol. Die Energien der chemischen Bindungen liegen aber im Bereich von 10 bis 100 kcal/mol, d. h., man muß noch wesentlich höhere Drücke aufwenden, um Bindungsänderungen zu erreichen. Derartig hohe Verdichtungen führen stets zu Strukturänderungen in der Elektronenhülle der Elemente bis zum „elektronischen Zusammenbruch" bei extrem hohen Drücken und damit Phasenumwandlungen, zur Polymerisation, zur Änderung der Viskosität, der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit usw. von Stoffen. Ein charakteristisches Beispiel für die Bindungsänderung durch Druck bei nichtmetallischen Elementen ist der irreversible Übergang des weißen Phosphors in die schwarze Modifikation, die sich bei weiterer Drucksteigerung in ein dem Arsen ähnliches Halbmetall umwandelt. Auch in typisch organischen Substanzen gehen die homöopolaren Bindungen unter Druck in metallische über. Bei den Untersuchungen über das Verhalten der Materie unter hohem und extrem hohem Druck konnten vor allem für Gase über die van-der-Waalssche Gleichung hinaus exaktere → Zustandsgleichungen aufgestellt und die Konstanten mit teilweise sehr hoher Genauigkeit ermittelt werden. Damit ließen sich viele wichtige thermodynamische Größen und Funktionen wie Entropie, freie Energie, freie Enthalpie, Molwärmen und chemische Gleichgewichtskonstanten in Abhängigkeit von Druck und Temperatur berechnen.

B) Elektronischer Zusammenbruch: Die individuellen Eigenschaften der Gase prägen sich im hochverdichteten Zustand besonders stark aus. Zwischen 2 und $3 \cdot 10^8$ N/m², im Bereich des fluiden Zustandes, ist die Änderung der Dichte und der anderen Stoffeigenschaften sehr groß. In Stickstoff bei einem Druck von $15 \cdot 10^8$ N/m² ist der durchschnittliche Molekülabstand gleich dem Moleküldurchmesser bei Normaldruck. Die Dichten können doppelt so groß werden wie beim Normaldruck am absoluten Nullpunkt. Bei so hohen Dichten werden die Moleküle selbst deformiert. An Zäsium, das bereits im dichtestmöglichen Kristallgitter vorlag, wurde bei $45 \cdot 10^8$ N/m² eine Änderung der Atomstruktur nachgewiesen. Es wird angenommen, daß das Valenzelektron in die nicht voll besetzte 5d-Schale gedrückt wird. Ein ähnliches Verhalten wurde auch beim Zer gefunden und beim Eisen vermutet, da sich bei seismischen Untersuchungen in sehr großen Erdtiefen eine deutliche Diskontinuität zeigte. Auch hier wird wahrscheinlich bei einem Druck von über 10^{11} N/m² im Eisen ein Elektron in die nicht vollbesetzte 3d-Schale gedrückt. Noch größere Drücke haben nicht nur einen Einfluß auf die Valenzelektronen, sie zerstören die gesamte Elektronenhülle der Atome. Die Materie liegt dann in einem plasmaähnlichen Zustand vor, bestehend aus einem „Brei" von Kernen und Elektronen hoher Energie. Dieser elektronische Zusammenbruch bietet Möglichkeiten zur Schaffung neuer Stoffe. Die für derartige Kompressionen nötigen Drücke von weit über 10^{11} N/m² sind experimentell bisher nur für einige Mikrosekunden in Stoßwellen erreichbar, in der Natur aber verwirklicht. So herrscht z. B. im Mittelpunkt der Sonne ein Druck von $250 \cdot 10^{14}$ N/m².

C) Änderung der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit: Bei Drücken in der Größenordnung von 10^{10} N/m² ändert sich die elektrische Leitfähigkeit vieler Stoffe. Im allgemeinen nimmt die elektrische Leitfähigkeit mit steigendem Druck zu, da bei hohem Druck äußere Elektronen aus dem Atomverband abspringen

können und dann zur Leitfähigkeit beitragen. In Germanium und Indium sowie in mehreren ihrer Verbindungen treten im Druckbereich zwischen 80 und $280 \cdot 10^8$ N/m² Widerstandsverminderungen bis zu sieben Zehnerpotenzen auf. Der Druckkoeffizient des elektrischen Widerstandes ist etwa zehnmal größer als die Volumenkompressibilität. Die Druckabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit läßt sich nur schwer beobachten. Soweit experimentelle Ergebnisse vorliegen, kann mit den üblichen Einschränkungen das Wiedemann-Franzsche Gesetz als erfüllt angesehen werden.

D) Verhalten der Halbleiter: Durch hohen Druck läßt sich die Lage der Energiebänder in Halbleitern systematisch verschieben. Bei steigendem Druck werden die Energiedifferenzen zwischen dem Valenz- und Leitfähigkeitsband immer kleiner, schließlich überlagern sich die Bänder, und die Substanzen zeigen metallische Leitung. Deshalb weisen die meisten Halbleiter eine Abnahme des elektrischen Widerstandes um relativ große Beträge auf. Für p- und n-Germanium wurden der Widerstand sowie die Elektronen- und Löcherbeweglichkeit bis zu Drücken von $14 \cdot 10^8$ N/m² studiert und festgestellt, daß die Elektronenbeweglichkeit nichtlinear abnimmt, während die Löcherbeweglichkeit linear mit dem Druck ansteigt.

E) Änderung der Viskosität: Die Viskosität von verdünnten Gasen ist in weiten Grenzen druckunabhängig. Die Zähigkeit von Flüssigkeiten dagegen steigt exponentiell mit dem Druck an und ist stark von der Größe und der Form der Moleküle abhängig. Aus dem Viskositäts-Druckverhalten lassen sich Aussagen über den Nahordnungszustand der Flüssigkeiten gewinnen. Technisch wichtig ist das Viskositätsverhalten von Mineralölen. Ihre Viskosität ist bei $2 \cdot 10^8$ N/m² um Faktoren zwischen 20 und 20000 größer als bei Normaldruck. Unter einem Druck von $12 \cdot 10^8$ N/m² werden diese Öle glashart. In den Schmierspalten hochbelasteter Lager und Zahnradgetriebe treten Drücke von einigen 10^8 N/m² auf, so daß das Viskositäts-Druckverhalten neben dem Viskositäts-Temperaturverhalten mitbestimmend für die auftretende Reibung, für den Verschleiß und damit für die Lebensdauer der Maschine ist.

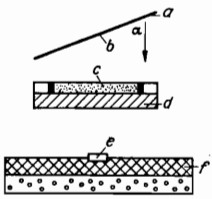
F) Änderung der Plastizität: Das Fließvermögen der Metalle steigt unter hohem Druck erheblich an. So läßt sich z. B. ein Stahlstab bei Zimmertemperatur mit einem Druck von $12 \cdot 10^8$ N/m² auf das mehrfache seiner ursprünglichen Länge dehnen. Bei einem Druck von $20 \cdot 10^8$ N/m² sind viele Metalle elastisch wie Kautschuk. In der Technik wird die Erhöhung der Plastizität von Metallen durch hohen Druck beim kalten Strangpressen spröder Materialien mit Hilfe einer komprimierten Flüssigkeit ausgenutzt. An Wismut, Magnesium und Messing konnte gezeigt werden, daß durch diese Bearbeitung daß Reißen der ausgepreßten Produkte vermieden wird.

G) Änderung der Kompressibilität und der Schmelztemperatur: Im Bereich kleiner Drücke bis etwa $5 \cdot 10^8$ N/m² haben Flüssigkeiten eine sehr große Kompressibilität, die mit steigendem Druck stark abnimmt und sich der der Festkörper annähert. Die Volumenkompression zwischen 0 und $5 \cdot 10^8$ N/m² ist dem Betrag nach ebenso groß wie die zwischen 5 und $50 \cdot 10^8$ N/m². Eine 1 m hohe Wassersäule wird bei einem Druck von $25 \cdot 10^8$ N/m² auf etwa 0,6 m zusammengedrückt. In großen Meerestiefen, in denen Drücke bis $1{,}2 \cdot 10^8$ N/m² herrschen, hat Wasser bereits eine wesentlich größere Dichte als an der Oberfläche. Die Kompressibilitäten verschiedener Festkörper können sich stark unterscheiden. So ist z. B. Zäsium 350mal kompressibler als Diamant. Vermutlich sind fester Wasserstoff und festes Helium noch kompressibler. Im Gegensatz zum Verhalten der Flüssigkeiten zeigt sich bei den Festkörpern eine bei allen Drücken gleichmäßige Abnahme der Kompressibilität mit dem Druck, da bei ihnen das Auffüllen des freien Raumes entfällt. Auch die Schmelztemperatur ist druckabhängig. In der Regel steigt die Schmelztemperatur mit dem Druck: Kalium schmilzt unter Atmosphärendruck bei 60 °C, bei einem Druck von 12 $\cdot 10^8$ N/m² dagegen bei 180 °C, Eis schmilzt bei einem Druck von $40 \cdot 10^8$ N/m² erst bei +220 °C. Wismut und Germanium dagegen haben im geschmolzenen Zustand eine höhere Dichte, daher sinkt hier der Schmelzpunkt mit wachsendem Druck.

H) Hydrothermale Lösungen: Von großer praktischer Bedeutung ist die Zunahme des Lösungsvermögens von Flüssigkeiten mit dem Druck. Untersuchungen bei Temperaturen bis 800 °C und Drücken bis $4 \cdot 10^8$ N/m² zeigten, daß Wasser ein ionogenes Lösungsmittel für Elektrolyte bleibt. Das Lösungsvermögen für Alkalihalogenide, einfache Hydroxine und Chloride ist beträchtlich. Lösungen, in denen Druck und Temperatur über den kritischen Daten liegen, werden hydrothermale Lösungen genannt. In ihnen lassen sich Kristalle aus sonst schwer löslichen Stoffen züchten, z. B. wurden Al_2O_3-Cr_2O_3-Mischkristalle aus hydrothermalen Lösungen gezogen.

Von großem technischem Interesse ist die Herstellung synthetischer Quarze bei 400 °C und $2{,}5 \cdot 10^8$ N/m² nach dem Hydrothermalverfahren. Die natürliche Wachstumszeit der Quarzkristalle wird hier von 3 Millionen Jahren auf nur wenige Tage herabgesetzt. Eine andere Quarzmodifikation, Coesit genannt, entsteht aus gleichen Teilen Natriummetasilikat und Diammoniumphosphat in einem 15stündigen Prozeß bei einem Druck von $35 \cdot 10^8$ N/m² und einer Temperatur von etwa 750 °C. Diese bei Druckentlastungen metastabile Modifikation hat eine extrem hohe Dichte von 3 g/cm³ und wird selbst von heißem Fluorwasserstoff nicht angegriffen. Der wegen seines guten dielektrischen Verhaltens und seiner guten Isolatoreigenschaften für die Elektroindustrie sehr wichtige Glimmer läßt sich ebenso wie das kubische Bornitrid, das Borazon, synthetisch herstellen.

I) Experimentelle Geochemie: Das Druck-Temperaturverhalten der Materie ist für die Geologie von außerordentlichem Interesse. Auf der tiefsten Stelle des Meeres herrscht ein Druck von etwa $1 \cdot 10^8$ N/m². In 30 km Tiefe, das entspricht etwa dem Erdmantel, beträgt der Druck bereits $10 \cdot 10^8$ N/m², während er im Mantelkern bei 2900 km Tiefe annähernd



4 Erzeugung von Schockwellen durch Explosion. *a* Zündstelle, *b* Zündmischung, *c* Sprengstoff, *d* Druckplatte, *e* Probe, *f* Amboß

$14 \cdot 10^{11}$ N/m² und im Erdzentrum etwa 36 $\cdot 10^{11}$ N/m² betragen dürfte. Die moderne Höchstdruck-Höchsttemperatur-Technik erschließt somit einen Weg zur experimentellen Geochemie.

Die *dynamische H.* ist eine für quantitative physikalische Messungen wenig geeignete dynamische Methode zur Untersuchung des Verhaltens der Materie bei extrem hohem Druck. Die Drücke werden durch Detonationen oder das Aufschlagen von Geschossen erzeugt. Schickt man Laserstrahlen durch eine Flüssigkeit, so rufen Stoßwellen Drücke bis 10^{11} N/m² hervor. Zur Erzeugung höchster Drücke benutzt man die Stoßwelle im Kopf einer Explosionswelle. Diese Drücke von maximal 10^{12} N/m² lassen sich allerdings nur für einige Mikrosekunden aufrechterhalten. Die Abb. zeigt eine Versuchsanordnung zum Erzeugen von Stoßwellen durch Detonation. Die Zündung des Explosivstoffes muß ganz synchron erfolgen, um eine gleichmäßige Ausdehnung der Stoßwelle zu gewährleisten. Deshalb ist der Initialzünder so angeordnet, daß sich die Wirkung in Richtung Explosivstoff zur Ausbreitung in der Zündmischung verhält wie $\cos \alpha : 1$. Die Stärke des Druckes kann durch geeignete Wahl des Explosivstoffes und der als Geschoß wirkenden Druckplatte variiert werden. Obwohl die mit dieser Methode erreichten Drücke erheblich höher liegen als in der statischen H., hat sie wegen der außerordentlich kurzen Dauer der Druckwirkung nur beschränkte wissenschaftliche Bedeutung. Die Bestimmung der Zustandsgrößen erfolgt hier mit den Methoden der Kurzzeitmeßtechnik. Die dynamisch erhaltenen Druck-Dichte-Beziehungen (Hugoniot-Kurven) der Stoffe unterscheiden sich von den statisch gemessenen, da das Material im Stoß nichtisentopisch aufgeheizt wird. Statische und dynamische Kurven lassen sich jedoch ineinander umrechnen. Zur Vermessung des Druckstoßes nutzt man die Tatsache aus, daß fast alle Dielektrika einen dynamischen Piezoeffekt zeigen und viele Isolatoren bei starker Druckbelastung halb- oder metallisch leitend werden.

Hochdruckplasma, Plasma einer Hochdruckentladung.

Hochdrucksäule, → Hochdruckentladung.

Hochdrucktechnik, → Hochdruckphysik.

Hochenergiephysik, Physik der Elementarteilchen. Die Bezeichnung H. hat sich eingebürgert, da zur Erforschung der Eigenschaften von Materie und Raum auf Abständen kleiner als 10^{-15} m (klassischer Elektronradius) hohe Energien benötigt werden. Die wichtigste physikalische Methode der H. ist die Untersuchung von Struktur und Wechselwirkung der Elementarteilchen. Um die für die Erzeugung der meisten Teilchen und für das Vordringen bis zu diesen kleinen Abständen notwendige Energie aufzubringen, werden stabile Elementarteilchen, z. B. Protonen und Elektronen, in großen Teilchenbeschleunigern beschleunigt. Die untere Energiegrenze der H. wird durch die Ungenauigkeitsrelation und durch die Ruhmasse der leichtesten Elementarteilchen bestimmt. Sie liegt bei 150 MeV. Die z. Z. durch künstliche Beschleunigung erreichbare obere Energiegrenze beträgt 76 GeV. Bis zu dieser Energie werden Protonen im Synchrotron des Instituts für Hochenergiephysik in Serpuchow bei Moskau beschleunigt. Die höchsten bisher in der kosmischen Strahlung beobachteten Teilchenenergien liegen bei 10^6 GeV; sie lassen sich wegen ihrer geringen Intensität jedoch nur ungenügend zu systematischen Untersuchungen benutzen. Diese werden fast ausschließlich an den Teilchenbeschleunigern ausgeführt. Durch Beschuß geeigneter Materialien (Targets) mit hochenergetischen Protonen (p) oder Elektronen (e) werden Sekundärteilchen, wie π- und K-Mesonen und γ-Strahlen, erzeugt, die als orientierte Strahlen für weitere Experimente zur Verfügung stehen, wegen ihrer geringen Lebensdauer aber selbst nicht beschleunigt werden können. Die Standardexperimente der H. sind die π-N-, K-N-, N-N-, p-N- und γ-N-Streuung, wobei alle bisher bekannten Elementarteilchen einschließlich der Resonanzen erzeugt wurden, ferner die e-N-Streuung, die besonders zur Aufdeckung der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen (N) führte.

Zum Nachweis hochenergetischer Elementarteilchen und zur Untersuchung ihrer Eigenschaften wird in der experimentellen H. eine Vielzahl komplizierter Geräte verwendet, die in der Abb. zusammengefaßt sind.

Die experimentellen Anlagen der H. (Beschleuniger, Nachweisgeräte und Targets) erfordern größten technischen Aufwand und äußerste Präzision. Die Auswertung von unter Umständen einigen 100000 Einzelprozessen wie auch die Steuerung der Nachweisgeräte und gegebenenfalls der Beschleuniger stellt extreme Anforderungen an die elektronische Datenverarbeitung. Arbeiten auf dem Gebiet der H. sind daher fast ausschließlich an große nationale und internationale Laboratorien und die Zusammenarbeit vieler Wissenschaftler und Techniker gebunden, wie in der UdSSR in Dubna und Serpuchow, in den USA in Berkeley, Brookhaven, Stanford und Batavia, in der Schweiz in Genf (CERN), in der BRD in Hamburg (DESY), ferner in Frankreich, England und Japan. Die DDR ist als Mitglied des → Vereinigten Instituts für Kernforschung (VIK) Dubna durch Arbeiten in Dubna und Serpuchow an der H. beteiligt. Der große Einsatz, mit dem die H. vorangetrieben wird, hat bereits zu beachtlichen Erfolgen in der Theorie der Elementarteilchen geführt (→ Quantenfeldtheorie, → analytische S-Matrix-Theorie, → unitäre Symmetrie). In vielen Experimenten wurde ein umfangreiches und außerordentlich interessantes experimentelles Material gesammelt (Verletzung der → Zeitumkehr, Verletzung der → Parität, → Wechselwirkung). Über diesen Rahmen hinaus hat die H. auf vielen technischen Gebieten Pionierleistungen gefördert, so in der EDV, in der HF-Technik, der Vakuum- und Tieftemperaturtechnik, der Supraleitfähigkeit zur Erzeugung hoher Magnetfelder für Blasenkammern, Teilchenbeschleuniger und polarisierte Targets; hinzu kommen zahlreiche medizinische und biologische Ergebnisse und Anwendungen.

Hochfrequenz, → Frequenz.

Hochfrequenzentladung, → Wechselstromentladung.

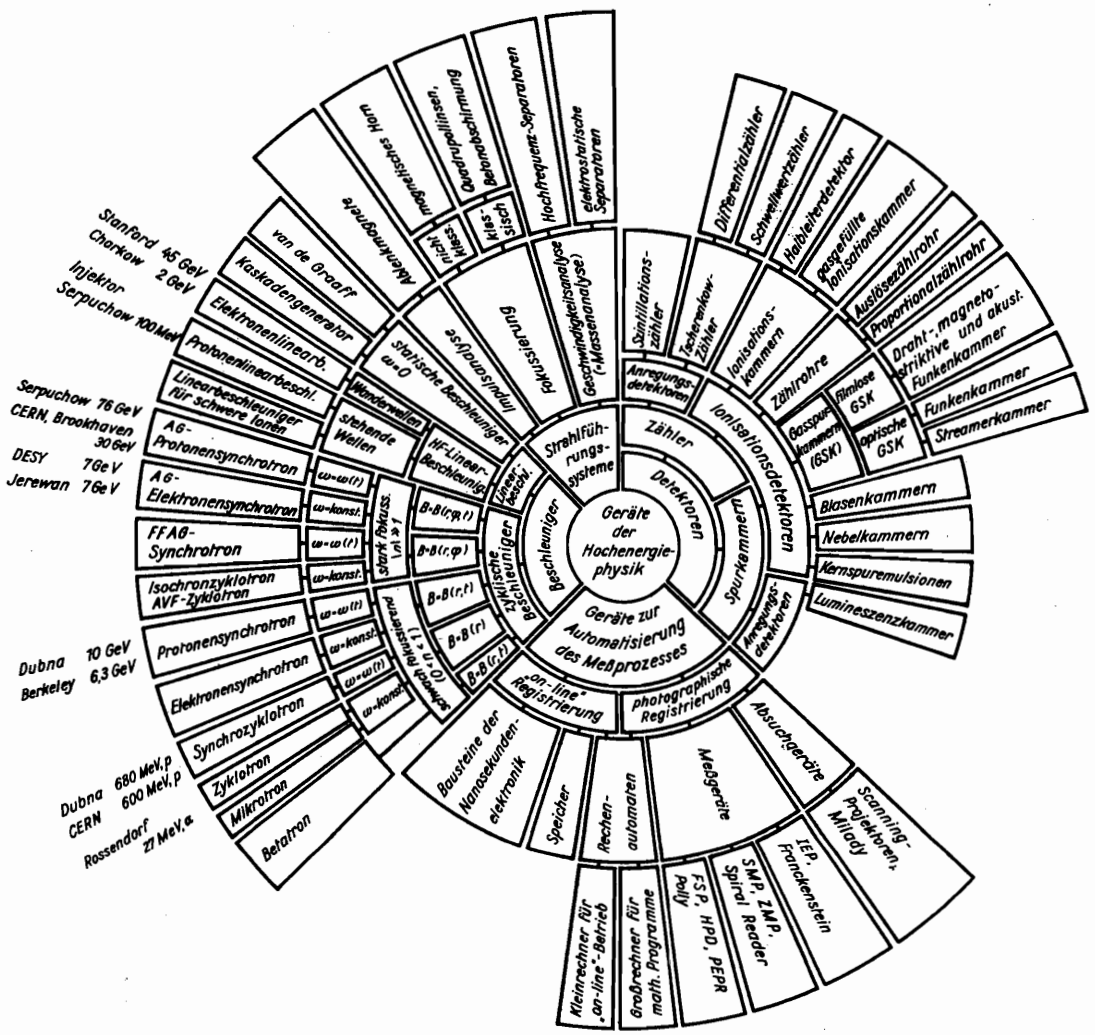
Hochfrequenzerwärmung, das Erhitzen metallischer oder nichtmetallischer Stoffe durch Einwirkung elektromagnetischer Felder hoher Frequenz. Man unterscheidet zwischen → dielektrischer Erwärmung (→ Mikrowellenerwärmung) und → induktiver Erwärmung.

Hochfrequenzleitfähigkeit, eine Leitfähigkeit, die im Unterschied zur elektrischen Leitfähigkeit beim Anliegen von Gleichfeldern bei hochfrequenten Wechselfeldern auftritt. Der Strom folgt dem Wechselfeld nur bis zu solchen Periodendauern trägheitslos, die klein sind gegen die reziproken Relaxationszeiten. Wenn diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist, so hängt der elektrische Strom nicht mehr vom momentanen Wert der elektrischen Feldstärke ab, sondern in integraler Weise von den Werten in der Vergangenheit. Für periodische Felder tritt eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Hochfrequenzfeld ein. Diese Phasenverschiebung und die Frequenzabhängigkeit des Stromes können durch eine frequenzabhängige Leitfähigkeit erfaßt werden. Imaginär- und Realteil des Leitfähigkeitstensors sind mit dem Real- und Imaginärteil der Dielektrizitätsfunktion verbunden. Der Imaginärteil des Leitfähigkeitstensors beschreibt eine Polarisation des Elektronensystems, die in Halbleitern der vom Gitter herrührenden Polarisation entgegenwirkt.

Hochfrequenzmassenspektrometer, → Massenspektrograph.

Hochfrequenzsonde, → Plasmasonde.

Hochfrequenzspektroskopie, ein Teilgebiet der Spektroskopie, bei dem die Frequenzen der beobachteten Quantenübergänge im Hochfrequenzgebiet liegen. Oftmals wird zur H. auch die Untersuchung von Quantenübergängen des Niederfrequenz- und Mikrowellenbereichs mit einbezogen. Damit umfaßt die H. ein Frequenzgebiet, das sich von etwa 10^3 Hz bis zu Frequenzen der Größenordnung 10^{12} Hz, d. h. bis zum Ultrarot, erstreckt. Die H. des cm- und mm-Wellenlängenbereichs bezeichnet man oft als → Mikrowellenspektroskopie. Die H. weist gegenüber der optischen Spektroskopie eine Reihe von Besonderheiten auf. Bei den wesentlich niedrige-



ren Frequenzen und damit geringeren Quantenenergien $h\nu$ der Strahlung können sehr eng benachbarte Energieniveaus ausgemessen werden, die im optischen Gebiet nicht oder nur indirekt nachweisbar sind. Weiterhin hat die H. extrem monochromatische Strahlungsquellen (HF- und Mikrowellengeneratoren) zur Verfügung, sehr genaue Frequenzmessungen sind möglich. Die Übergangsfrequenzen und damit die Energieaufspaltungen können mit wesentlich größerer Präzision bestimmt werden als im optischen oder Infrarot-Gebiet.

Die Methoden der H. liefern eine Vielzahl von Informationen über die Struktur von Atomen, Molekülen und Festkörpern, über dynamische Prozesse in Gasen, Flüssigkeiten und Kristallen, über elektrische und magnetische Momente von Atomen, Molekülen, Atomkernen, Elektronen sowie Wechselwirkungen zwischen diesen u. a. m.

Methoden der H. sind 1) die → *Atomstrahlresonanz* und die → *Molekülstrahlresonanz*. Es werden Übergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen eines Atoms bzw. zwischen den Einstellungen des magnetischen Dipolmoments der Atomkerne in einem äußeren Magnetfeld durch hochfrequente elektromagnetische Strahlung angeregt und ausgemessen. Die Atome und Moleküle der Atom- bzw. Molekülstrahlen können als nahezu wechselwirkungsfrei angesehen werden. Die Frequenzen liegen meist im MHz-Gebiet.

2) die → *Mikrowellen-Gasspektroskopie*. Hierbei werden Übergänge zwischen den Rotationszuständen der Moleküle sowie die Inversionsspektren einiger Moleküle, z. B. von Ammoniak, untersucht. Die Messungen erfolgen an Gasen unter geringem Druck. Die Übergangsfrequenzen liegen im Mikrowellenbereich.

3) die → *magnetische Kernresonanz*. Hier werden Übergänge zwischen den verschiedenen Einstellungen der magnetischen Kerndipolmomente in einem äußeren Magnetfeld beobachtet. Die Untersuchungen werden an Flüssigkeiten und Festkörpern ausgeführt. Die Resonanzfrequenzen liegen bei Magnetfeldern von einigen kG im MHz-Bereich. Eine spezielle Methode ist die *akustische Kernresonanz* (→ akustische paramagnetische Resonanz).

4) die → *Kernquadrupolresonanz*. Es werden Übergänge zwischen den Energiezuständen angeregt, die durch die Wechselwirkung des elektrischen Kernquadrupolmoments mit dem inneren inhomogenen elektrischen Feld in Kristallen gegeben sind. Die Übergangsfrequenzen liegen im Meter- bzw. Dezimeterwellenbereich.

5) die → *paramagnetische Elektronenresonanz*. Die Energieniveaus, zwischen denen Übergänge induziert werden, sind durch die verschiedenen Möglichkeiten der Einstellung der magnetischen Momente unpaariger Elektronen in einem äußeren Magnetfeld gegeben. Es werden vorwiegend Festkörper und Flüssigkeiten untersucht. Bei Magnetfeldern von einigen kG liegen die Resonanzfrequenzen im Mikrowellenbereich. Der Nachweis der paramagnetischen Elektronenresonanz ist auch mit Hilfe der Ultraschalltechnik möglich (→ akustische paramagnetische Resonanz).

6) die → *ferromagnetische Resonanz* und die *antiferromagnetische Resonanz*. Sie stellen spezielle Formen der Elektronenresonanz in ferro- bzw. antiferromagnetischen Materialien dar. Die Frequenzen liegen im Mikrowellenbereich.

7) die → *Zyklotronresonanz*. Hierbei wird die Absorption von elektromagnetischer Energie durch die Ladungsträger in Metallen und Halbleitern beobachtet, an die von außen ein magnetisches Feld angelegt wurde. Die Ladungsträger werden ähnlich wie beim Zyklotron auf Kreisbahnen beschleunigt und absorbieren dabei Energie. Die Resonanzfrequenzen liegen bei Verwendung von Magnetfeldern, die einige kG betragen, im Mikrowellengebiet.

Oftmals werden in der H. auch → *Doppelresonanzmethoden* angewendet, bei denen gleichzeitig zwei Übergänge verschiedener Frequenz angeregt werden.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963); Anselm: Einführung in die Halbleitertheorie (dtsch Berlin 1964); Bljumenfeld, Wojewodski, Semjonow: Die Anwendung der paramagnetischen Elektronenresonanz in der Chemie (dtsch Leipzig 1966); Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966); Ingram: Spektroskopie bei Radio- und Mikrowellenfrequenzen (2. Aufl. London 1967); Kopfermann: Kernmomente (2. Aufl. Frankfurt am Main 1956); Lösche: Kerninduktion (Berlin 1957); Wolkenstein: Struktur und physikalische Eigenschaften der Moleküle (dtsch Leipzig 1960).

Hochfrequenzvakuumprüfer, Gerät zur Prüfung des Vakuums an Glasapparaturen. Ein hochgespannter, hochfrequenter Wechselstrom geringer Stromstärke wird durch einen eingebauten Tesla-Transformator geliefert. Nähert man die Elektrode von außen der Vakuumapparatur, so zeigen sich im Inneren Leuchterscheinungen, die für den jeweiligen Druckbereich charakteristisch sind. Der H. hat auch außerhalb der Vakuum-Technik zahlreiche industrielle Anwendungen gefunden, z. B. bei der Prüfung auf kleine Löcher oder Risse von Lack- und Gummischichten, die auf Metallen aufgetragen sind.

Hochpaß, → Filter.

Hochpolymere, → Polymere.

Hochspannung, elektrische Spannung über 1 kV Effektivwert. Im Sprachgebrauch unterscheidet man noch *Mittelspannungen* von 1 kV bis 30 kV und *Höchstspannungen*, deren Effektivwert größer als 110 kV ist. H. wird vor allem in der Elektrizitätsversorgung zur verlustarmen Übertragung elektrischer Energie über große Entfernungen angewendet. In der Hochspannungstechnik setzt man H.en in Prüfanlagen bis etwa 10 MV zur Prüfung der Isolation von Geräten und Anlagenteilen (Hochspannungsmessung) ein. Hohe Gleichspannungen werden für die Erzeugung von Röntgen- und Elektronenstrahlen sowie für Teilchenbeschleuniger in der Kernphysik benötigt. Hohe Spannungen für Prüfzwecke werden in Hochspannungsgeneratoren erzeugt; dabei werden hohe Wechselspannungen mit Transformatoren (Prüftransformatoren), teilweise in Kaskadenschaltung (Wechselspannungskaskade), gewonnen. Hohe Gleichspannungen erzeugt man durch Gleichrichtung von Wechselspannungen und Kaskadenschaltungen sowie in → Stoßspannungsanlagen (bis 7 MV). Mit dem elektrostatischen Generator (Van-de-Graff-Bandgenerator) kann man Spannungen

bis 2 MV, aber nur geringe Stromstärken erreichen.

Die *Hochspannungsmessung* erfolgt indirekt unter Verwendung von Spannungswandlern, von Transformatoren mit definiertem Übersetzungsverhältnis oder von kapazitiven Spannungsteilern mit Druckgaskondensator. Im Laboratorium wird die Hochspannungsmessung auch mittels Kugelfunkenstrecken vorgenommen, deren Abstand beim Funkenüberschlag ein Maß für die Spannung ist, z. B. in der Verlustwinkelmeßbrücke von Schering (→ Meßbrücke).

Hochspannungsgenerator, → Hochspannung.

Hochstabläufer, → elektrische Maschine.

Hochstandentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Höchstdruckdampf, → Hochdruckdampf.

Höchstdrücke, ein in der Hochdruckforschung verwendeter Begriff zur Kennzeichnung der bisher erreichten sehr hohen Drücke, der oft noch durch Zusatz weiterer Vorsilben gesteigert wird. Physikalisch ist dieser Begriff im Gegensatz zum → Vakuum bisher nicht eindeutig festgelegt. Während beim Vakuum eine Unterteilung der Gebiete durch das Verhältnis der freien Weglänge zu den geometrischen Abmessungen der umgebenden Wände gegeben ist, ist für Drücke größer als 10^5 N/m^2 ein analoges Kriterium noch nicht gefunden worden. Die in der Hochdruckforschung statisch erreichten höchsten Drücke liegen in der Größenordnung 10^{11} N/m^2. Dabei werden die experimentellen Schwierigkeiten bereits außerordentlich groß, so daß man in naher Zukunft wohl kaum mit einer Erweiterung des Bereiches der extrem hohen Drücke um Größenordnungen rechnen darf.

Höchstdrucklampe, → Gasentladungslichtquelle.

höchste Temperatur, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

Hochstrombogen, elektrische Bogenentladung sehr hoher Stromstärke oder Stromdichte.

Höchstspannung, → Hochspannung.

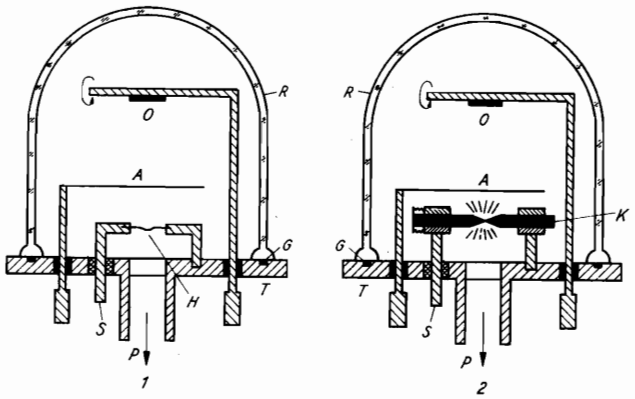
Höchstspannungselektronenmikroskop, → Durchstrahlungselektronenmikroskop.

Höchststromentladung, *Pinchentladung*, elektrische Gasentladung mit so großer Stromdichte, daß das durch den Entladungsstrom hervorgerufene Magnetfeld die positive Säule der Gasentladung schlauchartig zusammenschnürt. Man bezeichnet diese Erscheinung als *magnetischen Pincheffekt*. Die radiale Kontraktion des Plasmas hält so lange an, bis der Druck des Magnetfeldes durch den im Säulenkern infolge der Kompression entstehenden hohen Druck der Plasmateilchen kompensiert wird. Da mit wachsender Kompression die Leitfähigkeit des Plasmas und damit auch Stromstärke und Eigenmagnetfeld wieder abnehmen, kann der entstehende Plasmadruck die kontrahierte Plasmasäule bald wieder aufweiten. Eine Reihe aufeinanderfolgender Kontraktionen und Aufweitungen sind mit einem schwingenden Verlauf von Entladungsspannung und Entladungsstromstärke verbunden. Der Entladungsvorgang ist bei solchen H.en außerordentlich kompliziert und bis heute noch nicht restlos erforscht. Aus Energiegründen und wegen der Gefahr einer Gefäßzerstörung können die für diese H.en charakteristischen enormen Stromstärken nur sehr kurzzeitig aufrechterhalten werden. Alle H.en werden daher impulsmäßig betrieben.

Hochtemperaturplasma, isothermes Plasma mit einer Temperatur über 10^6 K.

Hochvakuum, → Vakuum.

Hochvakuumbedampfungstechnik, ein zur Herstellung von Aufdampfschichten metallischer und nichtmetallischer Substanzen geeignetes Verfahren. Grundlage der H. ist eine hinreichende Erhitzung der zu verdampfenden bzw. zu sublimierenden Substanz in einer Vakuumanlage. Die verdampfenden Atome oder Moleküle verlassen die Oberfläche des Verdampfungsgutes in Form geradliniger Atomstrahlen und kondensieren auf der Wand eines Vakuumrezipienten oder auf den zu diesem Zweck geeignet aufgestellten Schichtträgern unter Bildung einer → dünnen Schicht. Die Dampfdichte der Atomstrahlen und folglich auch die abgeschiedene Menge ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung von der Dampfquelle und proportional zum $\cos\beta$, wobei β der



Prinzipskizze einer Hochvakuumbedampfungsanlage: *1* mit Einbau für Metallverdampfung, *2* mit Einbau für Kohleverdampfung

Winkel zwischen dem betrachteten Atomstrahl und der Normalen auf der Oberfläche des Verdampfungsgutes ist. Die Verdampfungsgeschwindigkeit, d. h. die Zahl der je Zeiteinheit von der Flächeneinheit verdampfenden Atome N, ist durch die → Hertz-Knudsen-Formel gegeben. Exakte Werte für die Verdampfungsgeschwindigkeit liefert diese Formel nur, wenn der Kondensationskoeffizient α bekannt ist, und das ist nur bei Verwendung einer *Knudsen-Zelle* ($\alpha = 1$) der Fall. Diese Zelle stellt einen kleinen, von außen beheizten Hohlraum dar, in dessen Innerem das Verdampfungsgut mit seinem Dampf im Gleichgewicht steht. Der Dampfstrahl verläßt die Knudsen-Zelle durch ein im Vergleich zum Hohlraumdurchmesser kleines Loch in deren Wand. Eine in der Praxis übliche einfache Anordnung für eine Metallverdampfung ist in Abb. 1 dargestellt: Innerhalb eines Vakuumrezipienten (Rezipiententeller T, Rezipientenglocke R, Dichtungsring G, Pumpstutzen P) sind die für die Bedampfung vorgesehene Unterlage (O) an einer Haltevorrichtung — unter Umständen dreh- und schwenkbar — angeordnet. Der Heizer (H) ist durch einfache mechanische Bauteile mit einer gegen

den Rezipiententeller isolierten Stromdurchführung (S) verbunden. Als Heizer dienen meist elektrisch beheizte Pfannen oder geeignet gebogene Drähte, z. B. aus Wolfram, Tantal, Molybdän, Niob und Eisen, sowie Tiegel aus Beryllium-, Aluminium- und Thoriumoxid, Graphit und Quarz.

Genügend hohe Aufdampfgeschwindigkeiten erreicht man, wenn der Dampfdruck des Verdampfungsgutes mindestens 10^{-2} Torr beträgt. Dazu muß man z. B. Zink auf 350 °C, Silber auf 1000 °C, Gold auf 1350 °C, Titan auf 1700 °C, Platin auf 2100 °C, Molybdän auf 2600 °C und Wolfram auf 3200 °C erwärmen. Einige Metalle, z. B. Chrom, Zink, Magnesium, Iridium und Wolfram, die schon unterhalb des Schmelzpunktes einen genügend hohen Dampfdruck haben, lassen sich tiegelfrei durch einfache Sublimation von einem durch Stromdurchfluß geheizten Draht verdampfen. Nach Wegklappen der Abdeckblende (*A*) ist für die Dampfstrahlpartikeln der Weg zur Substratoberfläche frei.

Nahezu universell anwendbar, vor allem zur Verdampfung der hochschmelzenden Metalle, ist die tiegelfreie Verdampfung durch Elektronenbeschuß. Hierbei wird ein gebündelter Elektronenstrahl von einigen 1000 eV auf die Oberfläche des Verdampfungsgutes gerichtet. An der Auftreffstelle entsteht ein kleiner Schmelzkrater, aus dem das Material intensiv verdampft. Um die Abscheidung von Verunreinigungen aus der notwendig stark erwärmten Katode auf der Oberfläche des Verdampfungsgutes zu verhindern, wird in technischen Ausführungen der direkte Weg durch eine Blende versperrt und der Elektronenstrahl durch einfache elektrische oder magnetische Felder umgelenkt.

Für die Bedampfung mit Kohle (Abb. 2) werden üblicherweise stabförmige, geeignete angespitzte Kohlen (*K*) benutzt, die federnd aneinander gedrückt sind. An der Berührungsstelle beider Spitzen erfolgt bei ausreichendem Stromdurchgang eine Sublimation der Kohle.

Zur Messung der Dicke der aufgedampften Schicht wird vorwiegend die Schwingquarzwaage verwendet.

Je nach Anwendungszweck ist für die Herstellung der Aufdampfschichten ein übliches Hochvakuum im Bereiche von 10^{-5} bis 10^{-6} Torr (z. B. für die elektronenmikroskopische Präparationstechnik) oder ein Ultrahochvakuum im Bereich von 10^{-10} Torr (z. B. für spezielle Untersuchungen des Schichtwachstums an Kristallen) notwendig.

Hochvakuumbogen, im Hochvakuum bei Anwesenheit von Verunreinigungen oder abgedampften Elektroden- und Gefäßwandmaterialien über längere Zeit einigermaßen kontinuierlich brennende stromschwache Bogenentladung.

Hochvakuumdestillation, svw. Molekulardestillation.

Hochvakuumfunke, im engeren Sinne kurzzeitiger, wenig definierter Hochvakuumbogen; im weiteren Sinne jede mit einem elektrischen Durchschlag im Hochvakuum verbundene kurzzeitige Entladungserscheinung.

Hodograph, → Polardiagramm 2).

Hodographenmethode, die Anwendung des Hodographen zur Lösung von Aufgaben der Strömungslehre.

1) *H. der Gasdynamik.* Durch Transformation des Potentials Φ von den Ortskoordinaten der Strömungsebene auf die Geschwindigkeitskoordinaten der Hodographenebene ist eine exakte Linearisierung der → Potentialgleichung möglich. Deshalb ergeben sich mit der H. einfachere Lösungsmöglichkeiten sowohl für kompressible Strömungen mit freien Grenzen als auch für Profilumströmungen, → Prandtl-Meyer-Strömung, → Charakteristikenverfahren.

2) *H. der Hydrodynamik,* → komplexe Methoden der Strömungslehre.

Hodoskop, in der Kernphysik ein zur Untersuchung der Eigenschaften von Elementarteilchen verwendetes räumlich ausgedehntes Zählersystem für die Beobachtung und Registrierung der räumlichen Orientierung ionisierender Strahlung. Ein H. ist hinsichtlich seiner Funktion mit einer Spurkammer (→ Strahlungsdetektor) vergleichbar, weist jedoch eine höhere Zeitauflösung auf, während die Raumauflösung schlechter ist. Letztere wird beim H. durch die Größe der verwendeten Zähler bestimmt.

Hoeppler-Viskosimeter, svw. Kugelfallviskosimeter.

Hof, → Kranz.

HO-Faktor, → Diffusionspumpe.

Hoffmannscher Stoß, ein Stromstoß in einer Ionisationskammer, der durch starke Ionisation des Kammergases auftritt. Die aus Kernexplosionen stammenden stark ionisierenden Bruchstücke rufen in der Ionisationskammer stoßartige Entladungen hervor, die aber gelegentlich auch durch Elektronenschauer, durch Radioaktivität des Kammerwandmaterials oder durch μ-Mesonen, die in der Kammer Anstoßelektronen auslösen, erzeugt werden können.

Hofmeistersche Reihen, *lyotrope Ionenreihe,* von Hofmeister festgestellte Reihenfolge der Kationen und Anionen hinsichtlich ihres Vermögens, lyophile Kolloide, vor allem Proteine, aus ihren Lösungen bzw. Solen auszufällen. Diese Reihenfolgen sind nicht streng festgelegt, sondern hängen von dem untersuchten Kolloid und/oder den Reaktionsbedingungen ab. Für die Anionen gilt etwa SO_4^{2-}, PO_4^{3-}, Zitrat, Tartrat, Azetat, Cl^-, NO_3^-, Br^-, J^-, SCN^-, für die Kationen etwa Li^+, (NH_4^+), Na^+, K^+, Rb^+ oder auch Th^{4+}, Al^{3+}, Mg^{2+}, Ca^{2+}, Sr^{2+}. Die H.n R. hängen in der Hauptsache mit den Ladungen und Hydratationseigenschaften der Ionen zusammen und sind somit auch für andere Erscheinungen, wie die Quellung von Gelen, die Adsorption von Ionen oder für die Viskositätseinflüsse der Ionen, meist mit analoger Reihenfolge der Ionen, aufstellbar. Wegen der genannten Effekte spielen sie bei biochemischen Vorgängen eine Rolle.

Höhe der homogenen Atmosphäre, → Skalenhöhe.

Höhenkrankheit, durch Verminderung des Partialdruckes des Sauerstoffes der Atmungsluft entstehender Leistungsabfall des menschlichen Organismus. In Meereshöhe beträgt der Partialdruck des Sauerstoffes 159,6 Torr. Mit steigender Höhe nimmt der Gesamtdruck bei gleichbleibender chemischer Zusammensetzung

ab. Infolgedessen beträgt der Sauerstoffpartialdruck in 5500 m Höhe 80 Torr und in 10300 m Höhe nur noch 40 Torr. Da der Gasaustausch des Blutes in den Alveolen der Lunge erfolgt, in denen eine Temperatur von 37 °C und eine vollständige Wasserdampfsättigung der Luft herrscht, kommt nur der um den Wasserdampfdruck von 47 Torr verminderte Partialdruck des Sauerstoffes zur Wirkung. Damit ist bei einem Partialdruck des Sauerstoffs in der Atmosphäre von etwa 100 Torr das arterielle Blut gerade noch mit Sauerstoff gesättigt. Mit steigender Höhe fällt der Partialdruck weiter ab und die Sauerstoffsättigung des Blutes sinkt zunächst langsam und später sehr rasch unter die Norm.

Höhensonne, → Gasentladungslichtquelle.

Höhenstrahlung, → kosmische Strahlung.

höhere Symmetrie, → Symmetriemodelle.

Hohlkabelnachrichtenübertragung, die Nachrichtenübertragung über große Entfernungen mittels metallscher → Hohlleiter. Die dafür verwendeten speziellen Hohlleiter werden meist als Hohlkabel bezeichnet, da sie bezüglich der Anwendung und der Verlegung dem Kabel ähnlich sind. Koaxialkabel lassen sich für Nachrichtenweitverbindungen wegen der mit der Frequenz zunehmenden Dämpfung höchstens bis zu Frequenzen von etwa 50 MHz einsetzen. Richtfunkverbindungen sind auf Frequenzen unterhalb 20 GHz beschränkt, da bei höheren Frequenzen die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen durch Resonanzabsorption in der Atmosphäre und durch Streuung an Niederschlagspartikeln behindert wird. Seit einigen Jahren laufen daher Versuche, um die in metallischen Rohren dämpfungsarm geführten Wellen der Nachrichtenübertragung über große Entfernungen dienstbar zu machen.

In metallischen Hohlleitern gibt es eine Gruppe von *H*-Wellen, deren Dämpfung mit zunehmender Frequenz monoton fällt. Für die Realisierung eines Nachrichtenübertragungssystems ist die mit H_{01} bezeichnete Wellenform im kreiszylindrischen Hohlleiter geeignet.

Die Übertragungskapazität eines Hohlkabels ist ein Vielfaches der eines Koaxialkabels oder einer Richtfunkverbindung. Das nutzbare Frequenzband liegt zwischen etwa 30 und 100 GHz und bietet Platz für mehrere hunderttausend Fernsprechkanäle. Die untere Frequenzgrenze ist für einen vorgegebenen, wirtschaftlich erträglichen Rohrdurchmesser durch die Dämpfung und durch die Phasendispersion bestimmt, die beide mit abnehmender Frequenz ansteigen. Die obere Frequenz wird in erster Linie durch die verfügbaren Generatoren festgelegt. Außerdem wird sie durch die technologischen Schwierigkeiten begrenzt, die mit immer kleiner werdenden Dimensionen der Rechteckhohlleiter innerhalb der Schaltungen, die zur Aufbereitung der hochfrequenten Signale notwendig sind, zunehmen. Bei Verwendung eines Rohrdurchmessers zwischen 50 und 70 mm ist an der unteren Frequenzgrenze mit einer Dämpfung von etwa 3 dB/km zu rechnen, so daß Verstärkerabstände von etwa 20 km erreichbar sind. Die geringen Verzerrungen bei digitalen Übertragungsverfahren und die Regenerierfähigkeit der Signale bei Anwendung der Puls-Code-Modulation lassen erwarten, daß damit Übertragungssysteme über große Entfernungen aufgebaut werden können.

Die Übertragung mit der H_{01}-Welle bereitet jedoch besondere Schwierigkeiten. Die Ursache liegt darin, daß neben der H_{01}-Welle zahlreiche andere Wellenformen mit unterschiedlichen Übertragungskonstanten ausbreitungsfähig sind und Energie zwischen der Nutzwelle und den anderen, unerwünschten Wellenformen hin- und hergestreut werden kann, wenn der Übertragungsraum von der Idealform des geraden Kreiszylinders abweicht. Die partielle Zerstreuung der von der H_{01}-Welle getragenen Energie in eine Reihe anderer Wellenformen findet an denjenigen Stellen des Hohlleiters statt, an denen entweder die Querschnittfigur vom Kreis abweicht oder die Achse eines Längsschnittes gekrümmt ist. Diesen Umwandlungseffekten muß durch die konstruktive Ausführung des Hohlleiters und seiner Verlegung Rechnung getragen werden. Die durch Streuung der H_{01}-Welle entzogene Energie bedingt neben der Erhöhung der Übertragungsdämpfung der H_{01}-Welle noch Signalverzerrungen infolge der vielfachen Umwandlungs- und Rückumwandlungseffekte zwischen den mit verschiedenen Geschwindigkeiten laufenden Wellen. Um den Umwandlungseffekten entgegenzuwirken, werden *selbstreinigende Hohlleiter* verwendet, die für die unerwünschte E_{11}-Welle eine große Dämpfung besitzen. Dadurch wird nicht nur der Umwandlungsverlust herabgesetzt, sondern auch die Möglichkeit der Rückumwandlung und der damit verbundenen Entstehung eines phasenverschobenen sekundären Mitflusses in der Nutzwelle unterbunden. Es werden z. Z. zwei Arten von selbstreinigenden Hohlleitern unterschieden, und zwar solche mit anisotroper Wandleitfähigkeit und solche mit isotropem Aufbau der Wandmaterialien. Eine *anisotrope Wandleitfähigkeit* läßt sich dadurch erreichen, daß die metallische Wand durch eine anliegende Wendel aus dünnem, isoliertem Rund- oder Profildraht ersetzt wird. Auf diese Wendel sind zwei Isolierstoffschichten aufgebracht, wobei die innere eine geringere dielektrische Absorption aufweist und die äußere aus einem stark dämpfenden Material besteht. Über der Isolierstoffschicht liegt noch ein Schutzrohr. Technologisch einfacher sind die Hohlleiter mit *isotropem Aufbau* der Wandmaterialien. Bei ihnen ist die Innenwand des metallischen Rohres mit einer dünnen dielektrischen Schicht bedeckt.

Für die Nachrichtenweitübertragung über Hohlkabel ist die → Puls-Code-Modulation besonders geeignet, da bei dieser Modulationsart durch Regenerieren der Impulse die Nachricht weitgehend von den Übertragungsstörungen befreit werden kann. Deshalb werden im Abstand von etwa 20 km regenerierende Streckenverstärker vorgesehen. Die mit einem Hohlkabelsystem zu übertragenden Nachrichten sind in erster Linie Ferngespräche und in Zukunft vor allem für das Fernsehtelefon Fernsehsignale. Eine typische Systemkonzeption geht von der Übertragung des Trägerfrequenzbandes von 900 Fernsprechkanälen aus. Ein solches Band mit einer Bandbreite von 4 MHz kann noch als ganzes unmittelbar codiert werden. Bei

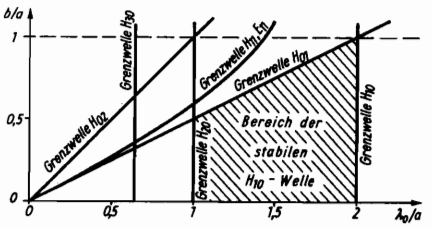
einer Abtastfrequenz von 9 MHz ergibt sich mit einem 9er Code eine Pulsfolgefrequenz für das Einzelband von 81 MHz. Um die Sender sinnvoll auszunutzen, müssen zwei getrennt codierte Bündel durch Zeitmultiplex ineinander verschachtelt werden. Mit einer Pulsfolgefrequenz von 162 MHz und einer Pulsdauer von 6,2 ns ist dann ein Übertragungsband von etwa 225 MHz erforderlich. In einer Gruppe, die aus 6 derartigen Bändern besteht und eine Bandbreite von 1,72 GHz besitzt, lassen sich 10800 Fernsprechkanäle übertragen. Sieben Gruppen werden zu einer Obergruppe von 16 GHz Bandbreite zusammengefaßt. Im Frequenzbereich von 35 bis 105 GHz können dann 4 Obergruppen untergebracht werden, je zwei für die beiden Gesprächsrichtungen. Die Kapazität der Hohlkabelstrecke beträgt bei dieser Aufteilung etwa 300000 Fernsprechkanäle.

Lit. Hölzer u. Thierbach: Nachrichtenübertragung (Berlin u. Heidelberg 1966).

Hohlkatode, in Form eines Hohlzylinders ausgebildete Katode meist von Glimmentladungen, bei der die elektronenauslösende Wirkung der intensiven Ultraviolettstrahlung des vollständig im Zylinderinneren befindlichen negativen Glimmlichts besonders ökonomisch ausgenutzt werden kann. Die *Hohlkatodenentladung* brennt daher im Vergleich zu Glimmentladungen mit ebener Katode bei kleinerer Brennspannung.

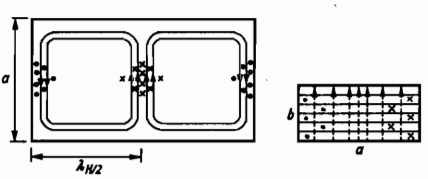
Hohlkatodenentladung, → Hohlkatode.

Hohlleiter, ein durch leitende Wände nach außen völlig abgegrenzter → Wellenleiter beliebigen Querschnitts ohne Innenleiter. Technisch angewendet werden vor allem H. mit rechteckförmigem, kreisförmigem und elliptischem Querschnitt. H. dienen zur nahezu verlustlosen Fortleitung kurzer elektromagnetischer Wellen. Für Sendezwecke werden sie schon bei Frequenzen ab 300 MHz eingesetzt, das klassische Anwendungsgebiet der H. liegt jedoch erst bei Frequenzen von etwa 3 GHz (10 cm) bis etwa 100 GHz (3 mm). Für noch kleinere Wellenlängen steigen die technischen Schwierigkeiten sehr stark an. Die Wellenlänge λ_H einer elektromagnetischen Welle mit der Frequenz f im H. weicht von der Wellenlänge λ_0 im freien Raum ab. Es gilt $\lambda_H = \dfrac{\lambda_a}{\sqrt{1-\left(\dfrac{\lambda_0}{\lambda_k}\right)^2}}$, wobei λ_k die kritische Wellenlänge oder Grenzwellenlänge ist, die im freien Raum gemessen wird. Die Grenzwellenlänge gibt an, bis zu welcher größten Wellenlänge die Fortleitung elektromagnetischer Wellen in dem betreffenden H. noch möglich ist. Die Grenzwellenlänge hängt vom Wellentyp (*H*- oder *E*-Welle) ab. In einem bestimmten H. können sich jedoch nicht nur eine *H*- oder *E*-Welle, sondern unendlich viele *H*- und *E*-Wellen ausbreiten, die als H_{mn}- oder E_{mn}-Wellen bezeichnet werden, wobei m, n beliebige ganze Zahlen sind. Man erhält sie aus der Lösung der Maxwellschen Gleichungen unter den . entsprechenden Randbedingungen. In jedem H. gibt es eine elektrische Grundwelle, die unter allen möglichen *E*-Wellen die größte, die kritische Wellenlänge hat. Entsprechendes gilt für die magnetische Grundwelle. Für einen rechteckigen H. mit der Breite a und der Höhe b gilt für die kritische Wellenlänge der E_{mn}- bzw. H_{mn}-Wellen $\lambda_k = \dfrac{2}{\sqrt{\left(\dfrac{m}{a}\right)^2+\left(\dfrac{n}{b}\right)^2}}$. Die elektrischen bzw. magnetischen Grundwellen in rechteckförmigen H.n sind die E_{11}- bzw. H_{10}-Welle. Zur Energieübertragung im H. ist es notwendig, daß sich nur ein Wellentyp ausbreiten kann, da sonst Energieverluste eintreten. Wellen höherer Ordnung können z. B. aus der Grundwelle durch Inhomogenitäten des H.s entstehen. Man wählt deshalb die geometrischen Abmessungen von H.n so, daß über einen möglichst großen Frequenzbereich nur ein Wellentyp stabil ist, d. h., die Betriebsfrequenz ist dann größer als die durch die kritische Wellenlänge gegebene kritische Frequenz der beabsichtigten Welle, aber kleiner als die kritischen Frequenzen aller anderen in dem betreffenden H. möglichen Wellentypen. Im rechteckförmigen H. ist die H_{10}-Welle bei der Wahl von $b/a \approx 0{,}5$ über einen großen Frequenzbereich stabil. Da in diesem Fall $m = 1$ und $n = 0$ ist, ergibt sich die kritische Wellenlänge zu $\lambda_k = 2a$ unabhängig



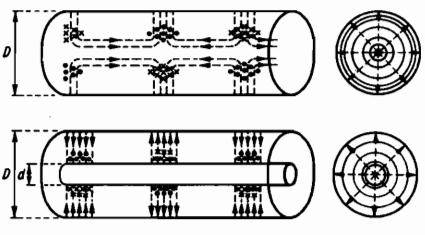
1 Kritische Wellenlängen (Grenzwellenlängen) eines Rechteckhohlleiters

von b (Abb. 1). In Abb. 2 und 3 sind die Feldlinienbilder der magnetischen H_{10}-Welle (Grundwelle im rechteckförmigen H.), der elektrischen



2 Momentanbild der H_{10}-Welle im Rechteckhohlleiter. Magnetische Feldlinien ausgezogen, elektrische Feldlinien gestrichelt

E_{01}-Welle (Grundwelle im kreisförmigen H.) und zum Vergleich der koaxialen Leitungswelle dargestellt.



3 Momentanbild der E_{01}-Welle im kreisförmigen Hohlleiter (oben) und der Leitungswelle im Koaxialkabel (unten). Magnetische Feldlinien ausgezogen, elektrische Feldlinien gestrichelt

Ein *supraleitender H.* weist äußerst geringe Verluste auf und hat deshalb günstigere Eigenschaften als ein gewöhnlicher H.

Lit. Pfeifer: Elektronik für den Physiker, Bd. IV (Berlin 2. Aufl. 1971); Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Hohlmaße, zylindrische Volumenmeßgeräte für feste und flüssige Stoffe, die durch Einschütten oder Eingießen gemessen werden. Zur oberen Maßraumbegrenzung dient die durch den Rand gegebene Ebene. H. waren ursprünglich willkürlich festgesetzt, z. B. Eimer, Scheffel, Kanne u. ä. Erst nach Aufkommen des metrischen Systems wurden Volumenverkörperungen metrischer Einheiten, insbesondere das Liter und seine Vielfachen und Teile, als H. eingeführt. Sie zählen heute zu den Raummeßgeräten für Flüssigkeiten (Maße, Meßbecher, Meßgläser, Meßeimer). Für feste Meßgüter gibt es keine H. mehr, da diese meist nach Masse gehandelt werden.

Hohlraumbildung, svw. Kavitation.

Hohlraumionisation, Ionisation in einem meist gasförmigen Einschluß in einem festen Medium, zu der die direkte Wechselwirkung in dem Hohlraum nur einen vernachlässigbaren Beitrag liefert, so daß der Hohlraum keine merkliche Störung des Strahlungsflusses in dem Medium verursacht. Dies ist bei kleinen Hohlräumen oder höheren Quantenenergien gewährleistet. Das Hohlraumgas ist dem gleichen Fluß ionisierender Teilchen wie das Wandmaterial unterworfen. Es gilt dann das *Bragg-Gray-Prinzip* $D = J_m W s_m$, in dem D die Energiedosis, J_m die Anzahl der je Gramm Gas gebildeten Ionenpaare, W die mittlere Energie, die durch die ionisierenden Teilchen beim Durchqueren des Hohlraumes je gebildetes Ionenpaar aufgewandt wird (→ W-Wert), und s_m die Bremsvermögenskorrektion für das Wandmaterial und das Hohlraumgas für die ionisierenden Teilchen bedeuten. Besitzen Wandmaterial und Gas trotz unterschiedlichen Aggregatzustandes gleiches Massenverhältnis in ihrer atomaren Zusammensetzung (homogener Hohlraum), z. B. Polyäthylenwand und Äthylengas, so entfällt die obige Beschränkung der Hohlraumdimensionen bezüglich der Ionisationswirkung, da das Gas gleiche Wechselwirkungseigenschaften wie die Wand besitzt. Bei Vernachlässigung des *Polarisationseffektes*, der in einer geringen Abhängigkeit des Massenbremsvermögens von der Dichte bei hochenergetischer Strahlung, z. B. ab 1,5 MeV γ-Strahlung, bei trotzdem gleicher atomarer Zusammensetzung besteht, sagt das *Fano-Theorem* aus, daß in einem homogenen Primärstrahlungsfeld in diesem Fall auch ein homogener Fluß der Sekundärstrahlung unabhängig von lokalen Dichteunterschieden existiert. Die Berechnung der *Bremsvermögenskorrektion* s_m ist Gegenstand der *Hohlraumionisations-Theorien*, die die theoretischen Grundlagen der Ionisationsdosimetrie bilden. Das physikalische Problem besteht in der Art der Mittelung des Bremsvermögensverhältnisses von Wandmaterial zu Gas über das Energiespektrum der in der Wand ausgelösten Sekundärelektronen. Die ursprüngliche *Bragg-Gray-Theorie* beschreibt nur die Abhängigkeit des Elektronenbremsvermögens von der Ordnungszahl der Materialien. Die verbesserte *Bragg-Gray-Laurence-Theorie*, die die Energieabhängigkeit des Elektronenbremsvermögens und den Einfluß des Polarisationseffektes berücksichtigt, betrachtet die Energieverluste der Elektronen als kontinuierlich. Folglich sollte die Ionisation je g Gasfüllung von der Hohlraumgröße bzw. vom Gasdruck unabhängig sein. Berücksichtigt man dagegen den Einfluß großer diskreter Energieverluste der Elektronen, d. h. die Entstehung von δ-Elektronen in der *Spencer-Attix-* und der *Burch-Theorie*, so ergibt sich annähernd die experimentell gefundene Abhängigkeit von diesen Parametern. Wenn die genannten Hohlraumbedingungen erfüllt sind, liefert die Spencer-Attix-Theorie die derzeit genaueste Beschreibung der H. in Abhängigkeit von den Hohlraummaterialien und -abmessungen und von der Quantenenergie; häufig ist jedoch bereits eine Berechnung nach der einfacheren Laurence-Theorie ausreichend. Durch die Berücksichtigung der Störung des Sekundärelektronenflusses durch den Hohlraum in der *Burlin-Theorie* kann neuerdings die Forderung der Vernachlässigbarkeit der direkten Ionisation im Hohlraum umgangen werden, die die Hohlraumabmessungen beschränkt. Dies ist besonders deshalb von großer praktischer Bedeutung, da ein Hohlraum z. B. auch ein Festkörperdetektor in einem biologischen Medium sein kann, wo bei vielen Bestrahlungsbedingungen die Hohlraumanforderungen nicht mehr zu erfüllen sind (→Dosimeter 4).

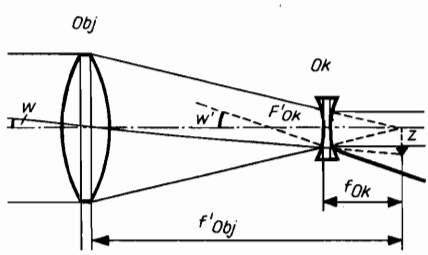
Hohlraumresonator, → Resonator.

Hohlraumstrahlung, → schwarzer Körper.

Hohlspiegel, → Spiegel.

Hohlwirbel, ein Flüssigkeitswirbel, dessen Kern von ruhender Luft gebildet wird. Die sich unter dem Einfluß der Schwere bildende trichterförmige Oberfläche des H.s kann aus der → Bernoullischen Gleichung unter Benutzung des Drallsatzes $c_u \cdot r = C$ ermittelt werden zu $h = H - C^2/(2g \cdot r^2)$. Dabei bedeuten c_u die Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung, r den Radius, C eine Konstante, h die vertikal nach oben gerichtete Koordinate, H die Spiegelhöhe und g die Erdbeschleunigung. H. können oft in fließenden Gewässern und beim Entleeren der Badewanne beobachtet werden.

Holländisches Fernrohr, *Galileisches Fernrohr*, ein → Fernrohr mit sammelndem Objektiv und zerstreuendem Okular. Das Holländische F. liefert ein aufrechtes seitenrichtiges Bild. Das



Strahlengang beim Holländischen Fernrohr. f Brennweite, F Brennpunkt, *Obj* Objektiv, *Ok* Okular, Z Zwischenbildebene

Okular befindet sich vor dem bildseitigen Brennpunkt des Objektivs, deshalb kommt kein reelles Zwischenbild zustande. Im Bildfeld können daher keine Meßmarken angebracht werden. Das Holländische F. ist nur für schwache Vergrößerungen geeignet. Bei hohen Vergrößerungen wird das Gesichtsfeld sehr klein. Das Holländische F. wird wegen seiner geringen Baulänge vorwiegend als Theaterglas benutzt.

hollow pinch, → Pincheffekt.

holoedrisch, Bezeichnung für die höchstsymmetrische Punktgruppe bzw. Kristallklasse eines Kristallsystems (→ Symmetrie). Alle übrigen Punktgruppen bzw. Kristallklassen sind Untergruppen der entsprechenden h.en und werden als *meroedrisch* bezeichnet. Ist die → Zähligkeit einer Punktgruppe halb so groß wie die der entsprechenden h.en Punktgruppe, so spricht man von *hemiedrischer* Punktgruppe, ist eine polare Hauptachse vorhanden, speziell von einer *hemimorphen* Punktgruppe.

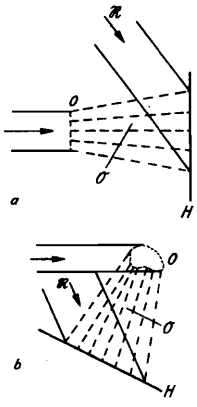
Es gibt 7 h.e Punktgruppen. Das durch die Translationsgruppe einer Raumgruppe erzeugte Punktgitter (→ Gitter) hat immer die h.e Punktgruppe des Kristallsystems, dem die Raumgruppe angehört, als Untergruppe. Die allgemeine einfache → Kristallform einer h.en Punktgruppe wird als *Holoeder* oder *Vollflächner* bezeichnet, die einer meroedrischen als *Meroeder*. Speziell heißt eine einfache Form *Hemieder* oder *Halbflächner* bzw. *Tetartoeder* oder *Viertelflächner*, wenn die Zähligkeit halb bzw. ein viertel so groß ist, wie die der entsprechenden h.en Punktgruppe.

Hologramm, → Holographie.

Hologrammikroskopie, → Holographie.

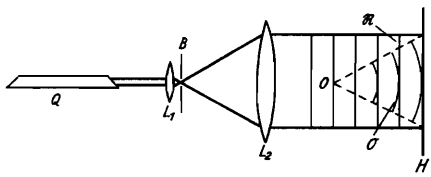
Hologramminterferometrie, → Holographie.

Holographie, ein wellenoptisches Aufzeichnungs- und Wiedergabeverfahren, das die Erzeugung echt räumlicher Bilder ermöglicht. Die H. wurde in den Jahren 1948-51 von D. Gabor entwickelt und später von E. N. Leith und J. Upatnieks sowie von G. W. Stroke durch Einbeziehung neuer Gesichtspunkte vervollkommnet. Voraussetzung dafür war die Erfindung einer kohärenten Lichtquelle ausreichender Intensität, des → Lasers.



2 Holographische Aufnahme mit schräg einfallender Referenzwelle: *a* Durchlicht, *b* Auflicht. *O* Objekt, *O* Objektwelle, *H* Hologramm, *R* Referenzwelle

Die H. beruht auf der Speicherung von Amplitude und Phase eines Wellenfeldes durch interferentielle Überlagerung. Wird ein Objekt mit kohärentem Licht beleuchtet, so enthält das vom Gegenstand durch Reflexion, Transmission, Beugung oder Streuung beeinflußte Wellenfeld in seiner Amplituden- und Phasenverteilung (gegebenenfalls in Frequenz und Polarisationszustand) die über das Objekt optisch erfaßbare Information. In einer Ebene (x,y-Ebene, Hologrammebene) ist dieses Wellenfeld durch eine charakteristische Amplituden- und Phasenverteilung gekennzeichnet; Objektwelle $\vec{O}(x, y) = A_0(x, y) \exp [i\varphi_0(x, y)]$; A ist die Amplitude, φ die Phase. Dieser Verteilung wird eine kohärente Vergleichswelle (Referenzwelle $\vec{R}(x, y) = A_R(x, y) \exp [i\varphi_R(x, y)]$ überlagert. Ein in der x, y-Ebene angeordneter quadratischer Empfänger (Photoplatte, als *Hologramm* bezeichnet) registriert die infolge interferentieller Überlagerung von Objektwelle und Referenzwelle entstehende Intensitätsverteilung. $J(x, y) = [\vec{O}(x, y) + \vec{R}(x, y)]\,[\vec{O}(x, y) + \vec{R}(x, y)]^* = |\vec{O}|^2 + |\vec{R}|^2 + \vec{O}\vec{R}^* + \vec{O}^*\vec{R}$ (1) (holographische Aufnahme). Als einfaches Beispiel ist in Abb. 1 die holographische Aufnahme eines



1 Holographische Aufnahme im Geradeausverfahren. *Q* Laser-Lichtquelle, L_1 und L_2 Linsen, *B* kleine Blendenöffnung (pinhole-filter), *O* Objekt, *O* Objektwelle, *R* Referenzwelle, *H* Hologramm

punktförmigen Objektes *O* bei Beleuchtung mit einer ebenen Welle dargestellt. Vom Objekt geht eine Kugelwelle (Objektwelle $\vec{O}$) aus, die in der Hologrammebene *H* mit der Referenzwelle $\vec{R}$ — in diesem Falle dem ungebeugten Anteil der ebenen Wellenfront — interferiert. Das Ergebnis der Überlagerung bildet die *Fresnelsche Zonenfigur*, die somit das Hologramm des punktförmigen Objektes ist. Auf ein Punktensemble oder ein Objekt läßt sich eine ähnliche Betrachtung anwenden. Das Hologramm entsteht durch kohärente Überlagerung entsprechend vieler Zonenfiguren.

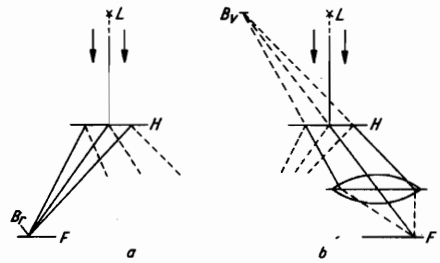
Da das Interferenzbild im allgemeinen kleine Wellenlängen enthält, muß photographisches Material mit hohem holographischem Auflösungsvermögen (2000···3000 Linien/mm) verwendet werden, z. B. Kodak Spectroscopic plate 649 F, ORWO Mikrat LP 1 oder LP 2, Gevaert-Agfa 8 E 70 oder 10 E 70. Die Eigenschaften des Photomaterials haben großen Einfluß auf die holographische Übertragung.

Ist das Hologramm im Bereich der Fresnelschen Beugung des Objektes angeordnet, spricht man von *Fresnel-Holographie*. Man unterscheidet dabei zwei Fälle. Bei der *Geradeausholographie* (*Gabor-Verfahren*) fallen die Richtung der Referenzwelle und die mittlere Richtung der Objektwelle zusammen (*in-line*, Abb. 1). Bei der *Trägerfrequenzholographie* bildet die Richtung der Referenzwelle einen Winkel mit der mittleren Richtung der Objektwelle (*off-axis-Verfahren* nach Leith-Upatnieks, Abb. 2). Dabei handelt es sich um einen der Modulation vergleichbaren Vorgang. Auf die durch den Winkel zwischen dem ungebeugten Objektlicht und der Referenzwelle sowie durch die Wellenlänge gegebene Trägerfrequenz (Ortsfrequenz) wird die Objektinformation (gebeugter Objektlichtanteil) aufmoduliert. Das Ergebnis ist ein entsprechend moduliertes Gitter (Tafel 29). Wird der Ort der Interferenzerscheinung ins Unendliche verlegt, so enthält das Hologramm die Fourier-Transformierte der Objektverteilung (*Fourier-Holographie* nach Stroke; Abb. 3). Zwischen Fresnel- und Fourier-Holographie rangiert die *Fraunhofer-Holographie* (Abstand Objekt—Hologramm hinreichend groß gegen die Objektdimension).

Befindet sich das Objekt bei der Aufnahme in unmittelbarer Nähe der Hologrammplatte, oder wird es auf diese bzw. in die Umgebung derselben abgebildet, liegt *Bildfeldholographie* vor.

Rekonstruktion. Wird vereinfachend angenommen, daß die Amplitudentransmission T_A der entwickelten Hologrammplatte der gespeicherten Intensitätsverteilung (Gleichung 1) proportional ist ($T_A \sim J$), so enthält ein die Hologrammplatte durchsetzendes kohärentes Wellenfeld (Rekonstruktionswelle $\vec{C}$, welche vereinfachend als mit der Referenzwelle identisch angenommen wird: $\vec{C} \equiv \vec{R}$) zwei die Objektinformation enthaltende Terme: $\vec{C} \cdot T_A = \vec{R}J$ $= \vec{R}(|\vec{O}|^2 + |\vec{R}|^2) + \underline{\vec{O}\,|\vec{R}|^2} + \underline{\vec{O}^*\vec{R}^2}$. (2)

Der erste unterstrichene Term enthält die Objektwelle $\vec{O}$ und liefert somit ein virtuelles, dem Objekt entsprechendes Bild (Substitution des Objektes). Der zweite unterstrichene Term enthält die konjugierte Objektwelle $\vec{O}^*$, die einem reellen Bild entspricht (Abb. 4).



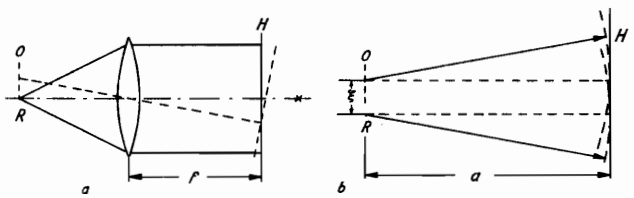
4 Rekonstruktion der Hologrammbilder (schematisch): *a* reelles Bild, *b* virtuelles Bild. *L* Lichtquelle, *F* Filmebene, B_r reeller Bildpunkt, B_v virtueller Bildpunkt, *H* Hologramm

Die Bilder erscheinen im wesentlichen in der $+1.$ und $-1.$ Beugungsordnung und sind beim off-axis-Verfahren richtungsmäßig getrennt. Das virtuelle Bild entspricht optisch vollkommen dem Objekt (räumliche Tiefe, parallaktische Erscheinungen) und kann durch das Hologramm hindurch mit einer Kamera aufgenommen werden. Das reelle Bild ist ebenfalls echt räumlich, jedoch im allgemeinen pseudoskopisch, d. h., die Tiefenverhältnisse sind gegenüber denen des Objektes invertiert.

Das reelle Bild kann ohne optische Hilfsmittel auf einem Film registriert werden. Die Rekonstruktion von Fourier-Hologrammen erfolgt durch optische Fourier-Rücktransformation mittels einer Linse.

Der Prozeß der holographischen Aufnahme und Rekonstruktion läßt sich als Abbildungsvorgang auffassen, bei dem allerdings die Zahl der Parameter größer ist als bei der konventionellen optischen Abbildung. Ist das Hologramm wieder in der x,y-Ebene angeordnet, so lauten die Abbildungsgleichungen für den einfachen Fall, daß Objekt, Referenzlichtquelle und Rekonstruktionslichtquelle punktförmig und auf der z-Achse angeordnet sind: $\frac{1}{z_{B_v}} = \frac{1}{z_c} + \frac{1}{z_0} - \frac{1}{z_R}$; $\frac{1}{z_{B_r}} = \frac{1}{z_c} - \frac{1}{z_0} + \frac{1}{z_R}$. Dabei bedeuten z_{B_v} die Koordinate des virtuellen Bildpunktes, z_{B_r} die Koordinate des reellen Bildpunktes, z_0 die Objektkoordinate, z_R die Koordinate der Referenzlichtquelle und z_c die Koordinate der Rekonstruktionslichtquelle; der Koordinatenursprung liegt in der Hologrammebene. Die Gleichungen müssen erweitert werden, falls zur Aufnahme und Rekonstruktion unterschiedliche Wellenlängen verwendet werden oder das Hologramm vergrößert oder verkleinert wird (*scaling-up*). Auch die holographische Abbildung ist mit Abbildungsfehlern behaftet, die nur unter Einhaltung bestimmter Bedingungen zu vermeiden sind. Komplette Anordnungen zur Hologrammaufnahme und -wiedergabe, bestehend aus Laser und Bauelementen auf einer stabilen Grundplatte, werden von den Herstellern oft als *Hologrammkameras* bezeichnet.

Durch geeignete Wahl der Aufnahme- und Rekonstruktionsparameter können die Abbildungsmaßstäbe von reellem und virtuellem Bild in weiten Grenzen verändert werden. So kann man z. B. ein vergrößertes reelles Bild erhalten. Das führt zur *Hologrammikroskopie*. Auflösung und Vergrößerung der rein holographischen Mikroskopie sind bisher nicht mit den Leistungen der konventionellen Mikroskopie vergleichbar. Daher wird oft die H. mit der Mikroskopie kombiniert und unter Verwendung eines Objektivs ein Hologramm des vergrößerten Zwischenbildes angefertigt, das eine Speicherung des räumlich ausgedehnten Objektes ermöglicht. Da das Hologramm dem Objekt optisch annähernd äquivalent ist, lassen sich derartige Techniken so weit ausbauen, daß an dem vom Hologramm entworfenen Bild verschiedene optische Verfahren (Hellfeld, Dunkelfeld, Phasenkontrast usw.) anwendbar sind.



3 Anordnung zur Aufnahme von Fourier-Hologrammen: *a* mit Transformationslinse, *b* linsenlos (Bedingung $\xi \ll a$). *O* Objekt, *R* Referenzlichtquelle, *H* Hologramm, *f* Brennweite der Transformationslinse, *a* Abstand Objektebene – Hologramm, ξ mittlerer Abstand Objekt – Referenzlichtquelle

Auf einer Photoplatte lassen sich durch Mehrfachexposition mehrere Hologramme, d. h. die Bilder verschiedener Objekte speichern. Dieser Umstand ist für die *Hologramminterferometrie* von Bedeutung, die die interferometrische Vermessung von geringfügigen Objektveränderungen (Verschiebung, Rotation, Verformung, Spannungen bei Durchlichtobjekten) ermöglicht. Durch die erste Exposition wird eine Objektwelle $\vec{O}$ gespeichert, die dem unveränderten Objekt entspricht, und durch die zweite Exposition die Objektwelle $\vec{O}'$ des veränderten Objekts. Bei der Rekonstruktion treten demzufolge Terme der Form $(\vec{O} + \vec{O}')$ auf, die der interferentiellen Überlagerung der beiden Objektbilder entsprechen. Die dabei auftretenden Interferenzstreifen ermöglichen eine quantitative Aussage über die Objektveränderungen.

Während bei der beschriebenen Technik nur zwei diskrete Zustände verglichen werden, ermöglicht die *live-fringe-Technik* (*real-time-Verfahren*) fortlaufende Aussagen über die Objekt-

veränderungen. Das Hologramm wird nach der ersten Exposition entwickelt und genau in der Anordnung repositioniert, so daß virtuelles Bild und Objekt zusammenfallen. Änderungen des Objektes führen wieder zu entsprechenden Interferenzerscheinungen.

Da in beiden Fällen die Objektveränderungen gegen den Ausgangszustand des Objekts interferometrisch vermessen werden, sind die Verfahren auch bei optisch minderwertigen Oberflächen und bei großen Objekten anwendbar (Prüfung von Bauteilen).

Die Überlagerung mehrerer Hologramme kann bei Verwendung dicker Emulsionen über 20 μm zur holographischen Datenspeicherung (Mehrfachspeicherung) dienen. Dabei sind zwei wesentliche Fälle zu unterscheiden: 1) Objekt- und Referenzwelle schließen einen konstanten Winkel (optimal um 90°) ein, die Hologrammplatte wird nach jeder Exposition um einen bestimmten Betrag gedreht (Winkelcodierung). 2) Objekt und Referenzwelle schließen einen konstanten Winkel (optimal um 180°, *backside-hologram*) ein, für jede Exposition wird eine andere Wellenlänge verwendet (Wellenlängencodierung). In beiden Fällen entstehen in der Emulsion Systeme von *Schwärzungsflächen*, die beim Rekonstruktionsprozeß die Erzeugung des dem diskreten Winkelwert bzw. der diskreten Wellenlänge zugeordneten Bildes ermöglichen. Da Objekt- und Referenzwelle in einem „reziproken" Verhältnis stehen (Einstrahlung der Referenzwelle in das Hologramm erzeugt die Objektwelle, Einstrahlung der Objektwelle erzeugt die Referenzwelle), ist *holographische Datenverarbeitung* in Form der Zuordnung von Zeichen über das Hologramm möglich. Auch der in der optischen Datenverarbeitung grundlegende Prozeß der optischen Filterung ist z. T. ein holographisches Problem, da die benutzten Filter (*matched-Filter*) mit holographischen Mitteln herstellbar sind.

Die Superposition von Hologrammen bzw. die Mehrfachspeicherung ist Grundlage der *Farbholographie*. Ähnlich wie in der Farbenphotographie werden unter Verwendung von zwei bzw. drei Wellenlängen von Laserlicht „Farbauszüge" des Objekts in Form von zwei bzw. drei Hologrammen hergestellt, die wieder auf einer Platte überlagert sein können. Werden die bei der Aufnahme verwendeten Wellenlängen in das entwickelte Hologramm eingestrahlt, so ergibt die additive Mischung der von den Einzelhologrammen erzeugten Bilder das farbige Bild des Objekts. Führt man bei der Hologrammaufnahme die Referenzwellen durch die Plattenrückseite zu (backside-hologram), so entstehen wie im Fall der Wellenlängencodierung Systeme von Schwärzungsflächen, die den einzelnen Farbauszügen entsprechen. Wegen der spektralen Filterwirkung der Schwärzungsflächensysteme (*Bragg-Effekt*) sind derartige Hologramme im Weißlicht rekonstruierbar.

H. ist nicht auf optische Wellen beschränkt, sondern kann auch auf die elektromagnetische Strahlung anderer Wellenlängen oder auf mechanische Wellen ausgedehnt werden. Erste Ergebnisse der *Mikrowellenholographie* liegen vor. Das Aufnahmeverfahren entspricht vollkommen dem der lichtoptischen H. (kohärente Überlagerung von Objekt- und Referenzwelle). Das Interferenzfeld in der Hologrammebene kann entweder durch Mikrowellen-Thermographie festgehalten oder durch zeilenweises Abfahren mit einer Mikrowellensonde registriert werden (*scanning*). In diesem Falle steuert die Sonde einen Lichtschreiber, dessen Intensität der jeweiligen Intensität im Mikrowellenfeld proportional ist. Die Mikrowellenhologramme werden hinreichend verkleinert und durch Bestrahlung mit Laserlicht lichtoptisch rekonstruiert. Die Mikrowellenholographie könnte eine gewisse Bedeutung bei der holographischen Aufnahme großer Szenen (Landschaften) gewinnen.

Die Überführung holographischer Prinzipien auf mechanische Wellen führt zur *Ultraschallholographie*. Das in einem gasförmigen oder flüssigen Medium entstehende Interferenzfeld kann in der Hologrammebene durch zeilenweises Abtasten registriert und über einen Lichtschreiber ausgedruckt werden. Moderne Verfahren verwenden als Indikator einen piezoelektrischen Kristall, dessen Ladungsbild abgetastet und auf dem Schirm einer Katodenstrahlröhre sichtbar gemacht wird. Dies ermöglicht das Photographieren des Hologramms. In den geschilderten Fällen werden die Hologramme nach entsprechender Verkleinerung lichtoptisch rekonstruiert. Eine direkte Aufzeichnung kann mit Hilfe von Filmmaterial oder thermoplastischem Material erfolgen, das nach entsprechender Präparation dem Schallwellenfeld ausgesetzt wird. In einigen Fällen ist es möglich, das Medium, in dem das Wellenfeld erzeugt wird (z. B. eine Flüssigkeitsoberfläche), unmittelbar als Hologramme zu benutzen und durch Reflexion von Laserlicht ein Bild des Gegenstandes zu rekonstruieren. Die Ultraschallholographie dürfte in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, in Medizin und Biologie sowie in der Unterwasserortung von Bedeutung sein.

Mikrowellen- und Ultraschallholographie ermöglichen bei zeilenweiser Abtastung die Verwendung einer „synthetischen Referenzwelle", d. h. eines Signals, das dem Objektsignal auf elektronischem Wege überlagert wird.

Lit. Nassenstein: Ztschr. ang. Phys. 22, H. 1 (1966); Lenk: Fortschritte der experimentellen und theoretischen Biophysik, H. 9 (Leipzig 1969).

holomorph, → Funktionentheorie.

holonome Bindung, → Bindung.

holonomes System, → mechanisches System.

homogen, gleichartig, Bezeichnung für einen Stoff, der an jeder Stelle die gleichen makroskopischen Eigenschaften, z. B. Dichte, spezifische Wärme, Brechungsindex, Dielektrizitätskonstante, aufweist. Ein h.er Körper kann anisotrop sein, d. h., seine Eigenschaften können in verschiedenen Richtungen verschieden sein. So sind die meisten Kristalle h. und anisotrop, Flüssigkeiten und Gase dagegen im allgemeinen h. und isotrop. Sind in einem System die makroskopischen Eigenschaften von Ort zu Ort verschieden, so nennt man es *inhomogen*, wenn es aus einer Phase und *heterogen* (ungleichartig), wenn es aus zwei oder mehreren Phasen besteht, die chemisch gleich sein können. Ein mehrphasiges System kann nicht h. sein.

homogene Funktion, eine von n reellen oder komplexen Veränderlichen $x_1, \ldots, x_n$ abhängende, eindeutige Funktion $f = f(x_1, x_2, \ldots, x_n)$, die mit einem beliebigen Parameter k der Identität $f(kx_1, \ldots, kx_n) = k^\alpha f(x_1, \ldots, x_n)$ genügt. Dabei heißt α Grad, Ordnung oder Dimension der h.n F. und kann jeden reellen Wert annehmen. Falls f stetige partielle Ableitungen nach jeder Veränderlichen hat, gilt das *Eulersche Theorem*:

$$\sum_{i=1}^{n} x_i \, \partial f / \partial x_i \equiv \alpha f(x_1, \ldots, x_n).$$

Beispiele einer h.n F. vom Grade $\alpha = 2$ sind alle quadratischen Formen, besonders die Funktion $f(x, y) = ax^2 + bxy + cy^2$, wobei a, b, c Konstanten sind.

homogenes Feld, → Feld.

homogenes Gleichgewicht, → chemisches Gleichgewicht.

homologe Elemente, → Periodensystem der Elemente.

homometrisch, Bezeichnung für zwei Kristallstrukturen, die sich in den Betragsquadraten $|F(hkl)|^2$ ihrer Strukturfaktoren nicht unterscheiden. Die Patterson-Funktionen und demzufolge auch die zwischenatomaren Vektoren dieser Strukturen sind gleich. Enantiomorphe Strukturen sind stets h. Bei den Polytypen von SiC und isotypen Verbindungen z. B. gibt es h.e Strukturen, die jedoch nicht enantiomorph sind. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß es zu einer Struktur eine ihr nicht verwandte h.e Struktur gibt.

Homomorphismus, → Gruppentheorie.

homöopolare Bindung, → chemische Bindung. Kristallbindung.

Homoseisten, auf Karten Linien, die Punkte gleicher Einsatzzeiten eines → Erdbebens verbinden.

Homosphäre, → Atmosphäre.

homotaktisch, → Isomerie.

homotattisch, → Oberfläche.

homozentrisch, → Strahlenbündel.

Hookesches Gesetz. Zwischen der Dehnung ε und der Spannung σ in einem elastischen Körper besteht die lineare Beziehung $\varepsilon = \sigma/E$. Die Konstante E heißt Elastizitätsmodul. Dieser von Robert Hooke aus der Erfahrung gewonnene Zusammenhang stimmt für viele Werkstoffe bei hinreichend kleiner Verformung gut mit der Wirklichkeit überein. Im räumlichen Falle führt die analoge Beziehung auf sechs lineare Gleichungen zwischen den Verzerrungskomponenten $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{xz}$ und den Spannungskomponenten $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{xz}$. Für isotrope Werkstoffe lauten diese Gleichungen (*verallgemeinertes H. G.*)

$$\varepsilon_k = \frac{1}{E}[\sigma_k - \nu(\sigma_l + \sigma_m)] \qquad (k, l, m = x, y, z)$$

$$\gamma_{kl} = \frac{\tau_{kl}}{G}$$

mit dem Schubmodul G und der Querdehnzahl ν als Materialkonstanten. Zwischen E, G und ν gilt die Beziehung $G = \dfrac{E}{2(1+\nu)}$.

Ersetzt man E, G, ν durch die Laméschen Konstanten λ und μ gemäß $\lambda = \dfrac{2G\nu}{1-2\nu}$, $\mu = G$, so lautet das verallgemeinerte Hookesche Gesetz

$$\sigma_k = 2\mu\varepsilon_k + \lambda e, \qquad (k, l = x, y, z)$$

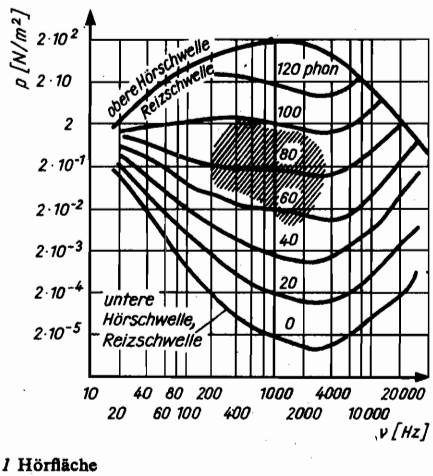
$$\tau_{kl} = \mu\gamma_{kl},$$

dabei ist $e = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ die Spur des Verzerrungstensors.

Hopping, der Übergang eines Elektrons zwischen den gebundenen Zuständen zweier Störstellenzentren (→ Störstelle) im Halbleiter, wenn die Dichte der Verunreinigungen nicht so hoch ist, daß eine starke Überlappung der zu den beiden Zuständen gehörenden Wellenfunktionen zur Störbandleitung führt. Dieser Prozeß kann für die elektrische Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen (flüssiges Helium) entscheidend von Bedeutung sein.

Hören, Vorgang der Sinneswahrnehmung akustischer Signale durch Lebewesen. Art und Stärke dieser Wahrnehmung hängen von Frequenz und Intensität der Schallsignale ab, jedoch sind diese Größen nicht durch einfache und direkte Proportionalitäten verknüpft. Eine Theorie des Hörens erhält physikalische, physiologische und psychologische Elemente. Das Ohr ist infolge seines Aufbaus in der Lage, ein Tongemisch oder einen menschlichen Klang in seine einzelnen Komponenten zu zerlegen. Eine sinusförmige Luftschwingung wird als Ton empfunden. Jede andere periodische Luftbewegung zerlegt das Gehörorgan in eine Reihe sinusförmiger Schwingungen und wir empfinden die diesen entsprechenden Töne (Gesetz von Ohm) Treffen zwei Töne gleicher Intensität und geringem Frequenzabstand gleichzeitig auf das Gehörorgan, so tritt Schwebung auf. Dabei schwankt die Lautheit mit der Frequenzdifferenz beider Töne und man empfindet nur einen einzigen Ton, dessen Höhe zwischen der der einzelnen Töne liegt. Der Hörbereich des menschlichen Ohres umfaßt Frequenzen zwischen 16 Hz und 20 kHz, d. h. etwa 10 Oktaven. Die obere Grenze dieses Bereiches sinkt mit zunehmendem Alter von etwa 24 kHz (Kindheit) über 15 kHz (35 Jahre) auf 5 kHz mit 60 Jahren. Bei Tieren umfaßt der Hörbereich zum Teil andere Frequenzen. Die Frequenzen dieses Bereiches werden Hörfrequenzen genannt. Die spektrale Schallstärke-Empfindlichkeit des menschlichen Ohres gibt die in der Abbildung 1 wiedergegebene *Hörfläche* an, die den Hörbereich in den Koordinaten Schallfrequenz und Schalldruck, der der Wurzel aus der Schallstärke proportional ist, darstellt. Der innerhalb der Hörfläche liegende schraffierte Bereich kennzeichnet das Gebiet der Umgangssprache. Die minimale Stärke, die eine Schallwelle haben muß um wahrgenommen zu werden, nennt man untere *Hörschwelle* oder *Reizschwelle*.

Steigt die Energie der Welle dagegen über einen gewissen Wert, so tritt Schmerzempfindung im Ohr ein, die obere Hörschwelle oder Schmerzschwelle, auch Fühlschwelle, ist erreicht. Die von diesen Schwellen eingeschlossene Hörfläche gibt die zusammengehörigen Funktionswerte von Frequenz und Schalldruck an, die als



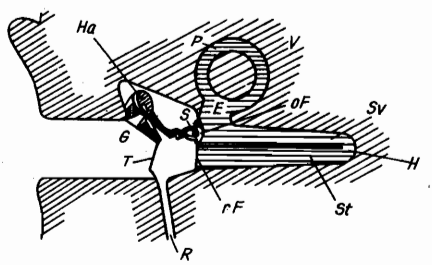
1 Hörfläche

Töne empfunden werden. Dabei verarbeitet das Ohr Schalldrücke im Verhältnis von etwa 1 : 3 · 10^6 zwischen unterer und oberer Hörschwelle, also wegen des quadratischen Zusammenhangs zwischen Schalldruck und Schallstärke Schallstärkeverhältnis von 1 : 9 · 10^{12}. Wegen des im Weber-Fechnerschen Gesetz wiedergegebenen logarithmischen Verhältnissen zwischen diesen objektiven Schallstärken und der Reiz- oder Empfindungsstärke für Schalleindrücke, der Lautstärke, ergibt sich ein für das Ohr zu verarbeitendes Lautstärkeverhältnis von etwa 1 : 13. Frequenzunterschiede zwischen benachbarten Tönen werden vom Ohr bei Annäherung bis auf $^1/_{40}$ eines Halbtonschrittes noch wahrgenommen. Allerdings findet man diese extreme Unterscheidungsfähigkeit nur im mittleren Frequenzbereich um 1000 Hz; sie nimmt zu niederen und höheren Frequenzen ab.

Zur Wahrnehmung und Kennzeichnung eines Tones nach Frequenz und Stärke genügt die Einwirkung dieses Tones während etwa 10^{-4} bis 10^{-2} Sekunden, das entspricht etwa 2 vollen Schwingungen. Der Aufbau des menschlichen Ohres legt nahe, die akustische Wahrnehmung durch eine Resonanztheorie erklären, was zuerst Helmholtz 1863 versuchte (→ Hörtheorien).

Nach dieser Theorie muß im Innern des Ohres eine große Zahl auf verschiedene Frequenzen abgestimmter Resonatoren vorhanden sein, die ihre jeweilige Erregung einzeln dem Gehirn übermitteln. Das Cortische Organ und die Basilarmembran stellen ein solches System dar, welches insbesondere das große Auflösungsvermögen und die Analysierfähigkeit des Ohres zu erklären vermag. Das Ohr besteht aus drei Hauptteilen, dem äußeren, dem Mittel- und dem inneren Ohr. Das *äußere Ohr* umfaßt die Ohrmuschel und den Gehörgang G, der gegen das Mittelohr durch das Trommelfell T, eine fast kreisrunde und nach innen gewölbte Membran von etwa 10 mm Durchmesser und einer Dicke von 0,1 mm abgeschlossen wird. Das Trommelfell wird durch den ankommenden Schall zu erzwungenen Schwingungen angeregt, die durch die Gehörknöchelchen Hammer, Ha Amboß und Steigbügel S auf das ovale Fenster oF, welches das Mittelohr gegen das *innere Ohr* abschließt, übertragen werden. Das Mittelohr ist zudem durch die eustachische Röhre R mit dem Nasen-Rachen-Raum verbunden.

Das Übertragungssystem zwischen Trommelfell und ovalem Fenster dient der Anpassung des Luftschalls an die Verhältnisse im inneren Ohr, das eine Flüssigkeit, die Perilymphe P, enthält, die die Zwischenräume zwischen knöchernem und häutigem Anteil des Innenohrs ausfüllt. Am Trommelfell sind die Schwingungsamplituden groß, am ovalen Fenster o F nach der Hebelübertragung klein; die Kräfte verhalten sich umgekehrt. Dieser Mechanismus ist so aufgebaut, daß die gesamte ankommende Energie der Schallwelle weitergeleitet wird. Die Flüssigkeit im häutigen Anteil des inneren Ohres, die Endolymphe E, füllt den hinter dem ovalen Fenster liegenden Vorhof, die drei das menschliche Gleichgewichtsorgan darstellenden Vorhofbogengänge, den Vestibularapparat V, und die Schnecke. Die Druckschwankungen am ovalen Fenster pflanzen sich durch die Basilarmembran in die in zwei Kanäle geteilte Schnecke, Cochlea, fort, die in der Abbildung 2 gestreckt gezeichnet ist, aber ein aus $2^1/_2$ bis $2^3/_4$ Windungen bestehender Hohlraum ist, jede der Windungen wird von der nächstfolgenden überlagert und ist stärker gekrümmt. Ein Ausgleich findet am runden Fenster rF zum Mittelohr hin statt. Beide Kanäle, die Scala vestibuli Sv und die Scala tympani St, sind an der Spitze der Schnecke durch eine Öffnung des Helicotrema H, miteinander verbunden. Die Trennwand zwischen den Kanälen innerhalb der Schnecke ist eine teilweise häutige, teilweise knöcherne Wand, die die für das H. funktionell wichtige Basilarmembran trägt. Über dieser Membran, deren ganze Länge überspannend, erhebt sich brückenartig das → Cortische Organ, welches die schallempfindlichen Haarzellen enthält. Die → Basilarmembran, eine gallertartige, in der Querrichtung nadelförmig gefaserte Platte (etwa 20000 Fasern) von etwa 33 mm Länge, ist höchstwahrscheinlich das Analysierorgan des Ohres. — Verminderungen des Hörvermögens beruhen auf *Schalleitungsstörung* im Falle der Mittelohrschwerhörigkeit, sie führt zu Unfähigkeit sehr tiefe Töne wahrzunehmen und zu verlängerter Knochenleitungszeit, oder auf *Schallrezeptionsstörungen*, die zur bes. im Alter auftretenden Innenohrschwerhörigkeit führt, wobei Wahrnehmbarkeit hoher Töne abnimmt und die Knochenleitung verkürzt ist.

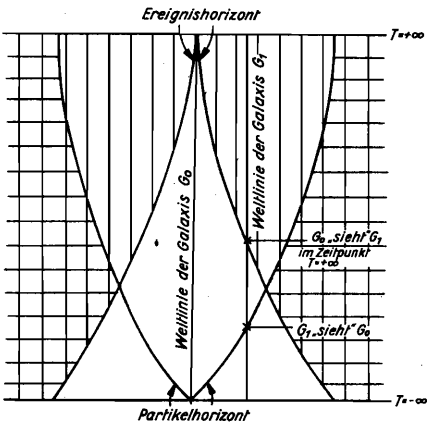


2 Schematische Darstellung des Ohres

Horizont, in der Relativitätstheorie 1) *absoluter H.*, Grenze der Menge von Ereignissen, die von einer bestimmten Weltlinie aus mit einem Signal nicht erreicht werden können und von denen aus kein Signal die betreffende Weltlinie erreichen kann.

2) *Ereignishorizont*, Grenze der Menge von Ereignissen, von denen aus kein Signal eine bestimmte Weltlinie eines Beobachters erreicht. Diese Ereignisse können aber durch Signale von der Weltlinie aus erreicht werden.

3) *Partikelhorizont*, Grenze der Menge von Ereignissen, von denen aus Signale die Weltlinie eines Beobachters erreichen, aber Signale von der Weltlinie des Beobachters erreichen diese Ereignisse nicht (Abb.).



Partikel- und Ereignishorizont für die Galaxis G_0

Für jeden Beobachter (Weltlinie) liegen die H.e in der Welt anders.

H.e sind eine Eigenschaft des betrachteten Weltmodells (→ kosmologisches Modell). Es gibt Weltmodelle, in denen für geodätisch bewegte Beobachter keine H.e existieren, z. B. in statischen Kosmen, und es gibt Kosmen, in denen entweder nur ein Ereignishorizont oder nur ein Partikelhorizont existiert.

Das Auftreten von H.en hängt eng mit dem nichtstatischen Charakter des betrachteten Weltmodells zusammen (→ Hubble-Effekt). Es ist möglich, daß Signale bestimmte Weltgebiete nicht mehr erreichen, weil der Kosmos schneller expandiert, als sich das Licht ausbreitet. In Kosmen mit dem → Robertson-Walkerschen Linienelement (Vakuumlichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt) $ds^2 = dT^2 - S^2(T)\left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-2} \times$ $\times (dr^2 + r^2 d\Omega^2)$ wird die radiale Lichtausbreitung durch die Gleichung $\int_{T_1}^{T} \frac{dT}{S(T)} = \pm \int_{r_1}^{r} \left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-1} dr (S(T) > 0)$ beschrieben. Das bedeutet: Zur Zeit T_1 wird bei r_1 ein Signal ausgestrahlt, das zur Zeit T bei r empfangen wird. Wird dieses Signal zur Zeit $T_1 = -\infty$ abgestrahlt und hat das Integral $\int_{-\infty}^{T} \frac{dT}{S(T)}$ einen endlichen Wert $d > 0$ für ein beliebiges T, dann gibt es endliche r-Werte, die von dem Signal nicht erreicht werden. Das ist der Fall für alle r, für die $\left| \int_{r_1}^{r} \left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-1} dr \right| > d$ ist. In diesem Fall existiert ein Partikelhorizont. Wird nun ein Signal bei einem r_1 zur Zeit T_1 ausgestrahlt, und hat das Integral $\int_{T_1}^{\infty} \frac{dT}{S(T)}$ einen endlichen Wert $d' > 0$, dann gibt es endliche r-Werte, die vom Signal nicht erreicht werden. Das ist der Fall für alle r, für die $\left| \int_{r_1}^{r} \left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-1} dr \right| > d'$ ist. In diesem Fall existiert ein Ereignishorizont. Diese Betrachtungen sind unabhängig von den zugrunde gelegten metrischen Gravitationstheorien.

In den meisten kosmologischen Modellen hat man $-\infty$ und $+\infty$ durch endliche Werte zu ersetzen. Das ist immer dann der Fall, wenn die Feldgleichungen keine Lösung auf dem ganzen Zeitintervall $(-\infty, +\infty)$ gestatten, der Kosmos also eine Singularität hat.

Der → De-Sitter-Kosmos mit ebenen dreidimensionalen Raumschnitten ist ein Beispiel für einen Kosmos mit Ereignishorizont. Hier ist $\int_{T_1}^{\infty} \frac{dT}{S(T)} = \int_{T_1}^{\infty} e^{-\alpha T} dT = \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha T_1}$, also endlich. (e ist die Basis der natürlichen Logarithmen.) In diesem Kosmos existiert aber kein Partikelhorizont.

Im Einstein-De-Sitter-Kosmos der Einsteinschen Gleichungen ohne kosmologisches Glied ist $S(T) \sim T^{2/3}$. Das Integral $\int_{0}^{T} \frac{dT}{T^{2/3}} = T^{1/3}$ ist für endliches T endlich. In diesem Kosmos gibt es einen Partikelhorizont, aber keinen Ereignishorizont. Durch die Existenz eines H.es in unserem Kosmos kann das → Olberssche Paradoxon aufgeklärt werden: Der Nachthimmel ist deshalb nicht hell, weil uns das Licht von Galaxien, die hinter dem H. liegen, nicht erreicht. Obwohl ein Beobachter, der sich mit der Materie bewegt, keine Information aus den Gebieten hinter dem Ereignishorizont erhält, kann er diese Gebiete trotzdem nicht als nichtexistierend betrachten. Er könnte z. B. mit einem Raumschiff in diese Gebiete eindringen. Ein Zurückkehren in seine Ausgangslage wäre nicht möglich. Seine ursprüngliche Weltlinie erreichen aus diesen Gebieten keine Signale, und er selbst bewegt sich immer langsamer als diese. Die Existenz von H.en hat großen Einfluß auf die Kausalstruktur des Kosmos. In einem Kosmos mit H. kann es Ereignisse geben, die nicht Ursache oder nie Wirkung eines anderen Ereignisses auf einer bestimmten Weltlinie sein können. Ist ein System von Feldgleichungen gegeben, das die physikalischen Vorgänge beschreibt, so ist die Zukunft eindeutig bestimmt, wenn man den Zustand des Systems zu einem bestimmten Zeitpunkt kennt. Bei der Existenz seines Ereignishorizontes

braucht nun ein Beobachter „nur" den Zustand des Kosmos zu einem bestimmten Zeitpunkt innerhalb seines H.s zu kennen, um die Zukunft innerhalb des H.es berechnen zu können. Die Ereignisse außerhalb seines H.es haben keinen Einfluß auf das Gebiet innerhalb des H.es.

Horizontalintensität, → Erdmagnetismus.

Horizontalkreis, → Halo.

Horizontalpendel, → Pendel.

Hornstrahler, → Antenne.

Horopter, → stereoskopisches Sehen.

Hörsamkeit, → Raumakustik.

horse-power, Tabelle 2, Leistung.

horse-power-hour, Tabelle 2, Arbeit.

Hörtheorien, theoretische Vorstellungen zur Erklärung der Gehörempfindungen. Nach der klassischen *Resonanztheorie* von Helmholtz gründet sich die Fähigkeit des menschlichen Gehörorgans zur Klanganalyse → (Schallanalyse), die sich über 10 Oktaven erstreckt, auf den Bau der → Basilarmembran des Innenohres, und nimmt an, daß die Basilarmembran eine Art Klaviatur saitenähnlich ausgespannter Resonatoren sei, wobei jeder Resonator auf einen bestimmten Ton anspricht. Tiefe Töne erregen die Basilarmembran an ihrem in der Schneckenspitze gelegenen breiten Ende, hohe am schmalen Ende. Die Schwingungen sind stark gedämpft, was auf eine breite Resonanzkurve schließen läßt. Dieser Folgerung steht das hohe Auflösungsvermögen des menschlichen Ohres gegenüber, welches schwach gedämpfte Resonatoren mit langen Einschwingzeiten fordert. Um diese Vorgänge zu klären, wurden von v. Békésy unter Einhaltung der Ähnlichkeitsbedingungen Modelluntersuchungen durchgeführt und dabei festgestellt, daß die als Basilarmembran dienende Gummihaut sowohl Längsschwingungen als auch auf bestimmte Teile lokalisierte Resonanzschwingungen auszuführen vermag, obwohl sie keine Querstrukturen besitzt. Die Amplitudenmaxima der Resonanzschwingungen liegen für tiefe Frequenzen in der Nähe des Helicotrema und für hohe Frequenzen steigbügelnahe (→ Hören). Diese Wanderwellen dringen frequenzabhängig verschieden tief in die Skalen ein und regen kurz vor ihrem Aufhören die Basilarmembran zu einem Amplitudenmaximum der Schwingung an. Damit ergibt sich die Möglichkeit einer Frequenztrennung und gleichzeitig einer Lokalisierung der Frequenzen auf bestimmte Stellen des → Cortischen Organs. Auf 1 mm Länge der Basilarmembran entfallen einige hundert Hörfasern. Töne benachbarter Frequenz müßten sich bei gleichzeitiger Darbietung gegenseitig beeinflussen. Man schreibt deshalb der Basilarmembran nur die Fähigkeit zu einer verhältnismäßig groben Tonanalyse zu und nimmt an, daß die feinere Auswahl im nervösen Apparat geschieht. Die von Ewald entwickelte *Schallbildertheorie* über den Hörvorgang ist eine Vielorttheorie nach der bei jedem Ton die ganze Basilarmembran mitschwingt und jedem Schallsignal bestimmte Schwingungszustände der Membran zugeordnet sind. Dabei soll es auf der Basilarmembran zu stehenden Wellen kommen, die in ihrer Gesamtheit als Schallbilder bezeichnet werden. Die stehenden Wellen sollen zur gleichzeitigen Erregung des Hörnervs an verschiedenen Stellen der Basilarmembran führen. Damit wären für die Tonempfindung nicht die erregten Fasern wichtig, sondern ihre gegenseitige Lage zueinander. Dieser Theorie gelingt jedoch wiederum nicht die Einordnung der die Klanganalyse nicht beeinflussenden Phasenbeziehungen zwischen den Teiltönen.

Hosford- und Backofen-Theorie, → R-Faktor.

Hot-Carrier-Diode, → Halbleiterdiode.

hp, Tabelle 2, Leistung.

hp · h, Tabelle 2, Arbeit.

h-Parameter, svw. Hybridparameter, → Transistor.

H-Theorem, gaskinetische Formulierung des Entropiesatzes (2. Hauptsatz der Thermodynamik). Dabei ist H nach Boltzmann die mit dem Faktor $-1/k$ multiplizierte Entropie (k ist die Boltzmannsche Konstante). Aus der Boltzmann-Gleichung folgt, daß die Boltzmannsche H-Funktion $H = \int\cdots\int f \cdot \ln f \, \mathrm{d}^3\vec{r} \, \mathrm{d}^3\vec{v}$, wobei $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die Einteilchen-Verteilungsfunktion ist, und $\mathrm{d}^3\vec{r}$ bzw. $\mathrm{d}^3\vec{v}$ die Volumenelemente im Orts- bzw. Geschwindigkeitsraum bedeuten, für ein abgeschlossenes System zeitlich zunehmen kann, d. h., die Entropie $S = -kH$ eines abgeschlossenen Systems nimmt bei irreversiblen Prozessen stets monoton zu und bleibt bei reversiblen Prozessen konstant. Das H.-T., zunächst entsprechend der Boltzmannschen Herleitung nur für einatomige Gase gültig, wurde später von Lorentz und Pauli verallgemeinert und liefert wesentliche Anhaltspunkte für eine statistische Begründung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik. → Umkehreinwand, → Wiederkehreinwand.

Huang-Rhys-Faktor, ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung zwischen einem an eine Störstelle gebundenen Elektron und den Phononen des Kristalls. Der H.-R.-F. gibt die Zahl der im Mittel bei einem Elektronenübergang emittierten Phononen an. Der H.-R.-F. kann direkt aus der Stokes-Verschiebung Δ zwischen Absorptionsbande und Emissionsbande, die zum gleichen elektronischen Übergang gehören, bestimmt werden: $S = \dfrac{\Delta}{2\hbar\omega}$. Dabei ist $\hbar\omega$ die Energie der Phononen, die bei der Wechselwirkung dominieren. Der H.-R.-F. erreicht bei einigen Störstellen in Alkalihalogenidkristallen Werte über 10 (z. B. für das F-Zentrum).

Hubarbeit, → Arbeit.

Hubble-Effekt, von Hubble entdeckter Effekt, daß die Rotverschiebung der Spektrallinien der Strahlung von den fernen Galaxien in erster Näherung der Entfernung der Galaxien proportional ist.

Der Proportionalitätsfaktor wird *Hubble-Konstante* h' genannt. Der „momentane" Wert von $h = h' \cdot c$ (c bedeutet die Vakuumlichtgeschwindigkeit) ist von der Größenordnung $10^{-18}\,\mathrm{s}^{-1}$. Manchmal wird auch h als Hubble-Konstante bezeichnet. Wird die Rotverschiebung als → Doppler-Effekt gedeutet, so wächst die Geschwindigkeit der Galaxien um rund 55 km/s je 1 Million Lichtjahre. Eine Galaxis, die 1 Million Lichtjahre von uns entfernt ist, „flieht" also vor uns mit einer mittleren Geschwindigkeit von 55 km/s.

Wird die Metrik des Kosmos durch das → Robertson-Walkersche Linienelement beschrieben, dann ist der Abstand l zwischen zwei Galaxien mit den Weltlinien $r_1 = \text{konst.}$ und $r_2 = \text{konst.}$ gleich $l = \int_{r_1}^{r_2} S(T)\,(1 - \varepsilon r^2/4)^{-1}\,dr$ und für $l^{-1} \cdot dl/dt$ ergibt sich $l^{-1}\,dl/dt = S(t)\,dS/dt$. $S(t)\,dS/dt$ ist also gleich dem „momentanen" Wert der Hubble-Konstanten zu setzen. Ferner gilt für die Frequenz ν eines Signals, das zur Zeit t_1 ausgestrahlt wurde und zur Zeit t_2 empfangen wird $\nu_2/\nu_1 = S(t_1)/S(t_2)$.

Für $t_2 = t_1 + \Delta t$ und $\nu_2 = \nu_1 + \Delta\nu$ kann diese Beziehung in der Form $\Delta\nu/\nu_2 = (\Delta t/S(t_2)) \cdot (dS(t_2)/dt)$ geschrieben werden.

Unter den eben gemachten Annahmen kann man für den Abstand zwischen den Galaxien $\Delta r = c \cdot \Delta t$ schreiben. Setzt man $dS(t_2)/S(t_2) \cdot dt$ gleich der Hubble-Konstanten und definiert man die Rotverschiebung z durch $z = \Delta\nu/\nu_2$, dann erhält man die von Hubble angegebene Beziehung $z = h \cdot \Delta r/c$, so daß ein expandierender Kosmos mit Robertson-Walkerschem Linienelement eine Erklärung des H.-E.es liefert.

Hubble-Konstante, → Hubble-Effekt.

Huber-Misessche Fließbedingung, → Fließbedingung.

Hubersche Fließbedingung, → Fließbedingung.

Hubkolbenmotor, → Verbrennungsmotor.

Hubkolbenpumpe, → Transportpumpen.

Hufeisenwirbel, → Strömungswiderstand.

Huggins-Konstante, 1) die meist mit k' oder k_H bezeichnete Konstante in der Gleichung $\eta_{sp}/c = [\eta] + k_H \cdot c$, die den Anstieg der spezifischen Viskosität $\eta_{sp} = (\eta - \eta_0)/\eta_0$ mit der Konzentration in verdünnten Polymerlösungen beschreibt. Dabei ist η die Viskosität der Lösung, η_c die des reinen Lösungsmittels, c die Konzentration des Polymeren in g cm^{-3} und $[\eta]$ der → Staudinger-Index. k_H beträgt in guten Lösungsmitteln für die meisten Polymeren etwa 0,38 und wächst bei stark verzweigten Molekülen auf Werte über 1 an.

2) *Huggins-Parameter*, χ, Größe, die in der Theorie der makromolekularen Lösungen die energetischen Wechselwirkungen und damit die Abweichungen von den für athermische Mischungen gültigen Beziehungen beschreibt.

Hugoniot-Kurve, → Verdichtungsstoß.

Hull-Davey-Karten, → Indizierung.

Hüllenelektronen, Elektronen, die in der → Atomhülle eines Atoms gebunden sind. Gegensatz: → Leitungselektronen.

Hüllenelektroneneinfang, svw. K-Einfang.

Hull-Methode, eine → Pulvermethode.

Hume-Rotherysche Phasen, eine Gruppe der → intermetallischen Verbindungen.

Hund-Mulliken-Methode, svw. Methode der Molekülzustände.

hundredweight, Tabelle 2, Masse.

Hundsche Methode, → Methode der Molekülzustände.

Hundsche Regel, 1927 von Hund angegebene Regel, die die Lage der zu einer bestimmten Elektronenkonfiguration gehörenden Terme bei Gültigkeit der Russell-Saunders-Kopplung beschreibt: Am höchsten liegt der Term mit der größten Quantenzahl S des Gesamtspins und, innerhalb der Terme mit gleichem S, der mit dem größten Wert der Quantenzahl L des Gesamtbahndrehimpulses. Entsprechend der Definition der → Terme ist die Reihenfolge der Energieniveaus umgekehrt.

Hurrikan, → tropischer Wirbelsturm.

Huygens-Okular, → Okular.

Huygenssches Prinzip, Konstruktionsprinzip für die Wellenfronten bei Wellenausbreitung in homogenen Medien auf der Basis von Elementarwellen, die die Form von Kugel- oder Ringwellen haben. Die zu einer Wellenfläche benachbarten Wellenflächen werden dadurch konstruiert, daß alle Punkte der Ausgangsfläche als Erregungszentren von Elementarwellen angesehen werden, die sich überlagern. Die Enveloppen der Elementarwellen ergeben die zur Ausgangsfläche benachbarten Wellenflächen.

Das Huygenssche P. wurde durch Fresnel erweitert, indem er die Interferenz von Elementarwellen mit verschiedenen Gangunterschieden einbezog. Eine strenge Formulierung des Huygensschen P.s ergibt sich im Zusammenhang mit dem Anfangswertproblem der → Wellengleichung und der Greenschen Ausbreitungsfunktion für die Wellengleichung. Die Lösung des Anfangswertproblems für die Wellengleichung in einem Punkt P hängt nur von den Anfangswerten auf dem Rand des Abhängigkeitsbereiches ab, d. h., des Bereiches, der durch den zu P gehörigen charakteristischen Kegel auf der Anfangsfläche $t = \text{konst.}$ begrenzt wird. Eine Störung der Anfangswerte in einem begrenzten Bereich breitet sich deshalb als scharf begrenztes Signal aus. Sendet eine Quelle in einem Zeitraum Δt Wellen aus, so wirken diese auf den Empfänger ebenfalls nur in diesem Zeitraum. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen hängt nicht von ihrer Frequenz ab, und die Wellen erfahren keine Deformation durch Bildung eines „Nachhalls" oder „Schwanzes". In der Greenschen Ausbreitungsfunktion dürfen deshalb nur Terme auftreten, die von der δ-Funktion $\delta[t - \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}/c]$ oder deren Ableitung abhängen.

Diese Forderung ist nur für die Wellengleichung in Räumen mit ungerader Anzahl der Raumdimensionen erfüllt. Verallgemeinerte Wellengleichungen mit Ruhmasseterm wie die → Klein-Gordon-Gleichung erfüllen ebenfalls nicht das Huygenssche P.

Der Ruhmasseterm führt zu Anteilen in der Greenschen Funktion, die der Ausbreitung von Störungen mit Geschwindigkeiten, die kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sind, entsprechen. Ein Signal breitet sich dann zwar mit scharfer Vorderfront aus, jedoch mit unendlich langem „Nachhall", der den Geschwindigkeiten, die kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sind, entspricht. Ein ähnlicher „Signalschwanz" tritt auch bei der Wellenausbreitung bei Vorhandensein eines Gravitationsfeldes auf. Im allgemeinen → Riemannschen Raum gilt also das Huygenssche P. auch bei ungerader Anzahl der Raumdimensionen und fehlendem Ruhmasseterm nicht mehr.

Lit. Iwanenko u. Sokolow: Klassische Feldtheorie, (dtsch., Berlin 1953).

Huygenssche Strahlenfläche, → Kristalloptik.

H-Wellen, → Hohlleiter, → Wellenleiter.

Hybrid, *Bastard*, Bezeichnung für ein System,

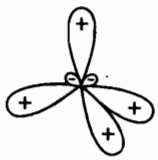
das sich durch Mischung mehrerer Grenzstrukturen darstellen läßt, → Hybridisation.

Hybridbande, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Hybridfrequenz, → Plasmaschwingungen.

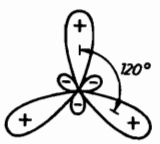
Hybridintegration, ein Verfahren der → Mikroelektronik.

Hybridisation, *Bastardisierung*, die bei vielen Elementen beim Eingehen einer Bindung auftretende Mischung von Atomorbitalen zu Hybridorbitalen, die auf Grund ihrer exzentrischen Gestalt günstige Voraussetzungen für eine Überlappung haben und die Forderung nach minimaler Gesamtenergie des Moleküls erfüllen.



1 sp^3-Hybridorbitale

Ein typischer Vertreter für das Auftreten von H. ist der Kohlenstoff. Das Kohlenstoffatom hat im Grundzustand die Elektronenkonfiguration $1s^22s^22p_x2p_y$ (→ *p*-Orbitale), was auf Grund der beiden ungepaarten Elektronen auf Zweibindigkeit schließen läßt. Durch die → Promovierung unter Zuführung der Promotionsenergie wird das Kohlenstoffatom aus diesem zweibindigen Grundzustand in den der Erfahrung entsprechenden Zustand $1s^22s2p_x2p_y2p_z$ überführt. Diese Elektronenkonfiguration würde zu drei gleich starken, senkrecht aufeinander stehenden C–H-Bindungen, die durch die drei 2*p*-Elektronen des Kohlenstoffs gebildet werden, und einer etwas schwächeren C–H-Bindung, an der das 2*s*-Elektron beteiligt ist, führen. Nach den experimentellen Ergebnissen liegen jedoch im Methanmolekül vier gleiche C–H-Bindungen vor. Pauling und Slater konnten zeigen, daß Linearkombinationen der ψ-Funktionen des 2*s*-Elektrons und der drei 2*p*-Elektronen zu vier energetisch gleichwertigen *sp^3-Hybridorbitalen* (*sp^3-Hybridisation*, Abb. 1) führen, die dem experimentellen Befund entsprechen:



2 sp^3-Hybridorbitale

$$\psi_{C_1} = 1/2\,[\psi(2s) + \psi(2p_x) + \psi(2p_y) + \psi(2p_z)]$$
$$\psi_{C_2} = 1/2\,[\psi(2s) + \psi(2p_x) - \psi(2p_y) - \psi(2p_z)]$$
$$\psi_{C_3} = 1/2\,[\psi(2s) - \psi(2p_x) + \psi(2p_y) - \psi(2p_z)]$$
$$\psi_{C_4} = 1/2\,[\psi(2s) - \psi(2p_x) - \psi(2p_y) + \psi(2p_z)]$$

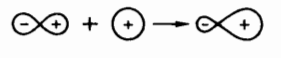
sp^3-Hybridorbitale sind ähnlich den *p*-Orbitalen axialsymmetrisch mit besonderer Konzentration in Bindungsrichtung. Dadurch ergibt sich eine wirkungsvolle Überlappung mit den Orbitalen der Bindungspartner und damit die Bildung starker Bindungen, so daß infolge der H. insgesamt für das System ein Energiegewinn resultiert. Die Achsen der vier sp^3-Hybridorbitale sind nach den Ecken eines regulären Tetraeders gerichtet. Sie bilden miteinander Winkel von 109° 28′. Damit sind die Richtungen der vier Bindungen festgelegt. Außer beim Kohlenstoff findet man Tetraeder-Orientierung z. B. beim Silizium, Germanium und Zinn sowie beim Stickstoff des Ammoniumions. Abweichungen von der regulären Tetraederanordnung sind selbst bei unsymmetrischen Verbindungen nicht größer als 2°. Eine noch stärkere Konzentrierung der Hybridorbitale in Bindungsrichtung ergibt sich, wenn außer den 2*s*- und 2*p*-Orbitalen noch geringe Anteile von *d*- und *f*-Orbitalen berücksichtigt werden.

Die Elemente der III. Gruppe des Periodensystems mit der Elektronenkonfiguration (ns^2np) im Grundzustand bilden viele Moleküle vom Typ MX_3, in denen M ein Element der III. Gruppe und X ein Halogen oder ein organisches Radikal $-CH_3$, $-C_6H_5$ u. ä. bedeuten. In diesen Verbindungen tritt *sp^2-Hybridisation* (*trigonale H.*, Abb. 2) auf, bei der die Hybridorbitale aus einem *s*- und zwei *p*-Orbitalen zusammengesetzt sind. Bei den sp^2-Hybridorbitalen liegen die Achsen größter Elektronendichte in einer Ebene. Sie sind um jeweils 120° gegeneinander gedreht. sp^2-Hybridisation kommt auch in den Doppelbindungen (→ Mehrfachbindung) des Kohlenstoffs vor. In Molekülen mit C=C-Doppelbindung stehen an jedem C-Atom vier Orbitale zur Verfügung, die durch die Funktionen

$$\psi_{C_1} = \frac{1}{\sqrt{3}}\psi(2s) + \sqrt{\frac{2}{3}}\,\psi(2p_x)$$
$$\psi_{C_2} = \frac{1}{\sqrt{3}}\psi(2s) - \frac{1}{\sqrt{6}}\psi(2p_x) + \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2p_y)$$
$$\psi_{C_3} = \frac{1}{\sqrt{3}}\psi(2s) - \frac{1}{\sqrt{6}}\psi(2p_x) - \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2p_y)$$
$$\psi_{C_4} = \psi(2p_z)$$

dargestellt werden. Die sp^2-Hybridorbitale ψ_{C_1}, ψ_{C_2} und ψ_{C_3} bilden mit je einem Orbital der Bindungspartner die in der *xy*-Ebene liegenden σ-Bindungen. Die Achse des Orbitals ψ_{C_4} liegt in einer zu dieser Ebene senkrechten Richtung. Dieses Orbital bildet eine π-Bindung (Beispiel: Äthylen C_2H_4).

Eine *sp-Hybridisation* (*digonale H.*) liegt vor, wenn sich mit einem *s*-Orbital ein *p*-Orbital mischt (Abb. 3). Die *sp*-Hybridisation kommt



3 Schematische Darstellung der Bildung einer *sp*-Hybridfunktion

am Kohlenstoff z. B. im Azetylenmolekül H–C≡C–H vor. Hier bildet jedes C-Atom zwei σ-Bindungen durch die beiden Hybridfunktionen $\psi_{C_1} = \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2s) + \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2p_x)$ und $\psi_{C_2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2s) - \frac{1}{\sqrt{2}}\psi(2p_x)$ und zwei π-Bindungen durch die Orbitale $\psi_{C_3} = \psi(2p_y)$, $\psi_{C_4} = \psi(2p)_z$. Die Winkel zwischen den Bindungen C–H und C≡C betragen 180°.

Die H. ist nicht auf *s*- und *p*-Orbitalfunktionen beschränkt. Häufig sind bei schwereren Elementen *d*-Orbitale an den Hybridfunktionen beteiligt. Sie sind besonders bei den Komplexen der Übergangsmetalle von Bedeutung.

Hybridorbital, → Hybridisation.

Hybridparameter, *h-Parameter*, ein zur Beschreibung des Vierpolverhaltens von → Transistoren verwendeter Parameter.

Hydratation, lockere, auf elektrostatischer Ion-Dipol-Wechselwirkung beruhende Anlagerung von Wassermolekülen an Ionen einer wäßrigen Lösung. Die bei der H. entstehenden Produkte heißen *Hydrate*. Als Maß für die Neigung der Ionen, sich mit Wassermolekülen zu verbinden, dient die *Hydratationsenergie*, d. i. die Energie, die erforderlich ist, um die wasserfreien Ionen der Verbindung aus der wäßrigen Lösung in das Vakuum zu befördern. → Solvatation.

Hydratationsenergie, → Hydratation.

Hydrate, → Hydratation.

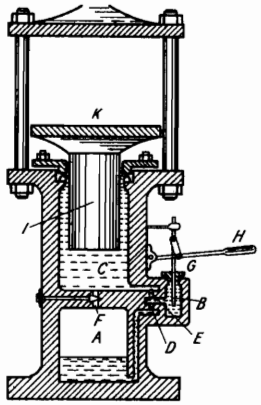
Hydraulik, Stromfadentheorie (→ Strömungsfeld) inkompressibler Medien, besonders des Wassers. Bei dieser eindimensionalen Betrach-

tungsweise werden die Strömungszustände in den Querschnittsflächen des Stromfadens (→ Strömungsfeld) als konstant vorausgesetzt. Die H. ist ein Spezialfall der Hydrodynamik (→ Hydromechanik), die mehrdimensionale Strömungen behandelt. Bei Strömungen durch Rohre, Gerinne und ähnliche Bauteile, in denen die Bewegung der Flüssigkeitsteilchen vorzugsweise in deren Achsenrichtung erfolgt, kann der gesamte Flüssigkeitsinhalt als ein einziger Stromfaden aufgefaßt werden. Diese Näherung ist jedoch nicht anwendbar, wenn sich der Strömungsquerschnitt auf kurzem Weg sehr stark ändert. Das trifft besonders für zu starke Querschnittserweiterungen in Strömungsrichtung zu, weil dann die Strömung abreißt (→ Grenzschichtablösung). Zur Berechnung eindimensionaler Strömungsvorgänge stehen die → Bernoullische Gleichung als Integral der → Eulerschen Gleichung, die → Kontinuitätsgleichung und der → Impulssatz der Strömungslehre zur Verfügung. Die H. ist ein sehr stark empirisch ausgerichteter Zweig der Mechanik. Da Geschwindigkeit und Druck über dem Strömungsquerschnitt konstant vorausgesetzt sind, können mit Hilfe der Theorie keine Strömungswiderstände berechnet werden. Die Verlustbeiwerte (→ Druckabfall) müssen an den Bauteilen experimentell ermittelt werden. Es liegt umfangreiches Meßmaterial für Rohre, Krümmer, Düsen, Diffusoren, Ventile und andere Bauteile vor. Zur Verallgemeinerung werden sie abhängig von der → Reynoldszahl, einer Ähnlichkeitskennzahl für reibungsbehaftete Strömungen, in Diagrammen dargestellt (→ Rohrströmung). Die an kreiszylindrischen Rohren gewonnenen Ergebnisse können im turbulenten Strömungsbereich auch auf andere Querschnittsformen übertragen werden, wenn der → hydraulische Durchmesser eingeführt wird. Die Berechnung des Druckabfalles erfolgt mit der Bernoullischen Gleichung für reibungsbehaftete Strömungen. Beim Ausströmen aus Mündungen ist der Durchsatz infolge der Strahlkontraktion und der Reibung kleiner als der theoretische Wert (→ Ausflußziffer), deshalb werden bei der Mengenmessung Korrekturfaktoren eingeführt (→ Drosselscheibe). Zur Auslegung von Diffusoren hat sich das aus Ähnlichkeitsbetrachtungen am Stromfaden abgeleitete Diffusorkriterium bewährt. Bei plötzlichem Öffnen oder Schließen von Ventilen bilden sich in Rohrleitungen Druckwellen aus, die zum → Wasserschlag führen können. In Gerinnen unterscheidet man zwischen → Schießen und Strömen, → Schwall und Sunk.

Die Stromfadentheorie wendet man bei Turbomaschinen zum Aufsuchen eines günstigen Arbeitspunktes und Auslegungsbereiches an, um danach die Strömung mit zwei- und dreidimensionalen Methoden der Hydrodynamik genauer zu untersuchen und optimale Schaufelgitter zu ermitteln. Breite Anwendung findet die H. im Wasserbau.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Kozeny: Hydraulik (Wien 1953); Prandtl: Führer durch die Strömungslehre (6. Aufl. Braunschweig 1965).

hydraulische Presse, eine Presse, deren Arbeitsweise auf dem Gesetz von Pascal beruht. Dieses Gesetz besagt, daß der Druck in einer ruhenden Flüssigkeit bei Vernachlässigung des Schwerkrafteinflusses überall und in jeder Richtung gleich groß ist (→ Flüssigkeitsdruck). Wird auf die im Gefäß *B* (Abb.) befindliche Flüssigkeit



Hydraulische Presse. *A*, *B*, *C* Gefäße mit Flüssigkeit, *D*, *E*, *F* Ventile, *G* kleiner Kolben, *H* Hebel, *I* großer Kolben, *K* Preßplatte

durch Senken des kleinen Kolbens *G* ein Druck ausgeübt, so strömt die Flüssigkeit unter Anheben des Ventils *E* nach dem Gefäß *C* über. Der Druck breitet sich durch die Flüssigkeit aus und hebt den großen Kolben *I* in die Höhe. Die an diesem Kolben wirksame Kraft verhält sich zu der bei *G* über den Hebel *H* aufgebrachten Kraft wie das Verhältnis der Querschnittsflächen von *I* und *G*. Die von den Kolben zurückgelegten Wege sind umgekehrt proportional zu deren Querschnitten. Die an beiden Kolben geleistete Arbeit ist gleich groß.

hydraulischer Durchmesser, Bezugsgröße, die benötigt wird, um die für kreiszylindrische Rohre bestimmten Reibungsbeiwerte für turbulente Strömungen (→ Rohrreibung) auf andere Querschnittsformen übertragen zu können. Der hydraulische D. ist definiert zu $d_h = 4A/U$; dabei ist A die Querschnittsfläche und U der benutzte Umfang, der bei Gerinnen den freien Spiegel nicht enthält. Beim kreiszylindrischen Rohr ist der hydraulische D. gleich dem Rohrdurchmesser. Die Größe $d_h/4$ trägt die Bezeichnung *hydraulischer Radius*.

hydraulischer Radius, → hydraulischer Durchmesser.

hydriertes Proton, svw. Wasser-Cluster-Ion.

Hydrodynamik, → Hydromechanik.

hydrodynamische Fernkräfte, Kräfte auf volumenpulsierende Teilchen, z. B. Gasblasen, innerhalb einer Flüssigkeit, in der sich periodische Deformationen ausbreiten. Diese rufen Dichteschwankungen zwischen den Dehnungs- und Druckphasen hervor, von denen auch in der Flüssigkeit befindliche Partikel erfaßt werden, so daß sich deren Volumina periodisch ändern. Stimmen die Phasen der Schwingungen überein, erfahren die Teilchen eine Kraft in Richtung der Flüssigkeitsschwingung. Ist die Dichte der Flüssigkeit größer als die der Teilchen, eilen die Teilchen in ihrer Schwingungsphase der Flüssigkeitsschwingung voraus, im umgekehrten Fall bleiben sie zurück.

Unter der Annahme, daß die Flüssigkeitsschwingung von einem weiteren pulsierenden

Körper ausgeht, kann eine zwischen den einzelnen Teilchen wirkende und durch die Flüssigkeit vermittelte h. Fernkraft, auch *Bjerknes-Kraft*, definiert werden.

Sind die Schwingungen der einzelnen Teilchen in Phase, wirken Anziehungskräfte, im Gegentakt tritt Abstoßung ein.

Anwendung findet dieses Phänomen z. B. bei der Entgasung von Flüssigkeiten und der → Koagulation durch Ultraschall.

hydrodynamischer Druck, → Flüssigkeitsdruck.

hydrodynamisches Getriebe, svw. Strömungsgetriebe.

hydrodynamisches Paradoxon. Der in Gas- oder Flüssigkeitsstrahlen durch Stromlinienkrümmung hervorgerufene Unterdruck führt dazu, daß an seiner Berandung befindliche Teile angezogen werden. Bläst man z. B. zwischen zwei wenig voneinander entfernte und leicht nach außen gewölbte Papierbögen, so rücken diese nicht weiter auseinander, sondern nähern sich. Sie bilden eine Düse, in deren engstem Querschnitt ein Unterdruck gegenüber dem an den Außenflächen der Blätter wirkenden Atmosphärendruck entsteht; dieser reicht aus, um die Papierbögen zusammenschlagen zu lassen. Dementsprechend werden unmittelbar hinter dem Düsenaustritt in Gasfreistrahlen gebrachte Körper, deren Querschnitt größer als der Düsenquerschnitt ist, nicht weggeschleudert, sondern angezogen. Hält man die Innenfläche der Daumenkappe an einen aus der Wasserleitung austretenden Strahl, so wird dieser in Richtung auf den Daumen abgelenkt. → Bernoullische Gleichung.

hydromagnetischer Generator, → magnetohydrodynamischer Generator.

Hydromechanik, ein Teilgebiet der → Mechanik, die Lehre vom Gleichgewicht und von der Bewegung des Wassers, im erweiterten Sinn aller tropfbaren Flüssigkeiten und inkompressiblen Strömungsmedien. Die H. untergliedert sich in die Hydrostatik als die Lehre vom Gleichgewicht und von der Stabilität schwerer Flüssigkeiten und in die Hydrodynamik als die Lehre von der Bewegung kontinuierlich verteilter Flüssigkeitsmassen. Die Gesetze der H. gelten auch für Gase bei vernachlässigbarer Dichteänderung (→ Aeromechanik). Neuerdings faßt man Gase und Flüssigkeiten unter dem gemeinsamen Namen *Fluide* zusammen und spricht von *Strömungsmechanik* als der Lehre vom Gleichgewicht und der Bewegung der Fluide.

1) *Hydrostatik.* Ihre Grundaufgabe ist die Bestimmung des Druckfeldes in einer homogenen schweren Flüssigkeit. Der Druck nimmt in ruhender Flüssigkeit mit zunehmender Tiefe ständig zu (→ Flüssigkeitsdruck). In jeder waagerechten Ebene ist er dabei konstant. Die Kompressibilität des Wassers kann wegen ihrer geringen Größe meist vernachlässigt werden, die Volumenverminderung beträgt z. B. bei einem Druck von 1000 at etwa 4%. Es werden die auf ebenen und gekrümmten Flächen unter Einwirkung schwerer Flüssigkeiten vorhandenen Druckkräfte ermittelt. Dabei ist die auf einen Gefäßboden vorgegebener Fläche wirkende Kraft unabhängig von der übrigen Gefäßform und wird nur durch die Höhe der Flüssigkeitssäule bestimmt (→ hydrostatisches Paradoxon). In einer im Gleichgewicht befindlichen Flüssigkeit steht der Druck überall senkrecht auf der Fläche, auf der er wirkt, und ist überall gleich groß, wenn Schwerkräfte und andere Massenkräfte fehlen. Der Einfluß der Schwere ist bei hohen Drücken vernachlässigbar (→ hydraulische Presse). Zu den Aufgaben der Hydrostatik gehört neben der Untersuchung der Einwirkung der Schwerkraft auch die Untersuchung der Einwirkung anderer Massenkräfte, z. B. die Untersuchung der Ausbildung der Oberfläche einer mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um eine feste Achse rotierenden Flüssigkeit. Gleichgewicht in homogener Flüssigkeit ist nur möglich, wenn das Kraftfeld ein Potential besitzt. Teilweise oder völlig in Flüssigkeit eingetauchte Körper erfahren einen hydrostatischen Auftrieb; dieser bildet die Grundlage für das Schwimmen und Schweben. Die Flüssigkeit steht in miteinander verbundenen, oben offenen Gefäßen immer gleich hoch (→ kommunizierende Röhren); dadurch kann der Druck auf einfache Weise gemessen werden (→ Druck). An freien Oberflächen ist die → Kapillarität zu berücksichtigen. Durch Druckunterschiede können Flüssigkeiten gehoben werden (→ Heber).

2) *Hydrodynamik.* Sie geht von der Betrachtung der Vorgänge in strömenden idealen Flüssigkeiten aus, in denen Druckkräfte und Massenkräfte im Gleichgewicht stehen. Die Bewegung wird durch die → Eulerschen Gleichungen beschrieben. Da diese nicht linear sind, ist ihre Integration für dreidimensionale Strömungen nur unter bestimmten Voraussetzungen möglich. Außerdem ist die → Kontinuitätsgleichung zu erfüllen. Der Strömungsverlauf kann anschaulich durch Betrachtung von Stromlinien, Streichlinien und Bahnlinien verfolgt werden (→ Strömungsfeld). Die Wirbelbewegung (→ Wirbel) reibungsfreier Flüssigkeiten erfolgt entsprechend der → Wirbelsätze.

Mit den eindimensionalen Strömungsvorgängen beschäftigt sich die → Hydraulik. Sehr gut ausgearbeitete Lösungsmethoden existieren auch für ebene und rotationssymmetrische Potentialströmungen (→ Strömung). Durch Überlagerung von Elementarströmungen können komplizierte Strömungsfelder aufgebaut werden (→ Singularitätenverfahren). Weiterhin sind die konforme Abbildung und die Hodographenmethode (→ komplexe Methoden 1) zur Ermittlung der Strömung um ebene Körper gut geeignet. Von großem Interesse ist dabei die Strömung um Tragflügel und durch Schaufelgitter. Aus der Joukowsky-Bedingung folgt die Größe der Zirkulation um das Profil. Der hydrodynamische Auftrieb, den die Körper bei zirkulationsbehafteter Umströmung erfahren, ergibt sich nach der → Kutta-Joukowsky-Gleichung (→ Magnus-Effekt). Am Tragflügel mit endlichem Seitenverhältnis tritt in Potentialströmung ein induzierter Widerstand auf (→ Strömungswiderstand). Dreidimensionale Potentialströmungen für komplizierte Berandungen können mit Hilfe der Elektroanalogie (→ Analogie) untersucht werden. Allgemein sind die von der Strömung auf einen Körper ausgeübten Kräfte nach dem → Impulssatz der Strömungslehre zu berechnen. Bei der Vereinigung zweier Ströme unterschiedlicher Geschwindigkeit entsteht eine → Tren-

nungsfläche. Diese ist instabil und zerfällt in → Wirbel. In Flüssigkeitsströmungen besteht die Möglichkeit zur Entstehung von → Kavitation, wenn örtlich infolge hoher Geschwindigkeiten der Dampfbildungsdruck unterschritten wird. Zur Dynamik der idealen Flüssigkeiten gehört auch die Behandlung der Wellen an freien Oberflächen. Solange die Reibung keinen entscheidenden Einfluß auf den Strömungsvorgang ausübt, besteht gute Übereinstimmung zwischen Potentialströmung und realer reibungsbehafteter Strömung, obwohl die → Haftbedingung von der idealen Flüssigkeit nicht erfüllt wird. Größere Unterschiede treten vor allen Dingen in Gebieten verzögerter Strömung auf, in denen für die reale Flüssigkeit die Gefahr der Ablösung besteht (→ Grenzschichtablösung). Reibungsbehaftete Strömungsvorgänge werden durch die → Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben. Da sie von höherer Ordnung sind als die Eulerschen Gleichungen, ist ihre Lösung noch schwieriger. Nur für Spezialfälle wie schleichende Strömungen, ausgebildete laminare Rohrströmung, Grenzschicht- und Staupunktströmung sind Lösungen bekannt. Von großer Bedeutung für die Technik sind die Strömungen bei hohen Reynoldszahlen. Nach einem Vorschlag von Prandtl kann in diesem Fall die Strömung um einen Körper in zwei Bereiche unterteilt werden: in eine sehr dünne Schicht unmittelbar an der festen Wand, die → Grenzschicht, in der die durch die Zähigkeit verursachten Reibungskräfte eine wesentliche Rolle spielen, und in den Bereich außerhalb dieser Schicht, in dem die Reibungskräfte gegen die Trägheitskräfte, Druckkräfte und Schwerkräfte zu vernachlässigen sind. Damit ist eine mathematische Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen und die theoretische Behandlung der reibungsbehafteten Strömungen möglich geworden, die sich in der Praxis außerordentlich bewährt hat. Weil außerhalb der Grenzschicht Potentialströmung vorliegt, gewinnen die Lösungsmethoden der Potentialtheorie auch für die Berechnung zäher Strömungen Bedeutung. Mit Hilfe der Grenzschichttheorie kann aus der potentialtheoretischen Geschwindigkeits- bzw. Druckverteilung die Reibungsschicht am Profil berechnet werden. Damit ist es auch möglich, die in verzögerter Strömung auftretende Grenzschichtablösung zu bestimmen. Die Ergebnisse der Grenzschichtrechnung gestatten die Ermittlung des Reibungswiderstandes und bei kleinem Totwasser auch die Ermittlung des Druckwiderstandes (→ Strömungswiderstand). Auf diese Weise können Profilformen mit minimalen Strömungsverlusten vorausberechnet werden.

Obwohl die laminare Strömung theoretisch bis zu unendlich großen Reynoldszahlen eine Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen darstellt, wird sie bei hohen Reynoldszahlen instabil und schlägt in den turbulenten Zustand um. Die → Turbulenz kann man sich als ein unregelmäßiges Gemisch großer und kleiner Wirbel vorstellen. Die großen Wirbel entziehen der mittleren Bewegung ständig Energie und zerfallen infolge der Trägheitskräfte in immer kleinere Wirbel. In diesen kleinen Wirbeln wird die kinetische Energie durch Reibung in Wärme umgewandelt. Die Reibungsverluste sind deshalb in turbulenter Strömung wesentlich größer als in laminarer. Werden die Strömungsverluste nur durch Reibung verursacht, so ist der laminare Strömungszustand anzustreben. Auf Grund des verstärkten → Austausches quer zur Hauptströmung überwindet die turbulente Grenzschicht einen stärkeren Druckanstieg in Strömungsrichtung ablösungsfrei als die laminare Grenzschicht. Im allgemeinen ist der im Totwasser entstehende Druckwiderstand wesentlich größer als der Reibungswiderstand; deshalb ist in verzögerter Strömung turbulente Grenzschicht günstiger (→ Turbulenzdraht, → Turbulenzgrad, → Grenzschichtbeeinflussung). Bei der Berechnung turbulenter Strömungen beschränkt man sich auf Grund der außerordentlichen mathematischen Schwierigkeiten auf die Bestimmung der zeitlichen Mittelwerte. In den Reynoldsgleichungen (→ Turbulenz) treten die durch die turbulenten Schwankungsbewegungen bedingten zusätzlichen Schubspannungen oder Reynoldsspannungen auf. Sie führen zu dem Begriff der Wirbelzähigkeit (→ Wirbel), die zum Ausdruck bringt, daß die Zähigkeit eines Mediums in turbulenter Strömung scheinbar erhöht ist. Für praktische Rechnungen wird der Zusammenhang zwischen den Schwankungsgeschwindigkeiten und der turbulenten Schubspannung durch empirische Ansätze berücksichtigt (→ Mischungsweg).

Zwischen Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch besteht eine Analogie (→ Austausch, → Impulstheorie des Wärmeübergangs). In laminarer Strömung erfolgt der Austausch durch die thermische Eigenbewegung der Moleküle, in turbulenter Strömung vorwiegend durch die großen Wirbel. Der turbulente Austausch ist wesentlich stärker als der laminare.

Zur Lösung strömungstechnischer Aufgaben sind oft Vereinfachungen und Annahmen nötig. Deshalb kommt auch den Experimenten große Bedeutung zu, um die Gültigkeit der theoretisch ermittelten Resultate zu prüfen. Die Verluste in Strömungen mit Ablösungsgebieten können zuverlässig nur durch Versuche bestimmt werden. Die Messungen erfolgen vorzugsweise in → Windkanälen und → Wasserkanälen (→ Strömungssonden). Dabei sind die → Modellregeln einzuhalten (→ Ähnlichkeitstheorie). Oft erhält man durch Sichtbarmachung der Strömung (→ Strömungsphotographie) einen tieferen Einblick in den Ablauf der physikalischen Vorgänge und damit die Möglichkeit zur Aufstellung brauchbarer theoretischer Ansätze. Durch Strömungsbeobachtungen können die Konturen von Krümmern (→ Krümmerströmung), → Diffusoren und anderen strömungstechnischen Bauteilen so abgeändert werden, daß größere Totwassergebiete vermieden und damit die Druckverluste gesenkt werden. Die Untersuchung von Strömungen, die unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder stehen, ist Gegenstand der → Magnetohydrodynamik.

Das Anwendungsgebiet der H. ist außerordentlich breit und umfaßt z. B. die Ermittlung von Körperformen mit minimalen Strömungsverlusten für Flugzeuge, Landfahrzeuge und Schiffe, die Berechnung und Projektierung von Turbomaschinen; die Gestaltung von Rohrleitungsnetzen, die Probleme der Heizung und

Lüftung, des Wärme- und Stoffaustausches, des Mischens und Rührens, der Verbrennung und der Strömungsvorgänge in Dieselmotoren; die Ermittlung der Windbelastung von Bauwerken, die Sickerströmungen im Erdreich und der Strömungsvorgänge in der Meteorologie.

Lit. Kotschin, Kibel, Rose: Theoretische H., 2 Bde (dtsch Berlin 1955); → Strömungslehre, → Grenzschicht.

Hydrometeore, diejenigen Kondensationsformen des atmosphärischen Wasserdampfes, die selbständige Erscheinungen darstellen. Sie sind in drei natürliche Gruppen eingeordnet: 1) unmittelbare Kondensation an oder nahe der Erdoberfläche: Beschlag, Tau, Nebeltau, Dunst, Nebel, Nebeltraufe, Regen ohne Wolken; Frostbeschlag, Reif, Eisnebel, Rauhreif, Rauhfrost, Rauheis, Glatteis, Schnee ohne Wolken; 2) unmittelbare Kondensation in der freien Atmosphäre: Wasserwolken; Eiswolken; 3) mittelbare Kondensation in der freien Atmosphäre: Regen, Nieseln, Schauer, Regenschnee (Schlack); Schnee, Griesel, Graupeln, Hagel, Eiskörner und Eisnadeln. Innerhalb jeder Gruppe sind die entsprechenden Formen in flüssigem und festem Aggregatzustand einander gegenüber gestellt.

Als H. im engeren Sinne bezeichnet man diejenigen Kondensationsformen, die der Erde unmittelbar Wasser in flüssiger oder fester Form zuführen (Gruppen 1 und 3).

Hydronium, svw. Wasser-Cluster-Ion.

Hydrostatik, → Hydromechanik.

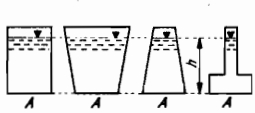
hydrostatischer Druck, → Flüssigkeitsdruck.

hydrostatischer Spannungszustand, allseitig gleichmäßiger Druck oder Zug p. Um den hydrostatischen Anteil eines beliebigen Spannungszustandes zu finden, wird angenommen, daß durch p dieselbe elastische Volumenänderung hervorgerufen wird wie durch die gegebenen Spannungen. Daraus folgt

$$p = \frac{1}{3}\,\mathrm{Sp}\,\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$$
$$= \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

als Ausdruck für die mittlere Normalspannung. σ ist der Spannungstensor, $\sigma_{x,y,z}$ sind die drei Normalspannungen, $\sigma_{1,2,3}$ die drei Hauptspannungen. Es kann als experimentell nachgewiesen gelten, daß der hydrostatische S. keinen Einfluß auf die plastische Formänderung hat. Deshalb wird in der Plastizitätstheorie der hydrostatische S. vom Spannungstensor abgespalten und in der Regel der Spannungsdeviator benutzt.

hydrostatisches Paradoxon. Der Bodendruck p in einem Gefäß ist nur von der Flüssigkeitshöhe h, nicht aber von der Gefäßform abhängig: $p = \varrho \cdot g \cdot h$; dabei ist ϱ die Flüssigkeitsdichte, g die Erbeschleunigung (Abb.). Die auf die waagerechte Bodenfläche A wirkende Druckkraft F ist



Hydrostatisches Paradoxon. In allen Gefäßen ist die Druckkraft F gleich groß

nicht gleich dem im Gefäß eingeschlossenen Flüssigkeitsgewicht, sondern gleich dem Gewicht einer Flüssigkeitssäule mit der Höhe h und dem Querschnitt A, also $F = \varrho \cdot g \cdot h \cdot A$.

hydrostatische Wägung, die Anwendung der Auftriebsmethode (→ Auftrieb) zur Bestimmung der Dichte.

hydrothermale Lösung, → Hochdruckphysik 1.4.H).

Hydrothermalsynthese, → Kristallzüchtung.

Hygrometer, → Feuchtigkeitsmessung.

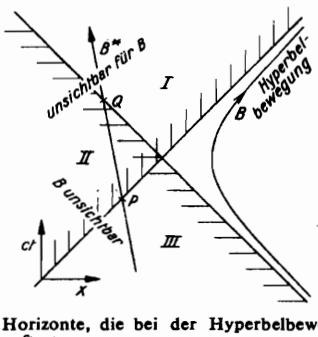
Hygrometrie, svw. Feuchtigkeitsmessung.

hygroskopisch, svw. wasseranziehend. H. sind solche Stoffe, die aus einem Wasserdampf-Gas-Gemisch, z. B. Luft, den Wasserdampf entziehen und aufnehmen. In der Labortechnik werden h.e Stoffe als Trockenmittel verwendet, z. B. Phosphorpentoxid.

hyl, → Hyl.

Hyl, Kurzz. hyl, alte abgeleitete Masseeinheit des Technischen Maßsystems. Vorsätze erlaubt. 1 hyl = 9,80665 g.

Hyperbelbewegung, eine Bewegung mit konstanter Beschleunigung im Ruhsystem des bewegten Teilchens (→ spezielle Relativitätstheorie). Diese Bewegung ergibt in der Raum-Zeit eine Hyperbel (Abb.). Ist die Viererbeschleunigung im momentanen Ruhsystem gleich (b, 0, 0, 0), so lautet eine Lösung der Bewegungsgleichung $x = (c^2/b)\sqrt{1 + (bt/c)^2}$. Realisierbar ist eine konstante Ruhbeschleunigung durch ein homogenes elektrisches Feld.



Horizonte, die bei der Hyperbelbewegung von B auftreten

Für einen mit konstanter Ruhbeschleunigung bewegten Beobachter existieren → Horizonte. Die Ereignisse in den Gebieten I und II sind für den so bewegten Beobachter B zu keiner Zeit beobachtbar, sie liegen hinter dem Ereignishorizont. In den Gebieten II und III dagegen ist B nicht sichtbar, erst wenn ein Beobachter B^* diese beiden Gebiete verläßt, wird B für ihn sichtbar. In der Abbildung verläßt der Beobachter B^* in P das Gebiet, in dem er für B sichtbar ist. In Q erreicht er das Gebiet, in dem er B beobachten kann.

Hyperchromasie, die willkürliche Erhöhung der Abbeschen Zahl ν von Glas über den vom Werkstoff gegebenen Wert hinaus durch Kombinieren mehrerer Glassorten. Die H. ist ein Hilfsmittel zur Korrektion der chromatischen Abbildungsfehler optischer Systeme.

Hyperfeinstruktur, HFS, die über die Feinstruktur hinausgehende zusätzliche Aufspaltung der Spektrallinien von Atomen oder Molekülen. Die Hyperfeinstrukturaufspaltungen sind etwa um den Faktor 10^{-3} kleiner als die Feinstruktur-

aufspaltungen und liegen damit im Energiebereich 10^{-5} eV. Die H. wird durch zwei verschiedene Erscheinungen bewirkt: 1) durch die Wechselwirkung der Elektronen mit Kernmomenten. Unter Kernmomenten sind dabei die magnetischen (Dipol-) Momente der Atomkerne und die weniger wichtigen elektrischen Quadrupolmomente zusammengefaßt. Die Quadrupolmomente resultieren aus einer Abweichung der Kernform von der Kugelgestalt; 2) durch → Isotopieverschiebungen in Atomspektren. Hierbei handelt es sich nur um eine Aufspaltung der Linien bei einem Isotopengemisch, nicht um einen das einzelne Atom betreffenden Effekt.

Zur Beobachtung der H. der Spektrallinien benötigt man Lichtquellen mit sehr geringer Gasdichte, Stromdichte, Feldstärke und niedriger Temperatur, um die Ursachen der Verbreiterung der Spektrallinien weitestgehend auszuschalten. Man verwendet deshalb Glimmentladungen durch Röhren, die in verflüssigte Gase eintauchen, Hohlkatodenlampen mit durch verflüssigte Gase gekühlten Katoden und durch Elektronenbeschuß zum Leuchten angeregte Atomstrahlen, die außerdem auch als Absorber für die Untersuchung der H. von Absorptionslinien dienen können. Als Spektralgeräte dienen hochauflösende Apparate, z. B. große Beugungsgitter in hohen Ordnungen. Am besten geeignet für Untersuchungen der H. ist das Fabry-Perot-Interferometer. Mit Hilfe der Atomstrahlresonanzmethode können Hyperfeinstrukturaufspaltungen direkt ausgemessen werden.

Die H. (ohne Isotopieverschiebung) tritt bei den Spektrallinien aller Atome auf, deren Kern eine ungerade Massezahl aufweist und außerdem bei ^{2}D und ^{14}N, das sind alle Kerne mit von Null verschiedenem Kernspin. Hauptursache der H. ist die Wechselwirkung der Hüllenelektronen mit dem magnetischen Dipolmoment des Atomkerns. Da diese Kernmomente etwa um den Faktor 10^{-3} kleiner als die Hüllenmomente sind, ist auch die gesamte Hyperfeinstrukturaufspaltung um diesen Faktor kleiner als die Feinstruktur. Die Richtung des Kernmoments ist durch den Kernspin $\vec{I}$, die Größe und Richtung des von den Elektronen am Kernort erzeugten Magnetfelds $\vec{H}$ durch den Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ der Hülle bestimmt. Bei der Kopplung von $\vec{I}$ und $\vec{J}$ zum gesamten Atomdrehimpuls $\vec{F}$ – entsprechend dem Vektormodell und völlig analog zur Kopplung von $\vec{J}$ und $\vec{S}$ bei der Russell-Saunders-Kopplung zur Deutung der Feinstruktur – hat die magnetische Wechselwirkungsenergie nach der Gleichung $-\vec{m}_I\vec{H} = -g\mu_K IH\cos(\vec{I},\vec{J})$ verschiedene Werte für die unterschiedlichen Einstellungen von Kern- und Hüllenspin zueinander. Es bedeuten $\vec{m}_I$ das Kernmoment, μ_K das Kernmagneton, g den gyromagnetischen Faktor des Kerns, I die Quantenzahl des Kernspins. Alle Terme eines Hyperfeinstruktur-Multipletts haben gleiche Quantenzahlen I und J, aber verschiedene Quantenzahlen F des gesamten Atomdrehimpulses, die alle ganz- oder halbzahlige Werte zwischen $|J - I|$ und $(J + I)$ durchlaufen. Die beobachteten Komponenten entsprechen der Auswahlregel $\Delta F = 0$ oder ± 1; $0 - 0$ verboten. Die Analyse der gemessenen Hyperfeinstrukturaufspaltungen liefert die Quantenzahl des Kernspins I, außerdem die magnetischen Momente bzw. den gyromagnetischen Faktor der Kerne, wenn das Magnetfeld der Elektronenhülle am Ort des Kerns bekannt ist. Es kann mit Hilfe spektraler Daten berechnet werden.

Bei nichtkugelförmigen Kernen tritt eine weitere, zum elektrischen Quadrupolmoment Q der Kerne und zu $[3\cos^2(\vec{I},\vec{J}) - 1]$ proportionale Aufspaltung auf, aus deren Größe Q bestimmt werden kann. Dazu sind allerdings Informationen über die Inhomogenität des elektrischen Feldes am Kernort erforderlich, die nur mit geringer Genauigkeit durch theoretische Berechnungen erhalten werden können.

In einem äußeren Magnetfeld präzessiert der Gesamtdrehimpuls $\vec{F}$ um die Feldrichtung in $2F + 1$ verschiedenen Einstellungen, solange die magnetische Zusatzenergie klein ist gegenüber der feldfreien Hyperfeinstrukturaufspaltung. Wegen ihrer Kleinheit tritt aber schon bei relativ schwachen Feldern Entkopplung von $\vec{J}$ und $\vec{I}$ auf. Es ergibt sich ein partieller *Pdschen-Back-Effekt* (auch *Back-Goudsmit-Effekt* genannt): Die Komponenten des anomalen Zeeman-Effekts der Feinstruktur (m_I) zeigen eine Aufspaltung in $2I + 1$ äquidistante Komponenten in der Größenordnung der feldfreien H.

Die Messungen des Zeeman-Effekts der H. erlauben eine Bestimmung von I; eine zusätzliche Information über das magnetische Kernmoment erbringen sie nicht.

Hyperfeinstrukturwechselwirkung, *HFS-Wechselwirkung*, Gesamtheit der Wechselwirkungen, die die Hyperfeinstruktur der Atomkernniveaus im Festkörper bedingen, wie sie experimentell durch die magnetische Kernresonanz und den Mößbauer-Effekt beobachtet werden kann. Außer der Wechselwirkung mit einem äußeren Magnetfeld und der Dipolwechselwirkung der Kernspins handelt es sich um Kopplungen, an denen fast ausschließlich *s*-Elektronen beteiligt sind, da nur die Wellenfunktionen vom *s*-Typ am Kernort nicht verschwinden und damit den Kern beeinflussen können. Die *s*-Elektronen beeinflussen die Atomkernniveaus, 1) weil sie durch ihre Polarisation in einem äußeren Feld zu dem effektiven Feld am Kernort beitragen. Die dadurch bedingte Verschiebung der Kernresonanzlinien gegenüber dem freien Atom heißt *Knight-Shift*; 2) durch ihre Polarisation – und dem damit verbundenen Feld – infolge der Austauschwechselwirkung mit geordneten magnetischen Momenten. Den Hauptbeitrag zum Hyperfeinstrukturfeld liefern hierbei die Elektronen der abgeschlossenen *s*-Schalen des Atomrumpfes; 3) indem die magnetische Wechselwirkung zwischen Kernspin und Leitungselektronen analog zum indirekten Austausch zu einer Kopplung zwischen den Kernspins führt.

Da Spin und Quadrupolmoment des Kerns starr gekoppelt sind, spielen elektrische Quadrupolfelder eine ähnliche Rolle wie Magnetfelder (→ Zeeman-Effekt).

Hyperfragment, → Lambda-Hyperon.

Hypergon, historisches photographisches Objektiv, Grundform vieler moderner Weitwinkelobjektive.

Hyperkern, → Lambda-Hyperon.

Hyperkonjugation, → konjugierte Verbindung.

Hyperladung, Y, ladungsartige Quantenzahl der Elementarteilchen. Die H. ist gleich der doppelten mittleren Ladung eines Ladungsmultipletts: $Y = 2\,\bar{Q}$. Beispielsweise gilt für die Nukleonen $Y = 2 \cdot {}^1/_2 = 1$, da sie zwei Ladungszustände, das Proton mit $Q = 1$ und das Neutron mit $Q = 0$, haben und mithin $\bar{Q} = {}^1/_2$ ist; für die π-Mesonen π^+, π^0 und π^- dagegen erhält man $\bar{Q} = (1 + 0 - 1)/3 = 0$ und damit $Y = 0$. Die H. ist additiv (→ Ladung), sie bleibt bei starken Wechselwirkungen erhalten. Sie ist mit der Strangeness S und der Baryonenzahl A durch die Beziehung $S = Y - A$ verknüpft (→ Elementarteilchen).

Hypermetropie, Weitsichtigkeit, → Sehen.

Hyperonen, Gruppe von → Elementarteilchen (Tab. A und C) aus der Familie der Baryonen, die im Unterschied zu den Nukleonen und deren angeregten Zuständen Strangeness $S \neq 0$ haben und deshalb gemeinsam mit den K-Mesonen als *fremde Teilchen* [engl. *strange particles*] bezeichnet werden. Strangeness und Hyperladung Y hängen eng zusammen. Die H. wurden zuerst in der kosmischen Strahlung gefunden, später aber mit Hilfe großer Protonenbeschleuniger jeweils zusammen mit einem Teilchen entgegengesetzter Strangeness über Prozesse mit starker Wechselwirkung erzeugt (*assoziierte Produktion*, → Kaon). Die Masse der H. liegt über der der Nukleonen, was ihre Bezeichnung als „überschwere" Teilchen begründet. Heute kennt man eine große Zahl von H. einschließlich der Resonanzen; am bekanntesten sind das → Lambda-Hyperon (Λ^0), die → Sigma-Hyperonen ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$), die → Xi-Hyperonen ($\Xi^-, \Xi^0$) und das → Omega-Hyperon (Ω^-) sowie deren Antiteilchen. Für die H. war früher wegen der paarweisen Erzeugung und des V-förmigen Auseinanderfliegens der beiden Reaktionsprodukte der Name *V-Teilchen* gebräuchlich.

Hyperopie, Weitsichtigkeit, → Augenoptik, → Sehen.

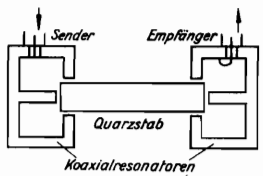
Hyperphorie, → Augenoptik.

Hyperschall, *Mikroschall, Mikrowellenschall,* Schallwellen mit Frequenzen zwischen 10^{10} und 10^{12} Hz, die sich an das Gebiet der Ultraschallwellen anschließen und gleichzeitig die obere Grenze der möglichen Schallfrequenzen im Medium angeben.

Die Festlegung des Frequenzbereiches und die begriffliche Abgrenzung des H.s gegenüber dem Ultraschall wird durch die Tatsache nahegelegt, daß die thermischen Schwingungen der Moleküle des Ausbreitungsmediums ebenfalls in diesem Frequenzbereich liegen, wodurch spezifische Wechselwirkungen, die im Ultraschallgebiet nicht auftreten, zu erwarten sind. Da die Wellenlänge des H.s die Größenordnung der Molekülabstände im Ausbreitungsmedium erreicht, treten merkliche Phasenverschiebungen zwischen den Schwingungen der Einzelmoleküle auf. Gleichzeitig werden Resonanzen induziert, was zur Dispersion (→ Schalldispersion) in diesem Bereich führt.

Kommt z. B. die Wellenlänge in die Größenordnung des Molekülabstandes d eines flüssigen Ausbreitungsmediums, so läßt sich eine nicht überschreitbare obere Grenzfrequenz $f_g = c/\pi \cdot d$ (c Schallgeschwindigkeit) finden, die bei etwa 10^{12} Hz liegt. Die Größe der zugehörigen Grenzwellenlänge von $\lambda_g = 2d$ bedeutet, daß die Moleküle paarweise gegeneinander schwingen, ihre Phasenverschiebungen also 180° betragen. Diese obere Grenze des H.s ist gleichzeitig Übergangsgebiet zwischen adiabatischer und isothermer Schallausbreitung, wobei letztere mit den aus den thermischen Schwingungen der Moleküle resultierenden Wärmewellen identisch wird. Die Reichweite des H.s beträgt bei Temperaturen oberhalb von 10 K nur wenige Zehntel Millimeter, so daß von außen in ein Medium eingestrahlte ebene Hyperschallwellen nicht zur Untersuchung ihrer Wechselwirkungen mit den Molekülen verwendet werden können. Rao, der die Hyperschallwellen 1938 untersuchte, benutzte die Reflexion des Lichtes an den als H. aufzufassenden Wärmewellen und den dabei auftretenden Doppler-Effekt als experimentelles Instrument zum Studium molekularakustischer Probleme.

1957 gelang es Baranski erstmalig, mechanische Schwingungen im H.-Bereich elektroakustisch anzuregen. Ein an seinen Enden optisch plan geschliffener Quarzstab Q steckt beidseitig in Koaxialresonatoren für Mikrowellen



Anordnung zur Erzeugung und zum Nachweis von Hyperschall

(Abb.). Der Senderkreis wird von einem leistungsstarken Impulsmagnetron angeregt. Die Enden des Quarzstabes befinden sich am Ort höchster elektrischer Feldstärke der Resonatoren und können dem hochfrequenten Feld infolge des piezoelektrischen Effektes durch mechanische Oszillationen folgen. Der Stabkörper übernimmt die Weiterleitung des Hyperschalls, wenn er auf Temperaturen unter 4 K (flüssiges Helium) gekühlt wird. Diese H.-Erzeugung ist bisher bis 24 GHz verwirklicht worden; sie ist besonders für die Untersuchungen der akustischen paramagnetischen Resonanz (APR), die die Wechselwirkungen der Mikrowellenphononen mit den Elektronenspins untersucht, von Bedeutung. Hyperschalloberflächenwellen auf piezoelektrischem Substrat führen in Verbindung mit Wandlern zu neuartigen Bauelementen in der Elektronik, → Akustoelektronik.

Hyperschallströmung, → Strömung.

hypersonic [engl.], svw. über der Schallgeschwindigkeit der Luft liegend.

Hypersonicströmung, → Strömung.

hypervalente Moleküle, Verbindungen, an denen Atome beteiligt sind, die mehr bindende Elektronenpaare benutzen als nach dem → Oktettprinzip von Lewis erforderlich sind, z. B. PCl_5, SO_2, $(HO)_2SO_2$, XeF_2, XeF_6, XeO_4.

Hypochromasie, die willkürliche Erniedrigung der Abbeschen Zahl ν von Glas unter den vom Werkstoff gegebenen Wert hinab durch Kombinieren mehrerer Glassorten. Die H. ist ein Hilfsmittel zur Korrektion der chromatischen Abbildungsfehler optischer Systeme.

Hypoflüssigkeit, von W. Noll definiert als eine Substanz, die unter geeigneten Scherspannungen begrenzten Ausmaßes wenigstens in einer Richtung einer stationären, einfachen Scherströmung fähig ist. Hierzu gehören die → Nollschen Flüssigkeiten und die → anisotropen Flüssigkeiten.
Hypomorphie, bei manchen Kristallen beobachtete Erscheinung, daß die Symmetrie ihrer Struktur höher ist als ihre morphologische Symmetrie.
Hypozentrum, → Erdbeben.
Hypozykloide, → Rollkurven.
Hypsochrome, → Farbstofftheorie.
Hypsometer, → Barometer, → Thermometer.
Hysterese, *Hysteresis,* die Abhängigkeit eines physikalischen Zustands in einem Meßobjekt von vorangegangenen Zuständen. 1) Die *elastische H.* ist ein Maß für elastische Verformung. Z. B. kehrt eine Membran nach einer Belastung durch Zug- oder Druckspannung nicht in ihre Ausgangslage zurück; damit geht ein Teil der Energie verloren. Wird die Zugspannung nach einem Anstieg wieder verringert, so geht die Dehnung wesentlich langsamer zurück als die Zugspannung. Für verschiedene Belastungen ergeben sich bei ansteigender und bei abnehmender Belastung unterschiedliche Meßwerte, die zusammen eine Hystereseschleife bilden.

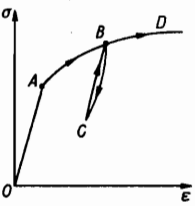
2) Die *dielektrische H.* zeichnet sich dadurch aus, daß bei dielektrischen Werkstoffen die dielektrische Polarisation $\vec{P}$ hinter der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ zurückbleibt, so daß sich ebenfalls eine Hystereseschleife ergibt. Dies gilt besonders für kristalline Stoffe, z. B. das Seignette-Salz.

Die Abhängigkeit der Polarisation $\vec{P}$ eines Ferroelektrikums von der angelegten elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ beim periodischen Durchlaufen einer Sinusspannung ist nichtlinear und so beschaffen, daß im $\vec{P},\vec{E}$-Diagramm ein definiertes Flächenstück markiert wird. Es entsteht eine → *Hystereseschleife* oder *Hysteresekurve*.

3) Die *magnetische H.* ist die nichtlineare und nicht eindeutige Beziehung zwischen der Magnetisierung bzw. der magnetischen Induktion und dem Magnetfeld bei allen ferromagnetischen und ferrimagnetischen Stoffen. Die Magnetisierung nimmt bei wachsender Feldstärke kleinere Werte an als bei fallender Feldstärke.

Die Ursache für die magnetische H. ist die Existenz der spontanen Magnetisierung. Im unmagnetischen Zustand sind die Weißschen Bezirke völlig unregelmäßig orientiert, wobei die Richtung der Magnetisierung in diesen Bereichen eine Funktion der Kristallenergie, der Spannungsenergie und des magnetischen Feldes ist, und zwar so, daß sich ein Zustand minimaler freier Energie einstellt. Welches Minimum angenommen wird und welchen Wert damit die makroskopische Magnetisierung besitzt, hängt, da es mehrere Minima gibt, von der Vorgeschichte ab, z. B. davon, ob das Magnetfeld steigt oder fällt. Ausgleich durch die thermischen Schwingungen des Gitters kann nicht erfolgen, da diese Energie zu gering ist, um die Magnetisierung eines Weißschen Bezirkes über die vorhandene Energieschwelle in eine andere Vorzugsrichtung zu bringen. In schwachen Feldern vergrößern sich zuerst die Weißschen Bezirke, die mit der Feldrichtung einen kleinen Winkel bilden, auf Kosten der anderen. Die irreversiblen Wandverschiebungen führen letztlich zur H. Bei weiterer Felderhöhung klappen dann ganze Bezirke um (→ Barkhausen-Effekt) und drehen sich in Feldrichtung, bis die Sättigung erreicht ist. Nimmt das Feld wieder bis auf Null ab, so drehen sich die einzelnen Bezirke wieder aus der Feldrichtung heraus. Den Zustand mit der makroskopischen Magnetisierung Null, d. h. den völlig ungeordneten Zustand der Weißschen Bezirke, erhält man erst durch Anlegen eines Gegenfeldes (→ Koerzitivfeldstärke).

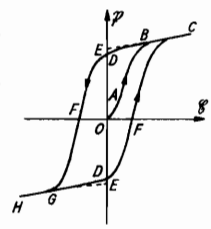
4) Die *magnetomechanische H.* ist die H. der Spannungs-Dehnungs-Kurve magnetischer Materialien, die darauf beruht, daß die durch die Magnetostriktion an Dehnungsänderungen gekoppelten Magnetisierungsvorgänge mit der magnetischen H. behaftet sind. Ähnlich wirken sich auch andere magnetische Verlustmechanismen, z. B. magnetische Nachwirkung und Wirbelstromverluste, aus. Sie unterscheiden sich von der magnetomechanischen H. in der Amplituden- und Frequenzabhängigkeit. Sowohl die magnetomechanische H. als auch die anderen magnetischen Verlustmechanismen führen zu einer Dämpfung mechanischer Schwingungen, die *magnetomechanische Dämpfung* genannt wird.



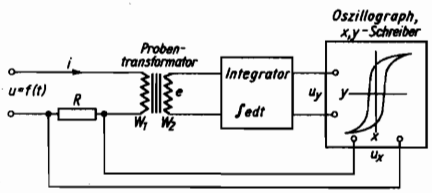
1 elastische Hysterese

5) In der *Gasentladungsphysik* ist die H. die Erscheinung, daß die Strom-Spannungs-Charakteristiken von ein und derselben Gasentladung Abweichungen voneinander zeigen, je nachdem, ob die Charakteristik von kleinen zu großen oder von großen zu kleinen Spannungen bzw. Strömen durchlaufen wird. Die Ursache dieser H. ist darin zu suchen, daß die Gasentladung bei höheren Stromdichten bleibende und nachwirkende Veränderungen an Elektroden, Gefäßwänden und im Füllgas hinterläßt, so daß die beiden verglichenen Charakteristiken im Grunde genommen zu verschiedenen Entladungen gehören.

Hysteresebeiwert, → Jordansche Konstanten.
Hystereseerwärmung, → Hystereseverluste.
Hysteresegraph, *Ferrograph,* Meßeinrichtung zur Sichtbarmachung von Hystereseschleifen auf einem Oszillographen oder zur Aufzeichnung bei langsamer Ummagnetisierungsgeschwindigkeit auf einem 2-Koordinatenschreiber (x,y-Schreiber). Die Feldstärke H ergibt sich aus dem die Primärwicklung durchfließenden Strom i (Abb.). Der Spannungsabfall



2 Hystereseschleife eines Ferroelektrikums. $\vec{P}$ Polarisation, $\vec{E}$ elektrische Feldstärke, *OE* spontane Polarisation, *OF* Koerzitivfeldstärke, *OD* remanente Polarisation, *OAB* Neukurve



Prinzipschaltung zur Darstellung von Hystereseschleifen

u_x am Widerstand R ist der Feldstärke direkt proportional und wird an den x-Eingang des Oszillographen bzw. des Schreibers gelegt. Bei stabförmigen Proben werden auch Hall-Sonden zur Messung der Tangentialfeldstärke eingesetzt.

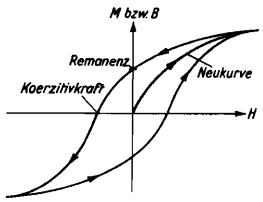
Am y-Eingang liegt die der magnetischen Induktion B oder dem magnetischen Fluß Φ

proportionale Spannung u_y. Da die in der Sekundärwicklung mit W_2-Windungen und dem Probenquerschnitt q induzierte Spannung $u = W_2 q \frac{dB}{dt}$ ist, muß zunächst in dem elektrischen Integrator das Zeitintegral von u gebildet werden, ehe die Spannung ein direktes Maß für die Induktion wird.

Hysteresekurve, svw. Hystereseschleife.

Hysteresemotor, ein elektrischer Wechselstromkleinmotor, der asynchron anläuft, im Betrieb aber Synchronverhalten zeigt und deshalb zu den Synchronmaschinen gerechnet wird (→ elektrische Maschine). Die Wechselstromwicklung des Ständers baut meist durch Spaltpole (→ Spaltpolmotor) oder auch mit einer Hilfswicklung ein Drehfeld auf. Der zylindrische Läufer wird aus hysteretischem Material gefertigt, einem ferromagnetischen Werkstoff, dessen Hystereseschleife eine große Fläche einschließt und der deshalb hohe Hystereseverluste aufweist.

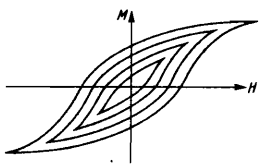
Hystereseschleife, *Hystersekurve*, Kurve zur Darstellung von Erscheinungen der → Hysterse. Eine charakteristische H. ist die reale geschlossene → Magnetisierungskurve, die die Abhängigkeit der Magnetisierung M in ferromagnetischen Substanzen beim Durchlaufen eines Wertes der magnetischen Feldstärke H zu dem Wert mit gleichem Betrag, aber mit umgekehrtem Vorzeichen und zurück zum Ausgangswert (→ Entmagnetisierungskurve) zeigt. Die Kurve (Abb. 1),



1 Allgemeine Form der Hystereseschleife. M Magnetisierung, B magnetische Induktion, H magnetisches Feld

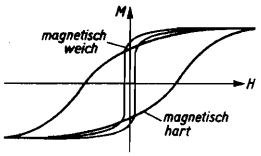
die vom pauschal unmagnetischen Zustand (→ Entmagnetisierung) ausgeht, heißt *Neukurve* oder *jungfräuliche Kurve*. Die nach einseitiger Sättigung und Abschalten zurückbleibende Magnetisierung, die Remanenz, beträgt etwa 50% der Sättigungsmagnetisierung. Sie wird erst durch ein magnetisches Gegenfeld, die Koerzitivkraft, aufgehoben. Sättigungsmagnetisierung, Remanenz und Koerzitivkraft hängen von der Temperatur ab und verschwinden bei der Curie-Temperatur.

Erreicht das magnetische Feld nicht die für die Sättigung nötige Feldstärke, so entstehen die Kurven der Abb. 2. Für kleine Feldstärken wird



2 Hystereseschleife für verschiedene Amplituden des Magnetfeldes. M Magnetisierung, H magnetisches Feld

die H. durch zwei Parabelbögen (*Rayleigh-Schleife*) angenähert. Erreicht man nach einer Feldverringerung den Punkt (H_1, M_1), so gilt für eine Felderhöhung $M - M_1 = \chi_a(H - H_1) \pm (1/2)\alpha(H - H_1)^2$. Dabei bedeutet χ_a die Anfangspermeabilität und α die Rayleighsche Konstante. Das Pluszeichen gilt für $H - H_1 > 0$ und das Minuszeichen für $H - H_1 < 0$. Durch Anwendung von Spannungen oder anderen mechanischen und thermischen Behandlungen kann man die Remanenz, die Koerzitivkraft und die Form der H. stark beeinflussen (Abb. 3).



3 Hystereseschleife für magnetisch unterschiedliche Werkstoffe

Statt der Magnetisierung wird oft auch die magnetische Induktion in Abhängigkeit von der Feldstärke aufgetragen.

Magnetisiert man ein Material, für das eine H. gilt, periodisch durch ein Wechselfeld, so wird dem Material Energie zugeführt, die sich irreversibel in Wärme (*Hysteresewärme*) umwandelt. Die Größe dieser Energie beträgt bei einmaligem Durchlaufen der H. je Volumeneinheit $W = \oint B \cdot dH$, wobei B die magnetische Induktion ist. Den Anteil der Hystereseverluste ferromagnetischer Materialien in Wechselstromschaltungen bestimmt man experimentell durch Aufnahme des Verlustwiderstandes in Abhängigkeit von der Amplitude. Während der Verlustwiderstand der Hystereseverluste im Rayleigh-Gebiet proportional der Feldstärke und damit proportional dem Strom ist, sind die Verlustwiderstände der anderen Anteile (→ Eisenverluste) unabhängig von der Amplitude.

Unter der H. in engerem Sinne wird die H. bei Aussteuerung bis zur Sättigung ($H_2 = H_1 \to \infty$) verständen. Aus ihr lassen sich die wichtigsten Werkstoffkenngrößen, z. B. Sättigungsmagnetisierung M_s, Remanenz M_r und Koerzitivfeldstärke H_C, entnehmen. Die H. kann bei geeigneter Zusammensetzung oder Vorbehandlung der Werkstoffe besondere Formen annehmen, z. B. die für Speicherzwecke geeignete → Rechteckschleife oder die durch geringen Permeabilitätsanstieg ausgezeichnete Isopermbzw. Perminvarschleife.

Hystereseverluste, die in einem Ferromagnetikum wegen der → Hysterese im Wechselfeld auftretenden Energieverluste, die zur *Hysteresewärmung* führen. Das Feld H leistet in einer Periode je Volumeneinheit die Arbeit $\int_{C_1} B\,dH$ und nimmt die Arbeit $\int_{C_2} B\,dH$ auf (B ist die Induktion). Die Wege C_1 und C_2, die durch die → Hystereseschleife gegeben sind, unterscheiden sich, so daß der Stoff in jeder Periode die Energie $\oint B\,dH$ aus dem Feld aufnimmt. Diese Energie ist also der von der Hystereseschleife eingeschlossenen Fläche proportional.

Hysteresewärme, → Hystereseschleife.

Hz, → Hertz.

H-Zentrum, → Farbzentrum.

i, 1) imaginäre Einheit $i = \sqrt{-1}$ (→ komplexe Zahl). **2)** *i*, → Stromstärke. **3)** *i*, mitunter Symbol für Enthalpie. **4)** $\mathfrak{i}$, Einheitsvektor in x-Richtung im dreidimensionalen euklidischen Raum.

I, 1) Symbol für International in älteren Einheiten, z. B. Internationale Kerze (Symbol IK), die heute bedeutungslos sind, weil sie durch SI-Einheiten (→ Einheit) abgelöst worden sind. **2)** *I*, → Isospin. **3)** *I*, → Stromstärke. **4)** *I*, Lichtstärke, → photometrische Größen und Einheiten.

IAEA, → Internationale Atomenergie-Agentur.

ICRP, → Internationale Kommission für Strahlenschutz.

ICRU, → Internationale Kommission für radiologische Einheiten und Messungen.

Ideal, → Algebra.

ideale Magnetisierungskurve, → Magnetisierungskurve.

idealer elektrischer Widerstand, der elektrische Widerstand des fehlerlosen, reinen unendlich ausgedehnten Einkristalls in Abhängigkeit von der Temperatur. Es besteht noch keine einheitliche Auffassung darüber, ob Widerstandsbeiträge infolge Wechselwirkung der Ladungsträger, z. B. Elektron-Elektron-Streuung, einzuschließen sind oder nicht. Experimentell kann der ideale elektrische W. nur als Grenzwert bestimmt werden. Zur Zeit hat neben den Halbleitern auch für einige Metalle die Reinstherstellung solche Fortschritte gemacht (z. B. werden Molybdäneinkristalle mit einer summarischen substitutionellen Verunreinigung kleiner als 1 atppm hergestellt), daß die Beschränkung der geometrischen Abmessungen bereits die größte Abweichung vom Idealkristall für die Bestimmung des idealen elektrischen W.es im Tieftemperaturgebiet darstellt.

ideales Gas, → Gas.

Idealisierung, 1) Ausscheiden nebensächlicher Erscheinungen oder Aspekte eines komplizierten Zusammenhangs mit dem Ziel der Schaffung vereinfachter, aber übersichtlicher Strukturen. Die I. stellt daher eine grundlegende Methode physikalischer Forschung dar, z. B. wurde das Trägheitsgesetz erst durch bewußtes Absehen von den Reibungsvorgängen durch Galilei gefunden und eine sichere Basis für das Verständnis der Bewegung geschaffen.

Durch die I. entsteht zunächst ein vereinfachtes Abbild (ein → Modell) der Wirklichkeit, das jedoch durch schrittweises Einbeziehen zusätzlicher Aspekte im Prinzip beliebig verbessert werden kann. Eine I. ist die des abgeschlossenen → physikalischen Systems.

2) Schaffung eines von der Vorgeschichte unabhängigen, nur von dem magnetischen Gleichfeld bestimmten Magnetisierungszustandes. I.en haben große Bedeutung als definierte und reproduzierbare Ausgangszustände für magnetische Messungen. Besonders wichtig ist der Zustand nach I. im Gleichfeld Null, die Entmagnetisierung. Die Methoden zur Erreichung der I. sind die gleichen wie bei der Entmagnetisierung, jedoch hier in einem von Null verschiedenen magnetischen Feld: Wechselfeldidealisierung, thermische I., mechanische I.

Idealkristall, → Kristall.

Ideallage, → Textur.

Identifizierung kristalliner Substanzen, → Phasenanalyse.

identische Teilchen, Mikroteilchen mit völlig gleichen Eigenschaften, wie Ladung, Masse, Spin und anderen inneren Quantenzahlen. Wegen der aus dem Heisenbergschen Unbestimmtheitsprinzip folgenden Nichtexistenz von Bahnkurven sind Mikroteilchen prinzipiell auch nicht durch Verfolgen der Bahn unterscheidbar. Wegen ihrer prinzipiellen Ununterscheidbarkeit müssen die Wellenfunktionen eines Systems i.r T. gegenüber Vertauschung aller Koordinaten zweier beliebiger dieser Teilchen entweder symmetrisch oder antisymmetrisch sein (Symmetrisierungsprinzip), und Gesamtheiten i.r T. gehorchen einer von der klassischen Boltzmann-Statistik abweichenden Quantenstatistik: Fermionen der Fermi-Dirac-Statistik, z. B. die Elektronen und alle Leptonen sowie die Protonen und alle Baryonen, Bosonen dagegen der Bose-Einstein-Statistik, z. B. die Photonen und alle Mesonen.

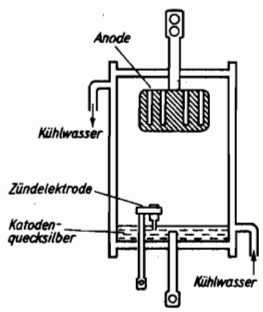
Die Ununterscheidbarkeit i.r T. führt zur Austauschwechselwirkung und hat das Ausschließungsprinzip zur Folge. Der Hamilton-Operator eines Systems i.r T. ist symmetrisch, d. h. permutationsinvariant bezüglich der Koordinaten dieser Teilchen.

Identitätsabstand, → Translation.

Identitätsperiode, → Translation.

I-Effekt, → Substituenteneffekt.

Ignitron, eine Gasentladungsröhre mit Quecksilberkaltkatode, Zündelektrode und Anode. Mit einer Zündspannung von ≈ 150 V an der Zündelektrode wird ein kleiner Lichtbogen zwischen Katode und Zündelektrode erzeugt, der in die Hauptentladung zur Anode übergeht.



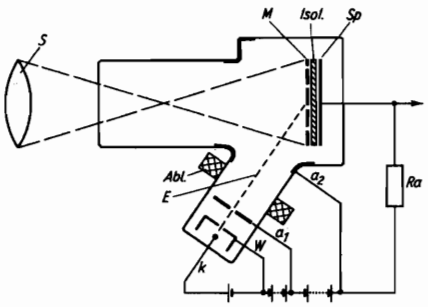
Schematische Darstellung eines Ignitrons

Nach Absinken der Anodenspannung unter die Löschspannung verlischt die Hauptentladung. Der Stromfluß durch das I. kann durch verzögerte Zündung gesteuert werden, was in Regelgleichrichterschaltungen oftmals ausgenutzt wird (d. i. ein Gasentladungsventil). I.s werden heute hauptsächlich in Widerstandsschweißautomaten eingesetzt.

ignorable Koordinaten, → Hamiltonsche kanonische Theorie, → Lagrangesche Gleichungen.

IK, 1) → Internationale Kerze. **2)** → Ionisationskammer.

Ikonoskop, eine Bildaufnahmeröhre, die im wesentlichen aus einem Elektronenstrahlsystem, den Ablenkspulen für den Elektronenstrahl und einem photoempfindlichen Mosaik besteht. Das Mosaik setzt sich aus kleinsten, voneinander isolierten Teilchen zusammen, die je einem Bildpunkt entsprechen. Diese Teilchen bilden mit der Platte *Sp* je einen Kondensator. Über ein Linsensystem *S* wird das Bild auf das Mosaik projiziert, und durch Photoemission ent-



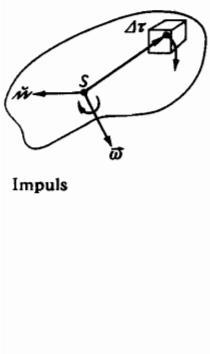
Ikonoskop-Schema. a_1, a_2 Anoden, *W* Wehnelt-Zylinder, *k* Katode, *E* Elektronenstrahl, *M* photoempfindliches Mosaik, *Isol.* Isolierschicht, *Abl.* Ablenkspulen, *S* Optik, *Sp* Metallplatte

steht ein Ladungsbild. Dieses wird vom Elektronenstrahl abgetastet, und der fließende Entladestrom zu den jeweiligen, gerade abgetasteten Bildpunkten ist ein Maß für die Bildpunkthelligkeit.

Eine verbesserte Ausführungsform des I.s ist das *Superikonoskop*. Der Unterschied zum I. besteht in der räumlichen Trennung von Photokatode und Speicherplatte. Die von der Photokatode bei Lichteinfall emittierten Photoelektronen werden durch ein homogenes elektrisches Feld zum Speicher beschleunigt, wo sie mit hoher Geschwindigkeit (1200 bis 1500 eV) aufprallen und beträchtliche Sekundäremission bewirken. Der Abtastvorgang vollzieht sich wie beim I.

Sowohl Ikonoskop als auch Superikonoskop haben heute für das Fernsehen keine besondere Bedeutung mehr.

Iljuschinsches Postulat, → Druckersches Postulat.



Impuls

Imaginärteil, → komplexe Zahl.

Immersion, ein Verfahren zur Erhöhung der numerischen Apertur und, damit verbunden, des Auflösungsvermögens eines Mikroskops, indem zwischen Objektivfrontlinse und Deckglas des mikroskopischen Präparates, seltener zwischen Objektträger und Kondensor, statt Luft ein Medium, die *Immersionsflüssigkeit* (Zedernholzöl, Glyzerin, Monobromnaphthalin, Wasser o. dgl.) mit hoher, d. h. von 1 definiert abweichender, Brechzahl verwendet wird. Die numerische Apertur kann ohne I., also beim Trockensystem, nicht mehr als 0,95 betragen. Bei I. mittels Wasser ist die Apertur auf 1,25, mittels Zedernholzöl auf 1,4 und mittels Mononaphthalin auf 1,6 erhöhbar. *Homogene I.* liegt vor, wenn Deckglas und Immersionsflüssigkeit gleiche Brechzahl haben, somit also das Gebiet zwischen Objekt und Objektiv optisch homogen ist. Außer durch I. ist das Auflösungsvermögen eines Mikroskops auch durch Verwendung von Licht mit kürzerer Wellenlänge erhöhbar.

Immersionslinse, → Elektronenlinsen.

Immersionsmethoden, 1) Beobachtungsmethoden, die dazu dienen, am Polarisationsmikroskop die Lichtbrechung von Kristallen zu ermitteln, werden diese in eine Flüssigkeit mit bekannter Brechzahl getaucht. Danach wird ein Vergleich der Lichtbrechung des Objekts mit der des Immersionsmittels durchgeführt; → Brechzahlmessung, Abschn. 4.

2) → Immersion.

Immersionsobjektiv, → Immersion, → Elektronenlinsen.

imp, → Imperial.

Impedanz, 1) → Wechselstromwiderstände. 2) → Schallwellenwiderstand.

Impedanzsonde, → Plasmasonde.

Imperial, Symbol imp, Kennzeichnung älterer Einheiten in England gegenüber gleichlautenden Einheiten in den USA mit abweichendem Wert. Heute wird dem Namen der Einheit in Klammer UK (für United Kingdom) hinzugefügt.

Impfung, 1) in der Plasmaphysik Methode, durch Zugabe geringer Mengen ausgewählter Stoffe, meist von Verbindungen leichtanregbarer oder ionisierbarer Elemente, eine Verstärkung der Lichtemission, mitunter in bestimmten Spektralbereichen, eine Vergrößerung der Leitfähigkeit des Plasmas oder eine Herabsetzung der Zündspannung bei Gasentladungen zu erzielen.

2) → Kristallzüchtung.

Impuls, der in der nichtrelativistischen Mechanik eines Massepunktes als das Produkt aus Masse m und Geschwindigkeit $\vec{v} = \mathrm{d}\vec{r}/\mathrm{d}t$ des Massepunktes definierte Vektor $\vec{p} = m\vec{v}$, wobei $\vec{r}$ der von einem beliebigen Bezugspunkt O ausgehende Ortsvektor zur Bahnkurve des Massepunktes ist. Ebenso ist der I. als die Größe definierbar, deren Erhaltung für ein abgeschlossenes System aus der Homogenitätseigenschaft des Raumes folgt. Der Betrag p des I.es $\vec{p}$ ist $p = mv$ und heißt auch *Bewegungsgröße*. Der Impulsvektor hat die gleiche Richtung wie $\vec{v}$ und ist daher in jedem Punkte der Bahnkurve tangential zu dieser. Bei Systemen von Massepunkten ist der *Gesamtimpuls* gleich der Summe der einzelnen Impulsvektoren. Für einen starren Körper ergibt sich der I. bei beliebiger Translations- und Rotationsbewegung zu $\vec{P} = \int_V \vec{v}\varrho \, \mathrm{d}\tau$, wobei $\vec{v} = \vec{u} + (\vec{\omega} \times \vec{r})$ die Summe aus der momentanen Translationsgeschwindigkeit $\vec{u}$ und dem Vektorprodukt aus dem Vektor der momentanen, auf den Schwerpunkt S bezogenen Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ und dem Ortsvektor $\vec{r}$ der einzelnen Massepunkte des starren Körpers ist (Abb.); die Summation über die einzelnen Masseelemente $\Delta m = \varrho\Delta\tau$ wird durch die Integration über die mit der Massedichte ϱ multiplizierten infinitesimalen Volumenelemente $\mathrm{d}\tau$ ersetzt.

Die Einheiten des I.es sind Kilogramm mal Meter/Sekunde und daraus abgeleitete Einheiten.

Sind bei einem Massepunktsystem zwischen den Massepunkten i bzw. j die auftretenden inneren Kräfte $\vec{F}_{ij}$ gemäß dem dritten Newtonschen Axiom entgegengesetzt gerichtet und betragsmäßig gleich, d. h. $\vec{F}_{ij} = -\vec{F}_{ji}$, so ist die zeitliche Änderung des Gesamtimpulses gleich der Summe der äußeren Kräfte $\vec{F}^{(a)} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i^{(a)}$, d. h., $\frac{\mathrm{d}\vec{P}}{\mathrm{d}t} = \dot{\vec{P}} = \vec{F}^{(a)}$. Da der Gesamtimpuls gleich dem mit der Gesamtmasse $M = \sum_{i=1}^{n} m_i$ multiplizierten Vektor der Schwerpunktsgeschwindigkeit $\dot{\vec{R}}$ ist, und zwar $\vec{P} = M\frac{\mathrm{d}\vec{R}}{\mathrm{d}t}$

$= \sum_{i=1}^{n} m_i \dot{\vec{r}}_i$ (→ Schwerpunkt), ergibt sich daraus der Satz von der Erhaltung der Schwerpunktsbewegung: Der Schwerpunkt eines Massepunktsystems bewegt sich so, als ob die Gesamtmasse in ihm vereinigt wäre und die Resultierende $\vec{F}^{(a)}$ der äußeren Kräfte an ihm angreifen würde. – Ist $\vec{F}^{(a)} = 0$, dann ist $\vec{P}$ = konst., d. h., der Gesamtimpuls des Massepunktsystems bleibt erhalten. Dies ist der *Satz von der Erhaltung des I.es*, auch *Erhaltungssatz des Impulses* oder *Impulssatz* genannt, er umfaßt den Satz von der Konstanz der Schwerpunktsgeschwindigkeit. Die inneren Kräfte können also den Schwerpunktsimpuls nicht ändern, sondern lediglich die Lage der Massepunkte relativ zum Schwerpunkt. Impuls- und Schwerpunktsatz für abgeschlossene mechanische Systeme stellen erste Integrale der Bewegungsgleichungen dar; sie sind von großer praktischer Bedeutung, da sie bereits wesentliche Aussagen über die Bewegung von Massepunktsystemen enthalten. Zusammen mit dem Energiesatz ermöglicht der Impulssatz bereits eine Behandlung des elastischen Stoßes zweier Massepunkte oder Kugeln, ohne die Bewegungsgleichungen derselben zu benötigen oder ihre Kenntnis vorauszusetzen. Der tiefere Grund für das Vorhandensein dieser Erhaltungssätze ist die Homogenität des Raumes, woraus der Impulssatz folgt, und die Relativität der Bewegung, d. h. die Existenz unendlich vieler Inertialsysteme, woraus der Schwerpunktsatz folgt.

Das Moment des I.es $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ heißt Impulsmoment oder → Drehimpuls.

Nach der speziellen Relativitätstheorie ist der I. eines Teilchens durch $\vec{p} = m_0\vec{v}/\sqrt{1-(v/c)^2}$ gegeben. Dabei ist m_0 die Ruhmasse, sie stimmt mit der Masse der nichtrelativistischen Mechanik überein. Definiert man die geschwindigkeitsabhängige Masse als $m = m_0/\sqrt{1-(v/c)^2}$, so gilt einfach $\vec{p} = m\vec{v}$, analog zur nichtrelativistischen Mechanik. c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Der I. bildet zusammen mit der Energie $E = p_0 c$ einen Vierervektor, dessen vier Komponenten $(p_0, p_1, p_2, p_3) = m(c, v_x, v_y, v_z)$ sind. Der Energie- und Impulssatz für abgeschlossene Systeme lautet dann in der in der Relativitätstheorie üblichen Schreibweise $\mathrm{d}p_\nu/\mathrm{d}t = 0$ mit $\nu = 0, 1, 2, 3$. Diese Aussage ist vom Bezugssystem unabhängig und spielt in der Physik der Elementarteilchen bei der Untersuchung von Reaktionen eine große Rolle.

Nach der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation der Quantenmechanik kann der I. für Mikroteilchen, wie Elektronen und Protonen, nicht gleichzeitig mit dem Ort mit beliebiger Genauigkeit gemessen werden und ist daher in der Quantenmechanik als Operator darzustellen (→ Impulsoperator).

Der I. eines mechanischen Systems kann aus dessen Lagrange-Funktion L oder Hamilton-Funktion H bestimmt werden; der I. eines Massepunktes a des Systems ist durch seine Komponenten p_{ai} $(i = 1, 2, 3)$ gegeben, wobei $p_{ai} = \dfrac{\partial L}{\partial \dot{x}_{ai}}$ ist. Wenn das System nicht durch kartesische, sondern → verallgemeinerte Koordinaten q_j beschrieben wird, ergeben sich die verallgemeinerten I.e zu $p_j = \dfrac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}$. Analog kann auch die Impulsdichte eines Feldes aus der Lagrange-Dichte bestimmt werden (→ Feldtheorie); daher kann der Begriff des I.es auch auf physikalische Felder, z. B. auf das Gravitationsfeld oder die verschiedenen klassischen Wellenfelder, ausgedehnt werden. So wird die → Impulsdichte $\vec{g}$, d. i. die räumliche Dichte des I.es, im Falle des elektromagnetischen Feldes im Vakuum durch $\vec{g} = \vec{S}/c^2$ gegeben, wobei $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ der Poynting-Vektor, $\vec{E}$ die elektrische und $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke ist. Dementsprechend führt jede Lichtwelle einen I. mit sich, der sich im Lichtdruck bei der Impulsübertragung an einer Oberfläche äußert. Dies zeigen z. B. die von der Sonne fortgerichteten Kometenschweife. Auch im Innern der Sterne spielt der Lichtdruck eine bedeutende Rolle. – Für eine transversale ebene Welle ist $|\vec{S}| = cw$ und daher $|\vec{g}| = w/c$, wobei w die Energiedichte ist. Für ein Wellenpaket der Länge l und mit dem Querschnitt A folgt dann zwischen dem Betrag p des I.es und der Energie E des Wellenpakets $p = E/c$. Wegen der Planckschen → Quantenhypothese ist $E = h\nu$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz der Lichtwelle ist; der I. eines Photons ergibt sich daher zu $|\vec{p}| = p = h\nu/c$, seine Richtung ist die Ausbreitungsrichtung der Welle.

Impulsbreite, Maß für die Breite eines Impulses, eines zeitlichen Vorganges $m(t)$, der nur für $t > t_1$ von Null verschiedene Werte annimmt und dessen Werte für $t \to \infty$ gegen Null streben. Für einen Rechteckimpuls, der nur im Intervall von t_1 bis $t_2 > t_1$ von Null verschiedene Werte annimmt, ergibt sich $t_2 - t_1$ als I., für andere Impulsformen gibt es keine Definition, die allen Bedürfnissen gerecht wird. In der Nachrichtentechnik ist es gebräuchlich, die I. zu definieren durch die Zeit $\tau = t_2 - t_1$ zwischen den Zeitpunkten, zu denen der Impuls wachsend (t_1) bzw. abnehmend die Schranke von 5% der Maximalamplitude überschreitet. Mitunter sind auch andere Prozentschranken, z. B. 10%, gebräuchlich. Von Gabor stammt die Impulsbreiten-Definition $\tau = \int_{t_1}^{\infty} t m^2(t)\,\mathrm{d}t \Big/ \int_{t_1}^{\infty} m^2(t)\,\mathrm{d}t$.

Impulsdarstellung, in der Quantentheorie Darstellung der Schrödingerschen Wellenfunktion oder allgemeiner der Lösung relativistischer Wellengleichungen im Impulsraum. Der Übergang vom Orts- oder Koordinatenraum zum Impulsraum erfolgt durch Entwicklung dieser Funktionen nach ebenen Wellen mit bestimmten Impulsen, d. h. durch Fourier-Transformation. Sei z. B. $\psi(x)$ Lösung der Schrödinger-Gleichung in der Ortsdarstellung, dann wird dies dargestellt als $\psi(x) = (2\pi\hbar)^{-3/2} \int \tilde{\psi}(p) \times \mathrm{e}^{\mathrm{i}px/\hbar}\,\mathrm{d}p$, wobei $\tilde{\psi}(p)$ die I. von $\psi(x)$ ist und durch die inverse Transformation $\tilde{\psi}(p) = (2\pi\hbar)^{-3/2} \int \psi(x)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}px}\,\mathrm{d}x$ aus $\psi(x)$ folgt. Die I. $\psi(p)$ ist zugleich mit $\psi(x)$ normiert, d. h., $\langle\psi|\psi\rangle = \int \psi^*(x)\,\psi(x)\,\mathrm{d}x = \int \tilde{\psi}^*(p)\,\tilde{\psi}(p)\,\mathrm{d}p = 1$. Analoges gilt für mehrkomponentige (Spinor- oder Tensor-) Wellenfunktionen, deren einzelne Komponenten unabhängig voneinander transformiert werden. Die I. ist durch die Gleichung $\hat{p}\tilde{\psi}(p) = p\tilde{\psi}(p)$ charakterisiert, d. h., der Im-

pulsoperator ist einfach der Operator der Multiplikation mit p, während der Ortsoperator in der I. durch $\hat{x} = i\hbar\partial/\partial p$ gegeben ist.

Impulsdichte, in der Feldtheorie Impuls je Volumeneinheit; genauer ist die I. g als Grenzwert $g = \lim_{\Delta V \to 0} \Delta\vec{p}/\Delta V$ gegeben, wobei $\Delta\vec{p}$ der im Volumenelement ΔV enthaltene Impuls ist.

Impulsdichtemesser, *Mittelwertmesser,* Nachweisgerät für Kernstrahlung, bei dem mit Hilfe elektronischer Schaltungen eine Spannung oder ein Strom erzeugt wird, deren Größen der über einen definierten Zeitraum gemittelten Impulsdichte proportional sind.

Impulsentladung, → Gasentladung.

Impulserhaltung, → Impuls, → Erhaltungssätze.

Impulshöhenanalysator, → Vielkanalanalysator.

Impulshöhenmesser, → Entfernungsmessung.

Impulskoordinaten, → Koordinaten.

Impulsmessung, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

Impulsmethode, → Ultraschall.

Impulsmoment, svw. Drehimpuls.

Impulsmomentensatz der Strömungslehre, Theorem, das in Analogie zum → Impulssatz der Strömungslehre besagt, daß die zeitliche Änderung des Impulsmomentes $\vec{L} = \int (\vec{r} \times \vec{c})\, dm$ in bezug auf einen beliebigen Festpunkt O gleich der vektoriellen Summe der Momente $\vec{M}$ aller an der betrachteten Masse $m = \varrho \cdot V$ angreifenden äußeren Kräfte in bezug auf O ist:

$$\Sigma\vec{M} = \frac{d}{dt}\int (\vec{r} \times \vec{c})\, dm = \frac{d}{dt}\int (\vec{r} \times \vec{c})\, \varrho\, dV.$$

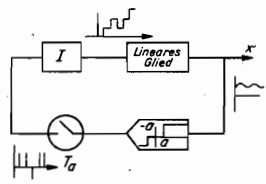
Dabei bedeuten $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor, $\vec{r}$ den Radiusvektor vom Festpunkt O zum Masseelement dm, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, V das Volumen. Über die Anwendung → Turbomaschinen.

Impulsoperator, in der Quantenmechanik der dem Impuls $\vec{p}$ eines Teilchens korrespondierende quantenmechanische Operator, der in der Ortsdarstellung die Form $\hat{p} = -i\hbar$ grad hat, wobei $\hbar = h/2\pi$ (h Planckssches Wirkungsquantum) und der Vektoroperator grad $= (\partial/\partial x,\ \partial/\partial y,\ \partial/\partial z)$ ist. Die Notwendigkeit zur Einführung von Operatoren folgt aus der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Der Operator $\hat{\vec{p}}$ wirkt auf die Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$, die von den Koordinaten des Teilchens abhängt; in der Impulsdarstellung ist die Wellenfunktion abhängig von den Impulskoordinaten, und der I. ist die Multiplikation mit dem Impuls ($\hat{\vec{p}} = \vec{p}$).

Impulsradar, → Radar.

Impulsraum, der von den Impulskoordinaten aufgespannte (formal mathematische) Raum. Werden z. B. im Fall eines Teilchens die Komponenten $p_x(t)$, $p_y(t)$, $p_z(t)$ des Impulses $\vec{p}(t)$ für jeden Zeitpunkt t über den drei (orthogonalen) Achsen eines 3dimensionalen Raums abgetragen, so erhält man die Impulskurve des Teilchens, die bis auf die Masse m des Teilchens mit dem Hodograph der Bewegung übereinstimmt. Analog erhält man im Fall eines mechanischen Systems mit f Freiheitsgraden entsprechend den f verallgemeinerten Impulsen p_i, wobei $i = 1, \ldots, f$, einen f-dimensionalen I. und eine f-dimensionale Impulskurve des Systems. Zusammen mit dem f-dimensionalen Konfigurations- oder Ortsraum bildet der I. den $2f$-dimensionalen → Phasenraum des Systems. Der I. spielt z. B. in der kinetischen Gastheorie und Phänomenologie der Elementarteilchen eine wichtige Rolle (→ invarianter Phasenraum); auch werden die Wellenfunktionen quantenmechanischer Systeme und der Elementarteilchen häufig im I. betrachtet, weil diese gewöhnlich bestimmte feste Impulse haben (→ Impulsdarstellung).

Impulsrelaisregelsystem, *Abtastrelaisregelsystem,* ein Regelkreis, der aus der Regelstrecke, im einfachsten Fall einem linearen Glied mit konstanten Parametern, besteht und in dessen Rückführung sich ein Relais mit nachgeschaltetem



Blockschaltbild eines Abtastrelaisregelkreises

Abtaster *Ta* befindet. Anstelle des Relais kann man allgemeiner in der Rückführung ein Mehrpunktglied anwenden. Das Relais fördert durch seine Amplitudenbegrenzung die Stabilität, außerdem sind diese Regler ohne großen praktischen Aufwand realisierbar. Der Abtaster bewirkt, daß zum Zwecke des regelnden Eingriffs nur relativ selten Hilfsenergie gebraucht wird, so daß der Energieaufwand dieser Regler vorteilhaft ist. Wegen des nichtlinearen Verhaltens ist ihre theoretische Behandlung im allgemeinen nur schwer möglich.

Die I.e sind entweder stabil im Sinne der stetigen Regelung, oder sie haben ein ebenfalls akzeptables periodisches Arbeitsverhalten, wenn ihre Maximalausschläge nicht zu groß sind. In erster Näherung kann das periodische Arbeitsverhalten durch die Grundwelle beschrieben werden, falls der lineare Teil des Kreises auftretende Oberwellen genügend dämpft; dann ist eine näherungsweise Behandlung mit der Methode der Beschreibungsfunktion möglich.

Die allgemeine Arbeitsbewegung des Systems, beobachtet hinter dem Abtaster, ist die eines autonomen Systems, d. h., man bemerkt nach seiner Inbetriebnahme ein aperiodisches Einpendeln des Systems infolge der Anfangswerte der Energiespeicher. Diese Bewegung geht dann allmählich in eine periodische Impulsfolge über, gekennzeichnet durch abwechselnd auftretende Gruppen positiver und negativer Impulse. Eine vollständige Systematisierung der möglichen periodischen Bewegungen ist noch nicht bekannt. Als Grundschwingung werden periodische Arbeitsbewegungen bezeichnet, in denen zwei Impulsgruppen in einer Periode auftreten, wobei die Zahl der positiven Impulse gleich der Zahl der negativen Impulse ist; alle anderen Schwingungen heißen *Kombinationsschwingungen.* Für I.e, die hinter dem Abtaster einen Integrator haben, gelten folgende Gesetzmäßigkeiten:

1) Es sind nur solche Kombinationsschwingungen möglich, bei denen zu jeder Impulsgruppe auch die zugehörige Grundschwingung existiert.

2) Addiert man eine beliebige Anzahl aufeinanderfolgender Impulse einer Kombinationsschwingung zueinander, so bleibt diese Summe immer kleiner oder gleich der Länge der größten in der Kombinationsschwingung enthaltenen Impulsgruppe von Impulsen positiven Vorzeichens.

Das Impulsfolgeverhalten, beobachtet hinter dem Abtaster, kann man auch mit Hilfe der Theorie der endlichen Automaten, d. h. als Impulsfolgeschaltung behandeln.

Impulssatz, 1) *I. der Mechanik*, → Impuls, → Erhaltungssätze.

2) *I. der Strömungslehre*, Theorem, das in Analogie zum I. der Mechanik der Massepunkte und Festkörper besagt, daß die zeitliche Änderung des Impulses $\vec{p} = \int \vec{c}\,dm$ gleich der vektoriellen Summe der an der Masse $m = \int dm = \int \varrho \cdot dV$ angreifenden äußeren Kräfte $\vec{F}$ ist:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}\int_{V(t)} \varrho \cdot \vec{c} \cdot dV = \Sigma \vec{F}. \qquad (1)$$

Integriert wird im massenfesten System über das von der Zeit t abhängige Volumen $V(t)$. Es bedeuten $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor, dm das Masseelement und ϱ die Dichte des Strömungsmediums. Bei Ausführung der Differentiation ist zu beachten, daß sowohl der Integrand als auch das Integrationsgebiet von der Zeit abhängen. Deshalb bildet man zweckmäßigerweise den Grenzwert des Differentialquotienten, wobei das Volumen $V(t)$ zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$ betrachtet wird:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\Delta t}\left[\int_{V(t+\Delta t)} \varrho \cdot \vec{c}(t + \Delta t, x, y, z)\,dV - \int_{V(t)} \varrho \cdot \vec{c}(t, x, y, z)\,dV\right] \qquad (2)$$

mit x, y, z als kartesische Koordinaten. Für gleichen Integranden f gilt

$$\int_{V(t+\Delta t)} f \cdot dV = \int_{V(t)} f \cdot dV + \int_{V(t+\Delta t)-V(t)} f \cdot dV.$$

Außerdem ist

$$\varrho(t + \Delta t, x, y, z) = \varrho(t, x, y, z) + \frac{\partial \varrho}{\partial t} \cdot \Delta t + \cdots,$$

wobei Glieder, die Δt mindestens quadratisch enthalten, durch Punkte angedeutet sind. Das Volumenintegral über $V(t + \Delta t) - V(t)$ kann in ein Integral über die Oberfläche $O(t)$ des Volumens $V(t)$ zurückgeführt werden (Abb. 1):

$$\int_{V(t+\Delta t)-V(t)} f\,dV = \int_{O(t)} f \Delta t\, \vec{c} \cdot d\vec{o} = \Delta t \int_{O(t)} f \vec{c} \cdot d\vec{o}. \qquad (3)$$

Dabei ist $d\vec{o}$ ein Vektor von der Größe des Oberflächenelementes, der in Richtung der äußeren Normalen der Berandung von $V(t)$ weist. Damit geht (2) über in

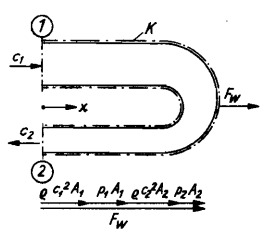
$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\Delta t}\left[\Delta t \int_V \frac{\partial \varrho \vec{c}}{\partial t}\,dV + \Delta t \int_O \varrho \vec{c}(\vec{c} \cdot d\vec{o}) + \cdots\right],$$

es ergibt sich schließlich der I. der Strömungslehre:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \int_V \frac{\partial \varrho \vec{c}}{\partial t}\,dV + \int_O \varrho \vec{c}(\vec{c}\,d\vec{o}) = \Sigma \vec{F}. \qquad (4)$$

Das erste Integral enthält die lokale Impulsänderung, das zweite den Impulsfluß durch die Berandung. Die Vektorgleichung (4) kann durch drei Komponentengleichungen ersetzt werden. Oft genügt eine Komponentengleichung zur Lösung des Problems. Die Anwendung des I.es der Strömungslehre wird für stationäre und im Mittel stationäre turbulente Strömungen einfach, da dann das Volumenintegral Null wird. Der große Vorteil des I.es der Strömungslehre besteht dann darin, daß ohne Kenntnis der Einzelheiten der Strömungsvorgänge im Innern eines Flüssigkeitsbereiches bestimmte Aussagen über die Zustände an dessen Berandung getroffen werden können. Der I. der Strömungslehre gilt auch für reibungsbehaftete Strömungen. Die Summe der äußeren Kräfte setzt sich zusammen aus den Massenkräften $\vec{F}_m$ und den Oberflächenkräften $\vec{F}_o$. Massenkräfte sind z. B. Schwerkraft, elektrische und magnetische Kräfte. Die Oberflächenkräfte sind durch die an der Kontrollraumfläche wirkenden Drücke und Schubspannungen bedingt. Die durch den statischen Druck verursachte Kraft weist entgegen der Richtung von $d\vec{o}$ und liefert somit den Beitrag $-\int p \cdot d\vec{o}$. Es ist zweckmäßig, zwischen den Oberflächenkräften auf die freie Berandung in der Strömung $\vec{F}_{of}$ und denen an festen Wänden $\vec{F}_{ow}$ zu unterscheiden. Die von der strömenden Flüssigkeit auf die feste Wand übertragene Kraft $\vec{F}_w$ ist nach dem Gesetz von actio und reactio gleich $-\vec{F}_{ow}$. Günstig ist es, wenn Teile der Kontrollfläche von Stromflächen gebildet werden, weil durch diese kein Impuls $\vec{p}$ hindurchtritt und nur Oberflächenkräfte angreifen. Der Impulsfluß am Eintritt in die Kontrollraumfläche erfolgt in Richtung von $d\vec{o}$, am Austritt entgegen $d\vec{o}$.

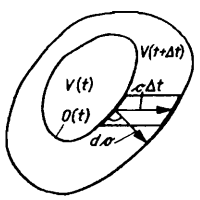
Als Beispiel soll die von einer Flüssigkeit mit der Dichte ϱ = konst. auf einen 180°-Krümmer (Abb. 2) ausgeübte Kraft berechnet werden. Die



2 180°-Krümmer

Strömung ist stationär, und die Massenkraft werde vernachlässigt. An den Stellen ① und ② sind bekannt: die Querschnittsfläche A, die mittlere Geschwindigkeit c und der statische Druck p, gemessen als Überdruck gegen den Atmosphärendruck p_b. Die Kontrollraumfläche K ist strichpunktiert gezeichnet. Da p_b auf die gesamte Kontrollraumfläche wirkt, liefert er keinen Beitrag zur resultierenden Kraft. Damit treten nur in x-Richtung Kräfte auf, das Vektordiagramm entartet zu einer Geraden. Die auf den Krümmer ausgeübte Kraft ergibt sich aus (4) zu $\vec{F}_w = -\vec{F}_{ow} = \vec{F}_{of} - \int_{(K)} \varrho \cdot \vec{c}(\vec{c} \cdot d\vec{o})$.

Da $\vec{c}$ über der Krümmereintritts- und -austrittsfläche konstant ist, folgt $\vec{F}_w = \vec{F}_{of} - [\varrho \cdot \vec{c}_1 \cdot (-c_1 \cdot A_1) + \varrho \cdot \vec{c}_2(c_2 \cdot A_2)]$. Werden die in x-Richtung weisenden Komponenten der Vek-



1 Umwandlung des Volumenintegrals in ein Oberflächenintegral

toren positiv gezählt, so ergibt sich $\vec{F}_w = F_{wx} = p_1 \cdot A_1 + p_2 \cdot A_2 + \varrho(c_1^2 \cdot A_1 + c_2^2 \cdot A_2)$.

Lit. Zierep: Vorlesungen über theoretische Gasdynamik (Karlsruhe 1963).

Impulssondierung, → Sondierung der Ionosphäre.

Impulstechnik, während in der Nachrichtentechnik der zeitliche Verlauf der Ströme und Spannungen im wesentlichen sinusförmig ist, weicht in der I. der zeitliche Verlauf der Ströme und Spannungen davon ab, er ist vorwiegend impulsförmig. Die in der I. zur Anwendung gelangenden Impulsformen sind sehr vielfältig. Zu den wichtigsten in der I. verwendeten Impulsformen gehören die Rechteckimpulse, deren Breite von einigen Millisekunden bis zu Pikosekunden variieren kann, die Sägezahn- oder Kippschwingungen, d. s. linear mit der Zeit ansteigende Ströme oder Spannungen, die Nadelimpulse und die treppenförmigen Strom- oder Spannungsverläufe.

Die I. befaßt sich vor allem mit der Erzeugung, der Übertragung, der Verstärkung und der Verarbeitung von Impulsen. Während die linearen, passiven und aktiven (verstärkenden) Übertragungsglieder in der Nachrichtentechnik selten eine Bandbreite von mehr als 100 kHz aufweisen, werden dagegen in Impulssystemen lineare Impulsverstärker und Breitbandübertragungsglieder benötigt, deren Bandbreite normalerweise von 0 Hz (Gleichstrom) bis zu einigen 10 MHz reicht und für sehr schnelle Anwendungen bis zu einigen 100 MHz reichen kann.

Die wichtigsten Anwendungsgebiete der I. sind das Fernsehen, die Rechentechnik (Analog- und Digitalrechner), die Nachrichtentechnik, die Regel- und Steuersysteme, die Radartechnik, die Datenerfassungssysteme, die Kernforschung sowie viele Geräte, die in der Physik, Biologie, Medizin und der übrigen Technik eingesetzt werden. Die früheste technische Anwendung der I. erfolgte beim Morsetelegraph 1837.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962). Millmann u. Taub: Impuls- und Digitalschaltungen (Berlin 1963); Schlegel u. Nowak: Impulstechnik (Hannover 1955).

Impulstheorie des Wärmeüberganges, eine Theorie, die die Berechnung des Wärmeüberganges aus bekannten Gesetzen für den Reibungswiderstand gestattet. In der → Grenzschicht erzwungener Strömungen besteht eine Analogie zwischen dem Wärmeübergang von der Wand an die Strömung bzw. umgekehrt und dem Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand). Wärmeübergang und Reibungswiderstand sind durch dieselben Austauschvorgänge bedingt. In einer laminaren Wandgrenzschicht ist der Molekülbewegung in Hauptströmungsrichtung die ungeordnete thermische Eigenbewegung der Moleküle überlagert. Dadurch gelangen die Moleküle in Schichten mit unterschiedlichem Wandabstand und folglich auch mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und Temperatur. Erreicht z. B. ein Molekül, das aus dem Inneren der Strömung kommt, die Wand, so bringt es sowohl seinen Impuls in Strömungsrichtung als auch seine Wärmeenergie mit. Die Wärme wird zum Teil an die Wand abgegeben und der Impuls durch Reibungskräfte vermindert. Das Molekül gelangt danach wieder in wandferne Schichten, deren Impuls und Temperatur es annimmt, und der Austausch mit der festen Wand kann von neuem beginnen. Dabei stellt sich ein Wärmestrom ein, der, je nachdem, ob es sich um eine geheizte oder eine gekühlte Wand handelt, von der Wand in die Strömung oder umgekehrt gerichtet ist.

Durch den molekularen Impulsaustausch bildet sich entlang umströmter Wände eine Grenzschicht aus, in der die Strömungsgeschwindigkeit vom Wert Null an der Wand auf den Wert der Außenströmung übergeht. Gelangen Moleküle aus einer schneller strömenden Schicht in eine langsamer fließende, so werden sie durch elastische molekulare Zusammenstöße (→ kinetische Theorie) im Mittel verzögert. Moleküle einer langsameren Schicht werden dagegen beim Übergang in eine schnellere beschleunigt. Die zeitliche Änderung des Impulses der Moleküle ist gleich der Reibungskraft zwischen den gleitenden Schichten, die sich unmittelbar an der Wand als Reibungswiderstand äußert (→ Impulssatz der Strömungslehre). Der in Strömungsrichtung weisende Impulsüberschuß, den ein Molekül in der Grenzschicht beim Übergang in eine wandnähere Schicht mitbringt, verteilt sich durch Zusammenstöße an viele Moleküle, die in den unterschiedlichsten Richtungen mit etwas erhöhter Geschwindigkeit davonfliegen. Ein Teil des Impulsüberschusses wird so durch Reibung in Wärme umgesetzt. In turbulenten Grenzschichten besteht ein ganz ähnlicher Zusammenhang; der Austausch erfolgt hier jedoch nicht durch mikroskopische Bewegungen der Moleküle, sondern durch makroskopische Bewegungen größerer Flüssigkeitsballen, der Turbulenzballen (→ Mischungsweg, → Turbulenz). Die Flüssigkeitsballen führen turbulente Querbewegungen aus, bei denen sie ihren Impuls und ihre Wärmeenergie mitführen. Durch Austausch mit den benachbarten Schichten erfolgt der Wärmeübergang, und es treten Reibungskräfte auf. Infolge der wesentlich stärker ausgeprägten Querbewegung der Strömungsteilchen sind Wärmeübergang und Reibungswiderstand in turbulenter Strömung wesentlich größer als in laminarer Strömung.

Die bestehende Analogie ermöglicht es, aus bekannten Gesetzen für den Reibungswiderstand Aussagen über den Wärmeübergang zu erhalten. Die Analogie soll durch eine anschauliche Betrachtung abgeleitet werden. Der Wärmestrom $q(x)$, d. h. die Wärmemenge je Zeit- und Flächeneinheit, die von der Wand an der Stelle x an das Strömungsmedium übergeht, beträgt

$$q(x) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0}; \qquad (1)$$

dabei bedeutet λ die Wärmeleitzahl und T die absolute Temperatur; x, y sind kartesische Koordinaten. Für den örtlichen Reibungswiderstand je Flächeneinheit gilt der → Newtonsche Schubspannungssatz:

$$\tau_w(x) = \eta \left(\frac{\partial c_x}{\partial y}\right)_{y=0}; \qquad (2)$$

dabei bedeuten τ_w die Wandschubspannung, η die dynamische Zähigkeit, c_x die Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung. Die Gleichungen (1) und (2) sind ähnlich gebaut. Die Größe des Temperaturgradienten und des Geschwindigkeitsgradienten kann abgeschätzt werden, indem ein linearer Temperatur- und Geschwindigkeitsverlauf angenommen wird. Man erhält

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = -K_T \frac{T_w - T_\infty}{\delta_T}$$

und

$$\left(\frac{\partial c_x}{\partial y}\right)_{y=0} = K_s \cdot \frac{c_\infty}{\delta_s}.$$

Dabei bedeuten K_T, K_s Konstanten, T_w die Wandtemperatur, T die Temperatur und c_∞ die Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht, δ_T die Dicke der Temperaturgrenzschicht, δ_s die Dicke der Strömungsgrenzschicht. Für den Fall, daß die → Prandtlzahl Pr = 1 ist, gilt $\delta_T = \delta_s$ und $K_T = K_s$. Daraus folgt

$$-\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{T_w - T_\infty}{c_\infty} \cdot \left(\frac{\partial c_x}{\partial y}\right)_{y=0}$$

bzw. mit (2)

$$q(x) = -\frac{\lambda}{\eta} \cdot \frac{T_w - T_\infty}{c_\infty} \cdot \tau_w(x). \tag{3}$$

Führt man die örtliche → Nusseltzahl $\mathrm{Nu}(x) = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda} = \frac{q(x) \cdot x}{\lambda (T_w - T_\infty)}$ und die örtliche Reynoldszahl $\mathrm{Re}(x) = \frac{c_\infty \cdot x}{\nu}$ in die Gleichung (3) ein, so ergibt sich

$$\mathrm{Nu}(x) = \mathrm{Re}(x) \frac{\tau_w(x)}{\varrho c_\infty^2}. \tag{4}$$

Dabei ist α die örtliche Wärmeübergangszahl, ν die kinematische Zähigkeit, ϱ die Dichte des Strömungsmediums. Die Gleichung (4) gilt für die Strömung längs ebener Wände und wird auch für die Strömung durch Rohre angewandt. Dann ist c_∞ die mittlere Geschwindigkeit im Rohr, außerdem entfällt bei ausgebildeter Strömung die Abhängigkeit von der Lauflänge x. Für die Wandschubspannung kann bei Plattenströmung $\tau_w = c_f(x)\,(\varrho/2)\,c_\infty^2$ und bei Rohrströmung $\tau_w = \frac{\zeta}{8} \cdot \varrho \cdot c_\infty^2$ in Gleichung (4) geschrieben werden. $c_f(x)$ ist der örtliche Reibungsbeiwert einer Plattenseite; der Widerstandsbeiwert des Rohres (→ Rohrströmung) wird hier ausnahmsweise mit ζ bezeichnet, um Verwechslungen mit der Wärmeleitzahl zu vermeiden. Häufig arbeitet man auch mit der → Stantonzahl $\mathrm{St} = \frac{\alpha}{\varrho \cdot c_\infty \cdot c_p} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr}}$; dabei bedeutet c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck. Damit nimmt die Gleichung (4) die Form $\mathrm{St} = \frac{c_f(x)}{2} = \frac{\zeta}{8}$ an, weil nach Voraussetzung Pr = 1 ist. Für Pr ≠ 1 kann allgemein geschrieben werden: $\mathrm{Nu}(x) = \mathrm{Re}(x) \cdot \frac{\tau_w(x)}{\varrho c_\infty^2} \cdot f(\mathrm{Pr})$. Durch Lösen der Differentialgleichungen der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht erhält man bei der längs angeströmten ebenen Platte die Beziehungen

$$\mathrm{Nu}(x) = 0{,}564 \sqrt{\mathrm{Pr}} \sqrt{\mathrm{Re}(x)} \quad \text{für Pr} \to 0$$

$$\mathrm{Nu}(x) = 0{,}332 \sqrt[3]{\mathrm{Pr}} \sqrt{\mathrm{Re}(x)} \quad \text{für } 0{,}6 < \mathrm{Pr} < 10$$

$$\mathrm{Nu}(x) = 0{,}339 \sqrt[3]{\mathrm{Pr}} \sqrt{\mathrm{Re}(x)} \quad \text{für Pr} \to \infty$$

Die Prandtlzahl beträgt z. B. für Wasser 7,03, für Luft 0,71 und für Motorenöl 10000.

Bei laminaren Grenzschichten hat auch der → Turbulenzgrad der Außenströmung beträchtlichen Einfluß auf den Wärmeübergang. Die Nusseltzahl ist deshalb nicht nur von der Reynoldszahl und der Prandtlzahl, sondern auch vom Turbulenzgrad Tu abhängig: $\mathrm{Nu}(x) = f(\mathrm{Re}(x), \mathrm{Pr}, Tu)$.

Durch die erhöhte Turbulenz der Außenströmung erfolgt der → Umschlag der laminaren Grenzschicht in turbulente Grenzschicht bei niedrigerer Reynoldszahl. Außerdem führt sie zu einer Erhöhung der Nusseltzahl in laminaren Grenzschichten mit Druckanstieg.

Zur Berechnung des turbulenten Wärmeüberganges ist man auf die Analogie zwischen den Austauschvorgängen von Wärme und Impuls angewiesen. Die Wirkung der turbulenten Austauschbewegung wird berücksichtigt, indem zu den molekularen Stoffwerten der Wärmeleitzahl λ und der Zähigkeit η turbulente Austauschgrößen hinzugefügt werden. Damit ergeben sich folgende Ansätze: für den Wärmestrom

$$q(x) = -c_p \left(\frac{\lambda}{c_p} + A_q\right) \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \tag{5}$$

und für die Schubspannung

$$\tau(x) = (\eta + A_\tau) \frac{\partial c_x}{\partial y} \tag{6}$$

mit $c_p A_q$ als Betrag des turbulenten Wärmeaustausches und A_τ als Austauschfaktor für den Impuls. Es ergibt sich die gleiche Beziehung zwischen Wärmeübergang und Reibungswiderstand $\mathrm{Nu}(x) = \mathrm{Re}(x) \cdot \frac{\tau_w(x)}{\varrho \cdot c_\infty^2}$, wenn neben der für die molekularen Transportvorgänge gültigen Prandtlzahl $\mathrm{Pr} = c_p \cdot \eta/\lambda$ auch die entsprechende turbulente Prandtlzahl $\mathrm{Pr}_t = A_\tau/A_q$ gleich eins ist und ein konstantes Verhältnis q/τ vorliegt. Da unter diesen Voraussetzungen das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld übereinstimmen, kann aus bekannten Reibungsbeiwerten entsprechend der Gleichung $\mathrm{St} = c_f(x)/2 = \zeta/8$ die übergehende Wärme ermittelt werden. Die Austauschmechanismen, die den Wärmeübergang und den Reibungswiderstand bedingen, sind zwar ähnlich, aber nicht identisch, so daß A_q und A_τ im allgemeinen nicht gleich groß sind. Als zusätzliche Schwierigkeit bei der Bestimmung des turbulenten Wärmeüberganges kommt noch hinzu, daß sich die Austauschgrößen A_q und A_τ innerhalb der Grenzschicht ändern. Nach Messungen in turbulenten Rohrströmungen beträgt A_q/A_τ in Wandnähe 1,08 und nimmt mit zunehmendem Wandabstand einen Wert von 1,5 bis 2 an. In ausreichendem Wandabstand sind A_q und A_τ wesentlich größer als die molekularen Austauschgrößen λ und η,

die dann im allgemeinen vernachlässigt werden können.

In der laminaren Unterschicht dagegen verschwinden die turbulenten Austauschgrößen, weil in Wandnähe keine turbulenten Schwankungsbewegungen senkrecht zur Wand möglich sind. Für den Wärmeübergang zwischen Wand und Strömung sind die Vorgänge in der laminaren Unterschicht und damit die molekularen Austauschgrößen λ und η von entscheidender Bedeutung. Während die Voraussetzung $\mathrm{Pr}_t = 1$ meist zu befriedigenden Resultaten im turbulenten Teil der Grenzschicht führt, weicht die Prandtlzahl in der laminaren Unterschicht unter Umständen von eins ab. Zu genaueren Ergebnissen kommt man deshalb, wenn die Grenzschicht in zwei Bereiche eingeteilt wird: in die laminare Unterschicht, in der A_q und A_τ verschwinden, und in das turbulente Außengebiet, in dem λ und η vernachlässigt werden. Damit gilt für die laminare Unterschicht entsprechend den Gleichungen (1) und (2)

$$\frac{q}{\tau} = -\frac{\lambda}{\eta}\frac{\partial T}{\partial c_x} \tag{7}$$

und für das turbulente Außengebiet mit $\mathrm{Pr}_t = 1$ nach den Gleichungen (5) und (6)

$$\frac{q}{\tau} = -c_p \frac{\partial T}{\partial c_x}. \tag{8}$$

Unter der Voraussetzung, daß q/τ über der gesamten Grenzschicht konstant ist, was für die ebene Platte genau gilt, erhält man nach Integration der Gleichungen (7) und (8) die Nusseltzahl zu

$$\mathrm{Nu}(x) = \frac{\mathrm{Pr}\cdot \mathrm{Re}(x)\cdot c_f(x)/2}{1 + \frac{c_{x1}}{c_\infty}(\mathrm{Pr}-1)} = \frac{\mathrm{Pr}\cdot \mathrm{Re}(x)\cdot \zeta/8}{1 + \frac{c_{x1}}{c_\infty}(\mathrm{Pr}-1)}$$

und die Stantonzahl

$$\mathrm{St} = \frac{c_f(x)/2}{1 + \frac{c_{x1}}{c_\infty}(\mathrm{Pr}-1)} = \frac{\zeta/8}{1 + \frac{c_{x1}}{c_\infty}(\mathrm{Pr}-1)}.$$

Dabei ist c_{x1} die Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung am Rande der laminaren Unterschicht, die durch eine geeignete Annahme zu bestimmen ist. Bei turbulenter Rohrströmung gilt

$$\frac{c_{x1}}{c_\infty} = 5\sqrt{\frac{\tau_w}{\varrho\cdot c_\infty^2}} = 5\sqrt{\zeta/8};\ \text{damit ergibt sich}$$

$$\mathrm{St} = \frac{\zeta/8}{1 + 5\sqrt{\zeta/8}\cdot(\mathrm{Pr}-1)}.$$

Berücksichtigt man, daß in der turbulenten Grenzschicht keine scharfe Trennung zwischen laminarer Unterschicht und turbulentem Außengebiet herrscht, sondern daß ein kontinuierlicher Übergang in der Übergangsschicht stattfindet, in der molekularer und turbulenter Austausch von gleicher Größenordnung sind, so lautet die Beziehung zwischen Wärmeübergang und Reibungswiderstand

$$\mathrm{Nu}(x) = \frac{\mathrm{Re}(x)\cdot \mathrm{Pr}\cdot \frac{c_f(x)}{2}}{1 + 5\sqrt{\frac{c_f(x)}{2}}\left\{\mathrm{Pr} - 1 + \ln\left[1 + \frac{5}{6}(\mathrm{Pr}-1)\right]\right\}}.$$

Die Formel

$$\mathrm{Nu}(x) = \frac{\mathrm{Re}(x)\cdot \mathrm{Pr}\cdot \frac{c_f(x)}{2}}{\mathrm{Pr}_t + \sqrt{\frac{c_f(x)}{2}}\,[(\mathrm{Pr}-\mathrm{Pr}_t)\cdot a + A]}$$

berücksichtigt, daß die turbulente Prandtlzahl in Wirklichkeit nicht gleich eins ist. Die Größe a berücksichtigt die Wärmeleitung in der laminaren Unterschicht und hängt vom Verhältnis der Prandtlzahlen $\mathrm{Pr}/\mathrm{Pr}_t$ ab. A hängt von der turbulenten Prandtlzahl sowie geringfügig vom Reibungsbeiwert ab und kann durch die Beziehung $A \approx 4(1 - \mathrm{Pr}_t)$ angenähert werden. Die angegebenen Gleichungen gelten nicht nur für die Strömung an der ebenen Platte und durch das Rohr, sondern auch bei der Umströmung schlanker Körper. Die Analogie gilt auch für kompressible Strömungen. Es muß allerdings beachtet werden, daß die Gleichungen nur für anliegende Grenzschichten gültig sind. Sie können auch nicht für rauhe Wände angewendet werden, da durch Ablösen der Strömung an den Rauhigkeitserhebungen ein Druckwiderstand entsteht. Während der Reibungswiderstand in turbulenter Strömung durch Oberflächenrauhigkeiten beträchtlich erhöht wird, ist die Steigerung des Wärmeüberganges geringer. Setzt man voraus, daß sich der Einfluß der Rauhigkeiten auf den Austausch auf den wandnahen Bereich beschränkt, so ergibt sich die Beziehung

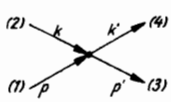
$$\mathrm{Nu}(x) = \frac{\mathrm{Re}(x)\cdot \mathrm{Pr}\cdot \frac{c_f(x)}{2}}{1 + \sqrt{\frac{c_f(x)}{2}}\cdot\beta},$$

wobei $\mathrm{Pr}_t = 1$ vorausgesetzt wurde und die Größe β eine Funktion der Prandtlzahl Pr und der Rauhigkeitshöhe ist.

Die Analogie zwischen Wärmeübergang und Reibungswiderstand kann auch zur experimentellen Ermittlung der Wandschubspannung dienen. Dazu wird an einer kleinen, in die Wand eingebauten beheizten Platte die Wärmeabgabe gemessen.

Geschichtliches. Die Analogie zwischen dem Wärmeübergang und dem Reibungswiderstand wurde zuerst von O. Reynolds 1874 angegeben und 1910 nochmals von Prandtl abgeleitet. An der Verbesserung der Analogiebeziehungen arbeiteten vor allem G. I. Taylor, v. Kármán und H. Reichardt.

Lit. Gröber, Erk, Grigul: Wärmeübertragung (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955); Schlichting: Grenzschicht-Theorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965).



Impulsübertrag

Impulsübertrag, der bei einem Stoß übertragene Impuls. 1) In der klassischen Mechanik wird der I. $\vec{P}$ definiert als das Produkt aus der Kraft $\vec{F}$ und der kurzen Zeitdauer Δt des Stoßes, daher auch *Kraftstoß* genannt, $\vec{P} = \vec{F}\Delta t$, oder $\vec{P} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}\,dt = \vec{p}_2 - \vec{p}_1$, falls sich die Kraft $\vec{F}$ zeitlich ändert und der I., d. i. hier die Änderung des Impulses, zwischen den Zeitpunkten t_1 und t_2 stattfindet.

2) In der relativistischen Streutheorie ist der I. die aus den Vierervektoren der Impulse p und p' eines Teilchens vor (1) und nach (3) dem Stoß gebildete positive, relativistisch invariante Größe $\Delta = \sqrt{-(p - p')^2} = \sqrt{-(k - k')^2}$,

wobei k und k' die Viererimpulse des Stoßpartners vor (2) und nach (4) dem Stoß sind (Abb.). Da bei hohen Energien die Streuung von Elementarteilchen hauptsächlich nach „vorn" erfolgt, d. h. in Richtung des räumlichen Impulses $\vec{p}$ des einlaufenden Teilchens, ist ein hoher I. in diesen Fällen selten. → analytische S-Matrix-Theorie.

Impulsverlustdicke, → Grenzschicht.

in, Tabelle 2, Länge.

In, → Indium.

inch, Tabelle 2, Länge.

inch of mercury, Tabelle 2, Druck.

inch of water, Tabelle 2, Druck.

Incoherent-Scatter-Sondierung, → Sondierung der Ionosphäre.

indefinite Metrik, Maßbestimmung in einem Raum R^n beliebiger Dimension $n \geqq 2$, die auf die positive Definitheit des Abstandes $\varrho(x, y)$ zweier Punkte $x, y \in R^n$, d. h. auf die Postulate $\varrho(x, y) > 0$ für $x \neq y$ bzw. $\varrho(x, y) = 0$ genau dann, wenn $x = y$ gilt, verzichtet. Physikalisch wichtigstes Beispiel eines Raumes mit i.r M. ist der → Minkowski-Raum. In der Quantenfeldtheorie führen Hilbert-Räume $\mathfrak{H}$ mit i.r M., bei denen also das Skalarprodukt $\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle = \varrho(\Phi_1, \Phi_2)$ für $\Phi_1, \Phi_2 \in \mathfrak{H}$ nicht positiv definit ist, zu → Geisterzuständen. In der Quantenelektrodynamik lassen sich diese Zustände mittels einer Nebenbedingung eliminieren.

Index der Untergruppe, → Gruppentheorie.

Indexellipsoid, → Kristalloptik.

Indexfläche, → Kristalloptik.

indifferentes Gleichgewicht, → Gleichgewicht.

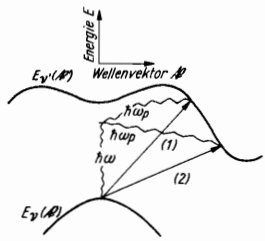
Indikatormethode, → Tracer.

indirekte Heizung, eine Heizungsart der Glühkatode, bei der der Heizfaden nicht im elektrischen Kontakt mit dem Emissionsmaterial steht. Der Heizfaden gibt seine Wärme durch Wärmestrahlung (strahlungsgeheizte Katode) oder Wärmeleitung an das Emissionsmaterial ab. Den Heizfaden führt man meist als Bifilarwendel aus, um eine Modulation des Katodenstromes durch den Heizstrom zu vermeiden. Katoden mit i.r H. benötigen meist eine längere Anheizzeit gegenüber solcher mit direkter Heizung.

indirekter Austausch, Wechselwirkung zwischen magnetischen Momenten, die durch die Austauschintegrale zwischen den zu den Momenten selbst gehörenden Wellenfunktionen und weiteren Wellenfunktionen, die nichts mit den Momenten zu tun haben, bestimmt wird. Man unterscheidet zwei Formen: 1) *Superaustausch.* Er entsteht dadurch, daß die zu zwei magnetischen Momenten gehörenden Wellenfunktionen sich nicht direkt überlappen, sondern nur eine Überlappung mit einem gemeinsamen dazwischenliegenden Anion besteht. Dadurch hängt die Energie von der gegenseitigen Orientierung der Momente ab. Der Superaustausch ist für die magnetischen Eigenschaften von Isolatoren und Halbleitern wichtig. Er läßt sich gut durch einen effektiven Heisenberg-Operator (→ Heisenberg-Modell) beschreiben. 2) *sd- (bzw. sf-) Austausch.* Seine Ursache ist die Austauschenergie zwischen den Leitungselektronen, die überwiegend *s*-Charakter haben, und den Elektronen nichtaufgefüllter *d*- bzw. *f*-Schalen. Es entsteht eine weitreichende oszillierende Wechselwirkung zwischen den Momenten, die z. B. für die magnetischen Eigenschaften der Lanthanide wichtig ist und die durch ein Heisenberg-Modell beschrieben werden kann. Außerdem werden die Leitungselektronen magnetisch polarisiert.

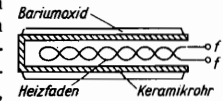
indirekte Rekombination, → indirekter Übergang.

indirekter Übergang, der Übergang im Energiespektrum eines Festkörpers, dessen Anfangszustand und Endzustand sich im Wellenvektor des Bloch-Elektrons unterscheiden, im Gegensatz zum → direkten Übergang. Bei optischen Übergängen sind infolge des Impulserhaltungssatzes indirekte Übergänge nur möglich, wenn zusätzlich Phononen bzw. Störstellen am Absorptions- bzw. Emissionsprozeß beteiligt sind, die den für die Änderung des Wellenvektors der Elektronen im Festkörper erforderlichen Impuls aufnehmen bzw. abgeben. Der Impuls der Photonen ist hierfür nicht ausreichend (→ direkter Übergang). Indirekte Übergänge können sowohl als → Interbandübergänge als auch als → Intrabandübergänge erfolgen. Für den Interbandübergang eines Elektrons aus einem Zustand mit dem Wellenvektor $\vec{k}$ im Band ν (Energie $E_\nu(\vec{k})$) in einen Zustand mit dem Wellenvektor $\vec{k}'$ im Band ν' (Energie $E_{\nu'}(\vec{k}')$) bei Absorption eines Lichtquants der Energie $\hbar\omega$ und simultaner Emission oder Absorption eines Phonons mit dem Wellenvektor $\vec{q}$ und der Energie $\hbar\omega_q$ muß gelten (Abb.): $E_{\nu'}(\vec{k}') = E_\nu(\vec{k}) + \hbar\omega \mp \hbar\omega_q$ und $\vec{k}' = \vec{k} \mp \vec{q}$. Der indirekte Übergang eines Elektrons (aus einem energetisch höheren Energieband in ein energetisch tieferes) mit Emission eines Lichtquants wird als *indirekte Rekombination* bezeichnet.



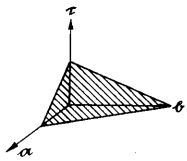
Indirekter Übergang im Energiespektrum eines Festkörpers. $\begin{Bmatrix}1\\2\end{Bmatrix}$ Absorption eines Photons der Energie $\hbar\omega$ und $\begin{Bmatrix}\text{Absorption}\\\text{Emission}\end{Bmatrix}$ eines Phonons der Energie $\hbar\omega_p$

Die Intensität indirekter Übergänge ist infolge der geringeren Übergangswahrscheinlichkeit bei drei miteinander wechselwirkenden Partnern geringer als die Intensität der direkten Übergänge im gleichen Energiebereich. Indirekte Übergänge lassen sich daher experimentell am ehesten in Energiebereichen beobachten, in denen direkte Übergänge verboten sind. Ein solches Verhalten liegt insbesondere an der → Absorptionskante an den Halbleitern vor, an denen die Extrema von Valenzband und Leitungsband bei unterschiedlichen $\vec{k}$-Werten liegen, sowie bei Intrabandübergängen freier Ladungsträger.



Katode mit indirekter Heizung

indirekte Spin-Spin-Kopplung, → hochauflösende Kernresonanz.



Die dem Ursprung nächstgelegene, den Ursprung jedoch nicht enthaltende Ebene (schraffiert) mit den Indizes $h = 3$, $k = 1$, $l = 2$

Indium, In, chemisches Element der Ordnungszahl 49. Von den natürlichen Isotopen mit den Massezahlen 113 und 115 ist das zu 95,7% im natürlichen I. enthaltene ^{115}In ein β-Strahler mit einer Halbwertszeit von $6 \cdot 10^{14}$ Jahren. Bekannt sind 16 künstlich erzeugte Isotope der Massezahlen 107 bis 123.

Indizes, in der Kristallographie 1) *Millersche I.*, Tripel ganzer, teilerfremder Zahlen (*hkl*) zur Kennzeichnung von Netzebenenscharen und Kristallflächen und deren Lage.

Legt man den Ursprung eines Koordinatensystems in eine Netzebene der Netzebenenschar (*hkl*), so hat die dem Ursprung nächstgelegene, den Ursprung nicht enthaltende Ebene der Schar mit den durch die Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ definierten Achsen die Punkte $\vec{a}/h$, $\vec{b}/k$, $\vec{c}/l$ gemeinsam. Die Strecken a/h, b/k, c/l heißen Achsenabschnitte (Abb.). Durch die gleichen I. wird eine den Netzebenen der Schar parallele Kristallfläche gekennzeichnet. Das eine Kristallfläche charakterisierende Indextripel (*hkl*) wird auch *Flächensymbol* genannt. Liegt die Netzebenenschar zu einer Achse parallel, so ist der entsprechende Index gleich Null. So bedeutet (001) die zur x- und y-Achse parallele Netzebenenschar. Negative Vorzeichen von I. werden üblicherweise über die entsprechenden I. gesetzt.

Trägt man von einem gemeinsamen Ursprung aus senkrecht zu jeder Netzebenenschar einen Ortsvektor $\vec{R}^*$ (*reziproker Vektor*) auf, dessen Länge dem Netzebenenabstand reziprok ist, so liegen die Endpunkte dieser Ortsvektoren auf einem Gitter, dem *reziproken Gitter*. Bei geeigneter Wahl der Basisvektoren unterscheiden sich die Flächensymbole einer *Kristallform* nur durch Vorzeichen und Reihenfolge der I. Dabei müssen trigonale und hexagonale Kristalle auf hexagonale Basisvektoren bezogen (→ Symmetrie, Tab. 3) und ein 4. Index $i = -h - k$ eingeführt werden; diese I. (*hkil*) werden *Bravaissche I.* genannt. Dann wird eine Kristallfläche (*hkil*) z. B. durch eine Drehung um eine dreizählige Achse parallel zur z-Achse in die Kristallfläche (*kihl*) transformiert.

Die Gesamtheit der Kristallflächen einer Kristallform wird durch Millersche I. in geschweiften Klammern {*hkl*} gekennzeichnet. So bezeichnet {101} in der höchstsymmetrischen tetragonalen Punktgruppe die Gesamtheit der Flächen (101), (10$\bar{1}$), ($\bar{1}$01), ($\bar{1}$0$\bar{1}$), (011), (01$\bar{1}$), (0$\bar{1}$1) und (0$\bar{1}\bar{1}$).

2) *Braggsche oder Lauesche I.*, Tripel ganzer Zahlen (*hkl*) zur Kennzeichnung eines reziproken Gitterpunktes (→ reziprokes Gitter) oder des ihm entsprechenden abgebeugten Strahles oder Reflexes. Der reziproke Vektor $\vec{R}^*_{hkl} = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$ steht auf derjenigen Netzebenenschar senkrecht, die durch die Millerschen I. $h' = h/N$, $k' = k/N$, $l' = l/N$ gekennzeichnet ist, wobei N den größten gemeinsamen Teiler von h, k und l bedeutet. Der Betrag $|\vec{R}^*_{hkl}|$ hängt mit dem Netzebenenabstand $d_{h'k'l'}$ gemäß $1/|\vec{R}^*(hkl)| = d_{h'k'l'}/N$ zusammen. An dem Kristall gebeugte Strahlen, die nach der kinematischen Theorie der Laue-Bedingung mit dem Zahlentripel (*hkl*) genügen, lassen sich als an der Netzebenenschar $h' = h/N$, $k' = k/N$, $l' = l/N$ selektiv reflektiert auffassen (→ Braggsche Reflexionsbedingung); dabei ist die Wegdifferenz von Strahlen, die an benachbarten Ebenen der Netzebenenschar reflektiert wurden, gleich $N\lambda$. Als Braggsche oder Laue-I. kommen demnach beliebige (nicht nur teilerfremde) ganzzahlige Tripel vor. Bezieht man den Kristall auf Basisvektoren $\vec{a}_Q$, $\vec{b}_Q$, $\vec{c}_Q$, die eine Q-fach primitive, z. B. zentrierte, → Elementarzelle aufspannen, so kennzeichnet nur der Q-te Teil der Gesamtheit aller ganzzahligen Tripel (*hkl*) reziproke Gitterpunkte, reflektierte (abgebeugte) Strahlen und Reflexe. Von den übrigen sagt man, sie seien „ausgelöscht".

3) *Weisssche I.*, Tripel ganzer, teilerfremder Zahlen (*mnp*) zur Kennzeichnung der Orientierung von Kristallflächen. Sie hängen mit den Braggschen oder Millerschen Indizes (*hkl*) wie folgt zusammen: $m = M/h$, $n = M/k$, $p = M/l$. Hierbei bedeutet M das kleinste gemeinschaftliche Vielfache der von Null verschiedenen Indizes (*hkl*). Die Weissschen I. sind heute kaum noch gebräuchlich.

4) *I. einer Gittergeraden, Kristallkante* oder *Zonenachse*, Tripel ganzer, teilerfremder Zahlen [u, v, w], für die der Vektor $u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$ die Richtung der Gittergeraden, Kristallkante oder Zonenachse hat. Symmetrieäquivalente Gittergeraden haben I., die sich – ähnlich wie Millersche I. – durch ihre Vorzeichen oder ihre Reihenfolge unterscheiden. Für trigonale oder hexagonale Symmetrie setzt dies allerdings wieder die Einführung eines 4. Index $t = u - v$ voraus.

Indizierung, Zuordnung von Braggschen → Indizes (*hkl*) zu den bei der Beugung eines Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahls an einem Kristall entstehenden Sekundärstrahlen oder Reflexen. Die I. ist Voraussetzung für die → Kristallstrukturanalyse. Je nach dem angewendeten Aufnahmeverfahren sind verschiedene Verfahren zur I. anzuwenden.

Zur I. der Reflexe von Einkristallen ist die Anwendung der Ewaldschen Konstruktion (→ Ewaldsche Ausbreitungskugel) zweckmäßig. Als Hilfsmittel sind auch für die verschiedenen Aufnahmemethoden spezifische Kurvenscharen gebräuchlich, z. B. das Bernal-Netz.

Zur I. von Pulverdiagrammen verwendet man den Zusammenhang zwischen den experimentell bestimmbaren Glanzwinkeln und den Indizes *hkl* der Netzebenenschar, der durch die Braggsche Reflexionsbedingung in Verbindung mit der quadratischen Form gegeben ist. Bei tetragonalen, hexagonalen und rhomboedrischen Kristallen können graphische Methoden angewandt werden. Man verwendet Kurvenscharen, die d_{hkl} oder davon abgeleitete Größen als Funktion des Achsenverhältnisses c/a bzw. als Funktion von c^2/a^2 für verschiedene Kombinationen der Indizes *hkl* enthalten (→ d-Wert, → quadratische Form). Gebräuchlich zur I. von Pulveraufnahmen sind die *Bunn-Karten* mit d_{hkl} und die *Bjurström-Karten* mit $1/d^2_{hkl}$ als Funktion von c/a sowie die *Hull-Davey-Karten*, bei denen $\log d_{hkl}$ in Abhängigkeit von c^2/a^2 dargestellt ist. Die analytischen rechnerischen Methoden zur I. von Pulverdiagrammen ermöglichen eine bessere Ausnutzung hoher Meßgenauigkeiten und die Anwendung der EDV. Bei der *Lipson-Methode*, die speziell für

orthorhombische Kristalle geeignet ist, wird eine Häufigkeitsverteilung der Differenzen zwischen den experimentellen $1/d^2$-Werten zur I. und Bestimmung der Gitterkonstanten verwendet. Zur I. der Aufnahmen von Kristallen niedriger Symmetrie sowie immer dann, wenn das Kristallsystem unbekannt ist, kann die *Ito-Methode* meist mit Erfolg angewandt werden. Sie beruht darauf, daß jedes Pulverdiagramm – unabhängig von der Symmetrie der Kristalle – zunächst auf Grund irgendeiner triklinen Zelle des reziproken Gitters indiziert werden kann. Die Kantenlängen einer solchen Zelle legt man durch drei beliebige (kleine) $1/d^2$-Werte fest, die allerdings nicht komplanaren Vektoren entsprechen dürfen. Sukzessive lassen sich dann meist die Winkel zwischen diesen Kanten ermitteln. Über die reduzierte Zelle und ihre Nigglische Matrixdarstellung können die höchst mögliche Symmetrie des Bravais-Gitters und die entsprechenden Gitterkonstanten bestimmt werden.

Bei bekannten Gitterkonstanten ist die I. im Prinzip bei allen Aufnahmemethoden unproblematisch. Bei unbekannten Gitterkonstanten ist die I. verknüpft mit der Bestimmung der Gitterkonstanten des Kristalls.

Induktion, 1) spezielle Form der logischen Beweisführung, Schlußverfahren, bei dem durch Abstraktion von unwesentlichen Erscheinungen des Besonderen auf das Allgemeine geschlossen wird. Gegensatz: → Deduktion. Die induktive Methode spielt in der Physik eine große Rolle. Mit ihr werden aus den Beobachtungen von Experimenten die der Natur zugrunde liegenden Strukturen ermittelt und zu Theorien zusammengefügt; aus den Theorien werden dann auf deduktivem Wege neue Experimente und Erscheinungen vorausgesagt.

In der Mathematik stellt die *vollständige I.*, der *Schluß von n auf n + 1*, ein wichtiges Beweisverfahren dar, wenn in die Formulierung des zu beweisenden Satzes die natürliche Zahl n eingeht: Falls als *Induktionsanfang* der Satz für $n = 1$ eine wahre Aussage ergibt und falls unter der *Induktionsannahme* der Satz gelte für $n = n_0$, der *Induktionsschluß* bewiesen werden kann, daß der Satz für den Nachfolger $n = n_0 + 1$ richtig ist, gilt der Satz für alle natürlichen Zahlen n. Beispiel: Zu beweisen sei $1 + 2 + \cdots + n = n(n + 1)/2$. Für $n = 1$ ist dies offenbar richtig. Angenommen, sie gilt auch für n_0, dann ist $1 + 2 \cdots + n_0 + (n_0 + 1) = n_0(n_0 + 1)/2 + (n_0 + 1) = (n_0 + 1)(n_0 + 2)/2$, und damit ist die Gültigkeit für alle n bewiesen.

2) *elektromagnetische I.*, von M. Faraday 1831 erstmals beobachtete Erscheinung, die auf dem Zusammenhang zeitlich veränderlicher elektrischer und magnetischer Vorgänge beruht.

Induktionsgesetz. Ändert sich der magnetische Fluß durch eine von einem elektrischen Leiter umschlossene Fläche, so wird in dem Leiter eine Spannung erzeugt, so daß beim Schließen des Kreises ein Strom fließt, ohne daß eine Spannungsquelle vorhanden ist. Diese Spannungserzeugung erfolgt, wenn a) der Leiter in einem Magnetfeld so bewegt wird, daß er die magnetischen Feldlinien schneidet; b) der Leiter festgehalten und der Magnet bewegt wird; c) der Leiter verbogen wird; d) der Leiter und der Magnet festgehalten, das Magnetfeld aber verändert wird; e) der Leiter und der Magnet ruhen und bei festem Magnetfeld eine Substanz mit einer anderen relativen Permeabilität in das Magnetfeld gebracht wird. In allen fünf Fällen erfolgt die Spannungserzeugung durch Änderung des magnetischen Flusses $\Phi = \iint \mathrm{d}\vec{f}\vec{B} = \iint \mathrm{d}f B_n$. Darin ist B_n die Normalkomponente des Vektors $\vec{B}$ der magnetischen Induktion bezüglich einer Fläche, über die die Integration erfolgt und deren Randkurve mit der vorgegebenen Leiterschleife übereinstimmt. Der Fluß Φ kann einmal durch Änderung von $\vec{B}$ selbst, zum anderen durch Änderung der Fläche, die $\vec{B}$ durchsetzt, geändert werden. Die im Leiter induzierte Spannung stimmt betragsgemäß mit der zeitlichen Änderung von Φ überein; der genaue Zusammenhang lautet

$$U_{\mathrm{ind}} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}. \tag{1}$$

Das ist das von Faraday erstmalig formulierte Induktionsgesetz. Für U kann man auch $\oint_c \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s}$ schreiben; dabei bedeuten $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke und $\mathrm{d}\vec{s}$ das Wegelement längs der Leiterschleife C. Das negative Vorzeichen ergibt sich aus dem → Lenzschen Gesetz, wonach der induzierte Strom so gerichtet ist, daß er der Ursache seiner Entstehung entgegenwirkt. Die elektromagnetische I. ist nicht auf Leiter in einem Magnetfeld beschränkt. Durch Maxwell wurde der Gültigkeitsbereich des Induktionsgesetzes erweitert, indem er forderte, daß der Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ und der magnetischen Flußdichte $\vec{B}$ für jede geschlossene Kurve C' im Raum gilt: Jede Änderung des magnetischen Induktionsflusses $\iint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{f}$ durch ein beliebiges Flächenstück ruft in dessen Berandung C' eine elektrische Randspannung $\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s}$ hervor:

$$\oint_{C'} \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{f}. \tag{2}$$

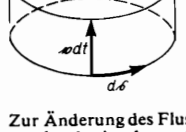
Wie schon gesagt wurde, gilt das Induktionsgesetz sowohl bei veränderlichem Magnetfeld als auch bei einer Änderung der Fläche, durch die $\vec{B}$ fließt. Bei zeitlich veränderlichem Magnetfeld und konstanter Fläche wird aus Gleichung (2)

$$\oint_{C'} \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\int \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)_n \mathrm{d}f. \tag{3}$$

Das gilt für die oben beschriebenen Fälle d) und e). Ist das Magnetfeld konstant und die Fläche veränderlich, so erhält man ein anderes Ergebnis. Es bewege sich eine Fläche mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ in einem Magnetfeld $\vec{B}$ (Abb.). Dann legt sie in der Zeit $\mathrm{d}t$ die Strecke $|\vec{v}|\,\mathrm{d}t$ in Richtung von $\vec{v}$ zurück (Abb.). Das Vektorprodukt $\mathrm{d}\vec{s} \times \vec{v}\,\mathrm{d}t$ hat den Betrag des von $\mathrm{d}\vec{s}$ und $\vec{v}\,\mathrm{d}t$ aufgespannten Flächenelements $\mathrm{d}\vec{f}$ und die Richtung der nach außen zeigenden Normale $\vec{n}$. Es folgt also

$$\iint \vec{B}_n\,\mathrm{d}\vec{f} = \oint (\mathrm{d}\vec{s} \times \vec{v}\,\mathrm{d}t)\,\vec{B} = \mathrm{d}t \oint \mathrm{d}\vec{s}(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{4}$$

Das Oberflächenintegral ist über den ganzen Mantel des räumlichen Gebildes der Abb. zu erstrecken und ist damit der Induktionsfluß Φ_A



Zur Änderung des Flusses durch eine bewegte Fläche

durch die Mantelfläche. Da $\vec{B}$ aber quellenfrei ist, muß der gesamte Induktionsfluß aus diesem Gebilde heraus verschwinden, d. h. $\Phi_A = -\int \mathrm{d}\Phi$. Damit wird aus (4) und (2)

$$\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = \oint (\vec{v} \times \vec{B})\,\mathrm{d}\vec{s}. \tag{5}$$

Dabei ist $\vec{v}$ die Geschwindigkeit, mit der sich ein Linienelement $\mathrm{d}\vec{s}$ der Randkurve relativ zu dem Bezugssystem bewegt, in dem $\vec{E}$ und $\vec{B}$ gemessen werden. (5) gilt also für die oben beschriebenen Fälle a) bis c).

Im allgemeinen Fall können zeitliche Änderungen der Fläche und des Magnetfeldes gleichzeitig auftreten, so daß man schreiben kann

$$\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\int \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)_n \mathrm{d}f + \oint (\vec{v} \times \vec{B})\,\mathrm{d}\vec{s}. \tag{6}$$

Zu beachten ist dabei, daß $\vec{v}$ nicht die Geschwindigkeit ist, mit der sich die Ladungsträger in der Leiterschleife bewegen, sondern eine zusätzliche Geschwindigkeit durch die Bewegung der Leiterschleife. Das bedeutet aber, daß die Leiterschleife im vorliegenden Falle auch in Gedanken nicht weggelassen werden kann.

Die Gleichung (2) ist eine der Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie), die in differentieller Schreibweise lautet:

$$\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\dot{\vec{B}}. \tag{7}$$

Das bedeutet, daß die zeitlichen Änderungen der Flußdichte Wirbel der elektrischen Feldstärke hervorrufen. Die durch Änderung von Magnetfeldern entstehenden elektrischen Felder sind Wirbelfelder.

Spannungsstoß. Die Gleichung (2) ergibt für die Bewegung eines Leiters im Magnetfeld für eine differentiell kleine Zeit

$$U\,\mathrm{d}t = -\mathrm{d}\Phi. \tag{8}$$

Bewegt man den Leiter während eines längeren Zeitintervalls $t_2 - t_1$ mit variabler Geschwindigkeit durch ein beliebiges Feld, so gilt der integrale Zusammenhang

$$\int_{t_1}^{t_2} U\,\mathrm{d}t = -(\Phi_2 - \Phi_1). \tag{9}$$

$\int_{t_1}^{t_2} U\,\mathrm{d}t$ heißt induzierter Spannungsstoß. Die Gleichung (9) besagt, daß das Zeitintegral über die Spannung dem Betrage nach gleich der gesamten Änderung des Induktionsflusses ist, die durch die Bewegung oder auch durch Änderung des Magnetfeldes eintritt. Schließt man den Stromkreis, so fließt infolge des Spannungsstoßes ein induzierter Stromstoß durch den Leiter. Die dabei transportierte Ladung Q ist das Zeitintegral über den Strom I. Ist R der Widerstand des Leiters, so erhält man mit dem Ohmschen Gesetz:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} I\,\mathrm{d}t = \frac{1}{R}\int_{t_1}^{t_2} U\,\mathrm{d}t = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}. \tag{10}$$

Dabei ist $\int_{t_1} I\,\mathrm{d}t$ der Stromstoß.

Den Stromstoß kann man mit Hilfe eines ballistischen Galvanometers messen. Dreht man eine Leiterschleife im Magnetfeld so, daß der Winkel ihrer Flächennormale mit dem Magnetfeld von 90° auf 0° sinkt, so wächst der Induktionsfluß durch die Leiterfläche von Null auf seinen vollen Wert. Man kann also mit Hilfe der Messung des Induktionsstoßes den Induktionsfluß eines Magneten bestimmen.

Selbstinduktion und *gegenseitige I.* Nach der Ampèreschen Regel ist jeder Strom von einem Magnetfeld umgeben. Ist der Strom zeitlich veränderlich, so erzeugt er auch einen zeitlich veränderlichen magnetischen Induktionsfluß Φ. Nach (2) induziert die zeitlich veränderliche Flußdichte eine Spannung auch im Leiter selbst. Nach dem Lenzschen Gesetz ist diese Spannung so gerichtet, daß sie ihrer Ursache entgegenwirkt, also eine zeitliche Änderung des Stromes verlangsamt. Man nennt diese Erscheinung Selbstinduktion. Ihre Wirkung ist eine gewisse Trägheit von Strom und Magnetfeld (→ Induktionserscheinungen bei Schaltvorgängen). Schaltet man beispielsweise eine Spannung ab, so versucht der Strom weiterzufließen, es kann sich ein Lichtbogen bilden. Andererseits beeinflussen sich benachbarte Leiter auf Grund der Induktionswirkungen gegenseitig, wenn durch einen oder durch beide Leiter zeitlich veränderliche Ströme fließen. Man spricht dann von gegenseitiger Induktion. Da die Induktionswirkungen durch die Magnetfelder der Leiter übertragen werden, sagt man, die beiden Kreise sind durch magnetische oder induktive Kopplung miteinander verknüpft.

Die induktiven Kopplungen zwischen mehreren Stromkreisen werden quantitativ durch → Induktionskoeffizienten erfaßt. Wegen der Quellfreiheit des magnetischen $\vec{B}$-Feldes kann dieses entsprechend $\vec{B} = \mathrm{rot}\,\mathfrak{A}$ stets als Rotation eines Vektorpotentials $\mathfrak{A}$ geschrieben werden. Damit erhält das Induktionsgesetz (2) die Form

$$\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\oint \mathfrak{A}\,\mathrm{d}\vec{s}. \tag{11}$$

Falls die linearen Abmessungen so klein, bzw. die zeitlichen Änderungen so langsam sind (quasistationäre Ströme), daß alle Laufzeiteffekte vernachlässigbar sind, kann das Magnetfeld in guter Näherung nach den für stationäre Ströme gültigen Gleichungen berechnet werden. Es gilt dann

$$\mathfrak{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0\mu_r}{4\pi}\int \frac{\vec{j}(\vec{r}')\,\mathrm{d}V'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \to \frac{\mu_0\mu_r I}{4\pi}\int \frac{\mathrm{d}\vec{s}}{|\vec{r} - \vec{s}|}, \tag{12}$$

wobei die Integration über alle felderzeugenden Ströme zu führen ist und außerhalb eines dünnen stromdurchflossenen Drahtes auf das angegebene Linienintegral längs dieses Drahtes reduziert werden kann. Die in der Leiterschleife i induzierte Spannung U_i erhält damit die Form

$$U_i = \oint_i \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_k L_{ik} I_k = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Phi_i, \tag{13}$$

wobei Φ_i der durch die Schleife i hindurchtretende magnetische Fluß ist. Für $i \neq k$ gilt für die *Gegeninduktivitätskoeffizienten* $L_{ik} = L_{ki}$, kurz *Gegeninduktivitäten*, die von-Neumannsche Formel

$$L_{ik} = \frac{\mu_0\mu_r}{4\pi}\oint_i\oint_k \frac{\mathrm{d}\vec{s}_i\,\mathrm{d}\vec{s}_k}{|\vec{s}_i - \vec{s}_k|}, \tag{14}$$

während für die *Selbstinduktionskoeffizienten* L_{ii}, kurz *Selbstinduktivitäten*, eine analoge Darstellung durch Linienintegrale nicht möglich ist,

→ Induktionskoeffizient. Die gleichen Koeffizienten L_{ik} treten entsprechend

$$W_{\text{mag}} = \tfrac{1}{2} \sum_i \sum_k L_{ik} I_i I_k \tag{15}$$

auch bei der Darstellung der im magnetischen Feld der Stromkreise gespeicherten magnetischen Feldenergie auf.

Die Selbstinduktivität L eines Leiters vermittelt den Zusammenhang $\Phi = LI$ zwischen dem Strom I und dem durch I erzeugten magnetischen Fluß Φ. Die induzierte Spannung ist also $U_{\text{ind}} = -L\,\mathrm{d}I/\mathrm{d}t$.

Entsprechend folgt für die durch die Wirkung der Gegeninduktion in einem anderen Leiter induzierte Spannung

$$U_{2\,\text{ind}} = -\frac{\mathrm{d}\Phi_1}{\mathrm{d}t} = -L_{12}\frac{\mathrm{d}I_1}{\mathrm{d}t}. \tag{16}$$

Über die *unipolare I.* → Unipolarinduktion.

Lit. Becker u. Sauter: Theorie der Elektrizität, Bd 1 (19. Aufl. Stuttgart 1969); Hund: Theoretische Physik, Bd 2 (4. Aufl. Stuttgart 1963); Macke: Elektromagnetische Felder (3. Aufl. Leipzig 1965).

3) *magnetische I.*, → magnetische Flußdichte.

4) *elektrostatische I.*, → Influenz 1).

Induktionseffekt, → Substituenteneffekt.

Induktionserscheinungen bei Schaltvorgängen. Wird ein Stromkreis mit einer Gleichstromquelle der Spannung U, einem ohmschen Widerstand R und einer Spule der Induktivität L (→ Induktion), deren ohmscher Widerstand vernachlässigt werde, geschlossen, so erreicht der Strom nicht sofort den durch das Ohmsche Gesetz vorgeschriebenen Wert $I = U/R$. Das liegt daran, daß in der Spule eine Spannung induziert wird, die nach dem Lenzschen Gesetz der Spannung U entgegengerichtet ist. Das bedeutet, daß in der Spule ein Magnetfeld aufgebaut wird, dessen Energie aus der elektrischen Energie des fließenden Stromes entnommen wird. Man nennt die beim Schließen des Stromkreises induzierte Spannung oft *Schließungsspannung* U_s. Andererseits wird beim Öffnen des Stromkreises in der Spule eine Öffnungsspannung $U_ö$ induziert, die aber nach dem Lenzschen Gesetz der Spannung U gleichgerichtet ist, d. h., die in der Spule beim Fließen des Stromes enthaltene magnetische Energie wird beim Zerfall des Magnetfeldes wieder in elektrische Energie umgewandelt. Die Öffnungsspannung wird um so größer, je rascher das Abschalten erfolgt. Das ergibt sich aus dem Induktionsgesetz (→ Induktion) $U_ö = -L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}$. Das äußert sich dann unter Umständen im Auftreten von Lichtbögen am Schalter, die weit länger sind, als es der Spannung U entspricht.

Zeitlicher Stromverlauf beim Schließen des Gleichstromkreises: Die momentane Gesamtspannung beträgt $U + U_s = U - L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}$, so daß man nach dem Ohmschen Gesetz für die momentane Stromstärke erhält

$$I = \left(U - L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}\right)\Big/R. \tag{1}$$

Daraus folgt

$$L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = U - IR. \tag{2}$$

Die Integration liefert

$$I = \frac{U}{R}\left[1 - \exp\left(-\frac{R}{L}t\right)\right]. \tag{3}$$

Die Stromstärke erreicht also nicht sofort den Wert U/R, sondern steigt mit einer Anstiegsgeschwindigkeit $\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = \frac{U - IR}{L}$. Wäre der Widerstand R gleich Null, so würde der Anstieg unverändert fortdauern.

Zeitlicher Stromverlauf beim Öffnen des Gleichstromkreises: Nach Unterbrechung des Stromes wird dieser nicht sofort gleich Null, sondern durch die Abnahme des Stromes wird eine Spannung $U_ö$ induziert. Der dadurch erzeugte Strom genügt der Gleichung

$$-L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = IR. \tag{4}$$

Die Integration liefert

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{R}{L}t\right), \tag{5}$$

wobei I_0 der vor der Unterbrechung fließende Strom ist. Charakteristisch für beide Vorgänge ist die Größe R/L. Beim Schließen ist sie verantwortlich für die Zeitdauer, die der Strom braucht, um sich dem Wert U/R anzunähern. Beim Öffnen gibt sie an, wie lange es dauert, bis sich der Strom dem Wert Null nähert. R/L heißt *Zeitkonstante* eines Kreises mit Selbstinduktivität.

Induktionserwärmung, svw. induktive Erwärmung.

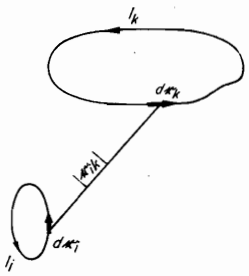
Induktionsfluß, → magnetischer Fluß.

Induktionsgesetz, → Induktion 2).

Induktionskoeffizient, *Induktivität*, der Quotient L aus magnetischem Fluß und erzeugendem Strom. In einem System von n Stromkreisen setzt sich der magnetische Fluß durch einen dieser Kreise, z. B. den i-ten, aus dem Fluß zusammen, der durch den im i-ten Kreis selbst fließenden Strom entsteht, und aus den Anteilen der Induktionsflüsse der übrigen Kreise, die durch den i-ten Kreis hindurchgreifen (→ Induktion). Für diesen Fluß Φ_i schreibt man daher $\Phi_i = L_{i1}I_1 + L_{i2}I_2 + \cdots + L_{ik}I_k + \cdots + L_{in}I_n = \sum_{k=1}^{n} L_{ik}I_k$. Dabei bedeuten $I_1, I_2, \ldots, I_n$ die in den Stromkreisen 1 bis n fließenden Ströme. Die Größe L_{ik} gibt also den magnetischen Fluß an, der durch den Kreis i tritt, wenn im Stromkreis k ein Strom $I_k = 1$ A fließt und alle übrigen Kreise stromlos sind. Die Größen L_{ik} werden nur durch die Geometrie der Stromkreise und ihre wechselseitige Anordnung bestimmt. Man bezeichnet L_{ik} als Gegeninduktivität der Kreise i und k $(i \neq k)$ und L_{ii} als Selbstinduktivität des Kreises i. Mit Hilfe dieser Größen ergibt sich für die magnetische Feldenergie W_{mag} eines Systems von n Stromkreisen zu $W_{\text{mag}} = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n} I_i\Phi_i = \frac{1}{2}\sum_{i,k=1}^{n} L_{ik}I_iI_k$.

Für die *Gegeninduktivität* oder den *Gegeninduktivitätskoeffizienten* L_{ik} zweier Stromkreise i und k, deren Leiter aus dünnen Drähten bestehen, gilt die *von-Neumannsche Formel* $L_{ik} = \frac{\mu}{4\pi}\oint_i\oint_k \frac{\mathrm{d}\vec{r}_i\,\mathrm{d}\vec{r}_k}{r_{ik}}$. Dabei ist $\mu = \mu_r\mu_0$

die (ortsunabhängige!) Permeabilität (μ_r und μ_0 stellen dabei die relative Permeabilität bzw. die Induktionskonstante dar), $d\vec{r}_i$ und $d\vec{r}_k$ sind die vektoriellen Linienelemente der Stromkreise i bzw. k, r_{ik} ist ihr Abstand (Abb. 1). Die Integrationen sind über die gesamten Stromkreise i bzw. k zu erstrecken. Aus der Formel für L_{ik} ist ersichtlich, daß die Symmetriebeziehung $L_{ik} = L_{ki}$ gilt.



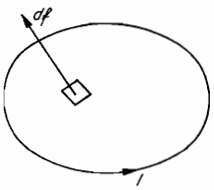
1 Zur Berechnung der Gegeninduktivität L_{ik}

Die *Selbstinduktivität* L_{ii} (auch *Selbstinduktionskoeffizient*, *Eigeninduktivität* oder kurz *Induktivität* genannt) des i-ten Kreises läßt sich nicht nach der von-Neumannschen Formel berechnen, indem $i = k$ gesetzt wird und beide Integrationen über den gleichen Stromkreis erfolgen, weil der Integrand unendlich wird. Da nur ein bestimmter Kreis betrachtet wird, soll im folgenden der Index i weggelassen werden. Alle in den nachfolgenden Gleichungen auftretenden Größen beziehen sich natürlich auf den betrachteten (i-ten) Stromkreis.

Die Selbstinduktivität $L_{ii} = L$ ergibt sich aus der sofort aus dem Energiesatz $W_{\text{mag}} = \frac{1}{2}\iiint \mu\vec{H}^2\,d\tau = \frac{1}{2}LI^2$ folgenden Beziehung $L = \frac{1}{I^2}\iiint \mu\vec{H}^2\,d\tau$. Hierbei ist $\vec{H}$ das von dem im Kreis fließenden Strom I erzeugte Magnetfeld. Die Integration ist über den gesamten Raum durchzuführen, $d\tau$ ist das Volumenelement.

Unterteilt man das Integrationsvolumen in das Gebiet a, das den gesamten Raum außerhalb des Leiters umfaßt, und in das Gebiet i, das den Raum, den der Leiter selbst einnimmt, umschließt, so kann man die Induktivität gemäß $L = \frac{1}{I^2}\iiint_a \mu\vec{H}^2\,d\tau_a + \frac{1}{I^2}\iiint_i \mu\vec{H}^2\,d\tau_i = L_a + L_i$ in zwei Anteile zerlegen, und zwar in die äußere Selbstinduktivität L_a und die innere Selbstinduktivität L_i. L_a und L_i werden durch die Permeabilität und das magnetische Feld außerhalb bzw. innerhalb des Leiters bestimmt. Die innere Induktivität L_i wird durch den Skineffekt wesentlich beeinflußt.

Ein anderer Weg zur Berechnung von L führt über die Beziehung $L = \frac{N}{I}\int_F \vec{B}\,d\vec{f}$, da $\int_F \mu\vec{H}\,d\vec{f} = \int_F \vec{B}\,d\vec{f} = LI$ der Fluß durch die vom Leiter eingeschlossene Fläche F ist. N gibt an, wie oft diese Fläche vom Leiter umschlossen wird. $d\vec{f}$ ist das vektorielle Flächenelement, das in Richtung der Flächennormalen zeigt. Damit die Selbstinduktivität L positiv wird, müssen $d\vec{f}$ und die Richtung von I eine Rechtsschraube bilden (Abb. 2).



2 Zur Berechnung der Selbstinduktivität L

Eine Spule der Induktivität L stellt für eine Wechselspannung der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ einen induktiven Widerstand (→ Wechselstromwiderstände) der Größe ωL dar. In der → komplexen Wechselstromrechnung schreibt man diesen Blindwiderstand in der Form $j\omega L$. Der induktive Widerstand wird für hohe Frequenzen sehr groß. Daher kann man mit geeignet dimensionierten Spulen (Drosselspulen) erreichen, daß hohe Frequenzen gesperrt werden. An einer idealen I. besteht zwischen der Wechselspannung und dem fließenden Wechselstrom eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ bzw. 90°. Die Spannung eilt dabei dem Strom um diesen Wert voraus. Bei realen Spulen treten zu diesem rein induktiven Widerstand noch Wirkwiderstände infolge der endlichen Leitfähigkeit des Leitermaterials, des Skineffekts und infolge von Verlusten im Spulenkern sowie die Spulenkapazitäten hinzu. Dadurch beträgt die Phasenverschiebung nicht 90°, sondern weicht um einen kleinen Winkel δ, den man als *Verlustwinkel* bezeichnet, von diesem Wert ab. Die Größe $Q = (\tan\delta)^{-1}$ bezeichnet man als → Güte der Spule.

Die Einheit der Induktivität ist das → Henry (H): 1 H = 1 Wb/A = 1 Vs/A.

Reihenschaltung von Induktivitäten. a) Für die Induktivität L_R der Reihenschaltung von n nur galvanisch, nicht aber magnetisch miteinander gekoppelten Induktivitäten $L_1, L_2, \ldots, L_n$ ergibt sich $L_R = \sum_{i=1}^{n} L_i$. b) Für die Induktivität der Reihenschaltung zweier auch magnetisch gekoppelter Induktivitäten L_1 und L_2 erhält man $L = L_1 + L_2 \pm 2L_{12}$. Hierbei ist L_{12} die Gegeninduktivität der beiden Spulen. Das positive Vorzeichen gilt, wenn sich die Felder beider Spulen unterstützen, das negative, wenn sie einander entgegen wirken.

Die Reihenschaltung von zwei Induktivitäten findet beim Variometer zur Erzeugung variabler Induktivitäten Verwendung.

Parallelschaltung von Induktivitäten. a) Für die Induktivität L_P der Parallelschaltung von n nicht magnetisch miteinander gekoppelten Induktivitäten ergibt sich: $L_P = \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{L_i}\right)^{-1}$. b) Zwei parallelgeschaltete, magnetisch gekoppelte I.en L_1 und L_2 haben die Gesamtinduktivität $L = \frac{L_1L_2 - L_{12}^2}{L_1 + L_2 \mp 2L_{12}}$, wobei hier das negative Vorzeichen im Nenner gilt, wenn sich die Felder beider Spulen unterstützen.

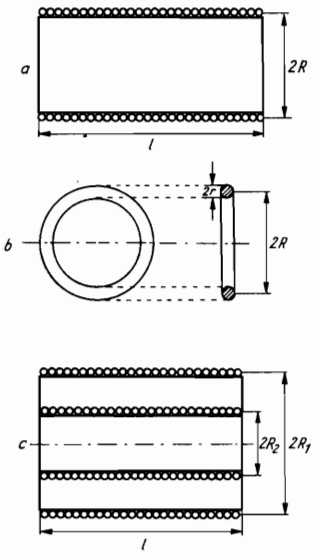
Beispiele für Induktivitäten von Leiteranordnungen.

1) *Selbstinduktivität einer einlagigen Zylinderspule* (Abb. 3a): $L = \mu_0 N^2 \frac{\pi R^2}{l}$ (gültig für $l \gg R$). Dabei sind N die Windungszahl, R der Radius der Spule und l die Länge der Spule.

2) *Selbstinduktivität eines kreisförmigen Drahtrings* (Abb. 3b): $L = L_a + L_i$ mit $L_a = \mu_0 R \times \left(\ln\frac{8R}{r} - 2\right)$ und $L_i = \frac{1}{4}\mu_r\mu_0 R$. Dabei sind μ_r die relative Permeabilität des Leitermaterials,

r der Radius des Drahtes und R der Radius des Drahtringes.

3) *Gegeninduktivität zweier konzentrischer einlagiger Zylinderspulen gleicher Länge* (Abb. 3c): $L_{12} = \frac{\mu_0 N_1 N_2}{l} \pi R_2^2 \left[1 - \frac{R_1}{l}\left(1 - \frac{R_2}{8R_1}\right)\right]$ (gültig für $l \gg R_1$, R_2). Dabei sind N_1, N_2 die Windungszahlen der Spulen, R_1, R_2 der Radius der Spulen und l die Länge der Spulen.



3 Induktivitäten von Leiteranordnungen: *a* Selbstinduktivität einer Zylinderspule, *b* Selbstinduktivität eines Drahtrings, *c* Gegeninduktivität zweier Zylinderspulen

Lit. Becker u. Sauter: Theorie der Elektrizität, Bd I (19. Aufl. Stuttgart 1969); Pfeifer: Elektronik für den Physiker, Bd I Theorie linearer Bauelemente (Berlin 1966); Philippow: Taschenbuch Elektrotechnik, Bd 1 und 3 (Berlin 1963, 1969).

Induktionskonstante, svw. Permeabilitätskonstante.

Induktionskräfte, → zwischenmolekulare Kräfte.

Induktionskupplung, eine elektromagnetische Kupplung, die wie eine Asynchronmaschine (→ elektrische Maschine) arbeitet und einen Schlupf aufweist. Das Drehfeld wird durch ein umlaufendes, mit Gleichstrom gespeistes Erregersystem aufgebaut. Die andere Kupplungshälfte ist als Kurzschlußläufer ausgeführt. Die I. wird als Schweranlauf-, Dämpfungs- und Überlastkupplung eingesetzt.

Induktionsmaschine, → elektrische Maschine.

Induktionsmeßinstrument, *Ferrarismeßinstrument*, elektrisches Meßinstrument, das zur Strom-, Leistungs- und Energiemessung bei Wechselstrom dient. Zwei aus der Meßgröße abgeleitete und gegeneinander um 90° phasenverschobene Wechselströme fließen durch zwei Spulen, die räumlich so angeordnet sind, daß ein magnetisches Drehfeld entsteht. Dieses induziert in einer Scheibe oder Trommel einen Strom, dessen Wechselwirkung mit dem Drehfeld ein antreibendes Drehmoment hervorruft.

Dieses von dem italienischen Physiker G. Ferraris angegebene Meßprinzip findet heutzutage nur noch bei Elektrizitätszählern Verwendung. Für die Wechselstrommessung hat sich das billigere und genauere Dreheiseninstrument und für die Leistungsmessung das → Elektrodynamometer an Stelle des I.es durchgesetzt.

Induktionsofen, → induktive Erwärmung.

Induktionsspannung, → Induktion 2).

Induktionsstoß, → Induktion 2).

Induktionstensor, → Relativitätselektrodynamik.

induktive Definition, → Definition.

induktive Erwärmung, *Induktionserwärmung*, das Erhitzen metallischer oder nichtmetallischer, gut leitfähiger Stoffe mit Hilfe induzierter Wirbelströme. Nach der verwendeten Frequenz unterscheidet man Niederfrequenzerwärmung (40···200 Hz), Mittelfrequenzerwärmung (400 bis 1000 Hz) und Hochfrequenzerwärmung (100···1000 kHz), die entsprechend in Nieder-, Mittel- bzw. Hochfrequenzöfen (Induktionsöfen) vor sich geht. Bei der direkten (unmittelbaren) Erwärmung bildet das leitfähige Behandlungsgut in einer keramischen Rinne die kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines Transformators mit Eisenkern und wird vom induzierten Strom durchflossen; bei Hochfrequenzerwärmung entfällt der Eisenkern. Bei indirekter (mittelbarer) Erwärmung umschließt die Primärspule einen leitfähigen Behälter. Nieder- und Mittelfrequenzöfen werden von rotierenden Frequenzumformern, Hochfrequenzöfen von Röhrengeneratoren gespeist.

Die i. E. wird zum Umschmelzen von Schwermetallen und ihren Legierungen sowie zum Glühen und Härten von Metallen verwendet, außerdem wie die → dielektrische Erwärmung für medizinische Zwecke. Beim Oberflächenhärten wird unter Ausnutzung des Skineffektes nur die Oberfläche des Materials erwärmt.

induktive Kopplung, → Induktion 2).

induktiver Meßwandler, ein Meßwandler, bei dem eine Wegänderung in eine Induktivitätsänderung umgesetzt wird, die ihrerseits auf elektrischem Wege in einer Brückenschaltung gemessen wird. Die induktiven M. bestehen z. B. aus einer Spule mit beweglichem Eisenkern. Dieser wird mit dem Teil, dessen Lage, Geschwindigkeit oder Beschleunigung gemessen werden soll, verbunden, während die Spule fest montiert wird. Mit induktiven M.n können Gleich- und Wechselgrößen bis in den Hochfrequenzbereich gemessen werden.

induktive Streuung, der Verlauf des magnetischen Felds bei einer Zweispulenanordnung auf Wegen, die nicht zur Verkettung beider Wicklungen beitragen. Wird z. B. von der stromdurchflossenen Primärwicklung eines Transformators ein Feld erregt, so ist nur ein Teil, das Hauptfeld, mit der Sekundärwicklung verkettet und induziert in ihr eine Spannung. Der Rest des Feldes, das Streufeld, induziert nur in der Primärwicklung eine Spannung.

Induktivität, svw. Induktionskoeffizient.

Induktivitätsdiode, → Halbleiterdiode.

Induktivitätsnormal, *Normalinduktivität*, Etalon zur Darstellung der Einheit der Induktivität, des Henry (H). I.e können für absolute Messungen nur bis 1 kHz verwendet werden. Sie bestehen aus massivem Kupferdraht in einlagiger Wicklung auf Hohlzylindern aus Marmor als Gebrauchsnormale und für weniger präzise Messungen aus emailliertem Litzendraht auf

Serpentinkernen, deren Lagen durch Papierstreifen voneinander getrennt sind. Die Spulen sind mit Paraffin getränkt. Ihre Induktivität ist zwischen 50···5000 Hz kaum frequenzabhängig. I.e für Hochfrequenz werden zur Verringerung der Widerstandskapazität mit Stufenwicklung ausgeführt, wobei der Träger aus Porzellan besteht. Zur Vermeidung von Wirbelstromverlusten erhalten sie eine Metallabschirmung. Induktivitätsdekaden oder Stufeninduktivitäten können so aufgebaut werden, daß Werte von 10^{-4}···10 H darstellbar sind. Ihre Abgleichgenauigkeit liegt bei 0,1···0,5%. Gegeninduktivitätsnormale werden wie I.e für Niederfrequenz mit zwei nebeneinander gewickelten Litzen ausgeführt. Der Wert der Einzelinduktivitäten und der Gegeninduktivität beträgt 0,01 H.

Induktor, Gerät zum Erzeugen hoher Spannungen, die auf der Grundlage der elektromagnetischen Induktion erzeugt werden, indem der Primärwicklung eines Transformators ein zerhackter Gleichstrom zugeführt wird. Dadurch wird in der Sekundärspule eine Spannung induziert, die um so höher ist, je größer das Übersetzungsverhältnis des Transformators ist.

induzierte Emission, im Gegensatz zur → spontanen Emission der Übergang angeregter (gebundener) quantenmechanischer Systeme in energetisch tiefer liegende Zustände unter dem Einfluß eines äußeren Feldes, das bereits $N + 0$ mit dem emittierten Quant identische Quanten, bei Strahlungsübergängen der Frequenz ν also N Photonen derselben Frequenz, enthält. Die Übergangswahrscheinlichkeit der i.n E. wächst proportional zu $N + 1$ (→ Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeit). Die i. E. ist Grundlage der → Laser.

induzierter Strom, → Induktion 2).

induzierter Widerstand, → Strömungswiderstand.

induzierte Spannung, → Induktion 2).

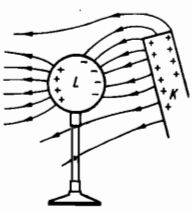
inelastische Neutronenstreuung, → unelastische Neutronenstreuung.

inelastische Streuung, → Streuung, → Streuexperiment.

Inertia, → photographische Schwärzung.

Inertialnavigation, svw. Trägheitsnavigation.

Inertialsystem, Koordinaten- bzw. Bezugssystem, in dem die Newtonschen Axiome für die Bewegung von Massepunkten gelten.



1 Influenz in einem ungeladenen Leiter *L* durch einen geladenen Körper *K*

I.e schließen zunächst ein kartesisches Koordinatensystem und ein achsenparalleles orthonormiertes → Bezugssystem der Raum-Zeit ein. Man konstruiert ein I. aus den Bahnen dreier freier Massepunkte, die vom Ursprung in drei nicht in einer Ebene liegende Richtungen projiziert werden. Die Bahnen bilden die Achsen des Koordinatensystems. Das erste Newtonsche Axiom besagt, daß bezüglich dieses Koordinatensystems die Bahn eines jeden weiteren freien Massepunktes eine Gerade ist. Die Inertialzeit ist unabhängig vom speziellen Massepunkt dadurch definiert, daß ein freier Massepunkt in gleichen Zeiten gleiche Strecken zurücklegt.

Das I. ist in der Newtonschen Mechanik bis auf die Galilei-Transformationen (→ Galileigruppe) eindeutig.

Die translatorische Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit und Orientierung führt ein I. in ein anderes über. Die Drehbewegung eines I.s ist festgelegt. Ein gegen ein I. rotierendes Bezugssystem ist kein I. (→ Relativbewegung).

In der → speziellen Relativitätstheorie werden die I.e mit Hilfe von Lorentz-Transformationen (→ Lorentz-Gruppe) ineinander überführt. Wieder ist die translatorische Bewegung konstanter Geschwindigkeit frei, die Drehbewegung dagegen festgelegt.

Im Gravitationsfeld (→ allgemeine Relativitätstheorie) existiert kein globales I., nur lokal kann ein I. konstruiert werden. Das I. wird dabei durch Koordinaten, die in der Umgebung des betrachteten Weltpunktes bis auf Korrekturen höherer Ordnung in der Entfernung kartesisch sind, und durch das zugehörige orthonormale Bezugssystem gegeben. Die lokalen I.e eines Weltpunktes gehen durch Lorentz-Transformationen auseinander hervor. Physikalisch werden sie durch im Gravitationsfeld frei fallende, nichtrotierende Laboratorien genügend kleinen Ausmaßes realisiert. Beschränkt man die Bezeichnung I. auf das Bezugssystem, so existieren in der allgemeinen Relativitätstheorie Felder von I.en. Diese Felder gehen durch ortsabhängige Lorentz-Transformationen auseinander hervor.

Ein lokales, d. h. im Bereich unserer Galaxis gültiges I. scheint durch die weit entfernten Galaxien fixiert zu werden. Die Rotationsgeschwindigkeit des Sonnensystems um das Zentrum unserer Galaxis ist demnach $\omega_G \approx 9 \cdot 10^{-16}\,s^{-1}$, die der Erde um die Sonne $\omega_S \approx 2 \cdot 10^{-7}\,s^{-1}$, die der Erde um ihre Achse $\omega_E \approx 7 \cdot 10^{-5}\,s^{-1}$. Je nach Genauigkeitsanforderung kann auch das Sonnensystem bzw. die Erde selbst näherungsweise als I. betrachtet werden (→ Machsches Prinzip).

Infektion, → radioaktive Kontamination.

infinitesimale Transformation, → Liesche Gruppe.

Influenz, 1) *elektrische I., elektrostatische Induktion,* allgemeine Erscheinung der Trennung elektrischer Ladungen in einem Leiter unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes. Die elektrische I. ist eine Folge der elektrischen Kräfte auf Ladungen im elektrischen Feld, denen die frei beweglichen Elektronen des Leiters folgen.

Nähert man einen felderzeugenden, beispielsweise positiv geladenen Körper *K* einem neutralen, isoliert aufgestellten Leiter *L*, so werden die Elektronen an das dem Körper *K* zugewandte Ende des Leiters gezogen (Abb.). Dort bildet sich eine negative Ladung, an der *K* abgewandten Seite hingegen ein Elektronenmangel, d. h. eine positive Ladung. Aus diesem Grunde stoßen sich bereits die Blättchen eines Elektroskopes bei Annäherung eines geladenen Körpers ab. Beide Ladungen sind entgegengesetzt gleich, da sie nur durch eine Ladungsverschiebung im neutralen Leiter entstanden sind. Sie bilden zwei Oberflächenladungen, deren Verteilung sich so einstellt, daß das von ihnen erzeugte elektrische Feld dem primären äußeren Feld im Inneren des Leiters entgegengesetzt gleich ist. Das Innere des Leiters ist somit feldfrei (→ Abschirmung 1). Bei Berührung des Leiters am positiv (negativ) geladenen Ende wird

diese Ladung nach der Erde abgeleitet, und auf dem Leiter verbleibt eine negative (positive) Ladung (→ Elektrophor).

Quantitativ findet man, daß die auf dem Flächenelement $d\vec{A}$ influenzierte Ladung dQ proportional ist der Fläche und einer elektrischen Feldgröße, die als die elektrische Verschiebung $\vec{D}$ eingeführt wird. Außerdem hängt sie vom Winkel zwischen beiden Größen ab: $dQ = \vec{D} \cdot d\vec{A} = D \cdot dA \cos(\vec{D}, d\vec{A})$. Der Betrag von $\vec{D}$ kann somit durch die auf zwei parallelen Leiterplatten (Abb. 2a), über die $\vec{D}$ als homogen vorausgesetzt sei, maximal, d. h. bei zu $\vec{D}$ senkrechter Stellung der Platten, influenzierte Ladung (Abb. 2b) gemessen werden. Zu diesem Zweck trennt man die Platten bei maximaler Influenzladung (Abb. 2c) und führt sie getrennt aus dem Feld (Abb. 2d). Die betragsmäßig gleich großen Ladungen lassen sich mit einem ballistischen Galvanometer messen.

Im Dielektrikum mit ortsgebundenen Ladungen heißt die der I. entsprechende Erscheinung elektrische → Polarisation.

2) *magnetische I.*, die Erscheinung, daß ein zunächst unmagnetisierter Körper, der in ein Magnetfeld gebracht wird, z. B. durch das Annähern eines Permanentmagneten, infolge der Ausrichtung seiner Elementarmagnete durch das Feld selbst zu einem Magneten wird. Der im Körper influenzierte Nordpol und der influenzierte Südpol sind dabei so lokalisiert, daß sich jeweils entgegengesetzte Pole des influenzierten Magneten *M* und des influenzierten Körpers *K* gegenüberstehen. Wegen der anziehenden Wirkung zwischen entgegengesetzten Polen ziehen sich Körper und Magnet stets an. Ob und in welcher Stärke die Magnetisierung des Körpers nach Verschwinden des influenzierenden Magnetfeldes erhalten bleibt, hängt von dessen magnetischer Härte ab, → Remanenz.

Influenzkonstante, svw. Dielektrizitätskonstante.

Influenzrauschen, → Rauschen II, 2d.

Information, *Signalinhalt*, in der Kybernetik die für einen Empfänger in einem Signal enthaltene Bedeutung, die in Werten des *informationstragenden Parameters* verschlüsselt ist. Sie kann vom Empfänger nur verstanden werden, wenn er den Kode kennt. Für diese I. gibt es noch kein akzeptables Maß. Für die Zwecke der Nachrichtenübertragung stellt die Strukturkompliziertheit eines diskreten diskontinuierlichen Signals eine wichtige I. dar. Dafür wird die *Entropie* als sinnvolles Maß verwendet.

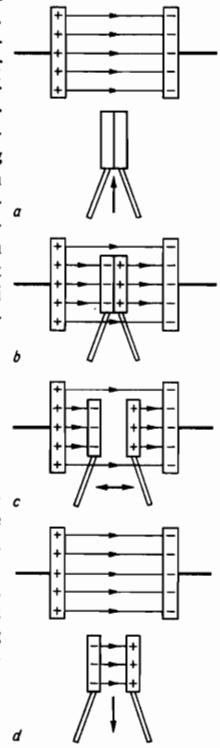
In der Praxis sind die Speicherung, die Übertragung und die vielfältige Umwandlung von I.en erforderlich. Die Informationsumwandlung geschieht durch Algorithmen, diese werden in Übertragungsgliedern oder auf Digitalrechnern realisiert. Der Verlauf des informationstragenden Parameters stimmt nur selten mit dem der Trägergröße überein. Er wird dem Träger durch die *Modulation* aufgeprägt und durch *Demodulation* zurückgewonnen. Bei der Impulsbreitenmodulation z. B. ist der Trägerverlauf eine Folge von Rechteckimpulsen fester Höhe, deren unterschiedliche Breite den informationstragenden Parameter darstellt. Die I. über reale Vorgänge in konkreten Systemen wird von jedem in dem System ablaufenden Prozeß erzeugt und in den Naturwissenschaften entschlüsselt. Eine andere Quelle von I. ist die schöpferische Tätigkeit des Menschen, z. B. in Kunst, Literatur und Musik oder in der Entwicklung neuer Produktionsverfahren. Sie ist nur nutzbar, wenn sie übertragen und anderen mitgeteilt wird. Der dabei vom Sender der I. zum Empfänger zu durchlaufende Raumabschnitt wird als *Übertragungskanal* bezeichnet. Als konkretes System ist er dabei Störungen von außen unterworfen, die zu Verfälschungen der I. führen können. Man sucht bei gegebener Übertragungsgeschwindigkeit und damit gegebener Anzahl der in der Zeiteinheit übertragenen Zeichen die Anzahl der nichtkorrigierbar verfälschten Zeichen auf ein Minimum zu beschränken. Dazu ist eine spezielle Anpassung der vom Sender ausgehenden Signale an den Übertragungskanal über eine Kodiereinrichtung erforderlich. Am Ausgang des Kanals müssen die empfangenen Signale in dem für den Empfänger geläufigen Alphabet dargestellt werden. Es erfolgt hier eine Dekodierung bei gleichzeitiger teilweiser Wiederherstellung verfälschter Zeichen.



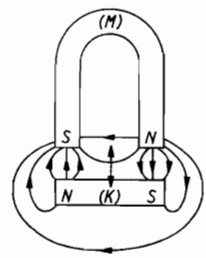
Signalübertragungskette nach Shannon

Besonders wichtig ist die Übertragung diskreter diskontinuierlicher Signale über diskrete Kanäle. Der zugehörige Sender bietet dem Kanal zu jedem Sendezeitpunkt oder Takt ein Symbol seines Alphabets an. Die verschiedenen Symbole treten in einer konkreten Nachricht mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeitsverteilung auf, sie bilden ein endliches Schema. Bei nichtgestörtem Kanal wird jedes Eingangssymbol umkehrbar eindeutig in ein Symbol des Ausgangsalphabets übergeführt. Bei gestörtem Kanal kann mit einer bedingten Wahrscheinlichkeit ein Eingangssymbol in jedes beliebige Ausgangssymbol übergehen. Im Auftreten entsprechender bedingter endlicher Schemata findet eine stationäre Störung des Kanals seinen mathematischen Ausdruck. Um zu großen Verfälschungen der I. vorzubeugen, sind Kodierungsverfahren entwickelt worden, bei denen die eingelagerte I. gezielt mit so viel Redundanz versehen wird, daß auftretende Fehler erkannt und teilweise beim Empfang korrigiert werden können. Einfachste Verfahren *fehlerschützender Kodierungen* werden bei Digitalrechnern und bei Lochbändern angewandt, bei denen die I. üblicherweise in Form von Dualkodewörtern wiedergegeben ist. An diese Wörter wird ein zusätzliches bit angefügt, das so belegt wird, daß die Anzahl der mit L belegten Wortstellen stets gerade ist. Eine Paritätskontrolle kann dann einen entstandenen Fehler nachweisen.

Bei der Informationsübertragung durch Rundfunk und Fernsehen werden die Signale in Form elektromagnetischer Wellen in den Raum gestrahlt. Sie gelangen in das Empfangsgerät und erregen dort entsprechend dem gewählten Frequenzband Empfangsresonanzkreise. Dort erfolgt eine Dekodierung, indem das eigentliche Signal vom Träger getrennt wird. Über Bild- und Tonwandler wird das Empfangsgerät nun



2 Zur quantitativen Untersuchung der elektrischen Influenz und zur Bestimmung der dielektrischen Verschiebung *D* im Feld eines Plattenkondensators



3 Magnetische Influenz

erneut zum Sender und strahlt Lichtwellen bzw. Schallwellen zum Empfänger ab, d. h. zu unseren Sinnesorganen Auge und Ohr. Über entsprechende sensible Organe nehmen wir die I. auf. Sie wird umgewandelt in Salven von Erregungsimpulsen. Es folgen nun als Übertragungskanäle die Reizleitungsbahnen aus Neuronen. Diese leiten die in Erregungswellen kodierte I. dem Großhirn als eigentlichem Empfangsorgan zu. Dort werden die Signale entschlüsselt, klassifiziert und erkannt.

Infrarot, *IR, Ultrarot, UR,* der Spektralbereich unterhalb des Rots des sichtbaren Bereiches im elektromagnetischen → Spektrum. Die Infrarotstrahlung ist eine reine Temperaturstrahlung. Sie umfaßt das Wellenlängengebiet von 0,76 bis etwa 200 μm, wird vom menschlichen Auge nicht wahrgenommen und gehorcht weitgehend den optischen Gesetzen. Die Wechselwirkung der Infrarotstrahlung mit der Materie beruht auf deren Eigenfrequenzen und führt zu Dispersion, Absorption, Streuung und Reflexion. Nur bei der Absorption wird die Infrarotstrahlungsenergie in Wärme umgewandelt und führt zur Temperaturerhöhung im absorbierenden Medium. Der Nachweis oder die Messung der Infrarotstrahlung erfolgt durch thermische Empfänger (Vakuumthermoelement, Thermosäule, Bolometer, Radiometer), photoelektrische Empfänger (Photozellen, Photoelemente) oder infrarotsensibilisiertes Filmmaterial.

Technische Infrarotstrahlungsquellen sind punkt-, linien- oder flächenförmige Temperaturstrahler, die sich durch Lage des Strahlungsschwerpunktes (Emissionsmaximum), Oberflächentemperatur (Hoch-, Mittel-, Niedertemperaturstrahler), Bauart (z. B. Infrarotlampe, Großflächenstrahler, Decken- oder Voutenstrahler), Energiequelle (elektrisch oder gasbeheizte Strahler), Strahlungsausbeute und räumliche Strahlungsverteilung charakterisieren lassen.

Anwendung. Ein wichtiges Anwendungsgebiet der Infrarotstrahlung bildet die Erwärmungs-, Trocknungs- und Heizungstechnik. So ist die Infrarotstrahlung technologisch und ökonomisch günstiger zur Aufheizung oder Trocknung (*Infrarottrocknung*) von Oberflächen oder dünnen Schichten, z. B. Infrarotlacktrocknung, thermische Behandlung von Kunststoffen, Papier und Textilien, Herstellung von Dauerbackwaren. Weit verbreitet ist die Anwendung von Infrarotstrahlung zur Aufzucht von Jungtieren in der Landwirtschaft. Die *Infrarotstrahlungsheizung* ist energetisch und ökonomisch vorteilhaft zur Beheizung von großen oder kurzzeitig benutzten Räumen. Die *Infrarotstrahlungstherapie* verwendet in Abhängigkeit von der medizinischen Aufgabe und unter Beachtung der Strahlungsdurchlässigkeit der menschlichen Haut im Infrarotgebiet kurz- oder langwellige Infrarotstrahlung zur Erreichung einer Tiefen- oder Oberflächenerwärmung. Die *Infrarotspektroskopie* (→ Ultrarotspektroskopie) und die *Infrarotabsorptionsspektralanalyse* sind moderne Untersuchungsverfahren der Chemie zur Erforschung von Struktur und Konstitution der Moleküle. Die *Infrarotphotographie* ermöglicht infolge der Eigenstrahlung warmer Körper Aufnahmen im Dunkeln (Dunkelphotographie) sowie die Herstellung kontrastreicher Aufnahmen, unter Umständen auch bei Nebel oder dunstiger Atmosphäre. Das für die kurzwellige Infrarotstrahlung gegenüber dem sichtbaren Spektralgebiet stark unterschiedliche Verhalten vieler Körper hinsichtlich Reflexion und Durchlässigkeit ergibt zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten der Infrarotphotographie, z. B. Echtheitsprüfungen ohne Materialzerstörung (Nachweis von Fälschungen an Gemälden und Schriften, Farbechtprüfungen an Textilien u. a.).

Der Infrarotbereich wird ferner auch bei der → Lichtnachrichtenübertragung benutzt (*Infrarotnachrichtentechnik*). Bereits während des 2. Weltkrieges wurden Infrarot-Lichtsprechgeräte eingesetzt, die eine Sprechverbindung über eine Entfernung von einigen Kilometern ermöglichten.

Die Anwendung der Infrarottechnik für Beobachtungs-, Ortungs- und Tarnungszwecke liegt vorwiegend auf militärischem Gebiet. *Infrarotbeobachtungsgeräte* (Nachtsichtgeräte) dienen unter anderem zur Geländeüberwachung bei Nacht und zur Führungshilfe für Fahrzeuge bei Nacht. Die thermische Ortung dient vorwiegend zur Zielsuche und erfolgt mittels besonderer *Wärmepeilgeräte* (*Infrarotpeilgeräte*). Bei Geräten dieser Art bildet das Ziel die Infrarotstrahlungsquelle, und es werden z. B. die Abstrahlung erhitzter Teile oder Abgase von Kraftfahrzeugen, Panzern, Schiffen oder Flugzeugen über Drehspiegel o. ä. erfaßt. Oft werden Infrarotpeilgeräte mit Steuergeräten gekoppelt, die eine automatische Zielverfolgung gestatten, z. B. bei infrarotgesteuerten Abwehrraketen. Um die Infrarotbeobachtung einzuschränken oder auszuschalten, wird in der *Infrarottarnungstechnik* versucht, die Remission eines Objektes z. B. durch geeignete Anstriche an die Remission seiner Umgebung anzupassen.

Infrarotschranken dienen als Sicherungsanlagen z. B. gegen Diebstahl, sie können auch zur Zählung von Personen oder Gegenständen eingesetzt werden. Wird zwischen einem Infrarotstrahler und einem Infrarotempfänger ständig ein unsichtbarer Infrarotstrahl aufrechterhalten, so kann bei dessen Unterbrechung über Relais eine Alarmeinrichtung ausgelöst oder ein Zählwerk betätigt werden.

Lit. Borchert u. Jubitz: Infrarottechnik (3. Aufl., Berlin 1958); Brügel: Physik und Technik der Ultrarotstrahlung (2. Aufl. Hannover 1961); Nürnberg: Infrarotphotographie (2. Aufl. Halle 1957); Dehne: I. — moderne Wärmequellen (Leipzig 1961).

Infrarotastronomie, ein Gebiet der Astronomie, das Informationen aus der kosmischen Infrarotstrahlung gewinnt. Bei einer Reihe von Infrarotquellen (*Infrarotsterne*) mit Temperaturen unterhalb 2000 K handelt es sich möglicherweise um Sterne am Beginn ihrer Entwicklung. Es wurden aber auch interstellare Wolken beobachtet, die praktisch nur im Infrarotgebiet strahlen.

Infrarotdivergenz, svw. Ultrarotkatastrophe.

Infrarotmaterialien, photographische Filme und Platten für wissenschaftliche und technische Aufnahmen im infraroten Spektralbereich. Außer der Eigenempfindlichkeit des Silberhalogenids besitzen I. eine Sensibilisierung, die Teile des Wellenlängengebietes von 650 bis 1100 nm überdeckt. Während für Spektral- und astro-

nomische Aufnahmen die Platten aller Empfindlichkeitsbereiche Anwendung finden, eignen sich für Aufgabenstellungen der Geologie, der Photothermometrie, der Werkstoffprüfung, der Geographie, der Pflanzenpathologie und für die Dunkelphotographie (das sind Aufnahmen, bei denen sich die Lichtquelle hinter Schwarzfilter befindet, und die beteiligten Personen im Dunkeln bleiben) Schichten mit einem Sensibilisierungsbereich um 850 nm. Mit noch kürzeren Wellenlängen kann häufig in der Medizin, in der Mikrophotographie und bei bildmäßigen Aufnahmen von einer im Nebel undeutlichen Landschaft gearbeitet werden.

Infrarotmikroskop, ein Mikroskop für die Beobachtung im infraroten Licht ($\lambda > 0{,}6\ \mu$m). Es dient zur Untersuchung von Oberflächen, die das sichtbare Licht ($0{,}4 < \lambda < 0{,}6\ \mu$m) nicht genügend reflektieren, oder zur Untersuchung von Objekten, die in diesem Bereich undurchsichtig sind. Spezielle Verfahren sind die Polarisationsmikroskopie mit dem I. zur Untersuchung von Doppelbrechung und Dichroismus mittels spezieller Polarisationsfilter, die Phasenkontrastmikroskopie sowie die Mikrospektroskopie zur Vermessung der IR-Absorptionsbanden komplexer organischer Verbindungen (Spurenanalyse).

Die optische Einrichtung des I.s gleicht im Prinzip der des normalen Lichtmikroskops (→ Mikroskop). Als Lichtquellen werden wie dort Glühlampen, Kohlebogenlampen oder auch Xenonhöchstdrucklampen mit Monochromatfilter verwendet, welche die IR-Strahlung isolieren. Fluoritobjektive und Achromate sind im nahen Infrarot noch brauchbar, die Schärfenebene verschiebt sich jedoch, und die Bildqualität verschlechtert sich, je weiter man sich vom Sichtbaren entfernt. Diese Fehler können durch Korrektionslinsen mehr oder weniger ausgeglichen werden. Besser sind Spiegelobjektive, die wegen ihrer Achromasie für größere Infrarotbereiche benutzt werden. Das I. hat eine der größeren Wellenlänge entsprechende geringere Auflösung als das normale Lichtmikroskop oder UV-Mikroskop.

Als Empfänger für das Infrarot dienen Infrarot-Photoplatten, die bis etwa 1,3 μm sensibilisiert sind, sowie Bildwandler.

Infrarotphotographie, → Infrarot, → Infrarotmaterialien.

Infrarotspektroskopie, → Ultrarotspektroskopie.

Infraschall, der unterhalb von 16 Hz liegende Bereich elastischer Wellen. Hierher gehören insbesondere seismische Wellen, jedoch auch viele die → Bauakustik betreffende niederfrequente Schallsignale.

Ingenieurseismik, die Übertragung von Verfahren der → Seismologie auf technische Erschütterungen von Bauwerken und Anlagen.

in Hg, Tabelle 2, Druck.

in H_2O, Tabelle 2, Druck.

inhomogen, → homogen.

Inhour-Gleichung, → Reaktorregelung.

Initialphase, svw. Anfangsphase.

Initialsprengstoffe, → Explosivstoffe.

Initialströmung, → Stoßdruck.

Initialwelle, → Detonation.

Initialzündung, die Zündung eines weniger brisanten, detonationsfähigen Gemisches durch einen Initialsprengstoff (→ Explosivstoffe).

Injektion schneller Teilchen, das Einbringen von geladenen Teilchen in eine geschlossene magnetische Feldstruktur mit Spiegelgeometrie, z. B. in die innere → Magnetosphäre. Wird das niederenergetische Teilchen auf Grund einer $\vec{v}_E = \vec{E} \times \vec{B}$-Drift infolge eines von außen angelegten elektrischen Feldes $\vec{E}$ in Gebiete höherer magnetischer Feldstärke B transportiert, wobei sein magnetisches Moment $M = \varepsilon_\perp / B$ konstant bleibt, so nimmt $\varepsilon_\perp$ in der gleichen Weise zu wie B (→ Plasma). $\varepsilon_\perp$ ist dabei gleich der kinetischen Energie der Teilchenbewegung senkrecht zum Feld. Bei dieser Bewegung werden sowohl die longitudinale als auch die dritte → adiabatische Invariante verletzt. Findet das Teilchen sich nun seinerseits in einem stärker inhomogenen Feld mit $\partial B / \partial \vec{r} \neq 0$, so kann die Gradientenkrümmungsdrift

$$\vec{v}_{CG} = \frac{(\varepsilon_\perp + 2\varepsilon_\parallel)}{qB^3} \vec{B} \times \partial B / \partial \vec{r}$$

in die Größenordnung der $\vec{v}_E$-Drift kommen und diese sogar übertreffen. $\varepsilon_\parallel$ ist dabei die parallele Teilchenenergie und q die Ladung des Teilchens. Bei langsamem Abklingen des elektrischen Feldes und damit verbundener Rückkehr des Magnetfeldes zu seiner ursprünglichen Konfiguration bleiben jetzt die adiabatischen Invarianten erhalten. Das beschleunigte hochenergetische Teilchen befindet sich auf einer geschlossenen Driftbahn und ist damit zu einem injizierten → eingefangenen Teilchen geworden.

Injektionselektrolumineszenz, → Lumineszenz.

Injektionslaser, → Laser.

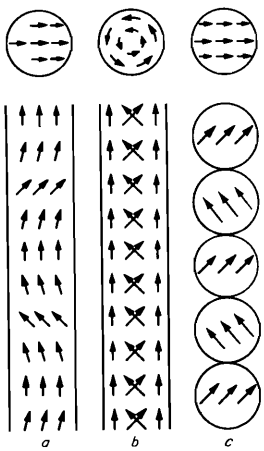
Injektor, → Teilchenbeschleuniger.

Inklinatorium, Gerät zur Messung der erdmagnetischen Inklination (→ Erdmagnetismus) aus dem Neigungswinkel einer freibeweglichen Magnetnadel.

Inko, → Interferenzlängenmessung.

inkohärente Beleuchtung, → Abbildung.

inkohärente Drehung, Form der Ummagnetisierung in → Einbereichsteilchen. Hierbei bleiben die sonst durch die Austauschwechselwirkung in einem magnetischen Elementarbezirk parallel gehaltenen Spins beim Ummagnetisieren nicht parallel. Die durch die Inhomogenität der Magnetisierung verursachte Erhöhung der Aus-



Formen der inkohärenten Drehung: *a* „buckling", *b* „curling", *c* „fanning"

tauschenergie wird z. B. durch eine Verminderung der Streufeldenergie überkompensiert. Diese Art der Ummagnetisierung führt damit zu kleineren Koerzitivfeldstärken als die → kohärente Drehung. Deshalb erfolgt die Ummagnetisierung in Einbereichsteilchen oft durch i. D. Konkrete Formen der i.n D. sind „buckling" (Knickbildung), „curling" (Verwindung), „fanning" (Fächerung) (Abb.).

Inkohärenz, → Kohärenz.

inkommensurable Größen, → Meßprozeß in der Quantenmechanik.

inkompressibel, → Strömung.

Inkompressibilitätsbedingung, Ausdruck der Volumenkonstanz bei Formänderung. Bei Vernachlässigung nichtlinearer Glieder ist die räumliche Formänderung gleich der Spur des Formänderungstensors. Die I. lautet dann $\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = 0$.

Inkorporation, Aufnahme radioaktiver Stoffe in den menschlichen oder tierischen Organismus als *Inhalation* über die Atemwege, als *Ingestion* über den Magen-Darm-Trakt oder durch Verletzungen in der Haut. Die I. führt zur inneren → Strahlungsbelastung. Die Abnahme der inkorporierten Aktivität erfolgt durch den radioaktiven Zerfall und durch natürliche Ausscheidung (effektive → Halbwertszeit). Die Gesamtdosis, die ein Organ oder Gewebe über einen Zeitraum von 50 Jahren infolge der I. einer bestimmten Menge eines Radionuklids erhält, bezeichnet man als „dose commitment". Die Gefährlichkeit eines Radionuklids bezüglich seiner I. wird durch seine → Radiotoxizität gekennzeichnet. Bisher gibt es nur wenig anwendbare Dekorporationsmittel zur Beschleunigung der Ausscheidung. Die inkorporierte Aktivität wird durch Inkorporationsmessungen kontrolliert, durch Ganzkörperzähler, durch Exkretionsanalyse, durch Exhalationsanalyse und zunehmend durch individuelle Luftmonitore. Um eine I. über ein erlaubtes Maß hinaus zu verhüten, wurden → MZK-Werte festgelegt, deren Kontrolle eine Aufgabe des Strahlenschutzes darstellt.

Inkrement, kleiner Zuwachs einer Größe, z. B. Formänderungszuwachs oder Formänderungsinkrement $d\varepsilon_{ij}$.

inkrementelles Stoffgesetz, svw. differentielles → Stoffgesetz.

Innenballistik, → Ballistik.

Innenpolmaschine, → elektrische Maschine.

Innenwiderstand, → elektromotorische Kraft, → Elektronenröhre.

innenzentriertes Gitter, → Elementarzelle, Tab.

innere Ballistik, → Ballistik.

innere Energie, U, die gesamte Energie eines thermodynamischen Systems, die allein durch den inneren Zustand des Systems bestimmt ist. Sie setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie der Wärmebewegung, der Wechselwirkungsenergie zwischen den Molekülen sowie aus innermolekularen Anteilen (z. B. Schwingungsenergie). Die i. E. ist eine Zustandsgröße (1. Hauptsatz, → Hauptsätze der Thermodynamik) und zugleich eines der thermodynamischen Potentiale. Im allgemeinen ist U für einkomponentige und einphasige Systeme ohne zusätzliches Magnetfeld o. ä. eine Funktion der Temperatur T und des Volumens V. Speziell für ein ideales Gas ergibt sich $U = C_v T$, wobei C_v die Wärmekapazität bei konstantem Volumen bedeutet. Für ein van-der-Waals-Gas ergibt sich $U = C_v T - a/V$. Die Konstante a berücksichtigt in der van-der-Waalsschen Zustandsgleichung den Einfluß der zwischenmolekularen Wechselwirkungen. Daher ist die mittlere potentielle Energie des Gases und somit auch die i. E. volumenabhängig. In einem idealen Gas tragen die schwachen Wechselwirkungen nicht zur i.n E. bei, diese ist daher vom Volumen unabhängig.

innere Konversion, *innere Umwandlung,* Übertragung der Anregungsenergie eines Kerns auf ein Hüllenelektron unter Herausschleudern eines Elektrons aus einer inneren Schale der Atomhülle, wobei der angeregte Kern in einen niedriger liegenden Energiezustand übergeht. Die i. K. ist ein strahlungsloser Übergang. Über diesen Prozeß können auch die als γ-Übergänge absolut verbotenen Übergänge zwischen Kernzuständen mit dem Spin Null realisiert werden. Das herausgeschleuderte *Konversionselektron* (*Umwandlungselektron*) hat die kinetische Energie $E_e = E_\gamma - E_B$. Dabei ist E_γ die Energiedifferenz zwischen den beiden Kernzuständen und E_B die Bindungsenergie des herausgeschlagenen Elektrons im Atom. Die i. K. tritt bei kleinen Anregungsenergien in Konkurrenz mit dem γ-Zerfall auf. Erfolgt der Übergang nicht durch i. K., sondern durch γ-Emission, so ist E_γ in der o. a. Formel die γ-Energie. Die Bindungsenergie E_B ist für die einzelnen Elektronenschalen verschieden, die Konversionselektronen zeigen deswegen ein Linienspektrum. Die relativen Wahrscheinlichkeiten der i.n K. und der γ-Emission werden durch den *Konversionskoeffizienten* α angegeben. Er kann als Verhältnis $\alpha = \frac{N_K}{N_\gamma}$ der Anzahl der Konversionselektronen zur Anzahl der in der gleichen Zeit emittierten γ-Quanten gemessen werden. Der Konversionskoeffizient hängt von der Ordnungszahl des Atoms, der Energie des Kernübergangs und seiner Multipolordnung, die oft aus der experimentellen Bestimmung eines Konversionskoeffizienten oder des Verhältnisses zweier Konversionskoeffizienten und dem Vergleich mit berechneten Werten ermittelt werden kann, ab. Auch die Kernladungszahl eines unbekannten Strahlers läßt sich ermitteln.

Da die i. K. zu einer Elektronenlücke in einer inneren Schale des Atoms führt, tritt als Folgeprozeß eine Röntgenstrahlung auf, für die insgesamt die Energie E_B zur Verfügung steht.

innere Kraft, → Kraft.

innere Linien, → Quantenelektrodynamik, → Feynman-Diagramm.

innere Paarbildung, die seltene Bildung eines Elektron-Positron-Paares bei der Abregung von Kernzuständen. I. P. kann dann auftreten, wenn der γ-Übergang sehr stark verboten ist.

innere Quantenzahl, → Quantenzahl.

innere Reibung, → Viskosität, → Reibung.

innere Röhrengleichung, svw. Barkhausensche Röhrenformel, → Elektronenröhre.

innerer Photoeffekt, → Auger-Effekt, → Kernphotoeffekt.

innerer Widerstand, der unvermeidliche Widerstand im Innern einer elektrischen Stromquelle.

inneres Produkt, → Vektor.

innere Symmetrien, → Symmetrie.

innere Umwandlung, → innere Konversion, → Kernphotoeffekt.

innere Variable, svw. innere → Parameter.

innermolekular, svw. intramolekular.

Inselbildung, eine unerwünschte Erscheinung bei Elektronenröhren. Bei kleinem Abstand des Steuergitters zur Katode ist die Feldstärke über die Katodenoberfläche nicht konstant, und ein Teil der Katode emittiert weniger bzw. gar keine Elektronen. Durch I. wird der Durchgriff und die Steilheit strom- bzw. spannungsabhängig.

Inseln von Elektronen, → Elektroneninseln.

Inselschicht, *Haufenschicht*, eine noch nicht vollständig zusammenhängende, aus einzelnen Atomhaufen oder Inseln bestehende → dünne Schicht.

Instabilität, ein Zustand, bei dem Fluktuationen zum Übergang des Systems in einen anderen, den stabilen Zustand führen. Voraussetzung für die in Halbleitern auftretenden I.en ist eine negative differentielle Leitfähigkeit, die durch eine Änderung der *Beweglichkeit* und der *Konzentration* der Ladungsträger als Funktion der Elektronenenergie hervorgerufen werden kann. Die Instabilität des Strom-Spannungs-Verhaltens kann elektrische Inhomogenität des Halbleiterkristalls erzeugen, die von Oszillationen begleitet wird und technisch Anwendung als Generator, Mischglied usw findet (→ Tunneleffekt, → Gunn-Oszillator).

Instabilitäten, → Magnetfalle.

Integral, → Integralrechnung.

Integrale vom Cauchyschen Typ, → Hauptwert, → Integralrechnung.

Integralgleichung, eine Gleichung, bei der die unbekannte Funktion unter einem Integral steht. Da sich aus dieser allgemeinen Definition keine besonderen Schlußfolgerungen ergeben, werden im folgenden einige spezielle, in der Physik besonders häufig auftretende Klassen von *linearen I.en*, in denen die gesuchte Funktion nur linear auftritt, untersucht.

1) Die *Fredholmsche Integralgleichung* 1. Art $\lambda \int_a^b K(x, s)\,\varphi(s)\,\mathrm{d}s = f(x)$ hat kaum Bedeutung in der Physik, wohl aber die 2. Art: $\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^b K(x, s)\,\varphi(s)\,\mathrm{d}s$. In ihr ist $\varphi(x)$ die gesuchte Funktion, $f(x)$ und $K(x, s)$ sind bekannte, im allgemeinen komplexe Funktionen der reellen Veränderlichen x und s, die quadratisch integrabel sein sollen, d. h. den Bedingungen $\int_a^b |f(x)|^2\,\mathrm{d}x = A^2 < \infty$ und $\int_a^b \int_a^b |K(x, s)|^2\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}s = B^2 < \infty$ genügen. Diese I. heißt *homogen*, wenn $f(x) \equiv 0$, und *inhomogen*, wenn $f(x) \neq 0$. Die Funktion $K(x, s)$ nennt man den *Kern* der Integralgleichung.

Am einfachsten löst man eine Fredholmsche I. 2. Art nach der *Methode der sukzessiven Approximation*. Man betrachtet $\varphi_0(x) = f(x)$ als 0. Näherung und erhält durch Einsetzen von $\varphi_0(x)$ in das Integral

$$\varphi_1(x) = f(x) + \lambda \int_a^b K(x, s)\,f(s)\,\mathrm{d}s$$

als 1. Näherung. Durch Wiederholung dieses Schrittes entsteht die *Neumannsche Reihe*

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^b K(x, s)\,f(s)\,\mathrm{d}s + \lambda^2 \int_a^b \int_a^b K(x, s)\,K(s, t)\,f(t)\,\mathrm{d}s\,\mathrm{d}t + \cdots.$$

Für sie gilt der Satz:

Ist $K(x, s)$ quadratisch integrabel und $|\lambda| < \frac{1}{B}$, so konvergiert die Neumannsche Reihe im Mittel gegen eine eindeutig bestimmte quadratisch integrable Funktion, die Lösung der I. ist. Unter *Konvergenz im Mittel* versteht man dabei, daß $\lim_{n\to\infty} [\int_a^b |\varphi_n(x) - \varphi(x)|^2\,\mathrm{d}x]^{1/2} = 0$. Die Neumannsche Reihe konvergiert also nur für hinreichend kleine Werte von λ. Mit

$$\Gamma(x, s; \lambda) = K(x, s) + \lambda \int_a^b K(x, t)\,K(t, s)\,\mathrm{d}t + \cdots$$

kann die Lösung auch in der Form $\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^b \Gamma(x, s; \lambda)\,f(s)\,\mathrm{d}s$ dargestellt werden. Die Funktion $\Gamma(x, s; \lambda)$ wird als *Resolvente* der I. bezeichnet.

Zur Untersuchung der Lösung der Fredholmschen I. 2. Art für beliebige Werte von λ definiert man: Die Werte von λ, für die die homogene I. nur triviale Lösungen $\varphi(x) = 0$ hat, nennt man *regulär*, und die Werte von λ, für die die homogene I. nichttriviale Lösungen hat, nennt man *Eigenwerte* zum gegebenen Kern K der I. Die entsprechenden nichttrivialen Lösungen werden *Eigenlösungen* der I. genannt. Der Wert $\lambda = 0$ kann z. B. nie Eigenwert der I. sein, da sofort $\varphi(x) = 0$ folgt.

Es gelten dann die *Fredholmschen Sätze*:

a) Eine Fredholmsche I. hat nur *abzählbar viele Eigenwerte*, die sich nur im Unendlichen häufen können.

b) Ist der Wert λ *regulär*, so ist die I. für beliebiges $f(x)$ eindeutig lösbar. Die entsprechende homogene I. hat nur die triviale Lösung.

c) Ist λ ein *Eigenwert*, dann hat die homogene I. nichttriviale Lösungen. Die Anzahl der linear unabhängigen Lösungen der homogenen I. ist endlich.

d) Die I. ist genau dann lösbar, wenn $f(x)$ zu allen Lösungen der homogenen *adjungierten I.* orthogonal ist, d. h., wenn gilt

$$\int_a^b f(x)\,g^*(x)\,\mathrm{d}x = 0,$$

wobei $g(x)$ eine Lösung der I.

$$g(x) = \lambda \int_a^b K^\dagger(x, s)\,g(s)\,\mathrm{d}s$$

mit dem *adjungierten Kern* $K^\dagger(x, s) = K^*(s, x)$ ist, der sich aus dem ursprünglichen durch Übergang zum konjugiert Komplexen und Vertauschung der Argumente ergibt.

Aus den Fredholmschen Sätzen folgt die *Fredholmsche Alternative*: Entweder ist eine inhomogene I. lösbar, wie auch immer $f(x)$ beschaffen ist, oder die zugehörige homogene I. hat nichttriviale Lösungen.

Die Methode der sukzessiven Approximation liefert eine Lösung der I. in der Form

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^b \Gamma(x, s; \lambda) f(s)\, ds$$

mit

$$\Gamma(x, s; \lambda) = K(x, s) + \lambda \int_a^b K(x, t)\, K(t, s)\, dt + \cdots$$

für alle Werte $|x| < 1/B$.

Es kann nun gezeigt werden, daß man eine andere Form der Resolvente $\Gamma(x, s; \lambda) = \frac{N(x, s; \lambda)}{D(\lambda)}$ angeben kann, die die Lösungen der Fredholmschen I. 2. Art für alle regulären Werte von λ liefert. Dabei sind $N(x, s; \lambda)$ und $D(\lambda)$ ganze Funktionen, die durch die *Fredholmschen Reihen*

$$N(x, s; \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \lambda^n B_n(x, s),$$

$$D(\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \lambda^n C_n$$

mit

$$C_0 = 1, \ldots, C_n = \int_a^b B_{n-1}(x, x)\, dx \text{ für } n > 0,$$

$$B_0(x, s) = K(x, s)$$

$$B_n(x, s) = \int_a^b \cdots \int_a^b \Delta_n(x, s, t_1, \ldots, t_n)\, dt_1 \cdots dt_n \text{ für } n > 0,$$

$$\Delta_n = \begin{vmatrix} K(x, s) & K(x, t_1) & \cdots & K(x, t_n) \\ K(t_1, s) & K(t_1, t_1) & \cdots & K(t_1, t_n) \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ K(t_n, s) & K(t_n, t_1) & \cdots & K(t_n, t_n) \end{vmatrix}$$

gegeben sind.

Es kann ferner gezeigt werden, daß die Nullstellen von $D(\lambda) = 0$ mit den Eigenwerten des Kerns übereinstimmen.

Die durch die Methode der sukzessiven Approximation erhaltene Reihe für die Resolvente ist eine Taylorsche Reihe für die analytische Funktion in der Umgebung des Punktes $\lambda = 0$ (→ Funktionentheorie). Der Konvergenzradius der Taylorschen Reihe ist dabei die Entfernung vom Kreismittelpunkt bis zur nächsten Singularität der entwickelten Funktion. Die singulären Punkte der Resolvente sind aber die Eigenwerte des gegebenen Kernes. Wenn λ_1 der dem absoluten Betrag nach kleinste Eigenwert ist, konvergiert die Reihe im Kreis $|\lambda| < |\lambda_1|$. In demselben Kreis konvergiert dann auch die durch sukzessive Approximation gewonnene Lösung der Fredholmschen I. 2. Art.

Alles Gesagte läßt sich auch mit den sich ganz natürlich ergebenden Verallgemeinerungen auf I.en für Funktionen mehrerer unabhängiger Veränderlichen ausdehnen.

2) Die *Fredholmsche I. 2. Art mit ausgeartetem Kern.* Ein Kern $K(x, s)$ heißt *ausgeartet*, wenn man ihn als endliche Summe der Form

$$K(x, s) = \sum_{k=1}^{n} a_k(x)\, b_k(s)$$

darstellen kann. Die Lösung der I. hat dann die Form

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \sum_{k=1}^{n} C_k a_k(x),$$

deren Koeffizienten C_k sich aus dem inhomogenen Gleichungssystem

$$C_k - \lambda \sum_{m=1}^{n} \alpha_{km} C_m = f_k \text{ mit}$$

$$\alpha_{km} = \int_a^b a_m(s)\, b_k(s)\, ds \text{ und}$$

$$f_k = \int_a^b f(s)\, b_k(s)\, ds$$

ergeben. Die Lösung der I. reduziert sich danach auf die Lösung dieses Gleichungssystems, die Bedingungen für die Lösbarkeit der I. stimmen mit den Bedingungen für die Lösbarkeit dieses Gleichungssystems überein (→ lineares Gleichungssystem).

3) *Symmetrische Fredholmsche I.en.* Ihr Kern stimmt mit seinem adjungierten Kern überein: $K(x, s) = K^{\dagger}(x, s) = K^{*}(s, x)$.

In diesem Fall sind die *Eigenwerte* der I. immer *reell*, die zu verschiedenen Eigenwerten gehörenden *Eigenfunktionen* sind zueinander *orthogonal*, d. h., es gilt

$$\int_a^b \varphi_n(x)\, \varphi_m^{*}(x)\, dx = 0 \text{ für } n \neq m,$$

und es kann gezeigt werden, daß immer mindestens ein Eigenwert existiert.

Für den Fall, daß die Eigenwerte λ_n und die Eigenlösungen φ_n bekannt sind, läßt sich die Lösung einer Fredholmschen I. 2. Art mit symmetrischem Kern leicht angeben:

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \sum_{n-1}^{\infty} \frac{f_n}{\lambda_n - \lambda} \varphi_n(x).$$

Dabei sind die f_n die *Fourier-Koeffizienten*

$$f_n = \int_a^b f(x)\, \varphi_n^{*}(x)\, dx$$

der Funktion $f(x)$, und λ darf selbst kein Eigenwert sein. Ist λ ein Eigenwert, so ist die I. nur dann lösbar, wenn $f(x)$ zu den entsprechenden Eigenfunktionen orthogonal ist.

4) Die *Volterrasche I. 2. Art* ist eine I. vom Fredholmschen Typ, deren untere Integrationsgrenze endlich ist und deren Kern für $s > x$ verschwindet. Sie kann deshalb in der Form

$$\varphi(x) = f(x) + \lambda \int_a^x K(x, s)\, \varphi(s)\, ds$$

geschrieben werden. Für den Fall $|K(x, s)| \leq M$ = konst. für $a < x < b$ gilt dann: Wenn $f(x)$ im Intervall (a, b) integrabel ist, so hat die Volterrasche I. 2. Art eine dort summierbare Lösung, die für jeden Wert von λ nach der Methode der sukzessiven Approximation konstruiert werden kann. Diese Lösung ist eindeutig.

Daraus folgt, daß die homogene Gleichung keine nichttriviale Lösung haben kann.

5) *Die Abelsche I.* Eine der ersten I.en wurde von Abel untersucht. Sie hatte die Form

$$\int_a^x \frac{\varphi(s)\, ds}{\sqrt{x - s}} = f(x)$$

und kann als eine spezielle Volterrasche I. 1. Art mit einem nichtbeschränkten Kern aufgefaßt werden, für den also die Bedingung $|K(x, s)| \leq M$ nicht gilt.

Die etwas allgemeinere I.

$$\int_a^x \frac{\varphi(s)\, ds}{(x - s)^{\alpha}} = f(x) \text{ mit } 0 < \alpha < 1$$

und stetig differenzierbarem $f(x)$ hat die Lösung

$$\varphi(x) = \frac{\sin \alpha\pi}{\pi} \frac{d}{dx} \int_a^x \frac{f(t)\, dt}{(x - t)^{1-\alpha}}.$$

Lit. Michlin: Vorlesungen über lineare Integralgleichungen (dtsch Berlin 1961); Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl IV (dtsch 2. Aufl. Berlin 1961).

Integralkriterium, → Reihe.

Integralprinzip der Mechanik, → Prinzipe der Mechanik.

Integralrechnung, eine Grunddisziplin der höheren Analysis, die vom *Riemannschen Integralbegriff* ausgeht. Die Verfeinerung dieses Begriffs zu dem des Lebesgue-Integrals, des Lebesgue-Stieltjes-Integrals bzw. dem des Perron-Integrals erforderte ein Eingehen auf die Theorie des Inhalts und Maßes von Punktmengen.

1) *Einfache Integrale.* Nach *Riemann* ist das bestimmte Integral definiert durch den Grenzwert

$$\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{\substack{\Delta x_i \to 0 \\ n \to \infty}} \sum_{i=1}^{n} f(\vartheta_i)\,\Delta x_{i-1}.$$

Dabei soll der *Integrand*, die Funktion $f(x)$, im Intervall $a \leqq x \leqq b$ definiert sein, das Intervall $[a, b]$ wird durch $a = x_0 < x_1 < x_2 < \cdots < x_n = b$ in n Teilintervalle Δx_i zerlegt, und aus jedem Intervall wird ein beliebiger Punkt ϑ_i ausgewählt. Beim Grenzübergang sollen die Anzahl n der Teilintervalle gegen Unendlich und zugleich die Länge Δx_i jedes Teilintervalls gegen Null gehen. Ist die Funktion $f(x)$ im Intervall $[a, b]$ beschränkt und hat dort nur endlich viele Unstetigkeitsstellen, so existieren der Grenzwert und damit das bestimmte Integral. Dieses Integral $\int_a^x f(\xi)\,\mathrm{d}\xi = F(x)$ ist eine Funktion seiner oberen Grenze, die auch als *Stammfunktion* $F(x)$ der Funktion $f(x)$ bezeichnet wird und die Eigenschaft $\frac{\mathrm{d}F(x)}{\mathrm{d}x} = f(x)$ hat. Außerdem gilt $\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x = F(b) - F(a)$. Dieser Zusammenhang ist der *Fundamentalsatz der Differential- und Integralrechnung*, nach dem beide Grunddisziplinen als Umkehrungen von einander angesehen werden dürfen. Die Stammfunktion ist dabei nur bis auf eine willkürliche Konstante C bestimmt. Man stellt diesen Zusammenhang oft als *unbestimmtes Integral* $\int f(x)\,\mathrm{d}x = F(x) + C$ dar, z. B. $\int x\,\mathrm{d}x = \frac{x^2}{2} + C$, $\int \frac{\mathrm{d}x}{x} = \ln x + C$, $\int \frac{\mathrm{d}x}{1+x^2} = \arctan x + C$ oder $\int \cos x\,\mathrm{d}x = \sin x + C$. Für einige Funktionen $f(x)$ enthält die Tab. (rechts oben) die Stammfunktionen. Gelingt es, den Integranden $f(x)$ als Produkt $u(x) \cdot v'(x)$ zweier Funktionen darzustellen, von denen eine der Differentialquotient $v'(x)$ einer bekannten Funktion $v(x)$ ist, so erhält man durch *partielle Integration* $\int u(x)\,v'(x)\,\mathrm{d}x = u(x)\,v(x) - \int u'(x)\,v(x)\,\mathrm{d}x$ und einen Weg zur Berechnung der gesuchten Stammfunktion, falls der neue Integrand $[u'(x) \cdot v(x)]$ direkt oder indirekt integrierbar ist. In anderen Fällen versucht man durch eine Transformation $x = \varphi(t)$ und $t = \psi(x)$ auf eine integrable Funktion zu kommen:

$$\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x = \int_{\psi(a)}^{\psi(b)} f(\varphi(t))\,\varphi'(t)\,\mathrm{d}t.$$

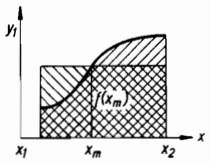
Für kompliziertere Funktionen stehen *ausführliche Tabellen* zur Verfügung. Kann der Integrand $f(x)$ in eine gleichmäßig konvergente *Funktionenreihe*, z. B. eine Potenzreihe, entwickelt werden, so erhält man durch gliedweise Integration die Reihenentwicklung der Stammfunktion $F(x)$. Gestützt auf die Reihenentwicklung oder mittels anderer Verfahren lassen sich *Näherungswerte* für Integrale berechnen.

Tabelle der Stammfunktionen $F(x) = \int f(x)\,\mathrm{d}x$ wichtiger Funktionen $f(x)$

$f(x)$	$F(x)$
x^n	$\frac{x^{n+1}}{n+1} + C,\ n \neq -1$
e^x	$\mathrm{e}^x + C$
$\frac{1}{\cos^2 x}$	$\tan x + C \quad x \neq (2k+1)\pi/2$
$\frac{1}{\sin^2 x}$	$-\cot x + C \quad x \neq k\pi$
$\tan x$	$-\ln \lvert\cos x\rvert + C$
$\cot x$	$\ln \lvert\sin x\rvert + C$
$\sin mx \sin nx$	$\frac{\sin(m-n)x}{2(m-n)} - \frac{\sin(m+n)x}{2(m+n)} + C$ $m \neq n \quad m,n > 0$
$\cos mx \cos nx$	$\frac{\sin(m-n)x}{2(m-n)} + \frac{\sin(m+n)x}{2(m+n)} + C$ $m \neq n \quad m,n > 0$
$\sin x \cos x$	$\frac{1}{2}\sin^2 x + C$
$\sin mx \cos nx$	$-\frac{\cos(m+n)x}{2(m+n)} - \frac{\cos(m-n)x}{2(m-n)} + C$ $m \neq n \quad m,n > 0$
$\sin^2 x$	$-\frac{1}{4}\sin 2x + \frac{1}{2}x + C$
$\sqrt{a+bx}$	$\frac{2}{3b}\left(\sqrt{a+bx}\right)^3 + C$
$\frac{1}{\sqrt{a+bx}}$	$\frac{2}{b}\sqrt{a+bx} + C$

Nach dem *Mittelwertsatz der I.* existiert in dem abgeschlossenen Intervall $[x_1, x_2]$, in dem die Funktion $f(x)$ stetig ist, mindestens ein Punkt $x_m \in [x_1, x_2]$, für den gilt $f(x_m)\,(x_2 - x_1) = \int_{x_1}^{x_2} f(x)\,\mathrm{d}x$ (Abb. 1). Ändert außerdem die Funktion $g(x)$ innerhalb $[x_1, x_2]$ ihr Vorzeichen nicht, so existiert nach dem *verallgemeinerten Mittelwertsatz* der I. ein $x'_m \in [x_1, x_2]$, für das gilt

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)\,g(x)\,\mathrm{d}x = f(x'_m) \int_{x_1}^{x_2} g(x)\,\mathrm{d}x.$$



1 Mittelwertsatz

Uneigentliche Integrale sind Integrale, deren Integrationsgebiet unendlich groß ist (a), oder deren Integrand singuläre Punkte enthält (b). Für stetige Funktionen $f(x)$ definiert man (a)

$$\int_{x_0}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{x_1 \to \infty} \int_{x_0}^{x_1} f(x)\,\mathrm{d}x \quad \text{und} \quad \int_{-\infty}^{x_0} f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{x_1 \to -\infty} \int_{x_1}^{x_0} f(x)\,\mathrm{d}x$$

und nennt diese Integrale *konvergent*, falls diese Grenzwerte existieren. Schließlich definiert man

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{\substack{x_1 \to +\infty \\ x_2 \to -\infty}} \int_{x_2}^{x_1} f(x)\,\mathrm{d}x.$$

Existiert dieses Integral nur in dem Sinne $\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\,\mathrm{d}x = \lim_{x_0 \to \infty} \int_{-x_0}^{x_0} f(x)\,\mathrm{d}x$, so sagt man, daß das Integral als *Hauptwert* existiert. Die Konvergenzkriterien für unendliche Reihen lassen sich sinngemäß auf uneigentliche Integrale übertragen.

Wenn (b) die Funktion $f(x)$ bei x_0 eine Singularität hat, so definiert man $\int_{x_1}^{x_0} f(x)\,dx = \lim_{\varepsilon\to 0} \int_{x_1}^{x_0-\varepsilon} f(x)\,dx$. Liegt die Singularität im Integrationsintervall $[x_1, x_2]$, so definiert man

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)\,dx = \lim_{\varepsilon\to 0} \int_{x_1}^{x_0-\varepsilon} f(x)\,dx + \lim_{\varepsilon'\to 0} \int_{x_0+\varepsilon'}^{x_2} f(x)\,dx$$

Existiert der Grenzwert nur im Sinne

$$\lim_{\varepsilon\to 0} \{\int_{x_1}^{x_0-\varepsilon} f(x)\,dx + \int_{x_0+\varepsilon}^{x_2} f(x)\,dx\},$$

so spricht man auch hier davon, daß das uneigentliche Integral als *Hauptwert* (*Cauchyscher Hauptwert*) existiert.

2) *Mehrfache Integrale* sind durch den Grenzwert

$$\int\cdots\int_B f(x_1, \ldots, x_n)\,dx_1\cdots dx_n = \lim_{\substack{\Delta V_i\to 0\\ n\to\infty}} \sum_{i=1}^{n} f(x_1^i, \ldots, x_n^i)\,\Delta V_i$$

definiert. Dabei bedeutet $f(x_1, \ldots, x_n)$ eine Funktion von n Veränderlichen $x_1, \ldots, x_n$ über einem Bereich B des n-dimensionalen Raumes, die x_κ^i sind Punkte aus dem n-dimensionalen Intervall ΔV_i, und beim Grenzübergang gehen mit $n\to\infty$ nicht nur die Teilvolumina ΔV_i, sondern auch ihre Durchmesser gegen Null. Man bezeichnet $dx_1\cdots dx_n$ als Volumenelement und das Integral als *n-dimensionales Volumenintegral*. Durch Integration über eine der Variablen, z. B. über x_n, wird die Berechnung des n-dimensionalen Volumenintegrals auf die des $(n-1)$-dimensionalen zurückgeführt. Es gilt die Formel

$$\int\cdots\int_B f(x_1, \ldots, x_{n-1}, x_n)\,dx_1\cdots dx_{n-1}\,dx_n = \int\cdots\int_{B*} \{\int_{\varphi_a}^{\varphi_b} f(x_1, \ldots, x_n)\,dx_n\}\,dx_1, \ldots, dx_{n-1},$$

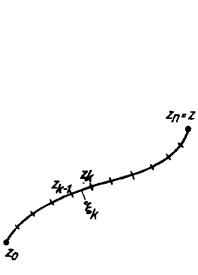
wenn die φ_a, φ_b Funktionen der $x_1, \ldots, x_{n-1}$ sind. Eine Transformation des Integrals auf die neuen Variablen $x_1', \ldots, x_n'$ geschieht nach der Formel

$$\int\cdots\int_B f(x_1, \ldots, x_n)\,dx_1\cdots dx_n = \int\cdots\int_{B'} f(x_1', \ldots, x_n')\,\frac{\partial(x_1, \ldots, x_n)}{\partial(x_1', \ldots, x_n')}\,dx_1'\cdots dx_n',$$

wobei der Bereich B' aus dem Bereich B durch die vorgegebene Variablentransformation hervorgeht. Die Größe $\frac{\partial(x_1, \ldots, x_n)}{\partial(x_1', \ldots, x_n')}$ ist die → Funktionaldeterminante.

3) Das allgemeine *Oberflächenintegral* über eine Fläche F des dreidimensionalen Raumes ist definiert durch

$$\int_F U_x\,dy\,dz + U_y\,dz\,dx + U_z\,dx\,dy = \int_D \left[U_x\frac{\partial(y, z)}{\partial(u, v)} + U_y\frac{\partial(z, x)}{\partial(u, v)} + U_z\frac{\partial(x, y)}{\partial(u, v)}\right] du\,dv.$$



2 Zur komplexen Integration

Das zweite Integral ergibt sich dabei durch die Darstellung $x = x(u, v)$, $y = y(u, v)$, $z = z(u, v)$ der Fläche F in den Flächenparametern u, v, die im Bereich D variieren. Die Funktionaldeterminanten sind entsprechend wie im n-dimensionalen Falle definiert. Die Summanden entsprechen den Komponenten eines Vektorprodukts. Führt man danach den nach außen orientierten Einheitsnormalenvektor

$$\vec{n} = \left(\frac{\partial\vec{r}}{\partial u}\times\frac{\partial\vec{r}}{\partial v}\right)\Big/\left|\frac{\partial\vec{r}}{\partial u}\times\frac{\partial\vec{r}}{\partial v}\right|,$$

das Oberflächenelement $do = \left|\frac{\partial\vec{r}}{\partial u}\times\frac{\partial\vec{r}}{\partial v}\right| du\,dv$ und zu den Komponenten U_x, U_y, U_z den Vektor $\vec{U}$ ein, so läßt sich das zweite Integral übersichtlicher in Vektorschreibweise $\int_F \vec{U}\vec{n}\,do$ darstellen. Fällt die Fläche F mit der xy-Ebene zusammen, dann geht das Oberflächenintegral in das Flächenintegral über: $\vec{n} = \vec{n}_z$, $do = dx\,dy$.

Einen wichtigen Zusammenhang der Oberflächenintegrale mit den Volumenintegralen gibt der *Integralsatz von Gauß* an: Ist $\vec{U}(x, y, z)$ eine stetig differenzierbare Vektorfunktion und ist F eine geschlossene, nach außen orientierte Fläche, die das Volumen V einschließt, so gilt

$$\iint_F \vec{U}\cdot\vec{n}\,do = \iiint_V \operatorname{div}\vec{U}\,dV.$$

4) Das *Kurvenintegral oder Linienintegral* für drei in einem zusammenhängenden Gebiet des dreidimensionalen Raumes vorgegebene Funktionen U_x, U_y und U_z ist längs der Kurve $\mathfrak{C}$ definiert durch

$$\int_{\mathfrak{C}} (U_x\,dx + U_y\,dy + U_z\,dz) = \int_{t_0}^{t_1} \left(U_x\frac{dx}{dt} + U_y\frac{dy}{dt} + U_z\frac{dz}{dt}\right) dt;$$

dabei gilt das zweite Integral für eine Parameterdarstellung $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ der Kurve $\mathfrak{C}$. Der Wert des Integrals ist unabhängig von der gewählten Parameterdarstellung. Wird die Bogenlänge als Parameter gewählt, dann kann mit $d\vec{r} = (dx, dy, dz)$ das Kurvenintegral sehr einfach in Vektorschreibweise dargestellt werden: $\int \vec{U}\cdot d\vec{r} = \int \vec{U}\cdot\vec{t}\,ds$, wenn $\vec{t}$ der Tangenteneinheitsvektor der Kurve ist. Der Wert des Kurvenintegrals hängt nicht von der durchlaufenen Kurve, sondern nur von Anfangs- und Endpunkt ab, wenn $\operatorname{rot}\vec{U} = 0$ ist. Dieser Zusammenhang ist sehr einfach aus dem folgenden Satz von Stokes ersichtlich, der gleichzeitig eine wichtige Verbindung zwischen Kurven- und Oberflächenintegralen herstellt.

Satz von Stokes: Ist F eine orientierte Fläche, die von der geschlossenen Kurve $\mathfrak{C}$ begrenzt wird, und ist $\vec{U}(\vec{r})$ eine in diesem Gebiet stetig differenzierbare Vektorfunktion, so gilt

$$\iint_F \operatorname{rot}\vec{U}(\vec{r})\cdot n\,do = \int_{\mathfrak{C}} \vec{U}\cdot\vec{t}\,ds.$$

Dabei muß einem Beobachter auf der positiven Seite der Fläche der Umlaufsinn des Kurvenintegrals entgegen dem Uhrzeiger erscheinen.

5) *Komplexe Integration*. Die Berechnung des Integrals $\int_l f(z)\,dz$ einer komplexwertigen Funktion $f = u + iv$ des komplexen Arguments $z = x + iy$ erfolgt längs einer Kurve l, die den Punkt z_0 mit dem Punkt z^* verbindet. Teilt man die Kurve durch die Punkte z_k mit $k = 1, 2, \ldots, n$ und $z_n = z^*$ in n Kurvenstücke zwischen z_0 und z_n (Abb. 2) und wählt in jedem der Kurvenstücke zwischen z_{k-1} und z_k einen Zwischen-

punkt ζ_k auf der Kurve, so existiert das Integral, falls der Grenzwert

$$\lim_{n\to\infty} \sum_{k-1}^{n} f(\zeta_k)\,(z_k - z_{k-1})$$

existiert, wobei die Anzahl n der Kurvenstücke gegen Unendlich geht, und dabei die Länge jedes Kurvenstücks zwischen z_{k-1} und z_k unendlich klein wird. Nach der Gleichung $\int_l f(z)\,dz = \int_l u(x,y)\,dx - \int_l v(x,y)\,dy + i\int_l v(x,y)\,dx + i\int_l u(x,y)\,dy$ kann das komplexe Integral durch die Kurvenintegrale rechts im gewöhnlichen Riemannschen Sinne ersetzt werden. Das komplexe Integral existiert genau dann, wenn diese Kurvenintegrale existieren. Ist die Funktion $f(z)$ regulär, so ist das Integral vom Weg l unabhängig und hängt nur von Anfangs- und Endpunkt ab (→ Funktionentheorie). → funktionales Integral, → Wiener-Integral, → Sattelpunktmethode.

Lit. W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik Bd I, II und V; E. Kamke: Das Lebesgue-Stieltjes-Integral.

Integration, → Integralrechnung.

Integrierglied, in der → Impulstechnik verwendete Schaltung, deren Ausgangssignal unter bestimmten Bedingungen das Zeitintegral des Eingangssignals ist. Die Abb. 1 zeigt ein aus einem Widerstand R und einer Kapazität C bestehendes Integrierglied (RC-Integrierglied). Ist $U_E(t)$ die Spannung am Eingang und $U_A(t)$ die Spannung am Ausgang, dann gilt $U_E(t) = RI(t) + U_A(t) = RC \cdot \frac{dU_A(t)}{dt} + U_A(t)$.

Bei rasch gegenüber der Zeitkonstante $\tau = RC$ veränderlichen Eingangsspannungen ist der Spannungsabfall am Kondensator vernachlässigbar, und es gilt $U_A(t) \approx \frac{1}{RC}\int_0^t U_E(t)\,dt$, d. h., die Ausgangsspannung ist proportional dem Zeitintegral der Eingangsspannung. Für langsam veränderliche Vorgänge ist jedoch der Spannungsabfall am Widerstand gegenüber dem am Kondensator vernachlässigbar und damit $U_E(t) \approx U_A(t)$. — Als Beispiel für die Wirkungsweise eines I.es ist in Abb. 2 ein Rechteckimpuls am Eingang und Ausgang eines I.es dargestellt, dessen Zeitkonstante τ groß gegenüber der Impulsbreite T ist.

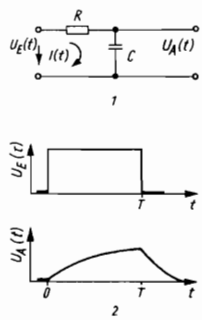
integrierte Halbleiterschaltung, svw. Festkörperschaltkreis.

Intensität, Maß für den Energiefluß, d. i. die je Zeiteinheit durch eine Einheitsfläche eingestrahlte Energie, z. B. einer elektromagnetischen Strahlung oder Korpuskularstrahlung. Allgemein ist die I. dem zeitlichen Mittelwert der Energiestromdichte einer beliebigen Strahlung bzw. dem Mittelwert des Betrags des Quadrats der Amplitude der entsprechenden Strahlung proportional. Physikalische Bedeutung haben im allgemeinen nur die Quotienten der I. ein und derselben Erscheinung. Die I. einer elektromagnetischen Welle kann als Mittelwert vom Betrag des Poynting-Vektors $\vec{S}$ definiert werden; sie ergibt sich zu $S = \varepsilon_0 c\, n\, \overline{E^2}$, wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, c die Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex des Mediums und $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke ist. Die I. einer Spektrallinie ist proportional zur Übergangswahrscheinlichkeit des entsprechenden Strahlungsübergangs und zur Anzahl der strahlenden Systeme (z. B. Atome).

I. eines Röntgenstrahls, I_0, der absolute Betrag des Poyntingschen Vektors, gemittelt über eine gegen die Schwingungsperioden des Röntgenstrahls lange Zeit. Die I. ist demnach dem Mittelwert des Quadrats der elektrischen Feldstärke proportional. Die I. hat die Dimension einer Leistung je Fläche. Als *integrale I.* eines Röntgenreflexes von einem im Röntgenstrahl gebadeten Kristall bezeichnet man 1) das Verhältnis des Integrals der Leistung des reflektierten Strahls zur Intensität des einfallenden Strahls. Das Integral ist über ein Glanzwinkelintervall $\Theta \pm \Delta\Theta$ zu erstrecken, an dessen Grenzen die Leistung des reflektierten Strahls verschwindet und innerhalb dessen nur der betrachtete Reflex auftritt. Diese integrale I. ist dem Volumen des Kristalls proportional und hat die Dimension einer Fläche.

2) Die integrale I. eines Röntgenreflexes einer ausgedehnten Kristallfläche, wenn der ganze Röntgenstrahl den Kristall durchsetzt, ist das Verhältnis des Integrals der Leistung des gebeugten Strahls zu der Leistung des einfallenden Strahls. Zu integrieren ist wie bei der integralen I. eines Röntgenreflexes von einem im Röntgenstrahl gebadeten Kristall. Die so definierte integrale I. ist eine dimensionslose Größe.

Intensitätsmessung. In der Spektralphotometrie werden zur frequenzunabhängigen Intensitätsmessung Thermoelemente und Bolometer benutzt, ferner Photoelemente oder Photozellen. Photoelemente und Photozellen können in Verbindung mit Verstärkern angewendet werden, wobei jedoch eine Korrektur wegen der Wellenabhängigkeit erforderlich ist. Die Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen erfolgt meist durch Auslösen von Elektronen mit Photozellen oder Selenphotoelementen oder durch Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz an Leuchtschirmen. Bei Gammastrahlen wird die Intensitätsmessung mittels Zählrohren ausgeführt. → seismische Intensität.



1 Integrierglied. *2* Spannungsverlauf am Eingang ($U_E(t)$) und am Ausgang ($U_A(t)$) eines Integriergliedes

Intensitätsregel, → Spektrallinien.

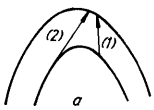
intensive Größe, *Qualitätsgröße,* eine Größe, die für jeden makroskopischen Teil eines homogenen thermodynamischen Systems den gleichen Wert hat. Bei Zerlegung des thermodynamischen Systems in Teilsysteme bleiben die i.n G.n in allen Teilsystemen erhalten. Typische i. G.n sind Druck, Temperatur, elektrisches und magnetisches Feld. Gegensatz: → extensive Größe.

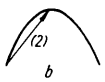
Interbandabsorption, → Grundgitterabsorption.

Interbandmagnetoabsorption, → Magnetoabsorption.

Interbandstreuung, *Zwischenbandstreuung,* im Halbleiter der Übergang eines Ladungsträgers bei einem Streuprozeß zwischen Zuständen, die zu verschiedenen Bändern gehören. Beispiele dafür sind Streuung von Löchern zwischen den miteinander bei der Wellenzahl $k = 0$ entarteten Valenzbändern und die Übergänge zwischen energetisch separierten Bandkanten wie beim Gunn-Effekt.







Interbandübergang (*a*) und Intrabandübergang (*b*). (1) direkt, (2) indirekt

Im Gegensatz zur I. bezeichnet man mit *Intrabandstreuung* solche Prozesse, bei denen Anfangs- und Endzustand der gestreuten Ladungsträger zur Umgebung der gleichen Bandkante gehören. → Streuung B 5).

Interbandübergang, der Übergang im Energiespektrum eines Festkörpers, bei dem Anfangs- und Endzustand zu verschiedenen Energiebändern gehören (*Band-Band-Übergang*). Interbandübergänge können sowohl als → direkte Übergänge wie auch als → indirekte Übergänge erfolgen.

Interdigitalleitung, → Verzögerungsleitung.

Interferenz, die bei der Überlagerung von zwei oder mehr Wellen auftretenden Erscheinungen der Verstärkung oder Schwächung bzw. Auslöschung, wobei sich die Intensitäten der Teilwellen nicht addieren. Alle I.en beruhen darauf, daß die skalaren oder vektoriellen Feldgrößen selbst sich ungestört überlagern, so daß die Amplitude u der resultierenden Welle an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt die vektorielle Summe aus den Einzelamplituden u_1, u_2, u_3, ... ist. Im Falle zweier Wellen gilt also $u = u_1 + u_2$, während dies für die Intensitäten I als zu den Quadraten (bzw. bei komplexen Feldfunktionen zu den Absolutquadraten) proportionalen Größen entsprechend

$$I \sim u^2 = u_1^2 + u_2^2 + 2u_1u_2 = I_1^2 + I_2^2 + 2u_1u_2$$

natürlich nicht gilt. Die Intensitäten sind aber die bei nahezu allen Experimenten allein beobachtbaren Größen. Die I. und die damit ganz eng zusammenhängende → Beugung liefern die einzigen Möglichkeiten, experimentell den Wellencharakter einer Erscheinung zu beweisen, während z. B. Reflexion und Brechung in gleicher Weise bei Teilchen wie bei Wellen auftreten. I.en treten prinzipiell bei allen Wellen auf, so bei Wasserwellen, Schallwellen, Lichtwellen und Materiewellen. Im letzten Fall sind diese I.en vor allem in der Form der Elektronen- oder Neutronenbeugung wesentlich. Am wichtigsten ist die I. des Lichts. Interferenzanordnungen ermöglichen die außerordentlich große Genauigkeit optischer Präzisionsmessungen von Längen, auf der insbesondere die moderne Definition der Längeneinheit Meter und die Fülle der spektroskopischen Daten über die Wellenlängen der Spektrallinien beruhen. Die folgenden Ausführungen zur I. des Lichts gelten aber sinngemäß auch für alle anderen Interferenzerscheinungen.

1) *I. des Lichts.* Die Erfahrung zeigt, daß zwei von verschiedenen Lichtquellen stammende Wellen nicht miteinander interferieren oder, genauer gesagt, keine sichtbaren Interferenzerscheinungen geben. Die Lichtquellen strahlen begrenzte Wellenzüge von etwa 10^{-8} s Dauer aus. Die Phasenbeziehung zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Wellenzügen der gleichen Lichtquelle wechselt dabei völlig unregelmäßig. Die Interferenzerscheinung ist nicht stationär, sondern ändert in Intervallen von etwa 10^{-8} s ihr Aussehen. Es wird eine gleichmäßige Helligkeit beobachtet. Erst wenn das Licht einer einzigen Lichtquelle in zwei oder mehrere Teilwellen zerlegt wird, sind in jedem Punkt des Überlagerungsraumes stets feste Phasenbeziehungen zwischen den Teilwellen vorhanden, denn die Phasensprünge zwischen einem Wellenzug und dem nächsten erfolgen nunmehr für alle miteinander interferierenden Teilwellen in genau der gleichen Weise. Teilwellen, zwischen denen stets feste Phasenbeziehungen bestehen, nennt man *kohärent*. Es können nur kohärente Lichtwellen miteinander interferieren.

Die Phasenbeziehungen zwischen den Teilwellen sind in jedem Punkt des Überlagerungsraumes durch den *Gangunterschied* derselben gegeben, d. h. durch die Differenz der optischen Weglängen, die die Teilwellen von ihrem Ursprung an bis zu dem betrachteten Raumpunkt zurückzulegen haben. Ist der Gangunterschied G ein geradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge λ, d. h. $G = 2n \cdot \lambda/2$, wobei $n = 0, 1, 2, \ldots$, so ist die Phasendifferenz Null; beträgt der Gangunterschied ein ungeradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge, d. h. $G = (2n + 1) \cdot \lambda/2$, so ist die Phasendifferenz π. Der Gangunterschied hängt eng mit der *Ordnungszahl der Interferenzerscheinungen* zusammen. Meist werden alle hellen Stellen des Raumes, in denen der Gangunterschied Null ist, als die nullte Ordnung bezeichnet, diejenigen, in denen er 1 λ ist, als die erste Ordnung usw. Von der nullten Ordnung aus wird nach der einen Seite noch eine positive 1. Ordnung und nach der anderen Seite eine negative 1. Ordnung unterschieden. Hier ist die Ordnungszahl identisch mit der der benutzten Zahl n. Es kann aber auch vorkommen, daß eine Teilwelle etwa durch Reflexion einen Phasensprung von π erleidet. Dann ist die geometrisch zentrale Ordnung dunkel, und man rechnet diese als die nullte, die nächstfolgenden dunklen Streifen zu beiden Seiten als die $+1$. bzw. -1. usw.

Ist der Gangunterschied zwischen zwei kohärenten Teilwellenzügen Null, so überlagern sie sich auf ihrer ganzen Länge; ist er ungleich Null, so überlagern sie sich nur unvollkommen. Die überragenden Enden haben keinen Partner, mit dem sie interferieren können. Sie vermindern den Kontrast der Interferenzerscheinung, und zwar um so mehr, je größer der Gangunterschied ist. Ist der Gangunterschied gleich der Länge eines Wellenzuges oder größer, so wird keine Interferenz mehr beobachtet, da der folgende Wellenzug mit dem vorangegangenen nicht mehr kohärent ist. Die Länge des Wellenzuges ist nahezu identisch mit der *Kohärenzlänge*, d. h. mit dem Gangunterschied, bis zu dem man noch praktisch Interferenzerscheinungen beobachtet. Beide sind um so größer, je schmaler der benutzte Spektralbereich bzw. die Spektrallinie ist. Sind die Wellenlängen der miteinander interferierenden Teilwellen voneinander verschieden, so ist die Interferenzerscheinung nicht mehr stationär, sondern bewegt sich im Raum. Es treten Schwebungen auf.

Die Bezeichnung I. wird außer in dem beschriebenen allgemeinen Sinn noch in einem speziellen verwendet. Man unterscheidet zwischen zwei Arten von Interferenzerscheinungen. Wird das Licht durch Kanten, Blenden oder durch im Vergleich zur Wellenlänge kleine Hindernisse von der geradlinigen Ausbreitung abgelenkt, so spricht man von → Beugung. Diese kann durch die Interferenz der Huygensschen Elementarwellen erklärt werden, wobei stets

eine kontinuierliche Folge von Elementarwellen vorliegt. Interferieren dagegen einzelne diskrete Teilwellen, so spricht man von I. (im speziellen Sinn). Dabei können die Teilwellen durch zwei in verschiedenen Richtungen von der Lichtquelle ausgehende Wellenzüge, durch Strahlenteilung, durch Doppelbrechung oder durch verschiedene Ordnungen zweier oder mehrerer kohärenter Beugungserscheinungen gegeben sein. Je nachdem, ob die Interferenzen durch ausgedehnte oder punktförmige Lichtquellen erzeugt werden, sind sie lokalisiert oder nicht lokalisiert. *Lokalisierte I.en* treten nicht an jeder Stelle des Gebietes auf, in dem die miteinander interferierenden Teilstrahlenbündel sich überlagern, sondern nur in begrenzten Bereichen. *Nichtlokalisierte I.en* entstehen in dem Bereich, in dem die miteinander interferierenden Teilbündel sich überlagern.

Komplementäre I.en entstehen, wenn man durch zwei aufeinandergelegte, etwas befeuchtete Glasplatten eine Flamme betrachtet. Man beobachtet dann farbige Streifen, die auch auf dem Hintergrund neben der Flamme sichtbar sind, und zwar reiner. Neben den direkt gesehenen sind sie komplementär gefärbt. Ferner sind die an einer planparallelen Platte auftretenden Streifensysteme im zurückgeworfenen und durchgehenden Licht komplementär zueinander. Im zurückgeworfenen Licht sind die Minima vollkommen, die Maxima unvollkommen, im durchgehenden Licht ist es umgekehrt. Auch im reflektierten Licht selbst sind zwei komplementäre Erscheinungen vorhanden.

Für die *I.en von polarisiertem Licht* gelten zusätzlich die Fresnel-Aragoschen Sätze: Zwei zueinander senkrecht polarisierte Lichtstrahlen interferieren nicht miteinander und durchdringen einander ohne jede Störung. Werden die beiden Strahlenkomponenten z. B. durch doppelbrechende Kristalle in dieselbe Schwingungsebene gebracht, so sind I.en möglich.

Lit. Mönch, Böttger, Zorll: Längenmessung und Brechzahlbestimmung mit Lichtint. (Leipzig 1954).

2) Die *I. von Elektronen* beruht auf dem Wellencharakter der Elektronen. Die I.en und Beugungserscheinungen sind denen der Licht- bzw. Röntgenstrahlung derselben Wellenlänge λ weitgehend ähnlich. Die Wellenlänge λ, die man dem Elektron zuordnen kann, berechnet sich aus der de-Broglieschen Beziehung $\lambda = h/mv$, ist also von der Masse m und Geschwindigkeit v des Elektrons abhängig. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Tabelle zeigt für einige typische Elektronengeschwindigkeiten die zugehörige Wellenlänge, wobei für hohe Elektronengeschwindigkeiten die relativistische Zunahme der Masse berücksichtigt wurde. Die Elektronenwellenlängen fallen also in das Gebiet der Wellenlängen der Röntgenstrahlen. Damit bieten sich als Beugungshindernisse vorwiegend Kristalle an. In neuerer Zeit wurde auch die Beugung langsamer Elektronen (LEED) zur Untersuchung von Oberflächenstrukturen ausgenutzt (→ Beugung 4).

Beim Durchgang von Elektronenstrahlen durch Kristalle und polykristallines Material entstehen die von den Röntgenstrahlen her bekannten Laue- und Debye-Scherrer-Interferenzen. Da die Intensität der Streuung an den einzelnen Atomen des Kristallgitters für Elektronenstrahlen viel größer als für Röntgenstrahlen ist, muß man möglichst dünne Schichten benutzen. Das Kristallgitter wirkt nur noch wie ein zweidimensionales Gitter, wodurch man *Kreuzgitterinterferenzen* erhält. Auch die Kikuchi-Linien erscheinen bei der I. von Elektronenstrahlen viel intensiver als bei den Röntgenspektren. Die I. von Elektronenstrahlen wird heute zur Strukturuntersuchung von Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen benutzt.

Abhängigkeit der Wellenlänge des Elektrons von seiner kinetischen Energie E_k

E_k in eV	Wellenlänge in nm
25	0,2452
100	0,1226
1000	0,0387
10000	0,0122
100000	0,0037
1000000	0,0087

Geschichtliches. Nachdem 1924 L. de Broglie die Hypothese aufgestellt hatte, daß jedem materiellen Teilchen auch eine Wellenbewegung zugeschrieben werden kann, gelang 1927 eine Bestätigung dieser Hypothese durch Beobachtung der ersten Elektroneninterferenzen an Einkristallen mit langsamen Elektronen (100 eV) durch Davisson und Germer. Im gleichen Jahr beobachtete Thomson Debye-Scherrer-Ringe bei Beugungsversuchen mit schnellen Elektronen (50 keV) an mikrokristallinen Folien. 1940 gelang Boersch Fresnelsche Beugung von Elektronen an Kanten. Eine Reihe weiterer Elektroneninterferenzexperimente zeigte Erscheinungen, die den Beugungsspektren von Licht am Gitter, Biprisma u. a. entsprechen.

3) *I. in Kristallen*, die Auslöschung und Verstärkung polarisierten Lichts nach Durchtritt durch doppelbrechende Kristalle infolge vektorieller Addition der Amplituden der beiden Komponenten, → Kristalloptik. Trifft linear polarisiertes Licht, das zum Beispiel mittels eines Polarisators aus unpolarisiertem Licht erzeugt wird, auf einen doppelbrechenden Kristall (→ Doppelbrechung), so wird je nach Orientierung der Lichtrichtung im Kristall die Strahlung in zwei senkrecht zueinander schwingende Komponenten zerlegt, die sich im Kristall mit unterschiedlicher Geschwindigkeit fortpflanzen. Da die Frequenz konstant bleibt, sind diesen beiden Komponenten im Innern des Kristalls verschiedene Wellenlängen zugeordnet. Es entsteht dadurch ein Gangunterschied (→ Kristalloptik), der von der Größe der Doppelbrechung und von der Kristalldicke in der Durchstrahlungsrichtung abhängt. Diese beiden senkrecht zueinander polarisierten Komponenten können miteinander interferieren, wenn sie mittels eines zweiten Polarisators, des Analysators, auf eine gemeinsame Schwingungsrichtung gebracht werden. Es erfolgt dabei je nach Gangunterschied eine mehr oder weniger vollständige Auslöschung oder Verstärkung. Der Gangunterschied Γ wird in Einheiten der Luftwellenlänge λ_0 ausgedrückt: $\Gamma = k \cdot \lambda_0$, wobei k als Ordnungszahl bezeichnet wird. Ist k eine ganze Zahl, so haben die beiden Wellen an der Austrittsfläche die gleiche Schwingungsphase. Steht die Schwingungsrichtung des Analysators senkrecht auf der Schwingungsrichtung des Polarisators (gekreuzte Polarisatoren), so liegen die beiden Schwingungsvektoren, auf die Schwingungsebene des Analysators gebracht, um 180° verschoben, und es erfolgt dann Auslöschung.

Interferenzen an dünnen Blättchen

Ist k ein ungerades Vielfaches von 1/2, so erhält man bei gekreuzten Polarisatoren maximale Helligkeit. Bedingung für die Entstehung von Interferenzen in Kristallen sind nach Fresnel und Arago, daß 1) bereits polarisiertes Licht auf den Kristall trifft, da sonst ja in einer sehr kurzen Zeiteinheit alle Schwingungsrichtungen vorkommen, und daß 2) beide durch den Kristall erzeugten Komponenten auf eine gemeinsame Schwingungsebene gebracht werden, da polarisierte, senkrecht zueinander schwingende Komponenten nicht interferieren können.

Bei monochromatischer Strahlung erscheinen die Interferenzen hell — dunkel, bei weißem Licht in verschiedenen Farben. Bei kleinem Gangunterschied sind diese Farben intensiv, da nur ein oder zwei Bereiche des Spektrums ausgelöscht werden. Bei zunehmendem Gangunterschied werden sie immer blasser, da hier viele schmale Bereiche ausgelöscht werden und die Überlagerung ebenso vieler über das ganze Spektrum verteilter heller Bereiche vom Auge letzten Endes als weiß empfunden wird. Da sich in den ersten Ordnungen ähnliche Farben wiederholen, spricht man z. B. von Rot 1. Ordnung, Rot 2. Ordnung usw.

Zur Beobachtung der Interferenz des Lichtes in Kristallen wird vorwiegend das → Polarisationsmikroskop verwendet. Man unterscheidet dabei zwei Beobachtungsarten. Bei der Beobachtung im *orthoskopischen Strahlengang* wird das senkrecht durch das zu untersuchende Kristallpräparat hindurchgehende Licht untersucht. Man spricht auch von einer Untersuchung im parallelen Licht, obwohl das in der Regel nicht streng erfüllt ist. Es wird festgestellt, ob der Kristall in der Beobachtungsrichtung doppelbrechend oder isotrop ist. Bei doppelbrechenden Kristallen kann auf Grund der beobachteten Interferenzfarben der Gangunterschied geschätzt oder unter Verwendung von Kompensatoren gemessen werden. Der Gangunterschied ist bei bekannter Kristalldicke ein Maß für die Größe der Doppelbrechung. Bei Drehung des Kristallpräparates zwischen gekreuzten Polarisatoren erfolgt in den Stellungen eine Auslöschung des Lichtes, d. h. Dunkelheit, in denen die Schwingungsrichtungen im Kristall mit den Schwingungsrichtungen der Polarisatoren übereinstimmen. Dadurch sind Aussagen über die kristallographische Orientierung des Kristallschnittes möglich.

Bei der Beobachtung im *konoskopischen Strahlengang* werden die in der hinteren Brennebene des Objektivs entstehenden Interferenzerscheinungen betrachtet. Jedem Ort der hinteren Brennebene ist dabei eine bestimmte Richtung im Kristall zuzuordnen. Es werden so gleichzeitig die Interferenzen für die Gangunterschiede aller Lichtrichtungen des gesamten Strahlen-Vollkegels dargeboten, der durch die Apertur des Objektivs begrenzt wird. Man verwendet daher für diese Beobachtungsart Objektive mit großer Apertur. Die bei konoskopischem Strahlengang beobachteten Interferenzerscheinungen werden auch als *Achsenbilder* bezeichnet. Zur Durchführung dieser Beobachtungsmethode wird in der Regel im Polarisationsmikroskop eine Amici-Bertrandsche Linse eingeschaltet (→ Polarisationsmikroskop). Bei einer senkrecht zur optischen Achse eines einachsigen Kristalls geschnittenen Kristallplatte beobachtet man zwischen gekreuzten Polarisatoren ein dunkles Kreuz in den Auslöschungsrichtungen und ein System von farbigen Interferenzringen. Das dunkle Kreuz bezeichnet die Orte, an denen die Schwingungsrichtungen im Kristall mit den Schwingungsrichtungen von Polarisator und Analysator übereinstimmen. Kurven, die allgemein Orte mit gleicher Schwingungsrichtung darstellen, bezeichnet man als *Isogyren*.

Bei konoskopischer Betrachtung sind nur die Hauptisogyren sichtbar, bei denen die Schwingungsrichtungen im Kristall mit den Schwingungsrichtungen von Polarisator und Analysator übereinstimmen. Die Interferenzringe stellen Kurven mit gleichem Gangunterschied dar, wobei jedem Ring ein anderer Neigungswinkel der Strahlen im Kristall entspricht. Sie werden auch als *Isochromaten* bezeichnet. Bei Änderung der Kristallachsenlage ändert sich die Form der Hauptisogyren und der Isochromaten. Bei zweiachsigen Kristallen, die senkrecht zur spitzen Bisektrix geschnitten sind, haben die Hauptisogyren hyperbelförmigen Verlauf, und die Isochromaten bilden Lemniskaten, wenn man die Kristallplatte zwischen gekreuzten Polarisatoren so dreht, daß die Achsenebene mit den Schwingungsebenen der Polarisatoren einen Winkel von 45° einschließt (Diagonalstellung). Die durch Einschaltung von $\lambda/4$-Plättchen hervorgerufene Verschiebung der Isochromaten gibt Auskunft über den optischen Charakter (optisch positiv, optisch negativ) des untersuchten Kristalls. Bei optisch aktiven Kristallen erfolgt durch die Drehung der Polarisationsebene eine Änderung der Achsenbilder, die in der Regel jedoch nur bei großer Aktivität oder größerer Kristalldicke zu beobachten ist. Z. B. sind bei einer senkrecht zur Achse geschnittenen Quarzplatte die Hauptisogyren in der Mitte des Achsenbildes unterbrochen. Bringt man eine links- und eine rechtsdrehende Quarzplatte übereinander in den konoskopischen Strahlengang, so haben die Hauptisogyren eine spiralförmige Gestalt (*Airysche Spiralen*).

4) *I. der Wahrscheinlichkeit*, in der Quantenmechanik svw. Interferenz der Wahrscheinlichkeitsamplituden, d. h. der Schrödingerschen Wellenfunktionen von Mikroteilchen. Während sich die Wellenfunktionen linear überlagern, enthalten die im Experiment prüfbaren, aus ihnen durch Bildung von Absolutquadraten entstehenden Wahrscheinlichkeiten gemischte Terme, in denen die I. der Wahrscheinlichkeit zum Ausdruck kommt.

Interferenzen an dünnen Blättchen, → Interferenzerscheinungen 4).

Interferenzen an Quarzfäden, → Interferenzerscheinungen 6).

Interferenzen diffusen Lichtes, → Interferenzerscheinungen 5).

Interferenzen in trüben Medien, → Interferenzerscheinungen 5).

Interferenzerscheinungen, durch → Interferenz des Lichtes entstehende, in ihrer Form sehr mannigfaltige Erscheinungen. Es handelt sich je nach Form, Art und Anzahl sowie gegenseitiger Lage der beteiligten optischen Mittel (durchsichtige oder verspiegelte Flächen, Platten,

Prismen, doppelbrechende Elemente, trübe Medien) um regellose Flecken, regelmäßige Streifen, Ringe oder sonstige Kurven, die über ein mehr oder weniger großes Gebiet ausgedehnt sind und entweder in der Nähe des beteiligten Elementes oder auch im Unendlichen auftreten. Bei monochromatischem Licht zeigen sie Hell-Dunkel-Kontraste, bei weißem Licht treten mehr oder weniger lebhafte Farbkontraste auf. Die einfachsten I. treten bei Beteiligung zweier mehr oder weniger verspiegelter Flächen auf.

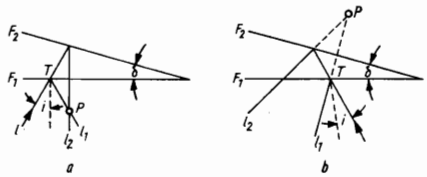
1) *Newtonsche Ringe.* Sie entstehen, wenn eine plankonvexe Linse gegen eine ebene Glasplatte gedrückt wird. Man sieht bei einfarbigem, von oben einfallendem Licht in der Mitte einen kreisrunden schwarzen Fleck, der dort erscheint, wo die Luftschichtdicke Null ist. Umgeben ist dieser Fleck von abwechselnd hellen und dunklen Ringen, deren Breite mit der Größe ihrer Durchmesser abnimmt. Der Abstand zweier dunkler Ringe entspricht einer Dicke der Luftschicht von einer halben Wellenlänge. Sind die Durchmesser a_m und a_n des m-ten bzw. n-ten Ringes und der Krümmungsradius r der Linse bekannt, so kann aus der Beziehung

$$\Delta d = \frac{a_m^2 - a_n^2}{2r} = (m - n) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

die Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes bestimmt werden. Umgekehrt kann auch bei bekanntem λ der Radius r der Linse bestimmt werden. Bei Verwendung weißen Lichtes entstehen eng aneinanderliegende und sich teilweise überlagernde Farbringe der verschiedenen Ordnungen. Bei höheren Ordnungen verwischen sich die Farben immer mehr und ergeben in größerer Entfernung von der schwarzen Mitte Weiß. Im durchgehenden Licht erscheinen die Interferenzfarben komplementär zu den Ringen im reflektierten Licht.

2) *Haidingersche Ringe* oder *Kurven gleicher Neigung.* Sie entstehen an planparallelen Platten (z. B. Glasplatten, Glimmerblättchen oder auch Luftplatten). Es handelt sich um konzentrische Ringe, die im Unendlichen liegen und mit einem auf Unendlich akkommodierten Auge oder einem entsprechend eingestellten Fernrohr zu sehen sind. Die Bezeichnung „Kurven gleicher Neigung" rührt daher, daß alle von der Planparallelplatte herkommenden *Strahlen gleicher Neigung* in der hinteren Brennebene des Beobachtungsinstruments, in der die Interferenzerscheinung lokalisiert ist, jeweils einen Punkt dieser I. erzeugen. Mit ihrer Hilfe kann man z. B. die Planparallelität von Glasplatten messen, indem die Platte unter Beobachtung der sich nicht mit ihr bewegenden Haidingerschen Ringe verschoben wird. Quillt dabei ein Ring aus dem Zentrum heraus, so hat sich die Plattendicke um $\lambda/2$ vergrößert.

3) *Fizeausche Streifen* oder *Keilinterferenzen.* Es sind dies durch Interferenz des Lichts entstehende Streifen, die den Stellen gleicher optischer Dicke bei zwei keilförmig zueinander gelegenen Flächen folgen. Unter einem Keil (Abb.) im optischen Sinne versteht man zwei um einen kleinen Winkel δ (Keilwinkel) geneigte Flächen F_1, F_2 (die Keilflächen). Ein unter dem Einfallswinkel i auffallender Lichtstrahl l wird sowohl an der Fläche F_1 als auch nach deren Durchsetzen an der Fläche F_2 reflektiert; die beiden Teilstrahlen l_1, l_2 sind kohärent (→ Kohärenz) und kommen im Punkte P zur Interferenz. Je nachdem, ob der Schnittpunkt P, der Ort der Interferenzerscheinung, reell oder virtuell ist, unterscheidet man a) reelle oder b) virtuelle Interferenzen. Die optische Weglängen-



Entstehung der Interferenzstreifen gleicher Dicke: *a* reelle Interferenzen, *b* virtuelle Interferenzen

differenz der Teilstrahlen vom Teilungspunkt T bis zum Vereinigungspunkt P, der Gangunterschied G, ergibt sich in Abhängigkeit von der örtlichen Keildicke nd (n Brechungsindex des Keiles) zu $G = 2\,nd\cos(\delta \pm i)$, wobei das obere Vorzeichen für reelle, das untere für virtuelle Punkte P gilt. G ändert sich mit d über die ganze Keilfläche. Sind i und δ konstant, dann ist G nur von der Dicke d abhängig; je nachdem, ob G ein geradzahliges oder ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/2$ ist, ist ein Verdoppeln oder Auslöschen im jeweiligen Punkt P zu beobachten: Die entstehenden Interferenzstreifen verbinden die Orte gleicher Dicke. Für senkrechten Lichteinfall $i = 0$ und sehr kleinen Keilwinkel δ ergibt sich die einfache Beziehung $G = 2nd$, d. h., der Unterschied der Keildicke von einer zur nächsten Auslöschung (Streifenabstand) beträgt $\lambda/2$; für erhebliche Keilwinkel δ und von der Senkrechten $i = 0$ abweichenden Lichteinfall (Aperturkegel, z. B. Interferenzmikroskop) gilt diese Beziehung nicht mehr. Sind die Keilflächen absolut eben, dann sind die Interferenzstreifen gleicher Dicke gerade Linien, bei unregelmäßig veränderlicher Dicke entstehen unregelmäßige Kurven gleicher Dicke. Ist der Keilwinkel $\delta = 0$, dann geht der Keil in eine planparallele Platte über, und es entstehen Interferenzen gleicher Neigung.

4) *Interferenzen an dünnen Blättchen.* Damit bezeichnet man solche I., bei denen zwei nahe aneinanderliegende Flächen an der Erzeugung des Gangunterschiedes der interferierenden Strahlen beteiligt sind, z. B. eine Ölhaut auf Wasser, dünne Glimmerkristalle u. a. Diese I. entstehen im allgemeinen, wenn ein paralleles Lichtbündel auf ein dünnes Blättchen fällt. Es tritt dann sowohl auf der Vorderseite als auch auf der Rückseite des Blättchens eine Teilung des Strahls in einen reflektierten und einen durchgehenden Teil ein. Diese Teile können miteinander interferieren. Bei senkrechter Blickrichtung liegen die Interferenzstreifen in der Schichtoberfläche. Im Tages- oder Lampenlicht sieht das Auge die Streifen in den üblichen bunten → Interferenzfarben; man spricht dann von *Farben dünner Blättchen.*

Eine besondere Form sind die *Herschelschen Streifen.* Befindet sich das Blättchen innerhalb eines optisch dichteren Mittels und wird es von Lichtstrahlen unter einem Einfallswinkel ge-

troffen, der wenig kleiner ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion, so zeigen sich schön gefärbte Streifen, die sowohl im durchfallenden Licht als auch im auffallenden Licht in Erscheinung treten. Beide sind komplementär zueinander. Herschel beobachtete sie an einer von zwei Glasprismen eingeschlossenen Luftschicht. Ketteler behandelte die Theorie dieser Streifen, ihre Lage zur Grenzlinie und die Abhängigkeit der Streifenbreite und des Streifenabstandes von der Dicke der Luftschicht; diese I. werden daher auch *Herschel-Kettelersche Streifen* genannt.

5) *Interferenzen in trüben Medien*, farbige Interferenzstreifen, die bei schräger Beobachtung in einer gleichmäßig auf einer Grundplatte aus Glas oder Metall aufgetragenen dünnen Rußschicht zu sehen sind. An den z. B. in einer Stearinschicht verteilten Rußteilchen findet eine Zerstreuung des Lichtes statt. Dabei treten die an der Grundplatte reflektierten Strahlen an der oberen Fläche der Schicht teils gebrochen in Luft aus, teils werden sie nochmals hin- und herreflektiert. Die einzelnen Strahlen erzeugen durch Interferenz mit den vorher ausgetretenen Strahlen die Interferenzbilder. Interferenzen des gebeugten Lichtes entstehen, wenn das Licht zweimal eine trübe, lichtzerstreuende Fläche durchsetzt. Das Licht wird an den Teilchen gebeugt. Es interferieren zwei Strahlen, von denen der eine beim Eintritt, der andere beim Austritt an derselben Stelle gebeugt wird. Die Interferenzen des gebeugten Lichtes werden auch als *Newtonsche Staubringe*, als *Farben dicker Platten*, als *Interferenzen diffusen Lichtes*, als *Whewellsche Streifen* oder als *Queteletsche Streifen* bezeichnet.

6) *Interferenzen an Quarzfäden* entstehen, wenn diese sich in der Brennebene einer Kollimatorlinse befinden und vom Sonnenlicht kräftig beleuchtet werden. Boys erklärte diese I. durch die Interferenz des an der Oberfläche des Fadens zurückgeworfenen und des einmal durch ihn gegangenen, innen zurückgeworfenen Lichtes.

Interferenzfarben, die Mischfarben, die bei Interferenzerscheinungen im nichtmonochromatischen Licht im allgemeinen auftreten. Sie entstehen dadurch, daß einige der Wellenlängen, die im beleuchteten Licht enthalten sind, durch Interferenz ausgelöscht werden, wenn der Gangunterschied an der betrachteten Stelle der Interferenzerscheinung gleich 1/2, 3/2, 5/2, ... dieser Wellenlängen ist. Die übrigbleibenden, nicht oder nur teilweise geschwächten Wellenlängen überlagern sich dann zu den I.

Von praktischer Bedeutung sind nur die I. im weißen Licht. I. im natürlichen Licht treten bei Durchlicht- oder Auflichtbeobachtung an dünnen durchsichtigen Blättchen, Häutchen, Ölschichten und Anlaufschichten (Anlauffarben) auf und werden hier *Farben dünner Blättchen* genannt. Man beobachtet I. aber auch in jeder Interferenzanordnung, z. B. den Newtonschen Ringen (→ Interferenzerscheinungen), sofern der Gangunterschied genügend klein gemacht werden kann. Auch dünne, optisch anisotrope Objekte, z. B. Kristallplatten, zeigen zwischen gekreuzten oder parallelen Polarisatoren im parallelen Licht I.

Es treten stets zwei Folgen von I. auf, bei denen der Farbton vom Gangunterschied der miteinander interferierenden Strahlenanteile abhängt. Die eine Folge erhält man bei isotropen Objekten in Auflichtbeobachtung und bei anisotropen Objekten in Durchlicht zwischen gekreuzten Polarisatoren, die andere Folge dagegen bei isotropen Objekten in Durchlichtbeobachtung und bei anisotropen Objekten ebenfalls in Durchlicht zwischen parallelen Polarisatoren. Beide Farbenfolgen sind einander komplementär. Eine lückenlose Farbenfolge ist gut an einem Quarz- oder Gipskeil zu beobachten.

Die Folgen der I. teilt man in Ordnungen ein, wobei ihre Periodenlänge bei visueller Beobachtung etwa 551 nm (der hellsten Wellenlänge im Sonnenspektrum) entspricht. Wichtig ist in der ersten Folge (gekreuzte Polarisatoren) die weinrote Interferenzfarbe an der Grenze zwischen der ersten und der zweiten Ordnung, das *Rot I. Ordnung*, auch *empfindliche Farbe* genannt, weil sie schon auf geringe Änderungen des Gangunterschiedes sehr auffällig anspricht. Zu geringeren Gangunterschieden hin schlägt sie in Orange oder Gelb um, zu höheren Gangunterschieden hin in Indigo oder Blau. Das Rot I. Ordnung wird auch durch doppelbrechende Kristallschnitte entsprechender Dicke (Gips, Quarz) erzeugt und spielt als Kompensator für die Grundausrüstung der Polarisationsmikroskopie eine wichtige Rolle.

Die I. verblassen zu größeren Gangunterschieden hin und gehen schließlich in Weiß über, als *Weiß höherer Ordnung* bezeichnet.

Da die I. vom Gangunterschied abhängen, können sie zur Dickenmessung benutzt werden, wobei der Zusammenhang zwischen Dicke und Gangunterschied bekannt sein muß. Der Farbton wird entsprechend einer Tabelle abgeschätzt, wobei es unsicher sein kann, welcher Ordnung die Farbe zuzuordnen ist.

Die I. werden bei Tageslicht oder tageslichtähnlichen Lichtquellen beurteilt; bei andersfarbiger Beleuchtung, vor allem bei Linienspektren, ergeben sich andere Farbtöne.

Interferenzfilter, *Interferenzlichtfilter*, ein Filter, dessen Wirkung nicht auf Absorption oder Dispersion, sondern auf der Erscheinung der → Interferenz des Lichtes beruht. I. bestehen im allgemeinen nur aus nichtabsorbierenden dielektrischen Schichten oder aber aus absorbierenden und nichtabsorbierenden dünnen Schichten, deren Dicke in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes liegt. Die Schichten werden im Hochvakuum auf Glas- oder Quarzträger aufgedampft. Die Interferenzerscheinung kommt durch Überlagerung der an den Grenzflächen der dünnen Schichten reflektierten Wellen zustande. Durch die entstehenden wellenlängenabhängigen Phasendifferenzen wird das hindurchtretende Licht je nach der Wellenlänge durch Interferenz verstärkt oder abgeschwächt.

Im wesentlichen werden heute vier Arten von Metallinterferenzfiltern als Monochromatfilter verwendet, die sich in ihrem Aufbau voneinander unterscheiden. Das *Metallinterferenzfilter* oder *Linienfilter* besteht aus zwei teildurchlässigen Metallschichten und einer dielektrischen Abstandsschicht. Durch zusätzliche

Verkittung mit Farbgläsern werden alle Interferenzordnungen bis auf eine ausgeschaltet. Das *Metalldoppelinterferenzfilter* oder *Doppellinienfilter* entsteht durch Verkittung zweier identischer Linienfilter. Das *Bandfilter* besteht aus drei Metallschichten geeigneter Durchlässigkeit, die durch zwei dielektrische Abstandsschichten getrennt sind. Es hat einen steileren Flankenabfall und eine geringere Restdurchlässigkeit als das Linienfilter. Das *Doppelbandfilter* entsteht durch optische Verkittung zweier identischer Bandfilter.

Interferenzkomparator, → Interferenzlängenmessung.

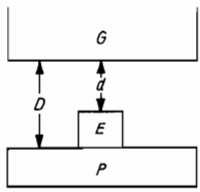
Interferenzlängenmessung, die Anwendung von Lichtinterferenzen zur Messung von Strecken, wobei die Interferenzerscheinungen an einer planparallelen Platte (Etalon) oder an einem Keil benutzt werden. Es werden also Streifen gleicher Neigung (Haidingersche Ringe) oder Streifen gleicher Dicke (Fizeausche Streifen) beobachtet (→ Interferenzerscheinungen). Ein wichtiges Anwendungsgebiet der I. ist das Ausmessen von Endmaßen mittels *Interferenzkomparatoren* (*Inko*). Die Abbildung zeigt das Prinzip eines Interferenzkomparators. Auf der Platte *P* ist das Endmaß *E* angesprengt, d. h. haftend aufgeschoben. Parallel gegenüber ist eine Glasplatte *G* angeordnet. Man mißt die Differenz $(D - d)$ in Abständen der Interferenzstreifen. Ältere Ausführungen enthalten eine feste Referenzebene (*G* in der Abb.) in der Gestalt der Unterfläche eines Prismas. In den neueren Interferenzkomparatoren ist die Referenzebene durch eine virtuelle Ebene ersetzt, die von einem Michelson-System entworfen wird. Man kann dann mit der Referenzebene durch die Oberfläche des Endmaßes hindurchgehen und sie in die Mitte zwischen beiden Endflächen stellen. Im Grenzfall kann hiermit die doppelte Endmaßlänge in einer Beobachtung bestimmt werden, da der zur Beobachtung benutzte größte Gangunterschied höchstens halb so groß ist wie im Falle der körperlichen Fläche. Mit einem derartigen Interferenzkomparator können Relativmessungen (bis 200 mm) und Absolutmessungen (bis 125 mm) von Längen von Endmaßen vorgenommen werden.

Ein modernes Gerät ist der Interferenzkomparator nach Kösters. Mit ihm ist ein unmittelbarer Vergleich von zwei Endmaßen möglich. Die Bestimmung einer Ordnungszahl erfolgt unter Ermittlung der Streifenverschiebung bzw. der Koinzidenz der Interferenzen, die durch verschiedene bekannte Wellenlängen hervorgerufen werden.

Strichmaßetalons werden zweckmäßig auf photoelektrischen Längenmeßkomparatoren verglichen, deren optische Interferenzeinrichtung entsprechend der des Interferenzkomparators arbeitet, aber meist noch mit der roten Kadmiumlinie ($\lambda = 0{,}643\,846\,96\ \mu m$) oder der grünen Kryptonlinie ($\lambda = 0{,}546\,780\,233\ \mu m$); als Lichtquelle werden wegen der großen Kohärenzlänge auch Laser verwendet. Das von der Lichtquelle ausgehende monochromatische Licht wird wie im Interferenzkomparator in zwei Teile aufgespalten, die auf getrennten Wegen von Spiegeln reflektiert werden. Einer davon ist dabei mit dem auszumessenden, verschiebbar angeordneten Maßstab verbunden. Wird dieser verschoben, so ändert sich die Länge des zugehörigen Lichtwellenzuges automatisch. Die zur Interferenz gelangenden Wellenzüge verstärken sich oder löschen sich aus. Jede Verschiebung des Spiegels um $\lambda/2$ erzeugt einen scharfen dunklen Interferenzstreifen, so daß beim Durchlaufen der Gesamtlänge des Maßstabes die Anzahl der Interferenzstreifen ausgezählt werden kann.

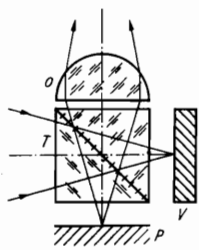
Für Messungen dieser Art können auch Interferometer benutzt werden. Für die Längenmessung nach dem Interferenzverfahren sind eine große Kohärenzlänge sowie die Berücksichtigung von Luftdruck, Temperatur und Luftfeuchtigkeit erforderlich. Die Verwendung von Laserlicht ermöglicht die Erweiterung des Meßbereiches und die Verbesserung der Meßgenauigkeit in der Interferometrie. So wurde ein Laser verwendet, um mit Hilfe des Randeffekt-Zählverfahrens die Länge eines Meterstabes zu bestimmen. Der Zweck dieses Versuches war, das Meter mit der Wellenlänge der Wasserstofflinie 4358 Å zu vergleichen.

Lit. Löwe: Interferenzmeßgeräte und -verfahren (Berlin 1954); Mönch, Böttger, Zorll: Längenmessung und Brechzahlbestimmung mit Lichtinterferenzen (Leipzig 1954); Mühlig: Der 24-m-Interferenzkomparator des Geodätischen Instituts in Potsdam (Berlin 1949).

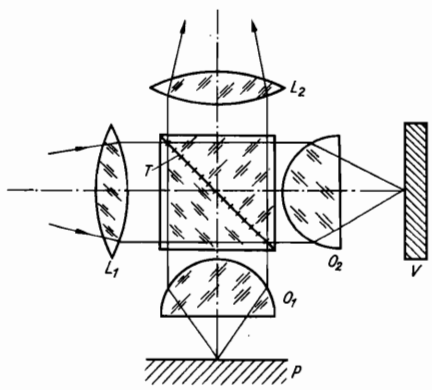


Interferenzkomparator (Prinzipstellung)

Interferenzmikroskop, *Mikrointerferometer*, ein Gerät, bei dem Interferometer und Mikroskop so miteinander kombiniert sind, daß das vergrößerte Bild des Objektes von Interferenzerscheinungen überlagert erscheint. Aus diesen können Dicke, Brechzahl, Oberflächenform des Objektes oder Kombinationen dieser Größen ermittelt werden. Unter den vielfältigen Formen der I.e sind diejenigen am besten nutzbar, deren Vergleichsstrahlengang vom Objekt unbeeinflußt ist. Bei den *Auflicht-I.en* ist dann das Interferometer entweder unterhalb des Mikroskopobjektivs angeordnet oder mit dem Mikroskop verschachtelt. Im ersteren Fall handelt es sich um eine Mikro-Michelson-Anordnung (Abb. 1). Die Apertur eines solchen I.es ist theoretisch auf 0,7 beschränkt. Hohe Aperturen erreicht man mit einer Michelson-Anordnung nach Abb. 2, bei der sich in jedem Teilstrahlengang ein Mikroskopobjektiv befindet; die beiden



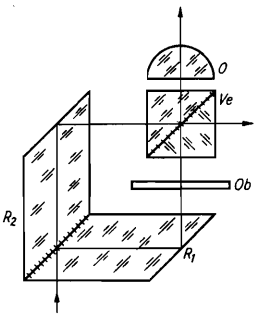
1 Mikro-Michelson-Anordnung unterhalb des Objektivs *O*. *P* Prüfling, *T* Trennwürfel, *V* Vergleichsfläche, die nicht unbedingt eine Ebene sein muß



2 Michelson-Anordnung mit Mikroskop verschachtelt. O_1 und O_2 Mikroskopobjektive, L_1 und L_2 Linsen, *T* Trennfläche

Linsen bewirken parallelen Strahlengang. An die Identität der beiden Objektive werden sehr hohe Anforderungen gestellt, da geringfügige Differenzen optischer Weglängen Verformungen der Interferenzstreifen hervorrufen und dadurch die Auswertung des Interferogramms beeinträchtigen. Die Interferenzstreifen können als Streifen gleicher Dicke gedeutet werden, so daß dem Abstand zweier Streifen ein Dickenunterschied von $\lambda/2$ entspricht, wenn λ die verwendete Lichtwellenlänge ist. Die Zweistrahlinterferenzen lassen eine Lokalisation des Maximums auf etwa $^1/_{10}$ Streifenabstand zu, so daß Dickenunterschiede von $\lambda/20 \approx 0{,}025$ nm noch erkannt werden können. Dieser Betrag der Tiefenauflösung ist praktisch unabhängig vom lateralen Auflösungsvermögen des Mikroskops.

Für die *Durchlicht-I.e* bietet sich die Mikro-Mach-Zehender-Anordnung an. Für kleinere Aperturen kann sie wieder außerhalb des eigentlichen Mikroskops unter dem Mikroskopobjektiv angebracht sein (Abb. 3) und besteht



3 Mikro-Mach-Zehender-Anordnung unterhalb des Objektivs *O*. R_1 und R_2 Rhombusprismen, *Ve* Teilungs- bzw. Vereinigungswürfel, *Ob* Objekt

aus Rhombusprismen sowie einem Teilungs- bzw. Vereinigungswürfel. Die Beobachtungsapertur eines solchen I.s ist auf 0,7, die Beleuchtungsapertur auf etwa 0,4 bis 0,5 beschränkt. Für hohe Aperturen benötigt man eine Mach-Zehender-Anordnung, die mit dem Mikroskop verschachtelt ist und zwei Objektive zur Beobachtung und zwei weitere zur Beleuchtung erfordert; alle 4 Objektive müssen weitgehend identisch sein. Ein solches I. ist bisher industriell nicht hergestellt worden. Eine vereinfachte, sehr leistungsfähige Form ist in Abb. 4 dargestellt; sie ermöglicht eine hohe Beobachtungsapertur, jedoch nur eine geringe Beleuchtungsapertur.

Der Streifenabstand bei Durchlicht-I.en ergibt sich zu $\lambda/(n-1)$, wobei n die Brechzahl des Objektes ist. Die Meßgenauigkeit ist also im Durchschnitt etwa viermal geringer als im Auflicht.

Interferenzmodell, → analytische S-Matrix-Theorie.

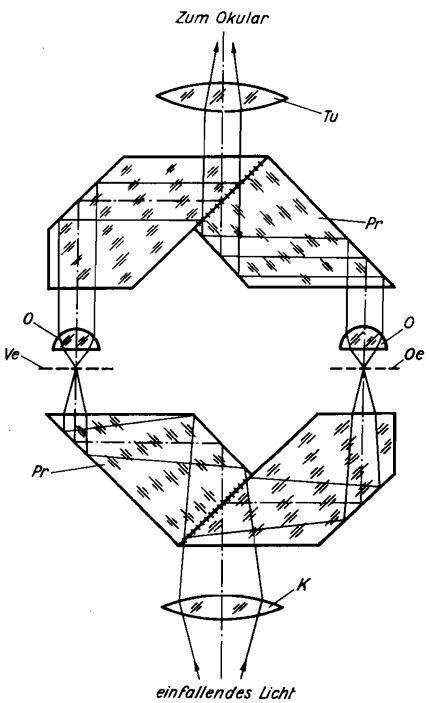
Interferenzrefraktometer, → Brechzahlmessung, → Refraktometer.

Interferenzschwund, → Schwunderscheinungen.

Interferenzspektroskop, → Interferenzspektroskopie.

Interferenzspektroskopie, untersucht die Homogenität von Spektrallinien, indem sie sich der Interferenz ihres Lichtes bei hohen Gangunterschieden bedient. Fizeau trennte mit Hilfe eines Newtonschen Farbenglases von veränderlichem Abstand die beiden Bestandteile der Na-D-Linien und stellte das Verhältnis der Wellenlängen beider Lichtarten interferentiell fest. Damit ist er der Begründer der I. (1862). Michelson bildete die I. zu einer eigenen Disziplin aus. Er verwendete die Kurven gleicher Neigung anstelle der Kurven gleicher Dicke und gab eine Beziehung zwischen der Intensitätsverteilung der benutzten Lichtart im Spektrum und der Veränderung der Sichtbarkeit der erzeugten Streifen bei wachsendem Gangunterschied an. Er definierte die Sichtbarkeit der Interferenzen als $V = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$, wobei I_1 die Intensität eines Interferenzmaximums und I_2 die Intensität eines benachbarten Minimums ist. Die Abhängigkeit der Sichtbarkeit vom Gangunterschied gibt die *Sichtbarkeitskurve*, aus deren Gestalt auf die Linienstruktur der Strahlung, die die Interferenzen erzeugte, zurückgeschlossen werden kann. Eindeutige Ergebnisse werden jedoch nur bei sehr einfachen Strukturen erzielt. So fand Michelson, daß die roten Cd-Strahlen nur eine einzige Linie im Spektrum repräsentieren, während die grünen, blauen und violetten Cd-Strahlen im Spektrum zwei oder mehr benachbarte Linien besitzen.

Fabry und Perot stellten die Auflösung feinster Spektrallinien auf eine feste Basis. Beim → Fabry-Perot-Interferometer kommen auch die vielfach reflektierten Strahlen zur Mitwirkung, wodurch die Interferenzringe an Schärfe und Deutlichkeit außerordentlich gewinnen. Auf dem gleichen Prinzip arbeitet die Lummer-Gehrcke-Platte. Eine größere Auflösung erzielten Gehrcke und Lau mit dem → Multiplex-Interferenzspektroskop.



4 Durchlichtinterferenzmikroskop. *Tu* Tubuslinse, *Pr* Prismenkörper, *O* Objektive, *Oe* Objektivebene, *K* Kondensor, *Ve* Vergleichsebene

Die Hochfrequenzspektroskopie ist heute in der Lage, mit Hilfe kürzester elektrischer Wellen die optischen Energieniveaus der Atome und Moleküle direkt auszumessen. Es wird ein Auflösungsvermögen von etwa 10^{11} erreicht.

Lit. Kopfermann: Kernmomente (Frankfurt/Main 1956).

Interferometer, *Interferenzgeräte*, optische Geräte, bei denen die Interferenz des Lichtes die Meßgrundlage bildet. Zu ihnen gehören I. zur Längenmessung (Interferenzkomparatoren, → Interferenzlängenmessung), zur → Brechzahlmessung (Interferenzrefraktometer), zur Winkelmessung (Sterninterferometer) und zur Spektroskopie (Interferenzspektroskope, → Interferenzspektroskopie).

Die wichtigsten Grundformen für die I. bilden das → Michelson-Interferometer und das → Mach-Zehender-Interferometer. Unter Mikrointerferometer wird das → Interferenzmikroskop verstanden.

Über supraleitendes I. → Quanteninterferometer.

intergalaktische Materie, diffus verteilte Materie im Raum zwischen den Sternsystemen (Galaxien). Ihre allgemeine Existenz wird vermutet, konnte aber noch nicht sicher nachgewiesen werden. Hinweise ergeben sich aus der engbegrenzten lokalen Schwächung der Helligkeit entfernterer Sternsysteme oder aus dünnen Materiebändern zwischen einigen Galaxien. Die Dichte der i.n M. ist sehr gering, hat aber kosmologische Bedeutung, da die Raumstruktur mit von der mittleren Dichte der i.n M. abhängt. Über den physikalischen Zustand der i.n M. ist noch nichts Sicheres bekannt.

interionische Wechselwirkungen, elektrostatische Wechselwirkungen zwischen gleich- und gegensinnig geladenen Ionen in Elektrolytlösungen. Sie sind neben den Wechselwirkungen der Ionen mit den Molekülen des Lösungsmittels (Solvatation, Hydratation) maßgebend für die thermodynamischen und die kinetischen Eigenschaften sowie für die Transporteigenschaften der Elektrolytlösungen und für die Abweichungen vom Verhalten idealer Lösungen. Insbesondere bestimmen sie bei den verdünnten Lösungen starker Elektrolyte diese Abweichungen praktisch ausschließlich, während bei höheren Konzentrationen vielfach homöopolare Wechselwirkungen, die zur Bildung von Komplexen, Mehrfachionen (z. B. Hg^{++}) oder undissoziierten Molekülen führen, in starkem Maße mitbestimmend werden. Ein Elektrolyt erhält seinen Charakter erst durch die Mitwirkung des Lösungsmittels. Vor allem sind die i.n W. um so kleiner, je größer die Dielektrizitätskonstante ε_0 des Lösungsmittels ist. Demnach kann ein Elektrolyt in Wasser ein starker, in Azeton dagegen ein schwacher Elektrolyt sein, und eine Lösung von 0,01 mol dm^{-3} kann in Wasser als verdünnt, in Azeton hingegen als konzentriert gelten. Die Domäne der experimentellen Kenntnisse und des theoretischen Verständnisses der i.n W. sind die starken → Elektrolyte in wäßriger Lösung, während das Gebiet der nichtwäßrigen Lösungen weniger gut bekannt ist und sich vor allem bezüglich des Leitfähigkeitsverhaltens durch weitere zahlreiche Besonderheiten auszeichnet, die z. T. wesentlich durch Donator-Akzeptor-Wechselwirkungen bestimmt sind.

Die i.n W. beeinflussen unter anderem die Löslichkeit von Salzen, indirekt auch die von Nichtelektrolyten, die Leitfähigkeitseigenschaften und die kolligativen Eigenschaften der Elektrolytlösungen. So weicht z. B. der reale osmotische Druck π_{real} ab von demjenigen Druck π_{id}, der sich einstellen würde, wenn die Ionen als osmotisch voll wirksame Einzelteilchen ohne i. W. vorliegen würden. Das Verhältnis $g = \pi_{real}/\pi_{id}$ heißt *osmotischer Koeffizient*; in verdünnten Lösungen ist $g < 1$. Die osmotisch wirksame oder aktive Konzentration der Ionen, die den wirklichen osmotischen Druck bestimmt, ist gegenüber der wirklichen analytischen Konzentration m um einen Faktor f_m verändert. Der Faktor f ist der *Aktivitätskoeffizient*, in verdünnten Lösungen ist $f < 1$. Je nach dem verwendeten Konzentrationsmaß (Molenbruch x, Molalität m, Volumenmolarität c) haben die Aktivitätskoeffizienten f_x, f_m, f_c verschiedene Zahlenwerte; für verdünnte Lösungen sind sie einander proportional und für sehr verdünnte praktisch identisch. Mit den Aktivitätskoeffizienten werden die Effekte der i.n W. zunächst nur phänomenologisch beschrieben. Über die Werte der mittleren Aktivitätskoeffizienten f_{+-} können auch z. B. die Löslichkeitsbeeinflussung von Elektrolyten durch gleich- und fremdionische Zusätze und die Abweichungen gegenüber der Theorie bei der Anwendung der klassischen Gleichgewichtslehre — die Anomalien der starken Elektrolyte — behandelt werden. Daher ist die molekularstatistische Berechnung der Aktivitätskoeffizienten das zentrale Problem bei der Betrachtung aller thermodynamischen Gleichgewichtszustände in Lösungen starker Elektrolyte. In diesen treten jedoch auch Besonderheiten bei Transporterscheinungen auf, z. B. die Nichtadditivität der Leitfähigkeit in Elektrolytmischungen oder die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von Feldstärke und Frequenz des angelegten Feldes, wobei gemäß der irreversiblen Thermodynamik auch die Kreuzeffekte der Transport- bzw. phänomenologischen Koeffizienten berücksichtigt werden müssen.

Die molekularstatistische Behandlung der i.n W. fußt vor allem auf den Arbeiten von Debye und Hückel, Onsager und Falkenhagen (*Debye-Hückel-Theorie* bzw. *Debye-Hückel-Onsager-Falkenhagen-Theorie*). Die i.n W. beruhen auf den — im Vergleich zu den Ionendimensionen weitreichenden — Coulombschen Kräften, vor allem zwischen entgegengesetzt geladenen Ionen. Nahwirkungskräfte wie van-der-Waals-Wechselwirkungen, Raumerfüllungseffekte der Ionen u. ä. werden bei der Entwicklung der Theorie zunächst nicht berücksichtigt. Die Coulomb-Wechselwirkungen führen dazu, daß sich um jedes Ion eine *Ionenwolke* oder *Ionenatmosphäre* ausbildet, deren Ladung gleich, aber gegensinnig zu der des Zentralions ist. Der Radius (die Dicke) der Ionenwolke, d. h. derjenige Abstand $1/\varkappa$ vom Zentralion, innerhalb dessen die Ladungsdichte der Wolke auf 1/e absinkt, hängt von der Gesamtionenkonzentration der Lösung und nicht allein von der Konzentration des betreffenden Elektrolyten ab. Die Größe

$1/\varkappa$ wird auch als *Debye-Länge* bezeichnet. Sie wird aus den elektrostatischen Wechselwirkungen der Ionen in dem betreffenden Milieu berechnet und stellt einen die i.n W. summarisch charakterisierenden Parameter dar. Es ist

$$1/\varkappa = \sqrt{\varepsilon kT/4\pi e^2 \cdot \Sigma n_i z_i^2}$$
$$= 2{,}81 \cdot \sqrt{\varepsilon_0 T/2I} \cdot 10^{-10}\ \text{cm}.$$

Für den osmotischen Koeffizienten ergibt sich

$$1 - g = (\Sigma n_i e^2 z_i^2 \varkappa)/6\varepsilon kT \Sigma n_i$$
$$= 1{,}401 \cdot 10^{16} \Sigma \nu_i z_i^2 \sqrt{I/(\varepsilon T)^3} \cdot \nu$$

und für $\ln f_i = -\dfrac{e^2 z_i^2 \varkappa}{2\varepsilon kT}$ und $\log f_i = -\dfrac{1{,}291 \cdot 10^6}{(\varepsilon T)^{3/2}} z_i^2 \sqrt{2I}$. Dabei ist ε die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, e die elektrische Elementarladung, n_i die Anzahl der Teilchen von der Sorte i in einem cm^3, z_i die Ladungszahl eines Ions der Sorte i, ν_i die Anzahl der Ionen, in die ein Molekül der Sorte i zerfällt, I die Ionenstärke. Demgemäß bestimmen die Wertigkeiten des betrachteten Elektrolyten und der Zusatzelektrolyten sowie die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels die Dicke der Ionenwolke und damit die Reichweite der i.n W. Für kleine Werte von $1/\varkappa$ sind die i.n W. stark, und der Aktivitätskoeffizient f ist klein. Die Radien der Ionenwolken sind um so größer, je kleiner die Ionenstärke – d. h. die Gesamtkonzentration – und je höher Temperatur und Dielektrizitätskonstante sind. Mit der Verringerung der i.n W. steigt demgemäß die Aktivität der Ionen an, ihre gegenseitige Behinderung infolge der elektrostatischen Kräfte nimmt ab. Für Natriumsulfat z. B. ergibt sich bei $m = 10^{-4}$ mol kg^{-1} für $\varkappa^{-1} \approx 18$ nm, bei 10^{-1} mol kg^{-1} wird $\varkappa^{-1} \approx 0{,}6$ nm, d. h., bei dieser Konzentration nähert sich der Radius der Ionenwolke den Abmessungen der Ionen (Größenordnung 0,1 nm). Bei solchen Konzentrationen treffen die Voraussetzungen der Debye-Hückel-Theorie der i.n W. nicht mehr zu.

Wird ein Zentralion aus der Wolke entfernt, so stellt sich eine völlig regellose Verteilung der Gegenionen um den früheren Wolkenmittelpunkt ein, die Wolke löst sich auf. Die diese Relaxation der Ionenverteilung charakterisierende Relaxationszeit θ ist von maßgebendem Einfluß auf alle Transportvorgänge (z. B. Leitfähigkeit, Viskosität, Diffusion) in einer Elektrolytlösung. Die Relaxationszeit θ einer Ionenwolke ergibt sich z. B. für einen binären Elektrolyten

$$\theta = \frac{|z_1| \cdot |z_2|}{|z_2|\, l_{1\infty} + |z_1|\, l_{2\infty}} \cdot \frac{15{,}443 \cdot 10^{-8}}{kTq} \cdot \frac{1}{\varkappa^2}\ \text{s}$$

bzw. $\theta = 8{,}848 \cdot 10^{-11} \Lambda_\infty / c$ s (d. h. θ ist von der Größenordnung $(10^{-10}/c)$ s.

Dabei sind $l_{i\infty}$ die *Ionenäquivalentleitfähigkeiten* der Ionen i bei unendlicher Verdünnung, $q = \dfrac{|z_1| \cdot |z_2|}{|z_1| + |z_2|} \cdot \dfrac{l_{1\infty} + l_{2\infty}}{|z_2|\, l_{1\infty} + |z_1|\, l_{1\infty}}$, und Λ_∞ ist die Leitfähigkeit des Elektrolyten bei unendlicher Verdünnung. Demgemäß erfolgt der Auf- bzw. Abbau der Ionenwolke um so schneller, je kleiner ihr Radius ist. In der Umgebung eines Ions befinden sich vorzugsweise entgegengesetzt geladene Ionen, die sich beim Anlegen eines Feldes auch entgegengesetzt zum betrachteten Ion bewegen. Sie schleppen dabei das sie umgebende Lösungsmittel mit (*Solvatation*), das betrachtete Ion bewegt sich also nicht relativ zu einem ruhenden, sondern zu einem im entgegengesetzten Sinne strömenden Medium. Dies erzeugt eine bremsende Wirkung auf das betrachtete Ion, die mit steigender Konzentration, d. h. mit abnehmendem $1/\varkappa$ zunimmt. Dieser *elektrophoretische Effekt* bewirkt, daß sich die Leitfähigkeit prozentual mit der Wurzel aus c bzw. m verringert. Ferner nimmt bei der Bewegung eines Ions die Ladungsdichte in der Ionenwolke in einem Punkte vor dem bewegten Ion mit der Zeit zu und hinter ihm ab. Sie wird wegen der endlichen Relaxationszeit jedoch vor dem Ion etwas geringer werden, hinter ihm etwas größer bleiben, als es dem Gleichgewichtszustand für diejenige Lage entsprechen würde, in der das Ion sich gerade befindet. Deshalb ist die Ladungsdichte hinter dem bewegten Ion im Mittel etwas größer als vor ihm, was ebenfalls eine Bremsung der Ionenbewegung bewirkt. Dies ist der *Relaxationseffekt der Leitfähigkeit* bei starken Elektrolyten. Er entspricht ebenso wie der elektrophoretische Effekt einer scheinbaren Herabsetzung des Dissoziationsgrades. Die molare Leitfähigkeit Λ eines starken Elektrolyten in einem Gleichfeld wird durch die empirische Beziehung von Kohlrausch $\Lambda = \Lambda_\infty - \beta\sqrt{c}$ beschrieben. Nach Onsager ist

$$\beta = \frac{0{,}991 \cdot 10^6}{(\varepsilon T)^{3/2}} \cdot \frac{2q}{1 + \sqrt{q}} |z_1 \cdot z_2|\, \Lambda_\infty \times$$
$$\times \sqrt{\nu_1 z_1^2 + \nu_2 z_2^2} + \frac{29{,}135}{(\varepsilon T)^{3/2}} (\nu_1 z_1^2 + \nu_2 z_2^2)^{3/2}.$$

Wirkt auf das Ion eine sehr hohe Feldstärke ein, so wird seine Geschwindigkeit so groß, daß es innerhalb der Relaxationszeit θ eine Strecke zurücklegt, die etwa gleich groß wie der Durchmesser der Ionenwolke oder größer ist, d. h., die Ionenwolke kann sich gar nicht mehr ausbilden. Die Relaxationskraft und die elektrophoretische Kraft werden geringer, und die Äquivalentleitfähigkeit steigt auf den Wert bei unendlicher Verdünnung an (*Feldstärkeneffekt der Leitfähigkeit nach Wien*). Ein ähnlicher Effekt, der *Dissoziationsspannungseffekt nach Wien*, tritt bei schwachen Elektrolyten und hohen Feldstärken auf; er beruht auf einer unmittelbaren Erhöhung der Dissoziation des Elektrolyten in Ionen bei der Einwirkung einer hohen Feldstärke. Liegt an dem Elektrolyten ein elektrisches Wechselfeld, so bewegt sich das betrachtete Ion im Rhythmus dieses Feldes hin und her, und bei kleinen Frequenzen wird jedesmal die den Relaxationseffekt bewirkende Ladungsasymmetrie der Ionenwolke mit entstehen. Bei sehr hohen Frequenzen (in der Größenordnung von Θ^{-1} und mehr) wird die Zeitdauer der Schwingung eines Ions mit der Relaxationszeit vergleichbar. Es entsteht keine Asymmetrie der Ladungswolke mehr, die Relaxationskraft verschwindet praktisch, und die Leitfähigkeit nimmt mit der Frequenz zu (*Dispersionseffekt der Leitfähigkeit* nach Debye-Falkenhagen).

Wird eine Elektrolytlösung einem Schergefälle ausgesetzt, so tritt eine Verformung der Ionenwolken ein, die ebenfalls mit einer Asymmetrie

der Ladungsverteilung verbunden ist und somit eine Steigerung der Schubspannung, d. h. eine Erhöhung des Viskositätskoeffizienten η der Lösung verursacht. Es wird $\eta = \eta_0(1 + A'\sqrt{c})$. Die Konstante A' hängt vom Wertigkeitstyp und von den Beweglichkeiten der Ionen ab. η_0 ist der Viskositätskoeffizient des reinen Lösungsmittels. Für höhere Konzentrationen gilt $\eta/\eta_0 = 1 + A'\sqrt{c} + Bc$ bzw. bei Mischungen $\eta/\eta_0 = 1 + a\sqrt{2I} + bI$. Auch für den Diffusionskoeffizienten D ergibt sich ein Einfluß der Ionenwolke, der z. B. durch die Gleichung von Nernst-Hartley für einen binären Elektrolyten beschrieben werden kann:

$$D = D_0\left(1 - \frac{|z_1|\,|z_2|\,e^2\varkappa}{4\varepsilon kT}\right).$$

Die i.n W. verlangsamen demnach die Diffusion mit zunehmender Konzentration (abnehmendem $1/\varkappa$).

Die Transporteigenschaften in sehr verdünnten Mischungen starker Elektrolyte, z. B. die Ungültigkeit des Kohlrauschschen Gesetzes der unabhängigen Ionenwanderung, lassen sich ebenfalls auf der Basis der Debyeschen Grundannahmen behandeln.

Die i.n W. sind auch für das Verhalten von Polyelektrolytmolekülen in Lösung sehr wichtig, vor allem dadurch, daß Mikroionen in das Innere eines elektrische Ladungen tragenden Polymerknäuels eindringen können. Dies ist vorzugsweise den Ionen möglich, die gegensinnige Ladungen wie das Polyelektrolytmolekül selbst tragen. Hierdurch wird unter anderem die abstoßende und damit das Knäuel aufweitende Wirkung der am Polymerskelett fixierten Ladungen abgeschwächt. Infolgedessen ändert das Polymermolekül seine Gestalt, es kann sich stärker einknäueln, seine Eigenschaften werden dem eines nach außen ungeladenen Moleküls ähnlich. Dies kann zu Entmischungs- und Unlöslichkeitserscheinungen führen, z. B. Aussalzen von Proteinen, Koazervatbildung. Zugleich wird durch den Zusatz eines niedermolekularen Elektrolyts die in fremdionenfreier Lösung außergewöhnlich hohe Viskosität herabgesetzt.

Die Grundannahmen der Debye-Hückel-Onsager-Falkenhagen-Theorie — die Elektrolyte sind vollständig dissoziiert, lediglich Coulomb-Kräfte sind wirksam, Ionen sind unpolarisierbare Punktladungen ohne Eigenvolumen und mit kugelsymmetrischem Feld — sind nur für hochverdünnte Lösungen ($m < 10^{-3}\cdots10^{-2}$) mol kg^{-1} gültig. Bei höheren und hohen Konzentrationen erfolgen nicht nur quantitative Abweichungen geringeren Umfangs von den Grenzgesetzen, es treten auch neue qualitative Erscheinungen auf, z. B. eine Wiederzunahme der Aktivitätskoeffizienten mit wachsender Konzentration, z. T. (bei sehr-hohen Konzentrationen) wird $f \gg 1$. Über die wirklichen Zustände in hochkonzentrierten Elektrolytlösungen ist experimentell wenig bekannt, die theoretische Betrachtung ist kompliziert und in den ersten Anfängen. Erweiterungen der Theorie für mäßig konzentrierte Lösungen sind verschiedentlich versucht worden, z. B. durch die Berücksichtigung des endlichen Raumbedarfs der Ionen durch Debye und Hückel sowie Eigen und Wicke, durch die damit verwandte Einführung eines Kovolumens durch Falkenhagen, durch die Einführung der Annahme von Bjerrum, daß assoziierte Ionen (insbesondere Ionenpaare) vorliegen, durch Berücksichtigung eines echten Dissoziationsgrades starker Elektrolyte durch Nernst, Onsager, Fuoss, Kraus, Eigen. Die Entwicklung strenger statistischer Theorien der i.n W. und der starken Elektrolyte ist im Fluß. Es hat sich gezeigt: 1) Die Theorie der Grenzgesetze nach Debye-Hückel-Onsager-Falkenhagen ist korrekt und kann aus den strengen statistischen Grundgleichungen unter begründeten Annahmen bzw. Näherungen hergeleitet werden. 2) Die strenge statistische Theorie läßt sich im Prinzip widerspruchsfrei auf höhere Konzentrationen ausdehnen, die damit verbundene mathematische und physikalische Problematik ist allerdings erheblich. Es ist jedoch möglich geworden, Kriterien dafür zu geben, bis zu welchen Potenzen in der Konzentration eine bestimmte Näherung exakte Werte liefert. Hierzu waren die älteren Theorien nicht oder nur bedingt imstande.

Lit. Falkenhagen: Theorie der Elektrolyte (Leipzig 1971).

Interkombinationsverbot, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle, → Helium-Linienspektrum.

intermediäre Phasen, svw. intermetallische Verbindungen.

intermediäres Boson, → schwache Wechselwirkung, → Elementarteilchen.

intermetallische Verbindungen, *intermediäre Phasen*, Legierungen metallischer Elemente, die aus einer einzigen Kristallart mit einem von den Elementgittern wesentlich verschiedenen Kristallgitter bestehen. Sie existieren nicht nur bei einem bestimmten, zahlenmäßig ausgezeichneten Mengenverhältnis ihrer Komponenten, sondern in einem weiten Bereich variabler Zusammensetzung. Läßt sich das Gitter durch Änderung der chemischen Zusammensetzung stetig in dasjenige eines der Elemente überführen, so spricht man von Mischkristallen. Ein wesentlicher physikalischer Unterschied zwischen i.n V. und Mischkristallen besteht nicht.

Es ist nur begrenzt möglich anzugeben, in welchem Konzentrationsbereich bzw. in welcher Zusammensetzung und in welcher Kristallstruktur die verschiedenen Metalle eine i. Verbindung eingehen können. Die Zusammensetzung entspricht meist nicht den gewohnten Valenzvorstellungen der klassischen Chemie. Andererseits gibt es auch Fälle mit stöchiometrischer Zusammensetzung in Übereinstimmung mit den üblichen Valenzvorstellungen, ohne daß ein grundsätzlich anderes Verhalten beobachtet wird. Zum großen Teil läßt sich die Zusammensetzung der i.n V. aus geometrischen Prinzipien erklären, die ihre Kristallgitter bestimmen und im wesentlichen die gleichen sind wie bei den metallischen Elementen: das Streben nach hoher Koordinationszahl, nach hoher Packungsdichte und dreidimensionaler Atomverknüpfung. Während bei Metallen die Koordinationszahl 12 die größtmögliche ist (kubisch und hexagonal dichteste Kugelpackung), können i. V. wegen der unterschiedlichen Größe

der Atome der Komponenten überhöhte Koordinationszahlen (bis 16) haben, die für die verschiedenen Komponenten naturgemäß verschieden sind. Für das Mengenverhältnis 1 : 2 binärer i.r V. AB_2 gibt es drei sehr ähnliche Gittertypen, die diese Prinzipien optimal erfüllen. Sie bieten Raum für zwei Kugelsorten mit verschiedenem Radius, das günstigste Radienverhältnis beträgt $\sqrt{3} : \sqrt{2}$. Die Koordinationszahlen betragen für die A-Atome 16 und für die B-Atome 12, was eine mittlere überhöhte Koordinationszahl von $13^1/_3$ ergibt. Diese *Laves-Phasen* sind mit über 220 Vertretern die bis jetzt größte Gruppe der i.n V.

Eine weitere große Gruppe der i.n V. sind die *Hume-Rotheryschen Phasen*, bei denen neben der metallischen Bindung kleine Anteile anderer Bindungsarten vorhanden sind. Der metallische Charakter überwiegt jedoch bei weitem. In welcher Kristallstruktur hoher Koordinationszahl diese Phasen kristallisieren, hängt von ihrer Valenzelektronenkonzentration ab, d. h. vom Verhältnis der Zahl der Valenzelektronen zur Zahl der Atome. Ist dieses Verhältnis 2/3, bildet sich ein kubisch-raumzentriertes Gitter, bei 21/13 das Gitter des γ-Messings, bei 7/4 das Gitter des ε-Messings. Allgemein nennt man Verbindungen, deren Gittertyp durch elektronische Verhältnisse bestimmt wird, electron compounds. Dazu gehören neben den Hume-Rotheryschen Phasen auch die i.n V. der Übergangsmetalle im α-Mangan-Gitter und die σ-Phasen.

In den *Zintl-Phasen*, d. s. i. V. der Alkali- und Erdalkalimetalle, überwiegen heteropolare bzw. homöopolare Bindungsanteile gegenüber den metallischen. Die Gittertypen, in denen solche i.n V. kristallisieren, zeigen dementsprechend eine kleinere Koordinationszahl (8, 6, sogar 4) und geringere Packungsdichte. Die Zintl-Phasen zeigen sowohl metallische als auch Halbleiter-Eigenschaften.

Für einen Überblick über die große Vielfalt der i.n V. empfiehlt es sich, diese nach Gittertypen zu ordnen und diese wiederum nach den in ihnen auftretenden Koordinationszahlen. Eine solche Einteilung entspricht zugleich ungefähr dem Bindungscharakter. Die folgende Übersicht führt von den rein metallischen Laves-Phasen bis zu den halbleitenden Grimm-Sommerfeldschen Phasen.

Beispiele:

A) Verbindungen mit überhöhter Koordinationszahl

Laves-Phasen ($MgZn_2$, $MgCu_2$, $MgNi_2$)
$CaZn_5$-Typ ($BaPt_5$, $SrAg_5$)
μ-Phasen (Co_7Mo_6, Fe_7W_6)
$CuAl_2$-Typ ($AuNa_2$, $FeSn_2$, $RhPb_2$, $ZnTh_2$)
β-W-Typ ($AuTi_3$, CoV_3, $IrMo_3$, $SnNb_3$)
σ-Phasen (CoCr, FeV, $MoRu_2$, Rh_2Ta_3)
α-Mn-Typ ($Al_{12}Mg_{17}$, $MoRe_4$)

B) Hume-Rotherysche Phasen

β-Phase (β-CuZn, Ag_3Al, Cu_4In)
β'-Phase (β'-CuZn)
γ-Phase (Cu_5Zn_8)
ε-Phase (CuZn)

C) Einlagerungsverbindungen mit C, N, H, B, Si

AlB_2-Typ ($ThAl_2$, $CaGa_2$, UHg_2)
$MoSi_2$-Typ (WSi_2, $AlCr_2$, $MgHg_2$)
FeSi-Typ (AuBe, GaPt, ε-CrSi)

D) Zintlsche Phasen

CsCl-Typ (LaHg, AlFe, LiTl)
CaF_2-Typ ($AuAl_2$, $PbMg_2$, $SnMg_2$)
NaCl-Typ (AsCl, BiPu)
NiAs-Typ (AuSn, CoSb, IrPd)
NaTl-Typ (AlLi, InNa)

E) Grimm-Sommerfeldsche Phasen
Zinkblende- (Wurtzit-) Typ (AlAs, GaAs)

Unter den physikalischen Eigenschaften i.r V. interessieren besonders solche, die sich wesentlich von denen der reinen Komponenten unterscheiden.

Die auffälligste und bekannteste Eigenschaft der i.n V. ist ihre *Sprödigkeit*, die ihrer technischen Verwendung entgegensteht. Nur in Einzelfällen haben besondere, weiter unten angeführte Eigenschaften, die bei anderen Stoffklassen nicht auftreten, die Verwendung ermöglicht, sofern die Sprödigkeit gemildert oder ertragen werden konnte.

Die *Schmelzpunkte* i.r V. können sehr viel höher liegen als diejenigen beider Komponenten, z. B. schmilzt $CeAl_2$ bei 1465 °C gegenüber Zer mit 805 °C und Aluminium mit 660 °C.

Der *elektrische Widerstand* ist — soweit bekannt — von der Größenordnung reiner Metalle. *Supraleitung* tritt jedoch bisweilen auf, auch wenn keine der Komponenten supraleitend wirkt, z. B. bei $BiAu_2$. Der Sprungpunkt, bei dem die Supraleitung einsetzt, liegt bei den i.n V. mitunter wesentlich höher als bei den Komponenten und beträgt z. B. bei Nb_3Sn 18 K (Nb: 9,2 K; Sn: 3,7 K). Mit Nb_3Sn — neuerdings auch mit V_3Ga — lassen sich sehr große magnetische Feldstärken erzeugen.

Von besonderem Interesse sind ferner i. V. mit *Halbleitereigenschaften* wie die III/V-Verbindungen, etwa GaAs oder InSb. Eine GaAs-Photozelle liefert im Sonnenlicht die ungewöhnlich hohe Spannung von 0,85 V. Die Widerstandsänderung im Magnetfeld wird bei InSb etwa zehnmal so groß wie bei Wismut. Ein Thermoelement aus ZnSb (mit Zusätzen von Sn, Ag und Bi) und 91 Bi + 9 Sb liefert im Temperaturbereich von 20 bis 100 °C eine Thermokraft von 300 μV/°C, Eisen-Konstantan im Vergleich dazu nur 50 μV/°C.

In *magnetischer Hinsicht* ist es interessant, daß i. V. aus nichtferromagnetischen Komponenten ferromagnetisch sein können, z. B. $ZrZn_2$ oder $SmAl_2$; letzteres hat sogar einen relativ hohen Curie-Punkt von 122 K. Im Gegensatz zu den Elementen kann bei i.n V. Ferromagnetismus auch im supraleitenden Zustand vorhanden sein, z. B. bei YOs_2.

Lit. Laves: Kristallstruktur und Kristallchemie von Elementen und metallischen Verbindungen (in: Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jh., Braunschweig 1959); G. E. R. Schulze: Über i. V. (in: Forschungen und Fortschritte, Berlin 1961, Heft 9, S. 262).

Internationale Atomenergie-Agentur, *IAEA* [International Atomic Energy Agency], internationale Organisation auf dem Gebiet der friedlichen Anwendung von Quellen ionisierender Strahlung, insbesondere der Kernenergie. Die IAEA fördert die Forschung und Entwicklung, den Informationsaustausch, die Ausbildung von Fachleuten, die Ausarbeitung von Strahlenschutz- und Sicherheitsregeln u. a. für das Gebiet der Reaktoren und für die friedliche Anwendung von Strahlungsquellen in Industrie, Medizin und Forschung. Als Institution der UNO ist die IAEA Kontrollorganisation für die Einhaltung internationaler Verträge auf dem Gebiet der Atomenergie, z. B. für den Vertrag über die Nichtweiterverbreitung von

Kernwaffen. Die IAEA wurde 1956 gegründet, ihr Sitz ist Wien.

Internationale Gesellschaft für Strahlenschutz, *IRPA* [International Radiation Protection Association], internationale Gesellschaft zur Förderung des Strahlenschutzes des Menschen und seiner Umwelt und zur Durchführung von Strahlenschutzkongressen sowie für Forschung, Ausbildung und Publikationstätigkeit auf dem Gebiet des Strahlenschutzes im internationalen Rahmen. Die IRPA wurde 1966 gegründet.

Internationale Kerze, IK, alte Einheit der Lichtstärke, wurde zunächst durch die Hefner-Kerze und danach durch die Candela ersetzt. 1 IK = 1,128 HK = 1,019 cd.

Internationale Kommission für radiologische Einheiten und Messungen, *ICRU* [International Commission on Radiological Units and Measurements], internationales Gremium zur Ausgabe von Empfehlungen von Größen, Einheiten und Meßverfahren für ionisierende Strahlung und Radioaktivität, die von allen Ländern akzeptiert werden sollten. Die ICRU gibt auch Empfehlungen für die Anwendung dieser Größen und Einheiten in der klinischen Radiologie, in der Strahlenbiologie und im Strahlenschutz. Die ICRU wurde 1925 durch den 1. Internationalen Radiologenkongreß ICR [International Congress on Radiology] gebildet und arbeitet seitdem unter der Schirmherrschaft des ICR.

Internationale Kommission für Strahlenschutz, *ICRP* [International Commission on Radiological Protection], internationales Gremium zur Ausgabe von Empfehlungen zum Schutz vor ionisierender Strahlung, die von allen Ländern akzeptiert werden sollten. Von besonderer Wichtigkeit sind die von der ICRP empfohlenen → Strahlenschutzgrenzwerte. Die ICRP wurde 1928 gegründet.

Internationale Meterkonvention, → Meterkonvention.

internationale Raumgruppen- bzw. Punktgruppensymbole, svw. Hermann-Mauguin-Symbole (→ Symmetrie, Tab. 2).

Internationales Einheitensystem, → Einheit.

interplanetare Materie, im engeren Sinne die im Raum zwischen Sonne und Planeten vorhandenen festen kleinen Teilchen und Gase, im weiteren Sinne auch die Kometen und Planetoiden. Die *interplanetaren Staubteilchen* umgeben die Sonne wahrscheinlich in Form einer abgeflachten Wolke, deren Symmetrieebene etwa mit der Ebene der Ekliptik zusammenfällt. Die meisten Teilchen haben Durchmesser von etwa 10^{-1} bis 10^{-3} mm, die Raumdichte in Erdnähe wird auf 10^{-21} bis 10^{-20} g/cm³ geschätzt. Das an diesen Teilchen gestreute Sonnenlicht verursacht das Zodiakallicht. Größere interplanetare Staubteilchen und Meteoriten, die in die Erdatmosphäre eindringen, rufen die Meteorerscheinungen hervor. Während Kometen, Planetoiden und größere Meteoriten nach den Gesetzen der Himmelsmechanik die Sonne umlaufen, werden die kleineren Teilchen durch den Strahlungsdruck der Sonne beeinflußt. Die interplanetaren Staubteilchen werden im Laufe der Zeit von den Planeten aufgefegt oder verdampfen in Sonnennähe. Von den → Kometen werden aber immer wieder Staubteilchen nachgeliefert.

Das *interplanetare Gas* besteht hauptsächlich aus Wasserstoffatomen und -ionen sowie freien Elektronen. Die Gasdichte in Erdbahnnähe ist von der Größenordnung 10^{-23} g/cm³. Der Hauptteil des interplanetaren Gases ist mit der ständig vorhandenen und von der Sonne ausgehenden Teilchenstrahlung, dem Sonnenwind, identisch.

interplanetares Magnetfeld, ein Magnetfeld, das mit dem den interplanetaren Raum durchdringenden → Sonnenwind verbunden ist. Der Sonnenwind ist elektrisch idealleitend. Das bedeutet, daß er → eingefrorene Magnetfelder mit sich führen kann. Diese eingefrorenen Magnetfelder bilden das interplanetare M., dessen Struktur stark von der des Sonnenwindes und der ihn hervorrufenden Prozesse abhängt. Die Stärke des interplanetaren M.es liegt in Erdnähe bei $5 \cdot 10^{-9}$ Vs m^{-2}, sie nimmt wegen der Expansion des Sonnenwindes und der wachsenden Entfernung von der Sonne ab.

interstellare Materie, diffus verteilte Materie von geringer Dichte im Raum zwischen den Sternen. Die i. M. setzt sich aus einem gasförmigen und einem staubförmigen Anteil zusammen. Sie kann im optischen Spektralbereich je nach Entfernung und effektiver Temperatur benachbarter Sterne leuchtend oder nichtleuchtend auftreten. Die leuchtende i. M. erscheint in Form von hellen Nebeln, die im Unterschied zu den regelmäßig gebauten planetarischen Nebeln diffus und unregelmäßig aussehen. Man unterscheidet dabei *Gasnebel*, *Emissionsnebel* und die im reflektierten Sternlicht strahlenden *Staubnebel* oder *Reflexionsnebel*. Staubwolken können infolge der Extinktion Sternleere am Himmel vortäuschen, die man dann als *Dunkelnebel* oder *Dunkelwolken* bezeichnet. Die Hauptmasse der i.n M. ist in wolkenartigen Verdichtungen konzentriert, die in den Sternsystemen in einer verhältnismäßig dünnen Schicht in der Nähe der Symmetrieebene und hier wieder in den Spiralarmen auftreten.

Das *interstellare Gas* besteht aus Atomen, Ionen, Elektronen und Molekülen. Seine chemische Zusammensetzung stimmt ungefähr mit der mittleren kosmischen → Elementenhäufigkeit überein. Die mittlere Dichte beträgt in den interstellaren Wolken etwa 10 Wasserstoffatome je cm³, im Raum dazwischen etwa 0,1 Atome je cm³. Im Mittel betragen die Wolkendurchmesser 5 bis 10 pc. Gebiete, in denen der interstellare Wasserstoff neutral ist, werden HI-Gebiete genannt, in den HII-Gebieten dagegen ist der interstellare Wasserstoff ionisiert. Die Ionisation wird durch Absorption ultravioletter Strahlung benachbarter Sterne hoher effektiver Temperatur verursacht. Die kinetische Temperatur in den HII-Wolken beträgt etwa 10^4 K. In den HI-Gebieten fehlt die zur Ionisation notwendige Strahlung, die kinetische Temperatur beträgt daher nur etwa 50 bis 100 K. Die HI-Wolken werden infolge von unelastischen Zusammenstößen mit anderen Wolken aller 5 bis $10 \cdot 10^6$ Jahre auf einige 10^3 K aufgeheizt und kühlen dann wieder ab. Die HI-Gebiete sind im Unterschied zu den HII-Gebieten im optischen Spektralbereich nicht leuchtend. Man kann sie dadurch feststellen, daß aus dem durch sie hindurchgelangenden Licht dahinter liegender Sterne Linien bestimmter Ele-

mente absorbiert werden, aus denen man z. T. auf die chemische Zusammensetzung schließen kann. Die möglichen Absorptionslinien der häufigsten Elemente, z. B. des Wasserstoffs, liegen jedoch in dem von der Erdoberfläche nicht beobachtbaren Bereich des Sternspektrums, so daß die Häufigkeit dieser Elemente im allgemeinen nicht bestimmbar ist. Im Spektrum von HII-Gebieten werden unter anderem „verbotene" Linien, die *Nebellinien*, beobachtet, die von metastabilen Niveaus ausgestrahlt werden. Sowohl HI- als auch HII-Gebiete strahlen im Radiofrequenzbereich. Wichtig für das Studium der i.n M. ist vor allem die 21-cm-Linie, die vom neutralen Wasserstoff der HI-Gebiete stammt.

Die *interstellaren Staubteilchen* haben Durchmesser von etwa 10^{-6} bis 10^{-5} cm. Sie bestehen wahrscheinlich in der Hauptsache aus leichten Elementen, wie Wasserstoff und Kohlenstoff, doch sind auch reine Graphitteilchen oder Teilchen mit einem Graphitkern und einem Mantel aus kondensierten Gasen oder auch Silikatteilchen möglich. Graphit- und Silikatteilchen entstehen möglicherweise in den Atmosphären kühler Sterne oder bei der Bildung von Planetensystemen; Teilchen aus leichteren Elementen bilden sich möglicherweise aus interstellarem Gas. Die Staubteilchen bewirken eine selektive kontinuierliche Extinktion, durch die das Sternlicht verrötet erscheint. Da die Staubteilchen wahrscheinlich länglich und durch interstellare Magnetfelder ausgerichtet sind, wird das Sternlicht auch teilweise polarisiert. Daneben tritt aber auch Reflexion des Sternlichtes an Staubteilchen auf. Die mittlere räumliche Dichte des interstellaren Staubes ist etwa 100mal geringer als die mittlere Gasdichte. Interstellarer Staub und interstellares Gas kommen im allgemeinen gemeinsam vor.

Sowohl im sichtbaren als auch im ultravioletten Spektralbereich hat man Linien interstellarer Moleküle beobachtet. Weitaus die meisten und am kompliziertesten gebauten Moleküle wurden aber mit Hilfe der Radioastronomie in jüngster Zeit entdeckt. Neben dem OH-Radikal konnte man unter anderem die Existenz von interstellarem Wasser, Ammoniak, Blausäure, Formaldehyd, Ameisensäure, Methanol und selbst von Azetalaldehyd nachweisen. Über den Bildungsprozeß der interstellaren Moleküle weiß man gegenwärtig noch nichts Genaues. Man nimmt aber im allgemeinen an, daß sie an der Oberfläche interstellarer Staubteilchen entstehen.

Die i. M. ist mit der in den Sternen konzentrierten Materie kosmogonisch verknüpft. Die Sterne entstehen aus i.r M. und geben teilweise Materie auch in den interstellaren Raum ab.

Intervall, → Tonskalen.

Intervalleystreuung, → Streuung B 5).

Intervallmaß → Tonskalen.

Intonation, einmal die Tongebung bei Streichinstrumenten, zum anderen alle instrumentellen Einstellungen zur Erzielung der gewünschten Klangfarbe, Tonstärke und des Toneinsatzes bei Klavier, Cembalo oder Orgel.

Intrabandstreuung, → Interbandstreuung, → Streuung B 5).

Intrabandübergang, der Übergang im Energiespektrum eines Festkörpers, bei dem Anfangs- und Endzustand sich im gleichen Energieband befinden. Intrabandübergänge sind nur als → indirekte Übergänge möglich. Abb. → Interbandübergang.

intramolekular, *innermolekular*, Bezeichnung für Erscheinungen innerhalb eines einzigen Moleküls.

intramolekulare Wechselwirkung, die zwischen Atomgruppen innerhalb eines Moleküls auftretende Wechselwirkung. Je nach der Art dieser Wechselwirkung unterscheidet man den mesomeren, den induktiven und den sterischen Effekt. Der *mesomere Effekt* tritt in ungesättigten Molekülen auf und zeigt sich in einer mit der Wechselwirkung zwischen π-Elektronen verbundenen intramolekularen Ladungsverschiebung (→ Mesomerie). Der *induktive Effekt* beruht auf den Elektronegativitätsunterschieden der Bindungspartner (→ Substituenteneffekt). Der *sterische Effekt* hängt von der räumlichen Anordnung innerhalb des Moleküls ab (→ Isomerie).

Intrinsic-Konzentration, → Eigenleitung.

intrinsic viscosity, → Staudinger-Index.

invariable Ebene, *invariante Ebene*, unveränderliche Ebene in einem abgeschlossenen System von Massepunkten, die senkrecht auf dem (konstanten) Vektor des Drehimpulses steht. (Im Planetensystem wurde sie von Laplace so eingeführt, daß die Summe der mit den Massen multiplizierten Flächengeschwindigkeiten maximal ist.) Die i. E. wird bei der kräftefreien Drehbewegung des starren Körpers als Tangentialebene an den Durchstoßpunkt der Winkelgeschwindigkeit durch das (körperfeste) Trägheitsellipsoid definiert.

Invariante, 1) → Invarianz.

2) *Optische I.n, I.n der optischen Abbildung*, lineare Beziehungen, die das gegenseitige Verhältnis optisch konjugierter Größen (Strecken und Winkel) bei der Abbildung im paraxialen Gebiet wiedergeben. Sie bilden die Grundlage für die → Abbildungsgleichungen. → Abbesche Invariante, → Helmholtz-Lagrangesche Invariante.

3) → adiabatische Invariante.

4) *I.n der Ähnlichkeit*, → Ähnlichkeitstheorie

5) → Transformation.

invariante Ebene, svw. invariable Ebene.

invariante Masse, → Dalitz-Plot.

invarianter Phasenraum, genauer *invariantes Phasenraumvolumen*, relativistisch invariante Verallgemeinerung des Volumens des $6N$-dimensionalen Phasenraums $\Omega = \int \prod_{i=1}^{N} \mathrm{d}^3\vec{r}_i \, \mathrm{d}^3\vec{p}_i$ eines (nichtrelativistischen) Systems von N Teilchen mit den Orten $\vec{r}_i$ und den Impulsen $\vec{p}_i$. Seien $p_i = (E_i/c, \vec{p}_i)$ die Viererimpulse der N Teilchen, dann ist der invariante P. unter Berücksichtigung des relativistischen Zusammenhangs $p_i^2 = \frac{E_i^2}{c^2} - \vec{p}_i^{\,2} = m_i^2 c^2$ zwischen Energie, Impuls und Masse der Teilchen gegeben durch

$$\Omega_{\mathrm{inv}} = \int \prod_{i=1}^{N} \delta(p_i^2 - m_i^2 c^2)\, \delta^4(\Sigma\, p_i)\, \mathrm{d}^4 x_i \, \mathrm{d}^4 p_i$$

$$= cVT \int \prod_{i=1}^{N} \delta^3 \left(\sum_{i=1}^{N} \vec{p}_i \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{N} E_i \right) \frac{\mathrm{d}^3\vec{p}_i}{2E_i}$$

mit $E_i = +c\sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2c^2}$; V ist das den Teilchen zur Verfügung stehende Volumen und T die entsprechende Zeitdauer; $\delta^4(\Sigma p_i)$ garantiert die Erhaltung von Gesamtenergie und -impuls. Gelegentlich wird auch nur $R_{\text{inv}} = \Omega_{\text{inv}}/cVT$ als i. P. bezeichnet. Der invariante P. enthält die kinematischen Einschränkungen, denen die Elementarteilchen bei ihren Wechselwirkungen unterliegen; er ist wesentlich bei der Behandlung statistischer Modelle und für die dynamische Deutung der experimentellen Resultate der Hochenergiephysik (→ Dalitz-Plot).

invarianter Teilraum, der Teilraum eines Vektorraumes, dessen Elemente bei einer vorgegebenen Menge von Transformationen wieder in Elemente dieses Raumes übergeführt werden.

Invarianz, Unveränderlichkeit von physikalischen oder mathematischen Größen bzw. Eigenschaften gegenüber bestimmten Operationen, Abbildungen bzw. Transformationen. Für die Physik ist die I. bestimmter Größen, der *Invarianten*, von besonderer Bedeutung, die den Erzeugenden derjenigen Transformationsgruppen zugeordnet sind, die zu den Symmetrien der Naturgesetze, d. h. zur Kovarianz der entsprechenden Gleichungen führen. Dabei versteht man unter *Kovarianz* im Gegensatz zur I. die Unveränderlichkeit der Form der Gleichungen bei einer Transformation der eingehenden Variablen, d. h., Kovarianz ist *Forminvarianz* (→ Symmetrie). Für wichtige stetige Gruppen, z. B. die Drehgruppe oder die Poincaré-Gruppe, sind die Invarianten durch bestimmte, für jede Darstellung der Gruppe konstante Operatoren, die Casimir-Operatoren, gegeben (→ Liesche Gruppe); Invariante der Poincaré-Gruppe sind z. B. die Gesamtenergie, der Spin und die Helizität. Mit den Invarianten der universellen Symmetrietransformationen der Materie sind globale → Erhaltungssätze verbunden (→ *CPT*-Theorem, → Vektortransformation).

Invar-Legierungen, magnetisch geordnete Legierungen mit sehr großer Volumenmagnetostriktion, deren Ausdehnungskoeffizient α infolge der Anomalie des thermischen Ausdehnungskoeffizienten in einem bestimmten Temperaturbereich sehr klein ist; z. B. beträgt bei einer Fe-Ni-Legierung mit etwa 36% Ni (Rest Fe) $\alpha = 1 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ zwischen 20 und 100 °C. Da die Ursache des anomalen Ausdehnungskoeffizienten die magnetostriktive Extradehnung ist, die auch den E-Modul beeinflußt, kann bei ähnlichen Legierungen ein temperaturunabhängiger E-Modul erreicht werden. Solche Werkstoffe sind z. B. für Uhrfedern wichtig. Ferner werden I.-L. in Form von Draht, Stäben und Bändern dort eingesetzt, wo keine Maßveränderungen bei Temperaturschwankungen auftreten sollen, z. B. in physikalischen Geräten und Meßinstrumenten.

inverser Thermodiffusionseffekt, svw. Diffusionsthermoeffekt.

inverses Element, → Gruppentheorie.

Inversion, 1) *Spiegelung an einem Punkt*, dem Inversions- oder Symmetriezentrum. Hat dieses den Ortsvektor $\vec{a}$, so ist jedem Punkt mit dem Ortsvektor $\vec{r} = \vec{a} + \vec{r}_a$ der Punkt $\vec{r}' = \vec{a} - \vec{r}_a$ zugeordnet. Die Zuordnung der Punkte $\vec{r}$ und $\vec{r}'$ wird auch als *Deck-* oder *Symmetrieoperation* aufgefaßt. In der Physik wird die I. gewöhnlich am Koordinatenursprung (→ Parität, → Lorentz-Gruppe) durchgeführt.

2) in der Mathematik → Permutation.

3) in der Meteorologie Schicht mit Zunahme der Lufttemperatur mit der Höhe. *Bodeninversionen*, in denen die Lufttemperatur von der Erdoberfläche an mit der Höhe zunimmt, entstehen durch Abkühlung der Luft am Erdboden, so über der während der Nacht durch Ausstrahlung (→ Strahlungsprozesse in der Atmosphäre) abgekühlten Festlandsoberfläche (Strahlungsinversion) oder bei Advektion warmer Luftmassen über kalten Festlands- oder Meeresgebieten. *Freie I.en*, in denen die Temperaturzunahme mit der Höhe erst oberhalb der Erdoberfläche beginnt, entstehen durch Absinkprozesse in der Atmosphäre, durch Advektion warmer Luftmassen über kalten, durch Abkühlung im oberen Teil von Dunst- oder Wolkenschichten als Folge von Strahlungsprozessen sowie infolge einer Reihe anderer Prozesse. I.en sind häufig mit sprunghaften Änderungen der Luftfeuchtigkeit sowie der Windrichtung und -geschwindigkeit mit der Höhe verbunden. Da die Turbulenz der Strömung in den I.en in der Regel nur schwach ausgebildet ist, wirken sie gegenüber dem Austausch als Sperrschichten und behindern so die Ausbreitung der in Bodennähe produzierten Luftverunreinigungen in höhere Atmosphärenschichten.

Auf Grund starker Änderungen des atmosphärischen Brechungsindexes für UKW-Wellen mit der Höhe spielen die Inversionsschichten auch für die UKW-Ausbreitung eine große Rolle. Besonders häufig treten I.en in der → Grundschicht der Troposphäre auf, insbesondere im Bereich der → Antizyklonen.

Inversionsaufspaltung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Inversionsdrehachse, svw. Drehinversionsachse.

Inversionsdrehung, svw. Drehinversion.

Inversionskurve, → Joule-Thomson-Effekt.

Inversionstemperatur, → Joule-Thomson-Effekt.

Inversionsverdoppelung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Inversionszentrum, → Symmetrie.

in-vivo-Dosimetrie, → Dosimetrie 3).

Involution, → Algebra.

Ion, elektrisch geladenes Teilchen atomarer oder molekularer Größenordnung. Ausgehend von seinem neutralen Zustand kann ein Atom oder Molekül Elektronen abgeben (aufnehmen) und so ein positiv (negativ) geladenes I. werden. Das positiv geladene I. heißt *Kation*, das negativ geladene *Anion*. Ionen, die nur aus Atomen eines Elements entstanden sind, heißen *Elementarionen*. Unter *wasserstoffähnlichen I.en* versteht man solche, die wie das Wasserstoffatom aus einem Kern und einem diesen umkreisenden Elektron bestehen, z. B. He^+, Li^{2+}, Be^{3+}. Man bezeichnet Ionen je nach Wertigkeit und Ladungsvorzeichen, indem Zahlen und $^+$- oder $^-$-Zeichen oben rechts an das Atomsymbol angebracht werden, z. B. Na^+, Cl^-, Fe^{3+}, SO_4^{2-}.

Die (ganze) Zahl der Elementarladungen, die ein I. trägt, ist die *Ionenwertigkeit*. Vielfach, z. B. bei den Metallen, können mehrere Wertigkeitsstufen auftreten; bei Polyelektrolyten wird dieser Begriff unscharf. Ionen entstehen ent-

weder durch → Ionisation oder → Dissoziation. Sie können in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern gebildet werden. Die Bindungsenergie der Elektronen an neutrale Atome oder Moleküle, die Elektronenaffinität, ist für die Mehrheit der Atome Null oder sehr klein und hat nur für die Atome der 6. und 7. Spalte des Periodensystems Werte von 2 bis 4 eV. Deshalb spielen negative Ionen im allgemeinen im Gasraum eine viel geringere Rolle als positive Ionen.

Freie Ionen im Sinne völlig selbständiger Einzelteilchen existieren praktisch nur in der Gasphase, in kondensierten Systemen treten stets zu den weitreichenden Coulomb-Kräften weitere Wechselwirkungen mit benachbarten Atomen oder Atomgruppen hinzu, wobei Art und Ausmaß von deren Eigenschaften als Wasserstoffbrücken-, Elektronen- oder Elektronenpaarakzeptoren bzw. -donatoren bestimmt werden. So kommt es unter anderem zur Ausbildung von homöopolaren Bindungsanteilen in festen oder zur Ionenpaarbildung in geschmolzenen Ionenkristallen und zur Solvatation bzw. Hydratation in Lösungen, die I.en enthalten, was bis zur Bildung stabiler Koordinationskomplexe zwischen Ionen und Lösungsmittelmolekülen führen kann. Während die Bildung freier gasförmiger I.en in energetischer Hinsicht durch die für die Vorgänge $A^+ + e^- \rightarrow A$ bzw. $B + e^- \rightarrow B^-$ charakteristische Elektronenanlagerungsenergie (Elektronenaffinität) des betreffenden molekularen Gebildes geregelt wird, ist für die Auftrennung eines Festkörpers, z. B. eines Ionenkristalls, in einzelne hydratisierte I.en die Solvatationsenergie von ausschlaggebender Bedeutung. Die Solvatation kann dazu führen, daß in der Umgebung des I.s der Ordnungsgrad des Lösungsmittels und damit die Entropie zunimmt. Das ist vor allem bei den stark hydratisierten I.en durch die weitgehende Ausrichtung der Wasserdipole auf das I. hin der Fall. Solche I.en heißen *strukturbildende I.en.* Bei schwacher Solvatation bzw. auch bei Anionen kann jedoch in der Umgebung eines I.s auch eine Erhöhung der Fluidität, d. h. eine Auflockerung der Struktur des Lösungsmittels stattfinden, man spricht dann von *strukturbrechenden I.en.* Systeme, in denen der Transport elektrischer Ladung überwiegend durch I.en erfolgt (Ionengitter mit I.en sehr unterschiedlicher Größe, geschmolzene Ionenkristalle, Elektrolytlösungen) heißen *Ionenleiter.* Die auf die Feldstärke bezogene Wanderungsgeschwindigkeit der I.en heißt *Ionenbeweglichkeit.* Sie wird hauptsächlich durch die Ladung der I.en bestimmt. Da hochgeladene I.en im allgemeinen stark solvatisiert sind, haben sie eine Solvathülle, deren Volumen sich nur wenig von der eines größeren, aber schwächer geladenen I.s unterscheidet. Daher erfolgt eine Nivellierung der Beweglichkeiten auf den Bereich von 3 bis $5 \cdot 10^{-4}$ cm²/Vs, der auch die hochmolekularen, gegebenenfalls hochionisierten Polyelektrolyte mit umfaßt. Deshalb bedarf es zur Trennung von I.en auf Grund ihrer Beweglichkeitsunterschiede eines besonderen apparativen Aufwandes (→ Elektrophore).

Einige Ionenbeweglichkeiten

I. für Wasser bei 18 °C		I. für Gase bei 0 °C u. 760 Torr		
H^+	0,0033 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$	He	He^+	11 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$
Na^+	0,00046 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$		He_2^+	20 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$
OH^-	0,0018 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$	O_2	O_2^+	2,2 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$
NO_3^-	0,00065 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$	N_2	N_2^+	2,5 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$
Cl^-	0,00068 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$	Ne	Ne^+	4,3 $cm^2 s^{-1}V^{-1}$

In der Geophysik bezeichnet man die Anlagerung eines Elektrons als → Attachment, seine Abspaltung als → Detachment. Die Neutralisierung eines negativen I.s kann auch durch → Rekombination mit einem positiven I. erfolgen. In der Natur kommen negative I.en z. B. in der unteren → Ionosphäre vor.

Ionenbeweglichkeit, 1) die konstante Wanderungsgeschwindigkeit, die ein Ion in einem gasförmigen, flüssigen oder festen Stoff unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes E annimmt. Die konstante durchschnittliche Geschwindigkeit ist $\bar{v} = u \cdot E$. Dabei ist u die I. Die I. wächst mit der Ladung des Ions und ist um so höher, je kleiner das Ion und je niedriger die innere Reibung des Mediums ist. Deshalb ist die I. in Gasen viel größer als in Flüssigkeiten (Tab.).

2) Beweglichkeit der Ionenkomponente im Plasma, → Driftgeschwindigkeit.

Ionenbeziehung, → chemische Bindung.

Ionenbindung, → chemische Bindung.

Ionencharakter, Maß für den Anteil ionischer Grenzstrukturen an einer Bindung. Viele Moleküle AB lassen sich als Hybrid einer kovalenten Grenzstruktur A : B und einer ionischen Grenzstruktur A^+B^- darstellen. Eine Bindung dieser Art wird als *kovalente Bindung mit partiellem I.* bezeichnet. Der I. einer Bindung hängt von der Differenz der Elektronegativitäten der Bindungspartner ab. Zwischen dem I. einer Bindung A–B und der Elektronegativität χ besteht nach L. Pauling die empirisch gefundene Beziehung I. (in Prozent) $= [1 - \exp\{-(\chi_A - \chi_B)^2/4\}] \cdot 100$. Für Bindungen mit besonders starkem ionischem Anteil stellt die folgende Gleichung eine bessere Näherung dar: I. (in Prozent) $= 16 \cdot (\chi_A - \chi_B) + 3{,}5(\chi_A - \chi_B)^2$.

Ionendeformation, Verformung der Elektronenhülle eines Ions unter der Wirkung elektrischer Felder. Die Ionen im Kristallgitter unterliegen den von den Nachbarionen herrührenden Kräften, die zur Deformation eines jeden Ions führen. Die Ionen werden durch das elektrische Feld der übrigen Ionen polarisiert, d. h., es verschiebt sich der Schwerpunkt der positiven gegen den Schwerpunkt der negativen Ladung. Auch durch Schwingungen der Ionen im Kristallgitter tritt eine I. auf. Die Elektronen der inneren Schalen bleiben wegen ihrer großen Bindungsenergie an das eigene Ion fast unbeeinflußt, während sich die Kräfte, die auf die schwächer gebundenen äußeren Elektronen wirken, sehr stark bei Gitterschwingungen ändern, was eine periodische I. zur Folge hat.

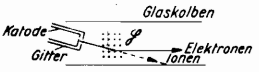
Ionendichte, *Ionenkonzentration,* Anzahl n_i der positiven bzw. negativen Ionen je Volumeneinheit, meist je cm^3.

Ionendosis, → Dosis 1.2.1).

Ionendosisleistung, → Dosis 2).

Ionenfalle, 1) eine Vorrichtung zur Ablenkung der Ionen aus dem Elektronenstrahl in Elektronenröhren. Die in der Elektronenröhre verbliebenen restlichen Gasmoleküle können Elek-

tronen einfangen und somit zu negativen Ionen werden. Deren Masse ist etwa 10^3fach größer als die der Elektronen. Bei Elektronenröhren mit magnetischen Strahlablenksystemen spielt die Masse des abzulenkenden Teilchens eine Rolle, d. h., die Ionen werden praktisch überhaupt nicht abgelenkt und treffen immer auf die gleiche Stelle des Schirms, wo sie eine Zerstörung der Fluoreszenzschicht bewirken können (→ Ionenfleck). Daher müssen Vorrichtungen angebracht werden, um die Ionen vorher einzufangen (Abb.).



Ionenfalle (schematisch). Das Magnetfeld $\vec{H}$ steht senkrecht zur Zeichenebene

2) eine Vorrichtung, die ein Aufspreizen des Elektronenstrahls in einer Elektronenröhre vermeiden soll. Man kann innerhalb der Elektronenstrahlen die negative Raumladung durch positive Ionen kompensieren und somit eine Aufspreizung des Strahles vermeiden. Positive Ionen, die im Strahl entstehen, wandern längs der Strahlachse in einen Raum, dessen Potential niedriger ist als das ihres Entstehungspunktes. Befindet sich dort eine Elektrode, so geben sie an diese ihre Ladung ab. Bildet man das Elektrodensystem so aus, daß sich innerhalb des größten Teils des Strahlenweges keine Elektrode mit einem Potential unterhalb des Potentials der Strahlachse befindet, so können die Ionen nicht aus dem Strahl entweichen.

I. in der Plasmaphysik → Plasmasonde.

Lit. Bitterlich: Elektronik (Wien, New York 1967).

Ionenfleck, ein auf dem Leuchtschirm von Oszillographenröhren durch Auftreffen von Ionen entstehender Fleck, der zu einer an dieser Stelle geringeren Leuchtkraft führt. Der I. wirkt störend und führt zur Zerstörung der Fluoreszenzschicht. Man vermeidet ihn durch dünne Metallfolien auf dem Leuchtschirm, die zwar von Elektronen, aber nicht von Ionen durchdrungen werden können, oder durch eine → Ionenfalle.

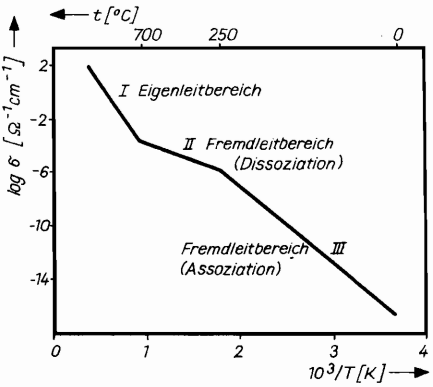
Ionengetterpumpe, → Ionenverdampferpumpe, → Ionenzerstäuberpumpe.

Ionenimplantation, → Dotierung.

Ionenkonzentration, svw. Ionendichte.

Ionenleitfähigkeit, eine Erscheinung, die auf der Wanderung von Ionen beruht. Die I. ist mit einem Materialtransport verbunden. Sie tritt in Ionenkristallen, Salzschmelzen, Säuren, Basen, Lösungen, Gläsern, ionisierten Gasen und im → Plasma auf. In wäßrigen Elektrolytlösungen umgeben sich die Ionen mit einer Solvatationshülle aus ausgerichteten Wasserdipolen. Die Mitführung dieser bei allen Ionen fast gleich großen Wasserhülle bewirkt die fast gleiche Beweglichkeit der positiven und negativen Ionen.

In Kristallen, die keine oder eine sehr geringe Elektronenleitung zeigen, dominiert häufig der Ladungstransport durch Wanderung von Ionen. Dieser elektrolytische Leitungsmechanismus ist typisch für die Ionenkristalle. Tubandt hat durch Messung der Materialabscheidung an den Elektroden für eine Reihe von Ionenkristallen die Gültigkeit der Faradayschen Gesetze nachgewiesen und den Leitungscharakter bestimmt. Je nachdem, ob der Ladungstransport durch die Bewegung von Kationen (z. B. in Silberjodid AgJ), Anionen (z. B. in Blei(II)-chlorid $PbCl_2$) oder von beiden zugleich (z. B. in Natriumchlorid NaCl) erfolgt, spricht man von *Kationen-*, *Anionen-* oder *gemischten Leitern*. Die I. σ ist stark temperaturabhängig; sie nimmt mit steigender Temperatur zu. Trägt man $\log \sigma$ über $1/T$ auf, so ergeben sich im allgemeinen mehrere gerade Bereiche mit unterschiedlichem Anstieg (Abb.). Entsprechend kann die I. innerhalb eines Leitfähigkeitsbereiches durch eine Bezeichnung der Form $\sigma = A \exp[-B/(kT)]$ dargestellt werden. Hierbei ist A der präexponentielle Faktor, B eine Aktivierungsenergie, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Im obersten Bereich ist die Leitfähigkeit eine Grundeigenschaft des verwendeten Materials (*Eigenleitfähigkeit*), während die Parameter der anderen Bereiche von der Reinheit und der Vorbehandlung der Proben abhängen (*Fremdleitfähigkeit, Störleitung*).



Temperaturabhängigkeit der Ionenleitfähigkeit eines Alkalihalogenidkristalls

Die I. in Festkörpern wird physikalisch durch die Anwesenheit von Eigenfehlstellen gedeutet, die in Ionenkristallen elektrisch geladen sind und unter der Einwirkung des elektrischen Feldes eine gerichtete Driftbewegung ausführen können. Die I. σ ist dann durch $\sigma = na^2q^2w/(kT) = nq\mu$ gegeben. Hierbei ist n die Anzahl der zur Leitfähigkeit beitragenden Fehlstellen in der Volumeneinheit, a die Gitterkonstante, q die Ladung und w die Sprungfrequenz der Fehlstellen (→ Eigenfehlstellen); μ gibt die Beweglichkeit der Ladungsträger im elektrischen Feld an. Während n im Eigenleitbereich (auch als Bereich I bezeichnet) durch die Konzentration der thermischen Fehlordnung gegeben ist, dominieren in den Fremdleitbereichen Gitterfehlstellen, die durch die Anwesenheit von Verunreinigungen mit vom Wirtsgitter abweichender Wertigkeit induziert werden (Bereich II). Bei niedrigen Temperaturen nimmt ein Teil der Eigenfehlstellen wegen der Assoziation mit den Verunreinigungen (→ Eigenfehlstellen) nicht mehr an der I. teil (Bereich III). Messungen der I. werden oft beeinflußt durch Raumladungs-Polarisations-Erscheinungen an den Elektroden oder inneren Grenzflächen oder durch die elek-

trische Polarisation geladener Kristallbaufehler.

Die I. wird sehr häufig zur experimentellen Bestimmung der Eigenschaften der atomaren Fehlstellen in Ionenkristallen benutzt.

Über den Zusammenhang zwischen I. und Diffusion → Nernst-Einstein-Beziehung.

Ionenmolekül, ein aus zwei entgegengesetzt geladenen Ionen aufgebautes Molekül. Gegensatz: → Atommolekül. In I.en herrscht heteropolare Bindung (→ chemische Bindung) vor. I.e bilden beispielsweise die Alkalihalogenide. Der Nachweis, ob I.e oder Atommoleküle vorliegen, kann spektroskopisch erbracht werden.

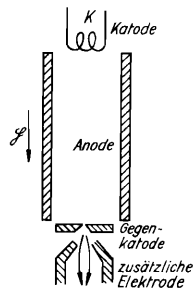
Ionenoptik, eine der → Elektronenoptik analoge, für Ionenstrahlen gültige Lehre. Sie wird vorwiegend in der Massenspektroskopie (Fokussierung von Ionenstrahlen), aber auch in der Feldionenmikroskopie angewandt.

Ionenpolarisation, → Polarisation 3b).

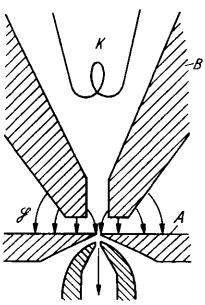
Ionenquelle, eine Vorrichtung zur Erzeugung gerichteter Ionenstrahlen im Vakuum. I.n benötigt man z. B. in Beschleunigern aller Art, in Massenspektrometern, bei der elektromagnetischen Isotopentrennung und in Protonenmikroskopen. Je nach Verwendungszweck soll der Ionenstrom eine bestimmte Stärke und Fokussierung besitzen und darf oft nur Ionen einer bestimmten Art und Energie enthalten.

Die wichtigsten I.n sind:

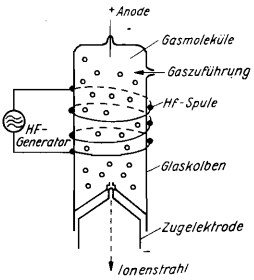
1) *Gasentladungsionenquellen.* Bei der Ionisation der Gase spielt die Elektronenstoßionisation die wichtigste Rolle. Leistungsstarke I.n für technische Zwecke beruhen daher meistens auf der selbständigen oder unselbständigen Gasentladung. Die älteste I. zur Erzeugung von Ionenstrahlen ist die Niederdruck-Gasentladung. Die durch Stoßionisation im Gasraum gebildeten Ionen laufen ungestört auf die Katode zu und treten durch einen Kanal als → Kanalstrahlen in den feldfreien Raum aus. Eine andere Methode besteht darin, daß man die Entladungselektronen (Stoßelektronen) im Entladungsraum mehrere Male hin- und herpendeln läßt und so ihre Effektivität erhöht (Abb. 1). Die Elektronen werden durch die Katode erzeugt, durch die Hohlanode beschleunigt und laufen in axialer Richtung zur Gegenkatode, wo sie infolge eines statischen Gegenfeldes umkehren. Auf diese Weise pendeln sie vielmals hin und her. Durch das magnetische Führungsfeld $\vec{H}$ werden sie an der Achse konzentriert. Die positiven Ionen gelangen durch einen Kanal in der Gegenkatode in den Außenraum und werden wegen ihrer geringen Energie von einigen Elektronenvolt durch eine zusätzliche Elektrode nachbeschleunigt. Benutzt man eine Kaltkatode, so nennt man diese I. *Penning-Ionenquelle.* Hierzu sind jedoch höhere Betriebsspannungen und ein höherer Gasdruck nötig. Mit dieser I. erreicht man Ionenströme bis 50 mA, die Breite der Energieverteilung der Ionen beträgt einige Elektronenvolt. Hohe Ionendichten in der I. bei niedrigen Gasdrücken erhält man durch eine Hochfrequenzentladung, die entweder durch Anlegen einer Hochfrequenzspannung an zwei Elektroden im Gasraum oder durch die Induktionswirkung einer vom Hochfrequenzstrom durchflossenen Spule erzeugt wird. Bei der letzteren Methode braucht man Gasdrücke von 1 bis $5 \cdot 10^{-2}$ Torr und Frequenzen über 10 MHz. Die Zündung der Entladung erfolgt durch das elektrische Feld der Spule. Dazu sind Senderleistungen bis zu einigen 100 W erforderlich. Die Ionen werden durch das Feld zwischen Anode und Zugelektrode aus dem Kolben herausgesaugt. Bei den *Hochfrequenzionenquellen* (Abb. 2) sind keine Glühkatoden notwendig, und man erhält Ionenstromstärken von 0,1 bis 5 mA. Die Breite des Energiespektrums der Ionen übersteigt nicht 100 eV.



1 Pendelionenquelle



3 Plasmatron



2 Hochfrequenzionenquelle

2) *Plasmatron.* Bei dieser von M. v. Ardenne vorgeschlagenen I. (Abb. 3) wird zwischen der Glühkatode *K* und der Anode *A* eine Niedervoltbogenentladung zur Zündung gebracht, die durch die Hilfselektrode *B* eingeschnürt wird. Die Elektroden *A* und *B* sind gleichzeitig Pole eines Magneten, zwischen denen sich ein starkes inhomogenes Magnetfeld $\vec{H}$ ausbildet, das neben der Elektrode *B* nochmals die Entladungselektronen konzentriert. Die gemeinsame Wirkung von Hilfselektrode *B* und Magnetfeld $\vec{H}$ führen zur Konzentration der Entladung in einem sehr kleinen Volumen, wo eine vollständige Ionisation des Gases stattfindet. Die Dichte des Plasmas erreicht hier Werte bis $5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}. Mit dieser I. erreicht man Ionenströme bis 250 mA.

Ionen von Stoffen mit niedriger Ionisationsarbeit erhält man durch Ionisation der Atome auf erhitzten Oberflächen. Dabei muß die Ionisationsarbeit mit der Austrittarbeit des Oberflächenmaterials zusammenfallen oder nahe bei dieser liegen.

3) *Thermische I.n.* Salze oder Oxide von Elementen mit niedriger Ionisationsenergie (z. B. Alkali- oder Erdalkalimetalle), die erst über 1000 bis 1500 °C merklich flüchtig sind, zersetzen sich beim Erhitzen des Substrats, auf dem sie aufgebracht sind. Dabei werden positive Ionen des Elements emittiert. Das Substrat dient dabei als Elektronenakzeptor. Seine elektrische Austrittsarbeit muß größer als die Ionisationsenergie der zu ionisierenden Elemente sein.

In manchen Fällen benötigt man I.n für mehrfach geladene Ionen. Solche erhält man durch „Abreißen" von Elektronen von beschleunigten einwertigen Ionen beim Durchgang durch dünne Folien oder Gasstrecken.

Ionenradius, Halbmesser eines als starre Kugel aufgefaßten Ions. Der I. ist von der Ordnungszahl und dem Ionisierungsgrad abhängig. Bis auf eine additive Konstante erhält man Ionenradien durch Vergleich der Abstände der Ionen in isotypen Kristallen, z. B. NaCl, KCl, NaBr. Ionenkristalle können naturgemäß nur in grober

Näherung als Anordnungen starrer kugelförmiger Ionen aufgefaßt werden. Dieses von V. M. Goldschmidt stammende Modell ermöglicht es jedoch zu verstehen, welcher Strukturtyp bei Kristallen einfacher stöchiometrischer Zusammensetzung auftritt. Der Strukturtyp hängt nämlich außer von der stöchiometrischen Zusammensetzung noch von dem Größenverhältnis der Ionenradien, dem *Radienquotienten*, ab. Außerdem spielt die Polarisierbarkeit der Ionen eine wesentliche Rolle.

Die von L. Pauling quantenmechanisch berechneten Ionenradien stimmen gut mit experimentell ermittelten Werten überein (→ Kovalenzradius).

Tab. Durch L. Pauling berechnete Ionenradien in nm

	H^-	Li^+	Be^{2+}		
	0,208	0,06	0,031		
O^{2-}	F^-	Na^+	Mg^{2+}	Al^{3+}	Si^{4+}
0,14	0,136	0,095	0,065	0,05	0,041
S^{2-}	Cl^-	K^+	Ca^{2+}	Se^{3+}	Ti^{4+}
0,184	0,181	0,133	0,099	0,081	0,068
Se^{2-}	Br^-	Rb^+	Sr^{2+}	Y^{3+}	Zr^{3+}
0,198	0,195	0,148	0,113	0,093	0,08
Te^{2-}	J^-	Cs^+	Ba^{2+}	La^{3+}	Ce^{4+}
0,221	0,216	0,169	0,135	0,115	0,101

Lit. Pauling: Die Natur der chemischen Bindung (dtsch 3. Aufl., Weinheim/Bergstraße 1968).

Ionenrauschen, → Rauschen II, 2e und 3b.

Ionenröhren, svw. Gasentladungsröhren.

Ionenschall, → Plasmaschwingungen.

Ionenstärke, in der Theorie der interionischen Wechselwirkungen zweckmäßiges Maß für die Gesamtkonzentration einer Elektrolytlösung (*ionale Konzentration*): $I = 0{,}5 \sum_i z_i^2 c_i$. Hierbei ist c_i die Konzentration (mol/l), z_i die Ladungszahl der Ionensorte i. Es ist über alle positiven und negativen Ionen zu summieren; nach Lewis und Randall wird statt c die molale Konzentration mol/kg Lösungsmittel verwendet.

Ionenstrahlen, positive oder negative Ionen, die sich in einer bestimmten Richtung fortbewegen. Die Strahlstärken liegen im Bereich von einigen μA bis zu einigen 100 mA. Nur im Vakuum ist eine ungestörte Fortbewegung der I. möglich, während in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern durch die Ionen eine → Ionisation der neutralen Atome und Moleküle auftritt, was praktisch zum Nachweis derartig geladener Teilchen benutzt wird, z. B. in der Wilsonschen Nebelkammer. I. kann man wie Elektronenstrahlen in elektrischen und magnetischen Feldern ablenken. Diesen Effekt nutzt man in der Massenspektroskopie und bei der elektromagnetischen Stofftrennung aus. Die Ablenkung ist allerdings wegen der viel größeren Masse der Ionen viel kleiner als bei Elektronen. Zur Erzeugung von I. dienen sämtliche → Ionenquellen. Die am längsten bekannten und am einfachsten zu erzeugenden I. sind die → Kanalstrahlen. Eine besondere Bedeutung haben die von radioaktiven Substanzen ausgesandten → Alphastrahlung, die als doppelt positiv geladene Heliumkerne „nackte" Atomkerne sind. Derartige „nackte" Kerne, auch Wasserstoffkerne oder Protonen, haben bei entsprechender Beschleunigung als Geschosse in der Kernphysik eine viel größere Wirkung als die übrigen positiven Ionen, die noch eine Elektronenhülle haben. Diese haben mit ihrer den Atomen vergleichbaren Größe (→ Ionenradius) eine viel geringere „Durchschlagskraft" als die Atomkerne. Die wichtigste Quelle von I. hoher Energie sind die Beschleuniger. Um die elektrostatische Abstoßung der zu beschießenden Kerne gegenüber den positiven Kernen zu überwinden, muß man diese positiven Kerne so beschleunigen, daß sie Energien von 1000 MeV und mehr haben. Die wichtigsten Beschleunigertypen sind die Linearbeschleuniger, z. B. der van-de-Graaff-Bandgenerator (5 MeV) und der Protonenlinearbeschleuniger (50 MeV), sowie die großen Kreisbeschleuniger, z. B. das Synchrozyklotron (720 MeV) und das Protonensynchrotron (76 GeV).

Lit. Finkelnburg: Atomphysik (9./10. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1964).

Ionenstrahldotierung, → Dotierung.

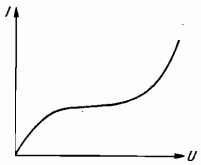
Ionentemperatur, → Plasma.

Ionenverdampferpumpe, eine Ionengetterpumpe. Ihre Pumpwirkung entspricht dem Prinzip der → Verdampferpumpe. Zusätzlich werden Gasteilchen durch einen Strahl beschleunigter Elektronen ionisiert. Die Gasionen werden wegen der im Innern des Pumpkörpers herrschenden Feldverhältnisse bevorzugt auf die Innenwand der Pumpe gelenkt, wo sie auf Grund ihrer kinetischen Energie in die aufgedampfte Getterschicht einzudringen vermögen. Neben einer Erhöhung des Saugvermögens für chemisch aktive Gase wird auf diese Weise auch ein meßbares Saugvermögen für Edelgase erzielt. In Vakuumsystemen, die durch Treibmittel- oder Sorptionspumpen auf etwa 10^{-7} Torr vorevakuiert worden sind, können mit Hilfe von I.n Vakua kleiner als 10^{-10} Torr erzeugt werden. Vakuumpumpen dieser Art werden für die Evakuierung kleinerer Laboratoriumsanlagen sowie für die Aufrechterhaltung niedrigster Drücke in abgetrennten Rezipienten eingesetzt.

Ionenzählung, Verfahren zur Bestimmung der Anzahl der Ionen in einer bestimmten Gasmenge. Zu diesem Zweck wird das Gas durch einen aufgeladenen Zylinderkondensator gesaugt und der Spannungsverlust an diesem infolge der Ablagerung der Ionen mit einem Elektrometer gemessen. Aus der bekannten Kapazität des Zylinderkondensators, der daran gemessenen Spannungsabnahme sowie der bekannten durchgesaugten Gasmenge läßt sich die Ionenzahl je Volumeneinheit bestimmen. Auf diesem Prinzip beruht der Ionenzähler von Ebert.

Ionenzerstäuberpumpe, *Penning-Pumpe*, eine Ionengetterpumpe, bei der durch Katodenzerstäubung gasadsorbierende Oberflächen bzw. Getter geschaffen werden. Zwischen zwei parallelen, etwa 3 bis 4 mm dicken Katodenblechen, häufig aus Titan, befinden sich, dicht gepackt, zylinderförmige Anoden aus Edelstahl, deren Achsen rechtwinklig zu den Katoden ausgerichtet sind. Die aus dem Vakuumsystem zu entfernenden Gasteilchen werden nach dem Penning-Prinzip unter der Einwirkung eines Magnetfeldes in einem elektrischen Feld ionisiert. In dem hohen elektrischen Feld, das durch eine Gleichspannung von einigen kV erzeugt wird, kann sich unter bestimmten Bedingungen eine Gasentladung ausbilden. Durch Überlagerung

Ionenzyklotron-Whistler



1 Abhängigkeit des Stromes *I* von der Spannung *U* bei einer unselbständigen Gasentladung

eines parallel zu den Anodenachsen liegenden Magnetfeldes werden die Elektronen auf spiralähnliche Bahnen gelenkt, wodurch die Weglänge und damit die Ionisierungswahrscheinlichkeit der Gasteilchen wesentlich erhöht wird. Die ständige Erneuerung der Getterschichten wird bei den I.n dadurch erreicht, daß beim Auftreffen der im elektrischen Feld beschleunigten Gasionen auf die Katode das Katodenmaterial zerstäubt wird. Es schlägt sich auf der Anode nieder und bildet so fortwährend neue, chemisorbierende Getterschichten. Chemisch aktive Gase, wie Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Kohlendioxid, werden hieran unter Ausbildung fester Bindungen sorbiert. Außerdem dringen ionisierte Gasteilchen, die mit hoher kinetischer Energie auf die Katode auftreffen, teilweise tief in das Katodenmaterial ein. Auf diese Weise werden auch Edelgase, wie Helium, Neon, Argon aus dem zu evakuierenden Vakuumsystem abgepumpt. — Durch eine besondere rillenförmige Ausführung der Katoden kann das Saugvermögen für Edelgase beträchtlich erhöht werden. Der Entladungsstrom ist im Arbeitsbereich der Pumpe dem in der Pumpe herrschenden Druck proportional. Durch die Messung dieses Stromes kann der Druck im System daher laufend mitgemessen und die I.n gleichzeitig als Vakuummeßgerät und als Lecksuchgerät verwendet werden.

I.n arbeiten mit Vorpumpen und werden zur Erzeugung von Hoch- und Ultrahochvakuum eingesetzt. Sie werden immer dann mit Vorteil verwendet, wenn ein kohlenwasserstofffreies Vakuum zu schaffen ist. Zur Erzeugung absolut kohlenwasserstofffreier Vakua werden Sorptionspumpen als Vorpumpen eingesetzt.

Ionenzyklotron-Whistler, → Whistler.

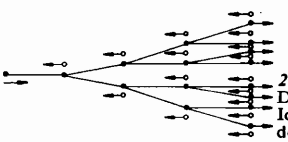
Ionisation, *Ionisierung*, die Abtrennung eines oder mehrerer Elektronen von einem neutralen Atom oder Molekül, das dann als *positives Ion* zurückbleibt, oder die Anlagerung eines oder mehrerer Elektronen an ein neutrales Atom oder Molekül, das damit zum *negativen Ion* wird. Bei der Abtrennung muß eine Arbeit, die Ionisationsenergie (→ Tabelle) geleistet werden. Diese Ionisierungsenergie E_i entspricht der Bindung des betreffenden Elektrons und ist für

Ionisationsenergien einiger Atome und Moleküle in eV

H	13,6	O	13,6	Hg	10,4
H_2	15,4	O_2	11,2	Na	5,1
C	11,2	He	24,6	Cs	3,9
N	14,5	Ne	21,5		
N_2	15,8	Ar	15,7		

das Valenzelektron der Alkalimetalle klein, für ein Elektron aus der abgeschlossenen Schale eines Edelgases groß und nimmt für die Elemente einer Gruppe des Periodensystems wegen zunehmender Abschirmung des Kernfeldes mit wachsender Ordnungszahl Z ab. Für Zäsium hat $E_i = 3{,}9$ eV deshalb den kleinsten Wert aller Alkalimetalle. Man kennt mehrere Arten der I. Eine *Kontakt-* oder *Oberflächenionisation* kann auftreten, wenn ein Atom eines Elements der Ionisierungsenergie E_i auf die Oberfläche eines Stoffes mit der Austrittsarbeit E_A für Elektronen trifft und wenn $E_i < E_A$, da beim Übergang des Elektrons in die Oberfläche die Energie $E_A - E_i$ frei wird. Im Unterschied dazu erfolgt die *Volumenionisation* im Gas- oder Plasmavolumen durch Stoß eines Elektrons, eines Ions, eines Neutralteilchens oder eines Photons.

Bei der *Elektronenstoßionisation* oder *Stoßionisation* erfolgt die Abtrennung eines Elektrons durch ein stoßendes, schnelles Teilchen, z. B. durch ein α-, β- oder γ-Teilchen, bei genügend hoher Temperatur durch ein Elektron, Ion oder auch neutrales Atom infolge ihrer ungeordneten Temperaturbewegung (*thermische I.*) oder durch ein im elektrischen Feld einer Entladung beschleunigtes Elektron oder Ion. Beobachtet man in einem mit Gas gefüllten Entladungsgefäß mit zwei plattenförmigen Elektroden den Strom, so wächst er zunächst proportional mit der angelegten Spannung an und erreicht einen Sättigungswert, wenn alle durch die ionisierende Strahlung im Gas entstandenen Ionen und Elektronen durch die Elektroden abgesaugt werden (Abb. 1). Bei weiterer Steigerung der Spannung nimmt der Strom aber wieder zu und steigt steil zu hohen Werten an. Diese Zunahme setzt ein, wenn die von der ionisierenden Strahlung erzeugten Ionen und Elektronen im elektrischen Feld eine so hohe Geschwindigkeit erreichen, daß sie neutrale Gasatome durch Stoß zu ionisieren vermögen. Dabei muß die kinetische Energie E_{kin} des stoßenden Elektrons der Ionisierungsenergie E_i mindestens gleich sein, $E_{kin} \geqq E_i$. Es entstehen neben dem ersten ionisierenden Ion oder Elektron Töchter, Enkel, Urenkel usw., und schließlich kommt an der Anode eine Ionen- oder Elektronenlawine an (Abb. 2).



2 Schematische Darstellung einer Ionenlawine bei der Stoßionisation

Die *thermische I.* ergibt mit der ihr entgegenwirkenden Rekombination von Ionen und Elektronen zu neutralen Atomen, daß ein mit der absoluten Temperatur T nach der → Saha-Gleichung exponentiell zunehmender Anteil α aller Gasatome (Moleküle) ionisiert ist. Sie erfolgt allein durch Erhitzen des zu ionisierenden Gases und setzt ein, wenn zufällig vorhandene Elektronen durch Stöße eine Energie E_{kin} aufgenommen haben. Eine I. durch Stoß von Ionen oder Neutralteilchen ist selten, weil dabei zwischen den fast massegleichen Stoßpartnern nur geringe Energien übertragen werden. Erst für $E_{kin} > 10^8$ eV bzw. für Temperaturen $T > 10^6$ K gewinnt diese I. Bedeutung. Da $E = h\nu$ die Energie eines Photons ist, tritt eine I. durch Photonenstoß, die *Photoionisation* ein, wenn $h\nu \geqq E_i$ ist. Sie kann daher nur mit ultravioletem Licht oder mit Strahlung noch kürzerer Wellenlänge, z. B. mit weicher Röntgenstrahlung, erreicht werden. Der Wechselwirkungsmechanismus von Röntgen- und Gammastrahlen mit den Elektronen der Atome ist ebenfalls der Photoeffekt. Dabei wird das Quant in der *K*-, *L*-, ... Schale der Elektronenhülle absorbiert, wenn dessen Energie größer als die Bin-

dungsenergie E_K, E_L, ... des Elektrons ist. Das in der *K*-, *L*-, ... Schale ionisierte Atom emittiert ferner Fluoreszenzstrahlung oder ein Auger-Elektron (→ Auger-Effekt). I. kann weiterhin durch → Stöße zweiter Art auftreten.

Positive Ionen können auch aus Metallen ausgelöst werden. Bevor aufgeheizte Metalle die Elektronenemissionstemperatur (→ Elektronenemission) erreichen, geben sie schon bei Rotglut positive Ionen ab, vorwiegend Alkalimetalle, vorzugsweise Kalium. Positive Ionen entstehen auch, wenn neutrale Atome niedriger Ionisationsenergie auf die heiße Oberfläche eines Metalls mit hoher Elektronenablösearbeit auftreffen. Zäsium- und Rubidiumatome werden z. B. beim Auftreffen auf eine auf 1300 K erhitzte Wolframoberfläche nahezu vollständig in positive Ionen umgewandelt.

Bei der *Stufenionisation* wird die Ionisationsarbeit dem Atom oder Molekül über einen angeregten Zustand in Stufen zugeführt. Dabei können alle zur Anregung und I. möglichen Elementarprozesse, z. B. Elektronen-, Ionen- oder Atomstoß sowie Photoeffekt, in beliebiger Kombination und Reihenfolge mitwirken.

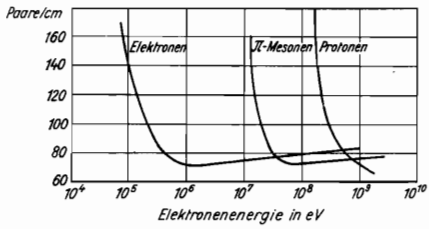
Eine stark inhomogene I. eines Gases durch Teilchenstrahlung wird als *Kolonnenionisation* bezeichnet. Wegen der entstehenden großen Ionendichte gelingt es nur mit sehr großen elektrischen Feldstärken, positive und negative Ionen der entsprechenden Ionenpaare schnell genug zu trennen, bevor Rekombination einsetzt.

Die I. in Festkörpern besteht darin, daß unter der Wirkung von inneren und äußeren Faktoren ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband übergeht (→ Bändermodell). Die I. kann durch unmittelbare Wirkung eines elektrischen Feldes (→ Tunneleffekt), unter der Wirkung von Licht oder durch andere Bestrahlungsarten (Elektronen, Protonen u. ä.) sowie Erwärmung stattfinden.

Um den erreichten *Ionisationsgrad* eines Plasmas anzugeben, setzt man die Elektronenkonzentration n_e bzw. die Ionenkonzentration n_1 entweder nach $\varkappa_1(n_e) = n_e/n_0$ bzw. $\varkappa_1(n_1) = n_1/n_0$ ins Verhältnis zur verbleibenden Neutralteilchenkonzentration n_0 oder nach $\varkappa_2(n_e) = n_e/(n_e + n_0)$ bzw. $\varkappa_2(n_1) = n_1/(n_1 + n_0)$ ins Verhältnis zu der Summe $(n_e + n_0)$ bzw. $(n_1 + n_2)$ Als Wertebereich für den Ionisationsgrad $\varkappa_1$ bzw. $\varkappa_2$ zwischen einem ionenfreien Gas und einem völlig ionisierten Plasma ergibt sich dann $0 \leqq \varkappa_1 < \infty$ bzw. $0 \leqq \varkappa_2 \leqq 1$. Mit steigender Temperatur tritt *Mehrfachionisation* auf, indem das Atom- oder Molekülion noch weitere Elektronen verliert. Mit dem Erreichen bestimmter E_i-Werte können sich z. T. sprunghaft doppelt-, dreifach- oder *n*-fach geladene Ionen bilden. Man unterscheidet danach *Ionisationsstufen* des Plasmas, die sich besonders durch thermodynamische Eigenschaften unterscheiden, z. B. durch die spezifische Wärme oder durch die Wärmeleitfähigkeit. Bei der I. eines Neutralgases bildet sich gewöhnlich die erwähnte *Elektronenlawine* aus, da das bei einem Ionisationsakt frei gewordene Elektron durch zusätzliche Energieaufnahme weitere Elektron-Ion-Paare bilden kann. Ist die *x*-Richtung die des beschleunigenden Feldes, so ist die Zunahme $dn_e/dx = \alpha n_e$ der Elektronendichte der Elektronenkonzentration n_e in der Volumeneinheit proportional. Der *Ionisationskoeffizient* α gibt an, wieviele Elektronen-Ionen-Paare ein Elektron längs der Wegeinheit dx in Feldrichtung durch I. erzeugt. Dabei hängt α von der Feldstärke, von der Gasart und vom Gasdruck ab. Durch Integration ergibt sich $n_e(x) \sim \exp(\alpha x)$, d. h., die Elektronendichte n_e steigt nach einer Exponentialfunktion. Da im allgemeinen die *x*-Richtung, in der sich das ionisierende Elektron bewegt, nicht mit der Feldrichtung zusammenfallen muß, unterscheidet man die *differentielle I.* als Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare längs 1 cm Wegstrecke von der *spezifischen I.* längs einer Wegstrecke von 1 cm in Feldrichtung.

In Verallgemeinerung des Ionisationskoeffizienten kann für den Ionisationskoeffizienten α eine → *Ionisierungsfunktion* eingeführt werden, die in Abhängigkeit von der Energie oder der Geschwindigkeit der ionisierenden Teilchen die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Ionisationsakt einen weiteren zur Folge hat. Je größer durch I. die Anzahl der Ladungsträgerpaare wird, um so wahrscheinlicher wird ihre Rekombination. Im *Ionisationsgleichgewicht* entstehen in der Zeit- und in der Volumeneinheit gleich viele Trägerpaare durch I. wie durch Rekombination verschwinden. Dieses dynamische Gleichgewicht hängt von den Elementarprozessen im Plasma sowie von Trägerverlusten an den Gefäßwänden ab und läßt sich nur für Spezialfälle berechnen.

Die *spezifische I.* oder *Ionisationsstärke* ist die Zahl der von einem ionisierenden Teilchen in einem Gas je Wegstreckeneinheit gebildeten Ionenpaare. Die spezifische I. ist eine Funktion der Geschwindigkeit und Ladung der ionisierenden Teilchen sowie der Art und Dichte des Gases. Je höher die Geschwindigkeit der Teilchen ist, um so geringer ist seine spezifische I., weil die Zeitdauer des Durchgangs durch die Elektronenhülle der Atome mit zunehmender Geschwindigkeit kleiner wird. Da die spezifische I. mit abnehmender Geschwindigkeit der Teilchen ansteigt, ergibt sich für ihren Verlauf längs der Bahn des Teilchens die *Braggsche Kurve* mit einem Maximum kurz vor dem Ende der Reichweite. Am Ende der Teilchenbahn im Gas nimmt die spezifische I. stark ab, da bei mehrfach geladenen Ionen Umladungsprozesse stattfinden und damit ihr Ionisationsvermögen stark herabgesetzt wird. Die spezifische I. von Alphastrahlen ist etwa hundertmal größer als die von Betastrahlen gleicher Energie, weil erstere bei gleicher Energie eine viel geringere Geschwindigkeit besitzen und außerdem die doppelte Ladung tragen. Zwischen 10 keV und 2 MeV ist die spezifische I. durch Elektronen annähernd dem Quadrat der Geschwindigkeit umgekehrt proportional. Für sehr große Teilchenenergien, d. h., wenn die Geschwindigkeit der Teilchen in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit liegt, wird die spezifische I. von der Teilchenmasse unabhängig und beträgt etwa 70 Ionenpaare/cm in Luft. Den Verlauf der spezifischen I. in diesem Gebiet zeigt Abb. 3.



3 Spezifische Ionisation (Zahl der in Luft je cm Wegstrecke gebildeten Ionenpaare) von Elektronen, π-Mesonen und Protonen als Funktion ihrer kinetischen Energie

Über Fremdionisation → Dunkelentladung. Lit. Finkelnburg: Atomphysik (8. Aufl., Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

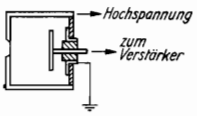
Ionisationsdichte, die Zahl der in einem Gas in der Volumeneinheit durch Strahlung erzeugten Ionen.

Ionisationsenergie, → Ionisation.

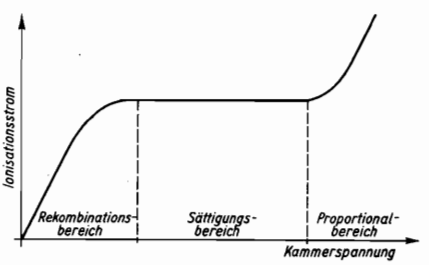
Ionisationsgleichgewicht, → Ionisation.

Ionisationsgrad, → Ionisation.

Ionisationskammer, IK, ein Nachweis- und Meßgerät für Kernstrahlung, insbesondere zur Messung der Strahlungsgrößen ionisierender Strahlung wie auch zur Messung der Aktivität radioaktiver Nuklide und der → Dosis bzw. Dosisleistung, dessen Prinzip auf der ionisierenden Wirkung dieser Strahlung beruht. Die I. ist ein gasgefülltes Gefäß mit zwei Elektroden, von denen eine (d. i. meist der Gefäßmantel) auf Erdpotential, die andere, meist Mittelelektrode genannt, an sehr hoher Spannung (kV-Bereich) liegt. Die Strahlung ionisiert die Atome oder Moleküle der Gasfüllung in dem Meßvolumen zwischen den gegeneinander hochisolierten Elektroden. Durch ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden werden die Ladungsträger, Elektronen oder Ionen, an der Meßelektrode gesammelt, und der Ionisationsstrom wird mit empfindlichen Strom- und Ladungsmeßgeräten, z. B. mit Quadranten-, Röhren- oder Schwingkondensatorelektrometern bzw. mit elektrometrischen Photozellenkompensatoren, gemessen, oder die von der Meßelektrode abgegebenen Spannungsimpulse werden verstärkt und elektronisch gezählt. Bei einer Erhöhung der das Sammelfeld zwischen den Elektroden erzeugenden Kammerspannung bei konstanter Strahlungsintensität nimmt der Ionisationsstrom im *Rekombinationsbereich* zunächst zu und erreicht schließlich im *Sättigungsbereich* einen Plateauwert. Bei weiterer Spannungserhöhung würde im *Proportionalbereich* eine nochmalige steile Zunahme erfolgen, die auf eine Lawinenbildung durch Stoßionisation zurückzuführen ist. Der *Arbeitsbereich* der Ionisationskammer ist der Plateau- oder Sättigungsbereich, in dem alle gebildeten Ionenpaare bis auf vernachlässigbare Rekombinationsverluste erfaßt werden.



1 Einfache Ionisationskammer



2 Strom-Spannungs-Charakteristik einer Ionisationskammer

Die Art der *Rekombination* hängt von der Strahlungsart ab, bei Röntgen- und γ-Strahlung erfolgt vorwiegend *Volumen-* oder *Anfangsrekombination* während der Wanderung der negativen und positiven Ladungsträger zu den Elektroden entgegengesetzter Polarität; bei dicht ionisierender Strahlung, z. B. α-Strahlung, tritt dagegen hauptsächlich *Kolonnenrekombination* längs der Teilchenbahnen in unmittelbarer Nähe der Entstehungsorte der Ionen auf, → Dosimeter 4).

I.n sind zum direkten Nachweis von α-, β- und γ-Strahlung geeignet. Neutronen werden indirekt nachgewiesen, und zwar thermische Neutronen über die ionisierenden α-Teilchen aus der Reaktion $^{10}_{5}B(n, \alpha)^{7}_{3}Li$ in der *Borkammer*, d. i. eine mit Bortrifluorid (BF_3) gefüllte I., schnelle Neutronen über die Ionisation infolge der Rückstoßprotonen aus wasserstoffhaltigen Verbindungen. Je nach Verwendungszweck unterscheidet man *Stromkammern*, mit denen konstante Ionisationsströme gemessen werden, und *Impulskammern*, mit denen die Impulsdichte gemessen wird.

Nach den Besonderheiten der Konstruktion benennt man 1) die *Luftionisationskammer*, deren Ionisationsraum offen und mit Luft gefüllt ist.

2) die *Luftwändekammer*, deren Wandmaterial, meist Kunststoffe, die gleiche effektive Ordnungszahl (→ ionisierende Strahlung) wie Luft hat. Die Meßanzeige einer solchen I. ist der einer offenen Standardkammer proportional.

3) die *Kondensatorkammer*, eine kleine I. mit luftäquivalenten Wandungen, häufig Bakelit, mittels deren isolierter Innenelektrode auf eine vorgegebene Spannung aufgeladen wird. Der nach Einwirkung ionisierender Strahlung zu messende Spannungsrückgang ist der Dosis proportional. Die Kondensatorkammer wird deshalb vorwiegend in der Dosimetrie angewendet.

4) die *Extrapolationskammer*, eine I. mit definiert variierbarem Volumen, mit deren Hilfe durch Extrapolation die Dosis für das Volumen der Größe Null bestimmt werden kann.

5) die *Doppelionisationskammer*, die aus zwei I.n besteht, die untereinander nur durch eine sehr dünne Metallfolie getrennt sind, die mit einem Verstärker verbunden ist. Die äußeren Elektroden sind an gleich hohe positive und negative Spannung gelegt. Fliegt ein Teilchen durch beide Kammern, so heben sich der negative und der positive Impuls auf, bleibt aber ein Teilchen in einer Kammer stecken, so sind die Impulse von unterschiedlichem Betrag und kompensieren sich nicht, das Teilchen wird also registriert.

6) den *Kristallzähler*, der als Kristall mit zwei Elektroden zum Anlegen einer Arbeitsspannung eine *feste I.* darstellt. Seine Wirkungsweise beruht darauf, daß in geeigneten elektrisch isolierenden Kristallen (Diamant, Kadmiumsulfid, verschiedene Thalliumhalogenide) durch die

auftreffende Kernstrahlung freie Elektronen erzeugt werden. Diese bewegen sich infolge einer außen angelegten Spannung von etwa 1 kV zur positiven Elektrode. Es fließt daher in dem normalerweise isolierenden Kristall ein kurzer Stromimpuls, der z. B. nach einer Verstärkung einem Zähler zugeführt werden kann. Eine Weiterentwicklung des Kristallzählers stellt der → Halbleiterdetektor dar.

Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1966); Kment u. Kuhn: Technik des Messens radioaktiver Strahlung (Leipzig 1960); Weibrecht: Das Geiger-Zählrohr und andere Strahlendetektoren (Leipzig 1962).

Ionisationskarte, Darstellung der örtlichen und zeitlichen Variation der Elektronendichte in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre. Auf der Abszisse wird die Tageszeit und auf der Ordinate die geographische Breite aufgetragen. Dann werden Linien gleicher Elektronendichte (ähnlich den Isobaren in Wetterkarten) eingezeichnet.

Ionisationskoeffizient, → Ionisation.

Ionisationsmessung, Verfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeit geladener Teilchen. Man mißt den spezifischen Ionisationsverlust, den geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie erfahren (→ Bremsvermögen). Daher ist in Spurkammern einschließlich der Kernspuremulsionen, in denen geladene Teilchen durch die Ionisation sichtbare Spuren hinterlassen, die Dichte der Spurelemente (Blasen, Körner u. dgl.) oder die Schwärzeverteilung der photographischen Schicht im Spurbereich, bei bekannter Ladung, ein Maß für die Geschwindigkeit der Teilchen.

Je nach den speziellen Problemen werden in Kernspuremulsionen folgende Ionisationsparameter gemessen: 1) *Korndichte*, die Anzahl der entwickelten Silberkörner je Längeneinheit der Spur; 2) *Lückendichte*, die Anzahl der Lücken je Längeneinheit der Spur zwischen Körnern bzw. nicht auflösbaren Körnerklumpen, sie ist gleich der *Blobdichte* [engl. blob 'Klumpen']; 3) *mittlere Lückenlänge*, Mittelwert für die Länge der einzelnen Lücken eines Abschnittes der Spur; 4) *Spurendicke*, die bei Spuren ohne Lücken, die keine Korn- bzw. Blobzählung ermöglichen, durch photometrische Messung quer zur Spur bestimmt wird.

Ähnliche Ionisationsparameter können für Teilchenspuren in Blasenkammern definiert werden, indem man anstatt der Körner Blasen (*Blasendichte*), Anhäufungen von Blasen, die ebenfalls als Blobs bezeichnet werden, oder Lücken zwischen den Blasen zählt. In Blasenkammerexperimenten wird der Impuls eines Teilchens durch die Messung seiner Bahnkrümmung in einem homogenen Magnetfeld bestimmt. Da der Impuls eines Teilchens eine Funktion seiner Ruhmasse und seiner Geschwindigkeit ist (im nichtrelativistischen Falle das Produkt aus Ruhmasse und Geschwindigkeit), ermöglicht eine zusätzliche I., durch die seine Geschwindigkeit bestimmt wird, seine Ruhmasse zu ermitteln. Das Teilchen wird identifiziert. Am häufigsten wird hier als Ionisationsparameter die mittlere Lückenlänge benutzt, man spricht daher auch von einer *Lückenmessung*. Der Energiebereich, in dem sich eine Lückenmessung an Spuren in Blasenkammern als sinnvoll erweist, ist jedoch beschränkt. Bei einer kinetischen Energie $T \cong 3\, m_0c^2$ (m_0 Ruhmasse des Teilchens, c Lichtgeschwindigkeit) erreichen die Ionisationsverluste ein Minimum (Minimumionisation). Oberhalb dieser Energie unterscheiden sich die Ionisationsverluste aller Teilchen nur sehr wenig. Da das Ergebnis einer Lückenmessung stark von dem Zustand des bremsenden Mediums abhängt, wird die Messung an einer beliebigen Spur stets auf die Messung an einer unter gleichen Bedingungen entstandenen Spur mit definierter Ionisation bezogen. Man erhält so die relative Ionisation. Der qualitative Verlauf der relativen Ionisation eines Teilchens, in Abhängigkeit von seiner Energie, der aus der Bethe-Bloch-Formel folgt, ist in der Abb. zu → Bremsvermögen dargestellt.

In Streamerkammern, die mit schweren Edelgasen gefüllt sind, kann eine I. auch bei höheren Teilchenenergien durchgeführt werden, da hier auf Grund des hohen Ionisationspotentials nach der Minimumionisation wieder ein meßbarer Anstieg der Ionisationsverluste erfolgt. Unter geeigneten Bedingungen führt jedes durch Ionisation frei gewordene Elektron in einer Streamerkammer zur Bildung eines Streamers, so daß eine Auszählung dieser Streamer eine absolute I. ergibt.

Ionisationsrauschen, → Rauschen II, 2e und 3b.

Ionisationsstärke, → Ionisation.

Ionisationsstoß, ein Stoß auf ein Elektron eines neutralen Atoms oder Moleküls, der die → Ionisation des Systems bewirkt. Die Ionisationsenergie wird der kinetischen Energie des stoßenden Teilchens, z. B. schnell bewegter Elektronen, Ionen, neutraler Atome, aber auch Licht- und Röntgenquanten, entnommen.

Ionisationsstufen, → Ionisation.

Ionisationstemperatur, → Stern.

Ionisationsvakuummeter, → Vakuummeter.

Ionisationszähler, eine Anordnung, bei der eine Ionisationskammer oder ein Zählrohr mit einem elektronischen Zähler verbunden ist, so daß der beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens auf der Meßelektrode der Ionisationskammer entstehende Spannungsstoß als Zahlenwert registriert wird.

ionische Bindung, → chemische Bindung.

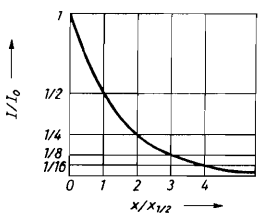
ionisierende Strahlung, Bezeichnung für alle Strahlungsarten, die beim Einwirken auf Materie so viel Energie an deren Atome oder Moleküle abgeben, daß Elektronen abgelöst werden und somit eine Ionisation stattfindet. Auf dieser Tatsache beruht z. B. die besondere → biologische Strahlenwirkung der i.n S. Die Ionisationen erfolgen entweder direkt oder indirekt über die Erzeugung von Sekundärstrahlung. Geladene Teilchen, wie α- oder β-Strahlung oder energiereiche Elektronen, Positronen, Protonen, Deuteronen und andere Atomkerne oder Ionen, ionisieren *direkt* durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Elektronen der durchsetzten Materie. Röntgen- oder γ-Strahlungsquanten erzeugen sekundäre energiereiche geladene Teilchen, meist Elektronen. Neutronen erzeugen durch Kernreaktionen oder elastische Streuung an den Atomkernen der durchsetzten Materie ebenfalls sekundäre energiereiche geladene Teilchen, ionisieren also *indirekt*. Ultravioletstrah-

lung wird im allgemeinen nicht zur ionisierenden Strahlung gerechnet. Erzeugt bzw. ausgesandt wird ionisierende Strahlung durch Strahlungsquellen. Die Messung der ionisierenden Strahlung erfolgt durch Strahlungsdetektoren. Die in der durchsetzten Materie absorbierte oder übertragene Energie ist Gegenstand der Dosimetrie. Der Strahlenschutz dient zum Schutz gegen die schädigenden Wirkungen der i.n S. auf den Menschen.

Intensität, Energiefluß, Qualität und andere Kenngrößen der i.n S. erfahren beim Durchgang durch Materie infolge der Wechselwirkung mit den Molekülen, Atomen, Elektronen und Kernen der durchstrahlten Materie bestimmte Änderungen. Um die dabei auftretende Schwächung einer i.n S. mit kontinuierlichem und einer mit monochromatischem Wellenlängenspektrum vergleichen zu können, wird die *effektive Wellenlänge* als diejenige der monochromatischen i.n S. definiert, die unter denselben Bedingungen genau so stark geschwächt wird wie die i. S. mit kontinuierlichem Wellenlängenspektrum.

1) *Röntgen- und γ-Strahlung.* 1.1) Allgemeines. Die Schwächung von Röntgen- und γ-Strahlung umfaßt eine *geometrische* Schwächung einer Strahlungskenngröße, z. B. der Intensität (→ Dosis), bei zunehmendem Abstand von der Strahlungsquelle und eine *stoffliche* Schwächung durch Wechselwirkung mit den durchquerten Stoffen bei konstantem Abstand. Letztere ist auf drei Einzeleffekte zurückzuführen: → Paarbildungseffekt, → Compton-Streuung und → Photoeffekt. Ist die Energie des γ-Quants größer als die Ruheenergie eines Elektron-Positron-Paares (1,02 MeV), so kann es in der Nähe eines Kerns zur Paarbildung kommen. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional Z^2, wobei Z die Kernladungszahl bedeutet. Bei der Compton-Streuung wird das γ-Quant mit der Energie E_γ an dem quasifreien Hüllenelektron gestreut, wobei E_γ größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist. Die Energie nach der Streuung E'_γ hängt mit der Anfangsenergie E_γ und dem Streuwinkel ϑ über $E'_\gamma = E_\gamma \Big/ \left\{1 + \frac{E_\gamma}{0{,}511}(1 - \cos\vartheta)\right\}$ zusammen.

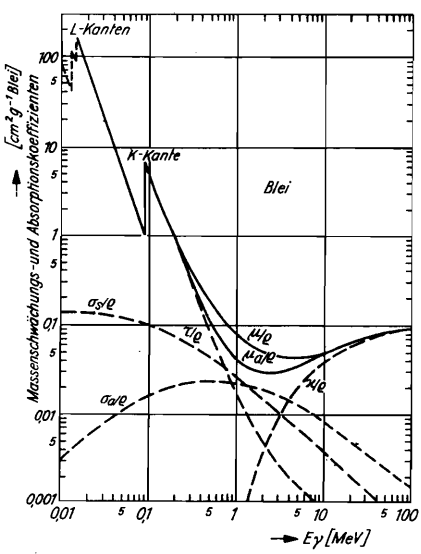
Der Compton-Streuquerschnitt ist relativ materialunabhängig. Kommt die γ-Energie in die Größenordnung der Bindungsenergie der Elektronen, so spielt der Photoeffekt eine Rolle. Sein Wirkungsquerschnitt ist energieabhängig und proportional Z. Die stoffliche Komponente läßt



1 Exponentielle Schwächung einer Strahlungsgröße I in Abhängigkeit von der Zahl der Halbwertschichtdicken $x_{1/2}$

sich meist als exponentielle Schwächung $I = I_0 \cdot \exp(-\mu x)$ beschreiben, wenn I die betrachtete Strahlungsgröße, I_0 ihren Wert bei $x = 0$, μ einen entsprechenden Schwächungskoeffizienten und x ein Maß für die Dicke der durchquerten Materialschichten, z. B. Länge, Quotient aus Masse und Fläche oder aus Atomzahl und Fläche, bedeuten. Je nach dem Maß für Dicke wird μ in cm^{-1}, cm^2/g oder cm^2 je Atom angegeben, damit der Exponent μx jeweils eine dimensionslose Größe darstellt. Die → Halbwertsschichtdicke $x_{1/2}$ charakterisiert die Abnahme der Strahlungsgröße auf den halben Anfangswert ($I = I_0/2$) und ergibt sich aus $I_0/2 = I_0 \cdot \exp(-\mu x_{1/2})$ mit $\ln 1 - \ln 2 = -\mu x_{1/2}$ lne zu $x_{1/2} = \ln 2/\mu = 0{,}69315/\mu$. Ist μ der Wirkungsquerschnitt für eine bestimmte Wechselwirkung oder für alle vorkommenden Wechselwirkungen, so ist der reziproke Wert $1/\mu$ bei γ- oder Röntgenstrahlung die mittlere freie Weglänge der Photonen bezüglich der betrachteten Wechselwirkung. Exponentielle Schwächung liegt exakt nur für schmale Strahlungsbündel, nicht für breite Bündel vor (siehe 1.5). In allen Fällen charakterisiert der *Schwächungsfaktor* $K = I_0/I$ die Eignung einer Materieschicht zur → Abschirmung. Ähnliche Schwächung tritt auch auf, wenn schnelle Neutronen Materie durchqueren (→ Neutron), was durch den fastremoval-Querschnitt σ_{fr} beschrieben wird.

1.2) Schwächungskoeffizienten. Der *lineare Schwächungskoeffizient* oder der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt μ in cm^{-1} ist das Produkt aus dem totalen mikroskopischen Wirkungsquerschnitt je Atom und der Anzahl der Atome je cm^3. $\mu = \mu_s + \mu_a$ setzt sich aus dem linearen Streukoeffizienten μ_s, der die Richtungsänderungen der einfallenden



2 Der Massenschwächungskoeffizient $\mu\varrho$ und seine Bestandteile für Gammastrahlung in Blei

Photonen beschreibt, und dem linearen Absorptionskoeffizienten μ_a zusammen, der die Übertragung von Photonenenergie an Sekundärelektronen beschreibt. In den Streukoeffizienten μ_s wird die Rayleigh-Streuung meist nicht einbezogen, da sie elastisch, also ohne Verluste ist und auf kleine Winkel beschränkt bleibt. Der lineare Compton-Streukoeffizient σ_s

(→ Compton-Effekt) liefert somit den einzigen Beitrag zu μ_s, d. h. $\mu_s = \sigma_s$. Nach Division durch die Dichte des Materials erhält man den Massenschwächungskoeffizienten $\mu/\varrho = \frac{\sigma_s}{\varrho} + \frac{\mu_a}{\varrho}$ in cm^2/g (Abb. 2).

1.3) Absorptionskoeffizienten. Der *lineare Absorptionskoeffizient* μ_a wird durch die Summe der makroskopischen Wirkungsquerschnitte für Compton-Absorption σ_a, → Photoeffekt τ und → Paarerzeugung $\varkappa$ gebildet; entsprechend erhält man für den *Massenabsorptionskoeffizienten* $\frac{\mu_a}{\varrho} = \frac{\sigma_a}{\varrho} + \frac{\tau}{\varrho} + \frac{\varkappa}{\varrho}$. Das gilt, wenn beim Photoeffekt die Bindungsenergie B_e des Elektrons, die z. B. als Fluoreszenzstrahlung mit der Ausbeute Φ emittiert werden kann, nicht aus der Umgebung des primären Absorptionsortes entweicht und wenn bei der Paarerzeugung die Annihilationsstrahlungsquanten mit der Gesamtenergie $2m_0/c^2$ ebenfalls innerhalb des betrachteten Absorbervolumens absorbiert werden. Gelten diese Voraussetzungen nicht, so muß anstelle von μ_a/ϱ der *Massenenergieübertragungs-Koeffizient*

$$\mu_k/\varrho = \sigma_a/\varrho + (\tau/\varrho)\,(1 - \Phi B_e/h\nu_0) + (\varkappa/\varrho)\,(1 - 2m_0c^2/h\nu_0)$$

verwendet werden; dabei ist $h\nu_0$ die Energie des primären Photons. Korrigiert man außerdem für die Energieverluste durch Entweichen der Bremsstrahlung der sekundären Compton-, Photo- und Paarelektronen, so erhält man den *Massenenergieabsorptions-Koeffizienten* μ_{en}/ϱ. Der Wert μ_a/ϱ bzw. die Spezialfälle μ_k/ϱ und μ_{en}/ϱ dienen zur Berechnung der je Zeiteinheit an die Sekundärelektronen übertragenen Energie, der Kermaleistung (→ Dosis), gemäß $\dot{K} = dI/\varrho\,dx = I\mu_a/\varrho$ in MeV/gs, dabei bedeuten I in $MeV/(cm^2 \cdot s)$ die Energiefluenzdichte der Photonen, ϱ die Dichte und dx in cm die Dicke der Absorberschicht.

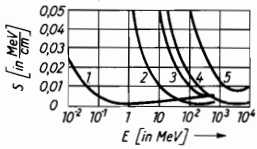
1.4) Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Für zwei Elemente 1 und 2 mit den Dichten ϱ_i, den Ordnungszahlen Z_i und den Massezahlen A_i bestehen folgende Beziehungen zwischen den Streu- und Absorptionskoeffizienten: für Compton-Streuung, Absorption oder Compton-Wechselwirkung insgesamt $\sigma_1/\varrho_1 = (\sigma_2/\varrho_2) \cdot (A_2/A_1)\,(Z_1/Z_2)$ und für Photoeffekt $\tau_1/\varrho_1 = (\tau_2/\varrho_2)\,(A_2/A_1)\,(Z_1/Z_2)^n$. Dabei ergibt sich n als Wert einer empirischen Funktion der Photonenenergie mit $n \approx 4$ bis zu Energien von 1 MeV. Für Paarerzeugung gilt $\varkappa_1/\varrho_1 = (\varkappa_2/\varrho_2)\,(A_2/A_1) \cdot (Z_1/Z_2)^2$. Diese Formeln sind zur Interpolation geeignet, wenn keine Werte für das gewünschte Z zur Verfügung stehen.

Man erkennt, daß bei gleicher Flächenmasse in g/cm^2 eine Absorberschicht um so besser absorbiert, je höher die Ordnungszahl ist; nur für Compton-Prozesse ist die Z-Abhängigkeit sehr gering. Darum wird Blei bevorzugt zur Abschirmung von Röntgen- und γ-Strahlung verwendet, bei anderen Abschirmmaterialien wird die Abschirmwirkung als die Bleidicke angegeben, die dieselbe Abschirmung hervorrufen würde (→ Bleigleichwert). — Für Gemische von Materialien mit unterschiedlichen Z läßt sich innerhalb begrenzter Energiebereiche eine *effektive Ordnungszahl* Z_{eff} angeben, die ein homogener Stoff mit den gleichen Absorptionseigenschaften wie das Gemisch haben müßte.

1.5) Weite Bündel. In den meisten praktischen Fällen gelangt außer primären Photonen auch ein wesentlicher Teil gestreuter und sekundärer Photonen hinter der Absorberschicht zur Wirkung. Dieser Anteil wird durch den *Aufbaufaktor B* beschrieben, der das Verhältnis der insgesamt beobachteten Wirkung und der Wirkung der Primärstrahlung allein darstellt. Es existieren unterschiedliche Aufbaufaktoren für Energieflußdichte, Photonenflußdichte, Ionendosisleistung und Energiedosisleistung. Anstelle der exponentiellen Schwächung gilt z. B. für die Energiedosisleistung $\dot{D} = B \cdot \dot{D}_0 \cdot \exp(-\mu x)$. Hier ist x der Abstand von einer Punktquelle im unendlich ausgedehnten homogenen Medium, und B hängt von μx, Z und $h\nu_0$ ab. Für etwa 1 MeV und nicht zu hohe Z (< 50) gilt $B \approx 1 + \frac{\sigma_s}{\mu_a} \cdot \mu x$. Stets ist $\exp(-\mu x) \leqq B \exp(-\mu x) \leqq \exp(-\mu_a x)$.

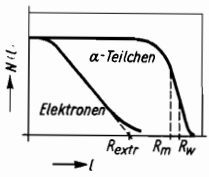
2) *Geladene Teilchen.* 2.1) Allgemeines. Beim Durchgang von Elektronen, Mesonen, Protonen, Deuteronen, α-Teilchen und schweren geladenen Teilchen durch Materie sind drei Energiegebiete zu unterscheiden. 2.1.1) Bei niedrigen Energien unterhalb des Zahlenwertes $Z^2/2$ genommen in MeV für Protonen und schwere Ionen der Ordnungszahl Z sowie unterhalb $10^{-4}\,Mc^2$, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist, können für andere Teilchen der Masse M Wechselwirkungen mit den gestoßenen Atomen als Ganzes auftreten, im Unterschied zu Elektronen- und Kernwechselwirkungen bei höheren Energien. Für Protonen und schwere Ionen sind außerdem Umladungsprozesse durch Elektroneneinfang und -abgabe wesentlich, so daß erst oberhalb $Z^2/2$ MeV ständig die volle Ladung Z anzutreffen ist. 2.1.2) Bei mittleren Energien erfolgen hauptsächlich Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und den Elektronen des Bremsmediums; durch Anregung und Ionisation tritt eine Energieabgabe längs der Teilchenbahnen ein. Der Bremsvorgang läßt sich durch die Begriffe Bremsvermögen des Mediums und Reichweite des Teilchens (s. u.) beschreiben. Einzelne große Energieverluste durch Bremsstrahlung bei Elektronen oder durch Kernreaktionen bei Protonen und schweren Ionen sind sehr selten und können als kleine Korrekturen berücksichtigt werden. 2.1.3) Bei hohen Energien über Mc^2 werden für Elektronen Bremsstrahlungsverluste wesentlich; außerdem wird das Bremsvermögen fester Stoffe gegenüber dem für Gase durch Polarisationseffekte reduziert (Dichteeffekt), und es kann Tscherenkow-Strahlung auftreten. Bei Protonen mit Energien über rund 1000 MeV sowie bei schweren Ionen oberhalb Mc^2 sind Kernreaktionen so häufig, daß praktisch kein Teilchen seine durch Elektronenstöße zu erwartende Reichweite erreicht. Zur Beschreibung des Teilchendurchganges sind dann wie bei Röntgen- und γ-Strahlung die Begriffe Schwächungskoeffizient und mittlere freie Weglänge geeignet (siehe 1.1)).

2.2) Bremsvermögen. Durchläuft ein Teilchen mit der kinetischen Energie E die Weglänge Δx in cm in einem Stoff der Dichte ϱ und gibt es dabei im Mittel die Energie ΔE in MeV ab, so wird der Grenzwert $S = \mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ des Quotienten $\Delta E/\Delta x$ für $\Delta x \to 0$ als *lineares Bremsvermögen* S des Stoffes in MeV/cm bezeichnet.



3 Lineares Bremsvermögen von Luft für Elektronen (1), π-Mesonen (2), Protonen (3), Deuteronen (4) und α-Teilchen (5)

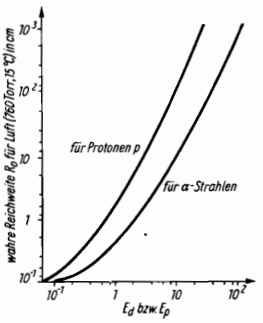
Wird die Weglänge durch die Flächenmasse $\varrho\Delta x$ in g/cm² charakterisiert, so erhält man das *Massenbremsvermögen* $S/\varrho = \mathrm{d}E/\varrho\,\mathrm{d}x$ des Stoffes in MeV · cm²/g. Anstelle des Energieverlustes ΔE kann auch die Anzahl $\Delta I/\Delta x$ der gebildeten Ionenpaare ΔI je cm betrachtet werden; man bezeichnet dann $\mathrm{d}I/\mathrm{d}x$ als *Ionisierungsdichte* oder *spezifische Ionisation*. Beim Bremsvermögen vernachlässigt man den diskreten Charakter der Energieabgabe durch Elektronenstöße und die daraus resultierende Energieverteilung, das *Straggling*, monoenergetischer Teilchen nach Durchlaufen der Weglänge Δx. Bei der Mittelung über alle Elektronenstöße werden allerdings auch solche mit Übertragung der Gesamtenergie E berücksichtigt; bei Elektronen ist die maximal übertragbare Energie $E/2$, da nach jedem Stoß das energiereichere Elektron als das primäre angesehen wird. Die δ-Elektronen bzw. die δ-Strahlung des durchquerten Stoffes können infolge der ihnen übertragenen großen Energie selbst mehrmals ionisieren. Interessiert nur die Energieabgabe nahe der Bahn des Primärteilchens, so werden δ-Elektronen oberhalb einer Schwellenenergie als selbständige Teilchen behandelt und im Bremsvermögen nicht berücksichtigt (→ LET). Bis zu Energien von Mc^2 sinkt das Bremsvermögen mit wachsender Energie proportional zu $1/E^{\alpha}$ mit α zwischen 0,5 und 1. Bei höheren Energien wächst es wieder an, und zwar infolge des Dichteeffektes für gasförmige Stoffe stärker als für feste und flüssige. Das Bremsvermögen ist außerdem proportional zu $Z^{1/4}$. Dies kann zur Interpolation der Werte für Stoffe mit unterschiedlicher Ordnungszahl Z benutzt werden, solange *Bremsstrahlungsverluste* noch nicht wesentlich sind. Bei Elektronen der Energie E in MeV ist das Verhältnis der Energieverluste durch Bremsstrahlung zu denen durch Elektronenstöße etwa $E \cdot Z/700$; Gleichheit beider Effekte ist bei $700/(Z + 1{,}2)$ MeV zu erwarten, das sind 85 MeV für menschliches Gewebe und 8,4 MeV für Blei.



5 Absorptionskurven und Reichweitebegriffe für monoenergetische Elektronen und α-Teilchen

2.3) Streuprozesse. Geladene Teilchen erfahren in der Umgebung von Atomkernen durch Coulomb-Wechselwirkung Richtungsänderungen, die als *Rutherford-Streuung* bezeichnet werden. Mit wachsender Teilchenenergie und wachsendem Streuwinkel sinkt der Wirkungsquerschnitt schnell ab. *Mehrfachstreuung, d. i.* die Aufeinanderfolge von mehreren elastischen Streuakten beim Teilchendurchgang durch dünne Folien, und *Vielfachstreuung, d. s.* viele Streuakte in dicken Materieschichten, beeinflussen die Gestalt der Teilchenbahnen wesentlich. Bei Elektronen wird ein paralleles Teilchenbündel durch Vielfachstreuung rasch aufgefächert, auch *Rückstreuung*, d. h. Gesamtstreuwinkel über 90°, tritt oft auf.

2.4) Reichweite. Hierunter wird die bis zum Aufhören des Ionisationsvermögens bzw. bis zum völligen Verlust der kinetischen Energie zurückgelegte Wegstrecke von Korpuskularstrahlung beim Durchgang durch Materie verstanden. Die Weglängen monoenergetischer Teilchen, gemessen längs ihrer Bahn vom Startpunkt bis zum Ort ihres letzten Elektronenstoßes, zeigen infolge der Statistik der Stoßprozesse eine Gauß-Verteilung um einen Mittelwert (Straggling) der als *wahre Reichweite* R_0 bezeichnet wird. Sie kann nach der Beziehung $R_0 = \int_0^{E_0} (1/S)\,\mathrm{d}E$ für Teilchen der Energie E_0 mit der Näherung der kontinuierlichen Abbremsung aus dem Bremsvermögen S berechnet werden. In der Abb. 4 ist die Reichweite R_0 von



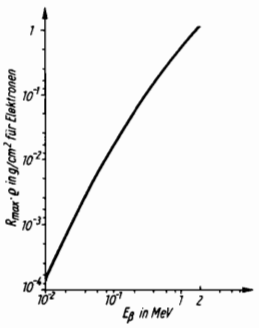
4 wahre Reichweite

α-Teilchen und Protonen in Luft als Funktion der Energie E_α bzw. E_p angegeben. Praktisch kann man meist nicht die Teilchenbahnen selbst, sondern nur ihre Projektionen auf eine bestimmte Richtung beobachten, wenn z. B. ein Teilchenstrahl senkrecht auf Materieschichten verschiedener Dicke l auftrifft und die Anzahl $N(l)$ der die Schicht durchdringenden Teilchen gemessen wird. Den Wert $R_m = \frac{1}{N(0)} \int_0^{\infty} l\,(\mathrm{d}N(l)/\mathrm{d}l)\,\mathrm{d}l$ bezeichnet man dann als *mittlere Reichweite* und als *wahrscheinlichste Reichweite* R_w den l-Wert, für den $\mathrm{d}N(l)/\mathrm{d}l$ ein Maximum darstellt. Die Größen R_m und R_w sind für schwere geladene Teilchen geeignet, bei denen $N(l)$ nahezu konstant bleibt und für große l sehr steil abfällt. Bei Elektronen ist der Einfluß der Vielfachstreuung so groß, daß $N(l)$ bereits von relativ kleinen Schichtdicken an flach abfällt (Abb. 5). Derjenige l-Wert, bei dem die gedachte Verlängerung des linear abfallenden Teils der Kurve die l-Achse schneidet, heißt *extrapolierte Reichweite* R_{extr}. Sie ist bei Stoffen hoher Ordnungszahl bis um den Faktor 2 kleiner als R_0. Experimentell gewonnene Energie-Reichweite-Kurven werden besonders bei schweren geladenen Teilchen zur Energiebestimmung aus Reichweitemessungen benutzt, z. B. mittels Kernspuremulsionen.

Bei der β-Strahlung radioaktiver Nuklide überlagern sich die Absorptionskurven der verschiedenen Energien des komplexen β-Spek-

trums, dadurch ergibt sich eine nahezu exponentielle Abnahme von $N(l)$ mit der Absorberdicke l. Man kann deshalb empirisch gewonnene Massenabsorptionskoeffizienten angeben. Wird $N(l)$ kleiner als der Nulleffekt der Meßapparatur, so endet der exponentielle Verlauf von $N(l)$. Die entsprechende Absorberdicke heißt *praktische Reichweite* R_p der β-Strahlung; sie hängt eindeutig von der maximalen β-Energie E_{max} ab. R_p bestimmt die für β-Strahlung erforderliche Abschirmung.

Die Berechnung der Energieabgabe bzw. der spezifischen Ionisation als Funktion der Absorberdicke l erfordert bei Elektronen die gleichzeitige Berücksichtigung von Energie- und Richtungsänderungen, z. B. mit Hilfe der Transporttheorie. Die Länge der unregelmäßig gekrümmten Elektronenbahnen ist viel größer als die maximale Dicke einer Substanzschicht, die sie durchdringen können. Der *Umwegfaktor*, das Verhältnis zwischen Bahnlänge und maximal zu durchdringender Schichtdicke, kann bei kleinen Energien fünf und mehr betragen. Die Beziehung zwischen der maximalen Massenreichweite $R_{max} \cdot \varrho$ (ϱ ist die Dichte des Absorbers) in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_β ist in Abb. 3 dargestellt. Bei schweren geladenen Teilchen kann diese als *Bragg-Kurve* bezeichnete Funktion der Energieabgabe von der Absorberdicke unter Vernachlässigung der Winkelstreuung berechnet werden (Abb. 8). Charakteristisch ist für alle geladenen Teilchen, daß das Maximum der Energieabgabe bei größeren Absorberdicken meist nur wenig unter R_m bzw. R_{extr} liegt.



7 Massenreichweite

2.5) Energie-Reichweite-Beziehung. Sie ist der Zusammenhang zwischen der Energie eines Teilchens und seiner Restreichweite in einem abbremsenden Medium. Diese Beziehung wird durch Integration aus der von Bethe und Bloch abgeleiteten Formel für den spezifischen Energieverlust von Teilchen beim Durchgang durch Materie erhalten, meistens jedoch halbempirisch durch Eichmessungen ermittelt.

Lit. Aglinzew: Dosimetrie ionisierender Strahlung (dtsch Berlin 1961); Hertz: Lehrb. der Kernphysik, 3 Bde (Leipzig 1958–1962).

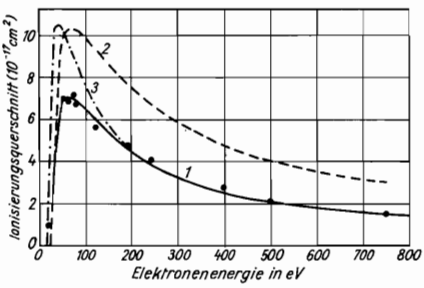
Ionisierung, svw. Ionisation.

Ionisierungsarbeit, → Ionisation.

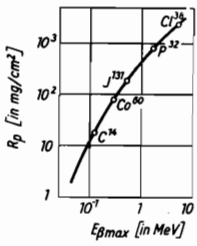
Ionisierungsdichte, → ionisierende Strahlung 2.2).

Ionisierungsenergie, → Ionisation.

Ionisierungsfunktion, eine Funktion, die die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektronenstoß bestimmter Energie zur Anregung oder Ionisation von Gasatomen oder -molekülen führt, beschreibt. Die Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit von der Energie der stoßenden Elektronen bezeichnet man als die *elektrische I.* Die Abb. zeigt die I. für atomaren und molekularen Wasserstoff. Alle Methoden zur Bestimmung der I. laufen auf die Messung der Anzahl der von einem Elektron je cm Wegstrecke erzeugten Ionen hinaus (spezifische → Ionisation).



Ionisierungsfunktion für atomaren Wasserstoff (Kurve 1), für molekularen Wasserstoff (Kurve 2). Kurve 3 zeigt die theoretisch berechneten Werte für den atomaren Wasserstoff



6 Praktische Reichweite von β-Strahlung

Ionisierungskoeffizient, *Ionisierungszahl, Townsend-Koeffizient*, ein Maß für das Ionisierungsvermögen der auf neutrale Atome stoßenden Elektronen bzw. Ionen (→ Ionisation).

Ionisierungsspannung, die zum Erreichen der Ionisationsenergie für ein Elektron erforderliche Beschleunigungsspannung bzw. das Voltäquivalent der Ionisationsenergie, → Ionisation.

Ionisierungsvermögen, die auf den Druck von 1 Torr des durchquerten Gases bezogene differentielle → Ionisation.

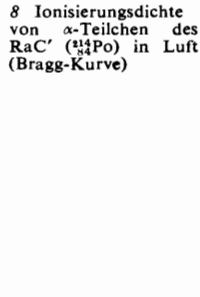
Ionisierungswärme, → Ionisation.

Ionisierungszahl, svw. Ionisierungskoeffizient.

Ionium, → Thorium.

Ionogramm, 1) die bei der → Ionographie erhaltene photographische Aufzeichnung. 2) → elektromagnetische Sondierung der Ionosphäre.

Ionographie, (Tafel 52), ein 1965 von A. F. Tulinow publiziertes Verfahren zur Strukturabbildung von Kristallen. Es beruht auf dem physikalischen Effekt der Blockierung von Ionenbahnen in Festkörpern mit periodischer Anordnung der Gitteratome (Einkristalle).

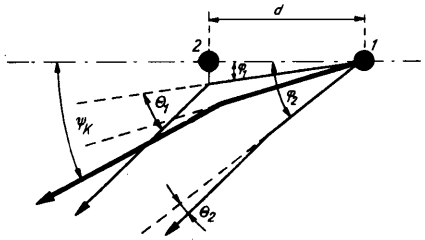


8 Ionisierungsdichte von α-Teilchen des RaC′ ($^{214}_{84}$Po) in Luft (Bragg-Kurve)

Die Blockierung tritt auf, wenn von Gitterplätzen Ionen emittiert werden. Das einfachste Beispiel dafür ist, daß sich im Kristall auf Gitterplätzen radioaktive Nuklide befinden, die Alphateilchen emittieren.

Abb. 1 zeigt zwei benachbarte Atomkerne einer Atomreihe des Gitters. Das vom Kern 1 emittierte Ion wird am Kern 2 gestreut. Der Weg in Richtung der Kristallachse, die durch die Atomreihe festgelegt ist, wird durch den Kern 2 blockiert. Bei sehr kleinen Emissionswinkeln φ ($\varphi = \varphi_1$) wird der Stoßparameter $p = d \sin \varphi$ sehr klein und damit der Streuwinkel θ ($\theta = \theta_1$) sehr groß. Ist der Emissionswinkel φ ($\varphi = \varphi_2$) groß, so ist zwar der Streuwinkel θ ($\theta = \theta_2$) klein, aber der Winkel der Bahnneigung nach der Streuung am Kern 2 $\psi = \varphi + \theta$ wiederum groß. Es existiert nun ein

kritischer Winkel ψ_k. Das Ion kann den Kristall nur in solchen Richtungen verlassen, die mit der Kristallachse einen Winkel größer ψ_k bilden.

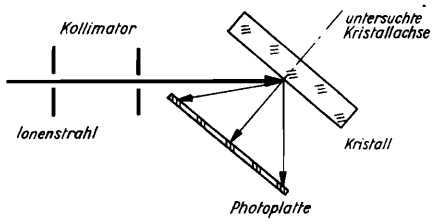


1 Blockierung von Ionenbahnen in Festkörpern mit periodischer Anordnung der Gitteratome

Bei Vernachlässigung von Abschirmeffekten und thermischen Schwingungen der Gitteratome erhält man für den kritischen Winkel die Beziehung $\psi_k = (2 Z_1 Z_2 e^2/4\pi\varepsilon_0 Ed)^{1/2}$. Hierbei bedeuten Z_1 die Atomnummer des emittierten Atoms, Z_2 die Atomnummer des Streuatoms, e die Elementarladung, E die Energie des emittierten Ions, d den Gitterabstand in der Kristallachse und ε_0 die Influenzkonstante.

Analoge Abschätzungen können für die Blokkierungswirkung von Ebenen gemacht werden.

Bei der I. wird nun davon ausgegangen, daß die Stoßparameter bei der Weitwinkel-Rutherford-Streuung stets um einige Größenordnungen kleiner sind als die Gitterabstände. Ein Ion, das an einem Kern, der sich auf einem Gitterplatz befindet, um große Winkel gestreut wird, verläßt das Streuzentrum praktisch an dessen Gitterplatz. Die experimentelle Anordnung zur Aufnahme von Ionogrammen zeigt Abb. 2. Zur



2 Experimentelle Anordnung zur Aufnahme von Ionogrammen

Registrierung der gestreuten Ionen werden meistens Photoplatten verwendet, da hiermit ein großer Winkelbereich mit einer Aufnahme erfaßt werden kann. Infolge der Blockierung der Ionenbahnen längs ausgezeichneter Kristallrichtungen ergeben sich punkt- und linienförmige „Schatten", die den Schnittpunkten und -linien der Kristallachsen und -ebenen mit der Photoplatte entsprechen. Deshalb werden diese Abweichungen von der Rutherford-Streuung in Richtung der Hauptachsen und -flächen bei Bestrahlung von Einkristallen mit Ionen als *Schatteneffekt* bezeichnet, wobei die Wellenlänge der Ionen viel größer als der Abstand zwischen den Gitterbausteinen ist.

Werden als Ionen Protonen verwendet, so spricht man anstatt von I. von *Protonographie* und nennt die erhaltenen photographischen Aufnahmen *Protonogramme*.

Aus der geometrischen Anordnung von Photoplatte und Kristall kann man sowohl die Lage der Schnittlinien der Netzebenen als auch die Lage der Schnittpunkte der Kristallachsen mit der Photoplatte berechnen (Bild 1 und 2 der Tafel). Die Lage von Netzebenen und Kristallachsen kann mit dieser Methode mit großer Genauigkeit ausgemessen werden.

Aus den Protonogrammen (bzw. Ionogrammen) können Aussagen über den Gittertyp, die Orientierung des Kristalls sowie über Kristallbaufehler gewonnen werden. So ist es zum Beispiel möglich, Kristalle mit einer Genauigkeit besser als 0,05° zu orientieren. Weiterhin können die Güte epitaktischer Schichten untersucht und Kristallitverkippungen sowie Fehlorientierungen von Kristallen (z. B. Zwillingsbildungen) festgestellt werden.

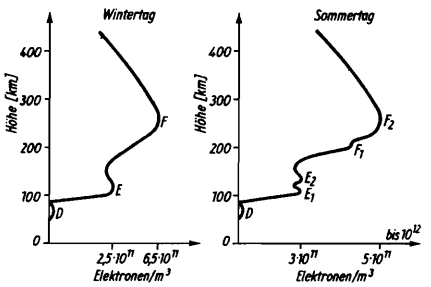
Ionolumineszenz, → Lumineszenz.

Ionophorese, → Elektrophorese.

Ionosonde, → elektromagnetische Sondierung der Ionosphäre.

Ionosphäre, der Teil der oberen → Atmosphäre, der sich infolge des Vorhandenseins freier Elektronen und Ionen durch eine merkliche elektrische Leitfähigkeit auszeichnet. Die I. ist daher für die Ausbreitung → elektromagnetischer Wellen und für die Variationen des geomagnetischen Feldes von großer Bedeutung. Die → elektromagnetische Sondierung der I. mit Hilfe von Funkwellen vom Erdboden sowie von Raketen und künstlichen Erdsatelliten aus hat bisher den größten Teil der Erkenntnisse über die I. geliefert.

Die I. beginnt oberhalb etwa 60 km Höhe und kann in mehrere Gebiete (*Ionosphärenschichten*) unterteilt werden (Abb. → Atmosphäre), die sich durch ihre Elektronenkonzentration und ihre räumliche und zeitliche Veränderlichkeit unterscheiden. Unterhalb etwa 90 km Höhe be-



Elektronendichte der Ionosphäre in Abhängigkeit von der Höhe

findet sich das *D-Gebiet*, das nur am Tage eine merkliche Ionisation mit weniger als 10^{10} Elektronen/m³ aufweist. Ihm schließt sich nach oben das *E-Gebiet* (früher Heaviside-Schicht genannt) an, das durch ein Maximum der Elektronenkonzentration (mittags etwa $1 \cdot 10^{11}$ bis $2 \cdot 10^{11}$ Elektronen/m³) in etwa 110 bis 120 km Höhe gekennzeichnet ist. Nachts geht die Ionisation des E-Gebiets auf weniger als 10^{10} Elektronen/m³ zurück. Die höchsten Werte der Elektronenkonzentration werden im *F-Gebiet*

(früher Appleton-Schicht genannt) erreicht, das den ganzen Raum oberhalb etwa 170 km bis in die Exosphäre einnimmt. Die Elektronenkonzentration des F-Gebietes schwankt zwischen $5 \cdot 10^{10}$ Elektronen/m^3 in Winternächten bzw. Werten um $3 \cdot 10^{11}$ Elektronen/m^3 in Sommernächten und Maximalwerten in den Tagesstunden, die zwischen etwa $5 \cdot 10^{11}$ und etwa $2 \cdot 10^{12}$ Elektronen/m^3 liegen können. Das räumliche Maximum der Elektronenkonzentration im F-Gebiet befindet sich in etwa 250 km Höhe. In den Sommermonaten ist in mittleren geographischen Breiten tagsüber regelmäßig eine Aufspaltung des F-Gebietes in eine *F1-Schicht* und eine *F2-Schicht* festzustellen. Dabei stellt die F2-Schicht das ständig vorhandene Hauptmaximum der Elektronenkonzentration in etwa 250 km Höhe dar, die F1-Schicht dagegen bildet ein stufenförmiges Nebenmaximum in etwa 180 km Höhe mit wesentlich geringerer Elektronenkonzentration (Werte um $3 \cdot 10^{11}$ Elektronen/m^3). Auch das E-Gebiet weist häufig noch eine Feinstruktur (*E2-Schicht* und weitere Zwischenschichten zwischen E-Gebiet und F-Gebiet) auf. Die im E-Gebiet häufig, aber völlig unregelmäßig auftretenden *sporadischen E-Schichten* (*Es-Schichten*) sind dünne Schichten verstärkter Elektronenkonzentration, die wahrscheinlich vorwiegend mit Transportvorgängen beim Auftreten starker Strömungsgradienten (Windscherungen) zusammenhängen.

Die freien Elektronen und Ionen in der I. entstehen überwiegend durch Photoionisation der Luft, d. h. durch die Absorption von Lichtquanten der Sonnenstrahlung, sofern deren Energie die Ionisationsenergie der atmosphärischen Gase (N_2, O_2, O und Spurengase) übersteigt. Dies trifft für den gesamten ultravioletten und Röntgen-Spektralbereich der Sonnenstrahlung mit Wellenlängen unterhalb von etwa 1000 Å zu, in dem etwa $5 \cdot 10^{10}$ Lichtquanten je Sekunde auf 1 cm^2 der Erdatmosphäre auftreffen. Ein zusätzlicher Ionisationsbeitrag durch Stöße von Teilchen hoher kinetischer Energie, die aus der → Magnetosphäre in die Erdatmosphäre einfallen, ist unter normalen Bedingungen nur im oberen Teil des F-Gebietes und über den Polargebieten der Erde zu erwarten. Im einzelnen wird die Entstehung des D-Gebietes dem kurzwelligen Röntgen-Bereich des Sonnenspektrums und der Ionisation des NO-Spurengases durch die intensive Lyman-α-Linie des Sonnenspektrums zugeschrieben; das E-Gebiet wird hauptsächlich durch die Ionisation des O_2-Moleküls im Spektralbereich 900 bis 1027 Å und im weichen Röntgenspektrum um 100 Å erzeugt. Für die Ionisation des F-Gebietes ist praktisch der ganze solare Spektralbereich zwischen etwa 100 Å und 1000 Å verantwortlich. Die durch Ionisation erzeugten freien Elektronen verschwinden nach einer gewissen Zeit (etwa 10^2 bis 10^3 s) wieder durch Rekombination mit den gleichzeitig entstandenen positiven Ionen, so daß sich ein Gleichgewichtswert der Elektronenkonzentration einstellt. Die theoretische und experimentelle Analyse der in der I. ablaufenden Ionisationsprozesse und photochemischen Reaktionen von Elektronen und Ionen bildet einen Hauptteil des Forschungsgegenstandes der Aeronomie.

Die Photoionisation durch die Sonnenstrahlung ruft ausgeprägte tageszeitliche, jahreszeitliche und geographische Variationen des Ionisationszustandes der Ionosphärenschichten hervor, vor allem aber auch einen starken Einfluß der Sonnenaktivität (→ Sonne, → solarterrestrische Physik), der sich z. B. in einer Variation der Elektronenkonzentrationen aller Ionosphärenschichten mit dem Sonnenfleckenzyklus äußert. Durch besondere Erscheinungen der Sonnenaktivität werden Störungen des Ionisationszustandes der I. ausgelöst, z. B. durch solare Röntgenstrahlungs-Eruptionen der als *Mögel-Dellinger-Effekt* bekannte → Sonneneruptionseffekt in der unteren I., der den Kurzwellenfunkverkehr auf der Tagesseite der Erde zum Erliegen bringen kann. Die durch solare Korpuskularausbrüche hervorgerufenen magnetischen Stürme führen häufig zu *Ionosphärenstürmen*, die das F-Gebiet der I. ebenfalls unter starker Beeinträchtigung des Funkverkehrs in Mitleidenschaft ziehen.

Die mit Hilfe der elektromagnetischen Sondierung der I. von der Erdoberfläche aus feststellbaren Driftbewegungen (*Ionosphärendriften*) von Irregularitäten der Elektronendichteverteilung können in der unteren I. (E-Gebiet und D-Gebiet) als Indikator für Windströmungen der Atmosphäre angesehen werden, in denen sich auch *Gezeitenbewegungen* ausdrücken.

Über die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in der I. → elektromagnetische Wellen.

Geschichtliches. Die Existenz einer elektrisch leitfähigen Atmosphärenschicht wurde bereits 1878 von B. Stewart für die Theorie der geomagnetischen Variationen postuliert. 1902 erklärten Heaviside und Kennelly die gelungene drahtlose Verbindung von England nach Neufundland durch das Vorhandensein einer I., der eindeutige experimentelle Nachweis einer Reflexion von elektromagnetischen Wellen an der I. gelang jedoch erst 1925 durch Appleton und Barnett. Heute ist die Erforschung der I. Gegenstand international koordinierter Meßprogramme von Observatorien auf der Erdoberfläche und von direkten Messungen mit Hilfe von Raketen und künstlichen Erdsatelliten.

Ionospärenschichten, → Ionosphäre.

Ionospärenstürme, → Ionosphäre.

ionosphärische elektrische Stromsysteme, Bezeichnung für großräumige Stromdichtefelder in der Ionosphäre. Elektrische Stromsysteme entstehen in der Ionosphäre sowohl durch in der Ionosphäre aufgebaute elektrische Felder (→ atmosphärischer Dynamo) als auch durch in der Magnetosphäre entstandene elektrische Felder, die sich bis in die Ionosphäre ausgebreitet haben. Stark gebündelte i. e. S. werden als → Elektrojets bezeichnet. I. e. S. führen zu magnetischen Feldern (→ geomagnetische Variationsfelder), die am Erdboden meßbar sind. Entsprechend einer groben Klassifikation werden drei Arten von Stromsystemen unterschieden, und zwar 1) ungestörte Stromsysteme ionosphärischen Ursprungs (→ atmosphärischer Dynamo), 2) ungestörte Stromsysteme magnetosphärischen Ursprungs (→ Konvektion 2) und 3) Stromsysteme während geomagnetischer Störungen (→ Sturm).

ionosphärische Leitfähigkeit, Materialkonstante, die im Ohmschen Gesetz für die Ionosphäre als Proportionalitätsfaktor zwischen Stromdichte und elektrischer Feldstärke enthalten ist und die Stärke der Reaktion, d. h. der Ströme auf ein an das Material angelegtes elektrisches Feld be-

schreibt. Das → Ohmsche Gesetz hat für ionosphärische Plasmen die Form $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, wobei σ der Tensor der elektrischen Leitfähigkeit ist, der sich darstellen läßt entsprechend $\sigma = \sigma_1 I + (\sigma_0 - \sigma_1)\,\vec{t} \circ \vec{t} + \sigma_2 \vec{t} \times I$. Dabei ist I der Einheitstensor, $\vec{t}$ der Einheitsvektor in Richtung des geomagnetischen Hauptfeldes, $\circ$ symbolisiert das dyadische Produkt. Mit den Einheitsvektoren des begleitenden Dreibeins $\vec{t}$, $\vec{n}$ und $\vec{b}$, wobei $\vec{n}$ definiert ist über $\vec{t}\,\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \circ \vec{t} = \varkappa \vec{n}$ und $\varkappa$ die Krümmung der Feldlinie und $\vec{b} = \vec{t} \times \vec{n}$ ist, gilt für die Matrix des σ-Tensors die Darstellung

$$(\sigma) = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_1 - \sigma_2 & \\ 0 & \sigma_2 & \sigma_1 \end{pmatrix}$$

Die Komponenten σ_0, σ_1 und σ_2 werden als Leitfähigkeiten bezeichnet, wobei sich die Nomenklatur σ_1 *Pedersen-Leitfähigkeit*, σ_2 *Hall-Leitfähigkeit* und σ_0 *Parallel-Leitfähigkeit* eingebürgert hat.

Im Rahmen einer der kinetischen Gastheorie äquivalenten Näherung gilt für diese Leitfähigkeiten in der Ionosphäre

$$\sigma_0 = e^2 \left(\frac{n_e}{m_e \nu_e} + \frac{n_i}{m_i \nu_i} \right).$$

$$\sigma_1 = e^2 \left[\frac{n_e}{m_e \nu_e} \left(\frac{\nu_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right) + \frac{n_i}{m_i \nu_i} \left(\frac{\nu_i^2}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \right) \right]$$

$$\sigma_2 = e^2 \left[\frac{n_e}{m_e \nu_e} \left(\frac{\omega_e \nu_e}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right) - \frac{n_i}{m_i \nu_i} \left(\frac{\omega_i \nu_i}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \right) \right]$$

Dabei stellen n die Teilchendichte, m die Teilchenmasse und ν die Stoßfrequenz dar, ω ist der Betrag der Gyrofrequenz der Teilchen. Die Indizes e und i weisen auf Elektronen bzw. Ionen hin.

Ionotropie, Bezeichnung für eine durch Eindiffusion von niedermolekularen Elektrolyten in Lösungen von Polyelektrolyten, z. B. Alginaten, hervorgerufene räumlich geordnete Koagulation, die unter anderem zur Bildung von Siebmembranen oder von Gebilden führt, die der Knochenschwammstruktur ähneln und wahrscheinlich in biologischen Systemen in analoger Weise gebildet werden.

***i,p*-Diagramm,** graphische Darstellung von Isothermen, für die die Enthalpie i (in der Technik übliche Bezeichnung, sonst H) über dem Druck p dargestellt wird. Aus dem i,p-D. kann in einfacher Weise z. B. die Verdampfungswärme abgelesen werden. Das i,p-D. spielt besonders in der technischen Thermodynamik eine Rolle (→ Mollier-Diagramm).

IR, → Infrarot.

Irisblende, → Blende.

IRPA, → Internationale Gesellschaft für Strahlenschutz.

Irradiation, 1) Ausbreitung von Erregungs- und Hemmungsprozessen von ihren Entstehungszentren in den Hirnrindenzellen auf die Großhirnhemisphären. **2)** Einfluß des Streulichtes auf die scheinbare Größenzunahme heller Objekte. Ein helles Quadrat auf dunklem Grund erscheint uns größer als ein gleichgroßes dunkles auf hellem Grund.

Irrationalzahl, → Rationalzahl.

irreduzibel, unzerlegbar. Eine Gleichung (oder ein Polynom) wird i. genannt, wenn sie nicht in einem bestimmten Sinne zerlegbar ist. Die Matrixdarstellung einer Gruppe oder Algebra heißt i., wenn sie selbst nach Ausführung einer unitären Transformation nicht als direkte Summe zweier Darstellungen repräsentiert werden kann. Gegensatz: → reduzibel.

irreduzible Darstellung, → Gruppentheorie.

irreguläre Dubletts, → Röntgenspektrum.

Irreversibilitätspostulat, svw. Iljuschinsches Postulat, → Druckersches Postulat.

irreversible Prozesse, Zustandsänderungen in thermodynamischen Systemen, die zeitlich nicht umkehrbar sind, d. h. die nur unter gleichzeitigen Zustandsänderungen in der Umgebung des Systems rückgängig gemacht werden können. I. P. verlaufen über Nichtgleichgewichtszustände zum Gleichgewicht hin und sind mit Entropieänderungen verbunden. Da i. P. so schnell vonstatten gehen, daß sich nicht immer wieder ein Gleichgewichtszustand während des Prozeßverlaufs einstellen kann, bezeichnet man sie auch als *nichtstatische Prozesse* oder *Nichtgleichgewichtsprozesse*. Sie werden durch die Relaxationszeiten (→ Relaxationsprozesse) charakterisiert. Alle von selbst verlaufenden Prozesse sind irreversibel, z. B. die Wärmeleitung, die Gasausdehnung und die Reibung. Gegensatz: → reversible Prozesse.

irreversible Thermodynamik, svw. Thermodynamik 5).

Irrstrom, → Isolation.

IR-Spektroskopie, → Ultrarotspektroskopie.

***i, S*-Diagramm,** graphische Darstellung von Isothermen oder Isobaren, für die die Enthalpie i (in der Technik übliche Bezeichnung, sonst H) über der Entropie S dargestellt wird. Das i,S-D. ist das wichtigste → Mollier-Diagramm. Aus ihm kann die Arbeitsleistung von strömendem Dampf (insbesondere Wasserdampf) gewonnen werden, was in der technischen Thermodynamik wichtig ist.

Isenthalpe, *Drossellinie*, Kurve, auf der Zustände gleicher Enthalpie $H = U + pV$ liegen. Es bedeuten U die innere Energie, p den Druck und V das Volumen. Eine isenthalpe Zustandsänderung liegt z. B. beim Joule-Thomson-Effekt vor, aus dem man auch die I. experimentell erhält, indem man, von einem bekannten Druck bei einer bekannten Temperatur ausgehend, auf einen niedrigeren Enddruck entspannt und die neue Temperatur mißt.

Isentrope, Kurve, auf der Zustände gleicher Entropie S (S = konst.) liegen. Bei reversiblen adiabatischen Prozessen gilt $\delta W = T\,\mathrm{d}S = 0$, wobei W die Wärme und T die absolute Temperatur sind. Sie verlaufen daher isentropisch, und alle durchlaufenen Zustände befinden sich auf einer I.

Isentropenellipse, → Charakteristikenverfahren.

Ising-Modell, Modellsystem insbesondere zur Beschreibung der Phasenübergänge, z. B. vom ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand, von geordneten in ungeordnete Legierungen, vom gasförmigen in den flüssigen Zustand. Im I.-M. wird ein Gitter betrachtet, wobei jeder

Gitterplatz eine von zwei möglichen Eigenschaften des Systems hat: Beim I.-M. des Ferromagnetismus liegt das magnetische Moment am Gitterplatz entweder in Feldrichtung oder entgegengesetzt, in binären Legierungen ist am Gitterplatz entweder die Atomsorte A oder B, beim Gittergas, einem Modell des realen Gases, ist der Gitterplatz entweder besetzt oder leer.

Mit Hilfe des zweidimensionalen I.-M.s wurde erstmalig gezeigt, daß man mit dem Formalismus der statistischen Mechanik → Phasenübergänge beschreiben kann.

Mit Hilfe des I.-M.s werden Methoden und Näherungsverfahren zur Behandlung von Phasenübergängen für reale Stoffe bzw. kompliziertere Modelle getestet und die physikalischen Eigenschaften in der Nähe der Umwandlungspunkte abgeschätzt.

Lit. Landau u. Lifschitz: Lehrb. der Theoret. Physik, Bd V, Statistische Mechanik (Berlin 1966).

Isobaranalogzustände, einander zugeordnete angeregte Kernniveaus von zueinander isobaren Kernen, die durch den Austausch von Neutronen gegen Protonen oder umgekehrt auseinander hervorgehen und sich somit durch den Wert der dritten Komponente T_3 des Isospins voneinander unterscheiden. Dabei hängt T_3 mit der Protonenzahl Z und der Neutronenzahl N nach der Beziehung $T_3 = (Z - N)/2$ zusammen. Ist T_3 der Wert der Isospinkomponente des Kerns (Z, N), so haben die isobaren Kerne $(Z, N + 1)$ und $(Z + 1, N)$ die Werte $T_3 \pm 1/2$. Diese Kerne besitzen gleichartige angeregte Zustände, die nur um die Coulomb-Energiedifferenz ΔE_C und die dem Massenunterschied zwischen Neutron und Proton entsprechende Energie δ gegeneinander verschoben sind (Abb.). I. wurden nachgewiesen in den Anregungskurven von Kernreaktionen, z. B. der (p, n)-, der (p,γ)- und der (^{3}He,α)-Reaktion, in denen die I. als starke Isobaranalogresonanzen hervortreten. I. sind bei leichten und in jüngster Zeit auch bei mittelschweren und schweren Kernen nachgewiesen worden. Auch I. mit höheren Isospindifferenzen sind möglich und für $\Delta T = 2$ experimentell nachgewiesen. Ein bei leichten Kernen auftretender Spezialfall von I.n tritt bei Spiegelkernen auf, das sind isobare Kerne, die durch Vertauschung der Neutronen- und Protonenzahlen auseinander hervorgehen.

Die Untersuchung von I.n liefert auf relativ einfache Weise allgemeine Informationen über die Kernstruktur. Zweitens eröffnen sie der Kernspektroskopie neue Möglichkeiten in der Untersuchung des γ-Zerfalls der I. und in der Bestimmung von Strukturfaktoren bei Nukleonentransferreaktionen, denn Experimente zu I.n angeregter Zustände sind Experimenten mit angeregtem Targetkern äquivalent, die sonst nicht durchführbar sind.

Isobare, Kerne mit gleicher Massezahl, aber unterschiedlicher Protonen- und Neutronenzahl.

Isobaren, 1) Thermodynamik: *Isopiesten,* Kurven, auf denen Zustände gleichen Druckes p (p = konst.) liegen.

2) Meteorologie: auf Wetter- und Klimakarten Linien, die Punkte gleichen Luftdruckes über einer gegebenen Bezugsfläche verbinden. Die I. verdeutlichen die Druckverteilung zu einem Zeitpunkt oder als Mittel für einen Zeitraum (Tag, Monat, Jahr).

3) Rheologie: bei ebenen Deformationsproblemen eine Linie, an der die mittlere Normalspannung konstant ist, also der gleiche → hydrostatische Spannungszustand herrscht.

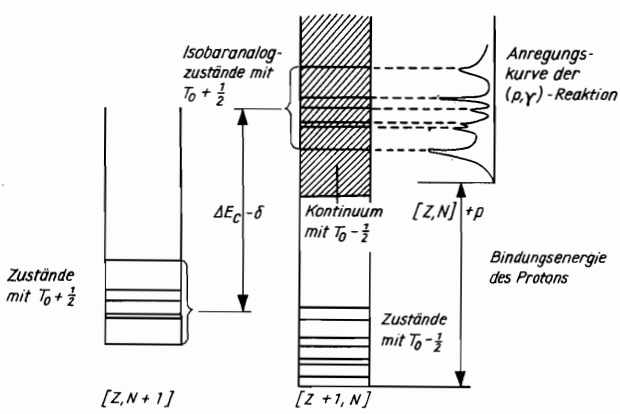
Isobarenmultiplett, → Elementarteilchenmultiplett.

Isobarenregeln, *Mattauchsche Regeln,* zunächst von Mattauch empirisch aufgestellte Regeln über die Anzahl der zu geraden bzw. ungeraden Protonen- bzw. Neutronenzahlen gehörenden stabilen Isobare. Die I. wurden mit Hilfe des Tröpfchenmodells theoretisch bestätigt. Sie lauten: 1) Zu jeder ungeraden Massezahl gehört nur ein β-stabiler Kern. Ausnahmen sind bekannt, dabei handelt es sich aber wahrscheinlich um extrem langlebige β-instabile Kerne. 2) Zu jeder geraden Massezahl kann es mehrere stabile Isobare geben, deren Ordnungszahlen sich aber stets um zwei Einheiten der Kernladung unterscheiden. Es sind → gg-Kerne. 3) Es gibt im allgemeinen keine β-stabilen → uu-Kerne. Ausnahmen bilden die Kerne $^2_1$H, $^6_3$Li, $^{10}_5$B, $^{14}_7$N und $^{50}_{23}$V. Bei den ersten vier Kernen ist die Bindungsenergie der gg-Kerne, in die die Kerne nach ihrer Lage auf der Energiefläche zerfallen müßten, zu klein. Beim $^{50}_{23}$V sind die β-Übergänge möglich, aber mehrfach verboten.

Isobarenspin, svw. Isospin.

Isobarenstrom, Strom von Elementarteilchen, der Isospin transportiert.

Isochore, *Isopykne, Isostere, Isoplere,* Kurve,



Lage von Isobaranalogzuständen (schematisch)

auf der Zustände gleichen Volumens (V = konst.) liegen. Gemäß der Definition der Wärmekapazität C_V ist die zugeführte Wärme W bei einem isochoren Prozeß $W = \int_{T_1}^{T_2} C_V \, dT$, während die Volumen- oder Kompressionsarbeit $A = \int p \, dV$ verschwindet. Äußere Arbeit kann aber durch elektrische und magnetische Felder geleistet werden.

Isochromaten, *isochromatische Kurven,* Kurven gleicher Farbe, d. h. gleicher Wellenlänge oder Frequenz: 1) die Kurven, die die Strahlungsdichte eines Körpers für eine bestimmte Wellenlänge darstellen, 2) Interferenzlinien, die sich bei Verwendung von weißem Licht als Linien gleicher Interferenzfarbe abzeichnen. Sie können bei gewöhnlichem Licht z. B. als Newton-

sche Ringe und im polarisierten Licht an optisch doppelbrechenden Körpern beobachtet werden und bedeuten im allgemeinen Linien gleichen optischen Gangunterschiedes. In der ebenen → Spannungsoptik sind I. gleichbedeutend mit den Linien gleicher maximaler Schubspannung. → Interferenz 3).

Isochromatenmethode, eine Methode zur Bestimmung der spektralen Energieverteilung eines Temperaturstrahlers unter Verwendung eines schwarzen Körpers oder eines beliebigen Temperaturstrahlers mit bekannter spektraler Energieverteilung. Man bestimmt zunächst das Intensitätsverhältnis für jede Wellenlänge, woraus sich die spektrale Energieverteilung des zu messenden Temperaturstrahlers ergibt.

Isochronzyklotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Isodiaphere, Kerne mit gleichem Neutronenüberschuß $= N - Z = A - 2Z$, aber unterschiedlicher Ordnungszahl Z, wobei N die Neutronenzahl und A die Massezahl bedeutet.

Isodosenkurve, Verbindung der Punkte gleicher → Dosis. Die optimale Anpassung der I.n an die Lage und Form des Tumors ist die Aufgabe der Bestrahlungsplanung in der → Strahlentherapie.

Isoduplett, → Isospin.

Isodynamen, 1) Kurven, auf denen Zustände gleicher freier Energie $F = U - TS = \text{konst.}$ liegen. Dabei bedeuten U die innere Energie, T die absolute Temperatur und S die Entropie.

2) auf magnetischen Karten Linien, die Punkte gleicher Intensitätsbeträge des Erdmagnetismus verbinden.

isoelektrischer Punkt, derjenige pH-Wert einer amphoteren Elektrolytlösung, bei dem Ladungsgleichheit eintritt, d. h. bei dem Ampholytionen gleich viele positive wie negative Ladungen tragen. Die Nettoladung ist hierbei Null, die Ionen wandern nicht in einem elektrischen Felde. Bei makromolekularen Ampholyten fallen isoelektrische P.e und Ladungsnullpunkt nicht zwangsläufig zusammen. Hier ist der isoelektrische P. der durch die Wanderungsgeschwindigkeit Null im elektrischen Felde definierte negative Logarithmus der Konzentration des potentialbestimmenden Ions, er bezeichnet den Punkt der Elektroneutralität der betreffenden Partikel in einer bestimmten Lösung. Man unterscheidet davon den *isoionischen Punkt*, der die Elektroneutralität der Partikeln einschließlich gebundener Gegenionen anzeigt und damit vom Gehalt der Lösung an Neutralsalzen abhängt.

isoelektronische Störstelle, eine → Störstelle in Kristallen, bei der ein Gitteratom durch ein isoelektronisches Atom der gleichen Spalte des Periodensystems ersetzt ist. Nur wenn sich die beiden ausgetauschten Atome genügend in ihrer Elektronenaffinität unterscheiden, führen i. S.n zur Entstehung von gebundenen Zuständen für Elektronen bzw. Löcher im Kristall. Man unterscheidet isoelektronische *Elektron-Haftstellen* und *Loch-Haftstellen*, je nachdem, ob ein Elektron oder ein Loch an die Störstelle gebunden ist. Die Bindung erfolgt durch ein kurzreichweitiges Potential, das Elektron bzw. das Loch sind stark lokalisiert, die entsprechenden Wellenfunktionen erstrecken sich im wesentlichen nur über eine Elementarzelle. Das primär an eine Elektron-Haftstelle gebundene Elektron kann durch Coulomb-Wechselwirkung ein Loch binden, so daß insgesamt ein an die i. S. gebundenes Exziton vorliegt (→ Exziton-Störstellen-Komplex).

Isogonen, Linien, die alle Punkte gleicher Größe eines beliebigen Winkels (z. B. alle Punkte gleicher Windrichtung oder gleicher Werte magnetischer Deklination) verbinden.

Isogyren, → Interferenz 3).

isoionischer Punkt, → isoelektrischer Punkt.

Isoklinen, 1) auf magnetischen Karten Linien, die Punkte gleicher magnetischer Inklination verbinden.

2) in der → Spannungsoptik Linien, die Orte gleicher Hauptspannungsrichtung verbinden.

3) in der Rheologie → Gleitlinien.

Isolation, der Grad der galvanischen Trennung von leitfähigen spannungsführenden Teilen einer elektrischen Anlage oder eines Geräts untereinander oder von Erde. Die I. wird mit Isolatoren und durch Isolierungen verwirklicht; Isolierungen von Geräten, z. B. von elektrischen Maschinen, werden aus → Isolierstoffen hergestellt. Durch die I. werden Irrströme (Isolations- oder Fehlerströme, die bei einem Isolationsfehler vom Leiter des Stromkreises durch die fehlerhafte Isolation zur Erde fließen) sowie Energieverluste vermieden, gleichzeitig wird ein Berührungsschutz erreicht.

Die I. hat neben der elektrischen noch mechanische und thermische Funktionen zu erfüllen. Durch Schmutz und Feuchtigkeit sowie durch Alterung kann das Isoliervermögen aufgehoben werden bzw. eine Isolationsminderung auftreten. Die I. muß so bemessen sein, daß sie den inneren und äußeren Überspannungen in einer Anlage standhält. Durch Koordinierung der I. und Schaffung von Spannungsniveaus für Sicherheits-, Durchschlags- und Überschlagsstrecken soll die Sicherheit von Anlagen und Menschen erhöht werden. Das Spannungsniveau für die Überschlagsstrecken liegt am niedrigsten, da Überschläge durch Luft die Geräte weniger gefährden als Durchschläge in festen Isolierstoffen.

Isolationsmessung, die Messung des Isolationswiderstands, den die Isolation Ableitungsströmen entgegensetzt, mit einer Meßanordnung. Wegen des hohen Wertes der Isolationswiderstände müssen relativ hohe Spannungen ab 500 V angewendet werden. Mit elektrostatischen Isolationsmessern lassen sich Isolationswiderstände bis zu $10^{14}\,\Omega$ messen. Der Isolationswiderstand setzt sich aus einem Oberflächenwiderstand und einem Durchgangswiderstand zusammen, die durch geeignete Versuchsbedingungen getrennt gemessen werden können. So mißt man den Oberflächenwiderstand mit 10 cm langen Schneiden, die in 1 cm Abstand auf die Oberfläche des Isolierstoffs aufgesetzt werden.

Isolationsrauschen, → Rauschen II, 2g.

Isolator, 1) svw. Dielektrikum. 2) → Isolierstoffe. 3) im englischen Sprachgebrauch übliche Bezeichnung für eine Richtungsleitung, → nichtreziproke Bauelemente.

Isolierstoffe, Werkstoffe mit sehr geringer Leitfähigkeit, die um den Faktor $10^5 \cdots 10^6$ kleiner ist als die des Leitermaterials, zum Aufbau der → Isolation spannungsführender Teile in elek-

trischen Geräten und Einrichtungen. Die I. müssen den verschiedenen Einsatzgebieten entsprechend sehr unterschiedliche mechanische, thermische und chemische Eigenschaften besitzen, so daß sich bestimmte Zuordnungen herausgebildet haben. Für Niederspannung werden Faserstoffe (z. B. Papier, Baumwolle, Asbest), Glimmer, Gummi, Plaste und Lacke verwendet, für Hochspannung gasförmige I. (z. B. Luft, Stickstoff), flüssige I. (z. B. Isolieröl, Clophen) oder feste I. (z. B. Glas, Keramik).

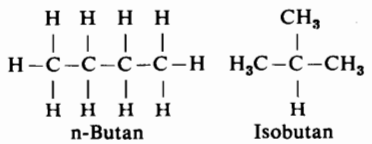
I. werden bei zu hohen Feldstärken bzw. bei zu hoher Erwärmung elektrisch leitend. An Stellen hoher Feldstärken bilden sich Vorentladungen aus, die örtlich die I. erhitzen und den elektrischen Durchschlag einleiten. Durch die starke Hitzeentwicklung des Lichtbogens wird der Isolierstoff elektrisch leitend oder mechanisch zerstört.

Keramische I. werden in der Hochspannungstechnik zur Herstellung der *Isolatoren* verwendet, die als Stützenisolatoren für Sammelschienen in Schaltanlagen oder für Niederspannungsfreileitungen eingesetzt werden. Für Hochspannungsleitungen haben sich Hängeisolatoren durchgesetzt, wobei dem Langstabisolator der Vorzug gegenüber der Kette aus Kappenisolatoren gegeben wird. Da bei Verschmutzung der Oberfläche die Gefahr eines Überschlags besteht, wird der Abstand zwischen den spannungsführenden Teilen durch schirmartige Vergrößerung des Durchmessers erhöht.

isolierte Verbindungen, → konjugierte Verbindungen.

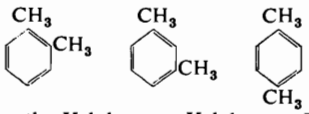
isomagnetische Kurven, Verbindungslinien von Orten gleichen Wertes einer der Bestimmungsgrößen des → Erdmagnetismus: *Isoporen* für gleiche Säkularvariation, *Isodynamen* für gleiche Intensitätsbeträge, *Isogonen* für gleiche magnetische Deklination und entsprechend *Isoklinen* für gleiche magnetische Inklination.

Isomerie, Erscheinung, daß Stoffe mit gleicher Bruttoformel (→ Formel) voneinander abweichende chemische und physikalische Eigenschaften und unterschiedliche Strukturformeln aufweisen. Das Auftreten von Isomeren ist darauf zurückzuführen, daß sich die Atome in einem Molekül bei Beachtung ihrer Wertigkeiten unterschiedlich anordnen können. Man unterscheidet verschiedene Arten von I. Die *Kettenisomerie* tritt auf, wenn sich Atome im Molekül zu geraden oder verzweigten Ketten verbinden, in der organischen Chemie z. B. n-Butan und Isobutan:



n-Butan Isobutan

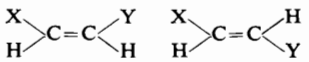
Die *Strukturisomerie* ist durch verschiedene Atomverkettung innerhalb eines Moleküls bedingt, z. B. bei Diäthyläther $C_2H_5-O-C_2H_5$ und Butanol C_4H_9OH. In der *Stellungs-* oder *Substitutionsisomerie* unterscheiden sich die Isomeren darin, daß die Substitution an verschiedenen Stellen eines Moleküls erfolgt, z. B. bei den in ortho-, meta- und para-Stellung substituierten Benzolen:



ortho-Xylol meta-Xylol para-Xylol

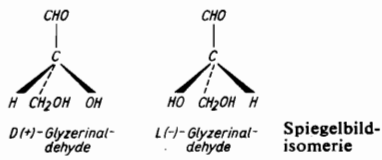
Ist die I. durch verschiedene räumliche Anordnung der Atome bedingt, so nennt man sie *Stereoisomerie*. Die häufigsten Arten von Stereoisomerie sind cis-trans-Isomerie, Spiegelbildisomerie und Rotationsisomerie.

Cis-trans-Isomerie (*geometrische I.*) liegt vor, wenn zwei oder mehrere starr zueinander angeordnete Atome oder Atomgruppen durch unterschiedliche Atomabstände gekennzeichnete räumliche Lagen einnehmen können. Neben den Bezeichnungen cis- und trans- werden auch syn- und anti- oder endo- und exo- verwendet.



cis-Form trans-Form

Die cis-Form hat oft einen höheren Energieinhalt als die dazugehörige trans-Form. Bei den trans-Verbindungen tritt im Gegensatz zu den cis-Verbindungen bei gleichen Substituenten kein Dipolmoment auf. Als *Spiegelbildisomerie* (*optische Isomerie*, *Enantiomorphie*) bezeichnet man das Auftreten zueinander spiegelbildlicher, nicht deckungsgleicher Moleküle. Diese Isomere unterscheiden sich physikalisch durch das Vorzeichen der optischen Aktivität, das bedeutet, daß sie die Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes in entgegengesetzter Richtung drehen (→ Drehvermögen). Verantwortlich für das Auftreten der optischen Aktivität verschiedener Verbindungen ist das darin vorkommende → asymmetrische Kohlenstoffatom. Als Bezugssystem für Spiegelbildisomere dienen die beiden spiegelbildisomeren Glyzerinaldehyde. Die *Rotations-*

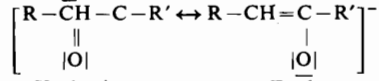


D(+)-Glyzerinaldehyde L(−)-Glyzerinaldehyde Spiegelbildisomerie

oder *Drehisomerie* tritt auf, wenn Drehungen um Einfachbindungen nicht völlig unbehindert sind und dabei bestimmte, unterschiedliche Lagen minimaler potentieller Energie auftreten können.

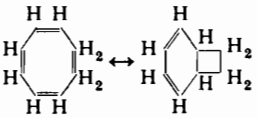
Von *Komplexisomerie* spricht man, wenn sich die Liganden in Komplexverbindungen räumlich unterschiedlich zum Zentralatom anordnen.

Elektromerie liegt vor, wenn sich zwei Verbindungen nur durch eine infolge Änderung der Elektronenverteilung entstandene Verschiebung von Bindungen unterscheiden, z. B.



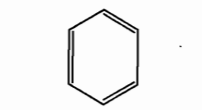
Karbeniat- Enolat-
Anion

Valenzisomerie entsteht durch Umordnung von π- und σ-Elektronen im Molekülgerüst ohne Wanderung von Atomen oder Atomgruppen, aber unter Änderung der Atomabstände und Bindungswinkel, z. B. die Umwandlung von Zyklooktatrien in Bizyklooktadien.

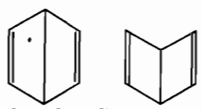


Zyklooktatrien Bizyklooktadien

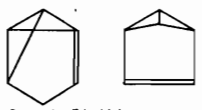
Erfolgen solche Umwandlungen sehr schnell (mittlere Lebensdauer der Valenzisomeren < 100 s bei 0 °C), so liegen Moleküle mit fluktuierenden Bindungen vor. Die Valenzisomeren des Benzols, die sämtlich in Form von Derivaten nachgewiesen wurden, sind die folgenden:



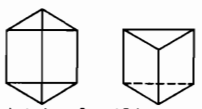
Kekulé-Benzol Zyklohexatrien



Dewar-Benzol Bizyklohexadien



Benzvalen Trizyklohexen

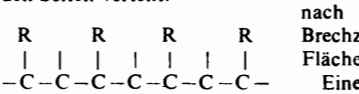


Ladenburg-Benzol Prisman Tetrazyklohexan

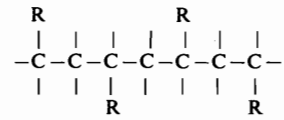
Zur Untersuchung valenzisomerer Moleküle dient vorwiegend die Kernresonanzspektroskopie.

Eine besondere Art der *Stereoisomerie*, die *Taktizität*, tritt bei Polyvinyl- und analogen Verbindungen auf. In diesen ist jedes zweite Kohlenstoffatom asymmetrisch. Bei hochmolekularen Verbindungen ist somit eine sehr große Anzahl Stereoisomerer möglich. Mit besonderen Polymerisationsverfahren lassen sich Moleküle mit folgender Konfiguration herstellen: Bei der isotaktischen Struktur befinden sich die an der Kohlenstoffkette gebundenen Seitengruppen alle auf einer Seite der Hauptkette, bei der syndiotaktischen Struktur zeigen sie alternierend nach der einen und der anderen Seite, und bei der ataktischen Struktur sind die Seitengruppen unregelmäßig über das ganze Molekül nach beiden Seiten verteilt.

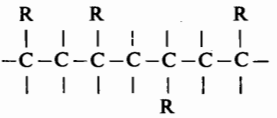
a) isotaktisch:



b) syndiotaktisch:



c) ataktisch:



Je größer die Längen der Sequenzen mit gleichartiger Verknüpfung (homotaktische Sequenzen) sind, desto größer ist die Stereoregularität des betreffenden Polymeren. Iso- und syndiotaktische Polymere haben größere Kristallisationstendenz, höhere Erweichungspunkte und größere mechanische Festigkeiten als ataktische Moleküle gleicher chemischer Zusammensetzung.

2) → Kernisomerie.

isomorph, → Kristall.

isomorpher Ersatz, Methode des isomorphen E.es, → Kristallstrukturanalyse.

Isomorphismus, → Gruppentheorie.

isoperimetrische Probleme, → Variationsrechnung.

Isophasen, Koexistenzkurven in Zustandsdiagrammen reiner Stoffe (außer im p,T-Diagramm). Die I. sind Isothermen und Isobaren zugleich. Bei der Koexistenz zweier Phasen bleiben bei einer Volumenänderung Druck und Temperatur gleichzeitig konstant, es ändert sich nur der Anteil einer Phase auf Kosten der anderen. Im p,V-Diagramm sind die I. die zur Abszisse parallelen Linienstücke im Zweiphasengebiet.

Isophoten, Linien oder Flächen gleicher Helligkeit am beleuchteten Objekt, die der Veranschaulichung der Intensitätsverteilung dienen. → Äquidensiten.

isophote Wellenlänge, → Helligkeit.

Isophotometrie, → Astrophotometrie.

Isopiesten, svw. Isobaren 1).

Isoplanasie, ein Zustand bei optischen Systemen, bei dem der Asymmetriefehler (→ Abbildungsfehler) behoben ist. Die in einem seitlich der optischen Achse liegenden Bildpunkt entstehende → Kaustik wird bei I. lediglich durch den verbleibenden Öffnungsfehler verursacht und weist keine Unsymmetrie mehr auf. Das mathematische Kriterium für I. ist durch die *Isoplanasiebedingung* gegeben. Diese leitet sich aus der Fehlertheorie dritter Ordnung ab und lautet $\Delta s'_k = \frac{s'_k - z'_k}{\beta}\left(\frac{n_1}{n'_k}\frac{\sin\tau_1}{\sin\tau'_k} - \beta\right)$. Hierin ist $\Delta s'_k$ die Größe des Öffnungsfehlers, s'_k die paraxiale Schnittweite des Bildpunktes nach der k-ten Fläche, z'_k der Abstand der Austrittspupille von der k-ten Fläche, β der paraxiale Abbildungsmaßstab, τ_1 der Winkel des Objektstrahls mit der Achse vor der 1. Fläche und τ'_k der Winkel des Bildstrahls mit der Achse nach der k-ten Fläche; n_1 bzw. n'_k sind die Brechzahlen vor der ersten bzw. nach der k-ten Fläche.

Eine Weiterentwicklung der Isoplanasiebedingung ist das von Berek abgeleitete *Koinzi-*

denzkriterium, zu dessen Berechnung lediglich die Flächenkoeffizienten der → Fehlertheorie dritter Ordnung herangezogen werden. Eine Spezialform der Isoplanasiebedingung ist die → Abbesche Sinusbedingung.

Isoplanbedingung, → Abbildung.

Isoplere, svw. Isochore.

Isoporen, auf magnetischen Karten Linien, die Punkte gleicher → Säkularvariation verbinden.

Isopykne, svw. Isochore.

Isoraum, → Isospin.

Isoseisten, auf Karten Linien, die Punkte gleicher → seismischer Intensität um das Epizentrum eines → Erdbebens verbinden. Die I. ermöglichen Rückschlüsse auf die Magnitude, die Herdlage und u. U. auf die Form des Herdes.

Isosingulett, → Isospin.

Isoskalar, → Isospin.

isoskalarer Formfaktor, → elektromagnetische Formfaktoren.

Isospin, *isobarer Spin*, *Isobarenspin*, *isotoper Spin*, *Isotopenspin*, I, Quantenzahl der Elementarteilchen, die Teilchen verschiedener elektrischer Ladung bei nahezu gleicher Masse und übereinstimmenden Werten der übrigen Quantenzahlen, d. h. Teilchen von Ladungs- oder Isobarenmultipletts (→ Elementarteilchenmultiplett), charakterisiert. Ist M die Anzahl der verschiedenen Mitglieder des Multipletts, so gilt $M = 2I + 1$, und man spricht für $M = 1, 2, 3, \ldots$ usw. von einem *Isosingulett* bzw. *-duplett* bzw. *-triplett* usw., wofür als Beispiele das Λ^0-Hyperon bzw. die Kaonen (K^+, K^0) und die Nukleonen (p, n) bzw. die Pionen (π^+, π^0, π^-) und die Σ-Hyperonen (Σ^+, Σ^0, Σ^-) genannt seien.

Der I. wurde 1932 von Heisenberg und Iwanenko unabhängig voneinander eingeführt, um Proton (p) und Neutron (n) als die durch die dritte Komponente I_3 (mit den Werten $+1/2$ bzw. $-1/2$) des I.s unterschiedenen Zustände eines Teilchens, des Nukleons, einzuführen; dies ist wegen der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung sinnvoll. Die mathematische Beschreibung dieser Ladungsunabhängigkeit, z. B. für das Nukleon, geschieht durch die Einführung einer zweikomponentigen Nukleonwellenfunktion $\psi = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$, in der p und n die Wellenfunktionen von Proton und Neutron sind. Die Wellenfunktionen ψ spannen einen zweidimensionalen Raum auf, in dem die Isospinoperatoren $\hat{I}$ in Analogie zu den Paulischen Spinmatrizen eingeführt werden: $\hat{I} = \tau/2$, wobei $\tau = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ mit $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ ist. Führt man noch die zweidimensionale Einheitsmatrix $\mathbf{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ein, dann ist der Projektionsoperator auf die Proton- bzw. Neutronwellenfunktion durch $\frac{1}{2}(1 + \tau_3)$ gegeben: $\frac{1}{2}(1 + \tau_3)\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \\ 0 \end{pmatrix}$, $\frac{1}{2}(1 - \tau_3)\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ n \end{pmatrix}$. Der Zustand $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ ist Eigenzustand des Quadrats $\hat{I}^2 = \frac{1}{4}(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2) = \frac{3}{4}\mathbf{1}$. Für die 3. Komponente $\hat{I}_3 = \tau_3/2$ des I.s gilt $\hat{I}_3\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} p \\ -n \end{pmatrix}$, d. h., für das Proton ist $I_3 = +1/2$, für das Neutron ist $I_3 = -1/2$.

Der I. weist eine enge Analogie zum Spin auf: Der I. $\hat{I}$ ist ein Vektor in einem dreidimensionalen Raum, dem *Isospin-* oder *Isoraum*, der gelegentlich auch als *isotoper Raum* bezeichnet wird. Für die drei Komponenten des Isospinoperators gelten die Vertauschungsregeln $[\hat{I}_1, \hat{I}_2] = \hat{I}_3$, $[\hat{I}_2, \hat{I}_3] = \hat{I}_1$, $[\hat{I}_3, \hat{I}_1] = \hat{I}_2$. Die Paulischen Spinmatrizen τ_1, τ_2, τ_3 vermitteln eine zweidimensionale Darstellung, d. i. eine Darstellung dieser Vertauschungsregeln durch Operatoren, die in einem zweidimensionalen Raum wirken. Die Darstellungen können so eingerichtet werden, daß $\hat{I}^2$ und $\hat{I}_3$ gleichzeitig diagonalisiert werden können und die Eigenwerte $I(I + 1)$ bzw. I_3 haben; dabei kann $I = 0, 1/2, 1, 3/2 \ldots$ sein, und I_3 nimmt die Werte von $-I, -I + 1, \ldots, I - 1, +I$ an. Die zugehörigen Eigenfunktionen haben $M = 2I + 1$ Komponenten und heißen für $I = 1/2, 3/2, \ldots$ *Isospinoren*, für $I = 0$ *Isoskalare*, für $I = 1$ *Isovektoren*. Der I. ist über die Gell-Mann-Nishijima-Formel $I_3 = Q - Y/2$ mit der Ladung Q und der Hyperladung Y verknüpft.

Aus der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung folgt deren Invarianz gegenüber Drehungen im Isospinraum. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist dagegen nur invariant gegenüber Drehungen um die dritte Achse, bei denen der Wert von I_3 unverändert bleibt, da Q und Y für die elektromagnetische Wechselwirkung Erhaltungsgrößen sind. Bei den schwachen Wechselwirkungen bleibt zwar Q, nicht aber Y erhalten und daher auch nicht die dritte Komponente des I.s; es hat deshalb auch keinen Sinn, für die Leptonen einen I. zu definieren (→ Eichinvarianz).

Lit. Dzelepow: Der I. von Atomkernen (dtsch Berlin 1960); → Kernphysik.

Isospinor, → Isospin.

Isospinraum, → Isospin.

Isostasie, Theorie vom hydrostatischen Gleichgewicht („Schwimmgleichgewicht") der Erde. Sie wird abgeleitet aus Vorstellungen über die Existenz einer Erdkruste (→ Erde) mit geringerer Gesteinsdichte und eines daruntergelegenen, dichteren, nachgiebigen Erdmantels. Die I. wird von der Höhenhäufigkeitskurve der festen Erdoberfläche und von Schweremessungen (→ Schwere) gestützt. Bei der *isostatischen Ausgleichsfläche*, wobei über einem Flächenelement gleiche Massen liegen, unterscheidet man nach ihrer Struktur zwischen den Theorien von Airy und Pratt. Die *Theorie von Airy* nimmt ein bewegtes Relief an; oberirdische Massenanhäufungen werden durch unterirdische Massendefizite im dichteren Erdmantel ausgeglichen. Die *Theorie von Pratt* nimmt eine ebene Fläche an; die am weitesten herausragenden Gebiete (Gebirge) weisen die geringste Dichte auf.

Isostatische Ausgleichsbewegungen werden dort beobachtet, wo durch Abtragung Druckentlastung eintritt. So ist z. B. jetzt in Skandinavien durch Eisabschmelzung der letzten Eiszeit eine Hebung von 1 m je Jh. zu verzeichnen.

Isosterie, Gleichheit der Elektronenkonfiguration im engeren Sinne bei Molekülen oder

Ionen gleicher Atom- und Gesamtelektronenzahl, im weiteren Sinne bei Molekülen oder Ionen gleicher Atom- und Valenzelektronenzahl. Isostere Moleküle weisen ähnliche physikalische Eigenschaften auf. Isoster im engeren Sinne sind Kohlenmonoxid :C:::O: und das Stickstoffmolekül :N:::N: sowie Benzol C_6H_6 und Borazol $B_3N_3H_6$, im weiteren Sinne Zyanate und Rhodanide.

Isotachen, Linien, die Punkte gleicher Windgeschwindigkeit verbinden.

isotaktisch, → Isomerie.

Isoteniskop, Gerät zur Messung des Dampfdruckes. In einem einseitig verschlossenen U-förmigen Rohr wird die Meßflüssigkeit auf die gewünschte Temperatur erhitzt. Am offenen Ende des Rohres wird mittels einer Hilfsapparatur ein meßbarer Gegendruck erzeugt. Der Gegendruck wird so eingestellt, daß die Meßflüssigkeit in beiden Schenkeln des U-förmigen Rohres gleich hoch steht. Der Gegendruck ist dann gleich dem Dampfdruck.

Isotherme, Kurve, auf der Zustände gleicher Temperatur T (T = konst.) liegen. Isotherme Zustandsänderungen werden in der Thermodynamik relativ häufig betrachtet, z. B. beim → Carnotschen Kreisprozeß. Für ideale Gase z. B. reduziert sich die Zustandsgleichung $pV = RT$ bei isothermen Prozessen auf das Boyle-Mariottesche Gesetz pV = konst. Es ist p der Druck, V das Volumen und R die Gaskonstante. Bei isothermer Expansion leistet ein Mol eines idealen Gases die Arbeit $A_{12} = \int_1^2 p\,\mathrm{d}V = \int_1^2 \frac{RT}{V}\,\mathrm{d}V = RT\int_{V_1}^{V_2}\frac{\mathrm{d}V}{V} = RT\ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$.

Isothermenmethode, ein Verfahren zur Bestimmung der relativen Strahlungsintensität eines Strahlers von fester Temperatur bei zwei Wellenlängen. Für die I. ist eine genaue Kenntnis der Dispersion des verwendeten Spektralapparates, seiner Durchlässigkeit für verschiedene Wellenlängen und der Empfindlichkeit des Empfängers für Strahlung verschiedener Wellenlängen erforderlich.

Isotone, Kerne mit gleicher Neutronen-, aber unterschiedlicher Protonenzahl.

isotonisch, *isoosmotisch,* Bezeichnung für Lösungen, die die gleiche Anzahl von Grammatomen des gelösten Stoffes in gleichen Volumina enthalten und daher gleichen osmotischen Druck haben.

Isotope, Nuklide, deren Kerne gleich viele Protonen, aber unterschiedlich viele Neutronen enthalten und damit verschiedene Massen haben. Die I. haben infolge der gleichen Protonenzahl gleiche Kernladungszahlen, daher auch gleiche Ordnungszahlen, und gehören somit zum gleichen chemischen Element. Da eine Unterscheidung mit chemischen Methoden deshalb schwer ist, nutzt man die Methoden der Massenspektroskopie und die unterschiedlichen Eigenschaften der I., die → Isotopieeffekte, besonders in den Atomspektren, aus. Bei der Isotopentrennung (→ Anreicherung von Isotopen) werden gleichfalls massenspektrometrische Methoden angewandt. Das charakteristische Merkmal der I. ist ihre unterschiedliche Masse (→ Atommasse). Außer in der Masse unterscheiden sich I. noch im Kernvolumen, in der Spinquantenzahl und magnetischen Quantenzahl des Atomkerns, die I. der leichtesten Elemente auch geringfügig im chemischen Verhalten.

Man unterscheidet zwischen *stabilen I.n* und *radioaktiven I.n* oder *Radioisotopen* (→ Radionuklide), die unter Aussendung ionisierender Strahlung zerfallen. Nur etwa 20 chemische Elemente, die Reinelemente, bestehen aus einem einzigen Isotop; die übrigen Elemente sind eine Mischung von I.n, die mit verschiedenen Häufigkeiten in der Mischung enthalten sind.

Die *Isotopenhäufigkeit* gibt die natürliche Verteilung der I. in Abhängigkeit von der Protonen- und der Neutronenzahl und daraus resultierend innerhalb der chemischen Elemente an. In der Häufigkeitsverteilung der natürlichen Kerne, die durch ihre Entstehung und Stabilität bestimmt wird, treten an den → magischen Zahlen Maxima auf. Die Bestimmung der Isotopenhäufigkeit kann massenspektrometrisch und aus den optischen Spektren oder Kernresonanzspektren erfolgen. In einem *Isotopengemisch* können mehrere I. in vergleichbarer Menge vorhanden sein, häufig überwiegt aber ein Isotop, bei 18 Elementen mit mehr als 90%. Heute sind 267 stabile und rund 1 500 instabile I., d. h. Radionuklide, bekannt. Gemäß der *Astonschen Isotopenregel* enthalten Elemente mit gerader Ordnungszahl stets mehrere stabile I. (z. B. hat Selen mit der Ordnungszahl 34 die I. ^{74}Se, ^{76}Se, ^{77}Se, ^{78}Se, ^{80}Se, ^{82}Se), während Elemente mit ungerader Ordnungszahl nur 1 oder maximal 2 stabile I. aufweisen (z. B. hat Fluor mit der Ordnungszahl 9 nur das stabile Isotop ^{39}F; Chlor mit der Ordnungszahl 17 hat die stabilen I. ^{35}Cl und ^{37}Cl). Die Elemente mit Ordnungszahlen über 83 haben nur noch radioaktive I. Untersuchungen ergaben, daß Mischelemente, die aus mehreren I.n zusammengesetzt sind, sowohl auf der Erde als auch in Meteoriten fast stets das gleiche Mischungsverhältnis der einzelnen I. aufweisen. Ausnahmen liegen nur dann vor, wenn I. eines Elements durch einen natürlichen radioaktiven Zerfall neu entstehen, z. B. beim Blei. Diesen Effekt nutzt die → physikalische Altersbestimmung aus.

Die Verwendung der stabilen I. erstreckt sich auf die Gebiete der Chemie, Physik, Biologie, Medizin. Man setzt sie dort als → Tracer zur Markierung von zu untersuchenden Stoffen ein. Die optische Isotopieverschiebung dient der Aufklärung komplizierter Molekülstrukturen. In großem Umfang wird Deuteriumoxid als wirksame Bremssubstanz für Neutronen in Kernreaktoren eingesetzt; das gasförmige Bortrifluorid $^{10}BF_3$ (mit dem seltenen Borisotop ^{10}B) dient zur Füllung von Neutronen-Zählrohren und zur Belegung von Kernspurplatten. Als sehr genau reproduzierbares und nahezu unveränderliches Wellenlängennormal, das die Grundlage der neuen Meterdefinition bildet, wurde eine Emissionslinie des (vorher auf etwa 99,5% angereicherten) schwersten natürlichen Kryptonisotops ^{86}Kr international festgelegt. Über den Einsatzbereich radioaktiver I. → Radionuklide.

Lit. Beier u. Dörner: Isotopen- und Strahlenfibel für den Arzt (3. Aufl. Leipzig 1960); Birkenfeld, Haase, Zahn: Massenspektrometrische Isotopenanalyse (Berlin 1962); Brodski: Isotopenchemie

(dtsch 2. Aufl. Berlin 1961); Hanle: Isotopentechnik (München 1964); Hertz: Lehrb. der Kernphysik, Bd 3 (Leipzig 1962); Nowak u. Hausdorf: Das Isotopenlaboratorium (Leipzig 1961); Roginski: Theoretische Grundlagen der Isotopenchemie (dtsch Berlin 1962); Schatenstein: Isotopenanalyse des Wassers (dtsch Berlin 1960), Isotopenaustausch und Substitution des Wasserstoffs in organischen Verbindungen (dtsch Berlin 1963); Wetzel, G. Hübner, H. Hübner, Maaß: Anwendung stabiler I. in Forschung und Technik (Leipzig 1963); → Radionuklide.

Isotopenaustausch, 1) chemischer Isotopieeffekt, bei dem durch den Austausch $AX + A' \rightleftharpoons A'X + A$ zwischen freien und in Molekülen gebundenen Atomen die schwereren Atome im Molekül angereichert werden. Der Effekt ist temperaturabhängig und kann zur Isotopentrennung ausgenutzt werden. 2) Methode zur Markierung von Verbindungen mit Radionukliden bei der Leitisotopenmethode.

Isotopenbatterie, svw. Atombatterie.

Isotopengemisch, → Isotope.

Isotopengewicht, die Atommasse eines bestimmten Isotops eines Elementes. Die I.e sind infolge des sehr kleinen Massedefektes nahezu ganzzahlig. Sie werden mit Massenspektrometern oder aus dem Q-Wert von Kernreaktionen bestimmt.

Isotopenhäufigkeit, → Isotope.

Isotopenregel, *Astonsche Regel,* von Aston aufgestellte Regel über die Anzahl der zu geraden bzw. ungeraden Ordnungszahlen gehörenden stabilen Isotope: Elemente mit ungerader Ordnungszahl haben höchstens zwei stabile Isotope, Elemente mit gerader Ordnungszahl dagegen oft wesentlich mehr.

Isotopenspin, svw. Isospin.

Isotopentrennung, → Anreicherung von Isotopen.

Isotopenverdünnungsanalyse, svw. Verdünnungsanalyse.

isotoper Spin, svw. Isospin.

Isotopie, die Tatsache, daß es Atome mit gleicher Protonen-, aber unterschiedlicher Neutronenzahl gibt, also verschiedene → Isotope desselben chemischen Elements. Die I. wurde 1910 durch Soddy an den radioaktiven Familien festgestellt. 1919 entdeckte Aston bei massenspektrographischen Untersuchungen die natürliche I. der chemischen Elemente.

Isotopieeffekte, Sammelbezeichnung für alle Erscheinungen, bei denen sich die Unterschiede zwischen isotopen Kernen eines Elements im nicht-kernphysikalischen Bereich als Folge der unterschiedlichen Kernmassen und Kernvolumina auswirken. Da die Atomkerne für die Physik der Elektronenhülle von Atomen oder Molekülen in einer sehr guten Näherung durch Punktladungen mit der Kernladungszahl Z idealisiert werden können, sind die I. stets sehr klein, am ausgeprägtesten beim Wasserstoff wegen des großen Massenunterschieds zwischen den Kernen des normalen und des schweren Wasserstoffs. I. finden sich in den Spektren von Atomen und Molekülen (→ Isotopieverschiebungen) und bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten des Teilchenaustauschs bei physikalischen und chemischen Prozessen und darauf beruhenden kleinen Unterschieden in den physikalisch-chemischen Gleichgewichten. Solche Effekte, insbesondere kleine Unterschiede in der Diffusionsgeschwindigkeit und bei der Thermodiffusion, werden zur Isotopentrennung ausgenutzt. I. können künstlich verstärkt werden durch Anreicherung bestimmter Isotope. Ein auf diese Weise gefundener Isotopieeffekt bei der Supraleitung bewies die wesentliche Mitwirkung der Gitterschwingungen und lieferte so einen entscheidenden Hinweis für die theoretische Erklärung der Supraleitung. Mit Hilfe von künstlichen Änderungen der isotopen Zusammensetzung können experimentell sonst unzugängliche Informationen gewonnen werden, z. B. können durch Neutronenstreuung prinzipiell *alle* radialen Verteilungsfunktionen einer Legierung ermittelt werden.

Am ausgeprägtesten sind die I. bei der Ablenkung von Ionen in elektrischen und magnetischen Feldern, da hier der Massenunterschied der Isotope unmittelbar wirksam wird. Dies wird in speziell konstruierten Massenspektrographen zur vollständigen Isotopentrennung ausgenutzt.

Einen besonderen Isotopieeffekt findet man bei den Rotationsspektren zweiatomiger Moleküle aus zwei gleichen Atomen: Sind beide Kerne völlig identisch, also notwendig vom gleichen Isotop, so fehlen auf Grund von Symmetrieforderungen an die Wellenfunktion des Moleküls die Hälfte aller „normalerweise", d. h. bei verschiedenen Kernen auftretenden Rotationsniveaus des Moleküls.

Als *Isotopieeffekt der Supraleiter* bezeichnet man die Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c eines Supraleiters von der Isotopenmasse M. Man erhält für supraleitende einfache Metalle die Beziehung $T_c \sim M^{-1/2}$. Der Isotopieeffekt ergibt sich auch aus der → BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit. In supraleitenden Übergangsmetallen können sich etwas andere Werte für den Exponenten von M ergeben.

Isotopieverschiebungen, 1) *in Atomspektren:* durch Mitbewegung und endliche Größe der Atomkerne bewirkte kleine Unterschiede in den Energieniveaus von Atomen mit verschiedenen Kernisotopen, die sich in Isotopengemischen als scheinbare Aufspaltung der Spektrallinien bemerkbar machen (→ Hyperfeinstruktur).

Massenabhängige Isotopieverschiebung. Sie wurde zuerst genau analysiert an dem Isotopenpaar leichter und schwerer Wasserstoff (^{1}H/^{2}D). Bei Einelektronenspektren mit den Kernmassen M_1, M_2 beträgt die Wellenzahldifferenz $\Delta\lambda^{-1} = m\dfrac{M_1 - M_2}{M_1 M_2}\lambda^{-1}$. Hierbei ist m die Elektronenmasse. Die massenabhängige Isotopieverschiebung beruht auf der Kernmitbewegung: Kern und Elektron bewegen sich um ihren gemeinsamen Schwerpunkt. Bei der mathematischen Behandlung dieses Zweikörperproblems ist die Elektronenmasse durch die „reduzierte Masse" $\mu = M \cdot m/(M + m)$ zu ersetzen. Diese Ersetzung in der Rydberg-Konstante führt zur oben angegebenen Formel.

Die Isotopieverschiebung durch Kernmitbewegung ist bis zu Atomen mit der Ordnungszahl $Z = 40$ nachweisbar. Zum jeweils schwereren Isotop gehört der tiefere Energiezustand.

Feld-Isotopieeffekt. Bei den schwereren Kernen zeigt sich eine nicht durch Mitbewegung zu erklärende Verschiebung zwischen

gleichartigen Niveaus bei verschiedenen Isotopen. Meist hat das schwerere Isotop die höhere Energie. Die Verschiebung für ein Isotop mit ungerader Massezahl liegt nicht in der Mitte der Verschiebungen beider Nachbarisotope mit gerader Massezahl, sondern näher zu der des leichteren Isotops (*odd-even-staggering*).

Der Feld-Isotopieeffekt beruht auf der Abweichung des vom Kern erzeugten Coulomb-Feldes von dem Feld einer Punktladung infolge der endlichen Ausdehnung des Kerns und seiner eventuellen Abweichung von der Kugelgestalt. Er beeinflußt stark nur die Elektronen in Kernnähe, nämlich die *s*-Elektronen und schwächer auch die *p*-Elektronen. Die Termverschiebungen sind proportional zur Wahrscheinlichkeit des Aufenthalts im Kern.

2) *I. in Molekülspektren* werden nur durch die verschiedenen Kernmassen der Isotope in den durch die Kernbewegung bestimmten Energieniveaus der Moleküle und in den durch Übergänge zwischen diesen entstehenden Spektren, also in den Rotationsspektren (*Rotations-Isotopieeffekt*) und in den Schwingungsspektren (*Schwingungs-Isotopieeffekt*) bewirkt. Die I. im Schwingungsspektrum äußern sich speziell auch in einer Isotopieverschiebung der Nullpunktsenergie der Schwingungen, die bei reinen Elektronenübergängen (Null-Null-Bande) beobachtbar ist und so eine direkte experimentelle Bestätigung der Nullpunktsenergie erlaubt. Auf diese Weise gelang die spektroskopische Entdeckung zahlreicher Isotope geringer Häufigkeit, z. B. ^{18}O, ^{17}O, ^{13}C und ^{15}N.

Isotriplett, → Isospin.

Isotron, Anlage zur Isotopentrennung, die nach dem Prinzip eines Massenspektrometers arbeitet. Die Arbeitsweise beruht darauf, daß Ionen verschiedener Masse und gleicher Energie unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Werden Isotope eines Elementes auf gleiche Energie beschleunigt, so können die Ionen nach ihrer Masse getrennt werden, wenn die Wechselspannung an einem Ablenkgitter synchron mit der Impulsfolgefrequenz der Ionenquelle variiert wird. Das I. hat seine technische Bedeutung verloren.

isotrop, Bezeichnung für Körper (oder auch Teile des Raumes), in denen physikalische Vorgänge in allen Richtungen in gleicher Weise ablaufen. Besteht eine Richtungsabhängigkeit, so nennt man den Körper *anisotrop*. Amorphe Körper, z. B. Gase, Flüssigkeiten (mit Ausnahme der kristallinen Flüssigkeiten), sind, sofern keine äußeren Kräfte auf sie einwirken, i., Kristalle im allgemeinen anisotrop. Manche Körper sind in bezug auf gewisse physikalische Erscheinungen i., in bezug auf andere anisotrop. So sind zentrosymmetrische Kristalle bezüglich piezo- und pyroelektrischer Erscheinungen i., kubische Kristalle sind optisch i., d. h., die Ausbreitungsgeschwindigkeit, die Absorption des Lichts und andere optische Erscheinungen hängen nicht von den Winkeln zwischen der Strahlrichtung und den kristallographischen Achsen ab. Hingegen ist z. B. die Wachstumsgeschwindigkeit auch bei kubischen Kristallen in verschiedenen Richtungen verschieden, sie sind in dieser Beziehung, wie auch in bezug auf die Beugung von Röntgenstrahlen und Spaltbarkeit anisotrop. Die durch mechanische Kräfte, die auf einen durchsichtigen kubischen Kristall wirken, hervorgerufene Anisotropie liegt dem Verfahren der → Spannungsoptik zugrunde. Polykristalline Stoffe können (auch ohne Einwirkung äußerer Kräfte) makroskopische Anisotropie zeigen, wenn die Kristallite nicht regellos orientiert sind (→ Textur).

Als *i.e Wärmeschwingungen* bezeichnet man solche Wärmeschwingungen, deren Amplituden in allen Richtungen im Zeitmittel gleich sind. Bei Beugung von Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen an Kristallen treten *i.e Temperaturfaktoren* (→ Kristallstrukturanalyse) bei solchen Atomen auf, deren Wärmeschwingungen i. sind.

Isotropie, → isotrop.

isotyp, → Kristall.

Isovektor, → Isospin.

isovektorieller Formfaktor, → elektromagnetische Formfaktoren.

Istmaß, → Fehler.

Istwert, → Fehler.

***i,T*-Diagramm,** graphische Darstellung von Isobaren, für die die Enthalpie *i* (in der Technik übliche Bezeichnung, sonst *H*) über der Temperatur *T* dargestellt wird. Es spielt in der technischen Thermodynamik eine Rolle, z. B. bei der Verbrennung und Gasverflüssigung.

Ito-Methode, → Indizierung.

IUC [engl. *I*nternational *U*nion of *C*rystallography], Internationale Union für Kristallographie. Seit 1969 ist die Deutsche Demokratische Republik durch die Deutsche Vereinigung für Kristallographie selbständiges Mitglied dieser Union.

***i,x*-Diagramm,** graphische Darstellung der Enthalpie *i* (in der Technik übliche Bezeichnung, sonst *H*) über dem Feuchtegrad *x*. Das *i,x*-D. spielt in der technischen Thermodynamik beim Arbeiten mit feuchten Gasen, insbesondere mit feuchter Luft, eine Rolle.

j, 1) in der komplexen Wechselstromrechnung die imaginäre Einheit $j = \sqrt{-1}$. 2) $\boldsymbol{j}$, → Stromdichte. 3) $\boldsymbol{j}$, Einheitsvektor in *y*-Richtung im dreidimensionalen euklidischen Raum.

J, 1) → Joule. 2) *J*, Ionendosis, → Dosis 1.2.1). 3) $\dot{J}$, Ionendosisleistung, → Dosis 2).

Jacobi-Identität, → Klammerausdrücke.

Jacobische Determinanten, → Funktionaldeterminante, → Gibbssche Determinanten.

Jacobische elliptische Funktionen, → Kreisel.

Jacobische Klammer, → Klammerausdrücke.

Jacobisches Prinzip, → Maupertuissches Prinzip.

Jahn-Teller-Effekt, bei einer Störstelle in einem Kristall die Aufhebung einer Entartung von Elektronenzuständen der Störstelle durch Verzerrung des umgebenden Gitters. Ist die Wechselwirkung zwischen Störstelle und Gitter hinreichend stark, so verändern die umgebenden Gitteratome ihre Gleichgewichtslagen derart, daß eine Verringerung der Symmetrie eintritt und dadurch die Entartung aufgehoben wird (*statischer J.-T.-E.*). Die Energie des Gesamtsystems ist in diesem Fall geringer als im unverzerrten Zustand. Bei schwächerer Wechselwirkung ist die durch eine Verzerrung erzielbare Energieänderung vergleichbar mit der Null-

punktsenergie der Gitterschwingungen. In diesem Fall bildet sich keine stabile statische Verzerrung in der Umgebung der Störstelle aus; die Entartung wird vielmehr durch Wechselwirkung mit Phononen aufgehoben (*dynamischer J.-T.-E.*).

Jahn-Teller-Theorem, eine von H. A. Jahn und E. Teller auf der Grundlage gruppentheoretischer Betrachtungen 1937 formulierte Aussage, wonach ein nichtlineares Molekül mit einem entarteten Elektronengrundzustand instabil ist. Es ändert seine Konfiguration so, daß diese Entartung aufgehoben wird. Ausnahmen stellen lineare Moleküle und Moleküle mit Kramers-Entartung dar (→ Kramerssches Theorem).

Eine analoge Aussage macht das J.-T.-T. für Ionen in Kristallen.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963).

Jahr, a, die Zeitdauer eines Umlaufes der Erde um die Sonne. Das Symbol a darf nur dort verwendet werden, wo keine Verwechslung mit der Flächeneinheit Ar, Symbol a, möglich ist. Je nach Wahl des Bezugspunktes, gegenüber dem ein voller Umlauf der Erde gezählt wird, ergeben sich unterschiedliche Jahreslängen. Das *tropische J.* mit 365 d 5 h 48 min 46 s mittlerer Sonnenzeit (→ Zeitmaße) ist auf den mittleren Frühlingspunkt bezogen, es liegt unserer Kalenderrechnung zugrunde. Als Beginn gilt in der Astronomie der Zeitpunkt, zu dem die mittlere Sonne die Rektaszension $18^h\,40^{min} = 280°$ hat. Beim *siderischen J.* mit 365 d 6 h 9 min 9 s wird ein Umlauf durch das Erreichen der gleichen Stellung der Sonne bei ihrer scheinbaren Bahn am Himmel in bezug auf einen Fixstern gerechnet. Das *anomalistische J.* mit 365 d 6 h 13 min 53 s ist auf das Perihel der Erde bezogen. Gegenüber dem siderischen J. ist das tropische J. kürzer, weil der Frühlingspunkt infolge der Präzession sich entgegengesetzt der scheinbaren jährlichen Bewegung der Sonne verschiebt; das anomalistische J. ist jedoch länger als das siderische, weil das Perihel der Erde infolge der Störungen durch die anderen Planeten in Richtung der Sonnenbewegung verschoben wird.

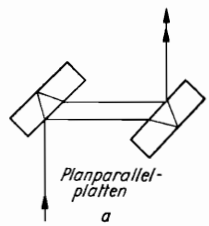
Jamin-Interferometer, Bezeichnung für ein aus der Brewsterschen Interferenzanordnung entwickeltes Interferometer. Die Interferenzen entstehen durch Aufspaltung und durch Wiedervereinigung eines Strahles durch Reflexion an Vorder- und Hinterfläche zweier planparalleler Glasplatten gleicher Dicke, die um einen geringen Winkel zueinander geneigt sind (Abb. a). Es gibt auch eine Modifikation mit nur einer Planparallelplatte (Abb. b). Die Interferenzen sind gerade Streifen im Unendlichen. Mit keilförmigen Platten lassen sich Interferenzen im Endlichen erzeugen. Das J.-I. wird als Interferenzrefraktometer zur Bestimmung von Brechzahlunterschieden von Gasen und Flüssigkeiten oder als Interferenzmikroskop verwendet.

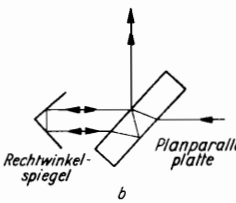
Lit. Gehrcke: Handb der physikalischen Optik (Leipzig 1927).

J-Band, → Frequenz.

Jellium, ein Modell für ein einfaches Metall. J. besteht aus freien Elektronen und einer homogenen positiven Ladung, die die negative Elektronenladung kompensiert. Es hat teilweise die elektronischen Eigenschaften eines einfachen Metalls. Allerdings können die Gitterschwingungen und Interbandübergänge der Elektronen in Metallen im J.-Modell nicht richtig beschrieben werden.

Jet, svw. Strahlstrom.





Schematischer Strahlengang beim Jamin-Interferometer mit zwei Planparallelplatten (*a*) und mit einer Planparallelplatte (*b*)

Jet stream, svw. Strahlstrom.

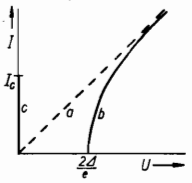
jj-Kopplung, → Vektormodell der Atomhülle.

Joch, ein unbewickelter magnetischer Rückschluß aus massivem oder lamelliertem Eisen im → magnetischen Kreis von Geräten und elektrischen Maschinen. Das J. kann nur magnetisch beansprucht sein (z. B. das J. im Transformator) oder ein zusätzlich mechanisch tragendes Konstruktionselement darstellen (z. B. das Gehäuse von Gleichstrommaschinen). Ein magnetisches J. wird bei magnetischen Messungen verwendet; es bildet den Rückschluß für den meist in Stabform vorliegenden magnetischen Werkstoff.

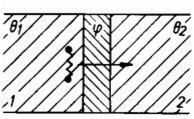
Joch-Methode, Anwendung des ballistischen Verfahrens auf die Messung magnetischer Proben mit freien Polen, vorzugsweise von Dauermagneten. Die Meßprobe wird zwischen die Polschuhe eines die Magnetisierungsspule tragenden Rahmens aus weichmagnetischem Werkstoff mit möglichst großem Querschnitt des Joches eingespannt, so daß Joch und Probe einen geschlossenen magnetischen Kreis bilden. Die Feldstärke wird mit einem magnetischen Spannungsmesser ermittelt.

jog, svw. Sprung in einer Versetzung.

Jones-Zone, ein von Brillouinschen Zonenebenen begrenzter Bereich im $\vec{k}$-Raum, wobei die zu diesen Ebenen gehörigen Fourier-Koeffizienten des Kristall- bzw. Pseudo- oder Modellpotentials besonders groß sind, während die zu von der J.-Z. umschlossenen Brillouinschen Zonenebenen gehörigen Fourier-Koeffizienten klein oder gleich Null sind. Der $\vec{k}$-Raum ist dabei der Raum der reduzierten Ausbreitungsvektoren (→ Brillouin-Zone). Die J.-Z. ist größer als die Brillouin-Zone, umfaßt aber im allgemeinen nicht mehrere vollständige Brillouin-Zonen. Für die in Diamantstruktur kristallisierenden Halbleiter wird die J.-Z. durch {220}-Ebenen begrenzt, bildet ein Rhombendodeka-



1 Verschiedene Tunnelcharakteristiken. *a* Normalleiter, *b* Einelektronentunneln zwischen zwei gleichen Supraleitern, *c* Tunneln von Cooper-Paaren zwischen zwei Supraleitern (Josephson-Effekt)



2 Schematische Darstellung eines Tunnelvorgangs

eder und hat das Volumen von vier Brillouin-Zonen.

Jordan-Nachwirkung, → magnetische Nachwirkung.

Jordansche Konstanten, Größen zur Charakterisierung der einzelnen, verschiedenen Verlustanteile einer Induktivität L mit ferro- oder ferrimagnetischem Kern in schwachen Wechselfeldern der Frequenz f und der Amplitude H. Für den vom magnetischen Kern herrührenden Verlustwiderstand R_v gilt die Beziehung $R_v = hHfL + wf^2L + nfL$. Hierbei sind h, w und n die J.n K. und werden nach der physikalischen Ursache des Verlustanteiles, den sie beschreiben, Hysterese-, Wirbelstrom- und Nachwirkungsbeiwert genannt. Die J.n K. wurden zur Kennzeichnung der Eigenschaften der Massekerne eingeführt. Eine Übertragung auf die ebenfalls als Spulenkerne in Wechselfeldern verwendeten Ferrite kann nur mit Vorsicht erfolgen, da hierbei h, w und n nicht mehr konstant sind.

Jordansche Theorie, Erweiterung der fünfdimensionalen Relativitätstheorie, die darin besteht, die 44-Komponente des fünfdimensionalen metrischen Fundamentaltensors als variabel, als Feldgröße, zu betrachten.

In der J.n T. wird die Variabilität dieser Komponente mit einer Variabilität der Gravitations-„konstanten" in Zusammenhang gebracht. Die J. T. ist eine Ausarbeitung einer Idee von Dirac (→ Diracsche Hypothese).

Die J. T. wird aus einem → Variationsprinzip abgeleitet, das, in vierdimensionaler Form geschrieben, $\delta \int J^\eta \left((G - (\lambda + 1/2)\, J_{;\mu} J^{;\mu}/J^2 - \frac{1}{2} J\, F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) \sqrt{-g}\, \mathrm{d}^4x = 0$ lautet. (Über doppelt auftretende Indizes wird summiert.) J ist gleich $g_{ab} X^a X^b$, und $J^{;\mu}$ ist durch $g^{\mu\nu}\, \partial J/\partial x^\nu$ definiert. G ist der vierdimensionale Krümmungsskalar, und $F_{\mu\nu}$ ist der elektromagnetische Feldstärketensor. Über die Parameter η und λ kann frei verfügt werden. Sie sind so zu wählen, daß die aus diesem Variationsprinzip folgenden Feldgleichungen nicht mit empirischen Daten in Konflikt kommen.

Für $\eta \neq -1$ ergäbe sich eine variable Dielektrizitäts-„konstante" des Vakuums und damit eine variable Feinstruktur-„konstante". Das scheint aber dem beobachteten Wert für die kosmologische Rotverschiebung der 21-cm-Linie des Wasserstoffs zu widersprechen. Für $\eta = -1$ spricht auch der schwarze Charakter der → kosmischen Urstrahlung.

Die Metrik der Welt wird durch die Forderung festgelegt, daß sich ein ungeladener Massepunkt auf Geodäten bewegt mit der Metrik $\bar{g}_{\mu\nu} = \varphi^2(J^\eta) g_{\mu\nu}$.

Die Gravitations-„konstante" ist dann proportional $\varphi^2(J^\eta)/J^\eta$.

Jordan-Wigner-Matrizen, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Josephson-Effekt, ein Tunneleffekt zwischen zwei durch eine dünne isolierende Schicht verbundenen Supraleitern, bei dem im Gegensatz zum → Einelektronen-Tunneleffekt nicht einzelne Elektronen, sondern die Cooper-Paare tunneln. Der J.-E. wurde im Jahre 1962 von Josephson theoretisch vorausgesagt und kurz darauf nachgewiesen. Er äußert sich zunächst in einem widerstandslosen Fließen des Tunnelstroms (Abb. 1). Für das Verständnis des J.-E.s ist die in der → BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit entwickelte Auffassung eines Supraleiters als kohärentes Wellenfeld von Cooper-Paar-Materiewellen besonders nützlich. Der J.-E. ist ein direkter Beweis für diese Auffassung.

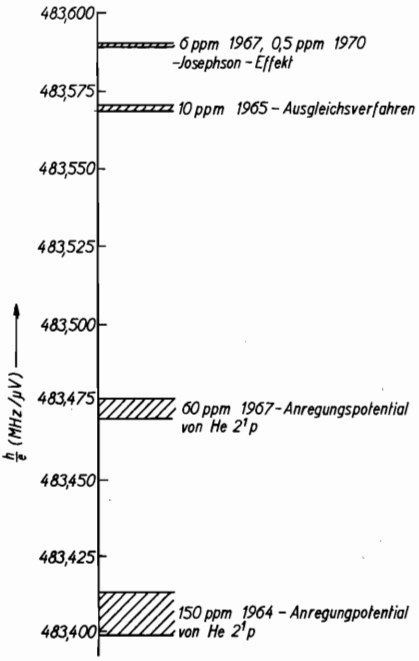
Koppelt man zwei Supraleiter, in denen nach der BCS-Theorie die Phase aller Cooper-Paare jeweils gleich und konstant ist, nur ganz schwach über eine isolierende Tunnelschicht, dann sind die beiden Teile noch so weit selbständig, daß sich eine Phasendifferenz zwischen ihnen ausbilden kann. Andererseits sind sie noch nicht so weit getrennt, als daß nicht infolge des Tunneleffektes noch Cooper-Paare aus dem einen Supraleiter in den anderen gelangen könnten. Infolge der für weitere Erscheinungen des J.-E.s verantwortlichen Phasendifferenz, die nur bei schwacher Kopplung zustande kommen kann, bezeichnet man die mit dem J.-E. verknüpften Erscheinungen auch als *schwache Supraleitfähigkeit*, eine Josephson-Tunnelstrecke als *schwaches supraleitendes Glied* usw.

In Abb. 2 ist das Tunneln eines Cooper-Paares schematisch dargestellt. Beim Tunneln von 1 nach 2 soll es in der Tunnelschicht einen Phasensprung bekommen, so daß die Phase des tunnelnden Cooper-Paares auf der Seite 2 dann $\Theta_1 + \varphi$ beträgt. Das Tunneln ist dann besonders wahrscheinlich, wenn das Paar nach dem Tunneln mit den Cooper-Paaren der Seite 2 in Phase ist, d. h., wenn $\Theta_1 + \varphi = \Theta_2$ ist. Da der Phasensprung immer positiv zu rechnen ist, gilt für ein umgekehrt tunnelndes Paar diese Bedingung nicht, das Tunneln in dieser Richtung ist also weniger wahrscheinlich, so daß sich ein Strom von 1 nach 2 ausbildet. Vergrößert man die Phasendifferenz um $2\pi n$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$), so ändert sich an dieser Überlegung nichts. Man kann daraus schließen, daß der Tunnelstrom durch die Sinusfunktion bestimmt wird: $j = j_n \sin\varphi$. Dieser Ausdruck wird als *Josephson-Gleichung* bezeichnet. Als weitere Josephson-Gleichungen erhält man durch Umformung der Ginzburg-Landau-Gleichungen zwei Bedingungen für die Phasendifferenz φ bzw. die Phase Θ: $\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}t = (2e/h)\, V$, $\nabla \Theta = (2e/h)\, \vec{A}$. Hierbei ist V die über der Tunnelschicht liegende Spannung, $\vec{A}$ das Vektorpotential eines magnetischen Feldes, das die Tunnelschicht parallel zu den beiden angrenzenden Supraleitern durchsetzt, und h das Plancksche Wirkungsquantum. Aus diesen drei Josephson-Gleichungen lassen sich alle Erscheinungen des J.-E.s ableiten.

Zunächst ergibt eine anliegende Spannung V eine zeitliche Änderung der Phase φ und damit einen Wechselstrom durch die Tunnelschicht. Diese Spannung V muß kleiner sein als die Energielücke, damit die Cooper-Paare noch nicht aufgebrochen werden. Man findet in diesem Bereich also das Paradoxon, daß der Suprastrom auch mit angelegter Spannung stabil fließen kann und spricht deshalb von einem widerstandsbehafteten supraleitenden Zustand der Tunnelschicht.

Da der Impuls eines Cooper-Paares in einem supraleitenden Metall aber genau festgelegt ist, wie die BCS-Theorie zeigt, muß die Energie

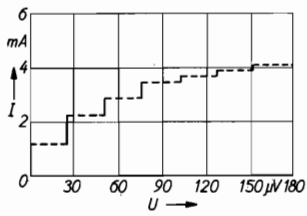
$E = 2eV$, die das Cooper-Paar beim Durchlaufen der Tunnelschicht gewinnt, beim Eintritt in den zweiten Supraleiter wieder abgegeben werden. Das geschieht durch Aussenden eines Strahlungsquants $h\nu = 2eV$, das dem entstehenden Tunnelwechselstrom entspricht (Abb. 3). Umgekehrt führt die Absorption eines Strahlungsquants in der Tunnelschicht zur Ausbildung einer entsprechenden Spannung zwischen den beiden Supraleitern. Die experimentelle Verifizierung der Formel $h\nu = 2eV$ ist zur Zeit mit einer Genauigkeit von 0,5 ppm möglich. Damit liegt ein weiterer Beweis für die Ladung $2e$ der supraleitenden Ladungsträger vor. Umgekehrt gestattet diese Beziehung die genaue Bestimmung der physikalischen Grundgröße h/e (Abb. 4), wobei die erreichte Genauigkeit zu geringen Verschiebungen im gesamten System der physikalischen Grundgrößen führen kann. Andererseits wird voraussichtlich die Definition der Spannungseinheit Volt in absehbarer Zeit über diese Beziehung erfolgen.



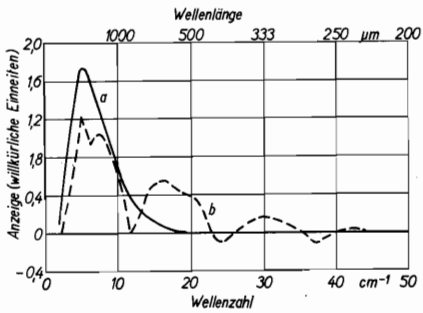
4 Darstellung der mit verschiedenen Methoden bei der Bestimmung von h/e erhaltenen Ergebnisse

Die Verhältnisse bei Strahlungsemission bzw. -absorption sind wie bei der → Flußquantisierung dem Verhalten eines einzelnen Elektrons in einer Atomhülle analog – beim Übergang eines Elektrons aus einem Energieniveau in ein anderes wird Strahlung genau bestimmter Frequenz emittiert bzw. absorbiert. Beim J.-E. kommt nur noch der Faktor 2 in die Frequenz-Spannungs-Beziehung hinein, da keine einzelnen Elektronen, sondern Cooper-Paare beteiligt sind.

Legt man eine Spannung an eine Josephson-Tunnelstrecke und strahlt gleichzeitig eine elektromagnetische Welle ein, dann wird die auf Grund der Beziehung $h\nu = 2eV$ ausgesandte elektromagnetische Welle mit der Frequenz der anderen phasenmoduliert. Das macht sich auch in der Strom-Spannungs-Charakteristik bemerkbar (Abb. 5) und gibt dadurch die Möglichkeit, äußerst empfindliche selektive abstimmbare Mikrowellenempfänger zu realisieren. Einen breitbandigen Empfänger erhält man, wenn man den kritischen Strom bei der Spannung 0 kontrolliert, der bei Mikrowelleneinstrahlung sinkt. Die spektrale Empfindlichkeit geht aus Abb. 6 hervor.

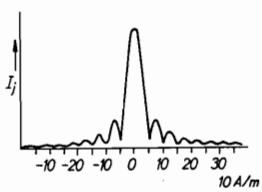


5 Strom-Spannungs-Charakteristik einer Josephson-Tunnelstrecke bei Einstrahlung einer hochfrequenten elektromagnetischen Welle



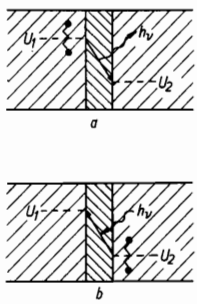
6 Spektrale Empfindlichkeitsverteilung verschiedener Josephson-Tunnelstrecken. *a* Indium-Indium, *b* Niob-Niob

Liegt an Stelle eines elektrischen Feldes ein magnetisches Feld in der Tunnelschicht, so ergeben sich etwas andere Verhältnisse. Die Phasendifferenz φ ergibt sich dann aus der 3. Josephson-Gleichung durch Integration über zwei verschiedene Wege. Man erhält eine Phasendifferenz zwischen verschiedenen Punkten a und b der Tunnelschicht (Abb. 7), die zu einer sinusförmigen räumlichen Variation des Tunnelstroms führt (Abb. 8), so daß sich bei einer Aufsummierung des Gesamttunnelstroms eine typische Interferenzerscheinung ergibt, wenn man den Gesamttunnelstrom in Abhängigkeit von dem parallel zur Tunnelschicht anliegenden Magnetfeld aufträgt (Abb. 9).

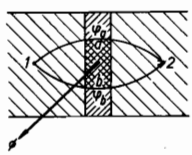


9 Interferenzerscheinung beim Josephson-Effekt

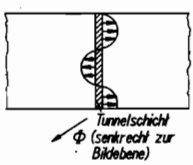
Diese Interferenzerscheinungen sind ein überzeugender Beweis für die Kohärenzeigenschaften der den Cooper-Paaren zuzuordnenden Mate-



3 Schematische Darstellung eines Tunnelvorgangs: *a* mit Strahlungsemission, *b* mit Strahlungsabsorption

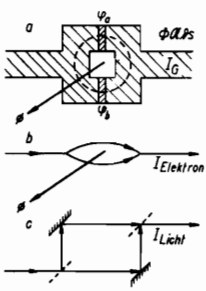


7 Darstellung der Integrationswege über eine Tunnelschicht, die von magnetischem Fluß durchsetzt wird



8 Stromverlauf in der Tunnelschicht, wenn ein magnetischer Fluß Φ die Tunnelschicht durchsetzt; die Pfeile geben Größe und Richtung des Stromes an

Josephson-Gleichungen



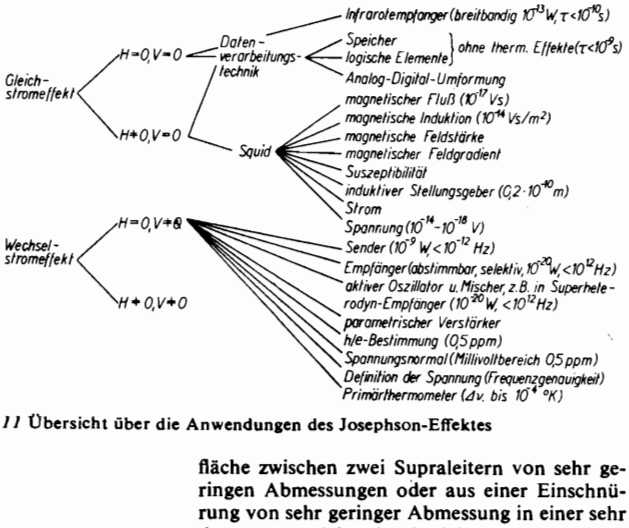
10 Verschiedene Interferometertypen: *a* supraleitendes Quanteninterferometer, *b* Elektronenstrahl-Interferometer, *c* Lichtinterferometer

riewellen. Andererseits lassen sie sich für meßtechnische Anwendungen außerordentlich hoher Empfindlichkeit einsetzen. Dazu kombiniert man zwei Josephson-Tunnelstrecken (Abb. 10). Man erhält dann kein Fraunhofersches Beugungsbild (Abb. 11), sondern ein Interferenzbild, wie es auch die analogen Elektronenstrahl- bzw. Lichtinterferometer liefern, in dem alle Beugungsmaxima die gleiche Höhe haben und mit dem deshalb sehr große Gangunterschiede feststellbar sind. Eine Periode ist dabei gerade durch das magnetische Flußquant bestimmt. Deshalb nennt man derartige Interferometer auch *Quanteninterferometer*.

Der J.-E. liefert also einerseits eine Reihe überzeugender Beweise für die Richtigkeit der in der BCS-Theorie entwickelten Vorstellungen, andererseits ermöglicht er zahlreiche Anwendungen im wissenschaftlichen Gerätebau und in der → Kryoelektronik, die dort teilweise eine neue Qualität zu erreichen gestatten.

Josephson-Gleichungen, → Josephson-Effekt.

Josephson-Tunnelelement, eine Vorrichtung, die aus einer sehr dünnen isolierenden Schicht zwischen zwei Supraleitern oder aus einer Kontakt-



11 Übersicht über die Anwendungen des Josephson-Effektes

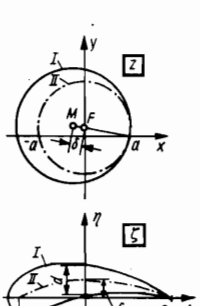
fläche zwischen zwei Supraleitern von sehr geringen Abmessungen oder aus einer Einschnürung von sehr geringer Abmessung in einer sehr dünnen supraleitenden Schicht besteht und den → Josephson-Effekt zeigt.

Josephson-Tunnelstrom, ein Strom aus Cooper-Paaren (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit), der auf Grund des Tunneleffektes durch eine isolierende Barriere oder durch eine sehr enge supraleitende Verbindung fließt. Dabei treten die als → Josephson-Effekt bezeichneten Erscheinungen auf.

Jost-Funktion, → quantenmechanische Streutheorie.

Joukowsky-Bedingung, → Kutta-Joukowsky-Gleichung.

Joukowsky-Profil, Tragflügelprofil, das durch konforme Abbildung (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) eines mit Zirkulation umströmten Kreiszylinders erhalten wird. Mit Hilfe der Joukowskyschen Abbildungsfunktion $\zeta = z + a^2/z$ geht der Kreis I in der z-Ebene, dessen Mittelpunkt M sowohl in Richtung der reellen als auch der imaginären Achse verschoben ist, in die Kontur des J.-P.s in der ζ-Ebene über (Abb.). Der durch $x = \pm a$ gehende Kreis II mit dem Mittelpunkt F ergibt in der ζ-Ebene die kreisbogenförmige Skelettlinie, deren Wölbungspfeil $f = 2y_F$ beträgt. Für die Dicke des gewölbten Profils gilt $d \approx 4\delta$. Die → Zirkulation bei der Kreisumströmung muß so groß sein, daß der hintere Staupunkt bei $x = a$, $y = 0$ liegt, damit am J.-P. die Joukowsky-Bedingung (→ Kutta-Joukowsky-Gleichung) erfüllt wird und sich dort der hintere Staupunkt bei $\xi = 2a$, $\eta = 0$ einstellt. Die Geschwindigkeits- und Druckverteilung um das J.-P. kann aus den entsprechenden Verteilungen am Kreiszylinder berechnet werden.



Konforme Abbildung eines Kreises auf ein Joukowsky-Profil

Da der Hinterkantenwinkel der J.-P.e Null ist, sind sie in der Technik nicht anwendbar. Diesen Nachteil vermeiden die → Karman-Trefftz-Profile, die eine Verallgemeinerung der J.-P.e darstellen.

Joule („djul"; franz., nicht engl. gesprochen), J, früher als *Großerg* bezeichnet, SI-Einheit für Arbeit, Energie und Wärmemenge. Vorsätze erlaubt. Das Joule ist die Arbeit, die verrichtet wird, wenn sich der Angriffspunkt einer Kraft von 1 N in Richtung der Kraft um 1 m verschiebt. $1\ \mathrm{J} = 1\ \mathrm{W \cdot s} = 1\ \mathrm{N \cdot m} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}}$.

Joule-Aufheizung, → Joulesche Wärme.

Joule-Effekt, 1) Wärmelehre: → thermoelastische Erscheinungen; **2)** Magnetismus: svw. Magnetostriktion.

Joule je Kilogramm, J/kg, SI-Einheit für spezifische innere Energie, spezifische Enthalpie, Kerma, Energiedosis, spezifische Verdampfungswärme und für den Brennwert fester und flüssiger Brennstoffe. $1\ \mathrm{J/kg} = 2{,}388 \cdot 10^{-4}$ kcal/kg.

Joule-Kelvin-Effekt, svw. Joule-Thomson-Effekt.

Joule-Magnetostriktion, → Magnetostriktion.

Joulesches Gesetz, ein von J. P. Joule 1841 aufgestelltes Gesetz, das die in einem stromdurchflossenen ohmschen Widerstand (Wirkwiderstand) durch die elektrische Stromarbeit in Wärme (*Stromwärme, Joulesche Wärme*) umgewandelte elektrische Energie angibt. Enthält der Widerstand keine elektromotorischen Kräfte, so ist die Stromwärme W_J gleich dem Produkt aus der am Widerstand anliegenden elektrischen Spannung U, dem fließenden Strom I und der Zeit t, in der der Strom fließt, allgemein also $W_J = \int_0^t U \cdot I \cdot \mathrm{d}t$ und im Fall eines stationären Stromes $W_J = U \cdot I \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t = \frac{U^2}{R} t$. Dabei bedeutet $R = U/I$ den ohmschen Widerstand. Die Einheit der Stromwärme ist die Wattsekunde, Ws; 1 Ws = 1 VA · s, → Stromarbeit. Die Wattsekunde ist mit der noch gebräuchlichen Einheit der Wärme, der Kalorie, durch die Beziehung 1 Ws = 0,239 cal verknüpft, → Wärmeäquivalent.

Joulesche Wärme, *Joule-Aufheizung*, Wärmewirkung des elektrischen Stroms im leitenden Material. Die den elektrischen Ladungsträgern vom elektrischen Feld erteilte Energie wird bei Ionenleitung direkt, bei Elektronen- und Löcherleitung mittels Streuprozessen indirekt in Bewegungsenergie der Atome bzw. Moleküle des Leiters umgewandelt. Die dabei entstehende

Wärme je Zeiteinheit und Volumeneinheit, die elektrische Leistungsdichte, berechnet sich zu $\dot{q} = \vec{E}\vec{j} = \varrho j^2$. Dabei bedeuten $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, j die Stromdichte und ϱ den spezifischen Widerstand.

Bei stationärem Stromfluß kann die integrale J. W. für ein endliches Volumen als $\dot{Q} = U \cdot I = RJ^2$ geschrieben werden. Dabei ist I der Strom der betrachteten Stromröhre und U die Spannungsdifferenz zwischen ihren beiden Enden. Am häufigsten wird ein beliebiges Teilstück eines vom Strom I durchflossenen Drahtes betrachtet, U ist dann der Spannungsabfall über dem Drahtstück.

Joule-Thomson-Effekt, *Joule-Kelvin-Effekt, Drosselentspannung, Drosseleffekt,* Temperaturänderung eines realen Gases durch adiabatisch isenthalpische Entspannung beim Durchströmen einer Drossel. Als Drossel können ein poröser Pfropfen, z. B. ein Wattepfropfen, ein Ventil oder eine Kapillare verwendet werden. Für die meisten Gase ist der J.-T.-E. unter Normalbedingungen positiv, d. h., die Entspannung führt zu einer Temperaturerniedrigung (s. u.). Der J.-T.-E. wird daher zum Erreichen tiefer Temperaturen und speziell zur Gasverflüssigung benutzt.

Entspannungsvorgang: Die Kolben zu beiden Seiten der Drossel bewegen sich mit unterschiedlicher, aber konstanter Geschwindigkeit aus der Lage AB in die Lage $A'B'$ (Abb. 1). Die Bewegung soll so langsam vor sich gehen, daß die kinetische Energie der Strömung vernachlässigbar und das Gas immer im thermodynamischen Gleichgewicht ist (quasistatisch). Der Druck p ist dann auf beiden Seiten konstant. Bei Beachtung der adiabatischen Isolation, d. h. $\delta W = 0$, wobei W die Wärme bedeutet, liefert der 1. Hauptsatz der Thermodynamik $U - U' = -pV + p'V'$ bzw. $U + pV = U' + p'V'$, oder

$$H \equiv U + pV = \text{konst.} \qquad (1)$$

Hierbei bedeuten U die innere Energie, V das Volumen und H die Enthalpie. Bei der Entspannung bleibt demnach die Enthalpie konstant, so daß also ein adiabatisch (irreversibler!) isenthalpischer Prozeß vorliegt.

Aus der Beziehung (1) erhält man unter Verwendung des 2. Hauptsatzes den Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderung beim J.-T.-E.

$$\mathrm{d}T = \frac{1}{C_p}\left\{T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V\right\}\mathrm{d}p = \mu\,\mathrm{d}p \qquad (2)$$

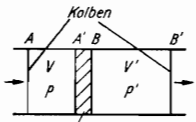
wobei C_p die Wärmekapazität bei konstantem Druck darstellt.

Zur quantitativen Berechnung des J.-T.-E.es braucht man lediglich noch die Zustandsgleichung $V = V(p, T)$ des verwendeten Gases. Der in (2) definierte *Joule-Thomson-Koeffizient* μ ist für ein ideales Gas stets Null, für ein reales Gas ist er bei einer bestimmten Temperatur, der *Inversionstemperatur* $T_{\text{inv.}}$ (*thermischer Umkehrpunkt*), ebenfalls Null, oberhalb dieser negativ, unterhalb derselben positiv. Das Gas kühlt sich also unterhalb $T_{\text{inv.}}$ bei Entspannung ab und erwärmt sich oberhalb dieser Temperatur. Die Kurve im p, V-Diagramm, auf der $\mu = 0$ gilt, heißt *Inversionskurve*, sie trennt die Bereiche positiven und negativen J.-T.-E.s voneinander (Abb. 2). Aus dem Verlauf dieser Kurve ist zu ersehen, daß oberhalb der Inversionstemperatur kein positiver J.-T.-E. ($\mu > 0$) mehr möglich ist. Darüber hinaus wird der Bereich mit $\mu > 0$ bei steigendem Druck p ebenfalls schmaler und verschwindet oberhalb eines bestimmten Wertes. Für Wasserstoff, Helium und Neon ist die Inversionstemperatur niedriger als die Zimmertemperatur. Man muß sie daher vorkühlen, um in den Bereich des positiven J.-T.-E.s zu gelangen.

Joule-Thomson-Koeffizient, → Joule-Thomson-Effekt.

jungfräuliche Kurve, → Magnetisierungskurve, → Hystereseschleife.

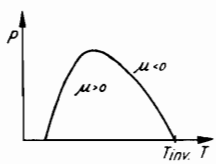
Jupiter, der größte Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 13,1 km/s in einem mittleren Abstand von 5,2 AE in 11,86 Jahren einmal um die Sonne. J. hat mit 318 Erdmassen mehr Masse als alle anderen Körper des Planetensystems zusammen und verursacht die meisten Bahnstörungen. Sein Äquatordurchmesser beträgt 143650 km, er ist um 8780 km länger als der Poldurchmesser. Die starke Abplattung ($\alpha = 0{,}061$) ist die Folge der schnellen Rotation, die Rotationsdauer beträgt 9 h 50,5 min. Die mittlere Dichte von J. beläuft sich auf 1,30 g/cm³. Die Oberfläche wird von einer dichten Atmosphäre bedeckt, was die hohe Albedo von 0,67 erklärt. Auf der Planetenscheibe hebt sich ein System von dunklen, dem Äquator parallelen Streifen ab, deren Anzahl aber vor allem in höheren Breiten veränderlich ist. Kurzzeitig auftretende Flecken und Wolken zeugen von kräftigen Strömungen mit Geschwindigkeiten von mehr als 100 m/s. Eine markante Erscheinung auf der Jupiterscheibe ist der 1878 entdeckte Große Rote Fleck, der allerdings inzwischen seine Farbe in weiß verändert hat. In der Jupiteratmosphäre wurden Methan und Ammoniak nachgewiesen. Wegen der hohen Entweichgeschwindigkeit und der niedrigen Temperatur der höheren Atmosphärenschichten von −130 °C nimmt man an, daß die Hauptbestandteile der Jupiteratmosphäre Wasserstoff und Helium sind. Von J. wird eine Radiofrequenzstrahlung empfangen, die möglicherweise bei gewitterähnlichen Entladungen in seiner Atmosphäre entsteht.



1 Entspannung eines realen Gases beim Joule-Thomson-Effekt

J. wird von 12 Satelliten umkreist, von denen die vier hellsten — Io, Europa, Ganymed und Kallisto — bereits von Galilei entdeckt wurden. Während die beiden ersten Satelliten nur wenig kleiner als der Erdmond sind, sind die beiden letzteren Satelliten größer als der Planet Merkur.

Justierung, Herrichten eines Meßgerätes, um richtige Anzeigen zu sichern. Die J. kann neben der richtigen Aufstellung die Änderung von Funktionselementen bedeuten, z. B. Auswechseln von Teilen, ihre Nacharbeitung, Anbringen von Zusatz- oder Justiermassen, Ändern von Hebellängen, kleine Versetzungen von Schneiden. Zur Aufstellung gehören die durch Lot oder Libellen kontrollierte Senkrechtstellung und andere aus der Funktion des Meßgeräts abgeleitete Kontrollen. Thermometer müssen so eingemessen werden, daß das Medium, dessen Temperatur gemessen werden soll, sie in ihrer ganzen Länge oder bis zu einem ihrem Verwendungs-



2 Inversionskurve, die den Bereich positiven ($\mu > 0$) und negativen ($\mu < 0$) Joule-Thomson-Effektes voneinander trennt

zweck angepaßten Punkt ihrer Skale umgibt, ohne daß eine Fadenkorrektur notwendig ist. Meßgeräte für wissenschaftliche und technische Untersuchungen sind wie alle anderen für eine Normtemperatur von 20 °C justiert, einzelne Meßgeräte haben eine andere Justiertemperatur, das Butyrometer z. B. 65 °C. Die Normtemperatur betrug früher, z. B. für den Meterprototyp, 0 °C. Aräometer für durchsichtige Flüssigkeiten müssen für Ablesung im Flüssigkeitsspiegel, solche für undurchsichtige Flüssigkeiten für Ablesung am oberen Wulstrand justiert sein.

k, 1) → Kilo. **2)** → Karat. **3)** k, → Boltzmannsche Konstante. **4)** $k, k_{\mathrm{eff}}, k_{\infty}$, → Vierfaktorenformel. **5)** $\vec{k}$, Einheitsvektor in z-Richtung im dreidimensionalen euklidischen Raum.

K, 1) → Kelvin. **2)** → Kayser. **3)** K, → Kerma. **4)** $\dot{K}$, → Kermaleistung.

°K, → Temperaturskala.

kA, → Ampere.

kAh, → Kiloamperestunde.

Kabel, *elektrisches K.*, ein- oder mehradrige Leitung, deren Adern gegeneinander und gegen die Umgebung so isoliert sind, daß eine Verlegung meist ohne zusätzlichen Schutz vorgenommen werden kann. Die Kabelisolation muß deshalb auch die bei der Verlegung auftretenden Kräfte aufnehmen können. Die äußere Isolation, der *Kabelmantel*, besteht aus Plast oder Gummi. Der Kabelmantel kann durch einen Bleimantel, durch zusätzliche Stahlbandbewehrung und durch bitumengetränkte Juteumhüllung verstärkt werden.

Nach der Verlegungsweise unterscheidet man *Erd-*, *Fluß-*, *See-* und *Luftkabel*. Erdkabel erhalten zusätzlichen Schutz durch Hauben- oder Abdecksteine oder werden in Röhren (Kabelformsteine) eingezogen. Flußkabel werden eingebaggert oder eingeschwemmt.

Nach dem Verwendungszweck unterscheidet man Starkstrom-, Fernmelde-, Rundfunk- und Fernsehkabel. *Starkstromkabel* dienen als Leistungskabel zur Energieübertragung, als Steuerkabel zur Übermittlung von Stromimpulsen für Steuerungszwecke. Sie werden eingeteilt in Niederspannungskabel (bis 1 kV), Hochspannungskabel (bis 30 bzw. 60 kV) und Höchstspannungskabel (ab 110 kV). Die Leiter, heute meist Aluminium, seltener Kupfer, werden bei größerem Querschnitt in Einzelleiter unterteilt und verseilt. Für die Leiterisolation (innere Isolation) werden Papier- und Faserstoffe mit Öl und Bitumen als Tränkmittel verwendet. Bei den Starkstromkabeln unterscheidet man verschiedene Ausführungen. Bei *Massekabeln*, die bis etwa 30 kV hergestellt werden, sind die mit Ölpapier isolierten Leiter in Bitumen eingebettet. *Plastkabel* haben Plastleiterisolierung und Plastmantel. Der Plastmantel besteht aus Polyvinylchlorid, ebenso bei K.n bis 10 kV die Leiterisolation. Für Spannungen von 10 bis 30 kV wird Hochdruckpolyäthylen verwendet. Bei *Druckgaskabeln* für Spannungen über 40 kV wird das masseisolierte Mehrleiterkabel in einem mit Stickstoff unter 4 bis 15 kp/cm² Überdruck gefüllten Stahlrohr untergebracht. Bei *Ölkabeln* für Höchstspannungen ist die Bitumenmasse durch dünnflüssiges Öl ersetzt. Da sich dieses infolge der Wärmeausdehnung im Metallmantel bewegt, sind an den Enden der Kabelstrecke Ausgleichsgefäße vorgesehen.

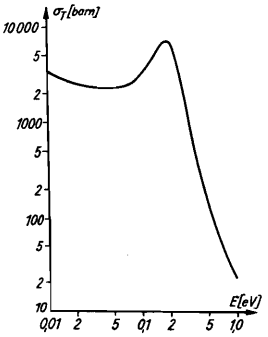
Bei den *Fernmelde-*, *Rundfunk-* und *Fernsehkabeln* unterscheidet man nach Frequenzbereich Niederfrequenz- (NF-) Kabel, Trägerfrequenz- (TF-) Kabel und Hochfrequenz- (HF-) Kabel. Bei den Fernmeldekabeln unterteilt man außerdem nach Orts-, Bezirks- und Fernkabeln. Der Leiterdurchmesser beträgt bei Ortskabeln 0,4···0,8 mm; bei Fernkabeln wird er auf 0,9···1,4 mm erhöht, um die Übertragungsverluste und die Dämpfung zu vermindern. Übertragungsverluste und Laufzeit sind Anteile des Übertragungsmaßes. Die Dämpfung läßt sich vor allem auch durch Erhöhung der Leitungsinduktivität vermindern. In bestimmten Abständen (bei Fernkabeln 1,7 km) werden deshalb Pupinspulen und im Abstand von 75 km Verstärker eingebaut. Bei diesen *Pupinkabeln* erhöht sich die Reichweite bei gleicher Dämpfung auf den fünffachen Wert. Durch die dichte Packung der Leiter (bei NF-Kabeln maximal 3600 Aderpaare) kann durch Induktion eine starke Beeinflussung benachbarter Leiter (Nebensprechen) auftreten; diese läßt sich durch sorgfältigen geometrischen Aufbau (z. B. Verseilung, hohe Symmetrie, geringe Fertigungstoleranzen) herabsetzen. In der Trägerfrequenz- (TF-) Technik werden papier- und styroflexisolierte TF-Kabel bis 550 kHz eingesetzt. Die Zahl der Fernsprechkanäle wird durch die Nebensprechstörungen auf 120 begrenzt. Bei Frequenzen über 1 MHz werden *Koaxialkabel* verwendet. Diese weisen geringere Dämpfung auf und sind bei hohen Frequenzen praktisch nebensprechfrei. Bei Zwergtubenkabeln werden mit 60 kHz···6 MHz 1200 Fernsprechkanäle, bei CCI-Tubenkabeln mit 300 kHz···12 MHz 2700 Fernsprechkanäle übertragen. Der Rückleiter besteht aus einem zu einem Rohr geformten Längsband. Die Anforderung an die Längsgleichmäßigkeit des Koaxialkabels ist sehr hoch.

Zur tonfrequenten Rundfunkübertragung werden ausgewählte Adernpaare von NF-Kabeln benutzt, die trägerfrequente Rundfunkübertragung erfolgt mit TF-Systemen über TF-Kabel, die hochfrequente Rundfunkübertragung (z. B. zwischen Sender und Antenne) durch Leistungskoaxialkabel. Zur Fernsehübertragung setzt man Koaxialkabel (CCI-Kabel oder Zwergtubenkabel) ein. Zur Breitbandübertragung im GHz-Gebiet werden wegen geringer Dämpfung zunehmend die zu den Wellenleitern gehörenden Hohlkabel (glatte Kreishohlleiter, Wendelhohlleiter, metallische Hohlleiter) mit dielektrischem Innenbeschlag angewendet.

Über supraleitende K. → Kryoelektrotechnik.

Kadmiumgrenze, gebräuchlicher Energiewert bei niederenergetischen Neutronen von ungefähr 0,5 eV, wo der totale Wechselwirkungsquerschnitt unter 100 barn sinkt, so daß die K. das obere Ende der starken Neutronenabsorption angibt. Im thermischen Energiebereich für Neutronen, $E_n \approx 0{,}025$ eV, beträgt der Absorptionsquerschnitt σ_a von reinem Cd-113 etwa 20000 barn, für das praktisch verwendete natürliche Isotopen*gemisch* des Kadmiums hat σ_a die Größe 2400 barn. Wegen dieser vergleichsweise sehr hohen Werte σ_a benutzt man Kadmium — neben Bor — als Material für die

Regelstäbe im Reaktor; in der experimentellen Kernphysik dient Kadmium als Material zur Abschirmung von thermischen Neutronen.



Totaler Wirkungsquerschnitt σ_T des Kadmiums für langsame Neutronen als Funktion ihrer Energie E

Kadmiumverhältnis, das Verhältnis der Aktivierungen einer Substanz durch Neutronen eines beliebigen Energiespektrums ohne bzw. mit Kadmiumabschirmung der Substanz. Als Detektor-Material verwendet man zweckmäßigerweise ein Element, dessen Einfangquerschnitt nach dem $1/v$-Gesetz, v ist die Geschwindigkeit der Neutronen, veränderlich ist, wie z. B. B, Mn, Ag, In, Dy, Au. Durch die Kadmiumabdeckung schneidet man das Neutronenspektrum bei einer Energie von ungefähr 0,5 eV nach unten ab (→ Kadmiumgrenze), d. h., das K. dient bei bekanntem Neutronenfluß als Maß für die Aktivierbarkeit der Substanz durch Kadmiumneutronen. Wenn die Aktivierbarkeit bekannt ist, liefert das K. das Verhältnis des totalen Neutronenflusses zu dem Neutronenfluß oberhalb der Kadmiumgrenze. Ein großes K. an einer Stelle im Reaktor bedeutet, daß dort der Anteil der Kadmiumneutronen, im wesentlichen der thermischen Neutronen, am Gesamtneutronenfluß groß ist.

Käfigläufer, → elektrische Maschine.

Käfigverbindungen, → Einschlußverbindungen.

Kalibrieren, → Eichung.

Kalifornium, *Californium*, Cf, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 98, ein Transuran. Bekannt sind 14 Isotope der Massezahlen 242 bis 254 sowie 256. Das längstlebige Isotop ist ^{251}Cf mit einer Halbwertszeit von 800 Jahren; am schnellsten zerfällt ^{244}Cf mit einer Halbwertszeit von 25 Minuten. Zuerst hergestellt wurde ^{244}Cf 1950 von Thompson, Street jr., Ghiorso und Seaborg im Zyklotron der California-Universität (USA) nach der Reaktion $^{242}_{96}\mathrm{Cm}(\alpha, 2n)^{244}_{98}\mathrm{Cf}$.

Kalium-Argon-Methode, → physikalische Altersbestimmung.

Kalorie, cal, Einheit der Wärmemenge. Vorsätze erlaubt. Die K. ist mit der „Internationalen Tafelkalorie" ($\mathrm{cal_{IT}}$) identisch und wurde von der 5. Internationalen Dampftafelkonferenz (London, 1956) angenommen. 1 cal = 1 $\mathrm{cal_{IT}}$ = 4,1868 J. Ursprünglich galt die *Wasserkalorie*, definiert als die Energie, die erforderlich ist, um 1 g Wasser von 14,5 auf 15,5 °C zu erwärmen; sie wurde deshalb auch *Grammkalorie* oder *Kleine K.* genannt ($\mathrm{cal_{15°}}$) und vom Internationalen Komitee für Maß und Gewicht (CIPM) 1950 zu 4,1855 J festgelegt.

Die Bestrebungen gehen heute dahin, auf die K. zu verzichten und nur noch das Joule (J) als Einheit der Wärmemenge zu benutzen.

Die Messung der K. wird mit → Kalorimetern vorgenommen.

Kalorimeter, Gerät sowohl zur Bestimmung der spezifischen Wärmekapazität von Substanzen als auch zur Messung von Wärme bei chemischen oder physikalischen Vorgängen, wie Verbrennungs-, Reaktions-, Schmelz- und Lösungswärmen. Die zu- oder abgeführten Wärmen bewirken eine Temperaturänderung des K.s, aus der die gesuchte Größe berechnet werden kann (→ Kalorimetrie).

1) *Flüssigkeits-* oder *Mischkalorimeter* messen die einem bestimmten Flüssigkeitsvolumen zu- oder abgeführte Energie aus der Temperaturänderung der Flüssigkeit und der spezifischen Wärmekapazität. K. dieser Art bestehen aus einem äußeren abdeckbaren doppelwandigen Isoliergefäß (Schutzmantel), in dessen Zwischenräumen sich Wasser befindet. Das im Inneren befindliche, auf einer schlecht leitenden Unterlage aufgestellte Kalorimetergefäß aus Blech ist somit keinen Temperaturschwankungen unterworfen. Zur Temperaturmessung wird zweckmäßigerweise ein Beckmannthermometer benutzt, da nur geringe Temperaturunterschiede zu messen sind. Ähnlich aufgebaut ist das *Flüssigkeitskalorimeter mit Vakuummantel*, das meist nur aus einem verkupferten oder versilberten Vakuummantelgefäß besteht. Die Austauschkalorimeter messen spezifische Wärmekapazitäten c von Flüssigkeiten. Die zu messende Flüssigkeit wird vorgewärmt, strömt dann durch eine Kühlschlange und wird in ihr im Gegenstromprinzip von einer zweiten Flüssigkeit, meist Wasser, gekühlt. Im stationären Betrieb kann aus dem Verhältnis der Temperaturänderungen $\Delta T_1/\Delta T_2$ und der strömenden Menge m_1/m_2 beider Flüssigkeiten in einfacher Weise das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten c_1/c_2 bestimmt werden. Aus der Gleichheit der abgegebenen und aufgenommenen Wärmen folgt unmittelbar $\frac{c_1}{c_2} = \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}$.

2) *Metallkalorimeter* bestehen aus einem dickwandigen Kupfer- oder Silberbehälter in Blockform mit einer Bohrung zur Aufnahme des Versuchskörpers. Sie zeichnen sich durch besonders gute Wärmeleitung und konstante Masse des Gefäßes aus und sind besonders zur Bestimmung der Wärmekapazität geeignet.

3) Die erstmalig von Nernst angegebenen *elektrischen Vakuumkalorimeter* dienen zur Messung der spezifischen Wärmekapazität fester Körper in einem Metallblock. Dem Probekörper wird mittels elektrischer Heizung eine bestimmte Menge Stromwärme zugeführt, und zwar durch eine Heizwicklung, durch elektrische Wirbelströme oder durch langsame Katodenstrahlen. Bei *Strömungskalorimetern* wird der durch ein Metall- oder ein Glasrohr strömende Stoff durch einen elektrischen Strom erwärmt, der mittels eines Platinrohrs durch dieses Rohr geleitet wird. Das Rohr befindet sich in einem Vakuummantel, den außen Wasser konstanter Temperatur umgibt. K. dieser Art eignen sich zu Wärmekapazitätsmessungen, auch bei tiefen Temperaturen.

4) *Isotherme K.* dienen zur Bestimmung von isotherm verlaufenden Phasenumwandlungen (Schmelzen, Verdampfen, Kondensieren) und von Reaktionswärmen. Beim *Eiskalorimeter* wird die Tatsache ausgenutzt, das das Eis bei 0 °C ein größeres Volumen als Wasser hat. Befinden sich in einem Volumen Eis und Wasser zugleich, läßt sich aus der Volumenänderung auf die Menge geschmolzenen Eises schließen. Bringt man einen wärmeren Probekörper in ein Eiskalorimeter, so wird so lange Eis geschmolzen, bis er die Temperatur 0 °C erreicht hat. Aus der Volumenvergrößerung wird dann die spezifische Wärmekapazität berechnet. Ein Vorteil des Eiskalorimeters besteht darin, daß es auf konstanter Temperatur bleibt. Dadurch läßt sich der Wärmeaustausch mit der Umgebung leicht berücksichtigen. Beim *Verdampfungskalorimeter* wird die zu messende Wärme einer geeigneten Flüssigkeit bei deren Siedetemperatur zugeführt und aus dem verdampften Flüssigkeitsvolumen zahlenmäßig durch Differenzwägung ermittelt, oder das Volumen der verdampften Flüssigkeit wird bei bekannter Temperatur und bekanntem Druck sowie bekannter Dampfdichte berechnet. *Kondensationskalorimeter* (*Dampfkalorimeter*) eignen sich zur Messung der spezifischen Wärmekapazität. Der an einer empfindlichen Waage aufgehängte Versuchskörper wird plötzlich von gesättigtem Wasserdampf umströmt, der an dem Versuchskörper kondensiert. Aus der Gewichts- und Temperaturzunahme und der Kondensationswärme läßt sich seine spezifische Wärme berechnen.

5) *Adiabatische K.* sind eine Abwandlung des elektrischen Vakuumkalorimeters, der äußere Schutzmantel hat während des Meßvorganges die gleiche Temperatur wie das K. bzw. der Probekörper. K. dieser Art werden vorwiegend zur Messung kleiner Wärmen über längere Zeiträume hin verwendet.

6) *K. für besonders tiefe Temperaturen* ($T \leq 20$ K) zur Bestimmung der spezifischen Wärmekapazität von flüssigem Helium sowie von paramagnetischen Salzen werden mit Kupfer-Konstantan-Thermoelementen betrieben.

7) *Differential-* oder *Zwillingskalorimeter* gestatten eine recht genaue Messung von Reaktionswärmen. Sie bestehen aus zwei möglichst gleichen Erwärmungskalorimetern. Tritt zwischen den K.n keine Temperaturdifferenz auf, so wird beiden die gleiche Wärme zugeführt. Führt man einem der K. eine gut meßbare Wärme zu, z. B. durch elektrische Erwärmung, so ist sie unter den oben genannten Bedingungen gleich der Reaktionswärme.

8) *Kalorimetrische Bomben* (*Berthelotsche Bomben*) dienen zum Bestimmen der bei Verbrennungs- und Reaktionsvorgängen erforderlichen Wärmekapazitäten mittels Widerstandsthermometern und Thermoelementen. Die Bombe besteht aus einem druckfesten Gefäß aus nichtrostendem Stahl mit verschraubbarem Deckel, durch den ein Draht zur Zündung und Kanäle für Gaszuleitung und -ableitung ins Innere führen. Die zu untersuchende Substanz, meist in Form einer Pastille, wird in ein Quarz- oder Platinschälchen gebracht. Die Bombe wird mit wasserstofffreiem Sauerstoff gefüllt (Druck ≈ 20 bis $40 \cdot 101325$ N/m^2) und in ein Flüssigkeitskalorimeter eingesetzt.

9) *Strahlungskalorimeter* finden Verwendung als Meßgerät zur Bestimmung der Strahlungsgrößen ionisierender Strahlung, z. B. für Energiefluenz- oder Energiedosismessungen; ebenso wie die → Ionisationskammer ermöglicht es absolute Messungen. Man mißt in einem kleinen thermisch isolierten Absorber die in Wärme umgewandelte Strahlungsenergie der einfallenden ionisierenden Strahlung. Die Wärmekapazität des Systems wird mit einer bekannten elektrischen Leistung bestimmt. Schwierigkeiten bilden der Verlust von Strahlungsenergie für andere Prozesse als die Erwärmung, z. B. durch Sekundärstrahlung (Bremsstrahlung) oder für chemische Umwandlungen. Durch den Vergleich mit Messungen mit Ionisations- und chemischen Methoden können → W-Werte oder → G-Werte bestimmt werden.

Kalorimetrie, die Messung von Wärmeeffekten, insbesondere von Wärme, die bei physikalischen, chemischen oder biologischen Prozessen auftritt. Mittels kalorimetrischer Methoden werden die spezifischen Wärmekapazitäten, die Umwandlungswärmen bei Phasenübergängen (Schmelzen, Verdampfen, Änderung der Kristallstruktur, Verschwinden der Fernordnung u. ä.), die Reaktionswärmen bei chemischen Reaktionen, die Lösungswärme, die Dissoziationswärme, die Adsorptions- und Absorptionswärme u. a. m. bestimmt. Die Messungen dieser Größen erfolgen in → Kalorimetern, deren Konstruktion von dem zu untersuchenden Temperaturintervall, der Art der Prozesse und der geforderten Genauigkeit abhängt.

Für die kalorimetrischen Methoden muß eine möglichst gut definierte und leicht reproduzierbare Wärme zur Verfügung stehen, außerdem muß man bei den Kalorimetern für eine gute Wärmedämmung und innerhalb des Kalorimeters für einen guten Wärmeaustausch (durch Rührwerke u. a.) sorgen.

kalorimetrische Bombe, → Kalorimeter.

kalorische Größen, beschreiben Eigenschaften eines thermodynamischen Systems, die in einer Änderung der inneren Energie, der Wärme u. a. infolge der Änderung der Temperatur und äußerer Parameter in Erscheinung treten. Wichtige k. G. sind die spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_v sowie die Umwandlungswärmen.

kalorische Zustandsgleichung, → Zustandsgleichung.

Kältemaschine, technische Anlage, in der durch Zufuhr von Arbeit oder Wärme innerhalb eines Kreisprozesses Kälte erzeugt wird. Nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik kann ein Wärmezufluß nur von einem hohen zu einem tieferen Temperaturniveau erfolgen. Bei der Kälteerzeugung, d. h. bei einem Wärmefluß entgegen diesem Temperaturgefälle, ist Energieaufwand erforderlich, um die bei niedriger Temperatur aufgenommene Wärme auf eine höhere Temperatur zu bringen. Die zum Wärmetransport erforderliche Arbeit kann einem gas- oder dampfförmigen Arbeitsmedium, dem *Kältemittel*, in Form von Wärme oder mechanischer Arbeit zugeführt werden. Die dabei erreichte Kompression des Arbeitsmediums mit anschließender Wärmeabgabe an die Umgebung

verwendet man entweder zur Verflüssigung des Arbeitsmediums, um es bei der nachfolgenden Entspannung und Senkung der Temperatur zu verdampfen und dabei die Verdampfungswärme auszunutzen, oder sie dient dazu, das gasförmige Arbeitsmedium nach einer vorangehenden Kühlung unter Arbeitsleistung zu entspannen und dabei abzukühlen.

K.n führen einen Kreisprozeß in entgegengesetzter Richtung im Vergleich zu Wärmekraftmaschinen aus.

Nach der Art des Arbeitsprozesses unterscheidet man Kompressions-, Dampfstrahlkältemaschine, Kaltgasmaschine und Absorptionskältemaschine, die sämtlich kontinuierlich arbeiten, sowie die Adsorptionskältemaschine mit periodischem Arbeitsablauf. 1) Die *Kompressionskältemaschine* besteht aus Verdampfer, Kompressor, Kondensator und Drosselventil. Der in der Anlage ablaufende Kreisprozeß entspricht in der Idealform einem umgekehrten, reversibel verlaufenden Carnot-Prozeß, für den gilt, daß die für die Kälteerzeugung aufzuwendende Arbeit A proportional der Temperaturdifferenz $T_2 - T_1$ zwischen Kondensator und Verdampfer ist: $A = W_1(T_2 - T_1)/T_1 = W_2(T_2 - T_1)/T_2$; $A = W_2 - W_1$. Dabei ist W_1 die im Verdampfer durch Abkühlung des Kühlgutes bei der Temperatur T_1 aufgenommene Wärme und W_2 die im Kondensator durch Außenkühlung an die Umgebung bei der Temperatur T_2 abgegebene Wärme. *Arbeitsablauf*: Der motorgetriebene Kompressor saugt aus dem Verdampfer das verdampfte Kältemittel, z. B. Ammoniak, Kohlendioxid, Schwefeldioxid, Fri-dohna, an und komprimiert es. Im Verdampfer wird die Wärme W_1 beim Druck p_1 und der Temperatur T_1 einem zu kühlenden Gut entzogen und vom Kältemittel aufgenommen. Nach der Kompression folgt im Kondensator beim Druck p_2 und der Temperatur T_2 die Kondensation des Kältemittels mit der Übertragung der Wärme W_2 an die Umgebung oder an ein Kühlmittel. Das verflüssigte Kältemittel strömt danach durch das Drosselventil, entspannt sich dabei auf den Verdampferdruck p_1 und verdampft anschließend wieder im Verdampfer. Dieser einfache Kreisprozeß kann auch zweistufig erfolgen, dabei wird die Temperaturdifferenz $T_2 - T_1$ erhöht (→ Wärmepumpe).

2) Bei den *Dampfstrahlkältemaschinen* verläuft der Kreisprozeß wie bei den Kompressionskältemaschinen, nur daß statt des motorgetriebenen Kompressors der Dampfstrahlverdichter angeordnet ist. Die Energiezufuhr erfolgt in Form der thermischen Energie des Treibdampfes (→ Dampfstrahlpumpe), der sich in der Treibdüse entspannt, in der nachfolgenden Mischkammer die Saugwirkung hervorruft und darauf im Diffusor die Verdichtung des Umlaufmediums bewirkt. Dampfstrahlkältemaschinen benutzen meist Wasser als Kältemittel und werden zur Kaltwasserbereitung für Klimaanlagen, für die Gaskühlung über 0 °C, zur Eindickung von Lösungen, für Kristallisationsanlagen und auch zur Vakuumeiserzeugung verwendet.

3) Die *Kaltgasmaschine* verwendet als Arbeitsmedium ein Gas, das von einem Verdichter komprimiert wird. Das unter Druck stehende Gas wird mittels Kühlwassers vorgekühlt und anschließend in einer Kolben- oder Turbomaschine unter Arbeitsleistung entspannt, wobei das Gas sich abkühlt. Das abgekühlte Gas dient zur Kühlung eines anderen Mediums und strömt nach der Erwärmung wieder in den Verdichter, wo der Kreisprozeß von neuem beginnt. Die Kaltgasmaschine wird besonders angewendet zur Gasverflüssigung nach Claude und Heylandt sowie zur Sauerstofferzeugung nach Linde-Fränkl, wobei als Arbeitsmedium Luft dient. Man spricht hierbei speziell von *Kaltluftmaschinen*, bei denen die Kühlung nach der Kompression z. T. durch die Kaltluft selbst nach der Entspannung erfolgt, so daß sehr tiefe Temperaturen erreicht werden können. Weiterhin setzt man die Kaltgasmaschine in der Luftfahrttechnik zur Kabinenkühlung ein.

4) Die *Absorptionskältemaschine* (*Carrésche Eismaschine*) arbeitet mit einem Stoffpaar, z. B. Ammoniak/Wasser, das aus dem eigentlichen Kältemittel (im Beispiel Ammoniak) und dem Absorptions- oder Lösungsmittel (Wasser) besteht. Der Prozeß verläuft ebenso in einem Kreislauf, wobei die Energiezufuhr in Form von Wärme erfolgt. Das im Verdampfer befindliche Kältemittel nimmt aus dem Kühlgut Wärme auf, dabei wird Dampf gebildet, der nachfolgend in einem Absorber vom Lösungsmittel absorbiert wird, wobei die entstehende Lösungswärme durch Kühlwasser abgeführt werden muß. Eine Pumpe fördert die mit dem Kältemittel angereicherte Lösung in einen Kocher (Austreiber, Rektifiziersäule), in dem durch die Heizung, z. B. mit Heizdampf, das Kältemittel aus der angereicherten Lösung ausgetrieben wird. Der Kältemitteldampf kondensiert danach im Kondensator und strömt durch ein Drosselventil wieder in den Verdampfer. Die an Kältemittel arme Lösung strömt vom Kocher zurück in den Absorber, in dem wiederum die Lösung des Kältemittels stattfindet.

5) Bei den *Adsorptionskältemaschinen* folgt wechselweise einem Kühlvorgang eine Heizperiode. In einem Behälter mit regelbarer elektrischer Heizung befindet sich ein festes Adsorptionsmittel, z. B. Trockengel oder Aktivkohle, dessen Adsorptionsfähigkeit und Kapillarwirkung ermöglichen, den Kältemitteldampf während der Kühlperiode aufzunehmen oder während der Heizperiode abzugeben. Das Kältemittel (z. B. Schwefeldioxid bei Trockengel, Methanol bei Aktivkohle) bewegt sich während der Kühlperiode aus einem Verdampfer über einen Kondensator in den Adsorptionsbehälter und während der Heizperiode in umgekehrter Richtung. Adsorptionskältemaschinen kommen vorwiegend für Kühlschränke in Betracht.

Eine besondere Form der Kälteerzeugung ist die Ausnutzung des → Peltier-Effektes mit Halbleitern in den Peltier-Kühlanlagen.

Der *Wirkungsgrad* einer reversibel arbeitenden K. ist maximal und wird durch $\eta'' = T_2/(T_1 - T_2)$ gegeben. Da $T_2 < T_1$ gilt, kann η'' sowohl größer als auch kleiner als 1 sein.

Lit. Altenkirch: Absorptionskältemaschinen (Berlin 1954); Drees: Kühlanlagen (7. Aufl. Berlin 1963); Jungnickel/Otto: Kältetechnik, Lehrbriefe für das Fernstudium (Berlin 1963).

Kältemischungen, Mischungen zur Erzeugung tiefer Temperaturen, meist aus Eis und einem Salz. Die Temperaturerniedrigung kommt dadurch zustande, daß bei der Mischung beide Stoffe in den flüssigen Zustand übergehen und daß die dazu erforderliche Wärme dem Gemisch entzogen wird. Die tiefste Temperatur erreicht man, wenn das Mischungsverhältnis der eutektischen Zusammensetzung entspricht (→ Kryohydrat). Bei dieser Temperatur, der kryostatischen Temperatur T_k, stehen gesättigte Lösung und festes Eis und Salz im Gleichgewicht. So lassen sich konstante negative Temperaturen erzeugen (Tab.).

Wichtige Kältemischungen

Stoff		T_k in °C	g Stoff in 100 g Eis
Kalium-sulfat	K_2SO_4	− 1,52	7,3
Kalium-chlorid	KCl	−10,7	24,6
Ammonium-chlorid	NH_4Cl	−15,8	22,9
Natrium-chlorid	NaCl	−21,2	30,7
Magnesium-chlorid	$MgCl_2 \cdot 6H_2O$	−33,6	84
Kalzium-chlorid	$CaCl_2 \cdot 6H_2O$	−55	143

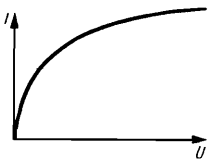
Kaltemission, eine Art der Elektronenemission, bei der die Elektronen nicht wie bei der thermischen Elektronenemission durch Erhitzen eines Festkörpers (der Katode), sondern durch hohe elektrische Felder, den *Feldeffekt*, oder durch Lichtbestrahlung, den *Photoeffekt*, aus einer „kalten" Festkörperoberfläche austreten.

kalter Fluß, → Polymere.

Kaltfront, → Front.

Kaltkatoden-Ionisationsvakuummeter, → Vakuummeter.

Kaltleiter, ein temperaturabhängiger elektrischer Widerstand mit positivem Temperaturkoeffizienten, also ein Widerstand, dessen elektrische Leitfähigkeit mit steigender Temperatur abnimmt. Als Widerstandsmaterial verwendet man Metalldrähte (meist Wolfram- oder Eisendrähte), die in ein glühlampenähnliches Schutzgehäuse eingebaut werden. Die Temperaturänderung und die damit verbundene Widerstandsänderung wird durch Eigenerwärmung (Stromwärme) oder Fremderwärmung (Umgebung) hervorgerufen. K. mit Eigenerwärmung dienen haupsächlich als Regelglieder zur Stromstabilisierung (→ Eisenwasserstoffwiderstand), zur Stabilisierung der Schwingungsamplitude von *RC*- und *LC*-Generatoren, zur Dynamikkompression und -expansion in der NF-Technik. K. mit Fremderwärmung verwendet man zur Messung der Intensität der elektromagnetischen Strahlung im optischen und HF-Bereich, → Bolometer.



Strom-Spannungs-Kennlinie eines Kaltleiters. *I* elektrischer Strom, *U* elektrische Spannung

Gegensatz: → Heißleiter.

Kalvar-Verfahren, von der Kalvar Corporation (USA) entwickeltes photographisches Verfahren zur Herstellung von Diapositivfilmen, das ebenso wie die → Diazotypie auf der Lichtempfindlichkeit von Diazoniumverbindungen beruht. Im Gegensatz zu den Ozalidschichten, wo der freiwerdende Stickstoff entweichen kann, wird er beim K.-V. in einer thermoplastischen Hochpolymerenschicht aus Polystyrol festgehalten. Durch eine kurzzeitige Erwärmung (25 Sekunden auf 120 °C) erweicht das plastische Material, und die Stickstoffbläschen dehnen sich aus. Gleichzeitig in der Schicht eingelagerte kristalline Substanzen ordnen sich um diese Hohlräume und bilden so relativ große Streuzentren. Im Gegensatz zu den anderen Verfahren, wo das visuelle Bild durch Lichtabsorption entsteht, wird hier der Bildeindruck durch Streuung an den Zentren erzeugt. In der Durchsichtsbetrachtung zeigen solche Bilder eine andere Struktur als in der Auflichtbetrachtung. Dadurch kann durch unterschiedliche Beleuchtung und Projektion der gleiche Film als Negativ oder Positiv eingesetzt werden. Das latente Bild ist bei diesem Verfahren nicht stabil, da es dennoch zu einer Diffusion von Stickstoff kommt Die Entwicklung muß unmittelbar nach der Belichtung erfolgen.

Kamerakonstante, → Brennweitenmessung.

Kamerlingh-Onnes-Pendel, svw. Foucaultsches Pendel.

Kammer, 1) → Ionisationskammer. 2) → heiße Zelle.

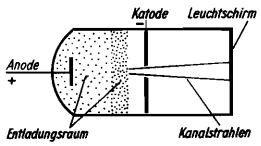
Kammerton, → Tonskalen, → Normstimmton.

Kammsonde, → Strömungssonde.

Kanal, 1) Halbleitertechnik: die verbindende Halbleiterschicht zwischen Source und Drain bei einem Feldeffekttransistor, → Transistor.

2) Hochenergiephysik: 1) eine der möglichen Reaktionen, die zwei gegebene Teilchen miteinander haben können, → Streuexperiment. 2) die Gesamtheit aller Geräte zwischen Teilchenbeschleuniger und Nachweisinstrument, die zur Fortleitung, zur Impuls- und Massenanalyse, zum Fokussieren und zur Ablenkung eines bestimmten Teilchenstrahls dienen.

Kanalstrahl, 1886 von Goldstein entdeckter Strahl von Ionen, die durch einen Kanal in der Katode einer Entladungsröhre, in der durch Elektronenstoß und/oder Strahlung positiye Ionen gebildet werden, aus dem Entladungsraum heraustreten (Abb. 1). Betragen die Spannung zwischen den Elektroden einer Gasentladungsröhre etwa 20 kV und der Gasdruck

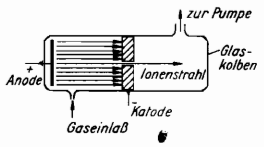


I Schematische Darstellung einer Kanalstrahlentladung

einige hundertstel Torr, so steigt bei einer derartigen Entladung das Potential vor der Katode steil an (Katodenfall). Die positiven Ionen im Entladungsraum, die aus dem Plasma in dieses Gebiet hineindiffundieren, werden zur Katode hin beschleunigt und gelangen durch ein Loch in den feldfreien Raum dahinter. K.en bestehen oft aus mehreren Ionenarten, d. h. aus ein- oder mehrfach geladenen positiven Ionen verschiedener Atom- oder Molekülsorten. Außerdem ist ihre Geschwindigkeit je nach Entstehungsort im Fallraum oder wegen Umladung infolge von Zusammenstößen inhomogen. Durch Ablenkung des K.s in elektrischen und magnetischen Feldern lassen sich die verschie-

denartigen Ionensorten trennen, und man kann ihre spezifische Ladung bestimmen (*Kanalstrahlanalyse*). Aus der Kanalstrahlanalyse entwickelte sich die moderne → Massenspektroskopie.

Das *Kanalstrahlrohr* (Abb. 2) ist die älteste Ionenquelle.



2 Kanalstrahlrohr (schematisch)

Die K.en können durch geeignete Szintillationsmittel, z. B. einen Leuchtschirm, nachgewiesen werden. Meist machen sie sich außerdem beim Auftreffen auf die gläsernen Gefäßwände durch Fluoreszenz bemerkbar. Zur Erzeugung ausgeprägter K.en sind besonders Glimmentladungen geeignet, die dann vielfach als *Kanalstrahlentladungen* bezeichnet werden.

Kanalstrahlanalyse, → Kanalstrahl.

Kanalstrahlentladung, → Kanalstrahl.

Kanalstrahlrohr, → Kanalstrahl.

kanonisch, allgemein als Richtschnur (Kanon) dienend, in der Physik Bezeichnung für Größen, mit denen die Aussagen einer Theorie — die dann meist auch k. genannt wird — in besonders einfacher und übersichtlicher Form möglich ist. Das wichtigste Beispiel ist die Hamiltonsche k.e Theorie der Mechanik.

kanonische Bewegungsgleichungen, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

kanonische Quantisierung, → Quantenfeldtheorie.

kanonisches Differentialgleichungssystem, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

kanonisches Verfahren, → Quantisierung.

kanonische Theorie der Mechanik, svw. Hamiltonsche kanonische Theorie.

kanonische Transformation, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

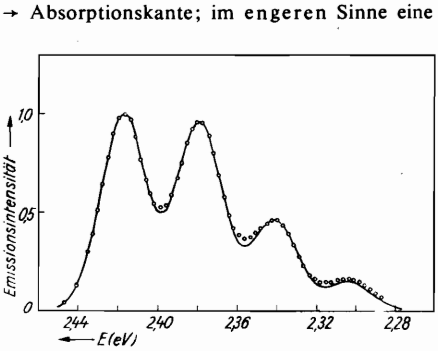
kanonische Variablen, → dynamische Variable.

kanonische Vertauschungsrelationen, → Quantenfeldtheorie.

kanonische Zustandsgleichung, → Zustandsgleichung.

kanonisch konjugierte Variable, → Hamiltonsche kanonische Theorie.

Kantenemission, im weiteren Sinne die → Lumineszenz von Festkörpern im Bereich der → Absorptionskante; im engeren Sinne eine charakteristische Lumineszenzbande von II-VI-Halbleitern, deren Struktur dadurch zustande kommt, daß beim strahlenden Elektronenübergang gleichzeitig mehrere longitudinale optische Phononen emittiert werden.



Kantenemission von CdS-Kristallen bei 63,3 K. *E* Energie der emittierten Photonen

Kantenschema, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Kantenwiderstand, → Strömungswiderstand.

Kantsche Meteoritenhypothese, → Kosmogonie.

Kaon, *K-Meson,* früher *Kappa-Meson, Tau-Meson, Theta-Meson,* instabiles → Elementarteilchen (Tab. A) aus der Familie der Mesonen, das positiv (K^+), neutral (K^0, $\overline{K^0}$) oder negativ (K^-) elektrisch geladen sein kann und im Gegensatz zum Pion (π) von Null verschiedene Strangeness S trägt und daher zusammen mit den → Hyperonen zu den *fremden Teilchen* [engl. *strange particles*] gehört. K^+ wurde 1949 von Powell und Mitarbeitern in der kosmischen Strahlung entdeckt. K.en können mit Hilfe großer Teilchenbeschleuniger künstlich, z. B. über die Reaktionen $\pi^- + p \rightarrow (K^0 + \Lambda^0$ oder $K^+ + \Sigma^-$ oder $K^+ + K^- + n)$ bzw. $\bar{p} + p \rightarrow (K^0 + \overline{K^0}$ oder $K^+ + K^-)$ über starke Wechselwirkung erzeugt werden, wobei die Gesamtstrangeness $S = 0$ erhalten bleibt, d. h., die K.en müssen stets zusammen mit dem entgegengesetzte Strangeness tragenden Antiteilchen oder einem Hyperon der entsprechenden Strangeness erzeugt werden (*assoziierte Produktion*). Die K.en können jedoch nicht über die starke, sondern nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen, bei der die Strangeness nicht erhalten bleiben muß, da sie die leichtesten Elementarteilchen mit $S \neq 0$ sind. Der Zerfall erfolgt über viele verschiedene Kanäle in Pionen, Leptonen und Photonen; diese Reichhaltigkeit war in den 50er Jahren Anlaß zur Annahme, es handele sich um verschiedene Teilchen, die mit τ, τ', $\varkappa$, $\varkappa'$, ϑ und θ bezeichnet wurden: $K^{\pm}_{\mu 2} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}$ bzw. $K^0_{\mu 2} \rightarrow \mu^+\mu^-$, $K^{\pm}_{\mu 3} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}\pi^0$ bzw. $K^0_{\mu 3} \rightarrow \mu^{\pm}\nu_{\mu}\pi^{\pm}$; $K_{e2} \pm \rightarrow e^{\pm}\nu_e$ bzw. $K^0_{e2} \rightarrow e^+e^-$, $K_{\pi 3} \rightarrow \pi\pi^+\pi^-$ (*τ-Meson, Tau-Meson*), $K_{\pi 3} \rightarrow \pi\pi^0\pi^0$ (*τ'-Meson*), $K^{\pm}_{\pi 2} \rightarrow \pi\pi^0$ bzw. $K^0_{\pi 2} \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-$ (*θ-Meson, Theta-Meson*) und eine Reihe weiterer Zerfälle. Powell fand das τ^+. Die Bezeichnungen $K_{\mu 2}$ usw. werden heute benutzt, wenn man sich mit der betreffenden Zerfallsart beschäftigt.

Als *θ-τ-Rätsel* (*Theta-Tau-Rätsel*) ging die Tatsache in die Geschichte der Physik ein, daß man für θ und τ auf Grund ihrer verschiedenartigen Zerfälle verschiedene innere Parität P annahm, da man an die Erhaltung der Parität bei allen Wechselwirkungen glaubte. Dieser Irrtum wurde von Lee und Yang beseitigt, die zeigten, daß bei der schwachen Wechselwirkung nicht P, sondern nur die kombinierte Parität CP erhalten zu sein braucht (→ Parität).

Die Nichterhaltung der Strangeness bei schwachen Wechselwirkungen führt zu folgendem überraschenden Effekt: Die neutralen K.en K^0 und $\overline{K^0}$ unterscheiden sich lediglich durch S ($S = +1$ bzw. -1). Sie sind daher für die schwache Wechselwirkung identisch und können sich deshalb so zu Mischzuständen überlagern, daß sie Eigenzustände von CP, nämlich

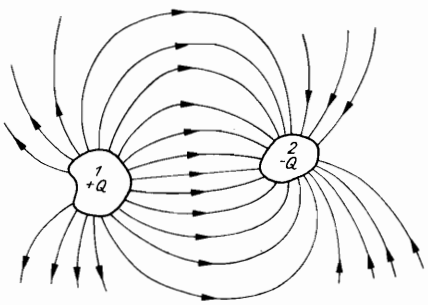
K^0_1 oder $K^0_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \overline{K^0})$ bzw. K^0_2 oder

$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \overline{K^0})$, zu Eigenwerten $+1$ bzw. -1 sind und sich wegen der Erhaltung von *CP* nicht ineinander umwandeln können. Für beide Zustände mißt man unterschiedliche Lebensdauern $\tau_S = 0{,}86 \cdot 10^{-10}$ s und $\tau_L = 5{,}38 \cdot 10^{-8}$ s (S = Abk. für engl. short 'kurz', L = Abk. für engl. long 'lang'); K_S^0 bzw. K_L^0 können ferner wegen der *CP*-Erhaltung nur in zwei bzw. drei Pionen zerfallen.

1964 wurde jedoch durch Christenson, Cronin, Fitch und Turlay von der Princeton University (USA) ein Zerfall von K_L^0 in zwei Pionen festgestellt, der eine schwache Verletzung der *CP*-Invarianz bedeutet; insgesamt erfolgen 0,16% der Zerfälle von K_L^0 in $\pi^+\pi^-$ und 0,12% in $\pi^0\pi^0$. Wegen der *CPT*-Invarianz der Naturgesetze (→ *CPT*-Theorem) bedeutet dies eine schwache Verletzung der Invarianz gegenüber Zeitumkehr.

Kapazitanz, → Wechselstromwiderstände.

Kapazität, *elektrische K., C,* das spezifische Aufnahmevermögen eines → Kondensators für elektrische Ladungen. Bei Anlegen einer Spannung U an den Kondensator fließen auf seine Beläge die entgegengesetzt gleich großen Ladungen $+Q$ und $-Q$, und es bildet sich zwischen ihnen ein elektrisches Feld. Die von jedem Belag aufgenommene Ladung ist proportional der angelegten Spannung, d. h. der Potentialdifferenz $\Phi_1 - \Phi_2$ zwischen den beiden Belägen. Der Proportionalitätsfaktor wird als die Kapazität C des Kondensators bezeichnet: $C = \frac{Q}{U} = \frac{Q}{\Phi_1 - \Phi_2}$. Mit der Ladung als Quelle der elektrischen Verschiebung $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$ (wobei ε_0 die elektrische Feldkonstante ist und ε_r die relative Dielektrizitätskonstante des den Feldraum erfüllenden Dielektrikums) und der Spannung als Linienintegral über die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ kann die K. in der allgemeinen Form $C = \frac{\oint\oint \vec{D} \cdot d\vec{A}}{\int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{s}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\oint\oint \vec{E} \cdot d\vec{A}}{\int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{s}}$ geschrieben werden. Dabei ist über eine geschlossene Fläche um Q zu integrieren, 1 und 2 sind Punkte auf den beiden Belägen, $d\vec{A}$ ist das Flächenelement und $d\vec{s}$ das Wegelement (Abb. 1).



1 Zur Definition der Kapazität: Feldlinienbild einer Leiteranordnung

Die Einheit der K. ist das → Farad (F): 1 F = 1 C/V. Ein Kondensator hat die K. 1 F, wenn seine Elektroden durch die Ladungsmenge 1 C = 1 As die Potentialdifferenz 1 V erhalten.

Die Einheit Farad ist für praktische Zwecke zu groß; die K. von Kondensatoren wird deshalb im allgemeinen angegeben in Mikrofarad μF (1 μF = 10^{-6} F), in Nanofarad nF (1 nF = 10^{-9} F) und in Picofarad pF (1 pF = 10^{-12} F).

Die K. hängt von den Abmessungen der Beläge, von ihrem gegenseitigen Abstand und vom Dielektrikum ab, das den Feldraum erfüllt. Bei Einführung eines Dielektrikums in den Feldraum steigt die K. gegenüber dem Wert im Vakuum und erhöht sich bei vollständiger Erfüllung des Feldraumes um den Faktor ε_r des betreffenden Dielektrikums. Bei fest vorgegebener Spannung, d. h. angeschlossener Stromquelle steigt bei Einführung des Dielektrikums die Ladung auf den ε_r-fachen Wert, während bei festgehaltener Ladung, d. h. bei abgetrennter Stromquelle, die Spannung auf den ε_r-ten Teil absinkt, da die Ladung auf den Belägen, die *wahren Ladungen*, durch die Polarisationsladungen des Dielektrikums teilweise kompensiert werden.

Die Berechnung der K. erfolgt für den elektrostatischen Fall. Die Ladungen sind dann auf der Oberfläche der Beläge verteilt, die Äquipotentialflächen Φ = konst. bilden. Mit diesen Randbedingungen ist bei ladungsfreiem Feldraum die Laplacesche Potentialgleichung $\Delta\Phi = 0$ zu lösen. Die K. von Kondensatoren einfacher geometrischer Symmetrie läßt sich streng berechnen, die K. von komplizierten Anordnungen näherungsweise. Die folgenden Beispiele gelten für ein homogenes und isotropes Dielektrikum; die K. im Vakuum ergibt sich für $\varepsilon_r = 1$.

1) *Konduktoren*: Ein Belag befindet sich im Unendlichen. a) Kugel, Radius R:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r R.$$

b) Gestrecktes Rotationsellipsoid, Achsen $2a$ und $2b < 2a$, $a/b = n$:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r b \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{\ln\left(n + \sqrt{n^2 - 1}\right)}.$$

Spezialfall: Langer Zylinder, Länge $l = 2a$, Radius $r = b \ll l$:

$$C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{l}{\ln(l/r)}.$$

c) Gedrücktes Rotationsellipsoid, Achsen $2a$ und $2b < 2a$, $a/b = n$:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r b \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{\arctan\sqrt{n^2 - 1}}.$$

Spezialfall: Flacher Zylinder, Radius $r = a$, Höhe $h = 2b \ll r$:

$$C = 8\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{r}{1 - \frac{h}{\pi \cdot r}}.$$

2) *Kondensatoren*: Die Beläge haben einen endlichen Abstand. In den Beispielen c), d) und e) treten an den Begrenzungen der Beläge Randfelder auf, deren Anteil in den angegebenen Formeln für die K. vernachlässigt wird. Diese gelten daher um so genauer, je kleiner der Abstand der Beläge gegenüber ihrer Ausdehnung ist; die Bedingungen hierfür werden jeweils angegeben. Der Einfluß des Randfeldes kann durch

eine erweiterte Rechnung berücksichtigt werden. Im Experiment unterbindet man das Randfeld weitgehend durch das Anbringen eines Schutzringes, → Schutzringkondensator.

a) Zwei konzentrische Kugeln (Kugelkondensator), Radius r_1 und $r_2 > r_1$:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1}.$$

b) Zwei Kugeln, Mittelpunktsabstand a, Radius $r_1 = r_2 = r < a/2$:

$$C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r r\left[1 + \frac{r(a^2 - r^2)}{a(a^2 - r^2 - ar)}\right].$$

c) Zwei koaxiale Zylinder (Zylinderkondensator), Radius r_1 und $r_2 > r_1$, Länge l:

$$C = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{l}{\ln(r_2/r_1)} \text{ für } l \gg r_1,\ l \gg r_2.$$

d) Zwei parallele Zylinder (Doppelleitung), Radius $r_1 = r_2 = r$. Abstand a, Länge $l \gg a$:

$$C = \pi\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{l}{\ln\left[\frac{a}{2r} + \sqrt{\left(\frac{a}{2r}\right)^2 - 1}\right]}.$$

Spezialfall: $a \gg r$:

$$C \approx \pi\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{l}{\ln(a/r)}.$$

e) Zwei parallele Platten (Plattenkondensator), Fläche A, Abstand s sehr klein gegen die Abmessungen der Platten:

$$C = \varepsilon_0\varepsilon_r \frac{A}{s}.$$

3) *Teilkapazitäten*: In einem System aus $n \geq 2$ geladenen Leitern und der Erde ist das Potential jedes Leiters linear von den Teilladungen Q_k auf den einzelnen Leitern abhängig. Für den i-ten Leiter gilt (Erdpotential $\Phi_0 = 0$):

$$\Phi_i = \sum_{k=1}^{n} a_{ik} \cdot Q_k,\ i = 1, 2, \ldots, n \text{ mit den durch}$$

die räumliche Verteilung der Leiter bestimmten Potentialkoeffizienten a_{ik}. Daraus ergeben sich die Teilladungen zu

$$Q_i = C_{i0}\Phi_i + \sum_{k(\neq i)=1}^{n} C_{ik}(\Phi_i - \Phi_k),$$

$i = 1, 2, \ldots, n$. Die Koeffizienten $C_{ik} (i \neq k)$ sind die Teilkapazitäten des Systems zwischen dem i-ten und dem k-ten Leiter bzw. C_{i0} zwischen dem i-ten Leiter und der Erde, für die wegen der Reziprozität $C_{ik} = C_{ki}$ gilt.

Teilkapazitäten bilden z. B. die Beläge eines Kondensators gegeneinander und gegen ihre Umgebung, wie etwa die Erde (Abb. 2) oder eine mit dieser leitend verbundene Abschirmung. Für die als Betriebskapazität bezeichnete Gesamtkapazität zwischen den Punkten 1 und 2 erhält man $C = C_{12} + \frac{C_{10}C_{20}}{C_{10} - C_{20}}$ mit $C \approx C_{12}$ für $C_{10}, C_{20} \ll C_{12}$. Bei Erdung des Belages 1 oder 2 reduziert sich die Betriebskapazität auf $C = C_{12} + C_{20}$ bzw. $C = C_{12} + C_{10}$.

Die *Kapazitätsmessung* ist prinzipiell ein Vergleich eines bekannten Normalkondensators mit einem zu untersuchenden Kondensator. Dabei wird entweder eine Ladungsmessung bei Gleichstrom oder eine Messung des kapazitiven Widerstands bei Wechselstrom durchgeführt. Auch Resonanzverfahren nutzen den kapazitiven Widerstand aus. Die Kapazitätsmessung mit *ballistischem Galvanometer* ist praktisch eine Messung von Elektrizitätsmengen, die die zu vergleichenden Kondensatoren bei der Entladung abgeben. Bei der Kapazitätsmessung mit *Wechselstrombrücke* wird entweder eine Schleifdrahtbrücke mit festem Kondensator oder eine Selbstinduktions-Meßbrücke mit festem oder mit veränderlichem Vergleichskondensator benutzt. Für das *Resonanzverfahren* wird ein Generator benötigt, der mit konstanter Frequenz schwingt. Er wird lose mit einem Empfangskreis gekoppelt, der den kapazitiven Geber enthält. Änderungen seiner K. bewirken eine Änderung der Ausgangsspannung, die an einem Spannungsmesser oder an einem Oszillator angezeigt wird. Das *Schwebungsverfahren* ist eine Abwandlung des Resonanzverfahrens. Es werden dazu zwei Generatoren benötigt, von denen der eine mit konstanter Frequenz f_1 arbeitet, während der andere mit der Frequenz f_2 in Abhängigkeit von der Geberkapazität beeinflußt wird. Durch Überlagerung der Senderspannungen entsteht eine Spannung mit der Frequenz $\frac{f_1 + f_2}{2}$, deren Amplitude sich im Rhythmus $\frac{f_1 - f_2}{2}$, d. h. im Rhythmus der Schwebungsfrequenz ändert. Wird diese auf den Schwingkreis gegeben, der nach dem Resonanzverfahren arbeitet, so wird die Spannung angezeigt. Diese ist ein Maß für die Geberkapazität. Das *Reißverfahren* beruht auf dem Abreißen der Schwingung eines quarzgesteuerten Senders bei Änderung der Meßkapazität, das reproduzierbar ist.

Lit. Grimsehl: Lehrb. der Physik, Bd 2 (17. Aufl. Leipzig 1967); Kohlrausch: Praktische Physik, 3 Bde (22. Aufl. Stuttgart 1968); Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Pfeifer: Elektronik für den Physiker, Bd I, Theorie linearer Bauelemente (Berlin 1966); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, 3 Bde (Berlin 1969); Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (dtsch 3. Aufl. Berlin 1968).

Kapazitätsdekade, → Meßkondensator.

Kapazitätsdiode, → Halbleiterdiode.

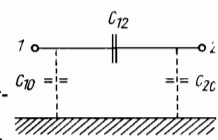
Kapazitätspumpe, *Oberflächenpumpe*, eine Anordnung, bei der ein Gas aus dem Volumen eines zu evakuierenden Rezipienten durch Anlagerung an eine in irgendeiner Form „pumpende" Oberfläche, die oft einen Teil der Begrenzung des auszupumpenden Behälters ausmacht, entfernt wird. Das Gas selbst bleibt dabei in gebundener Form im Vakuumsystem zurück. K.n sind z. B. → Sorptionspumpen, Ionengetterpumpen und → Kryopumpen.

Kapazitätssonde, → Plasmasonde.

Kapazitätsvakuummeter, → Vakuummeter.

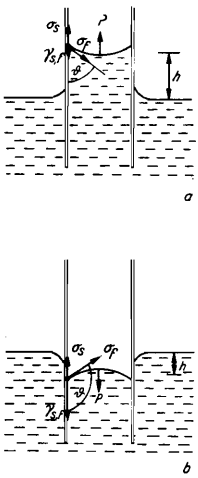
kapazitive Erwärmung, svw. dielektrische Erwärmung (→ dielektrische Verluste).

kapazitiver Meßwandler, ein → Meßwandler, bei dem eine Wegänderung durch Veränderung eines variablen Kondensators in eine Kapazitätsänderung umgesetzt wird, die ihrerseits auf elektrischem Wege (z. B. in einer Brückenschaltung) gemessen wird. Kapazitive M. be-



2 Teilkapazitäten eines zwischen den Punkten 1 und 2 liegenden Kondensators gegen Erde

Kapillaraszension



1 Wirkung der Kapillarität: *a* bei einer benetzenden Flüssigkeit (Wasser), *b* bei einer nicht benetzenden Flüssigkeit (Quecksilber) in Glas. σ_s Oberflächenspannung der Kapillarwand, σ_f Oberflächenspannung der Flüssigkeit, $\gamma_{s,f}$ Grenzflächenspannung Kapillarwand – Flüssigkeit, ϑ Kontaktwinkel, h Steighöhe

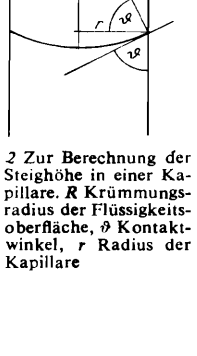
stehen z. B. aus zwei Kondensatorplatten, von denen die eine am bewegten Teil angebracht und die zweite fest gehaltert wird. Bei Wegänderungen ändert sich der Abstand zwischen den Platten und damit die Kapazität. Mit kapazitiven M.n lassen sich Beschleunigungen, Wege, Geschwindigkeiten und Abstände bestimmen. Besonders günstig lassen sie sich für Messungen hochfrequenter mechanischer Schwingungen einsetzen. In diesem Fall schaltet man den Kondensator als Teil eines Schwingkreises einer Oszillatorschaltung und bestimmt die durch die Kapazitätsänderungen entstehenden Frequenzschwankungen.

Kapillaraszension, → Kapillarität.

Kapillardepression, → Kapillarität.

Kapillardichtung, svw. Diffusionsspaltdichtung.

Kapillarität, im weiteren Sinne alle durch Oberflächenspannungen bewirkten Effekte, z. B. das Ansteigen von Wasser zwischen zwei parallelen Glasplatten, das Aufsaugen von Tinte durch Löschpapier, die Zunahme des Dampfdruckes mit der Abnahme des Radius bei kleinen Tröpfchen (→ Thomson-Gibbssche Gleichung) und die Kapillarkondensation (→ Adsorption); im engeren Sinne die Erscheinung, daß eine Flüssigkeit in einer engen Röhre, der Kapillare, höher oder tiefer steht als in dem größeren Gefäß, in das die Kapillare eintaucht. Das Aufsteigen einer Flüssigkeit in einer Kapillare (z. B. Wasser in Glas) wird als *Kapillaraszension* und das Absinken (z. B. Quecksilber in Glas) als *Kapillardepression* bezeichnet. Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten verschiedener Flüssigkeiten, z. B. Wasser und Quecksilber, liegt in der unterschiedlichen Benetzung der Kapillarwände durch diese Flüssigkeiten. Flüssigkeiten, die die Kapillare benetzen (z. B. Wasser in Glas, Abb. 1 a), bilden an der Kapillarwand einen kleinen Kontaktwinkel $\vartheta (\vartheta < 90°)$ aus. Dadurch wird die Oberfläche konkav gekrümmt. Flüssigkeiten, die die Kapillare nicht benetzen (z. B. Quecksilber in Glas, Abb. 1 b), bilden einen großen Kontaktwinkel an der Kapillarwand ($\vartheta > 90°$) aus, wobei die Oberfläche konvex gekrümmt wird. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit σ_f erzeugt an einer gekrümmten Oberfläche einen Normaldruck $p = \frac{2\sigma_f}{R}$, wobei R der Krümmungsradius ist. Dieser Normaldruck ist an konkav gekrümmten Oberflächen nach außen und an konvex gekrümmten in die Flüssigkeit hinein gerichtet. Der Normaldruck wirkt also in der mit Wasser gefüllten Kapillare als eine Zugspannung, die die Wassersäule über das Niveau des Gefäßes erhebt, und in der mit Quecksilber gefüllten Kapillare als eine Druckspannung, die die Quecksilbersäule unter das Niveau des Gefäßes senkt. Die Steighöhe h, d. i. die Höhendifferenz zwischen der Flüssigkeitsoberfläche in der Kapillare und im Gefäß, läßt sich aus der Oberflächenspannung der Flüssigkeit σ_f berechnen. Der Krümmungsradius R errechnet sich zu $R = r/\cos\vartheta$, wobei r der Radius der Kapillare ist (Abb. 2). Damit ist der Normaldruck $p = \frac{2\sigma_f \cos\vartheta}{r}$. Durch Multiplikation mit dem Querschnitt der Kapillare erhält man die Kraft, die an der Flüssigkeitssäule angreift, zu $\frac{2\sigma_f \cos\vartheta}{r} \cdot \pi r^2$. Im Gleichgewicht muß diese Kraft gleich dem Gewicht der Flüssigkeitssäule $\varrho g h \pi r^2$ sein, wobei ϱ die Dichte der Flüssigkeit und g die Fallbeschleunigung ist. Durch Gleichsetzen beider Größen erhält man die Steighöhe $h = \frac{2\sigma_f \cos\vartheta}{r\varrho g}$. Bei Benetzung ist $h > 0$, da $\vartheta < 90°$, d. h., die Flüssigkeit steigt in der Kapillare, bei Nichtbenetzung ist $h < 0$, da $\vartheta > 90°$, d. h., die Flüssigkeit sinkt in der Kapillare. Bei vollständiger Benetzung ist $\vartheta = 0$, und die Formel für die Steighöhe vereinfacht sich zu $h = \frac{2\sigma_f}{r\varrho g}$.



2 Zur Berechnung der Steighöhe in einer Kapillare. R Krümmungsradius der Flüssigkeitsoberfläche, ϑ Kontaktwinkel, r Radius der Kapillare

In Kapillaren wirken an der Stelle, wo die Flüssigkeitsoberfläche die Wand berührt, außer der Oberflächenspannung der Flüssigkeit σ_f noch die Oberflächenspannung der Kapillarwand σ_s und die Grenzflächenspannung der Kapillarwand gegen die Flüssigkeit $\gamma_{s,f}$ (Abb. 1). Diese sind mit dem Kontaktwinkel verbunden durch die Youngsche Gleichung $\sigma_s = \gamma_{s,f} + \sigma_f \cos\vartheta$. Damit kann für $\sigma_f \cos\vartheta$ in der Formel für die Steighöhe $(\sigma_s - \gamma_{s,f})$ gesetzt werden, also ist $h = \frac{2(\sigma_s - \gamma_{s,f})}{r\varrho g}$. Dabei ist $\sigma_s - \gamma_{s,f}$ die Benetzungsspannung (→ Benetzung), d. i. die Arbeit, die je cm² gewonnen wird, wenn die Flüssigkeit in der Kapillare steigt. Ist $\sigma_s > \gamma_{s,f}$, z. B. bei Wasser in Glas, dann wird Arbeit gewonnen, wenn die Flüssigkeit in der Kapillare steigt. Ist $\sigma_s < \gamma_{s,f}$, z. B. bei Quecksilber in Glas, dann wird Arbeit gewonnen, wenn die Flüssigkeit in der Kapillare sinkt.

Die Messung der Steighöhe in Kapillaren ist gut geeignet, um die Oberflächenspannung von Flüssigkeiten zu bestimmen. Große Bedeutung hat die K. für das Wachstum der Pflanzen. Einerseits gelangt das Wasser durch die Kapillaren des Erdbodens aus tieferen Schichten an die Oberfläche, andererseits unterstützt die K. das Aufsteigen der Säfte in den Pflanzen. Auch das Aufsaugen von Wasser durch einen Schwamm und das Aufsteigen von Petroleum im Lampendocht beruhen auf der K.

Kapillarkonstante, → Oberflächenspannung.

Kapillarsystem, → disperses System.

Kapillarviskosimeter, ein nach dem Prinzip der Poiseuilleströmung wirkendes Meßgerät zur Bestimmung der Viskosität. Infolge des geringen Durchmessers tritt in der Kapillare laminares Fließen auf, so daß es möglich ist, die Viskosität durch Druck- und Mengenmessung zu ermitteln.

Kaplanturbine, → Wasserturbine.

Kappa-Meson, → Kaon.

Karat, *metrisches K.*, k, inkohärente Einheit der Masse für den Handel mit Diamanten, Edelsteinen, Perlen und Edelmetallen. Keine Vorsätze. $1\ \mathrm{k} = 2 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{kg} = 0{,}2\ \mathrm{g}$.

Kardinalelemente, *optische K.*, diejenigen Punkte, Strecken oder Flächen einer Linse oder eines optischen Systems, die bei der geometrisch-optischen → Abbildung als Bezugsgrößen für die Charakterisierung der optischen Wirkung und für die Gesetzmäßigkeiten der Abbildung (→ Abbildungsgleichungen) dienen.

1) *Kardinalpunkte*. Hierzu gehören:

a) die *Brennpunkte*. Der *Bildbrennpunkt F'* (*bildseitiger, hinterer Brennpunkt*) ist der Vereinigungspunkt der achsenparallel einfallenden Strahlen. Der *Objektbrennpunkt F* (*ding-, gegenstands-, objektseitiger, vorderer Brennpunkt*) ist der zu einem unendlich fernen Bild gehörende Dingpunkt, d. h., die von ihm ausgehenden Strahlen verlassen das optische System achsenparallel. *F* und *F'* sind einander nicht konjugiert.

b) die *Hauptpunkte* (*Objekthauptpunkt H* und *Bildhauptpunkt H'*, weitere Bezeichnungen wie bei den Brennpunkten), d. s. diejenigen Punkte eines optischen Systems, die in gleicher Größe und Richtung ineinander abgebildet werden. Sie stellen die K. dar, von denen aus Brennweite, Objekt- und Bildweite gemessen werden.

c) die *Knotenpunkte* (*Objektknotenpunkt K* und *Bildknotenpunkt K'*, weitere Bezeichnungen wie bei den Brennpunkten), d. s. diejenigen Punkte, in denen ein von einem seitlich der optischen Achse ausgehender Strahl und der ihm konjugierte Bildstrahl gleiche Winkel mit der Achse einschließen, beide also gleiche Richtung haben. Befindet sich beiderseits der Linse gleiches Medium, fallen *K* und *K'* mit *H* und *H'* zusammen.

d) der *optische Mittelpunkt M*, d. i. derjenige Punkt, in dem ein von einem seitlich der optischen Achse kommender und zum Knotenpunkt *K* zielender Strahl die Achse wirklich schneidet.

e) der *Objektpunkt* (*Ding-, Gegenstandspunkt*) und *Bildpunkt*, d. s. zwei durch gegenseitige Abbildung entstandene konjugierte Punkte auf der optischen Achse oder auf dem Bezugsstrahl. Der paraxiale Bildpunkt wird auch als *Gaußscher Bildpunkt* bezeichnet.

2) *Kardinalstrecken*. Hierzu gehören:

a) die *Brennweite* (*Objektbrennweite f* und *Bildbrennweite f'*, weitere Bezeichnungen wie bei den Brennpunkten), d. i. der Abstand des Objekt- bzw. Bildbrennpunktes vom zugehörigen Hauptpunkt. Ist das Medium in Objekt- und Bildraum verschieden, so ist die Brennweite der Abstand zu den jeweiligen Knotenpunkten.

b) die *Objektweite a* (*Ding-, Gegenstandsweite*) und die *Bildweite a'*, d. s. die Abstände von Objekt- und Bildpunkt vom zugehörenden Hauptpunkt.

c) die *Schnittweite* (*Objektschnittweite s* und *Bildschnittweite s'*), d. i. der Abstand von Objekt- bzw. Bildpunkt vom zugehörenden mechanischen Linsenscheitel.

3) *Kardinalflächen*. Hierzu gehören:

a) die *Hauptebene* (*Objekt-* und *Bildhauptebene*), d. i. die achsensenkrechte Ebene in den Hauptpunkten. Die Annahme einer Ebene ist nur für paraxiales Gebiet zulässig.

b) die *Objektebene* (*Ding-, Gegenstandsebene*), d. i. die im Objektpunkt achsensenkrechte Ebene.

c) die *Bildebene*, d. i. die im Bildpunkt achsensenkrechte Ebene. Die Annahme einer exakten Ebene ist nur für das paraxiale Gebiet zulässig. Sie wird jedoch auch für ausgedehnte Bildfelder als eben angenommen und dient dann als Bezugsfläche zur Angabe der Größe der → Abbildungsfehler. Weiteres → Gaußsche Bildebene.

Kardiograph, → Oszillograph.

Karle-Hauptman-Methode, → Kristallstrukturanalyse.

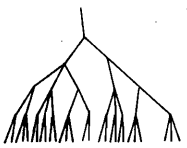
Karmansche Wirbelstraße, → Totwasser.

Karman-Trefftz-Profile, Tragflügelprofile, die durch konforme Abbildung (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) aus Kreisen der z-Ebene mit Hilfe der Funktion $\frac{\zeta - a}{\zeta + a} = \left(\frac{z-1}{z+1}\right)^2 - \frac{2\varphi_H}{\pi}$ in der ζ-Ebene erhalten werden. Die Bildung dieser Profile entspricht der der → Joukowsky-Profile. Letztere stellen einen Sonderfall der K.-T.-P. für den Hinterkantenwinkel $2\varphi_H = 0$ dar. Da der Hinterkantenwinkel der K.-T.-P. im allgemeinen endlich ist, können sie im Gegensatz zu den Joukowsky-Profilen gefertigt und in der Technik eingesetzt werden.

kartesische Koordinaten, → Koordinatensystem.

kartesisches Blatt, → Verdichtungsstoß.

Kaskade, 1) durch hochenergetische Teilchen in Materie ausgelöste, wiederholt eintretende Mehrfacherzeugung, die ein progressives Anwachsen der Anzahl der erzeugten Teilchen bedingt (Abb.). Zuerst wurden K.n als *Elektronenkaskaden* in der kosmischen Strahlung beobachtet; diese werden durch hochenergetische γ-Quanten oder Positronen ausgelöst und ergeben sich als Folge aufeinanderfolgender Elektron-Positron-Paarerzeugung und -vernichtung (→ Antiteilchen). *Nukleonenkaskaden* entstehen durch wiederholtes Herausschlagen der Nukleonen aus den Atomkernen der Moleküle der äußeren Atmosphäre. Auch die Kettenreaktion ist mit einer K. verbunden, und zwar einer *Neutronenkaskade*.

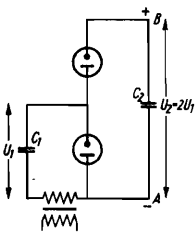


Kaskade

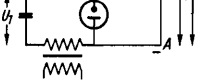
2) Zusammenschaltung von Trennstufen einer Anlage zur Anreicherung von Isotopen, bei der jede Stufe die an einem Isotop angereicherte Fraktion der nächsten Trennstufe zuführt und die verarmte Fraktion der vorhergehenden.

3) → Kaskadengenerator.

Kaskadengenerator, ein Hochspannungsgenerator, der auch als einfacher Teilchenbeschleuniger für niedrige Energien dienen kann. Mit ihm werden Spannungen von 1 bis 2 MeV erreicht. Die Begrenzung ergibt sich neben Isolationsproblemen aus den Anforderungen des kernphysikalischen Experiments, wo gute Spannungskonstanz über lange Zeiten und möglichst geringe Welligkeiten verlangt werden. Der K. beruht auf dem Transformatorprinzip. In einer gut evakuierten Beschleunigungsstrecke durchlaufen die ionisierten Teilchen eine hohe Gleichspannung und werden dadurch beschleunigt. Die Gleichspannung wird durch Gleichrichtung hochtransformierter Wechselspannung und mehrfache Aufstockung der Spannung mit Hilfe von Spannungsverdopplerschaltungen (*Kaskade*) erzeugt. Zwischen den Punkten *A* und *B* liegt die zweifache Transformatorspannung (Abb. 1). Wird eine solche Verdopplerschaltung mehrfach hintereinandergeschaltet, so ergibt sich die Prinzipschaltung des *Cockcroft-Walton-Generators*. Beispielsweise liegt zwischen den Punkten *A* und *C* (Abb. 2) eine vierfache Transformatorspannung. Der Vorteil dieser Schaltung liegt



1 Spannungsverdopplerschaltung



2 Schaltung des Cockcroft-Walton-Generators

darin, daß jedes Bauelement nur die zweifache Transformatorspannung auszuhalten braucht. Lit. Keck: Teilchenbeschleuniger (Leipzig, Jena, Berlin 1962); → Kernphysik.

Kaskadenschaltung, 1) die Hintereinanderschaltung zweier mechanisch und elektrisch gekuppelter rotierender elektrischer Maschinen zur verlustarmen Drehzahlsteuerung oder zur Rückgewinnung von Schlupfleistung. Bei großen Asynchronmotoren wird z. B. der Schleifringläuferkreis dieser Maschine (Vordermaschine) mit den Schleifringen eines Kommutatorfrequenzwandlers (→ Umformer) als Hintermaschine verbunden. Die Größe der dem Läuferkreis zugeführten Spannung ändert die Drehzahl und ihre Phasenlage den Leistungsfaktor der Asynchronmaschine.

2) eine Reihenschaltung von Transformatoren zur Gewinnung sehr hoher Wechselspannungen für Prüfzwecke. Kern und Gehäuse des ersten Transformators sind geerdet, bei den folgenden Transformatoren liegen diese auf Hochspannungspotential des vorangehenden Transformators und werden isoliert aufgestellt. Deshalb ist der Isolationsaufwand für die Wicklungen aller Transformatoren gleich groß.

3) die Vereinigung von Stromrichterventilen und Kapazitäten in Delon-Schaltung oder Greinacher-Schaltung zu vielstufigen Hochspannungsanlagen zur Erzeugung hoher Gleichspannungen.

Kaskadenteilchen, svw. Xi-Hyperon.

Kaskode-Schaltung, *Cascode-Schaltung*, eine bei Vorverstärkern (→ Verstärker) häufig verwendete Schaltung für die Eingangsstufe. Sie besteht aus der Reihenschaltung zweier Trioden, von denen die erste in Katodenbasisschaltung und die zweite in Gitterbasisschaltung betrieben wird. Anstelle von Trioden werden heute auch Feldeffekttransistoren verwendet. Man erreicht mit einer K.-S. etwa die gleiche Verstärkung wie mit einer Pentode, hat aber den Vorteil des geringeren Rauschens, das dem der Triode entspricht. Nachteilig ist, daß man ein zweites Triodensystem benötigt.

Katadioptrik, veraltete Bezeichnung für die Lehre von der Reflexion (Katoptrik) und Brechung (Dioptrik) des Lichtes.

Kataphorese, → Elektrophorese.

Katathermometer, ein Flüssigkeitsthermometer mit verkürzter Skale nach Hill zur Messung der klimatischen → Abkühlungsgröße. Es wird die Zeit t gemessen, die verstreicht, bis sich das im Wasserbad auf 40 °C erwärmte Thermometer an der Luft von 38 °C auf 35 °C abgekühlt hat. Dividiert man die durch die Eichung festgelegte Gerätekonstante durch die gemessene Zeit t, so erhält man die Abkühlungsgröße. Zur genaueren Festellung dieser Größe werden, um Fehler durch die Lufttemperatur- und Windunruhe auszuschalten, mehrere Messungen direkt hintereinander ausgeführt.

Wird der Thermometerkörper mit feuchtem Musselin umhüllt, so wird die „feuchte" Abkühlungsgröße bestimmt, die in der Regel wesentlich höher liegt. Es lassen sich damit besser die Arbeitsverhältnisse für schwerarbeitende Menschen ermitteln, deren Körper schweißbedeckt sind, so daß die Wärmeabgabe in großem Maße von der Luftfeuchtigkeit mitbestimmt wird.

Das K. gibt Momentanwerte, ist also nicht als Registriergerät zu verwenden und wird vor allem für Gutachten in Fragen der Heizung und Lüftung benutzt.

Kathetometer, → Länge.

Kathode, svw. Katode.

Kation, einfach oder mehrfach positiv geladenes → Ion eines Elektrolyten, das im elektrischen Spannungsgefälle zur Katode wandert.

Kationenleiter, → Ionenleitfähigkeit.

Katode, die negative → Elektrode.

Katodenbasisschaltung, → Verstärker.

Katodenbrennfleck, hell leuchtender Fleck auf der Katode einer stromstarken Gasentladung, der oft durch eine starke lokale Erhitzung entsteht und dann die meisten thermisch emittierten Elektronen für die Entladung liefert. Die Lage des K.s hängt in erster Linie von Form- und Materialinhomogenitäten der Katode und in zweiter Linie von Unsymmetrien der Entladungsstrecke ab. Vielfach bewegt sich der K. mit großer Geschwindigkeit mehr oder weniger chaotisch über die gesamte Katodenoberfläche; er ist dann visuell nicht auszumachen. In solchen Fällen kann der K. durch einen stiftförmigen Ansatz an der Katode (meist in der Mitte) fixiert werden.

Katodendunkelraum, → Dunkelräume.

Katodenfall, → Gasentladung.

Katodenfallraum, → Gasentladung.

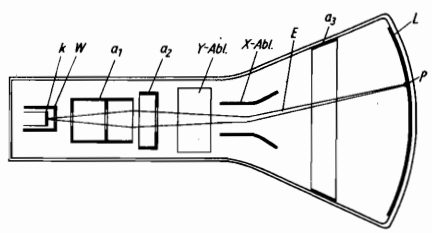
Katodenlinse, → Elektronenlinsen.

Katodenschicht, → Dunkelräume.

Katodenstrahl, → Elektronenstrahl.

Katodenstrahloszillograph, → Oszillograph.

Katodenstrahlröhre, *exakte Elektronenstrahlröhre*, *Braunsche Röhre*, eine Elektronenröhre, die auf der Intensitäts- und Richtungssteuerung eines oder mehrerer Elektronenstrahlen beruht. Zu den K.n zählen die Fernsehbildröhren, Farbfernsehbildröhren und Oszillographenröhren. Die K. besteht aus einer Katode zur Emission der Elektronen, einer Elektrode zur Intensitätssteuerung und einer Fokussiereinrichtung zur Konzentration des Elektronenstrahles, einer Strahlablenkeinrichtung, einer oder mehrerer Anoden und einem Leuchtschirm. Die Katode ist meist eine indirekt beheizte Bariumkatode. Die Elektrode zur Intensitätssteuerung, auch *Wehneltzylinder* genannt, erhält eine negative Spannung. Sie steuert, genau wie bei einer normalen Elektronenröhre das Steuergitter, die Menge der von der Anodenspannung durch die



Schema einer Katodenstrahlröhre. k Katode, W Wehneltzylinder, a_1 und a_2 Anode 1 und Anode 2 als elektrostatische Linse, *Y-Abl* Y-Ablenkplatten, *X-Abl* X-Ablenkplatten, E Elektronenstrahl, a_3 Nachbeschleunigungsanode, L Leuchtschirm, P Leuchtpunkt P

Öffnung des Wehneltzylinders angezogenen Elektronen. Der Wehneltzylinder umschließt die Katode vollständig und hat nur eine kleine Öffnung in Richtung des Leuchtschirmes, was zur Fokussierung des Elektronenstrahles beiträgt. Die Fokussierung des Elektronenstrahles soll bewirken, daß möglichst alle Elektronen auf einem Punkt von 1 mm bis 0,1 μm auf dem Leuchtschirm auftreffen. Zur Fokussierung kann man elektrostatische oder magnetische Felder verwenden. Heute werden fast ausschließlich in der Oszillographen- und Fernsehtechnik elektrostatische Felder verwendet. Zwei rotationssymmetrische Elektroden (*Fokussierelektroden*) bilden eine „elektrostatische Linse". Durch geeignete Wahl der Spannungen zwischen den Elektroden entsteht ein elektrisches Feld, das eine Konzentration des Elektronenstrahles im Punkt P auf dem Leuchtschirm bewirkt. Diese Elektroden haben gegenüber der Katode eine positive Spannung und wirken gleichzeitig als Beschleunigungselektroden für den Elektronenstrahl.

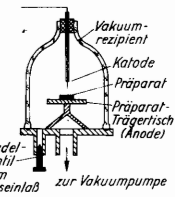
Zur Elektronenstrahlablenkung werden in der Fernsehtechnik magnetische Felder verwendet, → Fernsehbildröhre.

In *Oszillographenröhren* benutzt man elektrostatische Felder zur Elektronenstrahlablenkung. Der Elektronenstrahl wird zwischen zwei plattenförmige Elektroden (*Ablenkplatten*) geleitet, und je nach dem anliegenden Potential erfolgt eine Abstoßung bzw. Anziehung des Strahles und damit eine Verlagerung des Leuchtpunktes auf dem Leuchtschirm. Für die Auslenkung des Elektronenstrahles in der x- und y-Koordinate ist je ein Plattenpaar vorhanden.

Der *Ablenkfaktor AF* ist eine Kenngröße der K. Er gibt an, welche Auslenkung y der Elektronenstrahl auf dem Bildschirm durch die Größe der Ablenkspannung U_p an den Ablenkplatten erfährt: $Y = \frac{U_p}{AF}$. Der Ablenkfaktor ist abhängig vom Systemaufbau der Röhre und wird berechnet nach: $AF = \frac{2 \cdot d}{l \cdot L} \cdot U_a$. Dabei ist U_a die beschleunigende Anodenspannung. Oft findet man die *Ablenkempfindlichkeit AE* für die Röhren angegeben, dies ist der Kehrwert des Ablenkfaktors. Im allgemeinen ist die Ablenkempfindlichkeit unterschiedlich für die x- und y-Ablenkplatten. Um die Intensität des Leuchtbildes zu erhöhen, erfolgt durch eine Nachbeschleunigungsspannung an einer weiteren Anode (*Nachbeschleunigungsanode*) bei vielen K.n eine weitere Geschwindigkeitserhöhung des Elektronenstrahles. Auf dem Leuchtschirm entsteht durch Fluoreszenz ein Leuchtbild. Die Farbe und die Leuchtdichte des Bildes wird dabei hauptsächlich vom verwendeten Schirmmaterial bestimmt, die Leuchtdichte von der Aufprallgeschwindigkeit des Elektronenstrahles. Um mehrere Vorgänge gleichzeitig mit einem Oszillographen beobachten zu können, hat man zwei Elektronenstrahlsysteme mit ihren Ablenkplatten oft in einer Oszillographenröhre gemeinsam eingebaut (*Mehrstrahlröhre*). Bei Sichtspeicherröhren bleibt das Leuchtbild durch spezielles Schirmmaterial bis zu mehreren Tagen erhalten, bzw. es kann wieder „gelöscht" werden. Eine besondere Form der K. ist die *Blauschriftspeicherröhre*, bei der als Leuchtschirmmaterial eine Glimmerplatte mit Kaliumchloridschicht verwendet wird. Der Katodenstrahl erzeugt eine dunkelblau-violette Spur, die über lange Zeit, bis mehrere Tage, erhalten bleibt. Durch Erwärmung der Glimmerschicht kann man das Bild „löschen".

Katodenverstärker, ein → Verstärker mit Elektronenröhren in Anodenbasisschaltung. Der K. zeichnet sich durch einen hohen Eingangswiderstand und einen kleinen Ausgangswiderstand aus. Die Ausgangsspannung wird an einem in der Katodenzuleitung liegenden Widerstand abgegriffen. Dies hat dazu geführt, die Anodenbasisschaltung als K. zu bezeichnen.

Katodenzerstäubung, eine Methode zur Herstellung dünner Schichten mit Hilfe einer Glimmentladung oder zur Abtragung von Katodenmaterial durch aufschlagende schnelle positive Ionen in Gasentladungen. Das abgestäubte Metall verunreinigt den Entladungsraum und kondensiert auf den Gefäßwänden, vorzugsweise in Katodennähe; diese werden mit der Zeit undurchsichtig. Die heute vielfach durch Aufdampfverfahren ersetzte K. wurde bisher oft benutzt, um dünne Metallschichten auf Objekten abzuscheiden, die in Katodennähe eingebracht wurden. In einen Vakuumrezipienten (Abb.) wird zum Betrieb einer Glimmentladung ein Gas, meist Argon, bis zu einem Druck von 10^{-1} bis 10^{-2} Torr eingelassen. Das zu verdampfende Metall befindet sich in Form einer Platte oder eines Drahtes auf einem Katodenpotential von -1 bis -3 kV. Zwischen dem Präparat-Trägertisch, der die Anode darstellt, und der Katode brennt eine stabile Glimmentladung. Die positiven, im Katodenfall beschleunigten Gasionen schlagen bei ihrem Auftreffen auf die Katode neutrale Atome aus deren Oberfläche heraus: das Katodenmaterial wird „zerstäubt". Die abgelösten Atome schlagen sich auf dem Präparat als dünne Schicht nieder. Die mittlere Geschwindigkeit der zerstäubten Atome ist bis zu einer Größenordnung größer als bei der thermischen Verdampfung der Metalle; sie beträgt einige km/s. Nachteile sind die im Vergleich zur thermischen Verdampfung stets sehr kleine Wachstumsrate der Schicht, mögliche chemische Reaktionen des zerstäubten Materials mit dem Arbeitsgas und der Einbau von Gasatomen in die dünne Schicht. Von Vorteil ist, daß manche Stoffe bei K. wesentlich festere und besser haftende Schichten geben als bei ihrer Verdampfung im Hochvakuum. Die chemische Reaktion mit dem Arbeitsgas kann ausgenutzt werden, um dünne Schichten chemischer Verbindungen herzustellen, die sich nicht oder nur schwer verdampfen lassen, z. B. einige Oxide, Nitride und Hydride. Einen wesentlichen Vorteil bietet die K. bei der Verdampfung von Legierungen. Während bei der Hochvakuumbedampfung stets eine Komponente schneller verdampft und die andere im Aufdampftiegel angereichert wird, werden bei der K. beide Komponenten im Verhältnis ihrer Zusammensetzung im Aufdampfgut abgetragen. Auch durch technische Verbesserungen, wie Verwendung einer Glühkatode und Ionisation des



Schematische Darstellung einer Katodenzerstäubungsapparatur

Gases durch hochfrequente Spannungen, ist der Anwendungsbereich der K. erweitert worden.

Katodolumineszenz, → Lumineszenz.

Katolyt, → Elektrolyse.

Katoptrik, veraltete Bezeichnung für die Lehre von der Reflexion des Lichtes.

Katralglas, → Augenoptik.

kausal, auf die zeitliche Folge von Ursache und Wirkung bezogen, → Kausalität.

kausale Ausbreitungsfunktion, → Feynman-Diagramm.

kausaler Propagator, → Ausbreitungsfunktion, → Feynman-Diagramm.

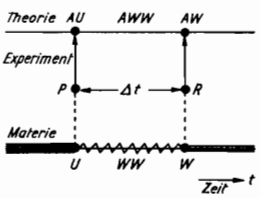
kausales Glied, → Übertragungsglied.

Kausalgesetz, svw. Kausalität.

Kausalität, *Kausalgesetz,* philosophische Bezeichnung für den notwendigen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen Ursache und Wirkung, dergestalt, daß nach Setzen einer bestimmten Ursache, d. h. der praktischen Realisierung einer bestimmten Erscheinung mit ihren notwendigen Bedingungen, eine Folgeerscheinung, die Wirkung, die bewirkte Sache, auf Grund der Bewegung der Materie gesetzmäßig eintritt und der Ursache zeitlich nachfolgt. Die K. erfaßt einen Ausschnitt aus der universellen Wechselwirkung der Materie, indem sie nur die eine Erscheinung notwendig bedingenden Zusammenhänge berücksichtigt und von zufälligen, nichtspezifischen Bedingungen absieht. K. ist daher ein wesentliches Element des Determinismus.

Man spricht von *Akausalität* bzw. akausalem Zusammenhang bei der Umkehrung der zeitlichen Reihenfolge von Ursache und Wirkung.

Die K. ist wesentliches Element der Wissenschaft als Erklärungsprinzip: „Alles, was materiell ist, und alles, was entsteht und wird, muß eine materielle Ursache dafür haben" (*Kausalprinzip*). Die erste physikalisch bedeutungsvolle Formulierung des Kausalprinzips war die des mechanischen Laplaceschen Determinismus. Die verschiedenen Aspekte der K. können an Hand der Abb. erläutert werden: In die Bewe-



Kausalität

gung der Materie (M) in Raum und Zeit wird durch eine Präparationsmessung (P), d. h. durch die experimentelle Herstellung eines vollständig bestimmten Zustandes eines physikalischen Systems (Setzen der Ursache U), eingegriffen und das System einer bestimmten Wechselwirkung (WW) unterworfen; nach der Zeitspanne Δt wird der als Folge der Wechselwirkung eintretende Zustand des Systems, die Wirkung (W), durch erneute Messung registriert (Registrationsmessung R). Durch die physikalische Theorie für die zugrunde liegende Klasse von Erscheinungen wird dieses Experiment abgebildet auf eine mathematische Struktur, die zwischen dem Abbild der Ursache (AU) und dem Abbild der Wirkung (AW) Relationen als Abbild der Wechselwirkung (AWW) herstellt. Der Begriff der K. wird so auf das mathematische Modell der Materie, die Theorie, übertragen; er ist daher vom Begriff des Zustands und des physikalischen Systems und ferner von der Adäquatheit der Abbildung sowie deren Gültigkeitsbereich abhängig. Die Überprüfung der K. ist somit streng an den Rahmen der physikalischen Theorie gebunden.

Sobald man über K. spricht, muß man sich darüber klar werden, ob man K. der objektiv realen Materie oder K. innerhalb einer bestimmten Theorie meint, da letztere prinzipiell deren Gültigkeitbereich nicht überschreiten kann. Dies hat zu verschiedenen Proklamationen der Akausalität im Bereich der Natur geführt, die auf die Verwendung eines falschen Kausalbegriffs zurückzuführen sind (s. u.).

Als *Kausalkette* bezeichnet man die im Prinzip unendliche Aufeinanderfolge von Ursachen und deren Wirkungen, wobei jede Wirkung zugleich Ursache für die nachfolgende Wirkung ist (1. Interpretation des Ausspruchs „Causa aequat effectum", d. h. „Die Ursache ist der Wirkung gleich"). Bei diesem ständigen Wechsel der Erscheinungen bleiben jedoch verschiedene, das System charakterisierende physikalische Größen erhalten, die lediglich ihre spezielle Erscheinungsform wechseln, wie z. B. die Gesamtenergie E (→ Erhaltungssätze), und daher allen Zuständen des Systems eigen sind (2. Interpretation von „Causa aequat effectum"). Dieser *Ursache-Wirkungs-* oder *Kausalzusammenhang* erfährt wegen seiner expliziten Abhängigkeit vom Begriff des Zustandes in jeder physikalischen Theorie eine entsprechende Präzisierung: In der Mechanik werden die Zustände zu einem Zeitpunkt t_0 durch die Orte und Impulse aller Teilchen des Systems gegeben und durch die Newtonsche Bewegungsgleichung und entsprechend dem Wechselwirkungsprinzip actio = reactio (→ Newtonsche Axiome) verknüpft. In der Quantenmechanik werden die Zustände durch die Schrödinger-Gleichung miteinander verbunden, sie sind wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation nicht gleichzeitig durch exakte Orts- und Impulsangaben charakterisierbar. In beiden Fällen — klassischer Mechanik und Quantenmechanik — sind bei Kenntnis eines Zustandes zur Zeit t_0 und der einwirkenden Kräfte alle früheren und späteren Zustände vollkommen bestimmbar und daher im Prinzip bekannt; dies ist eine Folge der Eindeutigkeit der Lösungen der zu Grunde liegenden Differentialgleichungen für eindeutig fixierte Anfangswerte (→ Determinismus).

In der Relativitätstheorie ergibt sich wegen der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit c für diejenigen Weltpunkte, die für ein vorgegebenes Ereignis im Punkte $x = (t, \vec{r})$ Ausgangspunkte von Ursache bzw. Zielpunkte für Wirkungen sein können, eine Einschränkung: Ein Ereignis in x kann nur von Ereignissen im Vergangenheitskegel von x beeinflußt werden und nur auf Ereignisse im Zukunftskegel einwirken (→ Lichtkegel).

Während das Kausalitätsproblem in der Quantenmechanik dank der Arbeiten von Fock weitgehend geklärt ist, trifft das für die statistische Physik und die Elementarteilchenphysik

nicht zu. In der statistischen Physik ist bisher die Irreversibilität, die Auszeichnung einer Zeitrichtung, noch nicht verstanden, da die zugrunde liegenden mikroskopischen Theorien, Mechanik und Quantenmechanik, nur reversible Vorgänge beschreiben. In der Elementarteilchenphysik existiert noch keine abgeschlossene Theorie. Gerade hier erweist sich die Reichweite der K.: Als Prinzip wissenschaftlicher Arbeit vorausgesetzt, schränkt sie die Möglichkeiten verschiedener Theorien insofern ein, daß nur partielle hyperbolische Differentialgleichungen für die Quantenfelder auftreten dürfen und bei lokaler Wechselwirkung der Kommutator raumartig getrennter Observabler A verschwindet, d. h. $[\hat{A}(x), \hat{A}(y)] \equiv \hat{A}(x)\,\hat{A}(y) - \hat{A}(y)\,\hat{A}(x) = 0$ für raumartig zu y gelegene Weltpunkte gelten muß (Einstein-Kausalität).

In diesem Zusammenhang muß streng zwischen der lokalen, d. h. von den Weltpunkten abhängenden *Einstein-Kausalität*, auch *Mikrokausalität* genannt, und der *Makrokausalität* unterschieden werden, die sich auf die makroskopisch beobachtbare Folge von Ursache und Wirkung, d. h. streng genommen die Folge von Meßdaten für Präparation und Registration eines Experiments, bezieht, da nur letztere wirklich beobachtbar ist. Die Mikrokausalität als Element einer Theorie kann aber nur überprüft werden über die Aussagen, die diese Theorie über Meßdaten macht. Sie wird gewöhnlich in der Elementarteilchenphysik benutzt, da die Makrokausalität mathematisch schwer oder nur unvollständig faßbar ist.

Kausalkette, → Kausalität.

Kausalprinzip, → Kausalität.

Kausalzusammenhang, → Kausalität.

Kaustik, bei einem aberrationsbehafteten, zu einem Bildpunkt konvergierenden Strahlenbündel bei der optischen Abbildung (→ Abbildungsfehler) die Verbindungslinie oder -fläche der Schnittpunkte benachbarter Strahlen. Die kaustische Fläche wird als *Brennfläche* bezeichnet. Bei einem astigmatischen Strahlenbündel ist die Brennfläche nicht rotationssymmetrisch, bei fehlerfreier Abbildung entartet die K. zu einem Punkt.

Kavitation, *Hohlraumbildung*, die Entstehung von dampf- oder gaserfüllten Räumen in einer Flüssigkeit. In Flüssigkeitsströmungen tritt an Stellen hoher Geschwindigkeiten K. auf, wenn der statische Druck p unter den Dampfdruck p_D sinkt und die Flüssigkeit örtlich verdampft. In Gebieten mit Druckanstieg kondensiert der Dampf, die Hohlräume stürzen unter starker Geräuschbildung zusammen (→ Wasserschlag). Beim Zusammenbrechen der Hohlräume wird das umgebende Wasser konzentrisch auf den Mittelpunkt hin beschleunigt; dadurch entstehen sehr hohe Drücke, die zu starken Korrosionserscheinungen führen. In Seewasser wird die Anfressung des Materials noch durch elektrochemische Vorgänge verstärkt. Die Entstehung der K. wird gefördert, wenn bereits „Keime" vorhanden sind, d. h. mikroskopische Luft- und Gasbläschen, die sich im Innern der Flüssigkeit oder in Vertiefungen an den Wänden umströmter Körper befinden. Auch die im Wasser gelöste Luft stellt solche Keime dar, da sie in Unterdruckgebieten ausgeschieden wird, so daß Luftbläschen bereits oberhalb des Dampfdrucks entstehen. Kavitationsgefahr besteht in Flüssigkeitspumpen, Wasserturbinen, an Schiffspropellern und Tragflügelbooten.

Beim Vergleich geometrisch ähnlicher Körper besteht Ähnlichkeit hinsichtlich der K., wenn die von Thoma eingeführte *Kavitationszahl* $\sigma = \frac{p_\infty - p_D}{(\varrho/2)\cdot c_\infty^2}$ übereinstimmt. Dabei ist p_∞ der Druck in der Zuströmung, c_∞ die Geschwindigkeit und ϱ die Flüssigkeitsdichte.

Im Nachlauf hinter Strömungskörpern tritt bei nicht zu großer Kavitationszahl ein größerer stationärer Hohlraum auf. Im Gegensatz zu den instationären Vorgängen bei der Entstehung der K. aus winzigen Bläschen spricht man von *vollkavitierender Strömung*.

Ebene Kavitationsströmungen können theoretisch mit den Methoden der → konformen Abbildung behandelt werden, drehsymmetrische Kavitationsströmungen nach der Helmholtz-Kirchhoffschen Methode.

Die *Ultraschallkavitation* tritt in völlig entgasten Flüssigkeiten bei Vorhandensein eines intensiven Schallfeldes auf. Während der negativen Druckphase einer Schallwelle zerreißt die Flüssigkeit, und es kommt zur Bildung von Hohlräumen, die in der nachfolgenden Druckphase zusammenstürzen. Die dabei auftretenden Drücke können nach der Gleichung von Lord Rayleigh $p = \sqrt{\frac{2p_0}{3\beta}\left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1\right)}$ bestimmt werden. Es bedeuten p_0 den hydrostatischen Druck der Flüssigkeit, β die Kompressibilität der Flüssigkeit, R_0 den anfänglichen Radius der Gasblase, R den Radius der Flüssigkeitskugel, auf den der Hohlraum sich verkleinert. Die Zeit, die die Gasblase vom Radius R_0 in der Flüssigkeit der Dichte ϱ zum vollständigen Zusammenbrechen benötigt, beträgt $t = 0{,}915\, R_0\sqrt{\varrho/p_0}$ (→ Ultraschall).

Die mit einem Zischgeräusch verbundene Ultraschallkavitation führt ebenfalls zu Materialzerstörungen. Ist in der Flüssigkeit gelöstes Gas enthalten, so tritt infolge des durch Ultraschall hervorgerufenen örtlichen Unterdruckes eine Gasabscheidung in Form kleiner Blasen auf. Dieser Vorgang wird als *Pseudokavitation* bezeichnet.

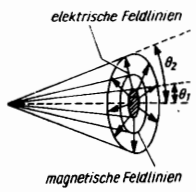
Über die *geomagnetische K.* → Magnetosphäre.

Kayser, K, in der Atomspektroskopie gebräuchliche Benennung der Einheit der Wellenzahl. $1\ \mathrm{K} = 1\ \mathrm{cm}^{-1}$.

K-Band, → Frequenz.

K-Bande, → Farbzentrum.

Kegelleitung, Wellenleitung, deren Leiter aus Kegeln mit gemeinsamer Spitze bestehen. K.en haben konstanten Wellenwiderstand und verhalten sich deshalb wie homogene Leitungen. Die wichtigste K. ist die koaxiale K. (Abb.), die aus zwei koaxialen Kegeln besteht, die sich an ihrer Spitze berühren. Die magnetischen Feldlinien sind Kreise um die Kegelachse, die elektrischen Feldlinien sind Teile von Kreisen um die Kegelspitze. Für kleine Kegelwinkel ist der Wellenwiderstand Z_L in Ohm näherungsweise



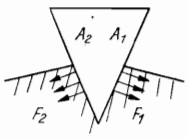
Koaxiale Kegelleitung

Kegelpendel

gegeben durch $Z_L[\Omega] = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln \frac{\theta_2}{\theta_1}$. Dabei sind Θ_1, Θ_2 die Öffnungswinkel der Kegel und ε_r ist die relative Dielektrizitätskonstante des Mediums zwischen den kegelförmigen Leitern.

Kegelpendel, → Pendel.

Kehrbildentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.



Keil

Keil, 1) starrer Körper mit zwei einen spitzen Winkel bildenden Flächen A_1 und A_2 (Abb.). Der K. dient zum Spalten anderer Körper aus weicherem Material durch Druckkräfte F_1 und F_2, die beim Einschlagen oder -drücken in Richtung der Normale auf die Flächen wirken.

2) svw. Ablenkprisma.

Keilinterferenzen, → Interferenzerscheinungen.

Keilkompensator, → Ablenkprisma.

Keilreibungszahl, μ_1, eine spezifische Form des Reibungskoeffizienten μ_0, ausgedrückt durch $\mu_1 = \mu_0/\sin\delta$, zugeschnitten auf die Belange der Keilreibung, unter Berücksichtigung des Keilwinkels δ. Zur Verschiebung eines keilförmigen Prismas (bei Führung des Schlittens einer Werkzeugmaschine, Keilriemen und Keilriemenscheibe u. a.), das mit einer Kraft $\vec{Q}$ belastet ist, wird bei einem Öffnungswinkel $2 \cdot \delta$ die Kraft $\vec{F} = \vec{Q} \cdot \mu_1$ benötigt.

Keilsonde, eine → Strömungssonde.

Keim, 1) Kristallographie: → Kristallkeim.

2) Magnetismus: kleiner, entgegengesetzt orientierter Bereich in einem sonst homogen magnetisierten Ferromagneten. Die K.e sind Ausgangspunkt für die Ummagnetisierung durch 180°-Wandverschiebungen und verursachen so die relativ geringe Koerzitivfeldstärke vieler Stoffe.

Keimbildungsarbeit, → Kristallkeim.

Keimbildungsfeld, Feldstärke, bei der sich bei der Erniedrigung des magnetischen Feldes von der Sättigung aus innerhalb eines Ferromagneten → Keime bilden. Da dazu im homogenen Stoff eine hohe Energieschwelle überwunden werden muß, entstehen diese bevorzugt an Einschlüssen, Korngrenzen und der Probenoberfläche. Das K. hängt in komplizierter Form von der spontanen Magnetisierung und den Winkeln zwischen den Grenzflächen und den kristallographischen Achsen ab.

Keimbildungsgeschwindigkeit, → Kristallkeim.

Keimbildungshäufigkeit, → Kristallkeim.

K-Einfang, 1) svw. Kerneinfang. **2)** *K-Einfang*, → Betazerfall.

Kekulé-Strukturen, → Grenzstruktur.

Kellog-Regel, Beziehung, die den Zusammenhang zwischen Druck und Dichte eines Dampfes angibt: $p = RT\varrho - (B_0RT - A_0 - C_0/T^2)\varrho^2 + (bRT - a - c/T^2)\varrho^3$. Hierbei sind p der Druck, R die Gaskonstante, T die Temperatur, ϱ die Dichte, A_0, B_0, C_0, a, b, c Konstanten.

Kelvin, K, SI-Grundeinheit der thermodynamischen Temperatur; Vorsätze erlaubt. Das K. hat 1967 den *Grad Kelvin* abgelöst. Das K. ist definiert als 273,16ter Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunkts von reinem Wasser. Als Temperaturdifferenz bzw. als Temperaturintervall ist 1 K = 1 °C (= 1 grd); um K. in Celsius-Grade umzurechnen, genügt es, von der Kelvin-Temperatur 273 bzw. 273,16 abzuziehen. Die Temperatur $t°C = (T_K - 273)$ °C. Das K. gilt sowohl für die Angabe von Temperaturpunkten in der Kelvin-Skala als auch für Temperaturdifferenzen und Temperaturintervalle, die bislang, auch in der Celsius-Skala, mit grd angegeben wurden.

Kelvin-Körper, *Voigt-Körper*, in der Modelldarstellung der Rheologie ein Material, das sich aus einem Hookeschen Körper und einer Newtonschen Flüssigkeit in Parallelanordnung aufbaut. Dabei werden bei Belastung Kraft- bzw. Spannungsanteile sowohl vom elastischen als auch vom viskosen Teil entsprechend den vorhandenen Materialparametern übernommen. Die Verformung ist für beide Anteile die gleiche. Bei eindimensionaler Scherverformung läßt sich die Gleichung $\tau = G\gamma + \dot{\gamma}\eta_f$ ableiten. Das besondere rheologische Verhalten wird bei Betrachtung der Verformung offensichtlich. η_f ist eine den Körper charakterisierende Viskositätsgröße. Wirkt eine konstant gehaltene Spannung auf einen noch nicht verformten Körper, so erscheint die elastische Verformung nicht sofort, sondern gemäß $\gamma = \frac{\tau}{G}(1 - e^{-G/\eta_f \cdot t})$ erst nach unendlich langer Zeit. Entsprechendes gilt, wenn der Körper entlastet wird. Der Vorgang der Deformationsverzögerung wird Retardation genannt.

Kelvin-Skala, → Temperaturskala.

Kemmer-Gleichung, → Duffin-Kemmer-Gleichung.

Kennwort, wie eine Einheit verwendete Bezeichnung für den Logarithmus eines Quotienten zweier Größen gleicher Art, z. B. von Spannungen, Leistungen, Widerständen oder Schalldrücken. Im Dämpfungsmaß $a = \ln(U_1/U_2) = \mathrm{Np} = 20\,\mathrm{lg}\,(U_1/U_2)$ dB ist Neper (Np) bzw. Dezibel (dB) das K., für die Lautstärke $\Lambda = 20\,\mathrm{lg} \cdot (I_1/I_2)$ phon ist Phon (phon) das K. und für den Informationsinhalt $\mathrm{ld}N$ von N Zeichen ist Bit (bit) das K. Die Umrechnung dieser Kennwörter ineinander ergibt sich aus 1 Np = 20 dB(lg z/ln z) = 20 M_{10} dB = 8,686 dB, da lg z = M_{10} ln z mit $M_{10} = 0{,}4342945$, sowie aus $\mathrm{ld}\,z = \frac{\lg z}{\lg 2} = \frac{M_{10}}{\lg 2} \ln z$ zu 1 bit = 1,444 Np.

Kennzahlen, aus der Ähnlichkeitstheorie sich ergebende dimensionslose Größen, die physikalische Vorgänge maßgebend charakterisieren. Zwei Vorgänge sind physikalisch ähnlich, wenn die K. für beide Vorgänge jeweils den gleichen Wert haben. Die K. können anschaulich dargestellt werden als das Verhältnis zweier gleichartiger Größen, wie das in der Tabelle, S. 731, der wichtigsten K. der Strömungslehre, der Thermodynamik und des Wärme- und Stoffübergangs geschehen ist. Dabei wird kurz angegeben, für welche physikalischen Vorgänge die K. bedeutungsvoll sind.

Lit. Holzmüller: Technische Physik, Bd I und II, Tl 1 (Leipzig 1966).

Kentern, → Schwimmen.

Kepler-Bewegung, die Zentralbewegung eines Planeten der Masse m unter dem Einfluß der von der Sonne ausgehenden Massenanziehungskraft; allgemeiner die aus dem Newtonschen Gravitationsgesetz folgende nichtrelativistische Bewegung zweier Himmelskörper. Die Bestim-

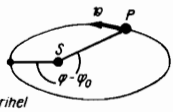
Aufstellung der wichtigsten Kennzahlen der Strömungslehre, der Thermodynamik und des Wärme- und Stoffüberganges

Name der Kennzahl	Abkürzung	definiert als Verhältnis	Definitionsgleichung*)	physikalisches Anwendungsgebiet	Besonderheiten
Eulerzahl	Eu	$\frac{\text{Druckkraft}}{\text{Trägheitskraft}}$	$\mathrm{Eu} = \frac{\Delta p}{\varrho \cdot c^2}$	reibungsbehaftete Strömungen	Eu ist proportional zu den Beiwerten des → Strömungswiderstandes
Froudezahl	Fr	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Schwerkraft}}$	$\mathrm{Fr} = \frac{c}{\sqrt{g \cdot l}}$	Strömungen mit freier Oberfläche und Schwebeteilchen in Strömungen	
Grashofzahl	Gr	$\frac{\text{hydrostatische Auftriebskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}}$	$\mathrm{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \vartheta \cdot l}{\nu^2}$	Wärmeübergang in natürlichen Strömungen, die durch Dichteunterschiede entstehen (→ Konvektion)	
Hagenzahl	Ha	$\frac{\text{Druckkraft}}{\text{Zähigkeitskraft}}$	$\mathrm{Ha} = -\frac{\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} l^2}{c \cdot \eta}$ $\mathrm{Ha} = \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}x} \cdot \delta^2$	Strömungen mit Druckgradienten in Hauptströmungsrichtung	Kriterium für die Grenzschichtablösung
Lewiszahl	Le	$\frac{\text{Temperaturleitzahl}}{\text{Diffusionskoeffizient}}$	$\mathrm{Le} = \frac{a}{D}$	gleichzeitiges Stattfinden von Wärme- und Stoffübergang	
Machzahl	Ma	$\frac{\text{Strömungsgeschwindigkeit}}{\text{Schallgeschwindigkeit}}$	$\mathrm{Ma} = \frac{c}{a_s}$	kompressible Strömungen (→ Gasdynamik)	
Nusseltzahl	Nu	$\frac{\text{tatsächliche Wärmestromdichte}}{\text{Wärmestromdichte infolge reiner Leitung in Schichtdicke } l}$	$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha}{\lambda/l} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$	Wärmeübertragung durch Strömung an einer Wand (→ Konvektion, → Impulstheorie der Wärmeübertragung)	
Nusseltzahl 2. Art	Nu′	$\frac{\text{tatsächlicher Stoffübergang}}{\text{Stoffübergang in Schichtdicke } l}$	$\mathrm{Nu}' = \frac{\beta' \cdot l}{D}$	Stoffübergänge analog Nu	
Pécletzahl	Pe	$\frac{\text{konvektive Wärme}}{\text{geleitete Wärme}}$	$\mathrm{Pe} = \frac{c \cdot l}{a} = \mathrm{Pr} \cdot \mathrm{Re}$	Wärmeübergang durch Konvektion in Strömungen	
Prandtlzahl	Pr	$\frac{\text{kinematische Zähigkeit}}{\text{Temperaturleitfähigkeit}}$	$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta \cdot g \cdot c_p}{\lambda}$ $\mathrm{Pr} = \frac{\mathrm{Pe}}{\mathrm{Re}}$	Wärmeübertragung in Strömungen	reiner Stoffwert
Reynoldszahl	Re	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}}$	$\mathrm{Re} = \frac{c \cdot l}{\nu}$	reibungsbehaftete Strömungsvorgänge	
Richardsonzahl	Ri	$\frac{\text{Schwerkraft}}{\text{Trägheitskraft}}$	$\mathrm{Ri} = \frac{g \cdot \frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}y}}{\varrho \left(\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}y}\right)^2}$	Schichtenströmungen mit Dichteunterschieden in vertikaler Richtung	Kriterium für die Stabilität von Schichtenströmungen mit Dichteunterschieden in vertikaler Richtung
Schmidtzahl	Sc	$\frac{\text{kinematische Zähigkeit}^{**})}{\text{Diffusionskoeffizient}}$	$\mathrm{Sc} = \frac{\nu}{D} = \mathrm{Le} \cdot \mathrm{Pr}$	Stoffübergang in Strömungen analog Pr	Sc kennzeichnet die Beziehungen zwischen dem Geschwindigkeitsfeld und dem Feld der Teildrücke oder Konzentrationen (→ Austausch)
Stantonzahl	St	$\frac{\text{Temperaturänderung}^{**})}{\text{treibendes Temperaturgefälle senkrecht zur Wand}}$	$\mathrm{St} = \frac{\alpha}{\varrho \cdot c_\infty \cdot c_p}$ $\mathrm{St} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr}}$	Wärmeübergang an einer Wand durch Strömung	
Stantonzahl 2. Art	St′	$\frac{\text{Konzentrationsänderung}}{\text{Konzentrationsgefälle}}$	$\mathrm{St}' = \frac{\beta'}{c_\infty} = \frac{\mathrm{Nu}'}{\mathrm{Re} \cdot \mathrm{Sc}}$	Stoffübergang an einer Wand analog St	
Weberzahl	We	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Oberflächenspannungskraft}}$	$\mathrm{We} = \frac{\varrho \cdot c^2 \cdot l}{C}$	Blasenbildung und Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen	

*) Zeichenerklärung: a Temperaturleitzahl, a_s Schallgeschwindigkeit, C Kapillarkonstante c Strömungsgeschwindigkeit, c_∞ Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht, c_p spezifische Wärme bei konstantem Druck, D Diffusionskoeffizient, g Erdbeschleunigung, l charakteristische Länge, p Druck, Δp Druckabfall, x Ortskoordinate (in Strömungsrichtung), y vertikal nach oben gerichtete Koordinate, α Wärmeübergangszahl, β thermische Ausdehnungszahl, β' Stoffübergangszahl, δ Grenzschichtdicke, η dynamische Zähigkeit, ϑ Temperaturdifferenz, λ Wärmeleitzahl, $\eta/\varrho = \nu$ kinematische Zähigkeit, ϱ Dichte.
**) des Strömungsmediums

Kepler-Ellipse

mung der Planetenbewegung aus dem Gravitationsgesetz wird auch *Kepler-Problem* genannt, dessen Lösung erstmals in guter Näherung durch die → Kepler-Gesetze aus dem Beobachtungsmaterial bestimmt wurde. Ist M die Sonnenmasse und γ die Newtonsche Gravitationskonstante, so ist der Betrag der nach dem Sonnenmittelpunkt gerichteten Massenanziehungskraft $F = \Gamma m/r^2$, wobei $\Gamma = \gamma M$ und r der gegenseitige Abstand der Himmelskörper ist. Die Bewegungsgleichung lautet in ebenen Polarkoordinaten $\mathrm{d}^2s/\mathrm{d}\varphi^2 + s = \Gamma/C^2$, wobei $s = 1/r$ und $C = 2\,\mathrm{d}A/\mathrm{d}t$ die Flächenkonstante ist. Die Lösungen dieser Gleichung lauten $s = \frac{1}{r} = \{1 + \varepsilon\cos(\varphi - \varphi_0)\}/k$ mit $k = C^2/\Gamma$; es sind Kegelschnitte mit der numerischen Exzentrizität $\varepsilon(\varepsilon \geqq 0)$ und dem Azimut φ_0 des Perihels, d. i. der dem Zentrum nächstgelegene Punkt der Bahnkurve (Abb. für den Fall der elliptischen Bewegung). Für $\varepsilon < 1$ ist die Bahnkurve eine Ellipse, für $\varepsilon = 1$ eine Parabel, für $\varepsilon > 1$ eine Hyperbel, für $\varepsilon = 0$ ein Kreis. Die Bewegung der Planeten erfolgt daher auf Ellipsen, den *Kepler-Ellipsen* (1. Kepler-Gesetz), deren große Halbachse $a = k/(1 - \varepsilon^2)$ und deren kleine Halbachse $b = k/\sqrt{1 - \varepsilon^2}$ ist: Aus dem Flächensatz, dem 2. Kepler-Gesetz, $\mathrm{d}A/\mathrm{d}t = C/2$, ergibt sich für die Umlaufzeit T der Planeten $T^2/a^3 = 4\pi^2/\Gamma$, das 3. Keplersche Gesetz.



Kepler-Bewegung. S Sonne, P Planet, v Geschwindigkeit des Planeten

Die Gesamtenergie der K.-B. ist $E = \Gamma m \cdot (\varepsilon^2 - 1)/2k$, und daher kann der Typ der Bahnkurve auch durch E charakterisiert werden: Statt $\varepsilon \gtrless 1$ gilt $E \gtrless 0$. Bei unendlicher Bewegung kann dies auch durch die Geschwindigkeit v_0 des Körpers im Unendlichen ausgedrückt werden: Für $v_0 = 0$ ist die Bewegung parabolisch, für $v_0 > 0$ hyperbolisch. Bei endlicher Bewegung ist $E = \Gamma m/2a$ und hängt somit nur von der großen Halbachse der Kepler-Ellipse ab.

Bei der tatsächlichen Bewegung eines Planeten muß die Mitbewegung der Sonne infolge Rückwirkung des Planeten (3. → Newtonsches Axiom) berücksichtigt werden. Demzufolge laufen Sonne und Planet auf einer elliptischen Bahn um den gemeinsamen Schwerpunkt, der wegen $m \ll M$ tief im Innern der Sonne liegt; der Flächensatz gilt für beide Bewegungen. In das 3. Keplersche Gesetz geht aber die Planetenmasse über die Konstante Γ ein, die im allgemeinen Fall durch $\gamma(M + m)$ zu ersetzen und daher von Planet zu Planet verschieden ist.

Da die Coulomb-Kraft, d. i. die elektrostatische Anziehung zweier Ladungen, die gleiche räumliche Abhängigkeit wie die Newtonsche Massenanziehung hat, sind die dabei auftretenden Bahnkurven ebenfalls Kegelschnitte; man spricht daher bei der Bestimmung der Bewegung des Elektrons im Wasserstoffatom von dem *Kepler-Problem der Atomphysik*, wobei allerdings zusätzlich die Quanteneigenschaften dieser Bewegung zu berücksichtigen sind.

Kepler-Ellipse, → Kepler-Bewegung.

Kepler-Gesetze, die die Bewegung der Planeten bestimmenden Gesetze. Sie wurden von Kepler (1609 und 1619) aus dem Beobachtungsmaterial Tycho de Brahes zunächst für den Mars und dann allgemein formuliert. Das *1. Kepler-Gesetz* beschreibt die Form der Planetenbahnen: Der Planet beschreibt eine Ellipse, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht. Das *2. Kepler-Gesetz* (*Flächensatz*) bestimmt den Bewegungsablauf: Der Radiusvektor von der Sonne zum Planeten überstreicht in gleichen Zeiten gleiche Flächen. Das *3. Kepler-Gesetz* verknüpft die Größe der Bahn der Planeten mit deren Umlaufzeiten: Die Quadrate der Umlaufzeiten (T) zweier Planeten verhalten sich wie die Kuben (3. Potenzen) der großen Halbachsen (a) der Ellipsen:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3}.$$

Die K.-G. sind nur insoweit korrekt, wie die Sonne als ruhend angenommen werden kann (→ Kepler-Bewegung). In der exakten Form des 3. Kepler-Gesetzes gehen die Massen der Sonne M und die Massen m_1, m_2 der Planeten ein:

$$\frac{a_1^3}{a_2^3} = \frac{T_1^2}{T_2^2} \cdot \frac{(M + m_1)}{(M + m_2)}.$$

Kepler-Problem, → Kepler-Bewegung.

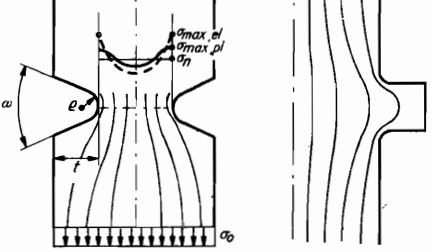
Keplersche Bewegung, → Kepler-Bewegung.

Keplersche Gesetze, → Kepler-Gesetze.

Keplersches Fernrohr, *Astronomisches Fernrohr*, ein Fernrohr mit sammelndem Objektiv und sammelndem Okular. Im Keplerschen F. entsteht ein reelles Zwischenbild im bildseitigen Brennpunkt des Objektivs, der mit dem objektseitigen Brennpunkt des Okulars zusammenfällt. Dadurch ist die Baulänge größer als die Objektivbrennweite. Am Ort des Zwischenbildes können Mikrometer, Zielmarken o. a. angebracht werden. Das Keplersche F. liefert ein umgekehrtes seitenverkehrtes Bild. Aus den genannten Gründen wird es vorzugsweise für Meßaufgaben und astronomische Zwecke benutzt. Abb. → Fernrohr.

Kerbfaktor, → Kerbspannung.

Kerbspannung, Konzentration von Spannungen bei Kraftumlenkung. K. tritt an Kerben und Vorsprüngen auf. Die Maximalspannung σ_{max} wird auf den Mittelwert oder die Nennspannung σ_n bezogen und ergibt den *Kerbfaktor* oder die *Formzahl* $\alpha_k = \frac{\sigma_{max,elast}}{\sigma_n}$. Sie gilt für ideal-elastisches Stoffverhalten. Bei teilweiser Plastifizierung ist $\sigma_{max,plast} < \sigma_{max,elast}$. Weitere Einflüsse haben Materialeigenschaften wie Zähigkeit, Oberflächenbeschaffenheit usw. wer-



Kraftfluß und Spannungsverteilung an Kerben und Vorsprüngen

den im Gesamtbegriff *Kerbwirkung* zusammengefaßt. Geometrisch maßgebend sind: Krümmungsradius ϱ, Kerbtiefe t, Flankenwinkel ω. Über besonders gefährdete Stellen → überlagerter Kerbeffekt.

Kerbwirkung, → Kerbspannung.

Kerma [abgeleitet aus dem Englischen *K*inetic *E*nergy *R*eleased in *Ma*tter], K, die Summe der kinetischen Anfangsenergien aller geladenen Sekundärteilchen, die von indirekt ionisierenden Teilchen in einem bestimmten Volumen, das Materie bestimmter Dichte enthält, ausgelöst werden, dividiert durch die Masse. SI-Einheit ist Joule je Kilogramm (J/kg). → Dosis 1.1.2).

Kermaleistung, $\dot{K}$, der Quotient aus der Kerma und der Zeit. SI-Einheit ist Watt je Kilogramm (W/kg).

Kern, 1) Kernphysik: *Atomkern.* Jedes Atom besteht aus einem positiv geladenen K. (→ Kernladung), der von der Elektronenhülle umgeben ist. Der K. vereinigt nahezu die gesamte Atommasse in sich und hat einen Durchmesser der Größenordnung 10^{-13} cm, also das 10^{-5}fache des Atomdurchmessers. Die Hülle bestimmt das Volumen des Atoms, der K. die Atommasse. Jeder K. besteht aus Z→ Protonen und N→ Neutronen, deren Summe $A = N + Z$ die Massezahl ist. Bei leichten stabilen K.en ist $N \approx Z$, schwerere K.e haben einen geringen Neutronenüberschuß, d. h. $N > Z$. Die Kernmassen sind nahezu ganzzahlige Vielfache der Protonen- bzw. Neutronenmasse. Die Abweichungen rühren von der beim Kernaufbau frei werdenden → Bindungsenergie der Kerne her, die sich als → Massedefekt bemerkbar macht. Die Atommassen der chemischen Elemente sind keine ganzzahligen Vielfachen dieser Massen, da die Elemente im allgemeinen Mischungen von Atomen zwar gleicher Ordnungszahl Z, aber unterschiedlicher Neutronenzahl N sind (→ Isotopie).

Es gibt → stabile K.e und solche, die sich spontan umwandeln (→ radioaktiver Zerfall) oder spontan spalten (→ Spontanspaltung). Künstliche Kernumwandlungen sind ebenfalls möglich (→ Kernreaktion), so daß auch in der Natur nicht vorkommende Nuklide künstlich erzeugt werden können. Bisher sind schwerere K.e (→ Transurane) mit Protonenzahlen bis zu 105 künstlich hergestellt worden.

Wesentliche Kerneigenschaften sind der Kernspin (→ Spin) und die → Kernmomente. Wird einem K. Energie zugeführt bzw. ist bei seiner Entstehung ein Energieüberschuß vorhanden, so kann → Kernanregung auftreten, d. h., der K. befindet sich in einem der quantenmechanisch möglichen angeregten → Kernniveaus. Die Eigenschaften der K.e in den angeregten Zuständen, ihre Spins, Lebensdauern usw. werden mit den Methoden der → Kernspektroskopie untersucht. Aufbau und Eigenschaften des K.s sind Untersuchungsgegenstand der → Kerntheorie.

Die Aussagen über die K.e sind aus Untersuchungen des radioaktiven Zerfalls und der Kernreaktionen gewonnen worden. Eine ausgefeilte experimentelle Technik zur Erzeugung künstlicher Kernreaktionen (→ Teilchenbeschleuniger) und zum Nachweis von Kernstrahlung steht heute zur Verfügung. Die große Bedeutung des Studiums des K.s und seiner Eigenschaften besteht darin, daß wesentliche Erkenntnisse zur Struktur der Materie überhaupt gewonnen werden konnten, die speziell auch zum Studium der Elementarteilchen und der Entwicklung der Hochenergiephysik geführt haben, daß die praktische Ausnutzung von Kernumwandlungen zur Gewinnung von Kernenergie möglich geworden ist, daß mit der umfangreichen Anwendung der Isotopentechnik in allen Wissenschaftszweigen bedeutsame Erkenntnisse gewonnen werden konnten und daß durch die stimulierende Wirkung der Kernforschung die Entwicklung der Elektronik und der maschinellen Rechentechnik wesentlich beschleunigt wurde.

Lit. → Kernphysik.

2) Kristallographie: → Kristallkeim.

3) Mathematik: → Integralgleichungen.

Kernanregung, Übergang von Kernen bzw. deren Nukleonen, die sich nicht im Grundzustand (→ Kernniveau), sondern in einem energetisch höheren, d. h. im angeregten Zustand befinden. Angeregte Kerne entstehen entweder als Endprodukte von Kernumwandlungen oder durch Änderung des Energiezustandes bereits bestehender Kerne. Zu der zuerst genannten Art der K. gehören sämtliche Kernreaktionen, der radioaktive Zerfall und die Kernspaltung. Die Änderung des Energiezustandes eines Kerns kann entweder durch Energieabgabe höher angeregter Kerne infolge γ-Zerfalls oder innerer Konversion oder durch Energieaufnahme niedriger angeregter Zustände bzw. des Grundzustandes infolge γ-Absorption, inelastischer Streuung von Teilchen oder durch Coulomb-Anregung erfolgen.

Die *Abregung* angeregter Kernniveaus kann über γ-Zerfall (→ Kaskade), innere Konversion oder innere Paarbildung, durch Teilchenemission, speziell beim radioaktiven Zerfall, und durch Kernspaltung erfolgen. Für jede energetisch mögliche Art der Abregung besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, deren Summe die Wahrscheinlichkeit der Abregung überhaupt angibt. Sie wird durch die Niveaubreite Γ ausgedrückt, die demzufolge als Summe der Partialbreiten für die einzelnen Möglichkeiten der Abregung darzustellen ist. Sind z. B. γ-Zerfall, innere Konversion, Protonen- und Neutronenemission möglich, so gilt $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_{\text{i. K.}} + \Gamma_\text{p} + \Gamma_\text{n}$. Wenn γ-Zerfall und Teilchenemission erfolgen können, so ist im allgemeinen die Teilchenemission viel wahrscheinlicher, Γ_p und Γ_n sind also wesentlich größer als Γ_γ.

Lit. → Kernphysik.

Kernausrichtung, → polarisierte Kerne.

Kernbrennstoff, *Atombrennstoff,* derjenige feste oder flüssige Bestandteil eines Reaktors, welcher spaltbare Nuklide enthält, in denen die Kernspaltung vor sich geht. Der Ausdruck K. wird stets für eine Mischung von Materialien verwendet, von denen nur ein Teil, die → Spaltelemente, die Spaltbarkeitseigenschaft hat. Ein brauchbarer K. muß notwendigerweise so beschaffen sein, daß die neben den spaltbaren Kernen vorhandenen sonstigen Atomkerne, z. B. Fremdatome der Legierungsmaterialien, der Verbindungen wie UO_2, UC, *nicht* verhindern, daß durch ihn unter geeigneten Bedingun-

Kernbrennstoffzyklus

gen eine → Kernkettenreaktion in Gang gehalten wird. Der K. kann vorliegen als Metall, etwa Uran oder Plutonium; als Legierung von Uran oder Plutonium mit anderen Metallen; als Keramik, z. B. Sinterkörper aus Uranoxid, Urankarbid; als Lösung, etwa Uranylnitrat in Wasser, Uran in flüssigem Wismut; als Suspension, z. B. UO_2 in H_2O oder D_2O usw. Man wird stets solche K.e bevorzugen, die die geringsten Strahlenschäden und die größte Beständigkeit gegenüber dem verwendeten Kühlmittel zeigen und außerdem die höchsten Temperaturen zu erreichen gestatten. Metallisches Uran ist z. B. wegen seiner großen Reaktionsfreudigkeit gegenüber anderen K.en benachteiligt. Angereicherten K., d. h. K. mit mehr als 0,71% spaltbaren Materials, — das natürlich vorkommende Uran enthält 0,71% des durch thermische Neutronen spaltbaren U-235 — kann man nur auf synthetischem Wege erhalten: Entweder wird im natürlichen Uran mittels geeigneter Methoden das U-235 angereichert, oder in einem *Konverter-* oder *Brutreaktor* werden andere spaltbare Isotope gewonnen, separiert und dann als reiner K. bzw. als Zulegierung zu Uran verwendet. Entsprechend versteht man unter verarmtem K. einen solchen, dessen spaltbare Isotope ganz oder teilweise verbraucht worden sind. Der K. wird zu stab-, rohr- oder plattenförmigen, von einer metallischen Hülle umgebenen *Brennstoffelementen*, *Brennelementkassetten*, auch *Spaltstoffelemente* genannt, verarbeitet. Die geometrischen Abmessungen der Brennstoffelemente sind abhängig von der Art des K.s, von der Leistungsdichte und dem Kühlmittelkreislauf des Reaktors. Im Interesse einer guten Wärmeableitung muß der K. eine große Oberfläche relativ zu seinem Volumen haben; deshalb verwendet man einzelne Stäbe, Lamellen oder dgl., die aus Festigkeitsgründen zu Brennstoffelementen zusammengefaßt werden, die ihrerseits wiederum in geeigneter Anzahl zu Brennstoffelement-Kassetten vereinigt werden.

Bei Natururan als K. sind zylindrische Stäbe mit 10 bis 35 mm Durchmesser und 200 bis etwa 1000 mm Länge eine gebräuchliche Form der Brennstoffelemente. Um den Wärmeübergang zum Kühlmittel zu verbessern, werden die metallischen Einhülsungen mit Kühlrippen versehen. Es ist dabei besonders darauf zu achten, daß nicht zu viele Fremdatome die verfügbare → Reaktivität erniedrigen. Brennstoffelemente in Form von Rohren sind zwar temperatur- und spannungsmäßig günstig, jedoch technisch schwierig zu realisieren, so daß die Lamellenform mit Aluminium- oder Zirkoniumeinhüllung zur Verhinderung des Austretens der radioaktiven Spaltprodukte eine allgemein benutzte Form des K.s darstellt.

Der Kreislauf des K.s von der Brennstoffelementherstellung über die Stand- oder Betriebszeit im Reaktor bis zur erneuten Aufbereitung als K. in Form von Brennstoffelementen wird → Kernbrennstoffzyklus genannt.

Kernbrennstoffzyklus, Kreislauf des Reaktorbrennstoffes. Grob skizziert umfaßt er als einzelne Etappen: Brennstoffaufbereitung, eventuelle Anreicherung in Isotopentrennanlagen, Brennstoffelementherstellung, Nutzung im Reaktor, Beseitigung des abgebrannten Brennstoffs als Abfall. Zumeist schließt sich jedoch der Kreis wieder, indem die abgebrannten Brennelemente einer chemischen Aufbereitung zugeführt werden. Hier werden erbrütete — und ein Teil der nichtverbrauchten Spaltisotope extrahiert, und dann erneut in Brennelementen genutzt.

Für verschiedene Reaktortypen unterscheiden sich die Kernbrennstoffzyklen natürlich beträchtlich, aber auch für eine einzige Reaktorvariante lassen sich abhängig von z. B. ökonomischen Gesichtspunkten mehrere Zyklen realisieren.

Die drei wichtigsten Kernbrennstoffzyklen sind:

1) Beim Natururanreaktor (Schwerwasserreaktor) gibt es am Ende eines *offenen K.* zwei Möglichkeiten. Die abgebrannten Brennelemente (0,4% U-235) werden a) als Abfall behandelt, b) einer chemischen Aufbereitung zugeführt, um das gebildete Plutonium (etwa 3,5 kg/t Brennstoff) zu extrahieren.

2) Bei thermischen Reaktoren mit leichtangereichertem Brennstoff (1 bis 4,5%) ist natürliches Uran Ausgangspunkt. Vor der Brennelementherstellung wird der Brennstoff aber noch in Trennanlagen zwischen 1 und 4,5% angereichert. Im abgebrannten Brennelement liegt U-235 dann in einer Konzentration zwischen 0,4 und 1,3% vor. Neben den unter 1 a) und b) genannten Möglichkeiten gibt es hier noch die dritte Variante einer chemischen Aufbereitung c) Extraktion von Plutonium und U-235. Das rückgewonnene U-235 wird vor der Trennanlage wieder dem Brennstoff zugeführt, oftmals auch das Plutonium. In der Trennanlage verläßt abgereichertes Uran (0,3 bis 0,4%) den Kreis. Wegen der größeren η-Werte ist es ökonomischer, das in thermischen Reaktoren erzeugte Plutonium in schnellen Brutreaktoren zu verbrennen. Mit Ausnahme von thermischen Brütern ist es durch thermische Reaktoren nicht möglich, in dem betrachteten Brennstoffkreis eine positive Spaltstoffbilanz zu realisieren. Das Defizit muß durch ein Angebot an Natururan gedeckt werden.

3) Bei schnellen Brutreaktoren kann die Erstbeschickung entweder durch U-235 oder Plutonium aus thermischen Reaktoren nach einer Anreicherung in Isotopentrennanlagen auf 10 bis 25% oder durch Plutoniumüberschuß aus anderen Brutreaktoren geschehen. Im letzteren Fall entfällt für weitere Beschickungen die Notwendigkeit einer Trennanlage. Der laufende Spaltstoffbedarf wird nun durch das selbst erbrütete Plutonium gedeckt, der → Brutgewinn abgeführt und für die Erstbeschickung weiterer Reaktoren verwendet. Dem Kreislauf wird von außen lediglich U-238 zugeführt, um das Massendefizit (s. o.) zu decken. Ganz ähnlich sind die Verhältnisse für thermische Brutreaktoren. An die Stelle von Plutonium tritt U-233, und Th-232 an die Stelle des U-238. Unterschiede gibt es allerdings bei den Aufbereitungsverfahren. In der chemischen Aufbereitung werden Spaltstoff und Brutmaterial durch verschiedene nasse oder trockene Verfahren wie *Purex* und *Thorex* von Spaltprodukten und Brennelementeinhüllungsbeimengungen befreit. Eine Anreicherung der Spaltstoffe geschieht in den Trenn-

anlagen mittels Diffusionskolonnen, Gaszentrifugen, Trenndüsenverfahren, Ionentauscher u. a. Verfahren (→ Anreicherung von Isotopen). Das Brennelement schließlich wird in der Brennstoffzubereitung und der Refabrikationsanlage komplettiert bzw. hergestellt.

Kerndichte, → Kernmaterie.

Kerneinfang, *K-Einfang*, 1) → Betazerfall; 2) svw. Einfangprozeß.

Kernemulsion, svw. Kernspuremulsion.

Kernenergie, *nukleare Energie*, unexakt auch Atomenergie genannt; die innere Energie der Atomkerne, insbesondere die bei Kernreaktionen frei werdende Energie.

Die Bestimmung der Kernmassen zeigte, daß beim Aufbau von Kernen aus Nukleonen und ebenso bei der Spaltung schwerster Kerne in ungefähr zwei gleiche Teile ein Masseverlust ΔM, der → Massedefekt, auftritt. Ihm entspricht nach der Einsteinschen Masse-Energie-Beziehung $E = \Delta M \cdot c^2$ die Bindungsenergie der Atomkerne. Dabei ist E die der Masse ΔM entsprechende Energie und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Diese Energie E ist für die Stabilität der Atomkerne charakteristisch. Allgemein wird bei jeder Kernreaktion K. entweder *freigesetzt*, so z. B. beim natürlichen radioaktiven Zerfall in Form kinetischer Energie der ausgesandten Teilchen, oder *gebunden*, wie bei manchen künstlichen Kernumwandlungen, bei denen kinetische Energie der Reaktionspartner als K. in den entstehenden Kernen verbleibt.

Während solche Energieänderungen an atomaren Systemen, wie die Ionisierungs-, Dissoziationsenergie u. dgl., sehr klein sind — in der Größenordnung einiger eV je Teilchen —, liegen die Energieumsetzungen bei Kernreaktionen in der Größenordnung von MeV. Trotzdem gewinnt die K. erst dann praktische Bedeutung, wenn sich sehr viele Kerne gleichzeitig an der Energieumsetzung beteiligen. Wird z. B. bei einem Einzelprozeß 1 MeV frei, so entspricht dies einer Energie vom Wärmewert $23 \cdot 10^6$ kcal bei Beteiligung aller Kerne eines Mols; das ist über 10^5mal mehr Wärme, als beim Verbrennen eines Mols Steinkohle mit einem Wärmewert von ungefähr 8000 kcal/kg entsteht. Von der bei Kernreaktionen frei werdenden K. konnte im großen Maßstab bisher nur die durch Kernspaltung gewonnene Energie zu friedlichen Zwecken im Reaktor technisch genutzt werden: bei der Kernspaltung können je Einzelprozeß etwa 170 MeV gewonnen werden, d. i. wesentlich mehr als im allg. bei anderen Kernreaktionen. So entstehen z. B. bei der Spaltung aller Kerne von 1 kg des Uranisotops U-235 etwa $2 \cdot 10^{10}$ kcal, d. h. 1 g U-235 ist energetisch äquivalent etwa $2^1/_2$ t Kohle! Noch höher, bei etwa $16 \cdot 10^{10}$ kcal je kg, liegt die Energiemenge, die beim Verschmelzen von Protonen zu einem Heliumkern entsteht. Die durch diese als Kernfusion bezeichnete Reaktion frei werdende K. wurde bisher nur in der als Massenvernichtungswaffe eingesetzten Wasserstoffbombe freigesetzt. Im Energiehaushalt der Sonne spielt die K. aus der Kernfusion wahrscheinlich die größte Rolle.

Kernexplosion, → Kernzertrümmerung.

Kernfeld, → Mesonentheorie der Kernkräfte.

Kernfusion, *Fusion*, *Kernverschmelzung*, *Kernsynthese*, *thermonukleare Reaktion*, *Fusionsreaktion*, exotherme Kernreaktionen, die dadurch ausgezeichnet sind, daß bei überaus hohen Temperaturen leichte Atomkerne, vorzugsweise Wasserstoffkerne, zu einem schwereren Kern verschmelzen. Da die Bindungsenergie je Nukleon bei sehr leichten Kernen kleiner ist als bei mittelschweren Kernen, ist bei der K. leichter Kerne die Summe der Bindungsenergien der Ausgangskerne kleiner als die der Endkerne, so daß Kernenergie frei wird.

Ähnlich wie im Falle chemischer Reaktionen in heißen Gasen können bei hinreichend großen Temperaturen die Reaktionspartner die zur Einleitung von Kernreaktionen im allgemeinen notwendige kinetische Stoßenergie aus der Wärmebewegung entnehmen, d. h., es können Kernreaktionen durch thermische Zusammenstöße eintreten. Daher wird die K. auch als thermonukleare Reaktion bezeichnet. Die mittleren kinetischen Energien der Gasatome sind allerdings selbst bei Temperaturen von der Größenordnung 10^6 bis 10^7 K noch so klein, daß bei den meisten Zusammenstößen der Atomkerne ihre elektrische Abstoßung, die Coulomb-Abstoßung, eine Kernreaktion verhindert. Bei 10^7 K beträgt die mittlere kinetische Energie der Zusammenstöße erst $\approx$ 1 keV. Mehrere Faktoren ermöglichen trotzdem den Eintritt einer merklichen thermonuklearen Reaktion in hocherhitzten Gasen: 1) Die Teilchen haben vermöge des wellenmechanischen Tunneleffektes auch bei niedrigen Energien eine endliche, allerdings sehr geringe Wahrscheinlichkeit, eine Kernreaktion hervorzurufen. So wurden z. B. d-d-Reaktionen schon bei $\approx$ 5 keV beobachtet. 2) Nach dem Maxwellschen Verteilungsgesetz der Geschwindigkeiten gibt es stets einen endlichen Prozentsatz von Gasatomen mit kinetischen Energien, die den Mittelwert wesentlich übertreffen. 3) Die außerordentliche Häufigkeit der gaskinetischen Zusammenstöße in einem hocherhitzten Gas nicht zu kleiner Dichte und genügender Ausdehnung kann die Kleinheit der Reaktionswahrscheinlichkeit eines einzelnen Stoßes ausgleichen.

Die wichtigsten der vielen möglichen Kernfusionsprozesse sind:

d	+ d →	^{3}He	+ n	+	3,25	MeV
d	+ d →	^{3}T	+ p	+	4	MeV
t	+ d →	^{4}He	+ n	+	17,6	MeV
t	+ t →	^{4}He	+ 2n	+	11	MeV
^{3}He	+ d →	^{4}He	+ p	+	18,3	MeV
^{6}Li	+ d →	2 ^{4}He		+	22,4	MeV
^{6}Li	+ n →	^{3}T	+ ^{4}He	+	4,56	MeV
^{7}Li	+ d →	2 ^{4}He	+ p	+	17,3	MeV
^{7}Li	+ p →	2 ^{4}He		+	17,2	MeV
^{7}Li	+ d →	2 ^{4}He	+ n	+	14,6	MeV

Die Kernfusionsprozesse laufen wie alle Kernreaktionen mit bestimmten Wirkungsquerschnitten ab; außerdem müssen die Reaktionspartner eine gewisse Schwellenergie — zwischen 10 und 100 keV — erreicht haben, oberhalb der die K. erst einsetzt. Da die Reaktionsquerschnitte klein gegen die Streuquerschnitte sind, kann man praktisch keine Energie gewinnen, wenn man beschleunigte Teilchen — etwa aus einer Hochspannungsanlage — auf einen entspre-

chenden Auffänger treffen läßt. Die Teilchen würden durch Streuung oder Ionisierung Energie an die kalte Umgebung verlieren und energetisch bald unterhalb der Reaktionsschwelle liegen.

Die Verhältnisse bezüglich der Querschnitte sollen an folgendem Zahlenbeispiel verdeutlicht werden: Für die d-d-Reaktionen gilt, daß der differentielle elastische Streuquerschnitt bei Deuteronenenergien von einigen 100 keV um den Faktor 50 bis 200 größer ist als der entsprechende differentielle Reaktionsquerschnitt; für die t-d-Reaktion gilt ähnliches, außer in einem schmalen Energiebereich um 120 keV Deuteronen- bzw. Tritonenenergie, d. i. das Gebiet des resonanzartig maximal verlaufenden t-d-Reaktionsquerschnittes, wo dieser Faktor etwa 10 ist. Bei den anderen genannten Reaktionen sind die Verhältnisse vergleichbar wie bzw. sogar noch günstiger als bei den d-d-Reaktionen.

Im technischen Ausmaß muß die K. aus den o. a. Gründen in einem extrem hocherhitzten Gas stattfinden, in dem alle Teilchen ausreichend hohe Energien haben. Das ist der Fall bei Temperaturen von etwa 100 Millionen K, die praktisch nur durch elektrische Entladungen erreicht werden können. Bei diesen Temperaturen sind die Atome vollständig ionisiert, das Gas ist ein Plasma. Die Ionen bewegen sich mit Geschwindigkeiten von etwa 1000 km/s; die entsprechende kinetische Energie befähigt die Reaktionspartner, die Coulombschen Abstoßungskräfte zu überwinden und sich zu vereinigen. Die Aufheizung des Kernfusionsplasmas kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Relativ einfach ist die *Joule-Aufheizung* vermittels hindurchfließender sehr starker elektrischer Ströme. Das z. Z. erfolgreichste Verfahren stellt die *magnetische Kompression* dar, bei der das Plasma unter Ausnutzung von Stoßwelleneffekten mit Hilfe pulsierender (zeitlich veränderlicher) starker Magnetfelder adiabatisch zusammengepreßt wird (→ Pincheffekt), ähnlich wie bei der mechanischen adiabatischen Kompression. Mit dieser Methode sind bisher Plasmatemperaturen von ungefähr $40 \cdot 10^6$ K erzielt worden. Am Lebedew-Institut gelang 1968 die Aufheizung des Plasmas bis zur Einleitung der K. durch intensives Laserlicht. Für die Fortführung der K. muß das Plasma auf genügend hoher Temperatur gehalten werden. Die größten Schwierigkeiten bereiten hierbei die unvermeidlichen Energieverluste des Plasmas durch Wärmeleitung, Teilchendiffusion und Strahlung, die sämtlich mit wachsender Temperatur stark zunehmen. Während die Strahlungsverluste unvermeidlich sind, können die Wärmeleitungs- und Diffusionsverluste wenigstens grundsätzlich in annehmbaren Grenzen gehalten werden, wenn das Plasma nicht in Kontakt mit den materiellen Wänden des Reaktionsgefäßes kommt, sondern freitragend durch Magnetfelder zusammengehalten wird. Das ist in beschränktem Umfange durch → Magnetfallen möglich, aber wegen der Instabilitäten allgemein ein noch ungelöstes Problem. Unter Normalbedingungen hat das verwendete Gasgemisch einen Druck von etwa 10^{-4} at; bei 100 Millionen K steigt dieser dann auf etwa 100 at an. Experimentell wird bis jetzt fast ausschließlich der → d-d-Prozeß untersucht. Durch elektrische Entladungen von großen Kondensatorbatterien hat man Temperaturen von einigen Millionen K erreicht. Im Laufe der letzten Jahre sind in vielen Ländern, vor allem in der UdSSR und in den USA, komplizierte und kostspielige Apparaturen geschaffen worden, mit denen sehr heiße Plasmen erzeugt und studiert werden können. Eines der ersten Geräte war die Anlage *Ogra* des Instituts für Atomenergie der Akademie der Wissenschaften der UdSSR; weitere Anlagen sind *Tokamak* und *Orech*. Mit dem englischen Versuchsgerät *Zeta* (*Z*ero *E*nergy *T*hermonuclear *A*ssembly) wurden kurzzeitig, etwa 4 ms lang, Temperaturen von etwa 5 Millionen K erreicht. Das Plasma aus schwerem Wasserstoffgas befand sich in einem Toroid von 3 m Durchmesser und 1 m Rohrdurchmesser. Ein weiteres Gerät ist *Sceptre*. Das *Perhapsotron* arbeitet ebenfalls mit einem ringförmigen Entladungsrohr, der Strom von etwa 200000 A wird von einer Kondensatorbatterie geliefert. In dem *Stellarator* genannten Gerät der USA zur Untersuchung der K. wird das schwere Wasserstoffgas nicht nur durch einen Stromstoß aufgeheizt, sondern zusätzlich durch ein pulsierendes Magnetfeld erhitzt. Man hofft, Temperaturen von 100 Millionen K zu erreichen. In den USA arbeiten ferner *DCX* und die *Mirror-Maschine Cucumber*, die magnetische Spiegel verwendet. Ein westdeutsches Gerät heißt *Wendelstein*.

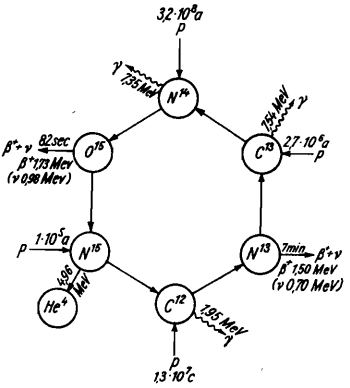
Um eine gesteigerte Wirkung zu erzielen, kann man die thermonuklearen Reaktionen auch mit solchen Kernprozessen koppeln, die eine Reaktionskette auslösen und darüber hinaus das für die eigentliche K. erforderliche Material nachliefern. Beispielsweise werden in einem Gas, das Deuterium, Tritium und Lithium-6 enthält, die Reaktionen $t + d \rightarrow {}^4He + n + 17{,}6$ MeV mit großem Wirkungsquerschnitt und ${}^6Li + n \rightarrow {}^3T + {}^4He + 4{,}56$ MeV mit der Schwellenenergie Null, da kein Coulomb-Wall, bevorzugt ablaufen. Das Neutron für die ^{6}Li-n-Reaktion kann vom → t-d-Prozeß stammen und das dabei verbrauchte Triton durch den Prozeß mit Li-6 wiedergewonnen werden. Bei diesem Prozeß werden (${}^6Li + {}^2D$) schließlich in zwei ^{4}He-Kerne verwandelt, wobei das Neutron und Triton als „Katalysatoren" fungieren. Lithiumdeuterid in der Form ${}^6Li^2D$, gegebenenfalls mit einem gewissen Anteil ${}^6Li^3T$, erscheint daher als eine aussichtsreiche Ausgangssubstanz zur Erzeugung einer thermonuklearen Reaktion. Die Anzahl der Tritonen bleibt bei diesem zyklischen Reaktionsablauf konstant, sofern Neutronenverluste aus dem Reaktionsvolumen kompensiert werden können. Eine neutronenvermehrende Reaktion, z. B. $t + t \rightarrow {}^4He + 2n$ und ${}^9Be(n,2n){}^8Be$ – gegebenenfalls unterstützt durch einen Be-Neutronenreflektor um den Reaktionsraum – kann sogar zur Überkompensation der Tritonen dienen. In diesem Falle würde eine besonders heftige, lawinenartige anwachsende Reaktionsgeschwindigkeit auftreten und zu einer extrem effektiven Explosion führen (Kernwaffen).

Bisher wurde ein Kernfusionsplasma nur unkontrolliert in der Wasserstoffbombe realisiert.

Zur technischen Nutzbarmachung thermonuklearer Energie für friedliche Zwecke ist dagegen ein steuerbarer Reaktionsablauf, z. B. in einem Fusionsreaktor, notwendig. Obzwar mit fast allen o. a. Anlagen nachweislich bereits thermonukleare Reaktionen erzielt worden sind, konnten bisher die für eine positive Energiebilanz nötigen Temperaturen noch in keinem Falle erreicht werden. Die bisher vorliegenden Ergebnisse lassen es jedoch als sehr wahrscheinlich erscheinen, daß es möglich sein wird, heiße Plasmen bis zur kritischen Temperatur und darüber hinaus aufzuheizen und zusammenzuhalten. Damit würden dann für die technische Nutzung der Kernverschmelzungsenergie keine Probleme prinzipieller Natur mehr bestehen. Ihre erfolgreiche Durchführung würde die d-d- bzw. t-d-Reaktionen zu unerschöpflichen Quellen praktisch unbegrenzter Energiemengen machen, da in gewöhnlichem Wasser etwa 0,016% Deuterium enthalten ist, das sich relativ bequem durch Isotopentrennung rein darstellen läßt. Auf gleiche Massen bezogen liefert die K. eine etwa zehnmal größere Energie als die Kernspaltung des Urans. Die K. von 1 g Deuterium über die d-d-Prozesse entspricht z. B. einem Energieäquivalent von 10 Tonnen Steinkohle. Außerdem sind die Reaktionsprodukte in den zukünftigen Fusionsreaktoren im Unterschied zu denen der Kernspaltung im Reaktor nicht radioaktiv. Die Reaktion selbst ist keine Kettenreaktion, so daß keine Explosionsgefahr besteht. Die gewonnene Energie kann mittels magnetohydrodynamischer Generatoren mit hohem Wirkungsgrad direkt in elektrische Energie umgesetzt werden. Neben dem genannten Vorteil besteht dagegen der Nachteil einer ziemlich starken und gefährlichen Neutronenstrahlung, die bei den meisten Kernfusionsreaktionen auftritt. Das natürlich vorkommende schwere Wasser der Ozeane würde ausreichen, um mit der d-d-Reaktion bei nur 1% Ausnutzungsgrad den jetzigen Energiebedarf auf der Erde für die nächsten 500 Millionen Jahre zu decken. Die Realisierung eines Kernfusionsprojektes ist zunächst mit einem d-t-Gasgemisch zu erwarten. Es erscheint möglich, mit Hilfe der aus der T(d, n)^{4}He-Reaktion entstehenden 14,1-MeV-Neutronen, nach einer Neutronenvermehrung durch (n, 2n)-Prozesse, mittels der (n, ^{4}He)-Reaktion an ^{6}Li mehr als die jeweils verbrauchte Tritiummenge wieder zu gewinnen.

Die K. ist sicher die wichtigste Energiequelle der Natur. Nach heutiger Kenntnis kommen als Quelle der von der Sonne und den Fixsternen ausgestrahlten Wärme- und Lichtenergie, der *stellaren Energie*, in der Hauptsache wahrscheinlich nur solche Kernprozesse wie die K. in Betracht (→ Stern). Im Inneren dieser Himmelskörper herrschen Temperaturen von etwa 20 Millionen K; dabei ist die Bewegungsenergie der leichtesten Kerne, besonders der Protonen, die den Hauptbestandteil der Sternmaterie ausmachen, so groß, daß sie bei Zusammenstößen miteinander oder mit anderen Kernen verschmelzen können. Es bilden sich verschiedene Reaktionszyklen aus, von denen man die folgenden drei als die wichtigsten erkannt hat:

1) Der *C-N-Zyklus*, auch *Bethe-Weizsäcker-Zyklus* oder *Kohlenstoffzyklus* genannt, bei dem C-12 als „Katalysator" immer wieder von neuem frei wird. Die Abb. veranschaulicht



Der C-N-Zyklus. Die angegebenen Zeiten bedeuten bei β^+-Emission mittlere Lebensdauer, bei Protonen-Einfang die mittleren Reaktionszeiten im Sonneninnern; die kinetischen Energien der ausgesandten Strahlungen bzw. Teilchen sind ebenfalls vermerkt

den Vorgang. Ein C-12-Kern fängt ein Proton unter γ-Emission ein und verwandelt sich dabei in N-13, das durch β^+-Strahlung in C-13 übergeht. Aus diesem entsteht, wiederum durch Protoneneinfang, N-14 und hieraus durch einen nochmaligen (p, γ)-Prozeß das β^+-aktive Isotop O-15, das sich spontan in N-15 umwandelt. Bei der darauffolgenden Aufnahme eines Protons kommt überraschenderweise eine α-Emission zustande, wodurch sich der Kohlenstoff C-12 regeneriert, so daß er noch einmal denselben Prozeß katalysieren kann usw. Bei jedem Zyklus, der — je nach der Temperatur — in einigen 10^7 bis 10^8 Jahren abläuft, entsteht aus 4 Protonen ein He-4-Kern. Dabei gehen etwa 0,7% der Masse des umgewandelten Wasserstoffs oder 25 MeV je gebildeter He-4-Kern letztlich in Wärmeenergie über; 1 g umgewandelter Wasserstoff liefert etwa $6 \cdot 10^{18}$ erg. Etwa 7% der gesamten entwickelten Energie, d. s. $\approx$ 1,7 MeV je Zyklus, gehen in Form von Neutrinostrahlung verloren, da diese in der Sternmaterie nicht absorbiert wird. In den etwa $4 \cdot 10^9$ Jahren, während der die Sonne im heutigen Zustand existiert, müssen $8 \cdot 10^{31}$ g Wasserstoff in Helium-4 umgewandelt worden sein, was $\approx$ 4% der Sonnenmasse oder $\approx$ 10% ihres gesamten Wasserstoffgehalts ausmacht. Die genaue Berechnung des C-N-Zyklus zeigt, daß die beobachtete Strahlungsleistung der Sonne tatsächlich erklärt werden kann.

2) Eine zweite mögliche Quelle der stellaren Energie, der *Proton-Proton-Prozeß*, auch *H-H-Prozeß* genannt, wurde von Bethe und Critchfield in der H(p, β^+)^{2}D-Reaktion erkannt. Für diesen Prozeß steht aus der Massendifferenz zwischen zwei Protonen und einem Deuteron die Energie 0,93 MeV zur Verfügung. Von dieser Energie wird ein Positron mit der kinetischen Energie 0,16 MeV erzeugt und der Rest durch ein Neutrino abgeführt. Das entstandene Positron zerstrahlt praktisch momentan zusam-

men mit einem Elektron unter Entwicklung von 1,02 MeV, so daß der beobachtbare Teil der im Gefolge der Reaktion freigesetzten Energie 1,18 MeV beträgt. Das entstandene Deuteron wird weiter umgewandelt; danach kann aus dem He-3-Kern auf drei verschiedenen Wegen ein He-4-Kern entstehen: 1) $^3He + p \rightarrow {}^4Li \rightarrow {}^4He + \beta^+$; 2) $^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be \rightarrow {}^7Li + \beta^+, {}^7Li + p \rightarrow 2\,{}^4He$; 3) $^3He + \beta^- \rightarrow {}^3T + p \rightarrow {}^4He$. Die Reaktion $^3He(^3He, 2p)^4He$ ist ebenfalls möglich. Insgesamt entsteht wiederum, wie auch bei 1), aus 4 Protonen ein He-4-Kern, wobei eine Energie von 26,2 MeV je gebildeter He-4-Kern frei wird oder $2{,}25 \cdot 10^{12}$ Ws/mol He-4.

3) Bei Temperaturen oberhalb $2 \cdot 10^8$ K kann ein weiterer Prozeß, *der C-N-O-Zyklus*, der *Salpeter-Prozeß*, nach dem amerikanischen Physiker E. E. Salpeter genannt, hinzukommen. Hier verwandeln sich drei He-4-Kerne wie folgt in einen C-12-Kern: $^4He + {}^4He + 95\,keV \rightarrow {}^8Be + \gamma, {}^8Be + {}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma + 7{,}4$ MeV. Ähnliches gilt für die Reaktionen $^{12}C + {}^4He \rightarrow {}^{16}O$; $^{16}O + {}^4He \rightarrow {}^{20}Ne$ und $^{20}Ne + {}^4He \rightarrow {}^{24}Mg$; $^{24}Mg + {}^4He \rightarrow {}^{28}Si$.

Lit. Arzimowitsch: Gesteuerte thermonukleare Reaktionen (dtsch Berlin 1965); → Kernphysik.

Kern-g-Faktor, der in Analogie zum Landé-Faktor der Hülle eingeführte Faktor g_I, der das magnetische Dipolmoment (→ Kernmomente) als Vielfaches des Kernmagnetons μ_K angibt: $\mu_I = g_I I \mu_K$, wobei I der Kernspin ist. Der K.-*g*-F. ergibt sich nicht aus einfacher Addition der magnetischen Momente der Protonen ($+2{,}79\,\mu_K$) und der Neutronen ($-1{,}91\,\mu_K$). Er kann nicht, wie der Landé-Faktor, theoretisch gedeutet werden. Dazu sind Annahmen darüber nötig, wie sich das gesamte magnetische Moment aus den Bahn- und Eigendrehimpulsen der Nukleonen zusammensetzt. Wenn nach Schmidt im Extremfall nur ein einziges Nukleon den Drehimpuls bestimmt und die Drehimpulse aller anderen Nukleonen den Wert Null ergeben, so kann der K.-*g*-F. angegeben werden. Je nach der Kopplung $I = l + {}^1/_2$ oder $I = l - {}^1/_2$, wobei l der Bahndrehimpuls ist, ergeben sich zwei Werte. Die experimentell bestimmten Dipolmomente liegen bis auf wenige Ausnahmen zwischen diesen Grenzwerten, den → Schmidt-Linien. K.-*g*-F.en angeregter Zustände können aus Untersuchungen der γ-γ-Winkelkorrelationen und der Winkelverteilung emittierter γ-Strahlung bestimmt werden. Aus der zeitlichen Änderung der Korrelationsfunktion läßt sich eindeutig die Larmor-Frequenz und damit der K.-*g*-F. berechnen.

Lit. → Kernphysik.

Kerninduktion, svw. magnetische Kernresonanz.

Kernisomerie, die Erscheinung, daß angeregte Kernzustände extrem lange Lebensdauern bis zu mehreren Jahren haben. Nach der von von Weizsäcker gegebenen Deutung besteht zwischen dem isomeren Zustand und dem Grundzustand eine sehr große Spindifferenz, also nach den Weißkopf-Einheiten im extremen Einteilchenmodell eine sehr geringe Übergangswahrscheinlichkeit. K. tritt am häufigsten in mehreren Gruppen von Kernen mit knapp unter den magischen Zahlen liegenden Nukleonenzahlen auf. Durch die Spin-Bahn-Kopplung des Schalenmodells werden bei diesen Kernen Zustände mit hohen Spins abgesenkt, so daß Zustände mit großen Spinwerten nur wenig über den Grundzuständen mit niedrigen Spinwerten liegen. Häufig zerfallen isomere Kerne auf andere Art, z. B. über den β-Zerfall.

Kernkettenreaktion, in der Kernphysik die Bezeichnung für Prozesse mit einem speziellen Reaktionsverlauf, der dadurch charakterisiert ist, daß aus einem Prozeß dieselbe Sorte von Teilchen, evtl. sogar im Überschuß, wieder entsteht, die auch zur Auslösung des Prozesses benötigt wird. Eine technisch außerordentlich wichtige Anwendung der K. kennt man beim Prozeß der *Kernspaltung*. Unter der Einwirkung von Neutronen können die Atomkerne einiger schwerer chemischer Elemente, der *Spaltelemente*, in meistens 2 große *Spaltprodukte* und 2 bis 3 *Spaltneutronen* zerlegt werden. Diese Neutronen können beim Auftreffen auf weitere spaltbare Kerne wiederum Spaltung und freie Neutronen auslösen, die ihrerseits den Vorgang wiederholen usf., so daß es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Zahl der Neutronen und damit der Kernspaltungen kommt, sofern das nicht durch geeignete Maßnahmen unterbunden wird.

Zur Veranschaulichung der Wirkungsweise einer K. soll der Sachverhalt bei der Uranspaltung durch thermische Neutronen in einem idealisierten Reaktor, für den die *Vierfaktorenformel* gilt, erläutert werden. Für den stetigen Betrieb des Reaktors bei konstanter Leistung muß, gemäß der Vierfaktorenformel, $k = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f = 1$ gehalten werden. Hierbei bedeutet k den Multiplikationsfaktor, der als das Verhältnis der Neutronendichten in zwei aufeinanderfolgenden Generationen der K. definiert ist. Der Faktor η gibt die Zahl der je absorbiertes thermisches Neutron im Spaltelement entstehenden schnellen Spaltneutronen an; er hängt mit der durchschnittlichen Zahl ν der je thermische Spaltung entstehenden Spaltneutronen, mit den Wirkungsquerschnitten σ (235, Spaltung), σ (235, Einfang), σ (238, Einfang) für Kernspaltung und Strahlungseinfang der betr. Uranisotope sowie mit dem Atomverhältnis b = U-238/U-235 zusammen: $\eta = \nu \cdot \sigma$ (235, Spaltung)/$\{\sigma(235, \text{Spaltung}) + \sigma(235, \text{Einfang}) + b \cdot \sigma(238, \text{Einfang})\}$.

Im Falle thermischer Neutronen, die die K. im vorliegenden Beispiel immer wieder auslösen sollen, gilt $\nu \approx 2{,}5$; σ (235, Spaltung) = 576 barn; σ (235, Einfang) = 100 barn; σ (238, Einfang) = 2,8 barn und b = 140 für das natürliche Isotopengemisch des Urans.

Somit wird $\eta = 2{,}5 \cdot 576/(576 + 100 + 140 \cdot 2{,}8) = 1440/1068 \approx 1{,}35$. Wenn der U-235-Gehalt des Spaltelementes Uran durch Anreicherung höher als im natürlichen Gemisch ist, wird η entsprechend größer. Für den Faktor ε der schnellen Spaltung ist 1,03 ein typischer Wert; für metallisches Uran ist der Maximalwert von ε gleich 1,23. Die Faktoren p bzw. f der Bremsnutzung bzw. thermischen Ausnutzung hängen von den Brennstoffelement-Größen und -Abständen ab; z. B. ist der Faktor f, der die Wahrscheinlichkeit angibt, daß die thermisch gewordenen Neutronen wieder im Spaltelement ab-

sorbiert werden und nicht anderswo, durch den Ausdruck

$$f = \frac{\int\limits_{V_u} N(\vec{r}) \, \sigma_u N_u \, \mathrm{d}V_u}{\int\limits_{V_u} N(\vec{r}) \, \sigma_u N_u \, \mathrm{d}V_u + \sum\limits_i \int\limits_{V_i} N(\vec{r}) \, \sigma_i N_i \, \mathrm{d}V_i}$$

gegeben. Dabei bedeuten $N(\vec{r})$ die Neutronendichte am Ort $\vec{r}$, σ_u und σ_i die Absorptionsquerschnitte für thermische Neutronen in Uran (mit u bezeichnet) bzw. allen sonstigen Materialien (mit i bezeichnet). N_u und N_i sind die Anzahlen der Atomkerne von Uran bzw. den übrigen Stoffen je cm³. Die Integration muß über die entsprechenden Volumina ausgeführt werden, z. B. $\int\limits_{V_u} \ldots \mathrm{d}V_u$ über das Volumen der Brennstoffelemente des Urans usw. Der Ausdruck für f ist nur im Falle des homogenen Reaktors einfach: $f_{\text{homog. Reaktor}} = \sigma_u \cdot N_u/(\sigma_u N_u + \sum\limits_i \sigma_i N_i)$. Für p wie auch für f sind Werte von $\approx 0{,}9$ typisch. Mit Brennstoffelement-Größe und -Abstand ändern sich p und f einander entgegengesetzt.

Die mathematischen Ausdrücke für ε und p sind sehr kompliziert. Mit den o. a. Zahlenwerten ergibt sich $k = 1{,}35 \cdot 1{,}03 \cdot 0{,}9 \cdot 0{,}9 \approx 1{,}12$, also ist $k > 1$ und somit mehr als ausreichend zur Aufrechterhaltung der K. Daher läßt sich ein realer Reaktor von endlicher Größe bauen, in den einige neutronenabsorbierende Regelstäbe eingeführt werden müssen, um über den Faktor f den Multiplikationsfaktor k nach Wunsch zu heben oder zu senken. Eine wesentliche Voraussetzung ist allerdings, daß die Spaltneutronen auf thermische Energien *verlangsamt* wurden; dieser Tatbestand liegt der Anwendbarkeit der Vierfaktorenformel ganz entscheidend zugrunde. Im Falle der selbständigen Aufrechterhaltung der K. bei der Kernspaltung durch schnelle Neutronen gilt nämlich diese relativ einfache *kritische* Gleichung $\eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f = k = 1$ nicht, vielmehr müssen hier komplizierte Vielgruppen-Diffusionsgleichungen zur Berechnung des Multiplikationsfaktors k herangezogen werden. In der Hauptsache liegt das daran, daß bei der langsamen Spaltung, d. h. der durch thermische Neutronen hervorgerufenen, das Verhalten der Neutronen in den drei Energiebereichen 1) schnelle Neutronen-Spaltneutronen ($E_n > 1$ keV, 2) mittelschnelle Neutronen-Resonanzneutronen (0,1 eV $\lesssim E_n \lesssim$ 1 keV) und 3) thermische Neutronen ($E_n \lesssim 0{,}1$ eV) sehr unterschiedlich zueinander ist, wohingegen das Verhalten der Neutronen in allen bei der schnellen Spaltung in Betracht kommenden Energiebereichen qualitativ gut übereinstimmt.

In reinem U-235 läßt sich die K. sowohl mit schnellen wie mit thermischen Neutronen aufrechterhalten, im natürlichen Isotopengemisch des Urans ist beides unmöglich. Die K. mit *thermischen* Neutronen kann im natürlichen Uran jedoch dann ausgenutzt werden, wenn ein *Moderator*, auch Verlangsamer genannt, vorhanden ist. Sein Einsatz ist deshalb notwendig, weil viele Spaltneutronen vorkommen, deren Energie unter ≈ 1 MeV liegt, d. h. die U-238 nicht spalten können, welches bekanntlich zu über 99,25% im natürlichen Isotopengemisch vorliegt. Wenn man jedoch diese energetisch unterhalb der Schwelle für die U-238-Spaltung vorhandenen Spaltneutronen bis auf thermische Energien verlangsamt, so können bei geeigneten äußeren Bedingungen auch diese Neutronen weiterhin an der K. teilnehmen: es wird die Fortführung der K. durch Spaltungen von U-235-Atomkernen im Natururan gewährleistet, zudem mit vergleichsweise sehr großem Spaltquerschnitt. Wegen der sehr kleinen Spaltquerschnitte bei hohen Neutronenenergien ($E_n \approx 1$ MeV: σ(235, Spaltung) $\approx$ 1 barn; σ(238, Spaltung) $\lesssim 0{,}25$ barn; σ(Natururan, Spaltung) $\approx 0{,}25$ barn im Gegensatz zu denen bei thermischen Energien ($E_n \approx 0{,}025$ eV: σ(235, Spaltung) = 576 barn; σ(238, Spaltung) = 0 barn; σ(Natururan, Spaltung) $\approx$ 4 barn) gilt diese Überlegung praktisch sogar für *alle* Spaltneutronen gleichermaßen. Die Aufgabe des Moderators besteht also vorrangig darin, die möglichst verlustfreie Überführung der schnellen Spaltneutronen in das Gebiet thermischer Energien zu bewirken. Ein weiterer Grund für das Einbringen eines Moderators in einen Reaktor ist die Tatsache, daß im natürlichen Uran die unelastische Streuung eine wahrscheinlichere Wechselwirkung ist als die Auslösung der Kernspaltung bei allen oberhalb des thermischen Bereiches liegenden Energien. Beispielsweise liegt der Zahlenwert für den Faktor η aus der Vierfaktorenformel, der diesen Sachverhalt beinhaltet, für den Fall der Spaltung von U-235 bzw. Natururan durch thermische Neutronen bei 2 bzw. $\approx 1{,}35$; der entsprechende Faktor für den Fall der schnellen Spaltung von U-235 bzw. Natururan liegt dagegen bei ≈ 2 bzw. $\approx 0{,}25$! Zur Berechnung des letzten Wertes wurde der Ansatz $\eta = \nu \cdot \sigma(\text{Spaltung})/(\sigma(\text{Spaltung}) + \sigma(\text{Einfang}) + \sigma(\text{unelastische Streuung}))$ mit $\nu \approx 2{,}5$; σ(Einfang) $\approx 0{,}05$ barn; σ(unelast. Streuung) $\approx 2{,}40$ barn verwendet. Der sehr kleine Wert 0,25 für η ist der Grund dafür, daß es keine K. im natürlichen Isotopengemisch des Urans mit schnellen Neutronen gibt; denn auch das Produkt der drei übrigen Faktoren, $\varepsilon \cdot p \cdot f$, kann selbst im günstigsten Falle den Multiplikationsfaktor k nicht über 1 heben. Zur überschlagsmäßigen Abschätzung wurde die Gültigkeit der Vierfaktorenformel angenommen. Außerordentlich hohe Anreicherung des Urans mit U-235, etwa über 90%, ist notwendig, wenn die K. mit schnellen Neutronen aufrechterhalten werden soll; bei der Spaltung durch mittelschnelle Neutronen ist geringere Anreicherung ausreichend. Auch der vergleichsweise große Wert für den Faktor η im Falle der Spaltung von Natururan mit thermischen Neutronen, $\eta \approx 1{,}35$, ist für die Aufrechterhaltung der K. nur dann genügend groß, wenn ein heterogener Aufbau von Spaltstoff und Moderator vorliegt, wo für die Faktoren p und f günstige Werte erreicht werden können. Die Notwendigkeit des Einbringens von Moderatorsubstanz in Natururan sieht man daraus, daß im homogenen Reaktor mit Natururan und *beliebigem* oder auch *keinem* Moderator der Multiplikationsfaktor k trotz des η-Wertes von etwa 1,35 i. a. nur Werte um $k \approx 0{,}8$ erreicht, was zur Weiterführung der K. nicht ausreicht. Die einzige Ausnahme bildet der homogene Natururan-Reaktor

Kernkettenreaktion

mit D_2O als Moderator; hierbei kann $k \approx 1{,}08$ werden.

Als Ausweg aus der o. a. Situation ergeben sich somit als notwendige Maßnahmen zur Erreichung einer ununterbrochenen K.: die Anreicherung des Spaltstoffes im Natururan und der Einsatz eines solchen Moderators, der die schnellen Spaltneutronen möglichst absorptionsverlustfrei in das Gebiet der thermischen Energien überführt. Da man nur bei der Anwendung der Kernspaltung für Atombombenexplosionen nicht auf eine ständige Regelung angewiesen ist, vielmehr eine prompte Reaktion erstrebt, kommt hierbei die K. mit schnellen Neutronen im angereicherten Spaltmaterial ohne Moderator in Anwendung; in den *steuerbaren* Kernreaktoren dagegen liegen angereicherter Spaltstoff und Moderator immer räumlich nebeneinander (heterogener Reaktor) bzw. vermischt (homogener Reaktor) vor. Die räumliche Anordnung der Spaltelemente und der Moderatorsubstanz in der Spaltzone muß dabei möglichst so erfolgen, daß erst die auf thermische Energien abgebremsten Neutronen wieder in den Kernbrennstoff eintreten, d. h. nachdem sie die schädlichen Einfang-Energien übersprungen haben. Der unproduktive Einfangquerschnitt von etwa 100 barn des U-235 für thermische Energien ist zwar ebenfalls ziemlich groß, aber der hieraus resultierende unvermeidliche Neutronenverlust durch die U-236-Bildung ist nicht groß genug, um die K. zum Erliegen zu bringen, wenn die anderen Verlustmöglichkeiten sehr klein gehalten werden. Im übrigen ist der Effekt des nicht zur Spaltung führenden Einfanges von Neutronen im Spaltelement nur in der Hinsicht schädlich, soweit es die Neutronenproduktion für die nächste Generation betrifft, nicht jedoch für den Betrieb des Reaktors über lange Zeiten, da neue Spaltelemente entstehen können.

Es ist bekannt, daß Neutronen am schnellsten durch Zusammenstöße mit leichten Atomkernen abgebremst werden. Der Moderator muß deshalb ein Stoff sein, der einen hohen Anteil derjenigen leichten Kerne enthält, die sehr kleine Neutroneneinfangquerschnitte aufweisen. Schweres Wasser, Graphit oder Beryllium sind in dieser Hinsicht besonders geeignet. Der (n, γ)-Einfangquerschnitt des gewöhnlichen leichten Wassers gegenüber thermischen Neutronen beträgt 0,33 barn und ist damit so groß, daß gewöhnliches Wasser nicht als Moderator in Reaktoren zu verwenden ist, die mit Natururan betrieben werden sollen. Leichtes Wasser kann als Bremsmittel nur benutzt werden, wenn der U-235-Gehalt über den natürlichen Anteil hinaus erhöht wird, d. h. wenn angereichertes Uran verwendet wird. Form und Abmessungen der Brennstoffelemente müssen so gewählt werden, daß der Neutroneneinfang in (n, γ)-Reaktionen mit dem U-238 möglichst gering wird, obwohl sehr häufig die Wärmeabfuhr vom Spaltelement die Abmessungen und gegenseitigen Abstände der Brennstoffelemente schon im voraus entscheidend festlegt.

Für einen stetigen Betrieb des Reaktors bei konstanter Leistung muß der Multiplikationsfaktor k stets genau gleich eins gehalten werden, was im Beispiel mit $k \approx 1{,}12$ möglich ist, wenn die Wahrscheinlichkeit, daß Neutronen *nicht* aus der Spaltzone des Reaktors nach außen entweichen, größer als 89 % ist, da f mit 0,9 = 90 % eingesetzt wurde. Es ist jedoch keineswegs wahrscheinlich, daß die zu regelnde Größe k in der Praxis tatsächlich genau auf dem Wert 1 gehalten werden kann. Jede regelnde Streuung arbeitet in einer Weise, bei der die konstant zu haltende Größe abwechselnd über und unter den Sollwert gelangt. Angenommen, k wird momentan größer als 1; dann würde die Zunahme der Neutronenzahl äußerst schnell erfolgen und ein Durchgehen eintreten, bevor sich die neutronenabsorbierenden Regelstäbe zur Verringerung von k einfahren ließen. Der Anstieg der Neutronenzahlen hängt vom Zeitabstand zweier aufeinanderfolgender Neutronengenerationen, der → Generationsdauer, ab. Weil aus n die K. auslösenden Neutronen schließlich $n \cdot k$ zur Weiterführung der K. fähige Neutronen wurden, ist der Zuwachs dn der Neutronenzahl während einer Generation durch $dn = n \cdot k - n = n \cdot (k - 1)$ gegeben; also $\frac{dn}{dt} = \frac{n \cdot (k-1)}{\tau}$ mit τ als mittlere Generationsdauer. Somit erhält man für die Abhängigkeit der Neutronenzahl von der Zeit die Formel $n = n_0 \exp\{(k-1)\, t/\tau\}$ mit n_0 als Neutronenzahl zum Anfangszeitpunkt. Die mittlere Generationsdauer setzt sich zusammen aus der Zeitdauer der Kernspaltung, der Zeitdauer, während der die Spaltneutronen noch nicht auftreten – z. B. die mittlere Lebensdauer der die verzögerten Neutronen aussendenden Mutterkerne – und der Zeitspanne, die für die Bewegung der Neutronen bis zum weiteren Spaltungsakt notwendig ist. Zur Verkürzung der Generationsdauer τ, d. h. zur Erzielung einer *explosionsartig verlaufenden K.*, muß man den Neutronen-Vermehrungsprozeß mit den *prompten Spaltungsneutronen* aufrechterhalten, wohingegen zur *gesteuerten K.* besonders die verlangsamten *verzögerten* Neutronen benutzt werden. Die Abbremsung und schließliche Absorption der Spaltneutronen beansprucht eine Zeit von 10^{-4} bis 10^{-3} s; diese mittlere Lebensdauer der Neutronen ist vom Reaktoraufbau abhängig. Ungefähr 1 % aller Spaltneutronen treten erst verzögert auf, für die als mittlere Generationsdauer τ etwa 0,1 s als ein entsprechend der Wirksamkeit der verschiedenen Gruppen der verzögerten Neutronen gewogenes Mittel benutzt werden kann. Man kann nun den Multiplikationsfaktor k in zwei Teile aufspalten: $k \cdot v$ und $k \cdot (1 - v)$, wobei v den Anteil der verzögerten Neutronen an den gesamten Spaltneutronen bedeutet. Sofern dann auch bei über 1 liegendem k noch der auf den prompten Neutronen beruhende Anteil von k, nämlich $k \cdot (1 - v)$, kleiner als 1 bleibt, wird nunmehr der Anstieg der Neutronenzahl gemäß der o. a. Exponentialformel durch ein $\tau \approx 0{,}1$ s bestimmt. Für $k = 1{,}005$ z. B. erhält man $n = n_0 \cdot e^{0{,}05 \cdot t}$, d. h. während 1 s steigt die Neutronenzahl nur um den Faktor 1,05; dieser Anstieg ist relativ langsam und die Steuerung unproblematisch. Falls jedoch $k \cdot (1 - v)$ jemals den Wert 1 überschreitet, so daß die K. bereits, ohne auf die verzögerten Neutronen angewiesen zu sein, überkritisch ist – man bezeichnet sie dann als *prompt kritische* Reaktion –, dann muß ein Wert $\tau \lessapprox 10^{-3}$ s in

der Formel benutzt werden; mit dem obigen Zahlenbeispiel erhielt man als Vermehrungsfaktor 150 je s, womit die Regelung weitaus schwieriger ist. Die folgende Zusammenstellung gibt die für die Reaktorregelung wichtigen Bereiche des Multiplikationsfaktors k sowie die entsprechende Terminologie an:

$k < 1$	unkritisch
$k = 1$	kritisch, verzögert kritisch
$1 < k < 1{,}0064$	verzögert überkritisch oder prompt unterkritisch (auch unterpromptkritisch)
$k = 1{,}0064$	prompt kritisch
$k > 1{,}0064$	prompt überkritisch.

Kernkorrosion, bezeichnet die allmähliche Zerstörung von Materialien durch Strahlungseinwirkungen, z. B. durch Neutronen, γ-Quanten und Spaltprodukte im Reaktor, die auf die verschiedenen Bauelemente besonders in der Spaltzone intensiv einwirken; → Strahlenschäden.

Kernkraft, → Austauschwechselwirkung, → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, → Mesonentheorie der Kernkräfte, → starke Wechselwirkung.

Kernkraftradius, → Kernradius.

Kernkraftwerk, Anlage zur industriellen Erzeugung von Elektroenergie aus der bei Kernspaltung freigesetzten Wärme. In Industriekraftwerken geschieht noch die Erzeugung von Prozeßdampf. Außerdem wird die nukleare Wärme zur Meerwasserentsalzung eingesetzt.

„Herzstück" des K.s ist der Leistungsreaktor, in ihm läuft die gesteuerte Kettenreaktion ab. Die erzeugte Wärme wird über einen oder mehrere Kühlkreisläufe im allgemeinen einer Dampfkraftanlage zugeführt. Die Kühlkreisläufe sind durch Wärmetauscher miteinander gekoppelt.

Die Gesamtanlage eines solchen K.s gliedert sich grob auf in:

A) Reaktoranlage mit Reaktorkern, Regelung, Primärkreis, Hauptumwälzpumpe, Reaktorbehälter.

B) Dampfkraftanlage mit Turbine und Generator.

C) Elektrotechnische Anlagen mit Maschinentransformator, Diesel-Notstromaggregat und 220-V-Gleichstromanlage.

D) Reaktor-Hilfs- und Nebenanlage mit Brennstofflager, Lagerung und Aufbereitung radioaktiver Abfälle, Brennelementhandhabungs- und Beladungseinrichtung, Kühlsysteme, Kühlmittelaufbereitung, lufttechnische Anlagen.

Selbst gröbere Details hängen stark von dem jeweils verwendeten Reaktortyp ab. Bei einem K. mit natriumgekühltem schnellem Brutreaktor ist z. B. das Zwischenschalten eines Sekundärkreises zwischen Primär- und Dampfkreislauf aus Sicherheitsgründen notwendig. Bei Verwendung von Leichtwasserreaktoren reicht hingegen ein Kühlmittelkreis aus. Auch die fast ausschließliche Verwendung von Dampfkraftanlagen zur Elektroenergieerzeugung wird mit der zukünftigen Verfügbarkeit von Gasturbinen großer Leistung eine Änderung erfahren. Zukünftig ist auch eine Kopplung Kernreaktor – moderne Energieumwandlungsverfahren (z. B. MHD-Generator) denkbar.

Wie aus der Gliederung der Gesamtanlage ersichtlich ist, besteht das K. aus einem konventionellen (B und C) und einem nuklearen Teil (A und D). Der letztere umfaßt die Reaktoranlage und Teile der Reaktor-Hilfs- und Nebenanlagen. Dieser Teil muß abgeschirmt werden und eine Reihe von Sicherheitsanforderungen erfüllen, wobei als wesentlichste Maßnahmen → Reaktorabschirmung und → Reaktorsicherheit genannt werden sollen.

Wichtigste Anforderungen an ein K. sind: 1) termingerechte Erstellung der Anlage von der Planung bis zur ersten Elektroenergielieferung, 2) hohe Verfügbarkeit, d. h. möglichst kontinuierliche Elektroenergieabgabe, wenig Ausfallzeiten, 3) hohe Sicherheit, 4) wirtschaftliche Elektroenergieerzeugung.

Wegen des hohen nuklearen Gefährdungspotentials eines K.s ist vorrangig eine Gefährdung der Umgebungsbevölkerung durch Freisetzung von radioaktiven Spaltstoffen und Spaltprodukten zu verhindern. Eine Möglichkeit ist das früher praktizierte Konzept der Ausschließungszonen, das maximale Bevölkerungsdichten in Abhängigkeit von der Entfernung vom K. vorgibt. Beschleunigt durch die Forderung nach größerer Verbrauchernähe ist durch eine hohe inhärente Sicherheit, durch eine Vielzahl technischer Sicherheitsvorkehrungen und nicht zuletzt durch die inzwischen gesammelten Betriebserfahrungen mit K.n für einige Reaktortypen eine weitgehende Standortunabhängigkeit erreicht worden. Vervollständigt wird dieses System von Sicherheitsmaßnahmen durch eine ständige Umgebungsüberwachung und eine Gesetzgebung, die den Bau und den Betrieb von K.n von Genehmigungsverfahren abhängig macht.

Wirtschaftlichkeit ist das wichtigste Kriterium, das an ein K. gestellt wird. Erste Bedingung ist die Konkurrenzfähigkeit mit konventionellen Kraftwerken. Die zukünftige Richtung der Reaktorentwicklung wird schließlich bei einer Vielzahl möglicher Varianten durch die Höhe der Stromerzeugungskosten festgelegt. Dem K. mit Druckwasserreaktor gelang als erstem K. der Durchbruch zur Wirtschaftlichkeit. In der nahen Zukunft wird das K. mit schnellem Brutreaktor dominieren. Die *Stromerzeugungskosten* setzen sich zusammen aus: 1) Anlagekosten und 2) laufenden Kosten. Summarisch berechnen sich die *Anlagekosten* aus den Herstellungskosten des Reaktors, den Kosten für: Erstbeschickung, Reaktorgebäude, Abschirmung, Regel- und Kontrolleinrichtung, Wärmeübertragungseinrichtung, Nebenaggregate, Turbine und Generator. Durch eine Verringerung der Kühlkreisläufe, Übergang zu integrierter Bauweise lassen sich die Anlagekosten stark verkleinern. Eine Verringerung wird ebenfalls wegen der Kostendegression durch eine Zunahme der Kraftwerksgröße, hohen Kraftwerkswirkungsgrad, hohen Lastfaktor, hohe Leistungsdichte des Reaktors u. a. erreicht. *Laufende Kosten* entstehen durch Brennstoffkosten und Betriebskosten. Die Betriebskosten umfassen Versicherung, Abschreibung und Zinsen der Anlage, Lohn- und Gehaltskosten. Brennstoffkosten werden bestimmt durch Verbrauch und Erzeugung von Spaltstoff sowie durch Wiederaufbereitungs- und Refabrikationskosten der Brennelemente, sie lassen sich

durch einen hohen Abbrand und hohe Brutraten verringern.

Kernladung, die positive elektrische Ladung $Z \cdot e$ des aus Z Protonen und N Neutronen aufgebauten Kerns, die gleich dem Z-fachen der Elementarladung e ist. Die Anzahl Z der Protonen heißt *Kernladungszahl* (→ Ordnungszahl). Die auf die äußeren Elektronen wirkende K. wird als *effektive K.* Z_{eff} bezeichnet. Sie ist auf Grund der Abschirmung kleiner als $Z \cdot e$.

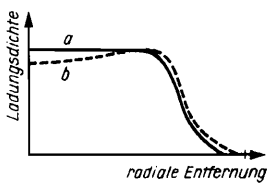
Kernladungszahl, svw. Ordnungszahl.

Kernmagnetinstrument, → Drehspulinstrument.

Kernmagneton, μ_K, Maßeinheit des magnetischen Dipolmoments von Atomkernen: $\mu_K = \frac{1}{2}\frac{e\hbar\mu_0}{m_p} = \frac{m}{m_p}\mu_B \approx \frac{1}{2}10^{-3}\mu_B$. Hierbei bedeuten m_p die Protonenmasse, e die Elementarladung, $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, μ_0 die Induktionskonstante, m die Elektronenmasse und μ_B das Bohrsche Magneton.

Kernmaterie, die Nukleonen im Innern des Kerns. Die ideale Form der K. findet sich nur im Innern großer Kerne, bei denen das Verhältnis der Anzahl der Nukleonen in der Oberfläche zu der der Nukleonen im Innern verhältnismäßig klein ist, da sich die K. in der Nähe der Oberfläche in einem anderen Zustand befindet.

Die K. hat Eigenschaften, die von anderen Arten von Materie bekannt sind: 1) *Dichte.* Die Ladungsverteilung im Kern kann aus der Winkelverteilung schneller Elektronen, die durch den Kern hindurchtreten, bestimmt werden. Daraus ergibt sich die Protonendichte, die im Innern konstant ist und nach der Oberfläche zu stark abnimmt (Kurve *a*). Ein aus der Coulomb-Abstoßung der Protonen resultierender Abfall der Protonendichte in der Kernmitte ist theoretisch zu erwarten, liegt aber an der Nachweisgrenze des Experiments (Kurve *b*). Da die Neutronenverteilung der Protonenverteilung entspricht, wird auch die Masseverteilung im Kern durch die Abb. beschrieben. Der horizontale Kurventeil entspricht der K., die Dichte liegt bei $1{,}7 \cdot 10^{38}$ Nukleonen/cm³ oder ungefähr $3 \cdot 10^{14}$ g/cm³. 2) Die *Energiedichte* wird durch die Bindungsenergie der Kerne bestimmt und liegt bei $5 \cdot 10^{33}$ erg/cm³. 3) Die *Oberflächenspannung* der K. entspricht dem Oberflächenterm in der Massenformel von Bethe und Weizsäcker, der berücksichtigt, daß die Nukleonen an der Oberfläche des Kerns weniger fest gebunden sind als die im Inneren. Die Oberflächenspannung bestimmt mit die Bindungsenergie der Kerne und hat einen Wert von etwa $2 \cdot 10^{20}$ erg/cm². 4) Die *Kompressibilität* ist experimentell nicht direkt bestimmbar, der theoretische Wert liegt bei $2 \cdot 10^{-27}$ atm^{-1}. 5) *Spezifische Wärme.* In einem angeregten Zustand kann die überschüssige Energie auf viele Freiheitsgrade verteilt sein, wobei dann die Nukleonenbewegung einer Wärmebewegung entspricht und mit den Begriffen der statistischen Thermodynamik beschrieben werden kann. Untersuchungen der Energie emittierter Nukleonen lassen auf die Kerntemperatur und damit auf die spezifische Wärme schließen.



Ladungsverteilung in einem Kern. *a* experimentell, *b* theoretisch

Die Erscheinung der *Absättigung*, d. h. die Tatsache, daß die K. eine konstante Dichte hat, scheint wegen der anziehenden Kräfte, denen zufolge größere Kerne immer kompakter werden müßten, nicht verständlich. Zwei Mechanismen spielen dabei eine Rolle. Der erste beruht darauf, daß trotz der kurzen Reichweite der anziehenden Kernkraft von 2 fm bei Abständen von rund 0,4 fm eine Abstoßung auftritt. Der weniger wirksame zweite Mechanismus beruht auf der Austauschkraft.

Lit. → Kernphysik.

Kernmitbewegung, die Tatsache, daß im Bohrschen Atommodell die Elektronen nicht auf Bahnen um einen ortsfesten Kern laufen, sondern Kern und Elektronen eine gemeinsame Bewegung ausführen. Die K. macht sich in den optischen Spektren als kleine Linienverschiebung bemerkbar. Auch in der quantenmechanischen Beschreibung tritt diese Energieverschiebung auf.

Kernmodelle, durch Verallgemeinerung und theoretische Interpretation experimenteller Ergebnisse gewonnene Modellvorstellungen über die Struktur der Atomkerne und ihr Verhalten bei Kernreaktionen. Alle K. beruhen auf der Erkenntnis, daß die Kerne aus Nukleonen aufgebaut sind; ein Kern der Massezahl A enthält N Neutronen und Z Protonen, die durch Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen im Kernverband gebunden sind. Außer durch die auch in der Hüllenphysik vorhandenen Schwierigkeiten des (quantenmechanischen) Vielteilchenproblems wird in der Kernphysik eine systematische theoretische Behandlung dadurch sehr erschwert, daß diese Wechselwirkungen nicht genau bekannt und mit Sicherheit wesentlich komplizierter als in der Hülle sind. Daher sind Modellvorstellungen in der Kernphysik unbedingt notwendig.

Als gegensätzliche Grundvorstellungen über die Kernstruktur entstanden Tröpfchenmodell und Schalenmodell. Im Tröpfchenmodell werden die Nukleonen als in ständiger intensiver Wechselwirkung miteinander betrachtet, die Kernmaterie wird mit einer Flüssigkeit verglichen. Das Schalenmodell stellt eine Modifikation des bei der Atomhülle bewährten Modells unabhängiger Teilchen dar, die Nukleonenbewegungen sind nicht korreliert, die Kernmaterie ähnelt einem verdünnten Gas. Compoundkernmodell und optisches Modell enthalten die Anwendungen des Flüssigkeits- und Gasmodells auf Kernreaktionen. Im Kollektivmodell sind Elemente beider Grundmodelle vereint.

Das *Tröpfchenmodell* entstand Anfang der 30er Jahre unmittelbar nachdem Heisenberg und Iwanenko den Aufbau der Kerne aus Neutronen und Protonen postuliert hatten und stützt sich auf 1) die – verglichen mit der Bindung der Elektronen im Atom – extrem große Bindungsenergie der Kerne, aus der man (etwas unkritisch) den Schluß einer äußerst intensiven Wechselwirkung der Nukleonen und einer dar-

aus resultierenden flüssigkeitsähnlichen Struktur zog;

2) die Abhängigkeit der Kernradien R von der Massezahl A entsprechend $R \sim A^{1/3}$, wonach also das Kernvolumen proportional zur Nukleonenzahl ist, was dem Verhalten eines Flüssigkeitstropfens entspricht;

3) die gute Wiedergabe des Verlaufs der Bindungsenergien B als Funktion von N und Z bzw. $A = N + Z$ und Z durch die Bethe-Weizsäcker-Formel, bei deren Aufstellung die Tröpfchenanalogie benutzt wurde. Diese Formel lautet in ihrer ursprünglichen Form $B(A, Z) = aA - bA^{2/3} - c(N - Z)^2/A - dZ^2/A^{1/3}$. Der erste Term, der Volumenterm, stellt einen zur Teilchenzahl proportionalen Anteil dar, der dem Tröpfchenbild entspricht. Er wird durch den ebenfalls teilchenzahlproportionalen dritten Term, den Symmetrieterm, modifiziert, der entsprechend $a \to a - c \cdot \left(\frac{N-Z}{N+Z}\right)^2$ eine Abhängigkeit der Bindungsenergie je Teilchen von der Neutronen- bzw. Protonenkonzentration im Tröpfchen beschreibt, und zwar so, daß die größte Bindungsenergie für $N = Z$ entsteht und jede Abweichung von der gleichmäßigen Zusammensetzung die Bindung schwächt. Der zweite Term, der Oberflächenterm, beschreibt eine Bindungslockerung durch Oberflächeneffekte, im Tröpfchenbild dadurch, daß die Nukleonen in der Oberflächenschicht nur von den weiter innen befindlichen Nukleonen angezogen werden, aber „außen" keine Bindungspartner haben. Dieser Effekt führt auch bei jedem klassischen Flüssigkeitstropfen zu einem oberflächenproportionalen Energieanteil und der damit verknüpften Oberflächenspannung. Der letzte Term ist schließlich die elektrostatische Coulomb-Energie des Z-fach positiv geladenen Tropfens, die nach der klassischen Elektrodynamik $\frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{r}$ ist; setzt man für den Kernradius $r = r_0 \cdot A^{1/3}$, so entsteht gerade der angegebene Ausdruck mit $d = \frac{3}{5} e^2/r_0$. Das Tröpfchenmodell ist für die Anwendungen wesentlich gleichbedeutend mit der Bethe-Weizsäcker-Formel und der (in diese bereits eingearbeiteten) Proportionalität von Volumen und Nukleonenzahl. Darüber hinausgehende Versuche, auch dynamische Aspekte des Tröpfchenmodells zu berücksichtigen, etwa die angeregten Zustände von Kernen als quantisierte Tröpfchenschwingungen zu deuten, haben nur wenig Erfolg gehabt.

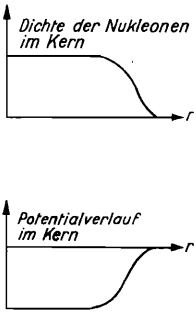
Das Tröpfchenmodell erfaßt zwei äußerst wesentliche (und keineswegs selbstverständliche!) Aspekte der Kernstruktur, nämlich die der mit dem Begriff Sättigung gekennzeichneten Proportionalität von Kernvolumen und des von den Kernkräften herrührenden Energieanteils zur Nukleonenzahl bei Vernachlässigung von Oberflächeneffekten, die natürlich in jedem Modell auftreten müssen. Dabei ist theoretisch die Proportionalität von B zu A eine Folge der bei wachsendem A konstant bleibenden Teilchendichte und der kurzen Reichweite der Kernkräfte. Die Sättigung gestattet die hypothetische Konstruktion ausgedehnter → Kernmaterie, d. i. ein Medium aus sehr vielen Nukleonen mit reiner Kernkraftwechselwirkung, d. h., die elektrostatische Wechselwirkung zwischen den Protonen wird vernachlässigt. Diese Kernmaterie würde im Gleichgewicht etwa die gleiche Dichte wie im Inneren schwerer Kerne und eine von ihrer Zusammensetzung abhängige Bindungsenergie je Teilchen der Größe $a + \left(\frac{N-Z}{N+Z}\right)^2 c$ haben.

Die tatsächlich vorhandene Coulombsche Abstoßung der Protonen ist die einzige Ursache für die Instabilität schwerer Kerne gegenüber α-Zerfall und Kernspaltung, die zum Abbruch der Reihe der natürlichen Elemente führt. Im Begriff Kernmaterie wird die experimentell gesicherte Sättigung theoretisch widergespiegelt, ohne damit gleichzeitig irgendeine Voraussetzung über die innere Struktur (Flüssigkeit oder Gas?) einzuführen. Um die beobachtete Proportionalität der Kernradien zu $A^{1/3}$ mit einem von den leichten bis zu den schwersten Kernen unveränderten Faktor r_0 trotz der die leichten Kerne zusammendrückenden Oberflächenspannung und der die schweren Kerne „dehnenden" Coulomb-Kräfte zu erklären, muß die Kernmaterie eine geringe Kompressibilität haben; im Tröpfchenmodell wird oft die Voraussetzung einer inkompressiblen Flüssigkeit formuliert.

Bereits die Bethe-Weizsäcker-Formel selbst und ihre notwendigen Verfeinerungen weisen deutlich darauf hin, daß das ursprüngliche Flüssigkeitströpfchenmodell zu eng ist. Der Symmetrieterm wird in diesem Modell nur verständlich, wenn sich Neutronen und Protonen gegenseitig stärker binden als untereinander. Gerade das ist jedoch wegen der experimentell gut gesicherten Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte (d. h. Unabhängigkeit von der elektrischen Ladung, die Neutron und Proton unterscheidet) nicht der Fall. Anderseits liefert das Modell unabhängiger Teilchen, für ausgedehnte Kernmaterie in der einfachen Form des Thomas-Fermi-Modells, sofort eine energetische Bevorzugung von $N = Z$, da die dann gleich großen Fermi-Kugeln für Neutronen und Protonen die kleinstmögliche kinetische Energie liefern. In die gleiche Richtung weist die für die Stabilität isobarer Kerne wesentliche Paarungsenergie: $+\delta$ für uu-Kerne, 0 für ug- oder gu-Kerne, $-\delta$ für gg-Kerne. Diese bemerkenswerte Abhängigkeit der Bindungsenergien von der Geradzahligkeit (g) bzw. Ungeradzahligkeit (u) der Neutronen- bzw. Protonenzahl ist nicht im Einklang mit der Tröpfchenvorstellung und den gewonnenen Kenntnissen über die Kernkräfte.

Eine besondere Anwendung fand das Tröpfchenmodell bzw. die Bethe-Weizsäcker-Formel bei der Aufklärung der energetischen Verhältnisse in den Zwischenstadien der Kernspaltung.

Das *Compoundkernmodell* über den Ablauf von Kernreaktionen wurde von N. Bohr auf der Basis der Grundvorstellungen des Tröpfchenmodells entwickelt: Durch die intensive Wechselwirkung des Geschoßteilchens mit dem Targetkern bildet sich sehr rasch ein hochangeregter (aufgeheizter, oft durch eine Temperatur gekennzeichneter) Zwischenkern, dessen Zustand nicht mehr von den Details seiner Bildung ab-



l Kernpotential. *r* Abstand vom Zentrum

hängt; der Compoundkern „verliert sein Gedächtnis". Dadurch entsteht ein zweistufiger Reaktionsablauf: Bildung des Compoundkerns und – davon unabhängig – sein Zerfall, für den im allgemeinen mehrere Reaktionskanäle zur Verfügung stehen.

Eine Variante des Compoundkernmodells für höhere Geschoßenergien ist das *Sandsackmodell*. Danach soll der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns von der Größenordnung des geometrischen Querschnitts sein: Jedes auftreffende Teilchen wird wie ein Projektil im Sandsack absorbiert. Weder die Folgerungen aus dem Zweistufenablauf der Kernreaktion noch die Vorhersage des Sandsackmodells stimmen mit den experimentellen Resultaten voll überein.

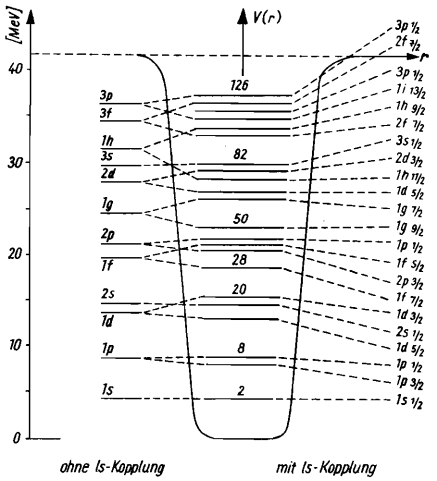
Das *Schalenmodell* beruht auf der experimentell gesicherten Existenz eines Periodensystems der Atomkerne. Dieses wird im Schalenmodell erklärt auf der Basis der (theoretisch zunächst unwahrscheinlichen!) Annahme, daß die Nukleonen sich frei im Kern bewegen, wobei ihre Bindung an den Kern lediglich durch ein mittleres Potential wiedergegeben wird, das die Wechselwirkung mit allen anderen Nukleonen ersetzt. Bei der quantenmechanischen Behandlung ergeben sich in diesem Potentialtopf eine Reihe von erlaubten Energieniveaus, die ganz ähnlich wie in der Atomhülle von den Nukleonen unter Beachtung des Pauli-Prinzips besetzt werden. Ist ein solches Niveau voll besetzt, und liegt das nächste energetisch wesentlich höher, so liegt eine besonders stabile Kernkonfiguration vor, die das Analogon der stabilen Edelgaskonfiguration in der Atomhülle darstellt. Die Nukleonen einer solchen abgeschlossenen „Energieschale" tragen nichts zum Kernspin oder zum magnetischen Moment des Kerns bei. Ein neu hinzutretendes Nukleon ist relativ schwach gebunden; es bestimmt analog zu den Leuchtelektronen der Hülle allein viele Eigenschaften des Kerns, insbesondere auch seine niedrigen Anregungszustände, bei denen lediglich das Leuchtnukleon in höhere Energieniveaus gehoben wird. Die Bezeichnung Schalenmodell beruht auf dieser weitgehenden Analogie zur Elektronenhülle der Atome. Während aber dort das Modell unabhängiger Teilchen wirklich zu einer räumlichen, an der Dichteverteilung des Atoms erkennbaren Schalenstruktur in weiter innen und weiter außen liegende Elektronen führt, gibt es das Entsprechende beim Kern auf Grund der völlig anderen Potentialverhältnisse nicht: Die Nukleonen sind alle im Mittel gleichmäßig über das Kernvolumen verteilt, die Schalenstruktur bezieht sich nur auf die Energieniveaus der Nukleonen im Kern.

Die ausgezeichneten Nukleonenzahlen heißen → magische Zahlen, magisch deshalb, weil sie von der zunächst üblichen Tröpfchenvorstellung her völlig unverständlich sind. Es sind die Zahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126. Für die besondere Stabilität der entsprechenden Kerne gibt es folgende experimentellen Beweise: a) Die Bindungsenergie leichter Kerne ist für Z bzw. $N = 2$, 8 und 20 besonders groß. b) Es gibt besonders viele stabile Isotope und Isotone mit magischen Nukleonenzahlen. c) Elemente mit magischen Nukleonenzahlen sind in der Natur besonders häufig. d) Radioaktive magische Kerne haben relativ geringe Zerfallsenergien und größere Lebensdauern als nichtmagische. e) Der erste angeregte Zustand magischer gg-Kerne liegt viel höher als für nichtmagische Kerne.

Das mittlere Potential des Atomkerns kann – unter anderem wegen der unzureichenden Kenntnis der Kernkräfte – kaum theoretisch berechnet werden. Da es sich aber um sehr kurzreichweitige Kräfte handelt, ist die Potentialform etwa ein Abbild der Dichteverteilung im Kern, konstant im Inneren und Abfall in einer relativ dünnen Oberschicht (Abb. 1). Für leichte Kerne, bei denen sich der Innenbereich nicht ausbilden kann, können die unteren Energieniveaus des Potentialtopfes als Niveaus im Potential eines dreidimensionalen isotropen Oszillators angenähert werden: Das unterste Niveau kann von zwei Protonen bzw. Neutronen besetzt werden, die sich durch ihre Spineinstellung unterscheiden müssen. Das erste angeregte Niveau kann auf drei verschiedene Arten realisiert werden, nämlich durch Anregung von jeweils nur einer der den drei Raumrichtungen zugeordneten Oszillatorschwingungen, während die anderen beiden nur die „Grundzustandsschwingung" ausführen. Das Niveau ist also dreifach entartet und kann daher (zwei Spineinstellungen!) mit maximal sechs Protonen bzw. Neutronen besetzt werden. Der zweite angeregte Zustand des isotropen Oszillators ist sechsfach entartet und kann daher maximal mit zwölf Nukleonen je einer Sorte besetzt werden. Damit sind die ersten magischen Zahlen 2, $8 = 2 + 6$ und $20 = 2 + 6 + 12$ erklärt. Die weiteren werden jedoch weder durch das Oszillatorpotential, das bei größeren Nukleonenzahlen ohnehin keine Annäherung an den tatsächlichen Potentialverlauf mehr darstellt, noch durch das Modell eines rechteckigen Potentialkastens noch durch irgendeine sinnvolle Verfeinerung der Potentialform geliefert.

Diese Schwierigkeit wurde 1949 von Mayer, Haxel, Jensen und Suess überwunden, die eine starke Kopplung zwischen dem Bahndrehimpuls $\vec{l}$ und dem Spin $\vec{s}$ jedes Nukleons, also eine starke *Spin-Bahn-Wechselwirkung*, annahmen. Da Nukleonen den Spin 1/2 haben, kann der Gesamtdrehtimpuls j eines Nukleons die Werte $j = l + 1/2$ und $j = l - 1/2$ annehmen. Zu diesen anschaulich der Parallel- und Antiparallelstellung von Bahn- und Spindrehimpuls entsprechenden Werten gehören dann unterschiedliche Energiewerte. In Abb. 2 sind die Energieniveaus des angegebenen Potentialtopfes zunächst auf der linken Seite ohne Spin-Bahn-Kopplung angegeben. Mit (n, l) sind Haupt- und Nebenquantenzahl bezeichnet. An Stelle der Nebenquantenzahlen $l = 0$, 1, 2, 3, 4, ... sind wie üblich die Buchstaben $s, p, d, e, f, \ldots$ angegeben. Unter der Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung spalten die Niveaus $l \neq 0$ in jeweils ein tiefer und höher liegendes Niveau auf. Dabei soll das Niveau mit dem größeren Gesamtdrehimpuls j stets energetisch tiefer liegen, die Parallelstellung von $\vec{l}$ und $\vec{s}$ ist also günstiger als die Antiparallelstellung. Der Gesamtdrehimpuls wird als unterer Index an die Bezeichnung (n, l) angefügt. $(1p)_{3/2}$ bedeutet z. B. $n = 1$, $l = 1$, $j = 3/2$. Die maximale Besetzungszahl eines

durch $(n, l)_j$ gekennzeichneten Niveaus beträgt $2j + 1$, denn der Vektor j kann entlang einer vorgegebenen Richtung die Projektionen $m = -j, -j + 1, \ldots, j - 1, j$ annehmen. Wenn die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung geeignet gewählt wird, erhält man die in Abb. 2 sichtbare



2 Energieniveaus ohne und mit Spin-Bahn-Kopplung. $V(r)$ potentielle Energie der Nukleonen

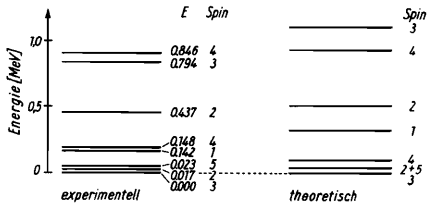
Schalenstruktur der Energieniveaus mit den magischen Zahlen als Schalenabschlüssen. Die Besetzungszahlen der Schalen sind angegeben, und die einzelnen Terme sind entsprechend bezeichnet.

Eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung, die zunächst rein hypothetisch angenommen wurde, konnte experimentell z. B. durch Messung der Polarisation von bei Kernreaktionen gebildeten Teilchen bestätigt werden. Wenn angenommen wird, daß sich die Gesamtdrehimpulse der Nukleonen jeweils paarweise antiparallel einstellen, dann ergibt sich für gg-Kerne der Grundzustandsspin 0, und für ug- und gu-Kerne ist der Gesamtdrehimpuls des Kerns im Grundzustand gleich dem Gesamtdrehimpuls j des ungepaarten Nukleons. Dieses sehr vereinfachte *Einteilchen-Schalenmodell* sagt die meisten Spins der genannten Kerne richtig voraus. Als Folge der Spin-Bahn-Kopplung liegen jeweils vor den Schalenabschlüssen Energieniveaus mit großen Spinunterschieden dicht zusammen. Daher gibt es relativ viele angeregte Niveaus mit großer Spindifferenz zum Grundzustand, die zu einer langen Lebensdauer dieser Zustände führt. Das erklärt die vor den Schalenabschlüssen beobachteten „Inseln" der Isomerie. Die Darstellung der aus dem Einteilchen-Schalenmodell folgenden Werte für das magnetische Moment der Kerne in Abhängigkeit vom Kernspin ergibt die → Schmidt-Linien. Die Mehrzahl der experimentell bestimmten magnetischen Momente liegt innerhalb dieser Linien.

Die angeregten Zustände können mittels des Schalenmodells besonders für Kerne mit wenigen Nukleonen außerhalb oder wenig Lücken in abgeschlossenen Schalen recht gut berechnet werden. Allerdings sind hierbei meist kompliziertere Kopplungen zu berücksichtigen, als sie im einfachen Modell angenommen werden.

Abb. 3 zeigt die experimentell bestimmten und die berechneten Energieniveaus des $^{52}_{23}$V-Kerns. Übereinstimmung wird nur für Anregungsenergien von wenigen MeV erzielt.

Die durch Berechnung gewonnenen Wellenfunktionen der Zustände können zur Abschätzung der γ-Übergangswahrscheinlichkeiten und



3 Energieniveaus E des V-52-Kerns, experimentell und nach dem Schalenmodell berechnet

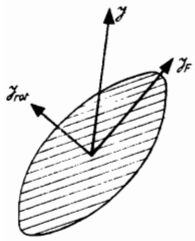
anderer Erwartungswerte benutzt werden. Neuerdings werden Schalenmodellrechnungen auch für virtuelle Zustände ausgeführt. Damit wird dieses Modell zur Beschreibung bestimmter Kernreaktionen angewendet.

Die Grundannahme des Schalenmodells der unabhängigen Bewegung der Nukleonen im Kern ist scheinbar im Widerspruch zu den starken kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen, die unbedingt zu Korrelationen zwischen den einzelnen Nukleonen führen müssen. Diese sind jedoch so kurzreichweitig bzw. die Dichte im Kern ist hinreichend klein, daß Nukleonen mit mittlerem Abstand tatsächlich unkorreliert sind: Die Korrelationen bei kleinen Abständen der Nukleonen „heilen aus". Eine wesentliche Ursache dafür ist das Pauli-Prinzip, das generell eine vorgegebene Konfiguration unabhängiger Teilchen gegenüber dem Einfluß von Wechselwirkungen stabilisiert: Da die inneren Niveaus des Kerns alle voll besetzt sind, können keine Nukleonen mehr auf diese gelangen. Sie können nur in höhere, unbesetzte Niveaus gestreut werden. Das geschieht relativ selten. Starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen steht deshalb nicht im Widerspruch zum Auftreten von Schalenmodelleffekten.

Spielen bei schwereren Kernen die durch die relativ wenigen Nukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen verursachten Schaleneffekte keine Rolle, wie bei der Berechnung der Gesamtenergie des Kerns, oder verschwinden die Schaleneffekte im Energiespektrum durch Übergang zu hochangeregten Kernzuständen, so kann das in der Hüllenphysik entwickelte und dort mit Erfolg angewendete *Fermi-Gas-Modell*, auch *Thomas-Fermi-Modell* oder *statistisches Modell* genannt, benutzt werden. Dabei bilden die Nukleonen im Kern ein hochgradig entartetes Fermi-Gas, d. h., die für das Schalenmodell typische freie Beweglichkeit der Nukleonen und die Existenz von nach dem Pauli-Prinzip zu besetzenden Ein-Nukleonenzuständen wird beibehalten. Im Grundzustand liegen die von Protonen bzw. Neutronen besetzten Impulszustände im Inneren je einer Fermi-Kugel, deren Radius proportional zur dritten Wurzel aus der Protonen- bzw. Neutronendichte ist. Dieses Modell erklärt zumindest einen Teil der Asymmetrieenergie in der Bethe-Weizsäcker-

Formel. Das Thomas-Fermi-Modell kann zur Berechnung des Dichteverlaufs im Kern, für Berechnungen der Bindungsenergie aus einfachen Potentialansätzen für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und zur Abschätzung der Niveaudichte hochangeregter Kerne herangezogen werden; es bildet den Ausgangspunkt für weiterführende Theorien, die Korrelationseffekte in Kernmaterie untersuchen.

Das *optische Modell* stellt die Anwendung der im Schalenmodell enthaltenen Strukturvorstellungen auf Kernreaktionen einschließlich elastischer und unelastischer Streuung dar; es wurde 1954 von Feshbach, Porter und Weißkopf vorgeschlagen. Im optischen Modell wird der Targetkern durch einen Potentialtopf dargestellt, der wie im Schalenmodell die Wechselwirkung des Geschoßteilchens mit den Nukleonen des Targetkerns beschreibt. Da an einem reellen Potential nur elastische Streuung erfolgen kann, enthält das optische Potential einen Imaginärteil, durch den, genau wie in der Optik durch den Imaginärteil des Brechungsindex, die mögliche Absorption der Geschoßteilchen erfaßt wird. Der Kern verhält sich wie eine trübe (d. h. absorbierende) Glaskugel in der Optik; daher wird das optische Modell in der englischsprachigen Literatur auch bisweilen *cloudy crystal ball model* genannt.



Drehimpulse eines rotierenden Kerns

Als Absorptionsprozesse werden im optischen Modell summarisch alle Prozesse beschrieben, bei denen das Geschoßteilchen nicht nur elastisch am Potential gestreut wird, sondern bei denen ein Vielteilchen-Compoundsystem gebildet wird, über dessen weitere Entwicklung natürlich das einfache Potentialmodell keinerlei Aussagen macht. Zu diesen Absorptionsprozessen im Sinne des optischen Modells gehört auch ein Teil der elastischen Streuung, die compoundelastische Streuung. Da das optische Modell die Herausbildung der Compoundzustände nicht wirklich beschreibt, kann es auch die durch die → Breit-Wigner-Formel beschriebenen scharfen Resonanzen in der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte nicht wiedergeben. Es liefert aber den richtigen Verlauf der über hinreichend große, viele Einzelresonanzen enthaltende Energieintervalle gemittelten Querschnitte und erklärt die dabei auftretenden Resonanzen großer Breite, die Riesenresonanzen, als typische Einteilchenresonanzen bei der Herausbildung des Compoundsystems. Es liefert eine gute Beschreibung der Streuung von Neutronen, α-Teilchen und Deuteronen bei mittleren Energien und wird zur theoretischen Behandlung von Strippingreaktionen verwendet. Ein typischer Verlauf des optischen Potentials ist $V = (V_0 + \mathrm{i}\, W_0)\left[\left(1 + \exp\frac{r - R}{a}\right)\right]^{-1}$, das *Wood-Saxon-Potential*, wobei V_0 und W_0 die Tiefen des reellen und des imaginären Potentialtopfes sind; bei der elastischen Streuung von 22-MeV-Protonen an Platin haben sie die Werte $V_0 \approx -38$ MeV und $W_0 \approx -9$ MeV. In dem die Potentialform festlegenden Klammerausdruck $[\ldots]^{-1}$ stimmt $R \sim A^{1/3}$ etwa mit dem Kernradius überein ($R = 8{,}24 \cdot 10^{-13}$ cm), und $a \approx 0{,}49 \cdot 10^{-13}$ cm bestimmt die Dicke der Randschicht, in der das Potential auf Null abfällt. In neuester Zeit vorgenommene Verfeinerungen des optischen Modells betreffen die Verwendung isospinabhängiger, nichtlokaler und deformierter Potentiale, wobei auch ein unterschiedlicher Verlauf für Real- und Imaginärteil zugelassen wird. Zum Vergleich mit der Theorie werden experimentell bestimmte Anregungskurven, Wirkungsquerschnitte, Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen von Reaktions- bzw. Streuprodukten herangezogen.

Beim *Kollektivmodell*, auch *kombiniertes* oder *vereinigtes Kernmodell* [engl. *unified model*] genannt, sind Aspekte des Tröpfchenmodells und des Schalenmodells vereinigt. In seiner ursprünglichen Formulierung durch A. Bohr und Mottelson wird der nach dem Schalenmodell aus den Nukleonen der abgeschlossenen Schalen bestehende Kernrumpf als Flüssigkeitströpfchen betrachtet. Die Wechselwirkung der äußeren Restnukleonen mit dem Rumpf führt zu kollektiven Vibrationen des Rumpfes mit einer $\doteq$ verglichen mit den Einteilchenbewegungen — geringen Frequenz. Sind viele Restnukleonen vorhanden, was bei Kernen mit Nukleonenzahlen weit ab von den magischen Zahlen der Fall ist, so sind die Schwingungsamplituden und damit die Rumpf-Teilchen-Wechselwirkung stärker, schließlich wird die Kugelform des Rumpfes instabil, und bleibende Deformationen treten auf. Solche deformierten Kerne, deren Existenz experimentell belegt ist, bilden den Hauptanwendungsbereich des Kollektivmodells. Ihr Energiespektrum ist — in sehr weitgehender Analogie zu den Rotationsniveaus zweiatomiger Moleküle — durch typische Rotationsbanden charakterisiert. Die deformierten Kerne sind im allgemeinen noch axialsymmetrisch und rotieren um eine beliebige Achse senkrecht zur Symmetrieachse. Abb. 4 zeigt das Kopplungsschema für den Drehimpuls eines rotierenden Kerns: Der Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ setzt sich vektoriell aus dem Drehimpuls $\vec{J}_F$ um die Figurenachse und dem Drehimpuls $\vec{J}_{rot}$ der Kernrotation zusammen. $\vec{J}_F$ rührt allein von der „inneren Bewegung" der Nukleonen im deformierten Kern her. Wie beim klassischen symmetrischen Kreisel ist die Drehimpulskomponente in Richtung der Figurenachse eine Erhaltungsgröße; sie kann beim Kern als einem quantenmechanischen System nur die Werte $\hbar K$ haben mit $K = 0, 1, 2, \ldots$ für Kerne mit gerader und $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots$ für Kerne mit ungerader Massezahl, $\hbar$ ist die Plancksche Konstante. Quadrat und eine raumfeste Komponente des Gesamtdrehimpulses $\vec{J}$ sind wie üblich quantisiert, insbesondere ist $J^2 = \hbar^2 I(I + 1)$ mit $I = K, K + 1, K + 2 \ldots$ als der Spinquantenzahl des Kerns. Die Energie der Rotationsbewegung $E_{rot} = \frac{I_{rot}^2}{2g_\perp} = \frac{\hbar^2}{2g_\perp}[I(I + 1) - K^2]$ hängt von dem Trägheitsmoment $g_\perp$ des Kerns (um eine Achse senkrecht zur Figurenachse) ab. Durchläuft I die oben angegebenen Werte, so entsteht eine Folge von Rotationsniveaus mit festgehaltenem K-Wert, die an zahlreichen schweren deformierten Kernen nachgewiesen worden sind und aus denen die Kernträgheitsmomente ermittelt werden können. Für leichte und mittelschwere Kerne treten Abweichungen auf, die z. T. da-

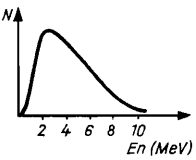
durch erklärt werden können, daß der Rumpf nicht mehr als rotationssymmetrisch betrachtet wird und daß Kopplungen der Rotation mit der Vibration berücksichtigt werden. Auch ein Modell, das eine durch Zentrifugalverformung verursachte Energieabhängigkeit des Trägheitsmoments berücksichtigt, ist für leichtere Kerne erfolgreich. Die Existenz der Rotationsniveaus ist eine unmittelbare Folge der Kerndeformation. Rückschlüsse auf die Dynamik der Kernrotationen und damit auf die Struktur der Kerne können lediglich aus dem Vergleich der gemessenen Trägheitsmomente mit theoretischen Rechnungen gewonnen werden. Eine dem Tröpfchenmodell entsprechende hydrodynamische Behandlung führt auf eine wirbelfreie Strömung der Kernflüssigkeit mit wesentlich zu kleinen Trägheitsmomenten. Daher und wegen des allgemeinen Erfolgs des Schalenmodells wurde auch der Rumpf des Kerns in der Einteilchennäherung (unabhängige Nukleonenbewegung) mit einem deformierbaren Rumpfpotential behandelt, das näherungsweise als ein dreidimensionales anisotropes harmonisches Oszillatorpotential angesetzt werden kann. Für schwerere Kerne muß der Übergang vom einfachen Parabelpotential zu einer genähert rechteckigen Form vollzogen und eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung eingeführt werden. Entsprechende Rechnungen wurden von Nilson ausgeführt. Als Spezialfall dieses Modells für die Deformation Null ergibt sich dann das normale Schalenmodell. Mit wachsender Deformation wird die Schalenstruktur verwischt. Durch Summation über die Energien der besetzten Einteilchenzustände erhält man die Gesamtenergie des Systems. Die Kerndeformation selbst wird so bestimmt, daß diese Energie minimal wird. So ergibt sich, daß der Kern im Gleichgewicht bei abgeschlossener Schale kugelsymmetrisch ist, aber bei teilweise gefüllter Schale durch die Außennukleonen deformiert wird.

Mit dem Kollektivmodell lassen sich für gg-Kerne die großen Quadrupolmomente der deformierten Kerne, ihre niederen Energieniveaus und die großen γ-Übergangswahrscheinlichkeiten erklären. Es wird daran gearbeitet, das Kollektivmodell auch auf gu-, ug- und uu-Kerne anzuwenden. Auch bei der Beschreibung der Kernspaltung ist das Modell nützlich.

Von bisher geringer Bedeutung sind das *Alphateilchenmodell* und konzeptionell ähnliche *Clustermodelle*, bei denen angenommen wird, daß die Nukleonen im Kern relativ stabile und beständige Untereinheiten, z. B. eben α-Teilchen, bilden. Das α-Teilchenmodell entstand historisch aus der Beobachtung des α-Zerfalls, jedoch besteht keinerlei Grund zu der Annahme, daß diese aus jeweils zwei Neutronen und Protonen bestehenden α-Teilchen bereits vor dem Zerfall im Ausgangskern vorgebildet sind. Später hoffte man, durch das α-Teilchenmodell und seine Weiterentwicklungen die im Einteilchenmodell vernachlässigten Korrelationen zwischen den Bewegungen der einzelnen Nukleonen berücksichtigen zu können. Diese Korrelationen sollten dann denjenigen im α-Teilchen ähnlich sein. Gegen das α-Teilchenmodell sprechen folgende Befunde: Die Bindungsenergien werden nur gut wiedergegeben, wenn die mit zunehmender Nukleonenzahl anwachsende elektrostatische Energie bei schwereren Kernen außer acht gelassen wird. Die Lage von Kernniveaus wird nur in wenigen Kernen ($^{8}_{4}$Be, $^{12}_{6}$C und $^{16}_{8}$O) einigermaßen beschrieben. Mit den Daten der α-α-Streuung und der Instabilität des $^{8}_{4}$Be-Kerns läßt sich dieses Modell nur schwer vereinbaren. Kerne, die nicht aus α-Teilcheneinheiten zusammengesetzt sind, lassen sich hiernach nur schwer einordnen.

Die Bezeichnung *statistisches Modell* wird – abweichend von der Bedeutung als Synonym zu Fermi-Gas-Modell – noch im Sinne der Anwendung von Methoden der statistischen Mechanik und Thermodynamik gebraucht. Dabei handelt es sich allerdings nicht um ein Kernmodell im eigentlichen Sinn. Modell-, d. h. Näherungscharakter hat lediglich die Anwendung von Formeln der statistischen Mechanik, deren Objekte meist makroskopische Systeme sind, auf den Kern als ein System, das noch relativ wenig Nukleonen als Bausteine enthält. Wichtig ist die Anwendung thermodynamisch-statistischer Methoden für die Abschätzung der Zustandsdichte hochangeregter Kerne. Dazu wird der allgemeine Zusammenhang von Niveaudichte und Entropie benutzt, wobei die Art der Abhängigkeit der Entropie von Energie und Teilchenzahl meist aus dem Fermi-Gas-Modell entnommen wird. Wie in der statistischen Mechanik wird der Anregungszustand durch eine Temperatur T, die *Kerntemperatur*, wiedergegeben. Da bei ihrer Angabe in Grad unvorstellbar große Zahlenwerte der Temperaturen entstehen, gibt man an Stelle von T die normalerweise in MeV ausgedrückten Energien kT an, die ebenfalls als Kerntemperaturen bezeichnet werden, k ist die Boltzmann-Konstante. Genähert gilt der Zusammenhang $E_a \approx 0{,}1\ (kT)^2 \cdot A$, wobei E_a die Anregungsenergie, A die Massezahl ist. Hochangeregte Kerne entstehen als Zwischenkerne bei Kernreaktionen. Die Verdampfung von Neutronen (Abb. 5) und unter Umständen auch von anderen Teilchen aus diesen aufgeheizten Compoundkernen stellt ein wichtiges Anwendungsgebiet statistischer Methoden dar. Der Vergleich der Verdampfungsspektren mit dem statistischen Modell rechtfertigt die Einführung einer Kerntemperatur.

Lit. → Kernphysik.



5 Verdampfungsspektrum von Neutronen (schematisch)

Kernmomente, elektrische und magnetische Multipolmomente von Atomkernen, die bei der Wechselwirkung zwischen Kernen und elektrischen oder magnetischen Feldern wirksam werden. Die *elektrischen K.* werden durch die Ladungsverteilung, die *magnetischen K.* durch die Verteilung der Ströme im Kern bestimmt.

Symmetriebetrachtungen zeigen, daß elektrische 2^l-Pole, wobei $l = 1, 2, 3, \ldots$ ist, nur für gerade l und magnetische 2^l-Pole nur für ungerade l existieren. Multipolmomente treten erst für bestimmte Mindestwerte des Kernspins I auf: Für die Ordnung möglicher Multipole gilt $l \leqq 2I$, also treten Quadrupolmomente ($l = 2$) nur bei Kernen mit dem Kernspin $I \geqq 1$ auf usw., Kerne mit $I = 0$ haben keine Momente. Experimentell gemessen wurden bisher nur magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolmomente. Nachgewiesen wurden auch Oktupol- und 16-Pol-Momente, die aber für kernphysika-

lische Anwendungen noch keine Rolle spielen. Das elektrische „Null-Pol-Moment" ($I = 0$) ist gerade die Kernladung Ze.

Das *magnetische Dipolmoment* ($I = 1$) ist $\mu_I = g_I I \mu_K$. Es wird angegeben in Vielfachen des Kernmagnetons μ_K. Sind Spin und Moment parallel, so erhält μ_I das positive Vorzeichen; g_I ist der → Kern-g-Faktor. Die Wechselwirkungsenergie mit einem äußeren Magnetfeld H beträgt $E = -\mu_I H$.

Das nächsthöhere Kernmoment ist das *elektrische Quadrupolmoment* ($I = 2$), ein Maß für die Abweichung der Ladungsverteilung von der Kugelsymmetrie. Es wird durch $eQ = \int \varrho r^2 \cdot (3\cos^2\theta - 1)\, d\tau$ definiert, wobei ϱ die Ladungsdichte und θ Winkel zwischen Ortsvektor und Bezugsachse für den Spin ist. Längliche Kerne haben ein positives Quadrupolmoment, abgeplattete ein negatives. Die Wechselwirkungsenergie mit einem elektrischen Feld mit dem Potential V ist mit $E = eQ \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$ gegeben, z gibt die Richtung der Kern-Symmetrieachse an.

Bestimmungsmethoden. Die optischen Verfahren beruhen auf der Ausmessung von Linienverschiebungen und -aufspaltungen (der → Hyperfeinstruktur) in Atom- und Molekülspektren, aus denen die Wechselwirkungsenergien und damit die K. ermittelt werden können. Das notwendige Auflösungsvermögen ist bei modernen Interferenzspektrographen gegeben, allerdings ist die Berechnung der K. aus den gemessenen Verschiebungen nur wenig genau möglich. Wesentlich genauer kann das Verhältnis von Quadrupolmomenten zweier Isotope nach den optischen Verfahren bestimmt werden. Die Atom- und Molekülstrahlmethoden verlaufen nach dem Grundprinzip des Stern-Gerlach-Experiments, bei dem die Auslenkung dem magnetischen Moment proportional ist. Verbesserungen führten zu den Methoden der Hochfrequenzspektroskopie. Hierbei werden Übergänge zwischen den Niveaus in einem äußeren Magnetfeld beobachtet, die durch Einstrahlung magnetischer Dipolstrahlung induziert werden. Mit der Methode des optischen Pumpens läßt sich der reine Kern-Zeeman-Effekt beobachten und daraus das magnetische Dipolmoment ermitteln. Mit Hilfe des → Mößbauer-Effektes läßt sich unmittelbar die Aufspaltung der Kernniveaus unter dem Einfluß eines innerhalb eines Kristallgitters vorhandenen Magnetfeldes bestimmen.

Lit. Kopfermann: K. (2. Aufl. Frankfurt/M. 1956); → Kernphysik.

Kernniveau, *Kernzustand,* jeder mögliche Energiezustand eines Kerns. Die Zusammenfassung aller K.s eines Kerns liefert das → Termsystem des Kerns. Der Kern als quantenmechanisches System von Nukleonen wird durch die Schrödinger-Gleichung beschrieben, deren diskrete Lösungen E_0, E_1 usw. die K.s sind. Das niedrigste K. wird *Grundzustand* genannt, die anderen sind *angeregte K.s* (→ Kernanregung). Die Energiedifferenz zwischen angeregtem K. und Grundzustand ist die *Anregungsenergie* des Kerns. Ist die Anregungsenergie kleiner als die niedrigste Bindungsenergie irgendeines Teilchens, handelt es sich um *gebundene* oder *stationäre K.s.* Liegt die Anregungsenergie höher, liegen *ungebundene, quasistationäre* oder *virtuelle K.s* vor. Diese K.s ergeben Resonanzen in der Anregungskurve. Sie sind durch ihre Energie und die Gesamtbreite Γ für den Zerfall durch Teilchen- und γ-Emission charakterisiert. Mit wachsender Anregungsenergie nimmt die Niveaudichte ϱ, die als der Reziprokwert des energiegemittelten Niveauabstandes $\bar{D}$ definiert ist ($\varrho = 1/\bar{D}$), immer mehr zu. Wegen der endlichen Niveaubreiten geht also die Folge diskreter K.s bei genügend hohen Energien in ein Kontinuum über. Infolge von Schwingungen der Nukleonen entstehende K.s heißen → Vibrationsniveaus, durch kollektive Rotation von Nukleonen gebildete K.s → Rotationsniveaus.

Wie Kerne im Grundzustand haben auch angeregte Kerne Eigenschaften wie Kernspin, Parität, Isospin, Kernmomente u. dgl., die kurz als Eigenschaften der entsprechenden K.s bezeichnet werden. Hinzu kommt die Lebensdauer τ des K.s, der nach der Heisenbergschen Unschärferelation die Niveaubreite $\Gamma = \hbar/\tau$ entspricht. Angeregte K.s extrem langer Lebensdauer, bei denen eine Teilchenemission energetisch nicht möglich und der γ-Zerfall hochgradig verboten ist, sind die *isomeren Kerne* (→ Kernisomerie). Mit der Interpretation des K.s befaßt sich die Kernspektroskopie.

Lit. → Kernphysik.

Kernphotoeffekt, *Photoumwandlung,* eine Kernumwandlung, bei der ein im allgemeinen energiereiches γ-Quant vom Atomkern vollständig absorbiert wird und die absorbierte Energie zur Emission eines Nukleons – zumeist eines Neutrons, des → Photoneutrons – führt, ähnlich wie beim gewöhnlichen Photoeffekt ein Elektron der Atomhülle durch ein Photon herausgeworfen wird. Der K. wurde erstmalig 1934 von Chadwick und Goldhaber am Deuteron beobachtet, als die Photospaltung dieses leichten Atomkerns mittels der 2,62-MeV-γ-Quanten des ThC″ untersucht wurde; diese Experimente ermöglichten die erste genaue Massenbestimmung des Neutrons. Die Beobachtung der Reaktionsschwelle für den K. liefert eine ausgezeichnete Methode zur Bestimmung der Bindungsenergie des Neutrons, welche hier mit der Schwellenenergie praktisch übereinstimmt. Aus dem K. am D-2, d. h. aus der Photospaltung des Deuterons, ergab sich die Bindungsenergie des Deuterons zu 2,25 MeV. Neben D-2 hat nur noch Be-9 eine niedrige Reaktionsschwelle: Der Prozeß $^9\mathrm{Be}(\gamma, \mathrm{n})^8\mathrm{Be} \rightarrow 2\alpha$ beginnt bei der Schwellenenergie 1,67 MeV.

Der K. vom Typ (γ-Quant, Nukleon) ist der Umkehrprozeß zur Einfangsreaktion (Nukleon, γ-Quant) und hat für niedrige und mittlere Energien Resonanzcharakter. Übersteigt die γ-Energie die Bindungsenergie bzw. die Ablösearbeit eines Nukleons, so kann eine Teilchenemission auftreten: Der K. führt zur Neutronen-, Protonen- oder α-Teilchenemission. Der Prozeß verläuft z. T. über die Bildung eines Compoundkerns, kann aber auch über eine direkte Kernreaktion erfolgen, bei der im Extremfall ein einzelnes Nukleon das γ-Quant absorbiert und infolge seiner hohen Energie den Kern verläßt. Die beim K. emittierten Nukleonen zeigen ein energetisches Verdampfungsspektrum und isotrope Richtungsverteilung, über-

lagert von relativ schwachen monoenergetischen Nukleonengruppen mit höherer Energie als im Verdampfungsspektrum, die aus direkten Kernreaktionen stammen müssen und nicht nach dem Compoundkernmodell verstanden werden können. Die Endkerne aus (γ, n)-Reaktionen, die übrigens mit Ausnahme der beiden o. a. Prozesse alle stark endotherme Reaktionen sind und für die stabilen Kerne Schwellenwerte zwischen 7 und 17 MeV aufweisen, sind im Massenbereich $A \lessapprox 100$ meistens Positronenstrahler und im Bereich $A \gtrapprox 100$ Elektronenfänger. Die (γ, p)-Reaktionen sind noch stärker endotherm als die (γ, n)-Prozesse. Abgesehen von der Photospaltung des D-2 wurde der erste K. dieser Art mit den 17-MeV-γ-Quanten aus der ^{7}Li(p, γ)-Reaktion an Mg-26 gefunden: $^{26}\mathrm{Mg}(\gamma, \mathrm{p})^{25}\mathrm{Na} \xrightarrow[60\ \mathrm{s}]{\beta^{-}(3{,}3\ \mathrm{MeV})} {}^{25}\mathrm{Mg}$. Je schwerer die Atomkerne sind, um so seltener ist der K. vom Typ (γ, p), da überwiegend die Neutronenemission die Anregungsenergie verbraucht. Ein K. vom Typ (γ, α) ist nur bei sehr hohen γ-Energien möglich wegen der großen Coulomb-Barriere, z. B. erfolgt die Zerlegung von ^{12}C durch K. in drei α-Teilchen erst bei $E_\gamma \gtrapprox 33$ MeV.

Reicht die γ-Energie nicht zu einer Teilchenemission durch K. aus, so werden nur tiefliegende Kernniveaus angeregt, von denen aus die Anregungsenergie wieder durch γ-Quanten oder über Konversionselektronen abgegeben werden kann (*innerer Photoeffekt*, *innere Umwandlung*). Die lange Lebensdauer dieser Niveaus bedingt eine außerordentliche Schärfe der absorbierten und reemittierten γ-Energien; führt hierbei eine einzige γ-Emission zum Grundzustand zurück, so entsteht die Resonanzfluoreszenz. Im Gegensatz zu den Verhältnissen bei der Lichtemission aus der Atomhülle unter üblichen Laboratoriumsverhältnissen fehlt im Falle der Kernresonanzfluoreszenz die dort störende Stoßdämpfung, so daß die natürliche Linienschärfe besser zur Auswirkung kommt.

Zur Erzeugung annähernd monochromatischer Neutronen mittlerer Energie mit Hilfe einer leicht transportablen Quelle kann man sich des K.s bedienen. Hier wird die γ-Strahlung radioaktiver Elemente zur Auslösung einer (γ, n)-Reaktion benutzt. Praktisch kommen dafür nur zwei Reaktionen in Frage: $^{2}\mathrm{D}(\gamma, \mathrm{n})^{1}\mathrm{H}$ und $^{9}\mathrm{Be}(\gamma, \mathrm{n})^{8}\mathrm{Be}$. Alle anderen ($\gamma$, n)-Prozesse haben so hohe Schwellenenergien, daß sie mit radioaktiver γ-Strahlung nicht ausgelöst werden können. Eine Photoneutronenquelle besteht deshalb gewöhnlich aus einem γ-strahlenden Präparat, das von einer Beryllium- oder D_2O-Schicht umgeben ist. Da die Wirkungsquerschnitte für die (γ, n)-Reaktion sehr klein sind (einige Millibarn) muß diese Schicht ziemlich dick sein, wenn man eine genügende Ausbeute erzielen will. Dies führt dazu, daß ein Teil der entstehenden Neutronen in der Schicht durch elastische Stöße abgebremst wird, wodurch sich die Energieverteilung verbreitert. Die Neutronenausbeute beträgt einige 10^6 Neutronen je Sekunde und Ci bei den zwei o. a. Reaktionen; die Energieverteilung der Photoneutronen ist besser als die der aus (α, n)-Reaktionen stammenden Neutronen.

Kernphysik, *Nuklearphysik*, der Teil der Physik, der sich mit der Untersuchung der Eigenschaften des Atomkerns und der mathematischen Beschreibung dieser Eigenschaften befaßt. Die K. begann 1896 mit der Entdeckung der natürlichen Radioaktivität, wesentliche Stationen der Entwicklung waren das Rutherfordsche und das Bohrsche Atommodell, die künstliche Kernumwandlung, die Entwicklung der Quantenmechanik, die Entdeckung des Neutrons, die Entdeckung der Kernspaltung und die Entwicklung der Teilchenbeschleuniger. Heute hat sich eine Aufspaltung der K. in die *niederenergetische K.* und die *Hochenergie-* oder *Elementarteilchenphysik* vollzogen. Eine Vielzahl experimenteller Daten über alle bekannten Kerne aus massenspektrometrischen Untersuchungen, aus Streumessungen und aus Kernreaktionen liegen vor. Zahlreiche Kernmodelle liefern zwar präzise Voraussagen über viele physikalische Eigenschaften der Kerne, aber ein umfassendes Modell, das alle bekannten Tatsachen wiedergibt, existiert nicht. Die Grundprobleme der K. bleiben die Fragen der Kernkraft und der Elementarteilchen.

Lit. Blatt u. Weißkopf: Theoretische K. (dtsch Leipzig 1959); Dawydow: Theorie des Atomkerns (dtsch Berlin 1963); Eisenbud u. Wigner: Einführung in die K. (dtsch Mannheim 1961); Harvey: K. und Kernchemie (dtsch München 1966); Hertz: Lehrb. der K. (3 Bde Leipzig 1966, 1960, 1962), Grundlagen und Arbeitsmethoden der K. (Berlin 1957); Kunz u. Schintlmeister: Tabellen der Atomkerne, Tl I Eigenschaften der Atomkerne, 2 Bde, Bd 1: Die Elemente Neutron bis Zinn (Berlin 1958), Bd 2: Die Elemente Antimon bis Nobelium (Berlin 1959), Tl II Kernreaktionen, 3 Bde, Bd 1: Die Elemente Neutron bis Magnesium (Berlin 1955), Bd 2: Die Elemente Aluminium bis Schwefel (Berlin 1967), Bd 3: Die Elemente Chlor bis Calcium (Berlin 1967); Kurtschatow: Atomenergie 1 (dtsch München 1956); Riezler: K. (München 1958), Einführung in die K. (München 1959).

kernphysikalische Präzisionsmassen, genaue Werte der Atommassen, die von Mattauch, König, Wapstra u. a. auf der Grundlage präziser Massenbestimmungen mittels hochauflösender Massenspektroskopie, Kernreaktionen, Kernspektroskopie und radioaktiven Zerfalls in Tabellen zusammengefaßt und ständig, z. B. 1961 und 1964, neu herausgegeben werden.

Kernpolarisation, → Polarisation 2), → polarisierte Kerne.

Kernpotential, das Potential der Kernkraft. Es dient zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen einem Kern und einem Nukleon auf der Grundlage einer geeigneten Mittelung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, die eine brauchbare Nukleon-Kern-Wechselwirkung ergibt. Diese Mittelung erfolgt i. a. empirisch. Verschiedene Formen der Radialabhängigkeit (→ Potentialtopf) des K.s sind erprobt worden. Das K. als Hilfsmittel zur theoretischen Beschreibung von Wechselwirkungsprozessen wird außer für Kern-Nukleon-Wechselwirkung mit Erfolg auch auf die Streuung von α-Teilchen, Mesonen u. ä. an Kernen verwendet.

Kernquadrupolresonanz, *Quadrupolresonanz*, eine Methode der Hochfrequenzspektroskopie in Festkörpern, die eng verwandt mit der → magnetischen Kernresonanz ist. Bei der K. werden durch ein hochfrequentes magnetisches Wechselfeld Übergänge zwischen den Energieniveaus induziert, die durch die Wechselwirkung des

elektrischen Quadrupolmoments des Atomkerns mit dem inhomogenen elektrischen Kristallfeld gegeben sind. Notwendig dafür, daß Kerne zusätzlich zu dem mit ihrem Eigendrehimpuls verbundenen magnetischen Dipolmoment ein elektrisches Quadrupolmoment haben können, ist eine Kernspinquantenzahl $I > 1/2$. Kerne mit $I = 0$ oder $I = 1/2$ haben kein Quadrupolmoment. Die Kernquadrupolmomente liegen in der Größenordnung 10^{-25} cm^2. Mit Hilfe der K. lassen sich wichtige Aussagen über Kernmomente, die Struktur des Kristallgitters und der chemischen Bindungen sowie Gitterstörungen erhalten. Hauptanwendungsgebiet der K. sind kovalente Verbindungen (→ chemische Bindung). Der größte Teil der Untersuchungen ist an den Halogenen Chlor, Brom und Jod ausgeführt worden.

Durch Wechselwirkung des Kernquadrupolmoments mit dem durch die Atome und Moleküle des Kristalls erzeugten elektrischen Feldgradienten wirkt auf die Kerne ein Drehmoment, das die Achse des Kernquadrupols parallel zur Richtung dieses Feldgradienten zu stellen sucht. Da die Kerne einen Eigendrehimpuls aufweisen, verhalten sie sich wie Kreisel und präzessieren um diese Richtung. Ein dazu senkrechtes hochfrequentes magnetisches Feld, das mit der Frequenz dieser Präzessionsbewegung rotiert, bewirkt durch Beeinflussung der Orientierung des magnetischen *Kerndipolmoments* eine Umorientierung der Kerne. Die dafür notwendige Energie wird aus dem hochfrequenten Wechselfeld absorbiert (→ paramagnetischer Resonanzeffekt). Die entstehende Rückwirkung auf den Hochfrequenzkreis wird zum experimentellen Nachweis der K. verwendet.

Für die Wechselwirkungsenergie des Kernquadrupols mit dem inhomogenen elektrischen Feld gilt: $E_m = eQ\varphi_{zz}\,(0)\,\dfrac{3m^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)}$.

Hierbei bedeuten eQ das elektrische Kernquadrupolmoment, ein Maß für die Abweichung der Ladungsverteilung der Kerne von der Kugelsymmetrie, m die Komponente des Spinvektors $\vec{I}$ in Richtung der Symmetrieachse z des Kristallfelds, $\varphi_{zz}(0) = \dfrac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\,(0)$ der elektrische Feldgradient am Kernort und φ das elektrische Potential des Kristallfelds.

Der oben erklärte Resonanzeffekt entspricht quantenmechanisch einem Übergang zwischen zwei Quadrupolenergieniveaus $E_m \rightarrow E_{m'}$. Da für diese Übergänge die Auswahlregel $\Delta m = m - m' = \pm 1$ gilt, ergibt sich für die Übergangsfrequenz $\nu_Q = (E_{m+1} - E_m)\dfrac{1}{h} = \dfrac{3eQ\varphi_{zz}(0)}{4hI(2I-1)}\,(2|m|+1)$. Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Für $I = 3/2$ ist daher nur eine Resonanzlinie möglich (Abb.).

Aus den Übergangsfrequenzen können Informationen über die Kernquadrupolmomente und die Feldgradienten gewonnen werden. Diese Frequenzen liegen im Meter- bzw. Dezimeterwellengebiet. Die experimentelle Technik ist ähnlich wie in der paramagnetischen Kernresonanz. Lediglich muß infolge des fehlenden konstanten Magnetfelds zum Liniennachweis Frequenzmodulation benutzt werden.

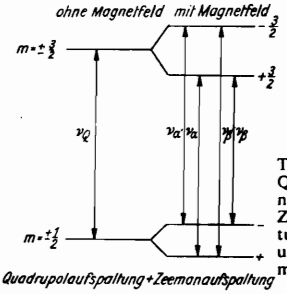
Zeeman-Effekt in der K. Legt man ein konstantes magnetisches Feld H_0 unter einem Winkel ϑ bezüglich der Symmetrieachse z des Feldgradienten an den Kristall an, so spalten die Quadrupolenergieniveaus E_m durch die zusätzliche Zeeman-Energie der Kernspins auf. Für die Energien E_m^{H0} bei einem schwachen angelegten Magnetfeld gilt für $|m| > 1/2$

$$E_m^{H0} = E_m - \gamma_k \hbar H_0 \cos\vartheta\, m$$

und für $|m| = 1/2$

$$E_{\pm\frac{1}{2}}^{H0} = E_{\pm\frac{1}{2}} \mp \tfrac{1}{2}\gamma_k\hbar H_0 \cos\vartheta \times \times [1 + (I + \tfrac{1}{2})^2 \tan^2\vartheta]^{1/2}.$$

Dabei sind γ_k das gyromagnetische Verhältnis des Kerns, $\hbar$ die Plancksche Konstante. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß $\gamma_k\hbar H_0 \ll eQ\varphi_{zz}(0)$ ist. In der Abb. ist rechts das entsprechende Termschema für $I = 3/2$ gezeigt.



Termschema der Quadrupolresonanzniveaus mit Zeeman-Aufspaltung für $I = 3/2$ und axiale Symmetrie

Statt einer Linie bei der Frequenz ν_Q treten 4 Linien bei ν_α, $\nu_{\alpha'}$, ν_β und $\nu_{\beta'}$ auf, deren Frequenz vom Winkel ϑ abhängig ist, aus denen sich daher die Symmetrieachse des Feldgradienten bestimmen läßt.

Lit. Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966).

Kernradius, je nach Bestimmungsverfahren 1) diejenige Entfernung vom Kernmittelpunkt, in der sich infolge der Kernkräfte Abweichungen von der allein durch die Kernladung gegebenen Coulombschen Abstoßungskraft bemerkbar machen. Man spricht dann exakter vom Kernkraft- oder Neutronenradius.

2) der Radius der kleinsten Kugel, die gerade noch die ganze Ladung des Kerns enthält. Man bezeichnet diesen K. exakter als elektrostatischen Radius oder Protonenradius.

Nach dem Tröpfchenmodell des Atomkerns (→ Kernmodelle) schließt man auf ein der Anzahl A der Kernbausteine proportionales Volumen, d. h. $V \sim A$, woraus wegen der nahezu konstanten Dichte der Kernmaterie und bei Annahme einer kugelähnlichen Gestalt der K. r als proportional $A^{1/3}$ folgt. Wird der Proportionalitätsfaktor r_0 als *Einheitsradius* eingeführt, so ergibt sich

$$r = r_0 A^{1/3}. \qquad (1)$$

Der *Kernkraft-* oder *Neutronenradius* wird z. B. aus der anomalen Streuung von α-Teilchen bestimmt. Genügt die Energie von α-Teilchen, um die elektrostatische Abstoßung, die Coulomb-Schwelle, zu überwinden, so daß die α-Teilchen dem Kern sehr nahe kommen, so befinden sie sich im Bereich der Kernkräfte und

werden durch diese gestreut, was als *anomale Streuung* von α-Teilchen bezeichnet wird, im Gegensatz zur *normalen* oder *klassischen Rutherford-Streuung*, wo das auftreffende α-Teilchen nur infolge des elektrostatischen Feldes des Atomkerns abgelenkt wird. Bei der Energie E_C, wo die anomale Streuung einsetzt, ist die Coulomb-Schwelle gerade erreicht worden. Aus ihr kann nach

$$r = \frac{zZe^2}{E_C} \qquad (2)$$

der K. r berechnet werden, dabei ist Z die Kernladungszahl des zu messenden Kerns, $z = 2$ die Kernladungszahl des α-Teilchens und e die Elementarladung. Des weiteren kann der Kernkraftradius auch aus der Halbwertszeit von α-Strahlern, aus dem Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen und aus dem Wirkungsquerschnitt von Kernreaktionen mit geladenen Teilchen bestimmt werden. Man erhält aus diesen Verfahren Werte für den Einheitsradius

$$r_0 = (1{,}3 \text{ bis } 1{,}4)\ 10^{-15}\ \text{m}. \qquad (3)$$

Dabei gilt der kleinere Wert für leichte Kerne und der größere für schwere Kerne. Dieser Unterschied erklärt sich aus der Eigenschaft der Kernmaterie, daß ihre Dichte am Kernrande nicht sprunghaft, sondern allmählich nach Null abfällt. Weil diese Randzone aber bei allen Kernen die gleiche Dicke hat, nimmt die mittlere Dichte der Kernmaterie bei schweren Kernen geringfügig zu. Unter Berücksichtigung dessen kann

$$r = (0{,}75 + 1{,}26\, A^{1/3}) \cdot 10^{-15}\ \text{m} \qquad (4)$$

als der z. Z. wahrscheinlichste Wert des K. angegeben werden.

Der *elektrostatische Radius* oder *Protonenradius* wird z. B. aus der Streuung schneller Elektronen bestimmt: Ihre kinetische Energie wird größer als 10 MeV gewählt, damit sie im Feld außerhalb des Kerns kaum gestreut werden, sondern sich in die Kernmaterie hineinbewegen können. Man nimmt an, daß dabei nur die elektrostatische Coulomb-Kraft wirkt, weil nichtelektrische Kräfte, etwa den Bindungskräften analoge Kräfte, zwischen Elektronen und einem stabilen Kern noch nicht beobachtet wurden. Weil der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung solcher Elektronen einen kleineren Wert hat, als für eine Punktladung des Kerns nach der Streuformel von Mott folgt, wird geschlossen, daß das Potential im Kerninnern kleiner ist als bei einer punktförmig vereinten Kernladung. Den tatsächlichen Verhältnissen kommt eine homogene Volumenladung im Kerninnern nahe. Eine solche Ladungsverteilung hat das Potential

$$U(\varrho) = \frac{Ze}{r}\left[\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{r}\right)^2\right], \qquad (5)$$

wobei ϱ der Abstand vom Kernmittelpunkt ist und dieses Potential also nur für $\varrho \leqq r$, d. h. für das Kerninnere, gilt. Aus dem gemessenen Streuquerschnitt wird also auf die Ladungsverteilung (5) und aus ihr auf den K. geschlossen. Der Protonenradius kann außerdem bestimmt werden aus der Zerfallsenergie beim β^+-Prozeß, aus der Isotopieverschiebung von Spektrallinien (auch der Röntgenlinien) und am genauesten aus der im Vergleich zur Isotopieverschiebung sehr viel größeren Frequenzänderung der Spektrallinien, die ein Müon-Atom infolge der durch die Abweichung vom Punktladungspotential stark verkleinerten Bindungsenergie des Müons in der K-Schale emittiert. Letztere Methode ist deshalb so genau, weil das Müon wegen seiner 212fachen Elektronenmasse nach der Bohrschen Theorie einen 212mal kleineren Bahnradius als ein gewöhnliches K-Elektron hat, somit dem Kern bedeutend näher und für die Ladungsverteilung im Kern wesentlich empfindlicher ist. Man erhält aus diesen Verfahren den Wert für den Einheitsradius von

$$r_0 = (1{,}20 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-15}\ \text{m}. \qquad (6)$$

Innerhalb der angegebenen Fehlergrenze wird berücksichtigt, daß die Dichte der Protonen wegen ihrer elektrostatischen Abstoßung im Kernmittelpunkt kleiner ist als weiter außen.

Der etwas größere Wert des Kernkraftradius (3) gegenüber dem Protonenradius (6) kann durch die Reichweite der Kernkräfte erklärt werden.

Lit. Hertz: Lehrb. d. Kernphysik, Bd 1 (2. wesentlich erw. Aufl. Leipzig 1966).

Kernreaktion, jede Form der Umwandlung eines Kerns, die durch einen Stoß mit einem anderen Kern, Elementarteilchen oder Gammaquant erfolgt.

Wenn der Targetkern A mit dem Inzidenzteilchen a beschossen wird und der Restkern B und das emittierte Teilchen b entstehen, so wird diese K. beschrieben durch $A(a, b)\ B$. Das Neutron, das Proton, das Deuteron, das Triton, der $^3_2$He-Kern, das α-Teilchen und das γ-Quant werden dabei mit n, p, d, t, τ, α und γ bezeichnet.

Eine Klassifizierung der K.en kann nach dem Targetkern A, dem Inzidenzteilchen a, der Einschußenergie und den Typen der Veränderung von A und a erfolgen. Bei der inelastischen Streuung (→ Streuung) $A(a, a')\ A'$ wird das Teilchen a wieder emittiert, aber mit geringerer Energie, der Targetkern A bleibt angeregt zurück. Dabei bezeichnet a' einen anderen Zustand des Teilchens a, A' den angeregten Targetkern.

Bei *Austauschreaktionen* tritt ein Teilchen b von anderer Art als a aus dem Kern aus. Ein Beispiel dafür ist die ($^3_2$He,d)-Reaktion. Bei der → Strippingreaktion wird nur ein Nukleon eines schweren Teilchens vom Kern eingefangen, z. B. bei der (d,p)-Reaktion. Beim → Einfangprozeß wird γ-Strahlung emittiert, z. B. bei der (n,γ)-Reaktion. Der inverse Prozeß ist der → Kernphotoeffekt, z. B. der (γ,p)-Prozeß. Auch reine γ-Anregung (γ,γ) oder (γ,γ') ist möglich. Bei Mehrfachprozessen, z. B. bei → Kernzertrümmerung, werden mehrere Teilchen emittiert. Bei der → Kernspaltung entstehen nahezu gleich große Bruchstücke des Kerns, während bei der → Kernfusion kleine Kerne zu einem größeren Kern vereinigt werden. Beim Elektroneneinfang (→ Betazerfall) tritt ein Proton eines protonenreichen Kerns mit einem Hüllenelektron in Wechselwirkung. Wenn das Geschoßteilchen bei einer K. den Coulomb-Wall des Targetkerns nicht überwinden kann, tritt

die → Coulomb-Anregung auf. Auch die Paarerzeugung aus γ-Quanten gehört zu den K.en.

Erhaltungssätze. Bei K.en gelten folgende Erhaltungssätze: Die *Gesamtzahl der Nukleonen* vor der K. muß gleich der nach der K. sein. Die *Energie* und der *Impuls* bleiben erhalten. In die Energiebilanz gehen die kinetischen Energien der beteiligten Teilchen, die Bindungsenergien und mögliche Anregungsenergien mit ein, die dafür charakteristische Größe ist der → Q-Wert, die Differenz der Bindungsenergien der Teilchenpaare $A + a$ und $B + b$. Der *Gesamtdrehimpuls* J als Summe von Spin und Bahndrehimpuls und seine *Projektion* J_z auf eine vorgegebene Raumrichtung müssen erhalten bleiben. Wegen der Erhaltung der Nukleonenzahl bei K.en bleibt die Statistik des Gesamtsystems erhalten, bei gerader Nukleonenzahl die Bose-Statistik und bei ungerader Nukleonenzahl die Fermi-Statistik. Auch *Parität* und *Ladung* bleiben erhalten.

Reaktionsmechanismus. K.en können einerseits als → Compoundkernreaktion verlaufen, z. B. die normale Austauschreaktion (p, n), andere K.en, z. B. die Strippingreaktion (d, p), sind → direkte Kernreaktionen. Meistens sind beide Mechanismen beteiligt. Bei der Einfangreaktion (n,γ) z. B. spielt ein dritter Mechanismus eine Rolle, der semidirekte Einfang. Dabei führt das eingefangene Nukleon zur Anregung von Schalenmodellzuständen wesentlich einfacherer Konfiguration, als sie Compoundzustände haben, obwohl nicht nur eine Oberflächenreaktion erfolgt wie beim direkten Mechanismus.

Verhältnis der binären K. zur ternären K.

Prozeß	Massezahl der dritten Partikel	Energie in MeV	Anzahl der binären Spaltungen je Dreifachspaltung
U-235 + langsames n	40 bis 90	40	$7 \cdot 10^6$
U-233 + langsames n	13 ± 3	·	75
U-235 + langsames n	13 ± 3	·	75
U-235 + 23 MeV γ	8	20	10^4
U-233 + langsames n	4	5 bis 20	400
U-235 + langsames n	4	·	500
Pu-239 + langsames n	4	·	450

Bei K.en mit Einschußenergien über etwa 50 MeV wirken die Nukleonen des Kerns dem Geschoßteilchen gegenüber als freie Teilchen, lediglich das Pauli-Prinzip behält seine Gültigkeit. Diese K.en lassen sich nur im Rahmen des statistischen Thomas-Fermi-Modells beschreiben, da die Geschoßteilchen nur sehr kurze Zeit in Wechselwirkung mit dem Kern treten und nahezu keine Ablenkung erfahren. Wegen der verwickelten Stoßdynamik wird bei der Beschreibung von Reaktionsparametern mit der Monte-Carlo-Methode gearbeitet.

Der Wirkungsquerschnitt für eine K. wird von dem Targetkern und der Teilchenart bestimmt, hängt von der Einschußenergie ab und wird durch die Anregungsfunktion ausgedrückt. Beim Beschuß von Kernen A mit Teilchen a sind im allgemeinen verschiedene K.en mit unterschiedlich energieabhängigen Wirkungsquerschnitten möglich. Zum Beispiel können an ^{232}Th, das mit Deuteronen beschossen wird, unter anderem die K.en (d,n), (d,2n), (d,3n), (d,p), (d,γ) und Spaltung ablaufen. Man spricht von den verschiedenen „Kanälen" der K.: A und a bestimmen den „Eingangskanal", B und b den „Ausgangskanal". Prinzipiell ist zu einer Reaktion $A(a, b)\,B$ auch die Reaktion $B(b, a)\,A$ möglich, Eingangs- und Ausgangskanal sind dabei vertauscht. Ist p_a bzw. p_b der Impuls des Teilchens a bzw. b im Schwerpunktsystem, so sind nach dem *Reziprozitätstheorem* die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen nach $p_a^2\sigma(A \to B) = p_b^2\sigma(B \to A)$ verknüpft.

Experimentelles. Als Geschoßteilchen a werden im allgemeinen Ionen verwendet, die in Teilchenbeschleunigern auf die erforderliche Energie gebracht und, um die Abbremsung der Ionen zu vermeiden, durch ein evakuiertes (Beschleunigungs-) Rohr auf das Target geschossen werden, das sich ebenfalls im Vakuum befindet und die Kerne A enthält. Je nach dem Ziel des Experimentes ist eine hohe Strahlintensität oder eine gute Energieschärfe der Ionen notwendig. Die emittierten Teilchen oder Quanten werden mit den üblichen Nachweisgeräten für Kernstrahlung auf Intensität, Energiespektrum, Koinzidenz, Polarisation, Winkelverteilung, Winkelkorrelation u. dgl. untersucht. Für K.en mit höchsten Energien nutzt man auch die Teilchen aus der kosmischen Strahlung aus.

Lit. Baldin, Goldanski, Rosental: Kinematik der K.en (dtsch Berlin 1963); → Kernphysik.

Kernreaktor, svw. Reaktor.

Kernresonanz, → magnetische Kernresonanz, → hochauflösende Kernresonanz.

Kernspaltung, *Spaltung*, *Fission*, ein spontaner Kernzerfall oder häufiger eine induzierte Kernreaktion, bei der ein schwerer Atomkern unter Einwirkung des Stoßes durch ein Teilchen — in der Hauptsache ein Neutron — oder ein energiereiches γ-Quant (→ Photospaltung) unter Energiefreisetzung in zwei oder drei Bruchstücke (→ Spaltprodukte) vergleichbarer Größe zerlegt wird. Neben den Spaltprodukten werden bei der K. noch 2 bis 3 Spaltneutronen sowie γ-Quanten frei. Die zahlenmäßig weit überwiegende K. in zwei vergleichbare Bruchstücke bezeichnet man als *binäre K.*, die K. in drei Bruchstücke vergleichbarer Masse als *ternäre K.* oder *Dreifachspaltung*. Die Tab. (s. linke Spalte) zeigt das Verhältnis der binären K. zur ternären K., wobei n Neutron und γ Photon bedeutet.

Die Emission kleinerer Bruchstücke als He-4 ist deshalb unwahrscheinlich, weil ihre Bindung an die Kernmaterie stark ist; He-4-Kerne dagegen sind schwach am Kern gebunden (→ Alphazerfall).

Die Kerne am Ende des periodischen Systems sind für die K. besonders geeignet, denn schon für Massezahlen $A > 85$ wird die Reaktionsenergie Q positiv; dennoch beobachtet man erst bei den schwersten Kernen eine ohne äußeren Anlaß erfolgende K., die → Spontanspaltung.

Entdeckung und Reaktionsmechanismus der K. Die induzierte K. ist erstmals Ende 1938 durch O. Hahn und F. Strassmann beim Beschuß von Uran mit Neutronen beobachtet worden, nachdem zuvor Fermi, Noddack, I. Curie und Savitch die Entstehung von Transuranen bei diesem Prozeß vermuteten. Durch äußerst sorgfältige radiochemische Untersuchungen stell-

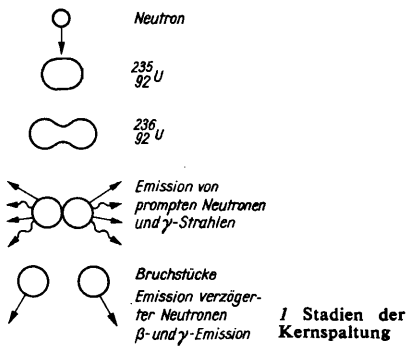
ten Hahn und Strassmann unzweideutig fest, daß unter den Produkten der Neutronenreaktion mit Uran das Element Barium vorkommt. Der Urankern zerfällt demnach in Barium und den Restkern Krypton. Später fand man noch eine ganze Anzahl weiterer Reaktionsprodukte. Die Kernladungszahlen der beiden Spaltstücke ergänzen sich dabei immer zur Kernladungszahl des Ausgangskerns, also U-92 → Ba-56 + Kr-36 oder U-92 → La-57 + Br-35. Damit war eine völlig neuartige Kernreaktion entdeckt: die *Uranspaltung*, allgemein K. In früher bekannten Prozessen war nur die Emission von Neutronen, Protonen oder α-Teilchen beobachtet worden. Daß bei einem solchen Prozeß die ungewöhnlich große Energie von etwa 200 MeV je gespaltenes Uranatom frei werden müßte, erkannten L. Meitner und O. Frisch. Im Jahre 1939 fanden Joliot-Curie, Kowarsky und von Halban als erste die Vermehrung der Neutronenzahl durch die K. Sie besteht im o. a. Auftreten der 2 bis 3 Spaltneutronen je Spaltakt. Roberts, Meyer und Wang entdeckten die auch nach Beendigung der Neutronenbestrahlung des Urans auftretende schwache Gruppe von → verzögerten Neutronen, die im Falle der K. von U-235 im Mittel 12,5 s später als die prompten Neutronen (s. u.) entstehen. Damit war die Möglichkeit der Erzeugung einer regelbaren → Kernkettenreaktion gegeben, die durch die Inbetriebnahme des unter der Leitung von E. Fermi gebauten Uranreaktors bei Chicago am 2. 12. 1942 erstmalig realisiert wurde. Später fand man bei der Neutronenreaktion mit Uran neben den mittelschweren Spaltprodukten, unter denen sich auch die in der Natur nicht vorkommenden Elemente Technetium und Promethium befinden, die von Fermi vermuteten Transurane ebenfalls; das erste unter ihnen, Neptunium, wurde 1940 endgültig nachgewiesen.

Die K. von U-233, U-235, Pu-239, Pu-241 u. a. erfolgt schon durch Anlagerung eines thermischen Neutrons an den Kern, wohingegen Th-232, U-238, Pu-240 nur mit schnellen Neutronen ($E_n \gtrapprox 1$ MeV) gespalten werden können. Die dabei frei werdenden Neutronen sind in der Lage, wiederum solche Kerne zu spalten, so daß unter geeigneten Bedingungen eine Kernkettenreaktion stattfindet.

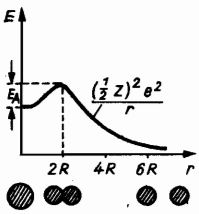
Energiebilanz bei der K. Die Reaktionsenergie der K. kann man mit Hilfe der Bethe-Weizsäcker-Formel berechnen. Zerfällt der Kern mit der Massezahl A in zwei Bruchstücke mit den Massezahlen A_1 und A_2, so wird die Energie $Q = B_A - B_{A_1} - B_{A_2}$ frei, wobei B die Bindungsenergie der Kerne ist. $Q > 0$ bedeutet, daß die Spaltung energetisch möglich ist. Aus der Bethe-Weizsäcker-Formel kann man die Schlußfolgerung ziehen, daß die Spaltungsenergie elektrostatischen Ursprungs ist und nur durch einen Oberflächenanteil der Kernkräfte verringert wird. Die kinetische Energie der Spaltprodukte beträgt bei der K. von Uran-235 mit langsamen Neutronen 170 MeV. Zur Gesamtenergie tragen noch Neutronen, γ-Quanten, β-Strahlung und Antineutrinostrahlung bei. Die Energie der γ-Strahlung während der K. beträgt ≈ 7 MeV, die der Spaltneutronen ≈ 6 MeV, der γ-Strahlung der Spaltprodukte ≈ 6 MeV, der β-Strahlung der Spaltprodukte ≈ 5 MeV und die Energie der Antineutrinostrahlung der Spaltprodukte ≈ 10 MeV, d. s. etwa 5% der gesamten Energie bei der Spaltung, die für U-235 etwa 200 MeV beträgt, aber auch bei wesentlich leichteren Kernen noch positiv bleibt.

Aktivierungsenergie. Trotz dieser enormen Energieentwicklung bei der Spaltung der schwersten Kerne, die wegen ihrer starken elektrischen Ladungen für einen solchen Prozeß prädestiniert sind, tritt nicht augenblicklich eine Art Kernexplosion oder Kernzertrümmerung ein. Das liegt an der Stabilität des Atomkerns gegenüber kleinen Deformationen. Diese durch die Oberflächenspannung der Kernmaterie bewirkte Stabilität wurde von Bohr und Wheeler auf der Grundlage des Tröpfchenmodells (→ Kernmodelle) erklärt.

Eine genauere Analyse der Stabilität gegen Spaltung erfordert die Analyse der energetischen Verhältnisse in den Zwischenstadien des Spaltprozesses. Betrachtet man die potentielle Energie zweier gleicher Bruchstücke in Abhängigkeit von ihrem Abstand, so erhält man den in der Abb. 1 dargestellten Verlauf: Beim Berühren beider Bruchstücke erreicht das Potential ein Maximum. Hier tritt maximale elektrostatische Abstoßung der Bruchstücke auf. Gleichzeitig beginnen aber die kurzreichweitigen Kernkräfte zu wirken. Sie ziehen die Bruchstücke stark an, so daß man für $r < R$ ein Potentialminimum erhält, das aus dem Wechselspiel zwischen den anziehenden Kernkräften mit kurzer Reichweite einerseits und den abstoßenden Coulomb-Kräften mit großer Reichweite andererseits resultiert. Bei der Deformation des Kerns gewinnen schließlich die Coulomb-Kräfte das Übergewicht. Die abstoßenden Coulomb-Kräfte liefern auch die Spaltungsenergie, d. i. im wesentlichen die Energie der Spaltprodukte. Die Höhe des beim Spaltvorgang zu überwindenden Potentialbergs wird in dem groben Modell, bei dem sich im Potentialmaximum die beiden kugelförmigen Tochterkerne gerade berühren, stark überschätzt. Tatsächlich schnürt sich der „in die Länge gezogene" Ausgangskern zunächst etwas in der Mitte ein, diese Einschnürung verstärkt sich, und im Moment des Abreißens der Brücke zwischen den Spaltprodukten liegen diese noch in einer von der Kugelform stark abweichenden Gestalt vor.



1 Stadien der Kernspaltung

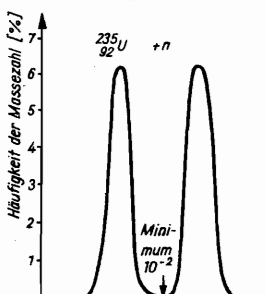


2 Potentielle Energie zweier Spaltbruchstücke in Abhängigkeit von ihrem Abstand. E Energie, E_A Aktivierungsenergie, r Schwerpunktabstand der beiden Kernhälften, R Radius des Compoundkerns, e Elementarladung, Z Ordnungszahl der Bruchstücke (betrachtet werden zwei Bruchstücke mit gleichem Z)

Kritische Deformation (Abb. 2) heißt diejenige Deformation des Ausgangskerns, bei der der deformierte Kern nach dem Tröpfchenmodell seine größte Energie hat. Bis zum Erreichen der kritischen Deformation muß Arbeit zur Vergrößerung der Oberflächenenergie geleistet werden, nach dem Überschreiten der kritischen Deformation wird auf Grund der elektrostatischen Abstoßung der sich bei der nun erfolgenden Kernspaltung voneinander lösenden Tochterkerne wieder Energie frei. Die Differenz zwischen der Energie des Kerns bei der kritischen Deformation und der Energie des kugelförmigen Ausgangskerns ist die zur Spaltung notwendige Aktivierungsenergie E_A. Ist die dem Kern zugeführte Energie kleiner als E_A, so kehrt der Kern wieder zur Kugelform zurück und gibt seine Anregungsenergie in Form einer Teilchen- oder γ-Quantenemission ab. Bei ausreichender Anregung wird dagegen bei den Tröpfchenschwingungen die kritische Deformation überschritten. Die Aktivierungsenergie kann durch die Bindungsenergie eines absorbierten Teilchens aufgebracht werden. Reicht die Bindungsenergie nicht aus, dann beobachtet man erst oberhalb einer minimalen kinetischen Energie des Geschoßteilchens, der Schwellenenergie, eine K. Da die K. einen allgemein möglichen Zerfallsmodus der schwersten Compoundkerne darstellt, ist der Vorgang mit allen bekannten Teilchen (n, p, d, α, ...) erzielbar, wenn diese nur die notwendige Anregung des Compoundkerns hervorrufen. Bei Absorption von π^--Mesonen sind Ereignisse beobachtet worden, die den Charakter hochenergetischer K.en aufweisen, da bei der Reaktion des π-Mesons mit einem Kernproton eine Energie von etwa 100 MeV frei wird.

Bei einigen Isotopen der Spaltelemente, z. B. U-233, U-235 und Pu-239, ist die Aktivierungsenergie kleiner als die Bindungsenergie eines Neutrons, daher ist die K. mit thermischen Neutronen möglich. Die spaltbaren Kerne Th-232 und U-238 erfordern eine zusätzliche Energiezufuhr, etwa $E_n \gtrapprox 1$ MeV als kinetische Energie der Neutronen, um die Aktivierungsenergie aufzubringen.

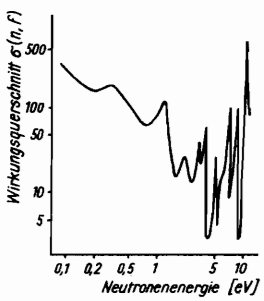
Asymmetrie der K. Die K. mit thermischen Neutronen und mit Neutronen bis zu mehreren MeV Energie ergibt ein mittleres Massenverhältnis der Spaltprodukte von $\approx 3:2$. Die Häufigkeit der bei der K. entstehenden Isobare ist in Abb. 3 dargestellt. Es zeigt sich, daß Kerne nicht bevorzugt in zwei gleich große Bruchstücke spalten, sondern daß eine deutliche Asymmetrie auftritt. Im Falle der K. von U-235 durch langsame Neutronen beobachtet man ein Häufigkeitsminimum bei Bruchstücken der Massezahl 120 und Maxima bei den Massezahlen 97 und 138. Eine symmetrische Spaltung tritt bei U-235 etwa 600mal seltener auf. Mit steigender Anregung des Compoundkerns wird die Verteilung immer symmetrischer; das Minimum der Massenhäufigkeit flacht sich ab, die Massenausbeute im Minimum selbst steigt bei Spaltung von U-235 mit 14-MeV-Neutronen um das 100fache gegenüber der bei Spaltung mit thermischen Neutronen an. Eine befriedigende Erklärung der Asymmetrie der K. bei kleinen und mittleren Energien wurde bisher noch nicht gefunden. Sicher ist jedoch, daß Schaleneffekte darauf einen Einfluß haben.



3 Häufigkeitsverteilung der Spaltprodukte von Uran-235

Wirkungsquerschnitte und Realisierung der K. Die praktisch wichtigste Eigenschaft der K. ist die Befreiung von 2 bis 3 Neutronen während des Prozesses. Sie werden entweder bei der Teilung des Kerntröpfchens, d. h. des Compoundkerns selbst, viel wahrscheinlicher aber aus den hochangeregten Spaltprodukten innerhalb von 10^{-12} s herausgedampft. Diese obere Zeitgrenze konnte aus Beobachtungen des Ortes der Neutronenemission der mit etwa ein Zehntel Lichtgeschwindigkeit auseinanderfliegenden Kerntrümmer geschlossen werden. Da die K. über einen Compoundkern verläuft, erwartet man, daß die Wirkungsquerschnitte σ bei der K. der Breit-Wigner-Formel $\sigma_{ab} = g_I \lambda^2 \pi \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$ genügen. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkerns durch Neutroneneinfang σ_{nc} hat Resonanzcharakter. Γ_f/Γ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Zwischenkerns durch K., wobei Γ_f Spaltungsbreite und Γ Gesamtbreite der Resonanz ist. Der Wirkungsquerschnitt für die K. von U-235 durch Neutronen ist in Abb. 4 angegeben. Die genaue Kenntnis der in der Tab. aufgeführten Wirkungsquerschnitte σ für die Prozesse Streuung, Absorption und Spaltung ist erforderlich, weil sie die Grundlage bilden für die in der Reaktortechnik wichtigen Größen η, d. i. die Anzahl der je absorbiertes Neutron neu erzeugten Spaltneutronen, und ν, d. i. die Anzahl der je Spaltung entstehenden Spaltneutronen (→ Vierfaktorenformel). Wegen der (n,γ)-Einfangprozesse ist $\eta < \nu$, formelmäßig:

$\nu = \eta\sigma_{\text{Absorption}}/\sigma_{\text{Spaltung}}$ mit $\sigma_{\text{Absorption}} = \sigma_{\text{Spaltung}} + \sigma_{(n,\gamma)}$.



4 Wirkungsquerschnitt für die Spaltung von Uran-235 durch Neutronen

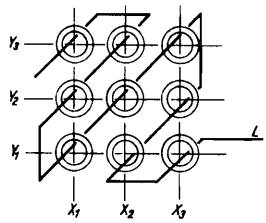
Zielkern	$\sigma_{Streuung}$ in barn	$\sigma_{Absorption}$ in barn	$\sigma_{Spaltung}$ in barn	$\frac{\sigma_{Absorption}}{\sigma_{Spaltung}}$	η	ν
U-233	8	591 ± 8	530 ± 8	1,155 ± 0,020	2,29 ± 0,03	2,55 ± 0,06
U-235	8,2	680 ± 10	576 ± 15	1,180 ± 0,020	2,09 ± 0,02	2,47 ± 0,05
Pu-239	8	1108 ± 15	770 ± 15	1,439 ± 0,030	2,02 ± 0,03	2,91 ± 0,06

In der Tab. sind einige Daten über K. mit Neutronen von Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung für 293 K angegeben; im thermischen Gebiet gilt das $1/v$-Gesetz, wobei v die Geschwindigkeit der Neutronen ist, im epithermischen Bereich treten schwache Resonanzen auf. Im Vergleich zu den in der Tab. genannten Größen liegen die Spaltquerschnitte $\sigma_{Spaltung}$ für die nur mit schnellen Neutronen spaltbaren Kerne Th-232, Po-231, U-234, U-238 und Np-237 maximal nur in der Größenordnung 1 barn, die für die Photospaltung sogar nur bei 0,1 barn. Die Querschnitte für Strahlungseinfang bei (n,γ)-Prozessen von thermischen Neutronen betragen für U-235, U-238, natürliches U und Pu-239 entsprechend 100; 2,8; 3,5; 361 barn. Mit zunehmendem Atomgewicht A nimmt ν im allgemeinen zu. Für die schwersten Kerne steigt es etwa linear von $\nu \approx 1{,}89$ bei Pu-236 bis $\nu \approx 3{,}52$ bei Cf-252 an, die mittlere Steigung beträgt $\frac{d\nu}{dA} \approx 0{,}11$ bis $0{,}12$. Die Energieabhängigkeit von ν wird durch $\frac{d\nu}{dE} \approx 0{,}12/\text{MeV}$ charakterisiert. Im thermischen Bereich ist ν in jedem Falle als konstant zu betrachten.

Die Tatsache der Vergrößerung der Neutronenzahl durch die K. bedeutet also, daß der Prozeß der Spaltung genau diejenige Sorte von Teilchen im Überschuß nachliefert, die als Geschosse zur Auslösung der Reaktion auch notwendig sind. Damit ist der Ablauf einer zyklischen Reaktionskette, der Kernkettenreaktion, im Prinzip möglich. Die Existenz der verzögerten Neutronen bei der K. erlaubt eine leichte und gefahrlose Steuerung bzw. Regelung der Kernkettenreaktion, während die ungesteuerte K. zu einem lawinenartigen Anwachsen der Anzahl der Spaltvorgänge führt, was in Kernwaffen ausgenutzt wird. Verzögerte Neutronen treten sowohl bei der thermischen Spaltung auf, und zwar bei U-233 zu 0,24%, bei U-235 zu 0,76% und bei Pu-239 zu 0,36%, als auch bei der schnellen Spaltung, d. h. bei der Spaltung mit $\gtrapprox$ 1-MeV-Neutronen, und zwar bei Th-232 und U-238 zu $\approx$ 1,5% verzögerte Neutronen bezogen auf die Gesamtzahl der Spaltneutronen.
Lit. → Kernphysik.

Kernspeicher, magnetischer Speicher, dessen Elemente Ferritkerne sind. Die Information wird mit einem positiven oder negativen Stromimpuls durch die Leitung (1) aufgezeichnet (Abb. 1). Zur Weiterverarbeitung der Information (Lesen) wird durch die Leitung (2) ein Stromimpuls geschickt. Dabei entsteht bei (3) ein Spannungsimpuls, der vom Magnetisierungszustand des Kerns abhängt und weiterverarbeitet wird. Beim Lesen wird die gespeicherte Information zerstört, da der Stromimpuls beim Lesen im allgemeinen zu einer Ummagnetisierung des Kernes führt. Sie muß durch eine zusätzliche elektronische Einrichtung wiederhergestellt werden.

Meistens werden die Kerne zu Matrizen (Abb. 2) zusammengefaßt. Zum Aufzeichnen der Informationen wird durch eine der X- und



2 Matrizen eines Kernspeichers

eine der Y-Leitungen ein Stromimpuls geschickt, der so groß ist, daß nur in ihrem Schnittpunkt die kritische Feldstärke zur Ummagnetisierung erreicht wird. Das Lesen erfolgt analog. Der Spannungsimpuls wird von der Leitung L abgenommen.

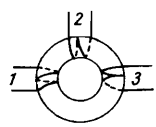
Kernspektroskopie, die Arbeitsrichtung der Kernphysik, die die Energie der Kernniveaus, ihre Eigenschaften und die Übergänge zwischen ihnen, vor allem die γ-Übergänge, zum Gegenstand hat. Die Bestimmung von Niveauenergien ist mit Hilfe der Gammaspektrometrie, der Teilchenspektrometrie und der Konversionselektronenspektrometrie bei Kernreaktionen, Kernstreuung und radioaktivem Zerfall möglich. Zur genauen Zuordnung der Linien in den oft sehr komplizierten Spektren wird mit der → Koinzidenzmethode gearbeitet. Auch direkte Messungen sind möglich, wenn bei bekanntem → Q-Wert den Intensitätsmaxima einer Anregungskurve Energieniveaus des Compoundkerns zugeordnet werden können. Aussagen über Spin, Parität, innere Struktur und andere Eigenschaften der Niveaus sind z. B. aus γ-Übergangswahrscheinlichkeiten, aus Wirkungsquerschnitten für Kernreaktionen, aus Messungen der Winkelabhängigkeiten der Teilchen- und γ-Emission bei Kernreaktionen sowie aus der Winkelkorrelation und der Polarisation bei Kernreaktionen zu gewinnen.

Kernspektrum, die Gesamtheit der möglichen γ-Übergänge zwischen den Energiezuständen eines Kerns.

Kernspin, Gesamtdrehimpuls eines Atomkerns. Die Quantenzahl I des K.s ist ganzzahlig für alle Kerne mit gerader Massezahl und halbzahlig für alle Kerne mit ungerader Massezahl. Die K.s der meisten Kerne werden durch das Schalenmodell richtig erklärt, insbesondere haben alle gg-Kerne (gerade Neutronen- und Protonenzahl) in Übereinstimmung mit diesem Modell den K. $I = 0$. Nur Kerne mit $I \neq 0$ haben → Kernmomente. → Spin.

Kernspinresonanz, svw. magnetische Kernresonanz.

Kernspuremulsion, *Kernemulsion,* Photoemulsion zum Nachweis von Spuren hochenergetischer Teilchen, die wie eine Spurkammer (→ De-



1 Schematische Darstellung eines Kernspeichers

tektor) wirkt. K.en sind bis zu etwa 1 mm dicke, meist trägerfreie Photoemulsionsplatten, deren Gehalt an Silberhalogenid den von gewöhnlichen Photoemulsionen wesentlich übertrifft; das Masseverhältnis Gelatine : Silberhalogenid beträgt etwa 20 : 80. Die K. registriert alle Teilchen, von denen sie zwischen Herstellung und Entwicklung durchquert wird. Bei der Entwicklung der K. werden die von den Teilchen getroffenen Silberhalogenidkristalle reduziert; die Teilchenspur erscheint in Form von kettenartig angeordneten mikroskopisch kleinen Silberkörnern. Der überwiegende restliche Teil des Silberhalogenids wird beim Fixieren aus der Emulsion herausgewaschen; die K. schrumpft daher nach dem Entwickeln, Fixieren und Trocknen auf weniger als die Hälfte der ursprünglichen Dicke. An das Gelatinegerüst werden daher erhebliche Anforderungen gestellt, um an den Spuren Präzisionsmessungen durchführen zu können. Der *Schrumpfungsfaktor*, d. i. das Verhältnis der Schichtdicke während der Bestrahlung zu der nach dem Fixieren und Trocknen, wird durch direkte Messungen bestimmt und zur Korrektur aller Meßwerte der Spuren benutzt. Die K.en werden vor der Bestrahlung meist ohne Glasträger als Emulsionspakete zusammengepreßt, nach der Bestrahlung mit Bezugsmarken versehen, dann wieder getrennt und einzeln auf Glasplatten aufgeklebt. Erst danach erfolgt der Entwicklungsprozeß. Hierdurch werden Verzerrungen weitgehend vermieden. Neben den makroskopischen Verzerrungen der K., die man durch Eichmessungen an definierten Spuren bekannter Teilchen korrigieren kann, existieren auch mikroskopische Verzerrungen (*falsche Streuung*, engl. *spurious scattering*), die bei Messungen der Coulomb-Vielfachstreuung zu Fehlern führen. Trotz der Größe des Schrumpfungsfaktors (etwa 2,5) gelingt es bei den besten K.en, die falsche Streuung so klein zu halten, daß noch Teilchenenergien in der Größenordnung von einigen 10 GeV bestimmt werden können.

Das Absuchen der K. nach interessierenden Ereignissen ist sehr mühsam und läßt sich nur schwer automatisieren. Das systematische Durchmustern der gesamten Fläche (genauer des Volumens) nennt man *Flächenscanning*. Beim Arbeiten mit K.en, die an Teilchenbeschleunigern exponiert worden sind, sucht man nur die parallel verlaufenden Spuren der Primärteilchen und verfolgt sie unter dem Mikroskop, bis man auf ein Ereignis stößt. Die Auswertung erfolgt danach durch Messungen mit Kernspurmeßmikroskopen. Gemessen werden z. B. die → Coulomb-Vielfachstreuung, die Anzahl bzw. die Verteilung der Silberkörner entlang der Teilchenspur (→ Ionisationsmessung), die Reichweite vollständig abgebremster Teilchen, die Krümmung der Teilchenbahn, wenn die K. in einem starken Magnetfeld exponiert wurde, und die Emissionswinkel der einzelnen an einer Kernreaktion beteiligten Teilchen. Aus diesen Messungen können Massen, Energien und Ladung der Teilchen und damit ihre Identität ermittelt werden.

K.en wurden in der Vergangenheit für viele Zwecke der Kernphysik und der Hochenergiephysik benutzt, z. B. wurde das π-Meson mit Hilfe von K.en entdeckt. Heute beschränkt sich der Anwendungsbereich der K.en vorwiegend auf die Physik der Hyperfragmente sowie auf Untersuchungen der kosmischen Strahlung.

Kernspurmeßmikroskop, hochauflösendes Mikroskop zum Messen von Teilchenspuren in der Kernspuremulsion. Das K. zeichnet sich durch extrem hohe Güte der Tischführung aus, um Messungen der Coulomb-Vielfachstreuung vornehmen zu können. Das K. mit der genauesten Tischführung ist das KSM 1 des VEB Carl Zeiss Jena. Die Abweichung der x-Bewegung des Tisches von einer Geraden beträgt über einen Bereich von 55 mm weniger als 0,3 μm.

Kernspurplatten, mit speziellen Eigenschaften für die Aufzeichnung von Spuren geladener Teilchen ausgestattetes photographisches Material. Die verwendeten Emulsionen sind silberreich, haben sehr feines und gleichmäßiges Korn und nur einen geringen Schleier. Die Emulsionsschicht wird bis zu 400 μm Dicke hergestellt. Trägerfreie Emulsionsfolien sind sogar 400 bis 1000 μm dick. Sie werden zu Paketen zusammengesetzt, deren Größe so eingerichtet werden kann, daß auch Teilchen sehr hoher Energie völlig abgebremst in der Emulsion zur Ruhe kommen. Die hohe Schichtdicke von K. verlangt besondere Maßnahmen, um eine in der Tiefe gleichmäßige Entwicklung zu erzielen. Am gebräuchlichsten ist die Anwendung von Entwicklersubstanzen, die bei tiefen Temperaturen nur in sehr geringem Maße wirksam sind. Läßt man die Entwicklerlösung bei 3 °C in die Schicht eindiffundieren und erwärmt dann schnell auf 20°C, so setzt die Entwicklung gleichzeitig in der gesamten Schichttiefe ein.

K. sind auf Grund der hochentwickelten Auswerteverfahren Präzisionsinstrumenten für Messung ionisierender Teilchen vergleichbar. Der Weg eines geladenen Teilchens durch die Emulsionsschicht ist, entsprechende Empfindlichkeit vorausgesetzt, nach der Entwicklung als Spur von Silberkörnern aufgezeichnet. Die Ausmessung einer Spur gestattet den Schluß auf Art und Energie des Teilchens. Es gibt elektronenempfindliche K. und solche, die nur für Teilchen hoher Ionisationsfähigkeit empfindlich sind. Da Neutronen als ungeladene Teilchen keine Spuren zeichnen, bringt man Bor- oder Lithiumsalze in die Emulsion ein. Die auf Grund der Reaktionen $^{10}B(n,\alpha)$ oder $^{6}Li(n,\alpha)$ entstehenden Teilchen rufen in der Schicht charakteristische Spuren hervor. Durch Anreicherung der stabilen Isotope Bor-10 oder Lithium-6 läßt sich die Nachweisempfindlichkeit für Neutronen bedeutend steigern.

Kernstoß, jede Wechselwirkung zwischen einem Kern und einem Teilchen. Dabei erfolgt entweder eine Kernreaktion oder eine Kernstreuung.

Kernstrahlung, svw. ionisierende Strahlung.

Kernsynthese, svw. Kernfusion.

Kerntechnik, das Gebiet der Technik, das sich direkt oder mittelbar mit dem Atomkern als Strahlungs- und Energiequelle befaßt. Zur K. gehören die Nutzbarmachung der Kernenergie für wirtschaftliche Zwecke, d. h. Berechnung, Entwicklung, Bau und Betrieb von Reaktoren und Kernkraftwerken, allgemein von Anlagen, in denen Kernprozesse und -materialien eine

wesentliche Rolle spielen; weiterhin gehören zur K. insbesondere die Entwicklung und Konstruktion von Geräten und Apparaten für automatische Kontrolle, Fernbedienung und Sicherheitseinrichtungen, die Berechnungen und Untersuchungen über Wärmeübertragung, Wärmeaustausch und Kühlmittelpumpen, die Untersuchung der Einflüsse der verschiedenen Strahlungen auf die verwendeten Werkstoffe; zur K. zählen auch die Entwicklung von Methoden und Verfahren zur Herstellung von Stoffen höchsten Reinheitsgrades, z. B. von reinstem Graphit, Zirkonium, Beryllium; die Kernbrennstoff-Aufbereitung sowie dessen Gewinnung, Verarbeitung und Reproduktion; weiterhin Isotopentrennung, Handhabung radioaktiver Substanzen, die Beseitigung radioaktiver Abfälle, Abwasserfragen, Strahlenschutz, Strahlenmeßtechnik, die Anwendung radioaktiver und stabiler Nuklide u. a. Als zusammenfassende Bezeichnung für die vielfältigen Aufgaben, die bei der Gestaltung von Anlagen für die Kernenergiegewinnung und bei der Anwendung der radioaktiven Strahlung auf den verschiedenen Gebieten anfallen, wird auch der Ausdruck *Kernverfahrenstechnik* benutzt.

Kerntemperatur, → Kernmodelle.

Kerntheorie, Theorie zur Beschreibung des Aufbaus und der Eigenschaften der Kerne. Eine geschlossene Gesamttheorie des Kerns existiert jedoch z. Z. noch nicht, da die mittleren und schweren Kerne aus vielen Nukleonen aufgebaut sind und deren gegenseitige Wechselwirkung kompliziert und nicht genau bekannt ist. Aus der theoretischen Analyse experimenteller Resultate sind Modellvorstellungen (→ Kernmodelle) entstanden, die die Stabilität oder Instabilität, das Verhalten bei Kernreaktionen und die Energiezustände der Kerne (→ Kernniveau) auf Grund jeweils typischer Voraussetzungen bzw. Vernachlässigungen beschreiben. Hauptprobleme der K. sind die Erforschung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, der Absättigung (→ Kernmaterie) und der durch das Schalenmodell nahegelegten relativ freien Beweglichkeit der Nukleonen im Kern.

Kernumwandlung, jede Umwandlung eines Kerns, sowohl als Folge spontanen radioaktiven Zerfalls und spontaner Spaltung als auch als Folge von Kernreaktionen.

Kernumwandlungsquerschnitt, Wirkungsquerschnitt für Kernumwandlungen.

Kernverdampfung, 1) die Emission eines Nukleons oder eines größeren Teilchens aus einem hoch angeregten Compoundkern. Sie erfolgt aus einem Potentialtopf ohne Coulomb-Wall. Die Emission eines Nukleons kann man wegen der hohen Kerntemperatur des Compoundkerns mit dem Verdampfen von Atomen oder Molekülen aus Flüssigkeiten vergleichen. Die nach dem Fermi-Gas-Modell statistisch auf die Nukleonen des Kerns verteilte Energie kann sich mit einer geringen Wahrscheinlichkeit, die die Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt, auf ein Nukleon konzentrieren, das dann den Kern verlassen kann. Mit Hilfe dieses Modells erhält man das Energiespektrum der verdampfenden Nukleonen. Für verdampfende Neutronen gilt analog der Verdampfung von Elektronen aus einer Glühkatode die → Richardson-Gleichung.

2) → Kernzertrümmerung.

Kernverschmelzung, svw. Kernfusion.

Kern-Zeeman-Effekt, analog zum Zeeman-Effekt in den Hüllenspektren die Aufspaltung der Hyperfeinstrukturlinien, die von der Wechselwirkung des Kernspins und des Hüllenspins herrühren, im äußeren Magnetfeld. → Kernquadrupolresonanz.

Kernzerfall, 1) → radioaktiver Zerfall. 2) die Abregung hochangeregter Kernniveaus, → Compoundkernreaktion.

Kernzersplitterung, svw. Kernzertrümmerung.

Kernzertrümmerung, *Spallation, Kernzersplitterung, Vielfachzerlegung,* eine Kernumwandlung durch hochenergetische Teilchen. Als Quellen der hochenergetischen Partikeln dienen die kosmische Strahlung und die großen Teilchenbeschleuniger. Mit K. bezeichnet man solche Umwandlungsmechanismen, bei denen — im Gegensatz zur → Kernspaltung — eine größere Anzahl von großen Bruchstücken (Kerntrümmer) sowie α-Teilchen und elementaren Kernbausteinen auftritt. Bei leichten Atomkernen entstehen die Restkerne ausschließlich durch K. Während bei der K. der Kern nicht restlos in seine elementaren Bestandteile aufgelöst wird, erfolgt bei der *Kernexplosion,* zu der eine noch höhere Energie erforderlich ist, die totale Auflösung in die kleinsten Kernbausteine. Als Kernexplosion bezeichnet man die stärkstmögliche Form der Auflösung eines Kerns, während die schwächste Form der Auflösung als *Kernverdampfung* bezeichnet wird. K. deutet auf die Auflösung eines Kernes allgemein hin, wogegen Kernexplosion bzw. Kernverdampfung den Grad der Auflösung charakterisiert.

Untersuchungen der K. werden in erster Linie mit Kernemulsionen durchgeführt: Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf einen Atomkern in der Emulsion, so markieren sich nach der photographischen Entwicklung die bei der Zertrümmerung emittierten geladenen Teilchen als Spuren. Ein derartiges Ereignis mit strahlenförmig von einem Punkt ausgehenden Spuren bezeichnet man als einen *Stern.* Die ersten, durch hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung hervorgerufenen K.en entdeckten 1937 die Wiener Physikerinnen Blau und Wambacher. Der erste Schritt einer Sternanalyse besteht in der Trennung der durch die Zertrümmerung schwerer Kerne gebildeten Sterne von denen, die durch Zertrümmerung der leichten Kerne entstanden sind. Die Zahl der im Mittel je Stern emittierten geladenen Teilchen ändert sich nur wenig mit der Energie des Primärteilchens. Weitere die Zertrümmerungsprozesse charakterisierende Merkmale sind die Energieverteilung der emittierten Teilchenarten und die relative Häufigkeit der in Richtung des Primärteilchens emittierten Partikeln. In der Theorie der K.en betrachtet man den schweren Atomkern als Fermi-Gas von freien Nukleonen in einem rechteckigen Potentialtopf.

Kernzustand, svw. Kernniveau.

Kerr-Effekt, 1) *elektrooptischer K.-E.,* die an Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen auftretende Erscheinung, daß diese in einem elektrischen Feld doppelbrechend werden bzw. ihre

bereits vorhandene → Doppelbrechung ändern. Der K.-E. ist proportional zum Quadrat der angelegten elektrischen Feldstärke. Er läßt sich am geeignetsten bei Anlegen des elektrischen Feldes senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes mit unter 45° zur Richtung des elektrischen Zusatzfeldes polarisiertem Licht beobachten. Eine Welle mit dieser Polarisation enthält eine parallel und eine senkrecht zur Feldrichtung schwingende Komponente; diese Komponenten breiten sich mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten aus. Nach dem Durchlaufen eines Materials der Länge l in Ausbreitungsrichtung entsteht ein Gangunterschied $\delta = (n_{\parallel} - n_{\perp})l/\lambda = BlE^2$. Dabei sind $n_{\parallel}$ und $n_{\perp}$ die Brechungsindizes für die parallel und senkrecht zur Feldrichtung schwingenden Komponenten; λ ist die Wellenlänge des Lichtes, E die Feldstärke des zusätzlich angelegten elektrischen Feldes und B die von der Wellenlänge und vom Material abhängige Kerr-Konstante. Der Gangunterschied δ hat zur Folge, daß einfallendes linear polarisiertes Licht aus dem Material elliptisch polarisiert austritt.

Der K.-E. wird zur Lichtmodulation im Bildfunk und in der Filmtechnik sowie für Kurzzeitlichtschalter angewandt.

2) *magnetooptischer K.-E.*, ein magnetooptischer Effekt an ferromagnetischen Metallspiegeln. Allgemein wird linear polarisiertes Licht nach Reflexion an metallischen Spiegeln elliptisch polarisiert. Sind die Spiegel Ferromagnetika, so erfolgen in proportionaler Abhängigkeit von deren Magnetisierung in einem starken Magnetfeld zusätzlich eine Drehung und eine Änderung des Achsenverhältnisses, also eine Verzerrung der Schwingungsellipse. Der magnetooptische K.-E. läßt sich zur Sichtbarmachung magnetischer Bereichsstrukturen ausnutzen.

Kesselzustand, *Ruhezustand*, der Zustand, den ein homogenes Gas im Kessel bei der Strömungsgeschwindigkeit $c = 0$ gehabt hat, bevor es durch isentrope Zustandsänderung auf einen bestimmten Bewegungszustand expandiert worden ist. Durch isentropen Aufstau bis zur Ruhe erreicht es den K. wieder (→ Staupunkt). Der K. ist gekennzeichnet durch den *Kesseldruck*, auch als Ruhe- oder Gesamtdruck bezeichnet, die *Kesseltemperatur*, auch Ruhe- oder Gesamttemperatur genannt, und die *Kesseldichte* oder *Ruhedichte*. Da der K. bei isentropen Zustandsänderungen konstant bleibt, wird er bei gasdynamischen Rechnungen als Bezugsgröße verwendet.

ket-Symbol [engl. bra-c-ket = *Klammer*], von Dirac bei der Ausarbeitung des formalen Apparates der Quantenmechanik eingeführte Schreibweise $|g\rangle$, in der sich mit dem bra-Symbol $\langle f|$ das Skalarprodukt zweier Elemente eines Hilbert-Raumes in der Form $(f, g) = \langle f|g\rangle$ darstellen läßt. Diese Schreibweise ist in der Physik weit verbreitet, empfiehlt sich aber nur, solange man es mit selbstadjungierten Operatoren zu tun hat, da z. B. eine Relation $(f, \hat{A}g) = (\hat{A}^{\mathrm{T}}f, g)$ in der Diracschen Schreibweise nicht ausdrückbar ist. Für den Fall, daß $\hat{A}$ ein selbstadjungierter Operator ist, schreibt man:

$$(f, \hat{A}g) = (\hat{A}f, g) = \langle f|\hat{A}|g\rangle.$$

Kettenexplosion, svw. Detonation.

Kettenleiter, bestehen aus mehreren hintereinandergeschalteten → Vierpolen. K. entstehen, wenn man die Ausgangsklemmen des n-ten Vierpols mit den Eingangsklemmen des $n + 1$-ten Vierpols verbindet. Sind die Vierpole untereinander gleich und symmetrisch, so spricht man von einem homogenen, symmetrischen K. K. werden vorwiegend in Siebschaltungen und Laufzeitketten angewendet. *Siebschaltungen* haben die Aufgabe, aus einem Frequenzgemisch Frequenzen auszusieben und (möglichst ungedämpft), durchzulassen, die anderen Frequenzen jedoch möglichst stark zu dämpfen. → *Laufzeitketten* dienen zur Weiterleitung und Verzögerung von elektrischen Signalen, sie müssen im Durchlaßbereich eine konstante → Gruppenlaufzeit haben. Die einzelnen Glieder der Siebschaltungen und Laufzeitketten werden aus möglichst verlustfreien Spulen und Kondensatoren (*L-C*-Elementen) aufgebaut. Im Bereich tiefer Frequenzen werden auch Widerstandskondensator-Kombinationen (*R-C*-Elemente) für Siebschaltungen verwendet.

Kettenleiteranordnung, → Verzögerungsleitung.

Kettenmatrix, → Vierpol.

Kettenreaktion, 1) *chemische K.*, eine Folge von Reaktionen, bei denen jeder Reaktionsschritt neben dem Endprodukt ein instabiles Zwischenprodukt, den Kettenträger, liefert, das die Wiederholung der Reaktionsfolge auslöst. An eine *Startreaktion* schließt sich also jeweils eine Kette von *Folgereaktionen* an. Diese Fortpflanzungsreaktion läuft so lange, bis durch eine *Abbruchreaktion* die für die Weiterführung notwendigen Kettenträger anderweitig verbraucht werden. Ein einfaches Beispiel für eine K. ist der Zerfall des Phosgens in Kohlenmonoxid und Chlor: $COCl_2 \rightarrow CO + Cl_2$. Es hat sich gezeigt, daß der Vorgang nur abläuft, wenn freies Chlor anwesend ist. Die Zersetzung des Phosgens geschieht dann nach folgendem Mechanismus:

$$Cl_2 \rightarrow 2\,Cl\cdot \qquad (1)$$

$$Cl\cdot + COCl_2 \rightarrow COCl\cdot + Cl_2 \qquad (2)$$

$$COCl\cdot \rightarrow CO + Cl\cdot \qquad (3)$$

$$Cl\cdot + COCl_2 \rightarrow COCl\cdot + Cl_2 \qquad (2)$$

$$COCl\cdot \rightarrow CO + Cl\cdot \qquad (3)$$

usw.

$$Cl\cdot + Cl\cdot \rightarrow Cl_2 \qquad (4)$$

Die Startreaktion (1) besteht demnach in der Dissoziation vorhandener Halogenmoleküle in ihre Atome und die Folgereaktionen (2) und (3) in der Umsetzung dieser Atome mit dem Ausgangsstoff. Die Kettenträger bilden hier die Chloratome und die COCl-Radikale. Der Vorgang (4) stellt die Kettenabbruchreaktion, die Wiedervereinigung zweier Halogenatome zu einem Chlormolekül, dar. Man unterscheidet gewöhnlich zwischen Stoffketten und Energieketten, je nachdem ob die Kettenträger Atome und Radikale oder energiereiche Moleküle sind. Die Chlorknallgasreaktion wie auch der oben besprochene Phosgenzerfall sind Beispiele für eine Stoffkette. Als Energiekette wird der Zerfall des Ozons angesehen. Kettenträger sind hierbei energiereiche Ozon- oder Sauerstoffmoleküle. In vielen Fällen kann man nicht ohne weiteres entscheiden, ob eine K. als Energie-

oder als Stoffkette anzusehen ist. Oft läßt sich nicht einmal mit Bestimmtheit der Ablauf einer Reaktion als K. feststellen. Es existieren jedoch eine Reihe von charakteristischen Merkmalen, die das Vorliegen einer K. wahrscheinlich machen:

1) K.en sind oft von gebrochener Reaktionsordnung, d. h., die Geschwindigkeitsgleichung, auch Zeitgesetz der Reaktion genannt, ist eine Differentialgleichung, in der die Umsatzvariable mit gebrochenem Exponenten vorkommt.

2) Man bemerkt bei K.en einen starken Einfluß von nicht reaktionsfähigen Fremdgasen auf die Reaktionsgeschwindigkeit (Begünstigung der Kettenabbruchreaktion).

3) Bei K. tritt oft eine Inkubationsperiode auf.

4) Ungesättigte Moleküle vermindern vielfach in besonders starkem Maße die Geschwindigkeit der K. durch Bindung von Kettenträgern.

5) Form und Größe des Reaktionsgefäßes beeinflussen bei K.en die Geschwindigkeit (Wandabbruch).

Die Beobachtung einer Geschwindigkeitsverminderung durch Fremdstoffe ist somit ein wesentliches Charakteristikum für eine K. Man bezeichnet solche Fremdstoffe als Inhibitoren. Sie bewirken eine Verkürzung der Kettenlänge. Darunter wird die Gesamtzahl der Fortpflanzungszyklen, die von einem freien Radikal ausgelöst werden, verstanden. Das Verhältnis Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu Kettenabbruchsgeschwindigkeit bestimmt die durchschnittliche Kettenlänge. Die experimentelle Bestimmung der Kettenlänge erfolgt, soweit möglich, photochemisch aus der Quantenausbeute. Für die Chlorknallgasreaktion z. B. wurden so Kettenlängen von 10^4 bis 10^5 ermittelt. Bei den K.en ist zwischen unverzweigten und verzweigten K.en zu unterscheiden. Unverzweigte K.en sind dadurch gekennzeichnet, daß bei jedem Teilvorgang der Reaktionsfolge stets nur ein Kettenträger gebildet wird. Sie führen stets zu einem stationären Wert der Reaktionsgeschwindigkeit, für den die Kettenstartgeschwindigkeit gleich der Kettenabbruchgeschwindigkeit ist. Die Konzentration der Kettenträger erreicht also immer einen endlichen Wert, und ein selbstbeschleunigender Verlauf der Reaktion ist ausgeschlossen, solange kein Wärmestau auftritt. Für stark exotherme Reaktionen jedoch kann der Fall eintreten, daß die entwickelte Wärme nicht schnell genug abgeführt, sondern zur Temperatursteigerung verwendet wird und daß dadurch die stark temperaturabhängige Reaktionsgeschwindigkeit wächst. Damit steigt aber auch die in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge und mit ihr erneut die Reaktionsgeschwindigkeit und so fort. Es kommt schließlich zu einer Wärmeexplosion. Bei verzweigten K.en, die auftreten, wenn ein Kettenträger in einer Reaktion zwei neue Radikale erzeugt (z. B. in der Knallgasreaktion durch die Elementarreaktion $H\cdot + O_2 \rightarrow OH\cdot + \cdot O\cdot$) oder wenn aus einem stabilen Zwischenprodukt im Verlauf der Reaktion neue freie Radikale gebildet werden (z. B. bei der Kohlenwasserstoffoxydation in flüssiger Phase), ist es möglich, daß die Konzentration der Kettenträger ohne jede thermische Beschleunigung unendlich anwächst, die Reaktionsgeschwindigkeit dadurch sehr groß wird und die Reaktion als Kettenexplosion verläuft. In der Praxis tritt dabei jedoch meistens auch eine thermische Selbsterwärmung auf.

2) *kernphysikalische K.*, svw. Kernkettenreaktion.

Kettenregel, → Differentialrechnung.

Kettenverstärker, → Breitbandverstärker.

ket-Vektor, → Diracsche Schreibweise.

kg, → Kilogramm.

Kickermagnet, → Blasenkammer.

Kielwasser, svw. Nachlauf.

Kikuchi-Linien, → Elektronenbeugung.

Killing-Gleichung, → Bewegungsgruppe.

Killing-Vektor, → Bewegungsgruppe.

Kilo, k, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^3, → Vorsätze.

Kiloampere, kA, SI-Einheit der elektrischen Stromstärke und der elektrischen Spannung. 1 kA = 10^3 A.

Kiloamperestunde, kAh, Einheit der Elektrizitätsmenge oder der elektrischen Ladung. 1 kAh = 10^3 Ah.

Kilogramm, kg, SI-Grundeinheit der Masse als die Masse des internationalen Kilogrammprototyps. Die mit einem → Vorsatz zu bildenden dezimalen Vielfachen und Teile werden nicht vom K., sondern von seinem tausendsten Teil, dem Gramm, gebildet. Vgl. Tabelle 1, Masse.

Der Kilogrammprototyp ist eine Massenverkörperung (Kreiszylinder mit 39 mm Durchmesser und 39 mm Höhe), deren Urbild im Pavillon de Breteuil in Sèvres bei Paris aufbewahrt wird. Die erste Verkörperung der Masse, die 1798 dem Archiv des Longitudes im Louvre in Paris übergeben worden war, ist als „kilogramme des archives" bekannt. Es bestand aus Platinschwamm und wurde wegen der bei diesem Material möglichen Änderungen 1889 durch einen Etalon aus Platin-Iridium (90% Platin, 10% Iridium) ersetzt.

Kilohyl, → Masseeinheit 3).

Kilometerwellen, → Frequenz.

Kilopond, kp, inkohärente Einheit der Kraft. Im Technischen Maßsystem war es Grundeinheit der Kraft. Das K. ist die Kraft, die die Masse 1 kg im normalen Schwerefeld der Erde auf ihre Unterlage ausübt. Vielfache und Teile mit Vorsätzen werden vom 1000sten Teil des Kiloponds, dem Pond, gebildet. 1 kp = 10^3 p = 9,80665 N.

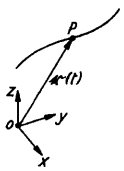
Kilopondmeter, kp · m, manchmal auch *Meterkilopond* genannt, Symbol m · kp, inkohärente Einheit der Arbeit, Energie. 1 kp · m = 1 m · kp = 9,80665 N · m = 9,80665 J.

Kilowattstunde, kWh, besser kW · h, inkohärente Einheit der Arbeit, Energie. 1 kW · h = 3,6 · 10^6 J.

Kim-Anderson-Modell, → kritischer Zustand nichtidealer Supraleiter 2. Art.

Kimmtiefe, → atmosphärische Strahlenbrechung.

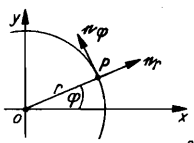
Kinematik, Lehre von der Bewegung materieller Körper und Systeme, die die bewegenden Kräfte außer Betracht läßt. Die K. untersucht den Zusammenhang zwischen den Bahnkurven und deren Krümmung mit den Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Körper bzw. der Massepunkte des Systems. Diese reine K. wird



1



2



3

Kinematik

im Unterschied zur technischen K. oder Getriebelehre auch *Phoronomie* genannt.

Die Bewegung eines Massepunktes P der Masse m wird in der Newtonschen Mechanik durch den zeitlich variierenden Ortsvektor $\vec{r} = \vec{r}(t)$ vom Ursprung O eines Bezugssystems Σ nach P beschrieben; $\vec{r}$ durchläuft mit P die Bahnkurve im dreidimensionalen euklidischen Raum (Abb. 1). Der Vektor der momentanen Geschwindigkeit $\vec{v} = d\vec{r}/dt = \dot{\vec{r}}(t)$ und der Vektor der momentanen Beschleunigung $\vec{a} = d^2\vec{r}/dt^2 = \ddot{\vec{r}}(t)$ des Massepunktes hängen im allgemeinen von der Zeit t ab; zeitliche Ableitungen werden in der Mechanik häufig durch übergesetzte Punkte ausgedrückt. Weitere zeitliche Ableitungen des Ortsvektors heißen Beschleunigungen höherer Ordnung; $\dddot{\vec{r}}$, also die dritte zeitliche Ableitung des Ortsvektors, bezeichnet man gelegentlich als *Ruck*.

Man spricht von eindimensionaler Bewegung, wenn die Bewegung auf einer fest vorgeschriebenen Kurve, z. B. einer Geraden im Raum, erfolgt. Bei der geradlinig gleichförmigen Bewegung ändert sich die Geschwindigkeit $\vec{v}$ weder der Richtung noch dem Betrage $|\vec{v}| = v$ nach, und Beschleunigungen treten nicht auf, da $\vec{a} = d\vec{v}/dt = 0$ ist; der während der Zeitspanne t zurückgelegte Weg s ist durch $s = v \cdot t$ gegeben. Ändert sich der Betrag von $\vec{v}$, so heißt die Bewegung geradlinig ungleichförmig; im einfachsten Fall der geradlinig gleichförmig beschleunigten Bewegung ist $\vec{a}$ der Richtung und dem Betrag a nach konstant, und es gilt $v = a \cdot t$ sowie $s = a \cdot t^2/2$ (freier → Fall).

Bei gekrümmter Bahnkurve (in mehr als einer Dimension), z. B. bei einer gleichförmigen Kreisbewegung, ändert sich die Richtung von $\vec{v}$ ständig, und die Bewegung ist stets beschleunigt.

Die Beschreibung der Bewegung kann in verschiedenen Bezugssystemen und unter Benutzung verschiedener Koordinatensysteme erfolgen. Das der Bewegung eines Massepunktes am besten angepaßte Bezugssystem ist das *begleitende Dreibein* oder *natürliche Bezugssystem* der Bewegung. Es wird von den momentanen Einheitsvektoren $\vec{\tau}$, $\vec{n}$ und $\vec{b} = \vec{n}'$ in Richtung der Tangente, der Haupt- und der Binormale (→ Normale) an die Bahnkurve im Punkte P gebildet; $\vec{\tau}$, $\vec{n}$ und $\vec{n}'$ spannen ein rechtshändig rechtwinkliges Koordinatensystem auf. Da die Geschwindigkeit stets in Richtung der Bahntangente weist, gilt $\vec{v} = v\vec{\tau}$. Die Beschleunigung $\vec{a}$ liegt in der durch $\vec{\tau}$ und $\vec{n}$ aufgespannten Schmiegebene der Bahnkurve und hat eine Komponente $a_t = \dot{v}$ in Richtung von $\vec{\tau}$, die Tangential- oder Bahnbeschleunigung, und eine Komponente $a_n = v^2/\varrho$ in Richtung von $\vec{n}$, die Normal- oder Zentripetalbeschleunigung, wobei ϱ der Krümmungsradius der Bahnkurve im Punkt P ist. Bei einer beliebigen Bahn des Massepunktes ändern sich im allgemeinen sowohl die Krümmung, d. h. der Krümmungsradius ϱ, als auch der Krümmungsmittelpunkt K, d. i. das Zentrum der Normalbeschleunigung (Abb. 2). Diese Zerlegung der Beschleunigung wiederholt sich in einer analogen Zerlegung der Kraft, mit der sie über das zweite Newtonsche Axiom verknüpft ist.

Für praktische Rechnungen wie auch für theoretische Überlegungen benutzt man je nach der Symmetrie des anstehenden Problems kartesische Koordinaten, ebene Polarkoordinaten, Kugelkoordinaten (räumliche Polarkoordinaten) oder Zylinderkoordinaten: 1) In kartesischen Koordinaten (x, y, z) sind $\vec{r}$ bzw. $\vec{v}$ bzw. $\vec{a}$ durch die entsprechenden Ableitungen ihrer Komponenten gegeben, nämlich durch x, y, z bzw. $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ bzw. $\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}$. Der Betrag der Geschwindigkeit ist gleich der zeitlichen Ableitung der von einem festen Punkt P_0 der Bahn aus gemessenen, orientierten Bogenlänge gegeben: $v = \dot{s} = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2}$, und für den Betrag der Beschleunigung ergibt sich $a = \sqrt{\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 + \ddot{z}^2}$. 2) In ebenen Polarkoordinaten (r, φ) lauten die radialen bzw. azimutalen Komponenten von $\vec{v}$ und $\vec{a}$ (Abb. 3), d. s. die Komponenten in Richtung der entsprechenden Einheitsvektoren $\vec{e}_r$ bzw. $\vec{e}_\varphi$: $v_r = \dot{r}$ und $a_r = \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2$ bzw. $v_\varphi = r\dot{\varphi}$ und $a_\varphi = r\ddot{\varphi} + 2\dot{r}\dot{\varphi} = \frac{1}{r}\frac{d(r^2\dot{\varphi})}{dt}$. Ein wichtiger Spezialfall ebener Bewegungen, bei denen die Verwendung ebener Polarkoordinaten sehr vorteilhaft ist, sind die → Zentralbewegungen. 3) In Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) ergibt sich entsprechend:

$v_r = \dot{r}$ und $a_r = \ddot{r} - r\dot{\vartheta}^2 - r\dot{\varphi}^2 \sin^2\vartheta$ bzw. $v_\vartheta = r\dot{\vartheta}$ und $a_\vartheta = r\ddot{\vartheta} + 2\dot{r}\dot{\vartheta} - r\dot{\varphi}^2 \sin\vartheta \cdot \cos\vartheta$ bzw. $v_\varphi = r\dot{\varphi}\sin\vartheta$ und $a_\varphi = (1/r\sin\vartheta) \cdot \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}\sin^2\vartheta)$, wobei v_r die Radialgeschwindigkeit, a_r die Radialbeschleunigung ist. In Zylinderkoordinaten lauten radiale und azimutale Komponenten von Geschwindigkeit bzw. Beschleunigung wie im Fall ebener Polarkoordinaten, während die z-Komponenten mit der z-Komponente des kartesischen Koordinatensystems übereinstimmen.

Die K. eines Massepunktsystems ergibt sich aus der K. der einzelnen Massepunkte unter Berücksichtigung der Bindungen, denen das System unterliegt. Die K. des starren Körpers oder des Kontinuums ergibt sich aus der Bewegung der als Massepunkte aufgefaßten infinitesimalen Masseelemente des Körpers (→ Drehbewegung, → Hydromechanik).

Kinematik des Weltsubstrates, → Kosmos.

kinematische Methode, → Prinzip der virtuellen Arbeit.

kinematische Theorie, *k. T. der Raumgitterinterferenzen,* von M. v. Laue 1912 entwickelte Theorie zur Erfassung der Richtungen und Intensitäten der von dreidimensional periodischen Anordnungen gebeugten Wellen. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Wellenlänge von gleicher Größenordnung ist wie die Identitätsabstände. Im Gegensatz zur dynamischen Theorie werden die Mehrfachstreuung sowie die Wechselwirkung zwischen der einfallenden und abgebeugten Welle und die Schwächung der einfallenden Welle durch Ablenkung eines Teils des Energiestroms durch die Beugung vernachlässigt. Die Beugung wird als klein vorausgesetzt und gegebenenfalls durch Korrekturfaktoren (Extinktions-, Absorptionsfaktor) berücksichtigt. Obwohl die k. T. wegen der Vernachlässigungen nur näherungsweise gültig ist, ist sie wegen ihrer Einfachheit und Anschaulichkeit von großer Bedeutung für Probleme, bei denen die Abweichungen von der exakten dynamischen Theorie

unerheblich sind, z. B. für die Beugung von Röntgenstrahlen an relativ kleinen Kristallen mit Mosaikstruktur oder an Kristallpulver sowie für die Elektronen- oder Neutronenbeugung unter bestimmten Bedingungen (→ Kristallstrukturanalyse). Bei der k.n T. wird vorausgesetzt, daß die lineare Ausdehnung eines Bereichs mit praktisch ungestörter Periodizität um etliche Zehnerpotenzen größer ist als ein Identitätsabstand in derselben Richtung.

Sind Punkte mit Ortsvektoren $\vec{r}^{(j)}_{mnp} = \vec{r}_j + m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$ mit Beugungszentren des Streuvermögens f_j besetzt, so heben sich die von Beugungszentren desselben Streuvermögens herrührenden Sekundärwellen in all den Richtungen auf, in denen diese nicht in Phase sind. In Phase sind Sekundärwellen in Richtungen $\vec{s}$, die den *Laue-Bedingungen* genügen:

$$(\vec{a}, \vec{s} - \vec{s}_0) = h\lambda$$
$$(\vec{b}, \vec{s} - \vec{s}_0) = k\lambda$$
$$(\vec{c}, \vec{s} - \vec{s}_0) = l\lambda,$$

wobei $\vec{s}_0$ ein Vektor in Richtung des einfallenden Strahls mit $|\vec{s}_0| = |\vec{s}| = 1$ und h, k, l ganze Zahlen sind.

Kinematographie, allgemeine Bezeichnung für Verfahren zur bildmäßigen Aufnahme und Wiedergabe von Bewegungsvorgängen in der Art, daß dem Auge in rascher Folge Einzelbilder dargeboten werden, auf denen der Bewegungsablauf in Teilphasen aufgelöst ist. Die Trägheit der Sehempfindung läßt diese Teilphasen zu einer kontinuierlichen Bewegung verschmelzen. Die Anfänge der K. reichen in die Zeit vor der Erfindung der Photographie zurück. Es fanden zunächst gezeichnete Einzelbilder Verwendung. Jedoch erst die Photographie und die Verwendung des Zelluloids als Träger der lichtempfindlichen Schicht ermöglichten die K. in der heute bekannten Form.

Für professionelle Zwecke (Spielfilm, Dokumentarfilm) werden die Bilder vorwiegend auf einem 35 mm breiten Filmband im Format 15,2 × 20,9 mm aufgezeichnet, wobei der Mittenabstand zweier Bilder 19 mm beträgt. Zur Sicherung der einwandfreien Weiterbewegung von Bild zu Bild sind auf beiden Seiten des Filmbandes Perforationslöcher vorgesehen (4 Löcher je Bild). Die restliche Filmbreite dient der Unterbringung einer Tonaufzeichnung. Daneben werden besonders für Amateurzwecke auch Schmalfilme mit 8, 9,5 bzw. 16 mm breitem Filmband und entsprechend kleinerer Bildabmessung benutzt.

Bei der üblichen K. stimmt die Bildwechselfrequenz je Sekunde bei Aufnahme und Wiedergabe überein. Sie muß so hoch liegen, daß die Bewegungsphasen der Teilbilder sicher miteinander verschmelzen. Eine Frequenz von 16 Bildern/s genügt diesen Forderungen, sie ist bei der Amateur-K. mit Schmalfilm auch noch heute gebräuchlich. Der moderne Tonfilm arbeitet mit 24 Bildern/s, um durch die damit verbundene Erhöhung der Filmlänge einen höheren Frequenzumfang der akustischen Aufzeichnung zu erreichen.

Wenn auch bei dieser Frequenz die Bewegungsphasen einwandfrei verschmelzen, so bleibt doch der lästige Eindruck des Flimmerns bestehen, der sowohl von der Frequenz als auch von der auf dem Bildschirm bei der Wiedergabe vorhandenen Leuchtdichte abhängt. Bei etwa 48 Bildern/s ist bei der üblichen Leuchtdichte (30 cd/m²) das Flimmern bis auf einen kaum merkbaren Rest unterdrückt. Um mit Rücksicht auf die Filmlänge nicht die Bildfrequenz erhöhen zu müssen, deckt man bei der Wiedergabe durch einen Umlaufverschluß nicht nur die Phase des Filmtransports ab, sondern unterbricht den Lichtstrom auch während der Projektion in der Stillstandsphase. Bei einer Bildfrequenz von 16 Bildern/s sind also drei und bei 24 Bildern/s zwei Unterbrechungen nötig, wenn die scheinbare Frequenz 48 Bildern/s entsprechen soll.

Bei den Aufnahmekameras für die K. wird der Film durch Transportgreifer ruckweise um je eine Bildhöhe weitergeführt. Die Belichtung erfolgt während des Stillstandes durch einen Umlaufverschluß, der die Transportphase abdeckt. Zur kinematographischen Wiedergabe schnell ablaufender Vorgänge wird die Bildfrequenz bei der Aufnahme erhöht, während die Wiedergabe mit normaler Frequenz erfolgt (*Zeitlupe*). Bei Frequenzen von mehr als etwa 90 Bildern/s muß aus mechanischen Gründen der Film kontinuierlich bewegt werden. Das Bild wird mit optischen Mitteln dem Film nachgeführt oder — bei sehr hohen Frequenzen — unter gleichzeitiger Verkleinerung des Bildformats durch Lichtblitze während der Bewegung aufbelichtet.

Sehr langsam ablaufende Vorgänge werden mit stark verkleinerter Bildfrequenz aufgenommen. Hierdurch kann z. B. das Pflanzenwachstum dem Betrachter deutlich dargestellt werden (*Zeitraffer*).

Zur Projektion kinematographischer Filme werden spezielle → Bildwerfer (Laufbildwerfer) benutzt, bei denen durch ein geeignetes Schaltgetriebe — in der Regel Malteserkreuzgetriebe — der ruckartige Filmtransport realisiert wird; ein Umlaufverschluß deckt die Transportphase ab und erzeugt die oben erwähnten zusätzlichen Lichtunterbrechungen zum Unterdrücken des Flimmerns. Wegen des hohen Lichtbedarfs finden zur Projektion vorwiegend Bogenlampen oder Xenon-Höchstdrucklampen als Lichtquellen Verwendung.

In neuerer Zeit wird häufig das klassische Bildformat verlassen und die Bildbreite dem natürlichen Sehraum entsprechend vergrößert. Meist wird, um weitgehende technische Änderungen der Geräte für Aufnahme und Wiedergabe zu umgehen, das 35 mm breite Filmband beibehalten und durch optische Hilfsmittel (→ anamorphotische Abbildung) das Bild in der Breite verzerrt (und zwar verkürzt) aufgenommen. Bei der Wiedergabe erfolgt dann eine analoge Dehnung. Das Seitenverhältnis des projizierten Bildes beträgt hierbei 2,35 : 1 oder 2,55 : 1. Beispiele solcher Verfahren sind unter dem Namen Total-Vision, CinemaScope usw. bekannt. Zur weiteren Verbesserung der Bildqualität wird auch ein 70 mm breites Filmband (Bildformat 48,6 × 22 mm) verwendet, bei dem die optische Bildverzerrung entfällt. Es sind jedoch für Aufnahme und Wiedergabe spezielle technische Einrichtungen notwendig, die den ökonomischen Aufwand erhöhen.

Es gibt auch Verfahren, bei denen das Bild aus mehreren sich seitlich ergänzenden Teilbildern zusammengesetzt ist und so Bildwinkel von 140° bis 160°, in Ausnahmefällen sogar 360°, erreicht werden. Die Anwendung solcher Verfahren bleibt jedoch auf wenige speziell eingerichtete Filmtheater begrenzt.

Kinetik, *physikalische K.*, svw. kinetische Theorie.

kinetische Energie, *Bewegungsenergie*, früher auch als *Wucht* bezeichnet, derjenige Teil der Energie, der vom Bewegungszustand eines physikalischen Systems abhängt. Die k. E. eines Massepunktes der Masse m und Geschwindigkeit $\vec{v}$ ist definiert als $T = \frac{m}{2}\vec{v}^2$; die k. E. eines Massepunktsystems ist die Sume der k.n E.n seiner Massepunkte: $T = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} m_i \vec{v}_i^2$. Für eine kontinuierliche Massenverteilung muß die Summe über die einzelnen Massepunkte durch das Integral über seine infinitesimalen Masseelemente $\mathrm{d}m = \mu(\vec{r})\,\mathrm{d}V$ ersetzt werden, wobei $\mu(\vec{r})$ die im allgemeinen vom Ort $\vec{r}$ (innerhalb des Körpers)abhängige Massedichte und $\mathrm{d}V$ das Volumenelement ist: $T = \frac{1}{2}\int \vec{v}^2\,\mathrm{d}m = \frac{1}{2}\int \mu(\vec{r}) \cdot \vec{v}^2\,\mathrm{d}V$. Beim starren Körper ist $\vec{v} = \vec{u} + [\vec{\omega} \times \vec{r}]$ die momentane Geschwindigkeit des Masseelements, wobei $\vec{u}$ die Translationsgeschwindigkeit des gewählten körperfesten Bezugspunkts, von dem die Ortsvektoren $\vec{r}$ ausgehen, und $\vec{\omega}$ die Winkelgeschwindigkeit ist. Die k. E. besteht dann aus drei Teilen $T_{tr} + T_{rot} + T_w$, wobei $T_{tr} = \frac{1}{2}M\vec{u}^2$ die *Translationsenergie*, $T_{rot} = \frac{1}{2}\int [\vec{\omega} \times \vec{r}]^2\,\mathrm{d}m$ die *Rotationsenergie* und $T_w = M\vec{u}[\vec{\omega} \times \vec{R}]$ der wechselseitige, von $\vec{u}$ und $\vec{\omega}$ abhängende Bestandteil der k.n E. ist. $M = \int \mathrm{d}m$ ist die Masse des starren Körpers und $\vec{R}$ der Vektor vom körperfesten Bezugspunkt zum Schwerpunkt. Wählt man daher letzteren als Bezugspunkt, so wird $T_w = 0$.

Hat das mechanische System f Freiheitsgrade und sind $q_i = q_i(t)$, wobei $i = 1, \ldots, f$ die verallgemeinerten Koordinaten des Systems sind, so wird die k. E. eine Funktion der q_i und ihrer Zeitableitungen $\dot{q}_i$: $T = \frac{1}{2}a_{00} + \sum_{i=1}^{f} a_{0i}\dot{q}_i + \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{f} a_{ij}\dot{q}_i\dot{q}_j$, wobei die Parameter a_{00}, a_{0i} und a_{ij} noch beliebige Funktionen der q_i und der Zeit t sein können; bei skleronomen Systemen tritt nur der letzte Summand auf, und T ist eine homogene, positiv definite quadratische Form. Für einen starren Körper ergibt sich insbesondere für den Rotationsanteil $T_{rot} = \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{3} \theta_{ij}\omega_i\omega_j$, wobei θ_{ij} die Komponenten des Trägheitstensors θ und ω_i (bzw. ω_j) die der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ sind; nach einer Hauptachsentransformation ergibt sich $T_{rot} = \theta_1\omega_1^2 + \theta_2\omega_2^2 + \theta_3\omega_3^2$, wobei θ_i ($i = 1, 2, 3$) die Hauptträgheitsmomente sind.

kinetische Gastheorie, → kinetische Theorie.

kinetische Gleichung, 1) → kinetische Theorie. 2) *k. G. des Reaktors*, → Reaktortheorie.

kinetische Koeffizienten, → kinetische Theorie.

kinetisches Gleichgewicht, → Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht.

kinetisches Potential, svw. Lagrange-Funktion.

kinetische Temperatur, → Verteilungsfunktion.

kinetische Theorie, *physikalische Kinetik*, *Statistik irreversibler Prozesse*, Teilgebiet der Statistik, das makroskopische Aussagen über irreversible Prozesse aus den Eigenschaften der Mikroteilchen ableitet. Dabei geht die k. T. unmittelbar von den Kräften, die äußere Felder auf die einzelnen Atome, Moleküle, Elektronen, Ionen, Neutronen u. ä. ausüben, und von den Wechselwirkungskräften dieser Mikroteilchen untereinander aus und berechnet daraus *Transportkoeffizienten* oder *kinetische Koeffizienten*, die die quantitative Beschreibung irreversibler Prozesse ermöglichen. Solche Transportkoeffizienten sind z. B. der Koeffizient der inneren Reibung von Gasen, die elektrische und Wärmeleitfähigkeit sowie Diffusions- und Thermodiffusionskoeffizienten. Die k. T. befaßt sich also mit Nichtgleichgewichtserscheinungen. Sie gestattet nicht nur Aussagen über makroskopische Erscheinungen, sondern sie dient auch umgekehrt dazu, aus den makroskopisch gemessenen Größen Aussagen über die molekularen Wechselwirkungskräfte zu erhalten.

Das historisch älteste und am weitesten entwickelte Teilgebiet der k.n T. ist die *kinetische Gastheorie*. In Gasen bewegen sich die Moleküle weitgehend unabhängig voneinander als freie Teilchen, und eine Wechselwirkung findet nur bei starker Annäherung in Form von Molekülstößen statt. Die freie Flugzeit ist dabei insbesondere bei verdünnten Gasen sehr groß im Verhältnis zur Stoßdauer, so daß praktisch nur Zweierstöße vorkommen, also Stöße, an denen lediglich zwei Teilchen beteiligt sind. Dadurch weist die k. T. von Gasen gegenüber der k.n T. z. B. von Flüssigkeiten oder Plasmen beträchtliche Vereinfachungen auf.

Grundlegend in der *elementaren k.n T.*, die insbesondere für Gase entwickelt wurde, sind die Begriffe *freie Weglänge* l, d. i. die Strecke, die ein Molekül zwischen zwei Stößen zurücklegt, und *Stoßfrequenz* oder *Stoßzahl* ν, d. i. die Zahl der Zusammenstöße eines beliebigen Gasmoleküls mit anderen Molekülen je Sekunde. Die mittlere freie Weglänge l, d. i. der Mittelwert der freien Weglänge entweder über sehr viele gleichartige Moleküle oder für ein Molekül über ein größeres Zeitintervall, ist dem Gasdruck umgekehrt proportional; sie ist z. B. bei 0 °C und 760 Torr für Wasserstoff $11{,}2 \cdot 10^{-6}$ cm und für Sauerstoff $6{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm, bei 0 °C und 0,001 Torr für Sauerstoff dagegen 4,94 cm. Für das Molekülmodell starrer Kugeln, die untereinander mittels elastischer Stöße in Wechselwirkung stehen, ergibt sich die *mittlere freie Weglänge* l aus der Formel $l = [\sqrt{2}\pi d^2 n]^{-1}$, wobei n die Zahl der Moleküle je cm³ und d der Moleküldurchmesser ist. Die mittlere freie Weglänge hängt mit der mittleren Stoßfrequenz $\bar{\nu}$, dem Mittelwert der Zahl der Stöße eines Moleküls mit anderen Molekülen je Sekunde, durch die Formel $l = \bar{v}/\bar{\nu}$ zusammen, wobei $\bar{v}$ der Mittelwert des Betrages der Geschwindigkeit eines Teilchens ist. Bei der Berechnung der Mittelwerte, z. B. für den Betrag der Geschwindigkeit, geht man in der elementaren kinetischen Gastheorie von der Gleichgewichtsverteilung der Mole-

küle, der *Maxwell-Verteilung*, aus (→ Verteilungsfunktion). Es gilt dann $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, wobei k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und m die Molekülmasse ist. Die elementare kinetische Gastheorie liefert für den Koeffizienten der inneren Reibung den Wert $\eta = mn\bar{v}l/3$, für den Selbstdiffusionskoeffizienten D den Wert $D = \bar{v}l/3$ und für die Wärmeleitfähigkeit λ den Wert $\lambda = mnc_V\bar{v}l/3$, wobei c_V die spezifische Wärme bei konstantem Volumen ist. Bei genauer Rechnung ergibt sich für den Koeffizienten der inneren Reibung die *Enskog-Formel* $\eta = 0{,}499\, mn\bar{v}l$. Die innere Reibung ist das Ergebnis des Impulstransports zwischen mit verschiedener Strömungsgeschwindigkeit bewegten Gasschichten (→ Gasreibung), während der Selbstdiffusionskoeffizient den Massetransport und die Wärmeleitfähigkeit den Energietransport charakterisiert. Die elementare kinetische Gastheorie liefert in vielen Fällen qualitativ das richtige Ergebnis. Für die Temperaturabhängigkeit und bei quantitativen Betrachtungen ergeben sich aber mehr oder weniger starke Abweichungen der berechneten Transportkoeffizienten von den experimentell bestimmten Werten. Einen Teil dieser Ungenauigkeiten kann man durch zusätzliche Berücksichtigung einer anziehenden Kraft der Moleküle gemäß dem Sutherlandschen Molekülmodell (→ Molekülmodelle der Gastheorie) beseitigen. Für die mittlere freie Weglänge erhält man dann eine Temperaturabhängigkeit nach der Formel $l = l_\infty \frac{1}{1 + C/T}$, wobei l_∞ die mittlere freie Weglänge bei Vernachlässigung der Anziehungskräfte und C die Sutherland-Konstante ist, die im allgemeinen die Größenordnung der kinetischen Temperatur hat. Die *Sutherland-Formel* $\eta = \frac{A\sqrt{T}}{1 + C/T}$, wobei A eine Stoffkonstante ist, beschreibt die unter diesen Voraussetzungen abgeleitete Temperaturabhängigkeit der inneren Reibung. Zur elementaren kinetischen Gastheorie zählt man auch Betrachtungen auf der Basis des Virialsatzes (→ Virial), z. B. Ableitungen von Zustandsgleichungen, und in der Vakuumphysik wichtige Berechnungen für das → Knudsen-Gas.

Grundlegend in der strengen k.n T. sind die Begriffe → Verteilungsfunktion und kinetische Gleichung. Kinetische Gleichungen sind Ausgangspunkt bei der Berechnung der Verteilungsfunktion in der strengen k.n T. Im Falle der k.n T. verdünnter Gase ist die → *Boltzmann-Gleichung* die grundlegende kinetische Gleichung. Die konkrete Gestalt der Wechselwirkungskräfte der Moleküle untereinander wird in der Boltzmann-Gleichung durch den differentiellen effektiven → Streuquerschnitt charakterisiert. Eine quantentheoretisch strengere kinetische Gleichung ist die *Uehling-Uhlenbeck-Gleichung*, eine Verallgemeinerung der Boltzmann-Gleichung, in der neben quantenmechanischen „Beugungseffekten" auch die Nichtunterscheidbarkeit der Teilchen und das Pauli-Prinzip berücksichtigt sind, wobei letzteres bei Fermionen effektiv die Stoßwahrscheinlichkeit verringert, für Bosonen dagegen vergrößert. Eine weitere grundlegende kinetische Gleichung ist die → *Fokker-Planck-Gleichung*. Für die k. T. von Plasmen gelten die → *Landau-Gleichung*, die → *Balescu-Lenard-Gleichung* und die → *Wlassow-Gleichung*.

Die genannten kinetischen Gleichungen, wobei die Wlassow-Gleichung eine Sonderstellung einnimmt, unterscheiden sich von der Boltzmann-Gleichung nur durch eine andere Formulierung des Wechselwirkungsterms, der bei der Boltzmann-Gleichung durch das Stoßintegral repräsentiert wird. Allen kinetischen Gleichungen ist gemeinsam, daß im lokalen Gleichgewicht, wenn die Verteilungsfunktion eine lokale Maxwell-Verteilung ist, der Wechselwirkungsterm verschwindet. Sie gestatten alle die Herleitung der allgemeinen Transportgleichung (→ Boltzmann-Gleichung) und daraus die Herleitung der Grundgleichungen der Hydrodynamik, wobei die Stoßinvarianten eine entscheidende Rolle spielen. Eine weitere gemeinsame Eigenschaft ist die Ableitbarkeit des H-Theorems aus ihnen. Charakteristisch für die strengen kinetischen Gleichungen, wie Boltzmann-Gleichung und Balescu-Lenard-Gleichung, sind sehr große mathematische Schwierigkeiten bei praktischen Berechnungen von Transportkoeffizienten. Deshalb wendet man in der Praxis oft vereinfachte kinetische Gleichungen auf der Basis von → Modellstoßtermen an, die in ihren wichtigsten Eigenschaften mit den strengen kinetischen Gleichungen übereinstimmen, aber mathematisch etwas einfacher zu behandeln sind.

Bei der Herleitung der kinetischen Gleichungen geht man unmittelbar von physikalischen Modellüberlegungen oder von der *höheren k.n T.* auf der Basis der → BBGKY-Hierarchie aus. Für die höhere k. T. ist charakteristisch, daß in ihr nicht nur die Einteilchen-Verteilungsfunktionen, sondern Zwei- und Mehrteilchenverteilungsfunktionen berücksichtigt werden. Dies ist Grundbedingung in der k.n T. von Flüssigkeiten (statistische Theorie der Flüssigkeiten) infolge der starken Wechselwirkung der Moleküle untereinander. Diese k. T. ist noch nicht so weit entwickelt wie z. B. die k. T. von Gasen.

Die k. T. hat ein breites Anwendungsgebiet (→ Boltzmann-Gleichung, → Fokker-Planck-Gleichung). Speziell lassen sich auch Symmetrieeigenschaften von Transportkoeffizienten und ihre Modifikationen bei Anwesenheit von Magnetfeldern (→ Onsagersche Reziprozitätsrelationen) aus der k.n T. herleiten. Weiterhin konnten die thermoelektrischen Erscheinungen mit Hilfe der k.n T. untersucht, die Thomson- und Peltier-Koeffizienten in der richtigen Größenordnung berechnet sowie Aussagen über die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen gemacht werden (→ Reaktionskinetik).

Geschichtliches. Die elementare k. T. wurde nach ersten Anfängen von Bernoulli vor allem in der Mitte des 19. Jh. durch Krönig und Clausius entwickelt, die die Begriffe freie Weglänge und Virial einführten. Unter den Begriffen *k. T. der Materie, kinetische Wärmetheorie* und *mechanische Wärmetheorie* verstand man damals vor allem die Behauptung, daß die Wärme das Ergebnis einer mechanischen Bewegung der Moleküle ist. Die strenge k. T. auf der Basis der Boltzmann-Gleichung wurde in der zweiten Hälfte des 19. Jh. durch Boltzmann und Maxwell als eines der ersten Gebiete der Statistik streng mikroskopisch entwickelt, ihr statistischer

kinetische Wärmetheorie



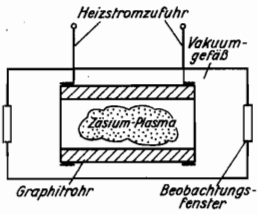
Kippschwingung

Charakter wurde erst gegen Ende des 19. Jh. voll aufgeklärt (→ Umkehreinwand, → Wiederkehreinwand). Nachdem Einstein, v. Smoluchowski und Langevin in den ersten Jahren des 20. Jh. die Theorie der Brownschen Bewegung aufgestellt hatten, folgte um 1920 die strenge Lösungstheorie der Boltzmann-Gleichung durch Enskog und Chapman. In den weiteren Jahren wurde die k. T. durch die Entwicklung der Quantentheorie nachhaltig beeinflußt. Die bedeutendste Weiterentwicklung der k.n T. seitdem besteht im Aufbau der höheren k.n T. durch Yvon, Bogoljubow, Born, Green und Kirkwood und ihrer Anwendung auf die k. T. der Flüssigkeiten in den Jahren nach dem II. Weltkrieg.In den letzten Jahren ist besonders die k. T. von Plasmen weiterentwickelt worden.

Lit. Heise: Einführung in die kinetische Gastheorie(Leipzig 1963); Landau u. Lifschitz: Physikalische Kinetik (dtsch noch nicht erschienen); Sommerfeld: Thermodynamik und Statistik (2. Aufl. Leipzig 1962).

kinetische Wärmetheorie, → kinetische Theorie, Abschn. Geschichtliches.

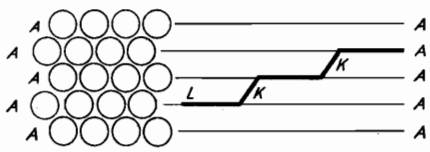
Kingscher Ofen, Einrichtung aus einem elektrisch beheizten hochwärmefesten Kohlerohr, um Elemente durch thermische Ionisierung in den Plasmazustand überzuführen (Abb.). Die



Prinzipieller Aufbau des Kingschen Ofens

erreichten Temperaturen von fast 4000 K reichen jedoch nur aus, um einige leichtionisierbare Elemente, wie Zäsium, Kalium oder Natrium, merklich in den Plasmazustand überzuführen.

Kinke *f*, *Überversetzung*, eine in der Gleitebene verlaufende Stufe in einer → Versetzung. Versetzungen versuchen im Gitter Lagen möglichst niedriger Fehlordnungsenergie einzunehmen. Die niedrigste Energie entspricht den Peierls-Tälern parallel zu dichtest gepackten Gittergeraden. Eine gemischte Versetzung richtet sich deshalb weitgehend parallel zu den dichtest gepackten Atomreihen aus (Abb.). Zwischen den



Kink in einer Versetzung. *A* Atomreihen, *K* Kink, *L* Versetzungslinie

ausgerichteten Segmenten muß die Versetzung von einer dichtest gepackten Atomreihe über die K. in eine benachbarte übergehen. Eine Gleitbewegung der Versetzung im Gitter ist durch eine Bewegung der K.n längs der Versetzung möglich, wodurch die Peierls-Spannung in kleinen Schritten überwunden wird (*Doppel-Kinken-Mechanismus*). Die Bewegung der K.n kann thermisch aktiviert sein.

Kinoobjektiv, ein Photoobjektiv, dessen mechanische Fassung und optische Bildfehlerkorrektion den speziellen Ansprüchen der Filmkamera angepaßt sind.

Kippschwingung, *Relaxationsschwingung*, gelegentlich auch *Sägezahnschwingung*, Schwingung mit sägezahnförmigem Verlauf. Im Idealfall zeigen die K.en einen linearen Anstieg mit der Zeit und plötzlichen Abfall der veränderlichen Größe (Abb.). K.en sind von einer ständigen Energiezufuhr abhängig. Sie treten dann auf, wenn zwischen der Speicherung der potentiellen Energie und ihrer Umsetzung in kinetische Energie eine gewisse Relaxationszeit liegt. Mechanisches Beispiel einer K. ist das Knarren beim Öffnen einer ungeschmierten Tür. K.en werden in der Technik vielseitig angewandt, z. B. zur Zeitablenkung des Elektronenstrahls im Oszillographen und in der Bildröhre des Fernsehempfängers.

Kippthermometer, svw. Umkippthermometer.

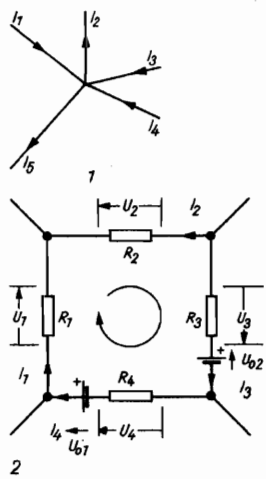
Kirchhoff-Formel, → Beugung.

Kirchhoffsche Regeln, zwei von G. R. Kirchhoff 1847 aufgestellte Regeln zur Berechnung der stationären Strom- und Spannungsverteilung in linearen Stromkreisen (Netzwerken) mit beliebiger Anordnung von Stromquellen und Widerständen. Die K.n R. machen Aussagen über die Ströme in den *Knoten*, d. h. in den Verzweigungspunkten in den Strompfaden, und über die Spannungen in den *Maschen*, d. h. in den in sich geschlossenen Stromkreisen innerhalb des Netzwerkes.

1) *Knotenregel, Verzweigungssatz.* In jedem Knoten ist die Summe der zufließenden (positiv gerechneten) und der abfließenden (negativ gerechneten) Ströme gleich Null:

$\sum_i I_i = 0$. Das folgt aus der Quellenfreiheit des stationären Stromes (div $\vec{J} = 0$). Im Knoten nach Abb. 1 gilt $I_1 - I_2 + I_3 + I_4 - I_5 = 0$.

2) *Maschenregel.* Bei Umfahren einer Masche in einem vorher willkürlich festgelegten Umlaufsinn ist die Summe aller Widerstandsspannungen



Kirchhoffsche Regeln: *1* Knoten, *2* Masche mit Umlaufsinn

$U = I \cdot R$ an den Widerständen R einschließlich der Spannungsabfälle an den inneren Widerständen der Stromquelle gleich der Summe der Urspannungen U_0 der Stromquellen in dieser Masche: $\sum U_i = \sum_i I_i R_i = \sum_k U_{0k}$. Spannungen

und Ströme, deren Richtung mit der des vorgegebenen Umlaufs übereinstimmt, werden positiv gezählt, wobei die Zählrichtung der Urspannungen vom negativen zum positiven Pol der Stromquelle erfolgt, die Zählrichtung der Ströme und Widerstandsspannungen aber zunächst willkürlich angenommen wird. Ihre tatsächliche Richtung ergibt sich dann zwangsläufig. Die Maschenregel folgt aus der Wirbelfreiheit des stationären elektrischen Feldes. Für die Masche nach Abb. 2 gilt $U_1 - U_2 + U_3 + U_4 = I_1R_1 - I_2R_2 + I_3R_3 + I_4R_4 = U_{01} - U_{02}$.

Die Anwendung der K.n R. zur Berechnung eines Netzwerkes besteht in der Aufstellung eines Systems linearer Gleichungen, dessen Lösung die unbekannten Ströme, Spannungen bzw. Widerstände sind. Die K.n R. gelten bei Ansatz komplexer Ströme, Spannungen und Widerstände auch im quasistationären Fall (Wechselstromkreis).

Kirchhoffsches Gesetz, gibt die Temperaturabhängigkeit der Reaktionswärme an: Die Abhängigkeit einer Reaktionswärme (Reaktionsenthalpie ΔH oder Reaktionsenergie ΔU) von der Temperatur ist durch die Summe der molaren Wärmekapazitäten C_p bzw. C_v der Endprodukte, vermindert um die Summe der molaren Wärmekapazitäten der Ausgangsprodukte, gegeben. Es gilt:

$$\left(\frac{\partial \Delta H}{\partial T}\right)_p = \sum_{\text{End.}} \nu_i C_p^{(i)} - \sum_{\text{Anf.}} \nu_j C_p^{(j)} \text{ und}$$

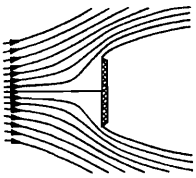
$$\left(\frac{\partial \Delta U}{\partial T}\right)_v = \sum_{\text{End.}} \nu_i C_v^{(i)} - \sum_{\text{Anf.}} \nu_j C_v^{(j)}.$$

ν_i und ν_j sind die stöchiometrischen Koeffizienten. Das Kirchhoffsche G. gilt nicht nur für Reaktionswärmen aller Arten von chemischen Reaktionen, sondern auch für solche bei Phasenumwandlungen.

Kirchhoffsches Strahlungsgesetz, eine aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik folgende Aussage über das Emissionsvermögen eines strahlenden Körpers. Das Kirchhoffsche S. besagt, daß für einen beliebigen Wärmestrahler das Verhältnis von Emissionsvermögen zu Absorptionsvermögen bei gegebener Wellenlänge und gegebener Temperatur konstant und gleich dem Emissionsvermögen des schwarzen Körpers bei dieser Temperatur und Wellenlänge ist. Das Kirchhoffsche S. umfaßt daher auch das *Prevostsche Gesetz*, nach dem die von einem Körper emittierte Strahlungsleistung nur von Vorgängen innerhalb des Körpers abhängt.

Unter *Emissionsvermögen* versteht man die in den Hohlraum je Zeiteinheit ausgestrahlte Energie. Das *Absorptionsvermögen* (*Absorptionsgrad*, oder *-zahl*) ist das Verhältnis von absorbierter Strahlungsenergie zu auffallender Strahlungsenergie.

Kirchhoffsche Strömung, stationäre Potentialströmung um Körper mit definierter Abreißkante und größerem → Totwasser. Die K. S. wird nach der Hodographenmethode (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) bestimmt. Dabei wird angenommen, daß sich das ruhende Totwasser hinter dem Körper bis ins Unendliche erstreckt und der konstante Druck in ihm mit dem örtlichen Druck im Unendlichen übereinstimmt. Die Totwasserbegrenzung wird durch Helmholtzsche → Trennungsflächen gebildet, die in den vorgegebenen Ablösepunkten mit stetiger Tangente aus dem Körperprofil entspringen. Wegen des konstanten Totwasserdruckes ist nach der Bernoullischen Gleichung die Geschwindigkeit entlang der Trennungsflächen konstant und gleich der Geschwindigkeit der ungestörten Flüssigkeit. Kirchhoff bestimmte für die quer angeströmte ebene Platte den Widerstandsbeiwert (→ Strömungswiderstand) $c_w = 0{,}880$, der mit der Messung $c_w = 2{,}0$ nicht übereinstimmt. Die Ursache dafür bildet der instabile Zustand der Trennungsflächen, die in Wirbel zerfallen. Damit reicht das Totwasser nicht bis ins Unendliche, sondern schließt sich hinter der Platte wieder. Der Totwasserdruck liegt wesentlich unter dem Druck der ungestörten Flüssigkeit und bedingt einen höheren Widerstand. Die Kirchhoffschen Rechnungen wurden von Eppler und Riabouchinsky weiterentwickelt, so daß sich unter der Voraussetzung eines Unterdruckes im Totwasser befriedigende Übereinstimmung zu Messungen ergibt.



Strömung um die quergestellte ebene Platte

Kirkendall-Effekt, Wanderung von Markierungen, die sich anfänglich in einer Grenzfläche zwischen zwei Legierungen (z. B. Kupfer und α-Messing, d. i. eine Kupfer/Zink-Legierung) befinden, durch Diffusion. Das Experiment zeigt, daß bei der Diffusion ein Materietransport durch die Grenzfläche stattfindet. Dieser wird gedeutet durch unterschiedliche Diffusionskoeffizienten der beiden Legierungspartner (Zink diffundiert schneller vom α-Messing in das Kupfer als das Kupfer in der umgekehrten Richtung). Der unterschiedliche Diffusionskoeffizient tritt nur auf, wenn beide Partner unabhängig voneinander diffundieren. Der K.-E. zeigt, daß die Diffusion in Festkörpern im allgemeinen nicht durch direkten Austausch von Kristallbausteinen (direkter Platzwechsel) möglich ist, sondern nur durch eine Bewegung atomarer Fehlstellen.

KKR-Methode, → Bandstruktur.

Klammerausdrücke, in der analytischen Mechanik übliche Symbole für bestimmte Differentialausdrücke, die eine formale Vereinfachung der Theorie ermöglichen. Die *Poisson-Klammer* zweier Funktionen $F(q_i, p_i, t)$ und $G(q_i, p_i, t)$ ist definiert durch $\{F, G\} = \sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial q_i}\frac{\partial G}{\partial p_i} - \frac{\partial F}{\partial p_i}\frac{\partial G}{\partial q_i}\right)$; sie ist ein Spezialfall der *Jacobischen Klammern* $\{F, G\}' = \sum_i \left[\frac{\partial G}{\partial p_i}\left(\frac{\partial F}{\partial q_i} + p_i\frac{\partial F}{\partial t}\right) - \frac{\partial F}{\partial p_i}\left(\frac{\partial G}{\partial q_i} + p_i\frac{\partial G}{\partial t}\right)\right]$. Die angeführten K. genügen der *Jacobi-Identität*: $\{\{F, G\}, H\} + \{\{G, H\}, F\} + \{\{H, G\}, F\} = 0$ bzw. $\{\{F, G\}' H\}' + \{\{G, H\}' F\}' + \{\{H, G\}' F\}' = \frac{\partial F}{\partial t}\{G, H\}' + \frac{\partial G}{\partial t}\{H, F\}' + \frac{\partial H}{\partial t}\{F, G\}'$, wobei $H(q_i, p_i, t)$ eine weitere Funktion der Größen q_i, p_i und t ist. Die *Lagrangeschen Klammern* für die $2f$ Funktionen $q_i(u, v)$, $p_i(u, v)$ sind definiert durch $(u, v) = \sum_i \left(\frac{\partial p_i}{\partial v}\frac{\partial q_i}{\partial u} - \frac{\partial q_i}{\partial v}\frac{\partial p_i}{\partial u}\right)$. Sie spielen in der Theorie der Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung eine Rolle. Sind

$u_\alpha(q_l, p_l)$ insgesamt $2f$ voneinander unabhängige Funktionen der $2f$ Variablen q_l, p_l mit $i = 1, \ldots, f$, $\alpha = 1, \ldots, 2f$, so gilt $\sum_{\alpha=1}^{2f} (u_\alpha, u_\varrho)\{u_\alpha, u_\sigma\} = \delta_{\varrho\sigma}$; diese Beziehungen drücken die Reziprozität der Poissonschen und Lagrangeschen Klammern aus.

Die Poissonschen und Lagrangeschen Klammern sind bei kanonischen Transformationen (→ Hamiltonsche kanonische Theorie) invariant. Die Poissonschen Klammern genügen außer der Jacobi-Identität einer Reihe von Relationen, die eine formal symmetrische Darstellung der kanonischen Bewegungsgleichungen ermöglichen. Mit Hilfe der Poissonschen Klammern ist der formale Übergang von der klassischen Beschreibung eines mechanischen Systems zu seiner quantenmechanischen Beschreibung möglich, indem die kanonisch konjugierten Variablen als Operatoren gedeutet werden und die Poisson-Klammern $\{F, G\}$ dieser Größen durch deren Kommutator $\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[\hat{F}, \hat{G}]$ ersetzt wird. Dabei überträgt sich die Gültigkeit der Jacobi-Identität. Alle K. sind antisymmetrisch, d. h., es gilt z. B. $[\hat{F}, \hat{G}] = -[\hat{G}, \hat{F}]$ und daher $[\hat{F}, \hat{F}] = 0$.

Klang, die subjektive Bewertung eines aus mehreren tonfrequenten Schwingungen, den Teiltönen, zusammengesetzten periodischen Schallsignals. Der K. steht zwischen den Empfindungen des → Tones und der eines Geräusches, das sich in komplizierter Weise zu einem nichtperiodischen Schallsignal zusammensetzt.

Nach Fourier läßt sich die Schwingungskurve eines K.s in eine Summe von Sinusschwingungen zerlegen, deren Frequenzen im Verhältnis kleiner ganzer Zahlen stehen. Diese Teilschwingungen entsprechen den Teiltönen, d. h. dem Grundton und den Obertönen, wobei die Frequenzen der Obertöne ganzzahlige Vielfache der Frequenz des → Grundtones sind. Die meisten Musikinstrumente erzeugen Klänge, die aus mehreren Teiltönen bestehen. Die Untersuchung der Klänge mittels der Klanganalyse (→ Schallanalyse) liefert ein Klangspektrum, das Frequenz und Intensität der Teiltöne enthält und insbesondere zur Beurteilung der → Klangfarbe geeignet ist.

Klangfarbe, neben Frequenz und Intensität die dritte Bestimmungsgröße eines → Klanges. Die K. wird durch Art, Zahl und Intensität der den Klang aufbauenden und dem Grundton überlagerten Teiltöne dargestellt.

Die Phasenbeziehungen zwischen den Teiltönen gehen in die physikalische Definition der K. nicht ein. Nicht die Schwingungskurve eines Klanges, wie sie eine Oszillographenröhre demonstriert, sondern erst das Klangspektrum (→ Schallspektrum), in dem die Phasenbeziehungen nicht mehr enthalten sind, bestimmt eindeutig die K.

Neben dieser durch einen zeitlich konstanten Klang physikalisch definierten K. wird die subjektive Empfindung des Klangcharakters aber durch zusätzliche Schallvorgänge bestimmt, insbesondere durch die Ein- und Ausschwingvorgänge bei Musikinstrumenten. Dabei tritt eine zeitliche, oft sogar periodische Veränderung der Intensität und Phase der Teiltöne auf, die durch den Tonerzeugungsmechanismus und den Charakter dieser Musikinstrumente hervorgerufen wird.

Klangfiguren, → Chladnische Klangfiguren.

Klangspektrum, → Schallspektrum.

Klärpunkt, → mesomorphe Phase.

Klassen, → Gruppentheorie.

klassische Feldtheorie, svw. nichtquantisierte → Feldtheorie; Gegensatz: → Quantenfeldtheorie.

klassischer Elektronenradius, → universelle Naturkonstanten.

Klathrate, → Einschlußverbindungen.

kleiner Planet, svw. Planetoid.

Klein-Gordon-Gleichung, gelegentlich auch als *Fock-Gleichung* bezeichnet, relativistische Verallgemeinerung der Schrödinger-Gleichung für ein kräftefreies Teilchen der Masse m und mit dem Spin $s = 0$, die sich durch korrespondenzmäßige Ersetzung von E bzw. $\vec{p}$ durch $\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}$ bzw. $-\mathrm{i}\hbar$ grad aus der relativistischen Beziehung $E^2 = c^2\vec{p}^2 + m^2c^4$ zwischen Energie E und Impuls $\vec{p}$ ergibt (c Lichtgeschwindigkeit, $\hbar = h/2\pi$, h Plancksches Wirkungsquantum). Dabei geht $\frac{1}{\hbar^2}(p^2 - E^2/c^2)$ über in $\Box \equiv \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta$, wobei $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ist, und man erhält $(\Box + \varkappa^2)\,\varphi(\vec{r}, t) = 0$, wobei $\varkappa = mc/\hbar$ gesetzt wurde und $\varphi(\vec{r}, t)$ das *Klein-Gordon-Feld* ist. Steht $x = (x^\mu) = (ct, \vec{r})$ für die Weltpunkte des Raum-Zeit-Kontinuums, und transformiert sich $\varphi(x) \equiv \varphi(\vec{r}, t)$ gegenüber eigentlichen orthochronen Lorentz-Transformationen wie ein Skalar, d. h. $\varphi'(x') = \varphi(x)$ bei $x' = \Lambda x + a$, so ist die obige K.-G.-G. relativistisch invariant. $\hat{K} \equiv \Box + \varkappa^2$ wird auch als *Klein-Gordon-Operator* bezeichnet.

Die K.-G.-G. hat Lösungen $\varphi^{(\pm)}$ zu positiver und negativer Energie; diese lassen sich als Überlagerung ebener Wellen $\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$ mit positiver bzw. negativer Frequenz $\pm\omega(\vec{k})$, $\omega(\vec{k}) = |E|/\hbar = c\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2}$ mit $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ schreiben:

$$\varphi^{\pm}(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{\omega(\vec{k})}\, \mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}(\omega t - \vec{k}\vec{r})}\, \Phi(\vec{k}).$$

Durch $(\varphi_1, \varphi_2) = \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{\omega(\vec{k})} \Phi_1^*(\vec{k})\,\Phi_2(\vec{k}) = \mathrm{i}\int \mathrm{d}^3\vec{r}\,\varphi_1^*(\vec{r}, t)\,\overleftrightarrow{\partial}_0\varphi_2(\vec{r}, t)$ mit $\overleftrightarrow{\partial}_0 = \frac{1}{c}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial t} - \frac{1}{c}\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial t}$ (der Pfeil deutet an, daß die Differentiation auf das links von $\overleftrightarrow{\partial}_0$ stehende Objekt, in diesem Fall φ_1^*, anzuwenden ist) wird ein lorentzinvariantes Skalarprodukt eingeführt. Auf diese Weise kann man zu den Lösungen mit positiver oder negativer Energie einen Hilbert-Raum ganz analog zur Schrödingerschen Wellenmechanik einführen.

Die Quantisierung des Klein-Gordon-Feldes erfolgt durch Einführung von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\hat{a}^{\pm}(\vec{k})$ für Teilchen mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$,

$$\varphi^{(\pm)}(x) = \frac{\mathrm{i}}{\sqrt{2(2\pi)^3}} \int \frac{\mathrm{d}^3\vec{k}}{\omega(\vec{k})}\, \mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}(\omega t - \vec{k}\vec{r})}\, a^{\pm}(\vec{k}),$$

die den Vertauschungsregeln $[a^-(\vec{k}), a^+(\vec{k}')] = \omega(\vec{k})\,\delta^3(\vec{k} - \vec{k}')$, $[a^-(\vec{k}), a^-(\vec{k}')] = [a^+(\vec{k}), a^+(\vec{k}')] = 0$ genügen und mit deren Hilfe man

den Hilbert-Raum für beliebig viele Teilchen der Masse m und mit dem Spin $s = 0$, z. B. neutrale π-Mesonen, aufbauen kann. Die Bedeutung der K.-G.-G. liegt jedoch vor allem darin, daß ihr alle relativistischen Wellenfelder genügen müssen (→ Quantenfeldtheorie).

Klein-Gordon-Operator, → Klein-Gordon-Gleichung.

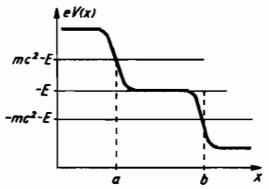
Klein-Nishina-Formel, Relation für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ der Streuung von Licht der Frequenz ν an ruhenden Elektronen (Compton-Effekt) in das Element $d\Omega$ des Raumwinkels nach der unquantisierten Diracschen Theorie des Elektrons (→ Dirac-Gleichung):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^2 \frac{1}{2} \frac{1}{[mc^2 + \hbar\omega(1 - \cos\vartheta)]^2} \times$$
$$\times \left\{\frac{\hbar^2\omega^2(1 - \cos\vartheta)^2}{mc^2[mc^2 + \hbar\omega(1 - \cos\vartheta)]} + 1 + \cos^2\vartheta\right\},$$

wobei ϑ der Streuwinkel des Photons und ω seine ursprüngliche Energie ist; m bzw. e sind Masse bzw. Ladung des Elektrons. Diese Beziehung folgt auch aus der Quantenelektrodynamik; für kleine Frequenzen geht sie in die Thomsonsche Streuformel der klassischen Elektrodynamik über:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi mc^2}\right)^2 \frac{1}{2}(1 + \cos^2\vartheta).$$

Kleinsches Paradoxon, Problem der Diracschen Theorie des Elektrons (→ Dirac-Gleichung), das mit der Existenz von Zuständen negativer Energie (Positronen) verknüpft ist. Bewegt sich ein Elektron in einem eindimensionalen, mit wachsendem x stetig abnehmenden Potential $U(x) = eV(x)$, so ist bei fester Energie E nur das Gebiet $x < a$ zugänglich, für das $E + eV > mc^2$ ist (Abb.); für Positronen ist dagegen nur das Gebiet $x > b$ zugänglich, für das $-mc^2 > E + eV$ gilt; das Gebiet $a < x < b$ ist unzugänglich, da hier der Impuls



Kleinsches Paradoxon

$$p(x) = \frac{1}{c}\sqrt{[E + eV(x)]^2 - m^2c^4}$$

imaginär wird. Das Zwischengebiet ist jedoch nach der Wellenmechanik nicht völlig undurchlässig (→ Tunneleffekt); die Wahrscheinlichkeit dafür ist im Falle einer endlichen Breite verschwindend gering. Betrachtet man jedoch mit Klein einen singulären Potentialsprung, bei dem sich das Gebiet $a < x < b$ auf einen Punkt zusammenzieht, dann könnten die Elektronen ohne weiteres vom Gebiet $x < a$ in das Gebiet $x > b$ übertreten und dort als Positronen weiterlaufen; das widerspricht der Erfahrung und wird als K. P. bezeichnet. Da sich der Potentialverlauf an der Trennfläche zweier Medien, z. B. zweier Metalle mit verschiedenen Werten des Potentials, jedoch nicht sprunghaft, sondern stetig ändert, ist das Kleinsche P. ohne praktische Bedeutung.

kleinste Länge, → Elementarlänge.

kleinste Quadrate, *Methode der k.n Q.*, → Kristallstrukturanalyse, → Ausgleichsrechnung.

Kleinwinkelkorngrenze, → Korngrenze.

Kleinwinkelstreuung, Streuung von Röntgen- oder auch Neutronenstrahlen in unmittelbarer Umgebung des Primärstrahls (Glanzwinkel $< 5°$) an submikroskopischen Teilchen. Teilchen im Sinne der K. sind Volumenelemente, die sich von ihrer Umgebung durch die mittlere Elektronendichte unterscheiden. Derartige Heterogenitätsbereiche können z. B. organische Moleküle in verdünnten Lösungen, insbesondere Makromoleküle (z. B. Eiweiß) oder makromolekulare feste Substanzen, Entmischungszonen in Legierungen, feindisperse Kohle oder Mikroporen in Gläsern sein. Die untere Grenze der mit der K. erfaßbaren Teilchengröße liegt bei etwa 1 nm. Die obere Grenze hängt stark vom Auflösungsvermögen der Meßanordnung ab und liegt unter optimalen Bedingungen bei 200 bis 300 nm. Sind die Teilchen nicht periodisch angeordnet, so ergibt sich eine K., deren Intensität kontinuierlich mit dem Streuwinkel variiert (*kontinuierliche K.*). Sind die Teilchen periodisch angeordnet, z. B. die Moleküle in Eiweißkristallen, so haben die Aufnahmen der K. die für Beugungsaufnahmen von Kristallen charakteristischen Eigenschaften, wie diskrete Reflexe bei Einkristallen oder Ringe bei polykristallinem Material (*diskontinuierliche K.*).

Für Untersuchungen mittels der K. verwendet man meist monochromatische Röntgenstrahlung. Zur Bestimmung der gestreuten Intensität der kontinuierlichen K. verwendet man *Kleinwinkelkammern*, die eine äußerst scharfe Ausblendung des Primärstrahls ermöglichen. Die Registrierung erfolgt photographisch oder mittels Zählrohrs. Um in Luft auftretende Streustrahlung auszuschalten, ist es zweckmäßig, die Kleinwinkelkammer zu evakuieren.

Für die Auswertung der sich bei der kontinuierlichen K. ergebenden *Kleinwinkelstreukurve* gibt es bisher kein einheitliches Verfahren. Bei „verdünnten" Systemen (gasartigen amorphen Substanzen) verwendet man dazu bekannte Formeln. Im Falle monodisperser Systeme können Größe und Form der Teilchen ermittelt werden. Die Auswertung der K. von polydispersen, verdünnten Systemen führt wegen der größeren Anzahl unbekannter Parameter nicht immer zu eindeutigen Ergebnissen. Bei „dichten" Systemen (flüssigkeitsartige amorphe Substanzen) geht die Verteilungsfunktion der Teilchenabstände als weiterer Faktor in die Auswertung ein. Bei feindispersen, festen Stoffen kann aus dem Auslauf der Kleinwinkelstreukurve nach größeren Winkeln die spezifische Oberfläche ermittelt werden. Die Bestimmung ist unabhängig davon, ob das System als „verdünnt" oder „dicht" anzusehen ist.

An verformten Metallen tritt ebenfalls eine K. auf, die jedoch nicht auf Elektronendichteschwankungen zurückzuführen ist, sondern auf doppelte Bragg-Reflexion.

Lit. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen (4. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958);

Porai-Koschiz: Röntgenographische Untersuchung hochdisperser Stoffe, in „Methoden der Strukturuntersuchung an hochdispersen und porösen Stoffen" (Berlin 1961).

Kleistsche Flasche, svw. Leidener Flasche.

Klemmenspannung, → elektromotorische Kraft.

Klima, der langjährige Durchschnitt der Witterungen eines gegebenen Ortes, die durch die Sonneneinstrahlung, durch die Eigenart der Unterlage und durch die damit verknüpfte atmosphärische Zirkulation verursacht werden (nach Rubinstein/Drosdow). In den verschiedenen geologischen Zeiträumen waren die Wärmezufuhr von der Sonne, die Land- und Meerverteilung und der Charakter des Untergrundes unterschiedlich, deshalb blieb auch das K. nicht konstant. Aber auch innerhalb dieser oder jener geologischen Epoche führten das Vorhandensein und die Wechselwirkung der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und Hydrosphäre zu Klimaschwankungen, auch wenn sich die angeführten Faktoren nicht änderten. Von diesem *Groß-* oder *Makroklima* weicht als örtliche Besonderheit desselben das *Klein-* oder *Mikroklima* oft erheblich ab, das als K. auf kleinstem Raum hauptsächlich durch die ungleichmäßige Beschaffenheit des Untergrundes verursacht wird. → Klimatologie, → Wetter.

Klimakunde, svw. Klimatologie.

Klimatologie, *Klimakunde,* Lehre vom → Klima. Sie gliedert sich in die physikalische K. und die regionale K. Die *physikalische K.* befaßt sich vorwiegend mit Klimaelementen und klimabildenden Prozessen. *Klimaelemente* sind Größen, die den physikalischen und chemischen Zustand der Luft kennzeichnen, z. B. die Sonnenstrahlung, der Luftdruck, die Lufttemperatur, der Wasserdampfgehalt der Luft, der Niederschlag, die Wolken (Art und Bedeckungsgrad), die Windrichtung und -stärke, der Gehalt der Luft an nicht ständigen Beimengungen (Aerosol). Die wichtigsten *klimabildenden Prozesse* sind die allgemeine Zirkulation, der Wärmehaushalt der Atmosphäre, der Wasserhaushalt und -kreislauf, also Vorgänge, die den Charakter des Klimas prägen und auf deren räumlich und zeitlich unterschiedliche Ausbildung auch die Unterschiede der Klimate in Raum und Zeit zurückgeführt werden können. Diese Unterschiede sind Gegenstand der Betrachtung durch die *regionale K.*

Lit. Alissow, Drosdow u. Rubinstein: Lehrb. der K. (Berlin 1956).

Klystron, svw. Triftröhre.

K-Matrix, → S-Matrix.

K-Meson, svw. Kaon.

K-Mesonenfabrik, ein → Teilchenbeschleuniger.

kn, 1) knot, Tabelle 2, Geschwindigkeit. 2) →Knoten.

Knall, eine Gehörsempfindung, die entsteht, wenn das Ohr plötzlich und nur für sehr kurze Zeit von einer Druckschwankung der Luft getroffen wird. Meist folgt dem schnellen Anstieg des Druckes eine etwas langsamere Abnahme. Knallwellen können sich mit Überschallgeschwindigkeiten bis 1000 m/s ausbreiten (→ Geschoßknall).

Knallfunke, energieintensive kurzzeitige Bogenentladung in freier Luft oder in Gasen hohen Drucks, bei der das wegen intensiver Rekombination schnelle Wiederverschwinden des Plasmazustands mit einer ausgeprägten Schallerscheinung verbunden ist.

Knallwelle, eine durch plötzliche starke Druckerhöhung erzeugte Welle. K.n entstehen beispielsweise bei der Detonation von Explosivstoffen, bei der Bewegung mit Überschallgeschwindigkeit oder beim Zusammenprall fester Körper. Die Drücke im Knallzentrum sind so groß, daß wegen der starken Kompression der Gase die Ausbreitungsgeschwindigkeit der K. dort wesentlich höher ist als die normale Schallgeschwindigkeit. Das Druckmaximum läuft also schneller als der Fuß der Welle und holt diesen schließlich ein. Die Wellenfront und damit auch der Druckanstieg werden dadurch immer steiler. Das akustische Spektrum der K. erfüllt einen um so breiteren Frequenzbereich, je kürzer der Druckanstieg ist. Die Schallstärke wächst mit dem Quadrat der Druckdifferenz.

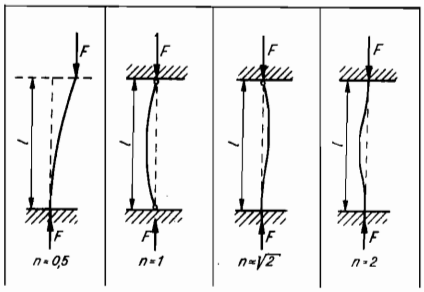
Knäuelmoleküle, makromolekulare Moleküle, die den von ihnen in Lösung eingenommenen Raum nur zu einem sehr geringen Bruchteil erfüllen können. Dies ermöglicht im Prinzip einen Austausch zwischen den im Inneren des Knäuels und den außerhalb befindlichen Lösungsmittelmolekülen in einer Zeit, die klein ist gegenüber der Zeit, in der sich das Knäuel als Ganzes, z. B. rotierend in einem Scherfeld, bewegt. Ist ein solcher Austausch ungehemmt möglich, so liegt ein *frei durchspültes* Knäuel vor. Wird jedoch die Platzwechselhäufigkeit und damit die Diffusion innerhalb des Knäuels durch die Gegenwart der makromolekularen Kettensegmente verändert, was sich bei hydrodynamischer Betrachtungsweise so deuten läßt, daß die Strömung des Lösungsmittels um einen Kettenabschnitt die Umströmung benachbarter und auch entfernterer Kettenabschnitte beeinflußt, dann liegt ein *teilweise durchspültes* Knäuel vor. Wird im Grenzfall das Lösungsmittel innerhalb des Knäuelmoleküls völlig immobilisiert, so ist das Knäuel *undurchspült.* Völlig gestreckte Fadenmoleküle stellen den Grenzfall des frei durchspülten, massive Kugeln den des undurchspülten Knäuels dar. Für die verschieden durchspülten Knäuel ergibt sich eine charakteristische Abhängigkeit des Staudinger-Index vom Molgewicht: massive Kugel $[\eta] \sim M^0$, undurchspültes Knäuel $[\eta] \sim M^{0,5}$, teilweise durchspültes Knäuel $[\eta] \sim M^{0,5 \ldots 1,0}$, gestrecktes Knäuel (starres Stäbchen) $[\eta] \sim M^2$. Doch ist der Rückschluß aus einem experimentell gefundenen Exponenten auf die Durchspülbarkeit unsicher. Genauere Aussagen über die Durchspülbarkeit werden aus Sedimentationsuntersuchungen bei relativ hoher Konzentration (1 bis 2%) erhalten.

Knickpunkt, → thermische Analyse.

Knickschwingung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Knickung, seitliches Ausweichen eines gedrückten Stabes. K. tritt bei genügend schlanken Stäben auf, wenn der Druck einen kritischen Wert überschreitet. Für einen beiderseitig gelenkig gelagerten Balken ergibt sich die *kritische Druckkraft,* die *Eulerlast,* zu $F_{krit} = \frac{\pi^2 EI}{l^2}$.

Dabei ist E der Elastizitätsmodul, I das axiale Trägheitsmoment, EI die Biegesteifigkeit, l die Stablänge. Bei dicken Stäben liefert die Eulerlast zu große Werte für die kritische Knicklast.



Verschiedene Eulerknickfälle für schlanke Stäbe

Die entsprechenden Werte für F_{krit} können der → Tetmayer-Parabel entnommen werden. Bei sehr dicken Stäben tritt Quetschverformung ein.

Knie, → Plasmapause.

Knight-Shift, magnetische Kernresonanz, → Hyperfeinstrukturwechselwirkung.

Knoten, kn, auch knot (US), Symbol kn, Einheit der Geschwindigkeit in der See- und Luftfahrt. Keine Vorsätze. Der Knoten ist die Geschwindigkeit eines sich gleichmäßig bewegenden Wasser- oder Luftfahrzeuges, das während der Zeit 1 Stunde den Weg 1 Seemeile zurücklegt. 1 kn = 1 sm/h = 1852 m/h = 0,514444 m/s.

Knotenlinie, → Eulersche Winkel.

Knotenpunkt, → Kardinalelemente.

Knotenpunktverfahren, ein Verfahren zur analytischen Bestimmung der Stabkräfte. Bei statisch bestimmten Fachwerken trennt man nach dem K. alle Knoten aus dem Stabverband gedanklich heraus und ersetzt an den Schnittstellen die Stäbe durch Zugkräfte. Die Gleichgewichtsbetrachtung an jedem Knotenpunkt liefert ein System von $2 \cdot k$ Gleichungen bei ebenen bzw. $3 \cdot k$ bei räumlichen Fachwerken für die unbekannten Stab- und Lagerkräfte.

Knotenregel, → Kirchhoffsche Regeln.

Knudsen-Effekt, → Knudsen-Gas.

Knudsen-Gas, hochverdünntes Gas, in dem die mittlere freie Weglänge groß gegenüber der Gefäßabmessung ist, so daß die Moleküle praktisch nur mit der Wand und kaum untereinander in Wechselwirkung stehen. Der Druckausgleich zwischen zwei K.-G.en geschieht durch *Molekularströmung*, die in der Hochvakuumphysik eine große Rolle spielt. Bei freier Molekularströmung werden Stöße der Gasteilchen untereinander völlig vernachlässigt, bei fast freier nur in erster Näherung berücksichtigt. Nach dem Grade ihrer Berücksichtigung unterscheidet man noch eine Übergangs- und eine Schlüpfströmung und faßt auch diese Bereiche als Nichtkontinuum-Strömung oder *Knudsen-Strömung* zusammen. Bei Molekularströmung ist der Strömungswiderstand unabhängig vom Druck. Nach dem *Knudsen-Effekt* strömt das kältere von zwei K.-G.en in das wärmere, wenn die Öffnung zwischen ihnen genügend klein ist, oder, falls längs der Kapillare, die sie verbindet, ein Temperaturgradient vorhanden ist, reichert sich die leichtere Komponente am kalten und die schwere am heißen Ende der Kapillare an. Der Knudsen-Effekt bildet die Grundlage für das erste Hertzsche Diffusionsverfahren (→ Diaphragmentrennstufe).

Knudsen-Strömung, → Knudsen-Gas.

Knudsen-Vakuummeter, → Vakuummeter.

Knudsen-Zelle, → Hochvakuumbedampfungstechnik.

Koagulation, die Vereinigung disperser Teilchen insbesondere von → Kolloiden zu größeren Aggregaten. Dies geschieht z. B. durch mechanische Einflüsse, z. B. durch Schütteln, vor allem aber durch Zusatz von Fremdstoffen, besonders von Ionen. Dadurch werden die Energiebarrieren zwischen den Teilchen herabgesetzt bzw. überwunden. Die erste Stufe der K. ist die *Flockung*. Im geflockten Zustand sind die Teilchen zwar zu größeren Aggregaten, den Koagulationsstrukturen, vereinigt, jedoch befinden sich zwischen ihnen noch dünne Dispersionsmittel- oder Adsorptionsschichten. In diesem Zustand ist das Koagulat vielfach durch → Peptisation wieder dispergierbar. Kommt es unter Zerreißen oder Verdrängung dieser Schichten zum direkten Kontakt der Kolloidpartikeln und zur völligen Vereinigung wie bei Emulsionen oder Schäumen bzw. zu Verbänden fester Partikeln (Kondensationsstrukturen), so spricht man von *Koaleszenz*. Aus diesem Zustand heraus ist im allgemeinen keine Peptisation mehr möglich.

Koaktivator, → Aktivator.

Koaleszenz, → Koagulation.

koaxiale Leitung, → Doppelleitung.

Kobalt-60-Standard, → radioaktiver Standard.

Kochpunkt, → Sieden.

Koeffizient der inneren Reibung, → kinetische Theorie.

Koerzimeter, eine Meßeinrichtung zur Bestimmung der Koerzitivfeldstärke H_c. Es sind alle Verfahren geeignet, die nach Aufmagnetisierung der Proben den Nulldurchgang der Induktion $B\,({}_BH_c)$ oder Magnetisierung $M\,({}_MH_c)$ in Abhängigkeit von der Gegenfeldstärke genügend empfindlich anzeigen. Hierbei bedeuten ${}_BH_c$ und ${}_MH_c$, daß H_c an der Stelle $B = 0$ bzw. $M = 0$ gemessen wird. Messungen im offenen magnetischen Kreis haben wegen der Vorzüge hinsichtlich Probenform und -größe sowie Meßzeit breite Anwendung gefunden. Die Verfahren unterscheiden sich nur durch die Art der Bestimmung des Nulldurchganges von B bzw. M: 1) *Das Schwingungsspulenverfahren* benutzt eine vor der magnetisierten Probe in axialer Richtung schwingende Meßspule, die wegen der Kraftliniendivergenz so lange eine Spannung induziert, bis durch ein äußeres Gegenfeld $H = {}_MH_c$ erreicht wird. In diesem Zustand verlaufen alle Feldlinien parallel, es ist keine Divergenz mehr vorhanden. H_c wird dann wie bei nahezu allen Verfahren aus der Durchflutung der Magnetisierungsspule ermittelt. 2) *Abziehmethode*, → ballistisches Verfahren. 3) Im *Meßgeneratorverfahren* wird ${}_MH_c$ direkt durch Einstellung auf den Nulldurchgang der Normalkomponente von $\vec{M}$ gemessen. Die angetriebene Meßspule muß so am Probenende angeordnet werden, daß ihre induzierte Spannung allein auf die von der Probenmagnetisierung ausgehende Normalkomponente anspricht. Sie wird bei der Feldstärke

${}_{M}H_{c}$ Null. 4) Bei *dem Sondenkoerzimeter* dienen empfindliche Oberwellensonden als Meßorgan für den Nulldurchgang der Magnetisierung. Sie bestehen aus Spulen mit hochpermeablen Kernen, die durch das zu messende Gleichfeld vormagnetisiert werden und im Wechselfeld geradzahlige Oberwellen erzeugen. Ihr Betrag ist ein direktes Maß für die Gleichfeldstärke. Zur Vermeidung von Störeinflüssen durch Wechsel- und Fremdfelder werden 2 Einzelsonden astatisch angeordnet. Weiter können zur Messung der Koerzitivfeldstärke magnetometrische Methoden und induktive Verfahren mit geschlossenem magnetischem Kreis angewandt werden.

Koerzitivfeldstärke, *Koerzitivkraft*, die magnetische Feldstärke H_c, bei der die Induktion nach vorhergehender Aussteuerung bis zur Sättigung im Gegenfeld den Wert Null erreicht. Sie ergibt sich aus dem Schnittpunkt von → Hystereseschleife und Feldstärkenachse. Je nachdem, ob die Feldstärke für den Nulldurchgang der Induktion B oder der Magnetisierung M betrachtet wird, kann zwischen der *Induktions-Koerzitivfeldstärke* ${}_{B}H_{c}$ und der *Magnetisierungs-Koerzitivfeldstärke* ${}_{M}H_{c}$ unterschieden werden. Der Unterschied wird nur bei Werkstoffen großer K. bedeutungsvoll, stets gilt ${}_{M}H_{c} > {}_{B}H_{c}$. Die K. stellt eine charakteristische Werkstoffkenngröße dar und kann Werte von 0,005 bis über 5000 A/cm erreichen. Meßeinrichtungen zur Bestimmung der K. werden als → Koerzimeter bezeichnet.

Koerzitivkraft, svw. Koerzitivfeldstärke.

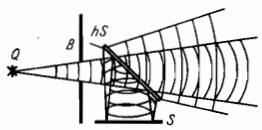
kohärente Beleuchtung, → Abbildung.

kohärente Drehung, Form der Ummagnetisierung in → Einbereichsteilchen. Infolge des Überwiegens der Austauschwechselwirkung dreht sich dabei die Magnetisierung eines Teilchens starr. Im allgemeinen tritt die k. D. in Konkurrenz mit der → inkohärenten Drehung, und die tatsächliche Ummagnetisierung hängt von Form und Beschaffenheit der Teilchenoberfläche und den Stoffeigenschaften der Teilchen ab.

kohärente Streuung, → Streuung.

kohärente Zustände, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Kohärenz, Interferenzfähigkeit von endlichen Wellengruppen mit gleicher mittlerer Frequenz und geringer Dispersion in dem Sinne, daß im Zeitmittel stationäre, experimentell registrierbare Interferenzen auftreten. K. liegt nur vor, wenn sich die Wellenzüge wegen ihrer endlichen Länge im Beobachtungsgebiet zunächst überhaupt überlagern und die sich überlagernden Wellenzüge jeweils *feste* Phasenbeziehungen haben, so daß Maxima und Minima des Interferenzbildes nicht ständig ihre Lage wechseln. Bei ausgedehnten Strahlungsquellen können wegen der im allgemeinen unregelmäßigen Phasensprünge der Einzelquellen nur von solchen Wellenzügen Interferenzen erwartet werden, die innerhalb eines eng begrenzten Öffnungswinkels σ liegen, damit zwischen den einzelnen Teilwellen stets feststehende Phasenbeziehungen bestehen, was bei zu weit voneinander entfernten Emissionszentren, d. h. innerhalb eines größeren Öffnungswinkels, nicht unbedingt gewährleistet ist. Neben der Phasenkonstanz besteht dann die Kohärenzbedingung $n \sin \sigma \ll \lambda/4b$, damit bei maximaler Ausdehnung b einer Lichtquelle im durchstrahlten Medium mit dem Brechungsindex n die verschiedenen Strahlen bzw. Wellenzüge des Strahlenbündels mit der Wellenlänge λ im Öffnungswinkel σ miteinander interferieren. Sind diese Voraussetzungen, d. s. die *Kohärenzbedingungen*, nur teilweise erfüllt, erhält man verschwommene Interferenzbilder, die bei vollkommener *Inkohärenz*, d. h. Fehlen jeglicher K., ganz verschwinden. Die K. spielt daher bei der → Interferenz eine große Rolle. Kohärentes monochromatisches Licht kann mit Hilfe der Laser erzeugt werden. K. läßt sich auch bei relativ kurzen Wellenzügen erzwingen, wenn man diese durch Reflexion oder „Teilung" mittels halbdurchlässiger Spiegel mit sich selbst zur Interferenz bringt, wie dies aus der Abb. ersichtlich ist. Der von der Lichtquelle Q ausgehende und durch die Blende B gebündelte



Kohärenz

Wellenzug wird am halbdurchlässigen Spiegel (hS) „geteilt". Während der eine Teil ungehindert weiterläuft, wird der andere Teil reflektiert, am Spiegel S abermals reflektiert und schließlich an hS nochmals teilweise gebrochen, so daß der durchgehende Teil mit dem ursprünglichen Teil des Wellenzugs interferieren kann.

Als *Kohärenzlänge* L bezeichnet man den größten Gangunterschied, bei dem gerade noch Interferenzen (→ Interferenz 1) beobachtbar sind. Sie folgt aus dem Fourierschen Integraltheorem zu $L \cdot \Delta f \approx c$, wobei Δf die Spektrallinienbreite des verwendeten Lichtes und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist, bzw. aus $\tau \cdot \Delta f \approx 1$ zu $L/\tau \approx c$, wenn τ die Lebensdauer des angeregten Zustandes, beispielsweise eines aktiven Lasermediums, ist. Bei mit flüssiger Luft gekühltem, angeregtem Krypton, das Licht der Wellenlänge $\lambda = 565{,}113$ nm aussendet, beträgt L etwa 0,5 m; bei einem Helium-Neon-Gaslaser, der eine Strahlung mit einer Wellenlänge von 1153 nm abgibt, ist L ungefähr $3 \cdot 10^4$ m. → Kohärenzlänge eines Supraleiters.

Kohärenzbedingung, → Kohärenz.

Kohärenzbereich, *kohärent streuender Bereich*, ein zusammenhängender Bereich eines Kristalls, in dem die Periodizität der Atomanordnung streng erfüllt ist (→ Kristall). Von gewissen Substanzen kann man heute Kristalle mit einem K. von einigen cm Kantenlänge züchten. In den meisten Fällen sind die K.e jedoch wegen der vorhandenen Gitterstörungen kleiner als 10^{-3} cm. Ist der K. kleiner als 10^{-5} cm, so kann seine Größe aus der Verbreiterung der Reflexe bei der Beugung von Röntgenstrahlen, Elektronen und Neutronen bestimmt werden.

Kohärenzgrad, → Spektrograph.

Kohärenzlänge, → Kohärenz.

Kohärenzlänge eines Supraleiters, der Abstand ξ, über den die anziehende Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen eines Cooper-Paares (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) wirkt. Man kann die K. e. S. auch als die räum-

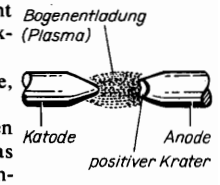
liche Ausdehnung eines Cooper-Paares auffassen. Die K. e. S. ist abhängig von der mittleren freien Weglänge der Leitfähigkeitselektronen im normalleitenden Zustand, sie ist groß bei reinen metallischen Elementen und klein bei Legierungen. Sie bestimmt wesentlich das Verhalten eines Supraleiters an Grenzflächen, denn der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ, der die Dichte der supraleitenden Ladungsträger angibt, kann sich nur über den Bereich der Kohärenzlänge, d. h., über den Bereich der Ausdehnung eines Cooper-Paares, wesentlich ändern. Das Verhältnis der Kohärenzlänge zur Eindringtiefe eines magnetischen Feldes in den Supraleiter bestimmt den Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$, dadurch die Oberflächenenergie des Supraleiters und damit wiederum, ob ein Supraleiter 1. Art oder 2. Art vorliegt.

Kohäsion [lat. cohaerere 'zusammenhängen'], das Wirken von Anziehungskräften zwischen gleichartigen Atomen oder Molekülen *ein und desselben* Stoffes im Gegensatz zur → Adhäsion, die das Aneinanderhaften *verschiedener* Stoffe umfaßt. Die K. bewirkt einen Zusammenhalt, der sich bei festen Körpern in deren großer Zerreißfestigkeit äußert. Bei Flüssigkeiten ist die K. kleiner als bei festen Körpern. Deshalb haben Flüssigkeiten eine wesentlich geringere, aber doch deutlich nachweisbare Zerreißfestigkeit; so bleibt z. B. eine luftfreie Wassersäule in einem senkrecht aufgestellten Rohr zurück, auch wenn das am unteren Ende des Rohres befindliche Vorratsgefäß evakuiert wird und der Luftdruck also die Wassersäule nicht mehr tragen kann. Bei Gasen ist die K. verschwindend klein.

Kohäsionsdruck, → Oberflächenspannung.

Kohäsionsenergie, → chemische Bindung.

Kohlelichtbogen, Bogenentladung, die meist in freier Luft zwischen Kohleelektroden brennt (Abb.). Die intensive Lichtemission des K.s geht vorzugsweise von der hocherhitzten, kraterförmig ausgebrannten positiven Kohleelektrode, dem *positiven Krater*, aus und wurde früher als intensive Lichtquelle, z. B. bei der Kinoprojektion, verwendet.



Kohlelichtbogen

Kohlenstoff-14-Methode, → physikalische Altersbestimmung.

Kohlenstoffstern, → Spektralklasse.

Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff-Zyklus, → Stern.

Kohlenstoffzyklus, → Kernfusion.

Kohlersche Regel, empirisch gefundene Aussage über den → Magnetowiderstand. Nach der K.n R. ist die relative Zunahme des elektrischen Widerstandes im Magnetfeld für ein bestimmtes Metall lediglich vom reduzierten Magnetfeld B/ϱ abhängig: $\frac{\Delta\varrho}{\varrho_0} = \frac{\varrho(B,T) - \varrho(0,T)}{\varrho(0,T)} = f\left(\frac{B}{\varrho(0,T)}\right)$. Die Beziehung gilt zunächst für ein polykristallines Metall. Bei Einkristallen ist ihre Gültigkeit auf eine jeweils untereinander unveränderte Richtung von Strom, Kristallorientierung und Magnetfeld beschränkt.

Häufig läßt sich die K. R. in einer Potenzschreibweise $\frac{\Delta\varrho}{\varrho} = A\left(\frac{B}{\varrho}\right)^n$ für $1 < n \leqq 2$ darstellen. Die K. R. läßt sich unter der Voraussetzung einer isotropen Relaxationszeit $\tau(E)$ theoretisch herleiten, experimentell gefundene Abweichungen sollten deshalb Aufschlüsse über die Anisotropie der Relaxationszeit erlauben.

Kohlrauschsche Gesetze, 1) *Kohlrauschsches Gesetz der unabhängigen Ionenwanderung*, besagt, daß sich die Äquivalentleitfähigkeit eines Elektrolyten additiv aus den Beweglichkeiten der einzelnen Ionen zusammensetzt. 2) *Kohlrauschsches Quadratwurzelgesetz*, besagt, daß die Äquivalentleitfähigkeit eines starken Elektrolyten in verdünnter Lösung durch die Gleichung $\Lambda_c = \Lambda_\infty - A\sqrt{c_0}$ beschrieben wird. Dabei ist Λ_∞ die Äquivalentleitfähigkeit bei unendlicher Verdünnung, Λ_c diejenige bei der analytischen Konzentration c_0 und A eine vor allem vom Wertigkeitstypus des betreffenden Salzes abhängige Konstante.

Kohn-Effekt, das Auftreten schwacher Anomalien im Phononenspektrum von Metallen in Form von singulären Ableitungen in der Dispersionskurve $\omega(\vec{q})$ der Phononen. Die Anomalien entstehen durch die Abschirmung der Wechselwirkungskräfte zwischen den Gitterionen und beruhen wie die Friedel-Oszillationen auf der Existenz der Fermi-Fläche in Metallen als scharfer Grenze zwischen besetzten und unbesetzten Elektronenzuständen. Der K.-E. tritt in Erscheinung, wenn der Wellenvektor $\vec{q}$ des Phonons ein extremaler Durchmesser der Fermi-Fläche ist, also zwei Punkte der Fermi-Fläche mit parallelen Tangentialebenen miteinander verbindet. Diese prinzipielle Methode zur Bestimmung von Fermi-Flächen ist jedoch praktisch ohne Bedeutung, da der K.-E. recht schwach ist und nur in Blei und Aluminium experimentell beobachtet werden konnte.

Kohn-Rostoker-Methode, svw. KKR-Methode, → Bandstruktur.

Koinzidenz, das zeitliche Zusammentreffen zweier Ereignisse, z. B. in der Kernphysik das gleichzeitige Auftreten zweier bei einer Kernreaktion entstehender Teilchen. Zum Nachweis von K.en werden Zähler durch elektronische Schaltungen, die *Koinzidenzschaltungen*, so untereinander verknüpft, daß nur solche Signale registriert werden, die im Bereich eines vorgegebenen Zeitintervalls liegen. Koinzidenzschaltungen geben nur dann ein Ausgangssignal, wenn an ihren Eingängen sich zeitlich überdeckende Signale eintreffen. *Antikoinzidenzschaltungen* sprechen auf das Fehlen eines oder mehrerer Eingangssignale an. Koinzidenzschaltungen bestehen aus Impulsformerstufen für die Eingangssignale, aus der Koinzidenzstufe und einem Impulsdiskriminator.

Koinzidenzentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Koinzidenzfokometer, → Brennweitenmessung.

Koinzidenzkriterium, → Isoplanasie.

Koinzidenzmethode, Methode der Kernspektroskopie, bei der zwei oder mehr Ereignisse in ihrer Gleichzeitigkeit betrachtet werden. Das Ereignis 1, z. B. die Emission von γ-Strahlung als Folge einer deuteroninduzierten Kernreaktion, wird nur registriert, wenn gleichzeitig das Ereignis 2, im Beispiel die Emission eines Protons, nachweisbar ist. Damit wird also die (d, pγ)-Reaktion nachgewiesen und von der (d, p)- und von der (d, γ)-Reaktion unterschieden. Es sind

zwei oder auch mehr Detektoren in sogenannten Koinzidenzschaltungen zu verbinden. Außer der Zählung der Teilchen bzw. γ-Quanten wird auch mit spektrometrischen Methoden gearbeitet, wobei die Auswahl der Teilchen bzw. Quanten nach der Energie vorgenommen wird. Die größte Bedeutung hat die K. in der γ-Spektrometrie, wo die Zuordnung der γ-Übergänge innerhalb der weitverzweigten Kaskaden vor der Entwicklung der Halbleiterdetektoren nur mit Koinzidenzmessungen möglich war. Die Weiterentwicklung dieser Technik führte in den letzten Jahren zur zweidimensionalen Koinzidenzanalyse. Mit den sogenannten verzögerten Koinzidenzen kann die Zeitdifferenz zwischen zwei nicht genau gleichzeitigen Ereignissen gemessen werden. Dabei wird der vom früheren Ereignis stammende Impuls um eine meßbare Zeit verzögert, bis Koinzidenz mit dem vom späteren Ereignis stammenden Impuls eintritt. Damit sind exakte Kurzzeitmessungen möglich.
Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik, Bd 1 (2. Aufl. Leipzig 1966).

Koinzidenzschaltung, → Koinzidenz.

Kolben-Druckpumpe, svw. Ventil-Druckpresse.

Kolbenmanometer, → Manometer.

Kolbenmaschinen, Arbeits- und Kraftmaschinen, die nach dem Verdrängungsprinzip arbeiten. Sie sind durch periodische Bewegungen eines Kolbens in einem Zylinder gekennzeichnet. Die als Arbeitsmaschinen wirkenden K., z. B. Kolbenpumpe und Kolbenverdichter, setzen mechanische Energie direkt in potentielle Energie der bewegten Medien, wie Gas, Dampf, Flüssigkeiten, um. Bei den als Kraftmaschinen arbeitenden K., z. B. Verbrennungsmotoren und Dampfmaschinen, vollzieht sich die Energieumwandlung von der potentiellen zur mechanischen Energie.

Nach der Bewegungsart des Kolbens unterscheidet man Hub- und Drehkolbenmaschinen. In den *Hubkolbenmaschinen* bewegt sich der Kolben oszillierend in einem Zylinder auf einer geradlinigen Bahn. Wichtigste Übertragungselemente sind der Kolben, der Kurbeltrieb und die Kurbelwelle. Nachteil der Hubkolbenmaschinen ist, daß durch die oszillierende Bewegung die bewegten Massenteile ständig beschleunigt oder verzögert werden, was entsprechende Konstruktionsmaßnahmen erfordert. In den *Drehkolbenmaschinen* führt der Kolben eine kreisende Bewegung aus, wodurch das Arbeits- oder Fördermittel im Gegensatz zu den Hubkolbenmaschinen stetig strömen kann.

kollektiver Beschleuniger, ein → Teilchenbeschleuniger.

kollektive Wechselwirkung, → Wlassow-Gleichung.

Kollektivlinse, → Feldlinse.

Kollektivmodell, → Kernmodelle.

Kollektor, 1) → Stromwender. **2)** → Transistor.

Kollektorschaltung, → Verstärker.

kolligative Effekte, → osmotischer Druck.

Kollimator, 1) Optik: eine optische Vorrichtung, mit der eine Marke virtuell nach Unendlich dadurch abgebildet wird, daß sich eine beleuchtete Marke in der vorderen Brennebene einer Sammellinse, d. h. des Objektivs, befindet. Der K. wird z. B. in Spektralgeräten und zu Justierzwecken bei der Fluchtungs- und Richtungsprüfung vorwiegend in Verbindung mit einem Zielfernrohr (→ Fernrohr) verwendet.

2) Kernphysik: in Strahlführungssystemen meist eine als Blende dienende Abschirmung aus Beton oder Metall zur Begrenzung des Querschnitts eines Strahls energiereicher Teilchen.

Kollimatorkonstante, → Brennweitenmessung.

kollinear sind drei oder mehr Punkte, wenn sie alle auf einer und nur einer Geraden liegen.

kollineare Struktur, → magnetische Struktur.

Kolloidbande, eine durch Streuung oder Absorption von Licht durch Kolloide in Festkörpern verursachte Bande. Diese Kolloide sind Agglomerate von Fremdstörstellen überatomarer Dimension. Insbesondere in Alkali- und Silberhalogenidkristallen werden breite K.n beobachtet, deren Maximum sich mit wachsender Größe der Kolloide zu größeren Wellenlängen hin verschiebt.

Kolloide, Ez. das Kolloid, *kolloiddisperse Systeme*, Moleküle oder Aggregate, die sich aus etwa 10^3 bis 10^9 Atomen zusammensetzen (Teilchendurchmesser etwa 10^{-4} bis 10^{-7} cm) und in einem Dispersionsmittel verteilt sind. Sie nehmen eine Zwischenstellung ein zwischen den molekulardispersen und den grobdispersen Systemen (→ disperses System).

Nach Stauff kann folgendermaßen formuliert werden: Im *kolloiden Zustand* befindet sich mindestens eine Substanz (2) fein verteilt in einem Medium (1) von unterschiedlicher Struktur. (1) und (2) können auch chemisch identisch sein. Ein kolloides System kann kohärent oder inkohärent sein. Ein System ist dann kolloid, wenn für das Verhältnis aus dem mittleren Volumen eines Kolloidteilchens V_j und dem Volumen eines Dispersionsmittelmoleküls V_D folgende Ungleichung zutrifft: $1 \ll V_j/V_D \ll \infty$ (∞ ist hier eine sehr große Zahl), und wenn (zumindest für das Dispersionsmittel) eine endliche positive Mischungsentropie $\Delta S_1 > 1$ auftritt. Daneben kann auch für den dispersen Anteil $\Delta S_2 > 1$ sein.

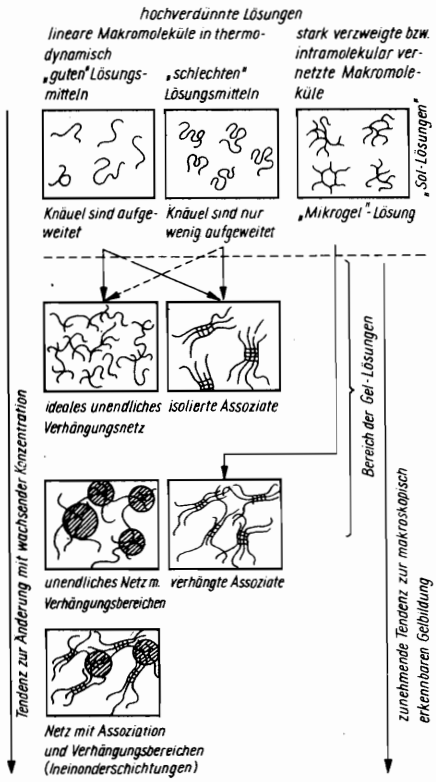
Von verschiedenen Einteilungsmöglichkeiten ist folgende am zweckmäßigsten:

1) Die *Dispersionskolloide* (*Phasenkolloide*) sind die typischen Vertreter des kolloiden Zustandes, in den jede kompakte Substanz durch geeignete Methoden (Dispergierungs- und Kondensationsmethoden) gebracht werden kann. Infolge der feinen Verteilung haben sie einen großen Überschuß an freier Oberflächenenergie, so daß jeder freiwillig in einem Dispersionskolloid ablaufende Vorgang eine Teilchenvergröberung (Koagulation) zur Folge hat. Man kann den metastabilen Zustand der Dispersionskolloide über längere Zeiträume erhalten, wenn man erreicht, daß durch eine gleichsinnige elektrische Aufladung der Teilchen (Dissoziation oder bevorzugte Ionenadsorption) eine elektrostatische Energiebarriere die Annäherung der Teilchen und damit die Flockung unmöglich macht. Die völlige Vereinigung der Teilchen (Koaleszenz) kann man verhindern durch Aufbau von Adsorptionsschichten aus Lösungsmittelmolekülen um die Teilchenoberfläche durch Adsorption grenzflächenaktiver Stoffe, die bei ausreichender Bedeckung mechanisch stabile Schutzschichten bilden.

2) Unter *Assoziationskolloiden* (*Mizellkolloide*) versteht man kolloiddisperse Systeme, die beim Auflösen molekulardisperser Substanzen in einem geeigneten Lösungsmittel oberhalb einer bestimmten Konzentration, der kritischen Konzentration der Mizellbildung, spontan gebildet werden. Zu diesen Substanzen gehören besonders die grenzflächenaktiven Stoffe. Die Eigenschaft, Assoziationskolloide zu bilden, beruht auf dem Bauprinzip solcher organischer Moleküle, die aus einem hydrophoben Teil (Kohlenwasserstoffgruppe) und einem hydrophilen Teil (polare Gruppen) bestehen. Im Unterschied zu den Dispersionskolloiden sind Assoziationskolloide thermodynamisch stabil, d. h., es tritt keine Teilchenvergröberung ein.

3) Die *Molekülkolloide* bestehen aus Molekülen kolloider Dimension. Im Unterschied zu den Dispersions- und Assoziationskolloiden, die durch Nebenvalenzkräfte verbunden sind, sind die Bausteine des kolloiden Teilchens (in diesem Fall mit Molekül identisch) durch Hauptvalenzkräfte miteinander verknüpft. Beispiele für Molekülkolloide sind die Lösungen von Eiweißstoffen, Zellulose, Kautschuk und synthetischen makromolekularen Stoffen (→ Polymere).

K. und kolloidchemische Vorgänge spielen bei biologischen Prozessen und in der chemischen Technik eine wesentliche Rolle, z. B. beim Wasch- und Färbereiprozeß, bei der Schmierung, Flotation und der Emulsionspolymerisation.

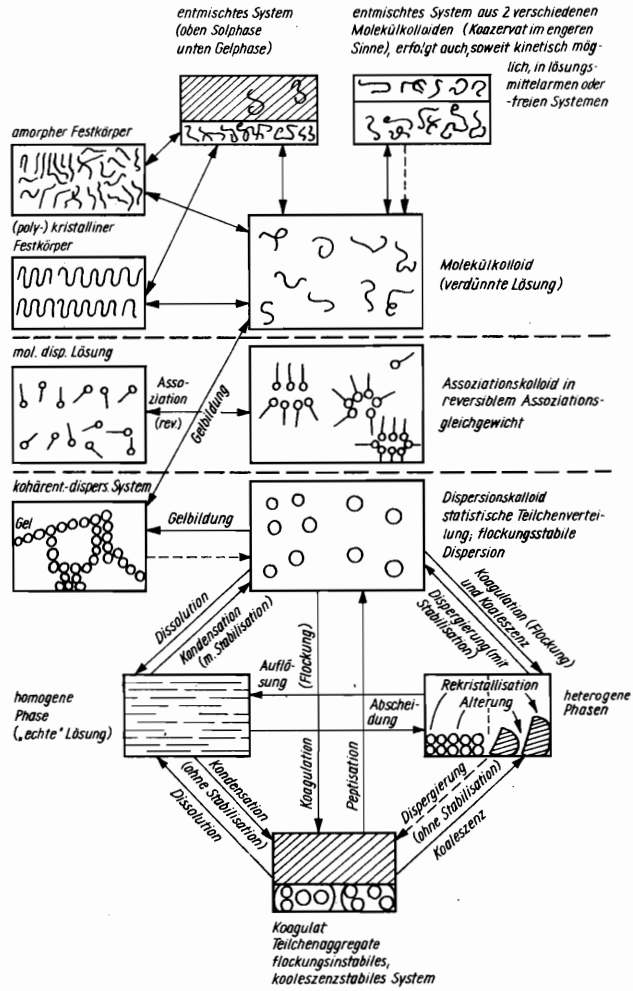


2 Änderung der Strukturierung in Lösungen von Molekülkolloiden (Makromoleküle) in Abhängigkeit von der Konzentration (schematisierte Modellvorstellungen)

Kolonnenionisation, → Ionisation.

Kalorimeter, → Kalorimetrie.

Kolorimetrie, ein Verfahren zur Konzentrationsbestimmung einer farbigen Substanz in einem nichtabsorbierenden Lösungsmittel durch Vergleich mit einer zweiten Lösung, in der die Substanz in bekannter Konzentration enthalten ist. Es gibt zwei Arten des Meßverfahrens, die visuelle und die lichtelektrische K. Das Meßprinzip aller kolorimetrischen Messungen besteht darin, daß man die durchstrahlte Schichtdicke d_2 einer Lösung unbekannter Konzentration c_2 variiert, bis sich der gleiche Farbreiz (Farbäquivalente) wie bei einer zweiten Lösung bekannter Konzentration c_1 und Schichtdicke d_1 einstellt. Aus dem gleichen Verhältnis I_e/I_a der Strahlungsintensitäten I_e am Orte e und I_a am Orte a, die sich um die Länge d der Laufstrecke unterscheiden, errechnet man $c_2 = c_1 d_1/d_2$ nach dem *Lambert-Beerschen Gesetz* $I_e/I_a = \exp[-k_c c d]$ unter der Voraussetzung, daß die molekulare Extinktionskonstante k_c von der Konzentration c unabhängig ist, d. h., daß die



1 Die wichtigsten charakteristischen Verteilungszustände kolloider Systeme und ihre Übergänge

chemische Zusammensetzung stets die gleiche bleibt. Je größer die Intensitätsunterschiede bei einer kleinen Verschiebung der Schichtdicke auftreten, um so empfindlicher ist die Methode. Das Licht muß möglichst stark von der Schicht absorbiert werden. Die Frequenz des verwendeten Lichtes soll mit dem Absorptionsmaximum des untersuchten Stoffes übereinstimmen. Man verwendet deshalb Filter, deren Durchlaßbereich mit dem Absorptionsmaximum übereinstimmt, und hält so das außerhalb der Absorptionsbande liegende Licht vom Empfänger (Auge bzw. lichtelektrische Zelle) fern.

Die Meßgeräte der K. heißen *Kolorimeter*. Zwei Gefäße mit den zu vergleichenden Lösungen werden durch eine Beleuchtungseinrichtung gleichmäßig und gleich hell durchstrahlt. Im Kopf des Kolorimeters befindet sich ein Prismenpaar, das die beiden Strahlenbündel in zwei eng aneinanderliegenden Feldern erscheinen läßt.

Bei der *visuellen K.* erfolgt die Einstellung dieser leuchtenden Felder auf gleichen Farbreiz durch das Auge. Die Genauigkeit der Konzentrationsbestimmung hängt deshalb von der Sehtüchtigkeit des Beobachters ab und erreicht 1% nur in dem gelbgrünen Spektralgebiet, in dem das Auge am empfindlichsten ist. Ein visuelles Kolorimeter kann z. B. unter Verwendung des Pulfrich-Photometers arbeiten: Eine Küvette K_2 enthält das reine Lösungsmittel, K_1 die zu untersuchende Lösung. Eine Meßtrommel M_1 bei K_1 wird auf 100 gestellt, an einer Meßtrommel M_2 kann die prozentuale Durchlässigkeit abgelesen werden.

Bei der *lichtelektrischen K.*, auch *objektive K.* genannt, wird die Einstellung der Extinktionsgleichheit durch lichtelektrische Empfänger, z. B. durch Photoelemente, vorgenommen. Die Eigenschaften der lichtelektrischen Empfänger erfordern es, daß die Extinktionsgleichheit nacheinander mit dem gleichen Empfänger vorgenommen wird. Entweder bedient man sich einer Einrichtung, mit der die beiden Küvetten durch Verschieben nacheinander zwischen Lichtquelle und Empfänger gebracht werden, oder man füllt Versuchs- und Vergleichslösung nacheinander in die gleiche Küvette. Für den Empfindlichkeitsbereich des Empfängers läßt sich mit beiden Methoden eine Genauigkeit von 0,1% der zu bestimmenden Konzentration erreichen.

Besonders zweckmäßig ist die Ausführung als *Eintauchkolorimeter* nach Duboseq: Über einen Spiegel tritt das monochromatische Licht von unten durch zwei Küvetten hindurch. Zwei Reflexionsprismen und ein Empfäger bilden die photometrische Vergleichseinrichtung. Zwei Tauchzylinder aus Glas dienen zum Einstellen der Schichtdicken.

Lit. G. Kortüm: K., Photometrie und Spektrometrie (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Koma, 1) Optik: → Abbildungsfehler. 2) Astronomie: → Komet.

Kombinationsfrequenz, → nichtlineare Schwingungen.

Kombinationsschwingung, → Spektren mehratomiger Moleküle, → nichtlineare Schwingungen.

Kombinationstechnik, eine Technik der kombinierten Anwendung von → Planartechnik, → Diffusionstechnik, → Legierungstechnik, → Mesatechnik, → Epitaxialtechnik oder einzelner Kombinationen dieser Techniken zur Herstellung von Festkörperschaltkreisen oder Dünnschichtbauelementen (→ Mikroelektronik, → Dünnschichttechnik).

Kombinationstöne, beim gleichzeitigen Hören zweier Töne der geeignet gewählten Frequenzen f_1 und f_2 mit annähernd gleicher und nicht zu kleiner Intensität zusätzlich auftretende Töne der Frequenzen $f_l = af_1 + bf_2$, wobei a und b kleine ganze negative oder positive Zahlen sind. Sind a und b positiv, spricht man von *Summationstönen*, ist eine der Größen negativ, von *Differenztönen*. Häufig treten die Kombinationen $f = f_1 - f_2, f_1 + f_2, 2f_1 - f_2, 2f_2 - f_1$ auf. Sie lassen sich durch Dauertöne erzeugende Musikinstrumente leicht darstellen.

Da die K. bei großen Amplituden der schwingenden Tonerzeugungsteile auftreten, für die unter Umständen das → Hookesche Gesetz nicht mehr gilt, müssen Abweichungen von der Linearität zwischen der den schwingenden Körper in seine Ruhelage rücktreibenden Kraft und der Schwingungsweite als Ursache der Entstehung der K. angenommen werden (→ nichtlineare Schwingungen).

Subjektive oder entotische K. können sich erst an den verschiedenen Membranen des Ohres bilden. Sie sind außerhalb des Ohres nicht nachweisbar. Im Gegensatz dazu lassen sich die objektiven K. durch Resonanz aussieben und verstärken.

Kombinatorik, Sätze, die typische Anordnungen endlich vieler Objekte betreffen.

1) Die Anzahl der möglichen Anordnungen von n unterscheidbaren Objekten ist $n! = n(n-1)(n-2)\dots 2 \cdot 1$ (lies: n-Fakultät).

2) Die Anzahl λ der möglichen Anordnungen von n Objekten zu m vorgegebenen Mengen von jeweils $n_1, \dots, n_m$ Objekten ist $\lambda = n!/(\prod_{i=1}^{m} n_i!)$. Diese Anzahl λ ist zugleich die der unterscheidbaren Anordnungen von n Objekten, von denen jeweils $n_1, n_2, \dots, n_m$ einander gleich sind.

3) Die Anzahl μ der möglichen *Kombinationen* zu k Objekten aus n vorgegebenen Objekten ist $\mu = \binom{n}{k} = \frac{n!}{k!(n-k)!} = \binom{n}{n-k}$.

Diese Formel ist eine einfache Folgerung aus 2), wenn $n_1 = k$ und $n_2 = (n-k)$ gesetzt wird. Sollen auch noch die Anordnungen in den Kombinationen unterschieden werden, dann ist μ mit $k!$ zu multiplizieren. Das Symbol $\binom{n}{k}$ wird gesprochen n über k, und es ist

$$\binom{n}{k} = \frac{n(n-1)(n-2)\dots(n-k+1)}{k!}.$$

Folgerungen. Sollen n nichtunterscheidbare Objekte auf m Kästen so verteilt werden, daß die Besetzungszahl jedes Kastens höchstens 0 oder 1 ist, dann gibt es dafür genau $\binom{m}{n}$ Möglichkeiten, nämlich die Anzahl der möglichen Kombinationen der Kästen zu n Stück. Sind die Objekte unterscheidbar, dann ist $\binom{m}{n} n!$ die Anzahl der möglichen Anordnungen. Die Verteil-

lung von n unterscheidbaren Objekten auf m Kästen mit beliebiger Besetzungszahl ist auf $\binom{n+m-1}{n}$ Arten möglich.

kombinierte Parität, → Parität.

Komet, ein neblig-verwaschen aussehender Himmelskörper des Sonnensystems. Die Helligkeit eines K.en ist stark vom Abstand von der Sonne und von der Erde abhängig. Bei K.en, die der Sonne relativ nahe kommen, kann es zur Ausbildung eines Schweifes kommen. Die meisten beobachteten K.en haben jedoch keinen Schweif.

Im Aufbau eines K.en unterscheidet man Kern, Koma und Schweif. Der sternähnlich erscheinende *Kern*, der im reflektierten Sonnenlicht leuchtet, besitzt einen Durchmesser von 1 bis 100 km und vereinigt in sich nahezu die gesamte Masse des K.en, die auf 10^{-9} bis 10^{-12} Erdmassen geschätzt wird. Die Kernmasse besteht aus festen, meteoritenähnlichen Teilchen und leicht flüchtigen, aber gefrorenen Substanzen, z. B. Wasser, Ammoniak, Methan. Unter dem Einfluß der Sonnenstrahlung verflüchtigen sich diese Gase und umgeben den Kern als eine sich ständig erneuernde Gasatmosphäre, die *Koma*. Im Spektrum macht sich diese durch Emissionsbanden bemerkbar. Daneben wird aber auch ein Reflexionsleuchten beobachtet, das von den aus dem Kern mitgerissenen festen Teilchen herrührt. Die Ausdehnung der Koma kann 10000 bis 100000 km betragen. In neuester Zeit gelang mit Hilfe astronomischer Beobachtungssatelliten die Entdeckung einer riesigen Wasserstoffkoma von bis zu 10^7 km Durchmesser bei einzelnen K.en. *Schweife* werden dann gebildet, wenn der K. der Sonne näher als etwa 1,5 bis 2 AE kommt. Dann werden aus der Koma im wesentlichen durch die Teilchenstrahlung der Sonne Moleküle und Ionen und mit dem Gas auch feste Teilchen herausgerissen. Die Schweife sind deswegen stets von der Sonne weg gerichtet. Ihre Länge hängt davon ab, wie weit sich die Moleküle bis zu ihrer Zersetzung bewegen können; sie kann z. T. mehr als 200 Millionen km betragen.

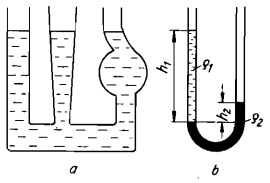
Die Bahnen der K.en sind meist langgestreckte Ellipsen großer Exzentrizität, z. T. handelt es sich auch um Parabeln oder sogar Hyperbeln, wobei diese wahrscheinlich infolge von Störungen durch die großen Planeten aus Ellipsenbahnen entstanden sind. Die Gesamtzahl der K.en wird auf 10^7 bis 10^{10} geschätzt, von denen aber nur ein geringer Bruchteil beobachtet wird. Die Gesamtmasse aller K.en des Sonnensystems wird auf etwa 0,1 Erdmassen geschätzt.

Durch die Einwirkung der Sonnenstrahlung lösen sich die K.en auf und können dabei zu Meteorströmen Anlaß geben, wenn sich Erdbahn und Kometenbahn schneiden. Es wurde auch schon die Spaltung von Kometenkernen in mehrere Einzelteile beobachtet.

kommensurable Aussagen, → Aussagenkalkül der Quantentheorie.

kommensurable Größen, → Meßprozeß in der Quantenmechanik.

kommunizierende Röhren, oben offene Gefäße, die unten durch einen Kanal miteinander verbunden sind. Der Flüssigkeitsspiegel steht in den k.n R., die alle mit derselben Flüssigkeit gefüllt sind, unabhängig von der Gefäßform gleich hoch (Abb. a). Das gilt jedoch nur, wenn der Durchmesser der Gefäße so groß ist, daß der



Kommunizierende Röhren

Einfluß der Oberflächenspannungen vernachlässigt werden kann. Befinden sich in zwei verbundenen Gefäßen Flüssigkeiten unterschiedlicher Dichte (Abb. b), so verhalten sich die Höhen der Flüssigkeitssäulen umgekehrt wie die Dichten: $h_1 : h_2 = \varrho_2 : \varrho_1$.

Das Prinzip der k.n R. findet breite Anwendung in der Praxis, z. B. bei Wasserstandsanzeigern an Behältern, bei Kanalwaagen und Springbrunnen.

Kommutant, genauer K. der Algebra $\mathfrak{A}$ bezüglich der $\mathfrak{A}$ umfassenden Algebra $\mathfrak{B}(\mathfrak{A} \subset \mathfrak{B})$, die Gesamtheit $\mathfrak{A}'$ der Elemente B von $\mathfrak{B}$, die mit allen Elementen A von $\mathfrak{A}$ kommutieren d. h., $[A, B] = 0$ für $A \in \mathfrak{A}$, $B \in \mathfrak{B}$. Eine von-Neumann-Algebra $\mathfrak{R}$ ist dadurch charakterisiert, daß sie mit ihrem Doppelkommutator zusammenfällt: $\mathfrak{R}'' = \mathfrak{R}$. Eine Algebra $\mathfrak{A}$ heißt ein *Faktor*, wenn sie mit ihrem K.en $\mathfrak{A}'$ nur Vielfache der Einheit 1 gemeinsam hat, d. h. falls $\mathfrak{A} \cap \mathfrak{A}' = \{\lambda\, 1\}$ ist.

kommutativ, Eigenschaft zweier Elemente a und b eines abstrakten Raumes, daß für das in ihm erklärte Produkt $ab = ba$ gilt. Die Elemente a und b sind *antikommutativ*, falls $ab = -ba$ gilt.

Kommutator, 1) Quantentheorie: die Differenz $[A, B] \equiv AB - BA$ der Produkte AB und BA zweier im allgemeinen nicht vertauschbarer Größen, z. B. Matrizen oder Differentialoperatoren. In der Wellenmechanik werden der Ort und der Impuls eines Teilchens durch $\hat{\vec{r}} = \vec{r}$ bzw. $\hat{\vec{p}} = -\mathrm{i}\hbar\,\mathrm{grad}$ dargestellt ($\hbar = h/2\pi$, h Planckssches Wirkungsquantum); für die x-Komponente dieser Operatoren gilt bei Anwendung auf eine beliebige Wellenfunktion $\psi(\vec{r})$:

$$[\hat{x}, \hat{p}_x]\,\psi = [x, (\hbar/\mathrm{i})\,\partial/\partial x]\,\psi =$$
$$= (\hbar/\mathrm{i})\,(x(\partial\psi/\partial x) - (\partial/\partial x)\,(x \cdot \psi)) =$$
$$= (\hbar/\mathrm{i})\left(x \cdot \frac{\partial\psi}{\partial x} - \psi - x(\partial\psi/\partial x)\right) =$$
$$= -(\hbar/\mathrm{i})\,\psi = \mathrm{i}\hbar\psi$$

oder kurz $[\hat{x}, \hat{p}_x] = -\hbar/\mathrm{i} = \mathrm{i}\hbar$, da ψ beliebig ist und deshalb gewöhnlich weggelassen wird. Beispiele nicht kommutierender Matrizen sind die Diracschen bzw. Paulischen Matrizen. K.en spielen in der Quantentheorie eine wesentliche Rolle (→ Vertauschungsrelation).

2) Mathematik: der Ausdruck $[\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ für zwei Operatoren $\hat{A}$ und $\hat{B}$; diese kommutieren falls $[\hat{A}, \hat{B}] = 0$. Die Operatoren sind dann vertauschbar.

3) Elektrotechnik: svw. Stromwender.

Kommutatormaschine, → elektrische Maschine.

Kommutierung, svw. Stromwendung.

Kommutierungskurve, → Magnetisierungskurve.

komparative Lebensdauer, → radioaktiver Zerfall.

Komparator, mikroskopisches Feinmeßgerät mit optischer Antastung und optischer Ablesung zur Durchführung genauester Längenmessungen. Für den Vergleich von Strichmaßstäben werden Longitudinal- und Transversalkomparatoren benutzt. Beim *Longitudinalkomparator* liegen die zu vergleichenden Maßstäbe entweder nebeneinander oder hintereinander in der gleichen Achse, beim *Transversalkomparator* sind sie parallel nebeneinander gelagert, so daß sich dieser für den Vergleich von Gesamtlängen besonders eignet. Strichmaß-Endmaß-Komparatoren dienen zum Vergleich von Strichmaßstäben mit Parallelendmaßen. Ihre Meßunsicherheit ist geringer als die der anderen K.en.

In der Längenmeßtechnik ist der *Interferenzkomparator (Inko)* Meßmittel zur fundamentalen Längenmessung (→ Interferenzlängenmessung, → optische Längenmeßverfahren, → astronomische Instrumente).

Für Massen dient die gleichartige Hebelwaage als K. Da bei ihr auf beide Seiten die gleiche Schwerkraft wirkt, hebt sich diese bei der Wägung heraus, so daß ein unmittelbarer Massevergleich erzielt wird. Auch andere Waagen können als K.en eingesetzt werden, sogar Federwaagen, wenn sie am Ort ihrer Einmessung benutzt werden.

Komparatorprinzip, → optische Längenmeßverfahren.

Kompatibilität, → Fernsehen 3).

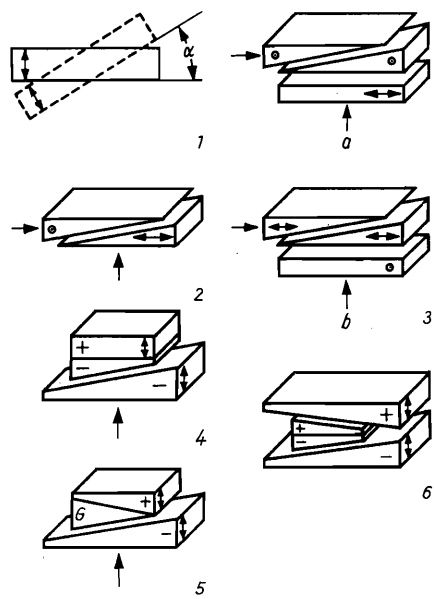
Kompatibilitätsbedingungen, *Verträglichkeitsbedingungen*, differentielle Beziehungen zwischen den Komponenten des Verzerrungstensors. Sie sind die theoretische Formulierung der Annahme, daß der Körper bei der Verformung als zusammenhängendes Kontinuum erhalten bleibt.

Kompensationspendel, → Pendel.

Kompensationsschreiber, → Meßschreiber.

Kompensator, 1) optische Vorrichtung für kristalloptische und polarisationsoptische Untersuchungen, die dazu dient, einen Gangunterschied oder eine Drehung der Polarisationsebene zu messen (→ Kristalloptik, → Interferenz 3).

1) Bei K.en zur Messung eines durch Doppelbrechung hervorgerufenen Gangunterschiedes kann letzterer durch einen im K. hervorgerufenen entgegengesetzten bekannten Gangunterschied kompensiert werden. Bei diesen K.en lassen sich drei Gruppen unterscheiden: a) *Plattenkompensatoren* mit unveränderlichem Gangunterschied. Hierher gehören die $\lambda/4$-Plättchen und andere Gips-, Glimmer- oder Quarzplättchen mit festem bekanntem Gangunterschied. b) *Drehkompensatoren.* Bei diesen wird durch Verkippung eines Kristallplättchens aus der senkrecht zur Lichtrichtung befindlichen Ausgangslage ein vom Verkippungswinkel abhängiger veränderlicher Gangunterschied erzeugt. Im *Berek-Kompensator* (Abb. 1) wird das Kristallplättchen (Kalkspat) benutzt, das senkrecht zur Achse geschnitten ist und um eine parallel zum Plättchen liegende Achse verdreht werden kann. Der Drehwinkel ist ein Maß für den hervorgerufenen Gangunterschied. Beim *Ehringhaus-Kompensator* sind zwei gleiche Quarz- oder Kalkspatplättchen, die parallel zur Achse geschnitten sind, miteinander verkittet, wobei die Achsen um 90° zueinander verdreht werden. Zur Erzeugung eines meßbaren Gangunterschiedes wird diese Plättchenkombination um eine der beiden Kristallachsen verkippt. Der *elliptische K. nach De Sénarmont* besitzt ein drehbares $\lambda/4$-Plättchen und ist besonders für die Messung kleinster Gangunterschiede geeignet. c) *Quarzkeilkompensatoren* benutzen die veränderliche Dicke eines verschiebbaren Quarzkeiles mit kleinem Keilwinkel. Die Kristallachse fällt mit einer Planfläche des Keiles zusammen und liegt entweder parallel oder senkrecht zur Keilkante, um einen veränderlichen Gangunterschied zu erzeugen. Der *Quarzkeilkompensator nach Michel-Levy* besteht aus nur einem Quarzkeil. Der *Quarzkombinationskeil nach Wright* besteht aus einem verschiebbaren Quarzkeil und einer planparallelen Quarzplatte, deren Kristallachse mit der Plattenebene zusammenfällt, aber senkrecht auf der Kristallachse des Keiles steht. Der *Babinet-Kompensator* (Abb. 2) besteht aus zwei



Optische Kompensatoren: *1* Berek-Kompensator, *2* Babinet-Kompensator, *3* Babinet-Soleil-Kompensator, *4* Soleil-Keilkompensation, *5* Martens-Keilkompensation, *6* doppelte Keilkompensation. ⟷ und ○ optische Achsen, + rechtsdrehend, − linksdrehend, *G* Glas

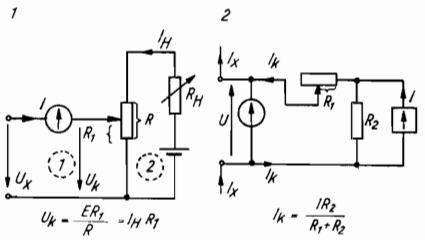
Quarzkeilen, deren Achsen senkrecht aufeinander stehen. Der *Babinet-Soleil-Kompensator* (Abb. 3) besitzt zwei Quarzkeile mit parallelen Achsen und eine planparallele Quarzplatte, deren Achse senkrecht auf der Kristallachse des Keiles steht. 2) Bei K.en zur Messung des optischen Drehvermögens wird die optische Aktivität (→ Drehung) des Quarzes benutzt, um die in einer zu untersuchenden optisch aktiven Substanz erfolgte Drehung der Polari-

sationsebene zu kompensieren. Diese K.en werden vorwiegend in der Polarimetrie benutzt. Je nach Richtung der erfolgten Drehung der Polarisationsebene benutzt man Platten aus rechts- oder linksdrehendem Quarz, die senkrecht zur optischen Achse geschnitten sind. Um dabei veränderliche Beträge der Drehung meßbar kompensieren zu können, werden Quarzkeilkompensatoren benutzt, die im Gegensatz zu den genannten Keilkompensatoren aus Quarzkeilen bestehen, die senkrecht zur optischen Achse geschnitten sind und die zur Unterscheidung meist als *Kompensationen* bezeichnet werden. Die *Soleil-Keilkompensation* (Abb. 4) besteht aus einer planparallelen Quarzplatte aus Rechtsquarz und aus zwei Quarzkeilen aus Linksquarz, von denen der eine meßbar verschoben werden kann; beide stellen somit eine planparallele Platte aus Linksquarz mit veränderlicher Dicke dar. Je nach Stellung des Keiles wird die Gesamtdicke der Keile größer oder kleiner sein als die der Quarzplatte und damit eine Links- oder Rechtsdrehung veränderlichen Betrages hervorrufen. Bei der *Martens-Keilkompensation* (Abb. 5) sind zwei Quarzkeile aus Rechts- und Linksquarz und ein Glaskeil zur Verhinderung einer Ablenkung kombiniert. *Doppelte Keilkompensationen* (Abb. 6) bestehen aus zwei verschiebbaren Quarzkeilen aus Rechts- und Linksquarz und zwei feststehenden Quarzkeilen aus Rechts- und Linksquarz; an Stelle der letztgenannten Quarzkeile kann auch ein Glaskeil verwendet werden.

Zur Erhöhung der Einstellempfindlichkeit können in Verbindung mit K.en Halbschattenapparate benutzt werden, z. B. die *Soleil-Doppelplatte*. Letztere besteht aus zwei aneinanderstoßenden Quarzplatten aus Rechts- und Linksquarz. Beide Platten sind jeweils 3,75 mm dick, so daß die Polarisationsebene für die Natrium-D-Linie um 90° nach beiden Seiten gedreht werden kann.

2) elektrisches Meßgerät zur Spannungsmessung oder zur Strommessung. Das Meßprinzip beruht auf der Aufhebung oder Kompensation der Spannung bzw. des Stromes durch das Entgegenschalten einer bekannten, gleichgroßen Kompensationsspannung bzw. eines Kompensationsstromes. Dieses Prinzip ermöglicht es, hohe Meßgenauigkeit, große Empfindlichkeit und minimale Leistungsbelastung der Meßstelle zu vereinen. K.en werden insbesondere für die Eichung und Kontrolle von Meßinstrumenten benützt.

K.en für Gleichstrom. Bei dem vorwiegend eingesetzten *Spannungskompensator nach Poggendorf* (Abb. 1) wird die durch den veränderlichen Spannungsteiler R einstellbare Kompensationsspannung U_K in dem Kreis 1 der zu messenden Spannung U_x entgegengeschaltet und so eingestellt, daß das → Nullinstrument den Strom $I = 0$ anzeigt (Abgleich). Dann ist $U_K = U_x$, und dem Meßort wird kein Strom entnommen, d. h., es erfolgt eine Spannungsmessung mit einem (praktisch) unendlichen Eingangswiderstand des K.s. Die Kompensationsspannung U_K entsteht durch den Spannungsabfall des Hilfsstromes I_H, der von der Spannungsquelle E angetrieben und durch den Hilfsstromeinstellwiderstand R_H auf einen geeigneten Wert eingestellt wird, über den Teilwiderstand R_1 des Spannungsteilers R. Die Meßgenauigkeit wird durch die Genauigkeit des eingestellten Hilfsstromes I_H im Kreis 2 und des Spannungsteilers R sowie durch die Empfindlichkeit, jedoch nicht durch die Genauigkeit des Instrumentes bestimmt. Käufliche Spannungskompensatoren, z. B. die *K.en nach Raps*, *nach Diesselhorst* und *nach Feußner*, enthalten deshalb Präzisionskurbelwiderstände (→ Meßwiderstand) für die Widerstandseinstellung und ein → Normalelement. Mit Hilfe des letzteren wird I_H durch eine weitere Kompensationsschaltung genau eingestellt und periodisch auf seinen Sollwert kontrolliert.



Grundschaltungen für Kompensatoren für Gleichstrom: *1* Spannungskompensator, *2* Stromkompensator

Beim *Stromkompensator* (Abb. 2) wird der zu messende Strom I_x mit dem Kompensationsstrom I_K kompensiert, der mittels eines einstellbaren Stromteilers, bestehend aus einem veränderlichen Widerstand R_1 und einem festen Widerstand R_2, aus dem konstanten Strom I abgeleitet wird, welcher von einer Konstantstromquelle K erzeugt wird. Im Abgleichfall, d. h. für $I_x = I_K$, fließt kein Strom durch das Nullinstrument, und die darüber liegende Spannung U wird gleich Null. Der Stromkompensator wirkt dadurch als ein Strommesser mit dem Widerstand Null. Er stellt die duale Schaltung eines Spannungskompensators dar.

Beim *selbstabgleichenden* K., der als Strom- und als Spannungskompensator ausgeführt werden kann, wird aus der Differenz zwischen Meßgröße und Kompensationsgröße eine Führungsgröße abgeleitet und nach geeigneter Verstärkung einer Stelleinrichtung, z. B. einem Stellmotor, zugeführt, der den Kompensator automatisch abgleicht. Ein Beispiel dafür ist der Kompensationsschreiber (→ Meßschreiber).

K.en für Wechselstrom. Die Kompensation sinusförmiger Wechselspannungen und Wechselströme erfordert zwei Abgleicheinrichtungen, da zwei solche Wechselgrößen nur dann gleich sind, wenn sie im Betrag und in der Phasenlage übereinstimmen. Entsprechende Schaltungen, die z. B. für die Prüfung von Strom- und Spannungsmeßwandlern verwendet werden, enthalten deshalb außer den einstellbaren Spannungs- bzw. Stromteilern für die Betragseinstellung noch phasendrehende Baugruppen. Man bezeichnet diese Schaltungen auch als komplexe K.en. Als Nullinstrumente werden häufig Vibrationsgalvanometer (→ Galvanometer) eingesetzt. Interessiert nur der Betrag der Meßgröße, wie das z. B. bei der Wechselstrommessereichung der Fall ist, so kann der zu messende Strom mit Hilfe eines → Thermoumformers in

eine Gleichspannung umgeformt und diese dann mit einem K. für Gleichstrom gemessen werden.

Kompensograph, → Meßschreiber.

komplanar sind drei Vektoren oder vier Punkte, wenn sie in einer und nur einer Ebene liegen.

komplementäre Größen, → Komplementarität.

Komplementarität, von N. Bohr in die Quantenphysik eingeführter Begriff zur Charakterisierung sich in einem Experiment gegenseitig ausschließender, komplementärer physikalischer Größen, z. B. Ort und Impuls, oder Verhaltensweisen, z. B. Welle bzw. Feld und Teilchen, mikrophysikalischer Systeme, wie Lichtquanten, Elementarteilchen und Atome. Die K. ergibt sich aus der Notwendigkeit, die in der klassischen Physik gebildeten und der Makrowelt entstammenden komplementären Begriffspaare zur Beschreibung mikrophysikalischer Systeme heranziehen zu müssen (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip).

Komplexe, 1) → Komplexverbindungen. 2) → Ähnlichkeitstheorie.

komplexe Amplitude, → Schwingung.

komplexe Energie, Kenngröße $E - \mathrm{i}\Gamma$ eines quasistationären quantenmechanischen Zustandes, wobei E seine mittlere Energie und Γ die über $\Gamma = \hbar\gamma = \hbar/\tau$ mit der Zerfallswahrscheinlichkeit γ bzw. der Lebensdauer τ zusammenhängende Breite seiner Energieverteilung ist. Setzt man die k. E. in den exponentiellen Zeitfaktor $\exp(-\mathrm{i}Et/\hbar)$ ein, so erhält man vom Imaginärteil der k.n E. den üblichen Abklingfaktor $\exp(-\Gamma t/\hbar) = \mathrm{e}^{-\gamma t} = \mathrm{e}^{-t/\tau}$. K. E.n spielen in der → analytischen S-Matrix-Theorie eine wichtige Rolle.

komplexe Methoden, 1) in der Strömungslehre die Anwendung der Theorie der Funktionen einer komplexen Veränderlichen zur Berechnung der ebenen Strömung einer idealen Flüssigkeit. Der Realteil Φ und der Imaginärteil Ψ einer jeden analytischen Funktion $F(z) = \Phi(x, y) + \mathrm{i}\Psi(x, y)$ der komplexen Variablen $z = x + \mathrm{i}y$ genügen der Laplaceschen Differentialgleichung

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} \quad \text{und} \quad \Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}.$$

Unter Beachtung, daß $\frac{\partial z}{\partial x} = 1$, $\frac{\partial z}{\partial y} = \mathrm{i}$ und $F' = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}z} = \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{\mathrm{i}}\frac{\partial F}{\partial y}$, ergibt sich durch partielle Differentiation von $F(z)$ nach x und y:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = F'\frac{\partial z}{\partial x} = F' = \frac{\partial\Phi}{\partial x} + \mathrm{i}\frac{\partial\Psi}{\partial x}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y} = F'\frac{\partial z}{\partial y} = \mathrm{i}F' = \frac{\partial\Phi}{\partial y} + \mathrm{i}\frac{\partial\Psi}{\partial y}. \qquad (2)$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt die Beziehung

$$\frac{\partial\Phi}{\partial x} + \mathrm{i}\frac{\partial\Psi}{\partial x} = \frac{1}{\mathrm{i}}\frac{\partial\Phi}{\partial y} + \frac{\partial\Psi}{\partial y},$$

die von dem Realteil und dem Imaginärteil für sich erfüllt werden muß. Daraus erhält man auch die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial x} = \frac{\partial\Psi}{\partial y} \quad \text{und} \quad \frac{\partial\Phi}{\partial y} = -\frac{\partial\Psi}{\partial x}.$$

Bei jeder regulären analytischen Funktion $F(z)$ kann somit der Realteil Φ als Potentialfunktion und der Imaginärteil Ψ als Stromfunktion einer ebenen inkompressiblen Potentialströmung aufgefaßt werden. Die Funktion $F(z)$ ist durch das Netz der sich senkrecht schneidenden Potentiallinien Φ = konst. und der Stromlinien Ψ = konst. darstellbar. Sie wird als *komplexes Potential* oder *komplexe Strömungsfunktion* bezeichnet. Die Ableitung der Strömungsfunktion nach dem Argument $F(z) = \frac{\mathrm{d}F(z)}{\mathrm{d}z} = u(x, y) - \mathrm{i}v(x, y)$ stellt den an der reellen Achse gespiegelten Vektor der Geschwindigkeit $\vec{c}$ dar; u ist die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung, v ist die Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung. Man bezeichnet $u - \mathrm{i}v$ als konjugiert komplexen Wert zur Geschwindigkeit $u + \mathrm{i}v$ in der Gaußschen Ebene. Der Betrag der Geschwindigkeit ergibt sich zu $|\vec{c}| = \sqrt{u^2 + v^2} = |F'(z)|$. Das komplexe Potential kann auch für instationäre Strömungen verwendet werden. F hängt dann außer von z noch von der Zeit t ab: $F(z, t)$. Es kann das momentane Strömungsfeld ermittelt und mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung der Druck $p(x, y, t)$ berechnet werden.

Da Potentialfunktion und Stromfunktion die Laplacesche Differentialgleichung erfüllen, kann das Vertauschungsprinzip angewandt und somit auch Φ als Stromfunktion und Ψ als Potential aufgefaßt werden.

Zur Berechnung von Strömungen steht eine große Zahl analytischer Funktionen $F(z)$ zur Verfügung. Durch deren lineare Überlagerung erhöht sich die Anzahl der beschreibbaren Strömungsfelder beträchtlich. Mit Hilfe der Funktionentheorie ist z. B. die Umströmung eines Körpers mathematisch eindeutig lösbar. Man beschreitet jedoch meist den Weg, daß man zu einer angenommenen Funktion $F(z)$ die zugehörige Strömung ermittelt. Im folgenden sind die für die Strömungslehre wichtigsten komplexen Potentiale zusammengestellt.

1) Die Funktion $F(z) = a \cdot z$ mit $a = a_1 + \mathrm{i}a_2$ als komplexe Konstante stellt die Parallelströmung dar. Für Strömungen in x-Richtung ist $a = c_\infty$ (Zuströmgeschwindigkeit).

2) $F(z) = az^2$ mit a als reeller Konstante stellt die ebene Staupunktströmung dar.

3) $F(z) = az^n$ mit a und n als reellen Konstanten stellt für $n > 1$ die Strömung in einem Winkelraum, für $\frac{1}{2} < n < 1$ die Strömung um eine Ecke und für $n = \frac{1}{2}$ die Strömung um eine Kante dar.

4) $F(z) = a \cdot \ln z = \frac{Q}{2\pi b} \cdot \ln z$ stellt eine Quelle bzw. Senke im Ursprung mit der Ergiebigkeit Q bzw. $-Q$ dar. b ist dabei die Erstrekkung der Singularität senkrecht zur x,y-Ebene.

5) $F(z) = \mathrm{i} \cdot a \cdot \ln z = \frac{\mathrm{i}\Gamma}{2\pi b} \cdot \ln z$ stellt einen in Uhrzeigerrichtung drehenden Potentialwirbel im Ursprung mit der Zirkulation Γ dar.

6) $F(z) = \frac{M}{2\pi b} \cdot \frac{1}{z}$ stellt einen Dipol im Ursprung dar, dessen Achse in x-Richtung weist und dessen Dipolmoment M beträgt.

Durch Überlagerung der komplexen Potentiale der Elementarströmungen kann die → Zylinderumströmung, die → Halbkörperströmung und die Strömung der → Wirbelquelle ermittelt werden. Von großer Bedeutung für das Arbeiten mit dem komplexen Potential sind die nachstehend beschriebenen Methoden.

1) *Prinzip der Spiegelung.* Die Strömung an einer Begrenzungswand kann bestimmt werden, indem man die Singularitäten an der Begrenzungsebene spiegelt und die Wand selbst fortfallen läßt. Diese Methode wird auch als analytische Fortsetzung nach dem Schwarzschen Spiegelungsprinzip bezeichnet. Man unterscheidet zwischen Spiegelung am geraden Rand und Spiegelung am Kreis.

a) *Spiegelung am geraden Rand.* Ist die gerade Begrenzungslinie eine Stromlinie, so sind alle Quellen als Quellen, alle Senken als Senken und alle Wirbel als entgegengesetzt drehende Wirbel zu spiegeln. Ist der gerade Rand jedoch eine Potentiallinie, so sind alle Quellen als Senken, alle Senken als Quellen und alle Wirbel als gleichsinnig drehende Wirbel zu spiegeln. Alle etwa vorliegenden Störungen der Strömung sind ebenfalls zu spiegeln. Dieses Spiegelungsprinzip wendet man z. B. in der Luftfahrt an, um für Start und Landung eines Flugzeuges den Einfluß des Erdbodens auf die Profilbeiwerte zu ermitteln. Dazu wird die Strömung um den Tragflügel an der Erdoberfläche gespiegelt.

b) *Spiegelung am Kreis.* Zur Behandlung von Strömungen mit konstanter Geschwindigkeit auf den Berandungen ist die Spiegelung der Singularitäten am Kreis von Bedeutung. Dabei gilt das Gesetz der reziproken Radien: Bei der Spiegelung eines Punktes A am Kreis mit dem Radius r liegt das Spiegelbild B auf einer durch den Kreismittelpunkt O und den Punkt A gehenden Geraden, wobei für die Abstände die Beziehung $\overline{OB} \cdot \overline{OA} = r^2$ gilt. Wenn der Kreis eine Potentiallinie darstellt, wird eine Quelle am Kreis als Senke gespiegelt, und umgekehrt. Bei der Spiegelung am Kreis stellt der Kreismittelpunkt das Spiegelbild eines unendlich fernen Punktes dar, der für Strömungen im allgemeinen belanglos ist, hier jedoch Bedeutung erlangen kann. Soll eine Quelle an einem eine Stromlinie darstellenden Kreis gespiegelt werden, so muß zusätzlich noch eine Senke im Unendlichen in die Betrachtung eingeschlossen werden, so daß neben dem Spiegelbild der Quelle noch eine Senke im Ursprung vorhanden ist. Für die Parallelströmung ergibt sich als Spiegelbild des Unendlichen ein Dipol im Kreismittelpunkt. Weicht die Begrenzungswand einer ebenen Strömung von der Form der Geraden oder des Kreises ab, so kann versucht werden, diese auf die Gerade oder den Kreis abzubilden. In dem Abbild wird der Einfluß der Wand mit dem Spiegelungsprinzip ermittelt und durch Rückabbildung auf die Ausgangsform deren Einfluß gefunden.

2) *Konforme Abbildung.* Für die außerordentlich wichtige Aufgabe, zu einer vorgegebenen Körperkontur das komplexe Potential zu suchen, wendet man die Methode der konformen Abbildung an. Dabei wird eine komplexe Zahlenebene $z = x + iy$ auf eine andere Zahlenebene $\zeta = \xi + i\eta$ abgebildet. Durch die reguläre analytische Funktion $f(z) = f(x + iy) = \zeta = \xi(x, y) + i\eta(x, y)$ wird jedem Punkt der z-Ebene ein Punkt der ζ-Ebene zugeordnet, der auch als *Bildpunkt* bezeichnet wird. Durchläuft der Punkt der z-Ebene eine Linie, so tut dies auch der Bildpunkt in der ζ-Ebene. Durch die Abbildungsfunktion $f(z)$ werden kleinste Teile des Bildes ähnlich, d. h. konform, abgebildet. Die Winkel der einen Ebene werden in die gleichen Winkel der anderen Ebene übergeführt, wobei die Richtung im allgemeinen um einen konstanten Betrag geändert ist. Das Verhältnis zwischen sehr kleinen Strecken in der z-Ebene ist gleich dem Verhältnis der entsprechenden Strecken in der ζ-Ebene. Das orthogonale Netz von Stromlinien und Äquipotentiallinien der einen Ebene wird in ein solches der anderen Ebene übergeführt. Aus der bekannten Umströmung eines Körpers in der z-Ebene kann die gesuchte Strömung um den vorgegebenen Körper ermittelt werden. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Ermittlung der Abbildungsfunktion $f(z)$. Das Geschwindigkeitsfeld der ζ-Ebene erhält man aus dem bekannten Geschwindigkeitsfeld der z-Ebene durch die Beziehung $\bar{c}_\zeta = \bar{c}_z \frac{dz}{d\zeta} = \frac{dF}{dz} \cdot \frac{dz}{d\zeta}$, wobei $\bar{c}_\zeta = u_\zeta - iv_\zeta$ und $\bar{c}_z = u - iv$ die konjugiert komplexen Geschwindigkeiten sind. An singulären Stellen, an denen die Ableitung der Abbildungsfunktion Null wird (z. B. im Staupunkt) oder Unendlich, ist die Abbildung nicht mehr konform.

In der z-Ebene geht man meist von der Umströmung des Kreiszylinders aus (→ Zylinderumströmung). Wenn es sich um einen einfach zusammenhängenden Bereich handelt, kann dieser immer auf einen Kreis abgebildet werden. Es ist jedoch möglich, daß die Abbildungsfunktion sehr kompliziert ist.

Aus der zirkulationsfreien Umströmung eines im Ursprung der z-Ebene liegenden Kreiszylinders vom Radius a mit $F(z) = c_\infty(z + a^2/z)$ erhält man mit der Joukowskyschen Abbildungsfunktion (→ Kuttasche Abbildung) $\zeta = f(z) = z + a^2/z$ die Strömung längs einer ebenen Platte: $F(\zeta) = c_\infty \cdot \zeta$. Der Kreis wird in der ζ-Ebene als Schlitz mit den Endpunkten $\zeta = -2a$ und $\zeta = 2a$ abgebildet. Die Platte ist damit von der Länge $l = 4a$. Die Strömung um die senkrecht angeblasene Platte erhält man mit der gleichen Abbildungsfunktion, wenn der Zylinder in der z-Ebene in der y-Richtung angeströmt wird und das komplexe Potential somit lautet: $F(z) = ic_\infty(-z + a^2/z)$. Die Umströmung von Tragflügeln erhält man dann, wenn der Kreiszylinder mit Zirkulation umströmt und exzentrisch in der z-Ebene angeordnet wird (→ Joukowsky-Profil, → Karman-Trefftz-Profile). Das Strömungsfeld um rotationssymmetrische Körper kann nach dem → Singularitätenverfahren ermittelt werden. Die konforme Abbildung wird auch auf andere Gebiete der Physik angewandt, und zwar bei der Wärmeleitung, bei den elektrostatischen und magnetischen Feldern und in der Elastizitätstheorie.

3) *Hodographenmethode.* Besonders dann, wenn auf der Berandung des Strömungsfeldes konstante Geschwindigkeit vorliegt, benutzt

komplexer Drehimpuls

man neben der Strömungsebene $z = x + iy$ noch die Hodographenebene(→ Polardiagramm), deren Koordinaten die konjugiert komplexen Werte u und $-iv$ der Geschwindigkeit in dem zugeordneten Punkt z darstellen. Dabei handelt es sich um eine konforme Abbildung von der z-Ebene in die Hodographenebene, wenn die Funktion $F(z) = \Phi + i\Psi$ analytisch ist. Die Abbildungsfunktion ist die Ableitung des komplexen Potentials nach dem Argument: $dF/dz = u - iv = \bar{c}_k$. Die Darstellungen der in die $\bar{c}_k$-Ebene ($\bar{c}_k$ ist die konjugiert komplexe Geschwindigkeit) abgebildeten Linien Φ = konst. und Ψ = konst. können als Äquipotentiallinien und Stromlinien einer neuen Potentialströmung aufgefaßt werden, die häufiger leichter zu berechnen ist, da ihre Berandung geometrisch einfacher ist als die der Ausgangsströmung in der z-Ebene. Ausgangspunkt der Berechnung ist deshalb vorwiegend der Hodograph, zu dem dann die Strömung in der z-Ebene bestimmt werden muß.

Wenn man die Singularitäten, d. h. also die Quellen, Senken, Wirbel und Dipole, aus denen sich die Strömung in der Hodographenebene zusammensetzt, erkennt und damit auch das komplexe Potential bestimmen kann, so erhält man die Strömung in der z-Ebene durch Integration der Abbildungsfunktion $z = \int \frac{dF}{\bar{c}_k} = \int \frac{1}{\bar{c}_k} \cdot \frac{dF}{d\bar{c}_k} \cdot d\bar{c}_k$. Dabei ist $\frac{dF}{d\bar{c}_k}$ der konjugiert komplexe Wert der Strömungsgeschwindigkeit in der $\bar{c}_k$-Ebene, der nach Lösung des Strömungsproblems in der Hodographenebene bekannt ist. Jedem Punkt der $\bar{c}_k$-Ebene wird ein Punkt der z-Ebene zugeordnet, in dem die Geschwindigkeit $\bar{c}_k$ herrscht. Zur Ermittlung des komplexen Potentials in der Hodographenebene kann auch die Elektroanalogie (→ Analogie, Abschnitt 1) vorteilhaft angewandt werden. Die Behandlung von Freistrahlen wird besonders einfach, da auf dem Strahlrand die Geschwindigkeit konstant ist, wenn dieser in der $\bar{c}_k$-Ebene in einen Kreisbogen übergeht. Ebene → Krümmerströmungen können in der Hodographenebene als Ausschnitt einer Quell-Senken-Strömung behandelt werden.

Lit. Betz: Konforme Abbildung (2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1964).

2) in der Hochenergiephysik: → analytische S-Matrix-Theorie.

komplexer Drehimpuls, → analytische S-Matrix-Theorie.

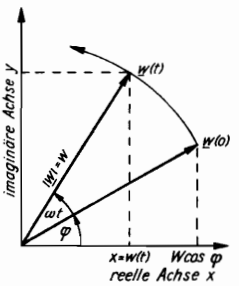
komplexer Impulsübertrag, → analytische S-Matrix-Theorie.

komplexer Vektorraum, durch die Einheitsvektoren $\vec{e}_l$ mit $\vec{e}_l\vec{e}_j = \delta_{lj}$ (→ Kroneckersymbol) aufgespannter Raum, in dem mittels der komplexen Zahlen f_l die Vektoren $\vec{f} = \sum_l f_l\vec{e}_l$ definiert sind. Das Skalarprodukt zweier Vektoren $\vec{f} = \sum_l f_l\vec{e}_l$ und $\vec{g} = \sum_l g_l\vec{e}_l$ ist dann definiert durch $\vec{f}\cdot\vec{g} = \sum_l f_l \cdot g_l$.

komplexe Wechselstromgrößen, → komplexe Wechselstromrechnung.

komplexe Wechselstromrechnung, *symbolische Wechselstromrechnung*, ein Rechenverfahren der Wechselstromtechnik, bei dem die in der Rechnung auftretenden Größen wie Spannung, Stromstärke und die verschiedenen Wechselstromwiderstände formal durch komplexe Zahlen ersetzt werden. Diese komplexen Wechselstromgrößen können als Zeiger in der Gaußschen Zahlenebene interpretiert werden.

Es werde eine Wechselstromgröße $w(t) = W\cos(\omega t + \varphi)$ betrachtet. W ist die Amplitude, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und φ die Anfangsphase, f ist die Frequenz der Wechselstromgröße. Diese Wechselstromgröße kann als Projektion eines mit der Winkelgeschwindigkeit ω in der x,y-Ebene rotierenden Zeigers der Länge $W = |\underline{w}(t)|$ auf die x-Achse angesehen werden (Abb. 1). Zur Zeit $t = 0$ schließt der Zeiger mit



1 Darstellung einer Wechselstromgröße als rotierender Zeiger

der x-Achse den Phasenwinkel φ ein, da $w(0) = W\cos\varphi$ ist. Dieser Zeiger kann als komplexe Zahl $\underline{w}(t) = x + jy = W[\cos(\omega t + \varphi) + j\sin(\omega t + \varphi)] = We^{j(\omega t+\varphi)} = \underline{W}e^{j\omega t}$ in der Gaußschen x,y-Zahlenebene interpretiert werden. Dabei sind $j = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit und $\underline{W} = We^{j\varphi}$ die komplexe Amplitude, und es wurde Gebrauch von der Eulerschen Formel $e^{j\varphi} = \cos\varphi + j\sin\varphi$ gemacht.

Der Realteil von $\underline{w}$, d. h. in der geometrischen Betrachtungsweise die Projektion des rotierenden Zeigers auf die x-Achse, gibt genau die zeitliche Änderung der Wechselstromgröße $w(t)$ wieder: $w(t) = \mathrm{Re}\,\underline{w} = W\cos(\omega t + \varphi)$. Es ist also möglich, für eine periodische Wechselstromgröße $w(t) = W\cos(\omega t + \varphi)$ formal $\underline{w} = \underline{W}e^{j\omega t}$ mit $\underline{W} = We^{j\varphi}$ zu schreiben, wobei nur dem Realteil von $\underline{w}$ eine physikalische Bedeutung zukommt. Oftmals projiziert man den rotierenden Zeiger auf die imaginäre Achse. Dann ergibt sich eine Wechselstromgröße $w(t) = \mathrm{Im}\,\underline{w} = W\sin(\omega t + \varphi)$.

Liegen zwei Wechselstromgrößen $w_1(t) = W_1\cos(\omega t + \varphi_1)$ und $w_2(t) = W_2\cos(\omega t + \varphi_2)$ vor, so rotieren die beiden Zeiger $\underline{w}_1 = \underline{W}_1 e^{j\omega t}$, $\underline{W}_1 = W_1 e^{j\varphi_1}$ und $\underline{w}_2 = \underline{W}_2 e^{j\omega t}$, $\underline{W}_2 = W_2 e^{j\varphi_2}$ mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit ω; ihre relative Lage zueinander bleibt unverändert. Daher läßt sich sehr leicht durch geometrische Addition bzw. Subtraktion der komplexen Zeiger die Amplitude und Phase der Summe bzw. Differenz $\underline{w}_1 \pm \underline{w}_2$ der beiden Größen bestimmen.

Ohmsches Gesetz in komplexer Form. In einem Stromkreis fließe ein Wechselstrom $i = I\cos\omega t$ (komplex $\underline{i} = \underline{I}e^{j\omega t}$, $\underline{I} = I$). Für die Amplitude und die Phase der an den verschiedenen Wechselstromwiderständen abfallenden Spannung $u = U\cos(\omega t + \varphi)$ (komplex: $\underline{u} = \underline{U}e^{j\omega t}$, $\underline{U} = Ue^{j\varphi}$) erhält man:

a) *Reiner Wirkwiderstand R.* Spannungsabfall am Widerstand: $u_R = iR$. Mit $i = I e^{j\omega t}$ ergibt sich $U_R = IR$.

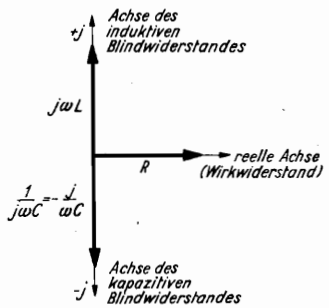
Da R eine reelle Größe ist, sind U_R und I in Phase.

b) *Reiner induktiver Widerstand* ωL. Spannungsabfall an der Induktivität L: $u_L = L\frac{di}{dt}$. Mit $i = I e^{j\omega t}$ folgt $U_L = j\omega LI$. Wegen $j = e^{j\pi/2}$ und $I = I$ ergibt sich $U_L = U_L e^{j\varphi} = \omega LI e^{j\pi/2}$. Es ist also $\varphi = \pi/2$. Die Spannung eilt dem Strom daher bei einem reinen induktiven Widerstand um $\pi/2$ oder 90° voraus.

c) *Reiner kapazitiver Widerstand* $\frac{1}{\omega C}$. Spannungsabfall an der Kapazität C: $u_C = \frac{1}{C}\int i\,dt$. Mit $i = I e^{j\omega t}$ folgt $U_C = \frac{1}{j\omega C} I$. Wegen $1/j = -j = e^{-j\pi/2}$ und $I = I$ ergibt sich $U_C = U_C e^{j\varphi} = \frac{1}{\omega C} I e^{-j\pi/2}$. Es ist daher $\varphi = -\pi/2$. Der Strom eilt also der Spannung bei einem reinen kapazitiven Widerstand um $\pi/2$ oder 90° voraus.

Für die drei Arten von Wechselstromwiderständen kann das Ohmsche Gesetz für die komplexen Amplituden in folgender allgemeiner Schreibweise zusammengefaßt werden: $U = \underline{Z}I$. Dabei gilt für den komplexen Widerstand $\underline{Z} = R$ bei Wirkwiderständen, $\underline{Z} = j\omega L$ bei induktiven Widerständen, $\underline{Z} = \frac{1}{j\omega C} = -\frac{j}{\omega C}$ bei kapazitiven Widerständen.

Bei Reihen- und Parallelschaltung dieser komplexen Widerstände ergibt sich im allgemeinen ein Gesamtwiderstand, der eine Summe von einem reellen und einem rein imaginären Term darstellt. Man kann diese Widerstände ebenfalls in der komplexen Zahlenebene als *Zeigerdiagramm* entsprechend Abb. 2 auftragen.

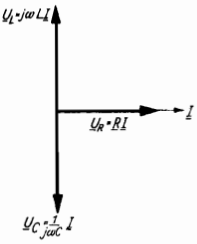


2 Zeigerdiagramm der Widerstände

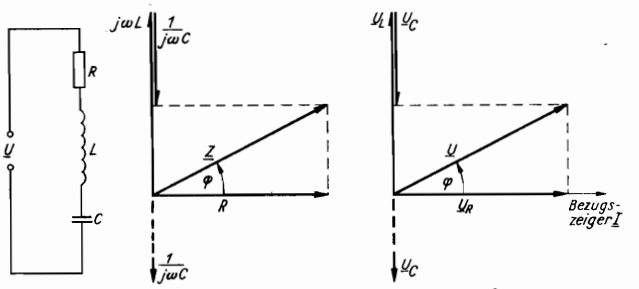
Für den komplexen Gesamtwiderstand einer *Reihenschaltung* von n Widerständen $\underline{Z}_1, \underline{Z}_2, \ldots, \underline{Z}_n$ ergibt sich $\underline{Z}_{\text{gesamt}} = \underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \cdots + \underline{Z}_n$ und für den Gesamtwiderstand einer *Parallelschaltung* von n Widerständen $\underline{Z}_1, \underline{Z}_2 \cdots, \underline{Z}_n$: $1/\underline{Z}_{\text{gesamt}} = 1/\underline{Z}_1 + 1/\underline{Z}_2 + \cdots + 1/\underline{Z}_n$. Multipliziert man die Widerstandszeiger aus Abb. 2 mit der Stromamplitude I, so ergibt sich das Zeigerdiagramm der Spannungen (Abb. 3).

Als Beispiel für die Rechnung mit komplexen Wechselstromgrößen und für den Umgang mit Zeigerdiagrammen werde ein Serienresonanzkreis, d. h. die Reihenschaltung eines ohmschen Widerstands, einer Induktivität und einer Kapazität, betrachtet (Abb. 4a).

Für die komplexen Spannungsamplituden gilt: $U = U_R + U_L + U_C = \left(R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}\right) I = \underline{Z}I$. Der komplexe Gesamtwiderstand $\underline{Z}$ lautet: $\underline{Z} = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}$. Das entsprechende Zeigerdiagramm ist für $\omega L > \frac{1}{\omega C}$ in Abb. 4b gezeigt. Für den Betrag von $\underline{Z}$, den Scheinwiderstand Z, ergibt sich $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + X^2}$, für den Phasenwinkel φ ergibt sich aus $\underline{Z} = Z e^{j\varphi}$ die Beziehung $\varphi = \arctan(X/R)$. Dabei ist $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ der Blindwiderstand. Durch Multiplikation aller Zeiger mit I erhält man aus Abb. 4b das Zeigerdiagramm der Spannungen Abb. 4c.



3 Zeigerdiagramm der Spannungen

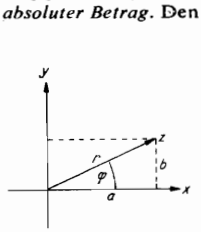


4 Anwendung der komplexen Wechselstromrechnung auf den Serienresonanzkreis: *a* Schaltung des Serienresonanzkreises, *b* Zeigerdiagramm der Widerstände, *c* Zeigerdiagramm der Spannungen

Komplexe Leitwerte. Aus den Widerständen R, $j\omega L$ und $\frac{1}{j\omega C}$ ergeben sich folgende Leitwerte: als Wirkleitwert $\underline{Y}_R = \frac{1}{R}$, als induktiver Blindleitwert $\underline{Y}_L = \frac{1}{j\omega L}$ und als kapazitiver Blindleitwert $\underline{Y}_C = j\omega C$. Die komplexen Leitwerte werden analog zu den Widerständen in der komplexen Zahlenebene dargestellt und zusammengesetzt. Multipliziert man diese Leitwerte mit der komplexen Spannungsamplitude U, so ergibt sich das Zeigerdiagramm der Ströme.

Lit. Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1 (Berlin 1963).

komplexe Zahl, ein Ausdruck der Gestalt $z = x + iy$, wenn x und y reelle Zahlen sind und $i^2 = -1$ gilt; $x = \mathrm{Re}[z]$ heißt der *Realteil*, $y = \mathrm{Im}[z]$ der *Imaginärteil* von z, $\sqrt{x^2 + y^2} = r$ ihr *absoluter Betrag*. Den Ausdruck $z^* = x - iy$ be-



Ebene der komplexen Zahlen
$a + bi = r(\cos\varphi + i\sin\varphi)$

zeichnet man als die zu *z konjugiert komplexe Zahl*. K. Z.n lassen sich als Vektoren in der komplexen Zahlenebene auffassen. In ihr kann eine k. Z. anstatt durch kartesische auch durch Polarkoordinaten bestimmt werden, durch den *Betrag r* und das *Argument* φ der k.n Z. Es gilt dann $z = r(\cos\varphi + i \cdot \sin\varphi) = r\,e^{i\varphi}$.

Die Untersuchung komplexwertiger Funktionen von komplexen Veränderlichen ist Gegenstand der Funktionentheorie. → Riemannsche Zahlenkugel.

Komplexion, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Komplexionen, → Komplexverbindungen.

komplex konjugiert, → konjugiert.

Komplexverbindungen, chemische Verbindungen, die sich durch stöchiometrische Vereinigung von zwei oder mehreren selbständig und unabhängig existierfähigen Molekülen unter Verlust ihrer spezifischen Eigenschaften bilden. Die Lehre von der Zusammensetzung und dem räumlichen Aufbau der K. bezeichnet man als *Koordinationslehre*. In einer Komplexverbindung sind um das *Zentralatom* bzw. *Zentralion* in geometrischer regelmäßiger Anordnung Atome, Ionen, Radikale oder Moleküle als *Liganden* gruppiert. Zentralatome sind häufig Schwermetallatome mit kleinen Radien, z. B. Eisen, Chrom, Kobalt und Nickel, aber auch Nichtmetalle. Die Zahl der Liganden ist die *Koordinationszahl*. Sie beträgt in den meisten Fällen 6, 4, 2 oder 8, seltener 3, 5 oder 7. K. mit mehr als einem Zentralatom werden *mehrkernig* genannt. Lagern sich neutrale Atome oder Moleküle an positive oder negative Ionen, so entstehen *Komplexionen* oder *Clusterionen*.

K. werden in Anlagerungskomplexe und Durchdringungskomplexe unterschieden. Die *Anlagerungskomplexe* (*Normalkomplexe*) sind Verbindungen zwischen Ionen und starken Dipolen oder zwischen Ionen und Ionen. Sie sind im allgemeinen wenig beständig und dissoziieren in Lösung teilweise in ihre Bestandteile. Die *Durchdringungskomplexe* sind dagegen stabiler. In ihnen sind Zentralatom und Ligand wie bei den koordinativen Bindungen (→ chemische Bindung) durch gemeinsame Elektronenpaare verbunden, wobei die Edelgaskonfiguration angestrebt wird. Zwischen diesen beiden Grenztypen sind Übergänge möglich.

Komplikationsregel, → Rationalitätsgesetz.

Komponenten, Teile, meist verschiedener Art, aus denen sich ein Ganzes zusammensetzt. Als K. bezeichnet man z. B. die verschiedenen Stoffe eines Gemisches oder thermodynamischen Systems, wobei eine Komponente in verschiedenen Phasen gleichzeitig auftreten kann, ferner die verschiedenen Bestandteile der Höhenstrahlung. Bei geometrischen Objekten, wie Vektoren, Tensoren oder Spinoren, versteht man unter K. die Projektionen auf die Koordinatenachsen des zugehörigen Raumes oder allgemeiner auf bestimmte vorgegebene, voneinander linear unabhängige Richtungen in diesen Räumen.

Kompressibilität, *Zusammendrückbarkeit*, die Eigenschaft der Körper, unter Einwirkung von Druckkräften ihr Volumen zu verringern. Steht der Körper unter isotropem Druck, so spricht man von *kubischer K.* Die isotherme kubische K. $\varkappa$ ist definiert als die auf das vorhandene Volumen bezogene Volumenänderung je Druckänderung bei konstanter Temperatur: $\varkappa = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$. Dabei ist V das Volumen, p der statische Druck, T die absolute Temperatur. In manchen Fällen bezieht man die Volumenänderung auch auf das Volumen bei 0 °C, die Zahlenwerte von $\varkappa$ ändern sich dabei im allgemeinen nur wenig. Das negative Vorzeichen wird geschrieben, weil das Volumen mit steigendem Druck abnimmt. Der reziproke Wert von $\varkappa$ heißt → Kompressionsmodul. Zwischen der K. $\varkappa$, dem isobaren Ausdehnungskoeffizienten α und dem isochoren Spannungskoeffizienten β besteht auf Grund der thermischen Zustandsgleichung der Zusammenhang $\varkappa = \alpha/(p \cdot \beta)$. Bei einem Hookeschen Körper mit isotropem Kristallaufbau besteht zwischen $\varkappa$, dem Elastizitätsmodul E und der Poissonschen Zahl μ die Beziehung $\varkappa = 3(1 - 2\mu)/E$.

Der Ionenabstand und die Ionenladung eines Kristallgitters haben großen Einfluß auf die K. Bei anisotropem Kristallaufbau verwendet man die *lineare K.* $\varkappa_l$, die die relative Verkürzung eines Stoffes in der kristallographischen Richtung l bei wirkendem isotropem Druck angibt. Das ist notwendig, weil die elastischen Deformationen infolge unterschiedlicher Bindungskräfte nicht in allen kristallographischen Richtungen gleich groß sind. Bei Kristallen mit ausgeprägter Schicht- oder Kettenstruktur sind die Unterschiede der K. in den verschiedenen Richtungen besonders groß. Für alle Kristallsysteme kann die *räumliche K.* näherungsweise gleich der Summe der linearen K. in drei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen gesetzt werden. Bei heteropolarer Bindung ist die kubische K. proportional zur vierten Potenz der Gitterkonstanten.

Wenn die Kompression so schnell erfolgt, daß kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, spricht man von *adiabater K.*; für sie gilt $\varkappa_{ad} = \varkappa \frac{T \cdot \alpha^2}{\varrho \cdot c_p}$; ϱ ist die Dichte des Mediums, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck.

Die K. nimmt mit steigendem Druck ab und mit steigender Temperatur zu. Größere Abweichungen ergeben sich erst bei Drücken über 10000 kp/cm².

Die K. fester Körper wird nach folgenden Methoden ermittelt: a) *Absolute Methode*: Die Längenänderung eines Stabes unter Einwirkung isotropen Druckes wird nach dem Komparationsverfahren bestimmt. b) *Relative Methode*: Die Längenänderung der Probe wird mit der eines Zylinders bekannter Volumenelastizität verglichen. c) *Methode der Rohrverlängerung* durch Innendruck: Die K. wird aus der Längenänderung eines an den Enden geschlossenen Zylinderrohres ermittelt, die bei Aufbringen eines Innendruckes entsteht. d) *Röntgenverfahren*: Mit Hilfe von Debye-Scherrer-Aufnahmen oder Rückstrahlaufnahmen kann man aus der unter Druck eintretenden Verschiebung die Gitteränderungen und damit die K. berechnen.

Zur Bestimmung der K. von Flüssigkeiten und Gasen benutzt man vorwiegend Piezometer. Die K. wird dabei als Differenz gegen die eigene Volumenänderung des Piezometers bestimmt.

K. in der Strömungslehre. Flüssigkeiten erfahren selbst unter Einwirkung sehr hoher Drücke nur eine geringe Volumenänderung, so daß die K. bei allen praktisch wichtigen Strömungsvorgängen der Hydrodynamik unberücksichtigt bleiben kann. So beträgt z. B. die Volumenverminderung des Wassers bei 0 °C für je 1 at Druck nur etwa $0{,}05‰$ des ursprünglichen Volumens. Alle tropfbaren Flüssigkeiten werden deshalb als inkompressibel betrachtet. Auch Gasströmungen können in guter Näherung inkompressibel behandelt werden, solange die relative Dichteänderung sehr klein bleibt: $\Delta\varrho/\varrho \ll 1$. Das ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß die Strömungsgeschwindigkeit des Gases klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit sein muß. Gasströmungen können bis zur Machzahl Ma $< 0{,}2$ inkompressibel berechnet werden. Für Luftströmungen unter Normalbedingungen darf die Strömungsgeschwindigkeit daher nicht größer als 70 m/s sein. Wenn die Druckänderungen in der Strömung vergleichbar sind mit der Höhe des absoluten Druckes, so ist die K. unbedingt zu berücksichtigen (→ Gasdynamik). Die starken Dichteänderungen des Gases können außer durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten durch große Höhenerstreckung der der Schwerkraft unterworfenen Gasmassen, durch große Beschleunigungen und durch starke Temperaturunterschiede hervorgerufen werden.

Der Einfluß der K. auf die Strömungsvorgänge wird durch die Größe der Machzahl charakterisiert. Während Unterschallströmungen Ma < 1 mit hydrodynamischen Strömungen vergleichbar sind (→ Prandtlsche Regel), treten in Überschallströmungen grundsätzlich andere Effekte auf.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Grimsehl: Lehrb. der Physik (19. Aufl. Leipzig 1965); Kohlrausch: Praktische Physik (22. Aufl. Stuttgart 1968).

Kompressibilitätsfaktor, svw. Realfaktor.

Kompression, 1) *dynamisch adiabatische K.*, eine plötzliche Druckerhöhung eines Stoffes, wie sie in einer ebenen Stoßwelle auftritt. Bei verzweigten → Kettenreaktionen z. B. kommt es an der Zündstelle durch rasche Wärmeentwicklung zu einer plötzlichen Ausdehnung des Reaktionsgemisches, und die benachbarten kälteren Schichten werden adiabatisch zusammengedrückt. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit kann schließlich so groß werden, daß die Nachbarteilchen dem Druck nicht mehr ausweichen können. Man spricht dann von einer überadiabatischen oder dynamisch adiabatischen K. und will ausdrücken, daß die normale adiabatische Kompression noch durch eine Stoßwirkung verstärkt wird. Erhöht sich der Druck des Stoffes von p_1 auf p_2, so ändern sich das Volumen und die Temperatur des Systems entsprechend von v_1, T_1 auf v_2, T_2. Für ideale Gase wird die Änderung der Zustandsgrößen infolge überadiabatischer K. durch folgenden Zusammenhang wiedergegeben:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{(p_2/p_1) + a}{(p_2/p_1) + 1}; \qquad (1)$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{(p_2/p_1) \cdot a + 1}{(p_2/p_1) + a}, \qquad (2)$$

mit $a = \dfrac{2}{(\varkappa - 1)}$ und dem Verhältnis $\varkappa = \dfrac{c_p}{c_v}$ der spezifischen Wärme bei konstantem Druck bzw. bei konstantem Volumen. Diese Gleichungen gelten mit konstantem a nur für einatomige, nichtionisierte Gase. Wird das Druckverhältnis $\dfrac{p_2}{p_1}$ unendlich groß, so erkennt man aus (2), daß sich das Volumen v_2 dem Grenzwert $\dfrac{v_1}{a}$ nähert, während die Temperatur nach (1) stets wesentlich größer ist als die bei normaler adiabatischer K.

2) *elastische K.*, → Verformung unter der Voraussetzung, daß allseitig gleiche Druckkräfte wirken, im Gegensatz zur → Stauchung, die eine einseitige Verformung in einer bestimmten Richtung darstellt.

Kompressionsmodul, Verhältnis der über alle Raumrichtungen gemittelten Normalspannung zur relativen Volumenänderung, $K = \dfrac{\frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)}{\Delta V/V} = \dfrac{\frac{1}{3}\,\text{Spur}\,\sigma}{\Delta V/V}$, Maß für die Volumenkompressionshärte. Es bestehen die Zusammenhänge $K = \dfrac{E}{3(1 - 2\nu)} = \dfrac{2(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)} G$ mit dem Elastizitätsmodul E, der Querkontraktionszahl ν und dem Schubmodul G. Für einen hydrostatischen Druck ist $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = -p$; σ_i $(i = 1, 2, 3)$ sind Hauptspannungen, σ ist der Spannungstensor.

Kompressionsvakuummeter, → Vakuummeter.

Kompressor, *Verdichter*, eine Maschine zum Komprimieren von Gasen oder Dämpfen. *Kolbenkompressoren* stellen eine Umkehrung der Kolbenmotoren dar. Sie werden meist in mehreren Stufen hintereinander, der Kompression entsprechend, mit immer kleineren Kolben angeordnet. *Rotationskompressoren*, auch *Turbo-* oder *Kreiselverdichter* genannt, entsprechen einer umgekehrten Gasturbine. Das Gas wird von einem rasch umlaufenden Schaufelrad durch Fliehkraftwirkung nach außen geschleudert und dabei verdichtet. Bei mehrstufigen K.en sind mehrere Laufräder auf derselben Welle hintereinander angeordnet mit Umleitungen vom Kranz des ersten Laufrades zur Mitte des zweiten usw. Rotationskompressoren sind für den Strahlantrieb von Flugzeugen von großer Bedeutung.

Komprimieren, das Verdichten (Zusammendrücken) eines Gases durch Volumenverringerung unter Einwirkung von Druck.

Kondensation, 1) Physik: Übergang vom gasförmigen in den flüssigen oder festen Aggregatzustand durch Abkühlung oder durch gleichzeitige Kompression und Abkühlung. Die K. erfolgt bei der *Kondensationstemperatur* (*Kondensationspunkt*), die gleich der Siede- bzw. Sublimationstemperatur ist. Bei dieser Temperatur stehen die gasförmige und die feste Phase im Gleichgewicht. Die K. kann bei der Kondensationstemperatur und zugehörigem Druck nur dann eintreten, wenn entweder die kondensierte Phase schon vorhanden ist oder wenn → *Kondensationskerne* vorhanden sind; andernfalls tritt *Kondensationsverzug* ein, d. h., das Gas wird unter die Kondensationstemperatur abgekühlt (unterkühlt), ohne daß es kondensiert. Bei

Kondensations-adiabaten

reinen Stoffen ist die Temperatur während der K. konstant, für deren Druckabhängigkeit gilt die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung. Die bei der K. frei werdende *Kondensationswärme* ist gleich dem Negativen der Sublimations- bzw. Verdampfungswärme. Die K. ist ein Phasenübergang 1. Ordnung.

Mehrkomponentige Stoffe kondensieren in einem Temperaturintervall (→ Siedediagramm). In binären Systemen tritt *rückläufige K.* (*retrograde Verdampfung*) bei bestimmten Zusammensetzungen in einem Druck- und Temperaturintervall in der Nähe der kritischen Werte auf. Das entsprechende Flüssigkeitsgemisch beginnt mit steigender Temperatur zu sieden, geht aber nicht vollständig in den gasförmigen Zustand über, sondern kondensiert wieder mit weiter anwachsender Temperatur (→ Siedediagramm).

Unter *fortschreitender K.* versteht man die Erscheinung, daß bei der Bedampfung eines Substrates im Vakuum die Auftreffrate $N\downarrow$ — d. i. die Zahl der je s und cm² auf die Oberfläche des Substrats auftreffenden Atome — stationär größer ist als die Zahl der je s und cm² wiederverdampfenden Atome $N\uparrow$. Unterhalb einer kritischen Übersättigung verdampfen sämtliche auf eine Oberfläche aufgedampften Atome wieder. Im Gleichgewicht zwischen Aufdampfung und Wiederverdampfung ist $N\uparrow = N\downarrow$, und es gilt zwischen der Auftreffrate $N\downarrow$, der mittleren → Verweilzeit τ und der Konzentration der Adatome N_{ad} die Beziehung $N_{ad} = N\downarrow \cdot \tau$. Überschreitet N_{ad} eine der kritischen Übersättigung entsprechende kritische Konzentration, dann tritt auf der Oberfläche des Substrats Keimbildung ein, die in den Keimen gebundenen Atome nehmen am Wiederverdampfungsprozeß nicht mehr teil, d. h., es wird $N\downarrow > N\uparrow$. Bei gegebener Auftreffrate $N\downarrow$ kann die fortschreitende K. durch genügende Verminderung von τ, d. h. durch Steigerung der Temperatur verhindert werden. Wird die Grenztemperatur für die fortschreitende K. angegeben, so ist zu beachten, daß diese nur für eine bestimmte Auftreffrate gilt und daß die Messungen auf Grund von Adsorptionsschichten sehr stark schwanken können.

2) Chemie: eine Reaktion, bei der sich zwei Moleküle unter Abscheidung eines dritten Moleküls, z. B. Wasser, Chlorwasserstoff, Schwefelwasserstoff oder Ammoniak, zu einem größeren Molekül vereinigen. Wiederholt sich dieser Vorgang mehrfach und bildet sich dabei ein Makromolekül, so spricht man von *Polykondensation*. Diese hat große Bedeutung bei der Herstellung von Plasten, Chemiefasern und Lacken.

Kondensationsadiabaten, svw. Feuchtadiabaten.

Kondensationskalorimeter, → Kalorimeter.

Kondensationskerne, Teilchen, die zur Auslösung einer Kondensation vorhanden sein müssen, z. B. schwere Ionen, Molekülkomplexe, kleine Staubteilchen, hygroskopische Stoffe. Ein übersättigter Dampf kann ohne K. nicht kondensieren, auch nicht über einer Wasseroberfläche.

Die *atmosphärischen K.*, die Kerne der Wolkenbildung, spielen eine wichtige Rolle für den Wasserhaushalt der Erde. Sie weisen einen Durchmesser von 10^{-2} bis 1 μm auf und enthalten ein lösbares Salz als aktive Komponente. Die genaue Beschaffenheit dieser Partikeln und ihr Ursprung sind nicht in allen Einzelheiten bekannt. Es wird als wahrscheinlich angenommen, daß sie Seesalzrückstände und lösbare Sulfate aus der Oxydation enthalten sowie Hydrogene schwefelhaltiger Gase, die sich beim Zerfall biologischen Materials bilden. In typischen Wolken finden sich 30 bis 1 000 solcher K. je cm³. Systematische Unterschiede im Kondensationskernspektrum konnten zwischen maritim-tropischer Luft gegenüber kontinental-arider Luft bei konvektiven Wolken nachgewiesen werden.

Kondensationskoeffizient, → Hertz-Knudsen-Formel.

Kondensationskurve, → Siedediagramm.

Kondensationsmaschine, → Dampfmaschine.

Kondensationspunkt, → Kondensation.

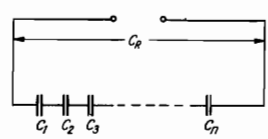
Kondensationstemperatur, → Kondensation.

Kondensationswärme, → Kondensation.

Kondensator, 1) Elektrotechnik: eine Anordnung zur Speicherung von Ladungsmengen. In seiner Grundform besteht der K. aus zwei durch ein Dielektrikum voneinander getrennten Metallelektroden. Die Ladungsmenge Q, die ein K. zu speichern vermag, wenn an seine Elektroden die Spannung U angelegt wird, wird von der *Kapazität* C des K.s bestimmt. Es gilt $C = Q/U$. Die Einheit der Kapazität ist das → Farad F: 1 F = 1 C/V = 1 As/V; in der Praxis werden meist die Einheiten 1 μF = 10^{-6} F, 1 nF = 10^{-9} F und 1 pF = 10^{-12} F verwendet.

Die Kapazität eines K.s hängt von der Art des Dielektrikums ab, das sich zwischen den Elektroden befindet. Ist C_0 die Kapazität des K.s, wenn sich seine Elektroden im Vakuum befinden, so vergrößert sich seine Kapazität auf den Wert $C = \varepsilon_r C_0$, wenn zwischen die Elektroden ein Medium der relativen Dielektrizitätskonstante ε_r gebracht wird.

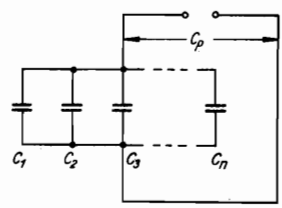
Reihenschaltung von K.en (Abb. 1). Schaltet



1 Reihenschaltung von Kondensatoren

man K.en der Kapazitäten $C_1, C_2, \ldots, C_n$ in Reihe, so ergibt sich für die Gesamtkapazität der Reihenschaltung: $C_R = \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{C_i} \right)^{-1}$.

Parallelschaltung von K.en (Abb. 2). Eine



2 Parallelschaltung von Kondensatoren

Parallelschaltung von K.en der Kapazitäten $C_1, C_2, \ldots, C_n$ ergibt folgende Gesamtkapazität:

$$C_P = \sum_{i=1}^{n} C_i.$$

Die in einem K. der Kapazität C gespeicherte Energie U_{el} erhält man aus $U_{el} = (1/2)\, Q \cdot U = (1/2)\, CU^2 = (1/2)\, Q^2/C$, wobei Q die Ladung und U die Spannung des K.s angeben.

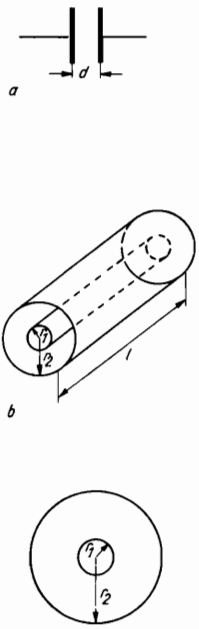
K.en sperren Gleichstrom; legt man eine Wechselspannung der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ an den K., so besitzt er einen → Wechselstromwiderstand $\frac{1}{\omega C}$ oder in komplexer Schreibweise $\frac{1}{j\omega C}$ (→ komplexe Wechselstromrechnung). Dabei ist $j = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit. Der Wechselstromwiderstand nimmt mit steigender Frequenz und steigender Kapazität ab. Bei einem idealen K., also einem K. ohne dielektrische oder sonstige Verluste, besteht zwischen der Wechselspannung am K. und dem fließenden Wechselstrom eine Phasenverschiebung von $\pi/2$, d. h. 90°. Der Strom eilt dabei der Spannung um diesen Wert voraus. Der Wechselstromwiderstand eines realen verlustbehafteten K.s ist dagegen kein reiner Blindwiderstand, sondern weist eine Wirkkomponente auf (→ Güte).

Es existiert eine Vielzahl technischer Ausführungen von K.en mit veränderlicher und fester Kapazität. Zu den K.en mit veränderlicher (variabler) Kapazität gehören die *Drehkondensatoren*, bei denen meist Luft als Dielektrikum verwendet wird, um die Verluste gering zu halten. Ein Drehkondensator ist ein Plattenkondensator, bei dem ein bewegliches Plattensystem, der *Rotor*, in ein festes Plattenpaket, den *Stator*, verdreht werden kann. Dadurch wird die Fläche des K.s und damit seine Kapazität in Abhängigkeit vom Drehwinkel verändert. Man kann die Form der Kondensatorplatten so wählen, daß sich je nach dem Verwendungszweck eine bestimmte Abhängigkeit der Kapazität vom Drehwinkel ergibt. Danach unterscheidet man kapazitätsgerade, wellenlängengerade, frequenzgerade und logarithmische Drehkondensatoren. In Abb. 3 sind die Plattenschnitte und die Kapazität C dieser Drehkondensatoren als Funktion des Drehwinkels α dargestellt. Darüber hinaus wurden in den Funktionsbildern jeweils die Frequenz f und die Wellenlänge λ als Funktion von α eingetragen, die sich für einen Schwingkreis ergeben, in dem die Kapazität C durch den entsprechenden Drehkondensator realisiert ist.

Eine spezielle Form des Drehkondensators ist der *Trimmer*, der zum einmaligen Einstellen einer bestimmten Kapazität dient.

Bei den K.en mit fester Kapazität (*Festkondensatoren*) unterscheidet man nach der Art des Dielektrikums unter anderem *Metallpapier-*, *Papier-*, *Kunststoffolien-*, *Lackfilm-*, *Glimmer-* und *Keramikkondensatoren*. Eine spezielle Art von Festkondensatoren sind die *Elektrolytkondensatoren*, bei denen sehr große Kapazitäten auf kleinem Raum konzentriert werden können. Als Dielektrikum wirkt hierbei eine Oxidschicht, die sich beim Anlegen einer Gleichspannung auf der meist aus Aluminium bestehenden Anode bildet, wenn diese von einem geeigneten Elektrolyten umgeben ist. Der Elektrolyt bildet die Katode.

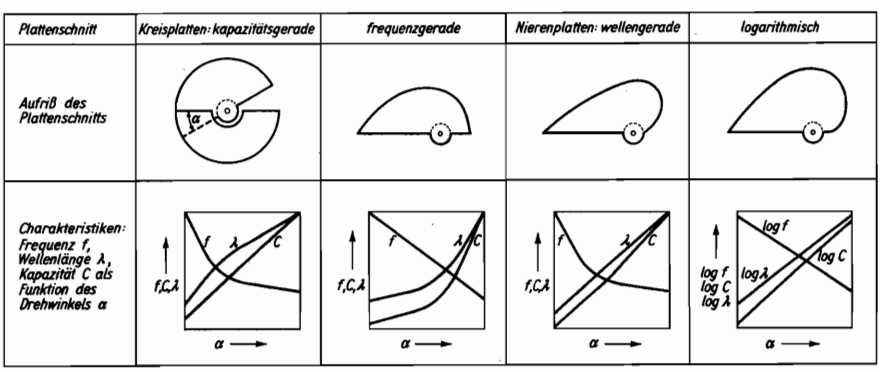
Kapazität einiger spezieller K.en. Mit $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ wird stets die Dielektrizitätskonstante des Mediums zwischen den Elektroden bezeichnet; dabei ist ε_r die relative und ε_0 die absolute Dielektrizitätskonstante. 1) Kapazität zweier paralleler Platten (*Plattenkondensator*, Abb. 4a): $C = \varepsilon \frac{A}{d}$. Dabei sind A die Fläche einer Platte und d der Plattenabstand. 2) Kapazität zweier koaxialer Zylinder (*Zylinderkondensator*, Abb. 4b): $C = \varepsilon \frac{2\pi l}{\ln r_2 - \ln r_1}$. Dabei sind l die Länge der Zylinder, r_1 der Radius des inneren Zylinders und r_2 der Radius des äußeren Zylinders. 3) Kapazität zweier konzentrischer Kugeln (*Kugelkondensator*, Abb. 4c): $C = \varepsilon \frac{4\pi r_1 r_2}{r_2 - r_1}$. Dabei sind r_1 der Radius der inneren Kugel und r_2 der Radius der äußeren Kugel.



4 Verschiedene Typen von Kondensatoren: *a* Plattenkondensator, *b* Zylinderkondensator, *c* Kugelkondensator

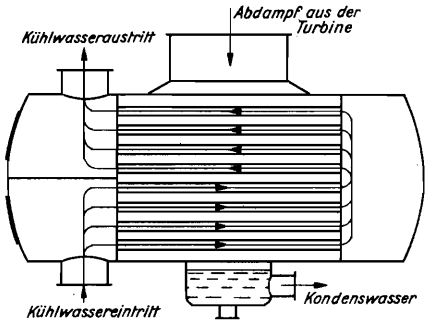
Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1 und 3 (Berlin 1963, 1969).

2) *Kondensor*, Wärmetechnik: ein Wärmeübertrager im Dampfkraftprozeß zur Kondensation des Abdampfes, der aus einer Dampfmaschine oder -turbine zuströmt. Die Kondensationswärme wird durch ein Kühlmittel, z. B. Wasser oder Luft, abgeführt, wobei der K. im Unterdruckbereich oder im Vakuum arbeitet. Nach der Bauart unterscheidet man Oberflächen- und Mischkondensatoren. Der wassergekühlte *Oberflächenkondensator* (Abb. 5) besteht aus einem Behälter, in dem ein Rohrsystem eingelagert ist. Durch das Rohrsystem



3 Kapazitätsgerade, frequenzgerade, wellengerade und logarithmische Drehkondensatoren

strömt das Kühlwasser, und an der äußeren Oberfläche der Rohre kondensiert der im Behälterraum befindliche Dampf. Die Rohranordnung geschieht dabei so, daß zwischen den einzelnen Rohrgruppen Dampfgassen entstehen, die gewährleisten, daß der von oben einströmende Dampf bis zum am Boden anstehenden Kondensat vordringen kann, um es auf Sätti-



5 Schematischer Aufbau eines Oberflächenkondensators

gungstemperatur zu halten. Dies ist notwendig, damit keine Wärmeverluste durch Unterkühlung des Kondensates und keine Sauerstoffaufnahme durch das Kondensat erfolgen kann. Der luftgekühlte Oberflächenkondensator (*Luftkondensator*) besteht aus dampf- oder z. T. kondensatdurchflossenen Rippenrohren, die dachförmig angeordnet mit dem Abdampfrohr verbunden sind. Die Kondensation findet im Rippenrohrinnern statt, während außen die Luft durch einen Ventilator getrieben vorbeiströmt. Infolge der schlechten Wärmeübergangszahl der Luft besteht ein größerer Raumbedarf, weshalb die Anordnung meistens auf dem Maschinenhausdach oder auf besonderen Traggerüsten erfolgt. Die beiden Oberflächenkondensatortypen müssen mit Luftabsaugeeinrichtungen versehen sein, damit die nichtkondensierbaren Bestandteile des Dampfes zur Aufrechterhaltung des Vakuums entfernt werden können.

Der *Mischkondensator* ist ein Behälter, in dem der zu kondensierende Dampf an eingespritzten Wassertropfen oder an Wasserfilmen kondensiert. Durch die große Wasserverteilung erfolgt eine schnelle Kondensation des Dampfes, wobei sich das Kondensat mit dem Einspritzwasser vermischt (Mischwasser). Damit das Mischwasser wieder verwendet werden kann, muß gekühltes Kondensat eingespritzt werden. Der Mischkondensator wird im Dampfkraftwerk in Verbindung mit der Luftrückkühlung des Einspritzwassers nach Heller eingesetzt.

Kondensatorbatterie, Gruppenschaltung von Kondensatoren zur Blindleistungskompensation in der Energieversorgung. Durch Zu- und Abschalten von Elementen der K. wird ein bestimmter Leistungsfaktor von Hand oder automatisch konstant gehalten. Beim Nichtabschalten der Kondensatoren bei Entlastung des Versorgungsnetzes können Überspannungen auch durch Resonanz auftreten.

Kondensatorfelderwärmung, svw. dielektrische Erwärmung.

Kondensatorkammer, → Ionisationskammer.

Kondensatorlampe, svw. Lumineszenzplatte.

Kondensatormotor, ein Einphasenasynchronmotor (→ elektrische Maschine) mit einer Hilfsphase, die unter Reihenschaltung eines Kondensators an die gleiche Spannung gelegt wird wie die Hauptphase.

kondensiertes System, ein System, das nur aus festen und flüssigen Phasen besteht, also ohne Dampfphase.

Kondensor, 1) optische Einrichtung zur Beleuchtung eines zu beobachtenden Objekts (z. B. einer Bildvorlage beim Bildwerfer oder eines mikroskopischen Präparates) an optischen Geräten. Mit Hilfe des K.s wird das von einer Lichtquelle ausgehende Licht möglichst vollständig erfaßt und so gelenkt, daß es nahezu verlustlos die Bildvorlage sowie das abbildende System (Objektiv) passiert und zur Auffangebene (z. B. Bildschirm oder Okular) gelangt. Der aus zwei oder drei Sammellinsen bestehende *Linsenkondensor* mit einem lampenseitigen Öffnungswinkel von 40° bis 60° bildet die Glühwendel der Lampe an geeigneter Stelle des gesamten Strahlenganges, meist im Objektiv, ab, wobei Größe des Wendelbildes und freie Öffnung des Objektivs möglichst übereinstimmen sollen. Bei einem *Spiegelkondensor* sind Lichtquelle und Objekt (z. B. die Bildvorlage) auf der optischen Achse eines Hohlspiegels angeordnet, so daß die Halterungen der Lichtquelle innerhalb des Strahlenraumes des K.s eine Abschattung bewirken, die lediglich an einer Stelle, und zwar in dem vom Spiegel erzeugten Bild der leuchtenden Fläche, verschwindet. Dieses Bild muß deshalb mit der Bildvorlage zusammenfallen und eine gleichmäßig leuchtende Fläche darstellen. Unter Verwendung einer asphärischen Spiegelfläche kann der lampenseitige Öffnungswinkel des Spiegelkondensors bis auf etwa 120° erhöht werden. Die abschattende Wirkung der mechanischen Lampenteile kann durch nicht rotationssymmetrische Spiegelkondensoren umgangen werden, bei denen nur ein seitlich zur optischen Achse liegender Spiegelteil ausgenutzt wird und das zu beleuchtende Objekt außerhalb der optischen Achse des Spiegels angeordnet werden kann. Spezielle Aufdampfschichten zur Verspiegelung reflektieren lediglich den sichtbaren Teil der Lichtstrahlung und lassen die Wärmestrahlung hindurch, so daß die unerwünschte Erwärmung des Objekts stark herabgesetzt wird. Solche Spiegelkondensoren sind besonders für die Beleuchtung des Objekts mittels Kohle-Bogen-Lampen geeignet. Der *Mikroskopkondensor* wie auch der *Wabenkondensor* sind Kombinationen aus Spiegel- und Linsenkondensor.

2) svw. Kondensator 2).

Kondensstreifen, durch Auspuffgase von Flugzeugen und Raketen in wasserdampfreicher Luft entstehende Nebelstreifen. Ursache ist die Übersättigung der Umgebungsluft durch den Wassergehalt der Auspuffgase. Ob jedoch tatsächlich eine sichtbare Kondensation eintritt, ist abhängig z. B. von der Temperatur der Auspuffgase und der Luft, deren Wassergehalt, dem Luftdruck, der Art und Menge der Auspuffgase. Langlebige K. entstehen, wenn die sich bildenden Wassertröpfchen zu Eis gefrieren.

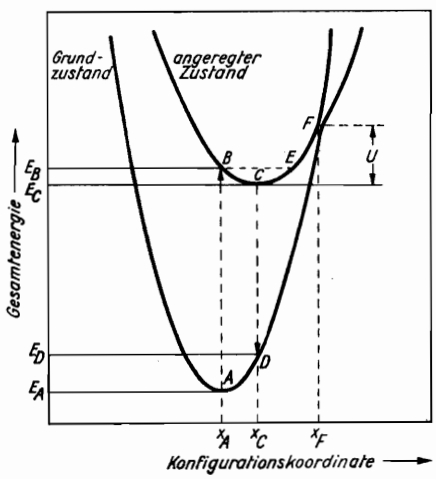
Konduktanz, → Wechselstromwiderstände.

Konduktor, ein isolierter Leiter zur Übertragung elektrischer Ladungen, → Kondensator, → Kapazität.

Konfiguration, räumliche Anordnung der Atome in einem Molekül, besonders bei optisch aktiven Verbindungen. Die K. kann entweder relativ, d. h. im Hinblick auf eine Bezugssubstanz, oder absolut, d. h. der wirklichen Raumstruktur entsprechend, beschrieben werden. Die *absolute K.* (→ enantiomorphe Körper) wurde mit Hilfe von Röntgenstrukturanalysen (Methode von Bijvoet) oder durch Absolutberechnung der Rotationsdispersion (Methode von W. Kuhn) geklärt.

Bei kettenförmigen Makromolekülen gibt die K. die gegenseitige Stellung nicht durch eine einfache Drehung ineinander überführbarer, d. h. stereoisomerer Grundbauelemente des Moleküls an (→ Isomerie).

Konfigurationskoordinatenmodell, für eine Störstelle im Kristall die stark vereinfachte Beschreibung der Wechselwirkung der Störstelle mit den Gitterschwingungen des Kristalls, die zahlreiche experimentelle Ergebnisse zu erklären gestattet. Im K. wird vorausgesetzt, daß das Elektron eng bei der Störstelle lokalisiert ist und man sich auf die Berücksichtigung der Wechselwirkung mit den nächstbenachbarten Ionen im Gitter beschränken kann. Zur weiteren Vereinfachung wird zusätzlich angenommen, daß die Lage dieser nächstbenachbarten Ionen in bezug auf die Störstelle bereits ausreichend durch die Angabe des Abstands von dieser Störstelle, die *Konfigurationskoordinate* x, beschrieben werden kann. Falls das Elektron im Grundzustand der Störstelle ist, haben die umgebenden Ionen die Gleichgewichtslage x_A. Um diese Lage führen die Ionen untereinander in gleicher Phase harmonische Schwingungen mit der Frequenz ω_g radial von der Störstelle weg bzw. zu ihr hin aus. Die Energie des Gesamtsystems ist durch die untere Kurve in der Abb. gegeben. Wenn das Störstellen-Elektron durch Absorption eines Photons in einen angeregten Zustand übergeht, nehmen die umgebenden Ionen erst mit einer gewissen Verzögerung ihre neuen Gleichgewichtslagen x_C ein, um die sie dann gleichfalls Schwingungen mit einer anderen Frequenz ω_a ausführen. Während eines optischen Übergangs bleibt der Wert der Konfigurationskoordinate entsprechend dem → Franck-Condon-Prinzip ungeändert. Die Energie des Systems im angeregten Zustand wird durch die obere Kurve in der Abb. gegeben. Beim optischen Absorptionsübergang $A \rightarrow B$ wird also ein Photon der Energie $(E_B - E_A)$ absorbiert. Der Emissionsübergang erfolgt jedoch von C nach D, und es wird ein Photon der kleineren Energie $(E_C - E_D)$ emittiert, d. h., es tritt eine → Stokes-Verschiebung auf. Die fehlende Energie $(E_B - E_C) + (E_D - E_A)$ wird den Ionenschwingungen zugeführt. Als weitere Aussage des K.s ergibt sich, daß sowohl die Absorptionsbande als auch die Emissionsbande wegen der thermischen Schwingungen der Ionen um ihre Ruhelagen die Form einer Gauß-Kurve $\exp\left(-\frac{4 \ln 2 (E - E_{max})^2}{H^2}\right)$ hat. Dabei ist $E_{max} = E_B - E_A$ das Maximum der Absorptionsbande, $E_{max} = E_C - E_D$ das Maximum der Emissionsbande. H ist die Halbwertsbreite der jeweiligen Bande, die mit wachsender Kristalltemperatur T gemäß $H \sim \sqrt{\coth \hbar\omega_{a,g}/2kT}$ zunimmt. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante und k die Boltzmannsche Konstante.



Konfigurationskoordinatenmodell für eine Störstelle in einem Kristall. $A \rightarrow B$ Absorptionsübergang, $C \rightarrow D$ Emissionsübergang, U Aktivierungsenergie für die thermische Tilgung, E_A, E_D, E_C, E_B die zu den Punkten A, D, C, B gehörenden Werte der Gesamtenergie, x_A, x_C, x_F die entsprechenden Werte der Konfigurationskoordinate

Falls die Temperatur hinreichend hoch ist, so daß die Schwingungen der Ionen bis F reichen, kann die Störstelle auch strahlungslos aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand übergehen (→ strahlungsloser Übergang, → Tilgung).

Alle diese Aussagen stehen vielfach in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen, → Absorption, → Lumineszenz.

Konfigurationsmischung, Bezeichnung für alle Verfahren, die zur näherungsweisen Beschreibung eines stationären Zustandes, z. B. der Atomhülle, mehrere Elektronenkonfigurationen verwenden. Durch K. kann die Korrelation infolge Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen genähert berücksichtigt werden.

Konfigurationsraum, → verallgemeinerte Koordinaten, → Phasenraum.

Konformation, *Konstellation,* bei kettenförmigen Makromolekülen alle möglichen räumlichen Anordnungen der Grundbauelemente des Moleküls, die durch Drehung dieser Elemente um die die Kette verbindende Kohlenstoff-Kohlenstoff-Einfachbindung eingenommen werden können. Dabei ist durch Potentialbarrieren die freie Drehbarkeit eingeschränkt, so daß bestimmte K.en bevorzugt und häufiger auftreten als andere. Dieses Verhalten ist temperaturabhängig. Die Besetzung der einzelnen K.en bezeichnet man als *Population.* Unter *Konformationsanalyse* versteht man die Analyse der physikalischen und chemischen Eigenschaften einer Verbindung in bezug auf Geometrie und Population ihrer K.en.

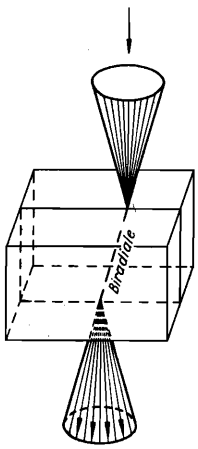
konforme Abbildung

Da der sterische Aufbau der Makromoleküle für ihr Eigenschaftsbild und damit für ihre technische Verwendbarkeit primär bestimmend ist, wird der Bestimmung des sterischen Aufbaus insbesondere durch hochauflösende magnetische Kernresonanz große Bedeutung zugemessen.

konforme Abbildung, durch eine in einem Gebiet B der Ebene der komplexen Zahlen reguläre Funktion $f(z) = f(x + iy) = u(x, y) + iv(x, y)$ vermittelte Abbildung der Punkte von B auf Punkte eines Gebietes B_1 in der u,v-Ebene. Bei dieser Abbildung charakterisiert der Betrag der Ableitung $|f'(z)|$ das Verhältnis der entsprechenden Längenelemente in den Punkten $f(z)$ bzw. z, und das Argument der Ableitung (→ komplexe Zahl) gibt den Drehwinkel im Bildpunkt des vorgegebenen Punktes z an. Schneiden sich in einem Punkt z des Gebietes B zwei Kurven, so ist in $f(z)$ der Drehwinkel für beide Tangenten derselbe; d. h., ihre Bilder schließen denselben Winkel ein wie die Originale. Die durch reguläre Funktionen vermittelten Abbildungen sind deshalb *winkeltreu* oder *konform* in allen Punkten, in denen die Ableitung der Funktion $f(z)$ von Null verschieden ist. Verschwindet die erste Ableitung der Funktion $f(z)$ im Punkt $z = a$, so hat $f(z)$ in der Nähe von a die Gestalt

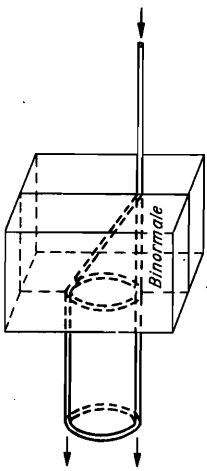
$$f(z) = b_0 + b_m(z - a)^m + b_{m+1}(z - a)^{m+1} + \cdots,$$

und bei der durch diese Funktion vermittelten Abbildung vergrößern sich die Winkel im Punkt $z = a$ um das m-fache; z. B. wird durch die Funktion $f(z) = z^2$ die obere Halbebene auf die ganze Ebene abgebildet. Dabei bleiben alle Winkel erhalten, außer im Nullpunkt, wo sie verdoppelt werden.



1 Äußere konische Refraktion

Für k. A. gilt der *Riemannsche Abbildungssatz*: Ist B ein einfach zusammenhängendes Gebiet der z-Ebene, das aber nicht die gesamte Ebene und nicht die gesamte Ebene mit Ausnahme eines einzelnen Punktes sein darf, und ist z_0 ein fester Punkt im Inneren von B, so existiert genau eine im Inneren von B reguläre Funktion $f(z)$, die B derart auf das Innere des Einheitskreises abbildet, daß z_0 in den Nullpunkt übergeht und der Wert der Ableitung $f'(z_0)$ positiv ist. Daraus folgt, daß man, bis auf die genannten Ausnahmen, zwei beliebige einfach zusammenhängende Gebiete stets konform aufeinander abbilden kann.



2 Innere konische Refraktion

Der Riemannsche Abbildungssatz liefert einen allgemeinen Beweis für die Existenz einer solchen Abbildung, aber keine Konstruktionsvorschrift für die Funktion, die die Abbildung vermittelt. Für den spezielleren Fall der Abbildung der oberen Halbebene auf ein beliebig vorgegebenes Vieleck mit den Winkeln $\alpha_1 \cdot \pi$, $\alpha_2 \cdot \pi$, $\alpha_3 \cdot \pi$, ... hat *Christoffel* eine allgemeine Formel angegeben:

$$f(z) = A \int_0^z (t - a_1)^{\alpha_1 - 1} \cdots (t - a_n)^{\alpha_n - 1}\, dt + B,$$

in der die a_i die Punkte der reellen Achse bedeuten, die in die Eckpunkte des Vielecks abgebildet werden, und in der A und B komplexe Konstanten sind. K. A.en haben bei der Lösung zweidimensionaler Randwertaufgaben in der Physik, z. B. in der Hydrodynamik, der Elektro- und Magnetostatik und in der Elastizitätstheorie, große Bedeutung. Dies beruht darauf, daß Real- und Imaginärteil regulärer Funktionen die zweidimensionale *Laplace-Gleichung* (→ Potentialtheorie) erfüllen, die auch bei vielen physikalischen Aufgaben eine große Rolle spielt; → komplexe Methoden 1).

Lit. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl III, 2 (dtsch 3. Aufl. Berlin 1961); Bieberbach: Einführung in die konforme Abbildung (4. Aufl. Berlin 1949).

König-Prisma, → Reflexionsprisma.

Königsche Flammenkapsel, → Flammenkapsel.

konische Refraktion, kegelförmige Auffächerung eines Lichtstrahls beim Durchgang durch optisch zweiachsige Kristalle, → Kristalloptik. Man unterscheidet zwischen äußerer und innerer k.r R. Bei der *äußeren k.n R.* (Abb. 1) wird ein Lichtstrahl, der sich im Innern des Kristalls in Richtung der Biradialen fortpflanzt, bei seinem Austritt in einen Strahlenkegel aufgefächert, dessen Öffnungswinkel von der Kristallart abhängt (z. B. Aragonit 1° 42',2). Die äußere k. R. ist dadurch zu erklären, daß die beiden Strahlenflächen am Schnittpunkt mit der Biradialen eine trichterförmige Einsenkung aufweisen, an die beliebig viele diesen Hohlkegel einhüllende Tangentialebenen als Wellennormalen angelegt werden können. Die Normalen an diese Tangentialebenen bilden den Kegel der äußeren k.n R. Zur Beobachtung der äußeren k.n R. wird durch zwei feine Blenden auf der Ober- und Unterseite einer Kristallplatte ein Strahl in Richtung der Biradialen herausgeblendet, der bei seinem Austritt diesen Effekt zeigt.

Bei der *inneren k.n R.* (Abb. 2) wird ein Strahl betrachtet, der in der Richtung der Binormalen in den Kristall eintritt. Dieser Strahl wird bei seinem Eintritt in den Kristall in den Strahlenkegel der inneren k.n R. aufgefächert. Zur Erklärung der inneren k.n R. wird an die Strahlenfläche eine auf der Binormalen — und damit auch auf dem einfallenden Strahl — senkrechte Tangentialebene gelegt. Diese Tangentialebene berührt die Strahlenfläche auf einem Kreis rings um die trichterförmige Einsenkung am Schnittpunkt der Biradialen mit der Strahlenfläche. Im Innern des Kristalls breiten sich Strahlen kegelförmig von der Eintrittsstelle zu der kreisförmigen Berührungszone der Tangentialebene mit der Strahlenfläche aus. Fällt die Austrittsfläche mit der Tangentialebene zusammen, so tritt aus dem Kristall ein kreisförmiger Lichtzylinder aus, andernfalls ein elliptischer Lichtzylinder.

Konjugation, → komplexe Zahl, → konjugiert, → Ladungskonjugation.

Konjugationsenergie, → Mesomerie.

konjugiert, zugeordnet. Der Begriff tritt in vielen Wortverbindungen auf: *K. komplex*: Die zu einer komplexen Zahl $z = a + ib$ k.e Zahl ist $z^* = a - ib$, wobei a, b reell und $i = \sqrt{-1}$ ist; $z \cdot z^* = |z|^2 = a^2 + b^2$ ist reell. *Hermitesch k.*: Die zu einer Matrix $A \equiv (a_{ik})$ hermitesch k.e Matrix ist $A^\dagger = A^{*T} = A^{T*} = (a_{ki}^*)$, dabei ist $A^T \equiv (a_{ki})$ die zu A transportierte Matrix, deren Elemente durch Spiegelung an der Hauptdiagonalen sich aus denen von A ergeben, und (a_{ki}^*) bedeutet, daß für jedes Element in (a_{ki}) sein k. komplexer Wert tritt; statt hermitesch k. nennt man sie auch *hermitesch adjungiert*

oder *adjungiert*. Als *k.e Größen* bezeichnet man auch Paare physikalischer Größen, die in einer bestimmten, eindeutig festgelegten Beziehung zueinander stehen, z. B. die kanonisch konjugierten Variablen der Mechanik (→ kanonisch) oder in der Thermodynamik die Paare (x, X) aus den unabhängigen Variablen $x, y, \ldots$ der thermodynamischen Potentiale $L(x, y, \ldots)$ und den zugehörigen Ableitungen $X = \frac{\partial L}{\partial x}$, $Y = \frac{\partial L}{\partial y}, \ldots$, wobei $x, y, \ldots$ z. B. die Entropie und das Volumen, L z. B. die innere Energie und dann X die Temperatur und $(-Y)$ den Druck eines thermodynamischen Systems bedeuten.

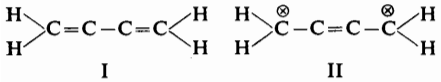
konjugierte Elemente, → Gruppentheorie.

konjugierte Punkte, Punktpaare, die bei geometrisch-optischer → Abbildung ineinander abgebildet werden, z. B. Objektpunkt und zugehöriger Bildpunkt.

konjugierte Verbindung, chemische Verbindung, die abwechselnd Mehrfach- und Einfachbindungen enthält.

K. V.en lassen sich auf Grund unterschiedlicher chemischer Reaktionsfähigkeit und typisch struktureller Unterschiede in zwei Gruppen einteilen: 1) in kettenförmige Verbindungen, in denen die an Konjugationen teilnehmenden Atome eine offene Kette bilden, z. B. Butadien, und ringförmige Verbindungen, bei denen sich jedoch die Konjugation nicht durch den ganzen Ring fortsetzt, z. B. beim Zyklohexadien; 2) in ringförmige Verbindungen, bei denen die an der Konjugation beteiligten Atome einen geschlossenen Ring bilden. Dazu gehören die aromatischen Verbindungen, deren Grundkörper das Benzol C_6H_6 ist.

Die Untersuchung des Reaktionsverhaltens läßt erkennen, daß die Strukturen der k.n V.en nicht durch eine einzige Valenzstrukturformel beschrieben werden können, sondern als Überlagerung mehrerer mesomerer Grenzstrukturen (→ Mesomerie) dargestellt werden müssen. So entspricht die tatsächliche Molekülstruktur des Butadiens keiner der beiden Grenzstrukturen



I II

sondern liegt zwischen beiden. Die Grenzstruktur II ist energiereicher als I und deshalb am Grundzustand weniger stark beteiligt. Dadurch ist die Mesomerieenergie beim Butadien und anderen offenkettigen k.n V.en wesentlich kleiner als die der aromatischen Verbindungen, bei denen die beteiligten Grenzstrukturen zu einer größeren energetischen Stabilisierung führen. Nach Mulliken tritt bei Alkylgruppen, die an kettenförmige oder aromatische Systeme substituiert sind, eine konjugationsartige Wechselwirkung der Elektronen der Alkylgruppen mit den π-Elektronen des Doppelbindungssystems auf. Diese Art der Konjugation wird *Hyperkonjugation* genannt.

Im Unterschied zu den k.n V.en treten noch *kumulierte Verbindungen* auf, bei denen Doppelbindungen unmittelbar aufeinanderfolgen, z B. Allen $H_2C=C=CH_2$, und *isolierte Verbindungen*, bei denen sich zwischen den Doppelbindungen mehr als eine Einfachbindung befindet, z. B. Pentadien-(1,4) $H_2C=CH-CH_2-CH=CH_2$.

konkav, → optische Flächen.

Konkavgitter, → Beugungsgitter.

Konkavspiegel, → Spiegel.

Konnoden, → Binodal-Kurven.

konoskopischer Strahlengang, → Interferenz 3).

konservative Kraft, → Kraft.

konservatives System, → physikalische Systeme.

Konsistenzkoeffizient, → Potenzgesetzflüssigkeit.

Konsistenzvariable, bei Viskosimetermessungen die Zusammenfassung von bestimmten Meßdaten und geometrischen Daten des jeweiligen Viskosimetertyps. Für das Rohrviskosimeter ist z. B. $P = \frac{\Delta p R}{2L}$; $V = \frac{4Q}{\pi R^3}$. Dabei bedeutet P Schubspannung an der Wand, Δp Druckdifferenz, R Rohrradius, L Rohrlänge. Beim Auftragen der K.n in einem Fließdiagramm oder rheologischen Diagramm ergeben die Meßwerte für ein und dieselbe Flüssigkeit nur eine Kurve, die Fließkurve.

Konstante, unveränderliche Größe, die durch einen festen Zahlenwert und im Falle einer physikalischen K.n durch die zugehörige physikalische Dimension festgelegt wird. Unter den physikalischen K.n spielen die → Naturkonstanten eine besondere Rolle. Wichtige mathematische K.n sind z. B. die Zahl $\pi = 3,14159\ldots$ und $e = 2,71828\ldots$

Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, genauer *Unabhängigkeit der Vakuumlichtgeschwindigkeit* von der Ausbreitungsrichtung und vom Bewegungszustand des Beobachters. Ein Phänomen, das die Revision der Newtonschen Mechanik und ihre Verfeinerung zur speziellen Relativitätstheorie fordert. Nachgemessen wird die K. d. L. im → Michelson-Versuch.

Die K. d. L. wird mathematisch dadurch ausgedrückt, daß die homogene Wellengleichung in jedem Inertialsystem die Form

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\psi = 0$$

hat. Zusammen mit der Existenz von Elementarladungen ergibt sich sogar die Forminvarianz des Wellenoperators selbst. Daraus folgt, daß die Transformationen der → Lorentz-Gruppe die → Inertialsysteme ineinander überführen.

Konstanzphänomene, → optische Wahrnehmung.

Konstellation, svw. Konformation.

Konstitution, eine Bestimmungsgröße der Stereochemie. Die K. gibt bei kettenförmigen Makromolekülen die Reihenfolge der in die Kette eingebauten Atome an. → Konformation, → Konfiguration.

konstitutionelle Unterkühlung, → Zellularwachstum.

Kontainer, in der Kerntechnik ein Gefäß zum Transport oder zur Lagerung radioaktiver Stoffe, das widerstandsfähig ist und die Strahlung wirksam abschirmt. K. für ausgebrannte Kernbrennstoffe müssen z. B. Kühleinrichtungen zur Abführung der in den Kernbrennstoffen selbst und in den Abschirmmaterialien erzeugten Wärme enthalten.

Kontakt, 1) Elektrotechnik: die Berührung spannungsführender Teile, damit zwischen ihnen eine elektrisch leitende Verbindung ent-

steht. Je nach Eigenschaft unterscheidet man guten und schlechten K. Auch die zur Berührung oder zur Verbindung der spannungsführenden Teile selbst dienenden Konstruktionselemente werden K.e genannt. Je nach Aufgabe und Ausführung unterscheidet man dabei verschiedene K.e, z. B. Steck-, Schalt-, Gleit-, Schleif-, Druck-, Roll-, Wälz-, Flüssigkeitskontakt, ferner Hauptkontakt und Hilfskontakt. Der Ruhekontakt öffnet bei Stromdurchgang durch das Betätigungsgerät, der Arbeitskontakt schließt. Als Kontaktmaterial werden Kupferlegierungen, Kupfer mit Edelmetallüberzug, Silber, Platin, Wolfram, für Schleifkontakte (Bürsten) Kohle, Graphit, Metallgraphit u. a. verwendet.

2) Thermodynamik: K. besteht, wenn zwischen zwei oder mehreren thermodynamischen Systemen ein Temperaturausgleich stattfindet, meist durch Wärmeleitung. Besteht genügend lange thermischer K., so stellen sich beide Systeme auf die gleiche Temperatur ein.

Kontaktbogen, svw. Abreißbogen.

Kontaktelektrizität, → Berührungsspannung.

Kontaktionisation, → Ionisation.

Kontaktlinse, → Augenoptik.

kontaktlose Fernmessung, *remote sensing*, die Übertragung von Zustandsinformationen eines Meßobjektes ohne direkte Ankopplung eines Meßfühlers. Das Meßobjekt sendet Informationen aus, die vom Übertragungsmedium nicht oder nur in bekannter Weise verändert und an einem Empfangsort registriert werden. Als Informationsträger werden meist elektromagnetische Wellen vom sichtbaren Licht über die Wärmestrahlung bis zu Radiowellen (Radar) verwandt. Beispiel für k. F.: *Meßobjekt*: Teil des Erdbodens; *Information*: Wärmestrahlung des Erdbodens; *Übertragungsmedium*: Luft; *Empfangsort*: Flugzeug, Satellit.

Kontaktpotential, Potentialdifferenz u_{12}, die auftritt, wenn zwei verschiedene Metalle M_1 und M_2 einander berühren (→ Berührungsspannung); zwischen Zink und Kupfer z. B. ist $u_{12} =$ 0,89 Volt. In jedem Metall sind für die Elektronen alle Energieniveaus bis zur Fermi-Grenze ζ besetzt und alle höheren Niveaus leer. Damit aber ein Elektron mit der Ladung e das Metall verlassen kann, ist die Austrittsarbeit W aufzuwenden. Nimmt man an, daß für die Metalle M_1 und M_2 gilt $W_2 > W_1$, so ist $\zeta_1 > \zeta_2$. Werden die Metalle einander bis auf die Größenordnung 10^{-8} cm des Atomdurchmessers genähert, so können durch den Tunneleffekt Elektronen von M_1 nach M_2 übertreten, aber keine von M_2 nach M_1, weil dort alle Niveaus $\zeta_2 < \zeta_1$ besetzt sind. Dieser Übergang hält an, bis beide Fermi-Grenzen einander gleich geworden sind. Er läuft auch ab, wenn M_1 und M_2 durch ein Vakuum getrennt sind, da es stets Elektronen gibt, deren Energie größer als W_2 ist. Für den Übergang eines Elektrons von M_1 nach M_2 gilt dabei $W_2 - W_1 = u_{12} \cdot e$, weil zu seiner Ablösung von M_1 die Energie $-W_1$ verbraucht, beim Eintritt in M_2 aber W_2 frei wird.

Kontaktpotentialelement, → Atombatterie.

Kontaktrauschen, → Rauschen II, 4.

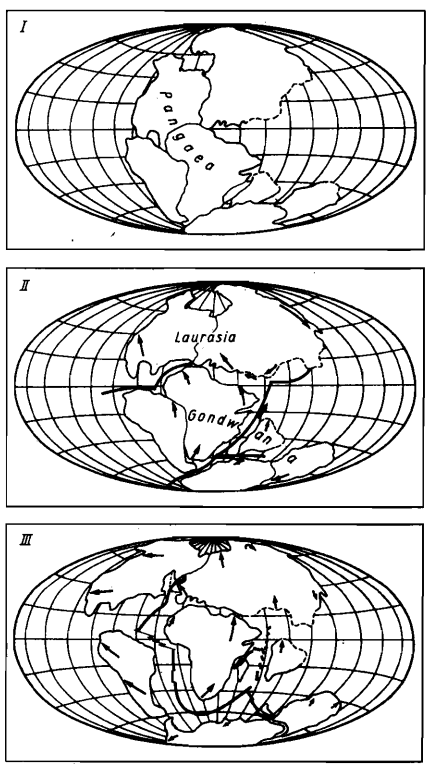
Kontaktschaltungen, → Netzplan.

Kontaktwinkel, → Benetzung.

Kontaktzündung, *Abreißzündung*, Verfahren, eine stromstarke Bogenentladung, die meist einen hohen Zündspannungsbedarf hat, bei Spannungswerten nur wenig über der Brennspannung zu zünden, indem man die Elektroden kurzzeitig in Kontakt bringt und dann langsam trennt. Die hohe Erhitzung bei der Berührung liefert die notwendigen freien Elektronen, und die damit eingeleitete Entladung bleibt bei langsam wachsender Entfernung der Elektroden erhalten.

Kontamination, → radioaktive Kontamination.

Kontinentalverschiebungstheorie, *Kontinentalwanderungstheorie*, die Theorie, daß die Kontinente sich relativ zueinander bewegen. Die K., deren bekanntester Vertreter Alfred Wegener ist, nimmt an, daß die Kontinente noch in der Karbonzeit (bis vor 300 Millionen Jahren) einen als Pangaea bezeichneten Block bildeten, der zunächst in die Teile Laurasia und Gondwanaland zerbrach, aus denen einerseits Nordamerika und Eurasien und andererseits Südamerika, Afrika, Antarktika, Australien und Indien hervorgingen. Die ermittelte Relativbewegung von wenigen cm je Jahr ist zunächst noch kaum meßbar. Erstes Argument für eine Kontinentalverschiebung ist die Übereinstimmung gegenüberliegender Kontinentalränder von Südamerika und Afrika und dieser Linien mit dem südatlantischen Rücken. Weitere Beweise liefern geologische, paläontologische sowie paläomagnetische Entsprechungen und die Verbrei-

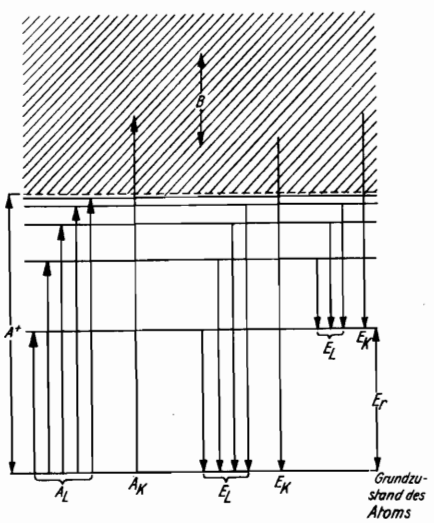


Kontinentalverschiebung: *I* Der rekonstruierte Kontinent Pangaea vor etwa 225 Millionen Jahren. *II* Die Teile Laurasia und Gondwana vor etwa 180 Millonen Jahren. *III* Zustand vor etwa 65 Millionen Jahren, Ende der Kreidezeit, ——— Driftlinien, → Bewegungspfeile

tung der spätkarbonischen Vereisung südlicher Kontinentteile und der Korallenriffe. Als unmittelbare Ursache für das Zerreißen und Auseinanderdriften der Kontinente werden großräumige → Konvektionen im Erdmantel (→ Erde) angesehen. Die Anzahl der Konvektionszellen kann sich beim Wachstum des Erdmantels infolge eventueller → Expansion der Erde und Verkleinerung des Erdkerns mehrmals um 2 erhöht haben, was wesentliche Änderungen der Strömungen und auf die Erdkruste wirkenden Kräfte bewirkte. In den mittelozeanischen Rücken quillt Materie des Erdmantels auf, füllt die Lücke und erstarrt unter magnetischer Ausrichtung parallel zum jeweiligen Magnetfeld der Erde. Die ozeanische Erdkruste schiebt z. B. Afrika und Südamerika vor sich her oder wird am Rande des Pazifiks unter die Kontinente geschoben, wie die Erdbeben um den Pazifik nahelegen. Heutige Zeugen für die Flucht der Ozeanplatten von der Mittellinie der mittelozeanischen Rücken sind die dortigen Erdbeben und deren Herdmechanismus. Aus getrennten nordamerikanischen und europäischen Indizien genannter Art ist jeweils eine Wanderung des geographischen Pols ermittelt worden. Dies kann als Wanderung der Kontinente relativ zum Pol gedeutet werden. Die beiden Polwanderungskurven divergieren in Übereinstimmung mit der K.

Die K. wird dadurch unterstützt, daß in den Gebieten aufquellender Erdmantelsubstanz eine Erhöhung entsteht, von der die Erdkruste wie auf einer schiefen Ebene abgleitet.

kontinuierliche Atomspektren, Spektren, bei denen sich das emittierende oder absorbierende System im Anfangs- oder im Endzustand oder in beiden Zuständen in einem freien (nicht gebundenen) Zustand befindet, dessen Energie auch nach der Quantenmechanik kontinuierlich variieren kann, im Gegensatz zu den diskreten Energien gebundener Zustände bei den Linien- und Bandenspektren (→ Atomspektren). *Freie Zustände* sind z. B. der ionisierte Zustand eines Atoms oder der dissoziierte Zustand eines Moleküls. Schmale kontinuierliche Bänder entstehen, wenn diskrete Zustände durch Störungen verbreitert werden. Scheinbare kontinuierliche Spektren können sich infolge ungenügender Auflösung des Spektralapparates ergeben, in Wirklichkeit bestehen sie aus sehr dicht beieinander liegenden Linien. Am häufigsten sind folgende drei Typen von Elektronenübergängen, die zu k.n A. führen (Abb.):



Darstellung der möglichen Elektronenübergänge eines Atoms im Termschema. A_L Absorptionslinien, A_K Grenzkontinuum in Absorption, E_L Emissionslinien, E_K Grenzkontinuum in Emission, A^+ Seriengrenze, B Frei-frei-Kontinuum, E_r Resonanzlinie

1) Wird dem Atom eine Energie zugeführt, die größer als die Ionisationsenergie ist, so gelangt das Leuchtelektron in den schraffiert gezeichneten kontinuierlichen Energiebereich. Bei der *Photoionisierung* (in der Abb. der Pfeil A_K) erfolgt die Ionisation des Leuchtelektrons durch Absorption von Strahlungsenergie. In der Energiebilanz der Photoionisierung $h\nu_K \rightarrow A_1 + (m/2)\,v^2$ bedeuten $h\nu_K$ die Strahlungsenergie, A_1 die Ionisationsarbeit des Atoms und $(m/2)\,v^2$ die variable kinetische Energie des freien Elektrons. Zum Minimalwert Null der kinetischen Energie gehört die langwellige Kante des Absorptionskontinuums.

2) Bei der *Strahlungsrekombination* vereinigen sich ein positives Ion und ein freies Elektron mit beliebiger kinetischer Energie zu einem neutralen Atom unter Emission kontinuierlicher Strahlung (in der Abb. die Pfeile E_K). Es handelt sich jeweils um Übergänge von einem freien in einen diskreten Energiezustand. Während die Photoionisierung meist vom Grundzustand ausgeht, kann der Endzustand der Strahlungsrekombination auch ein angeregter Zustand des Atoms sein. Bei Emission der frei werdenden Energie in Form eines Lichtquants (Umkehrprozeß zur Photoionisation) gilt die Energiebilanz $A^+ + (m/2)\,v^2 \rightarrow h\nu_K$ bei Übergang in den Grundzustand und $A^+ - \Delta E + (m/2)\,v^2 \rightarrow h\nu_K$ bei Übergang in einen angeregten Atomzustand mit der Anregungsenergie ΔE.

Ein Rekombinationskontinuum, das einen wesentlichen Beitrag zum Sonnenkontinuum liefert, ist das *H^--Kontinuum*, das bei der Rekombination von freien Elektronen mit Wasserstoffatomen zu negativen Wasserstoffionen H^- entsteht. Es liegt im langwelligen Teil des sichtbaren Spektralbereichs und wurde experimentell in Emission beobachtet. Auch als Absorptionskontinuum spielt es in den Sternspektren eine Rolle.

3) Bei Energieänderung B (in der Abb. Doppelpfeil B), die bei der Abbremsung oder Beschleunigung eines schnellen Elektrons im Feld eines Ions entsteht, ohne daß es dabei eingefangen wird, wird die entsprechende Energiedifferenz als kontinuierliches Spektrum ausgestrahlt und als *Frei-frei-Kontinuum* bezeichnet. Die kurzwellige Grenze dieses Frei-frei-Kontinuums errechnet sich aus dem *Duane-Huntschen-Gesetz* $h\nu_K = (m/2)\,v^2$. Das entspricht einer Abbremsung des Elektrons auf die Geschwindigkeit Null.

Werden die Kontinua durch Übergänge eines Leuchtelektrons hervorgerufen, so liegen sie im ultravioletten, sichtbaren oder infraroten Spektralbereich. Die Absorptionskontinua, die durch Photoionisation eines der inneren Elektronen eines schweren Atoms hervorgerufen werden,

und die Emissionskontinua, die bei der Abbremsung schneller Elektronen an einem Target entstehen (→ Röntgenspektrum), liegen im Röntgengebiet. Frei-frei-Kontinua können sich vom Röntgengebiet über das sichtbare bis ins Radio-Frequenzgebiet erstrecken.

Außer den drei genannten Vorgängen führen noch andere zu k.n A. Bei Mehrelektronenatomen können infolge Doppelanregung stationäre Energiezustände oberhalb der normalen Ionisierungsgrenze existieren. Von diesen doppelt angeregten Zuständen aus kann im Prozeß der *Autoionisation* ein Elektron strahlungslos in den kontinuierlichen Energiebereich und das andere in den Grundzustand übergehen. Beim *Comptonschen Streukontinuum* werden monochromatische Lichtquanten hoher Energie an den Elektronen der Atomhülle gestreut (→ Compton-Effekt). Aus der ursprünglich scharfen Linie wird ein kontinuierlicher Bereich, da ein Teil der Lichtquantenenergie vom gestoßenen Elektron als kinetische Energie übernommen wird.

Lit. Finkelnburg: Kontinuierliche Spektren, Hdb. d. Physik, Bd XXVIII (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957); Unsöld: Physik der Sternatmosphären (Berlin, Heidelberg, New York 1968).

kontinuierliche Gruppe, Gruppe, deren Elemente durch Parameter, die in gewissen Gebieten stetig variieren, in eindeutiger Weise gekennzeichnet werden können, in einer *n-parametrigen* k.n G. durch mindestens *n* Parameter. Die Bereiche, in denen die Parameter variieren, brauchen nicht zusammenhängend zu sein. Im Unterschied zu einer k.n G. enthält eine diskrete Gruppe Elemente, die eine abzählbare Menge bilden. → Liesche Gruppe.

kontinuierliche Molekülspektren, Spektren, die bei Strahlungsübergängen von oder nach freien Molekülzuständen entstehen. Während bei → kontinuierlichen Atomspektren die freien Zustände stets ionisiert vorliegen, sind es hier auch dissoziierte Zustände, weil ein Molekül normalerweise vor Erreichen der Ionisierungsgrenze zerfällt. Besonders bei mehratomigen, aber auch bei zweiatomigen Molekülen gibt es die Erscheinung der Prädissoziation, die der Präionisation der Atome entspricht und sich in einem Diffuswerden der normalerweise scharfen Banden äußert.

Lit. Finkelnburg: Kontinuierliche Spektren, Handb. der Physik, Bd XXVIII (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

kontinuierliches Spektrum von Eigenwerten, → Eigenwertproblem.

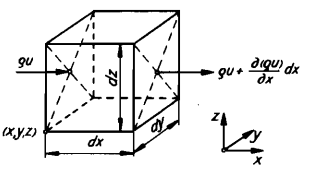
Kontinuitätsbedingung, → Kontinuitätsgleichung.

Kontinuitätsgleichung, differentielle Formulierung eines Erhaltungssatzes in der Form: Die zeitliche Abnahme der betrachteten Größe in einem kleinen Volumenelement ist gleich dem Strom dieser Größe durch die Oberfläche des Volumenelements. Die mathematische Formulierung lautet $\dot{\varrho} + \operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0$, wobei ϱ die Dichte der betrachteten Größe, $\dot{\varrho}$ ihre Zeitableitung, $\boldsymbol{j}$ der Vektor der Stromdichte und $\operatorname{div} \boldsymbol{j}$ seine Divergenz bzw. Quelldichte ist. Falls sich eine einheitliche Strömungsgeschwindigkeit $\vec{c}$ definieren läßt, was z. B. bei der Bewegung verschiedener, insbesondere verschieden geladener Ladungsträger in einem Elektrolyten oder einem Plasma sicher nicht der Fall ist, so gilt $\boldsymbol{j} = \varrho \vec{c}$. Die beiden wichtigsten Spezialfälle der K. sind die K. der Strömungslehre mit ϱ als der Massendichte und die K. in der Elektrodynamik mit ϱ als der Ladungsdichte, jedoch treten auch andere physikalische Größen auf, z. B. Feldenergie, Feldimpuls.

Im folgenden wird die K. genauer für Strömungsvorgänge untersucht, alle Aussagen gelten jedoch sinngemäß auch für andere Anwendungen. Besonders einfach kann die K. für die eindimensionale Strömung aufgestellt werden. Wenn $\vec{c}$ die mittlere Geschwindigkeit über dem Querschnitt A des Stromfadens (→ Strömungsfeld) bedeutet und ϱ die dort vorliegende Dichte des Mediums, so ist $c \cdot A$ das in der Zeiteinheit durch den Querschnitt fließende Volumen $\dot{V}$ und $\varrho \cdot c \cdot A$ die je Zeiteinheit hindurchfließende Masse $\dot{m}$. Da durch die Wandung des Stromfadens nichts hindurchfließt, muß durch jeden seiner Querschnitte die gleiche Masse je Zeiteinheit strömen: $\varrho \cdot c \cdot A = \dot{m} = \text{konst.}$

Für inkompressible Medien vereinfacht sich die K. wegen der konstanten Dichte zu $c \cdot A = \dot{V} = \text{konst.}$; die Geschwindigkeit ist dem Querschnitt des Stromfadens umgekehrt proportional.

Bei dreidimensionaler Strömung betrachtet man zur Ableitung der K. ein Parallelepiped mit den Kantenlängen dx, dy, dz und bildet in den drei Koordinatenrichtungen x, y, z die Differenzen zwischen ein- und ausströmenden Massen je Zeiteinheit (Abb.). Die Summe der Überschuß-



Ableitung der Kontinuitätsgleichung

beträge ist gleich der zeitlichen Abnahme der Masse des Volumenelements $-\dfrac{\partial \varrho}{\partial t}\, dx \cdot dy \cdot dz$.

In der x-Richtung wird links durch die Komponente der Stromdichte $\varrho \cdot u$ je Zeiteinheit die Masse $\varrho \cdot u \cdot dy \cdot dz$ in das Parallelepiped hineingetragen und rechts dagegen die Masse

$$\left(\varrho \cdot u + \frac{\partial(\varrho \cdot u)}{\partial x}\, dx\right) dy \cdot dz$$

hinausgetragen. Der Massenfluß in x-Richtung ändert sich damit um den Betrag

$$\frac{\partial(\varrho \cdot u)}{\partial x} \cdot dx \cdot dy \cdot dz.$$

In den beiden anderen Richtungen ergeben sich analoge Ausdrücke, so daß die Massenbilanz nach Kürzung durch das Volumenelement $dx \cdot dy \cdot dz$ die K. für instationäre kompressible Strömung liefert:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial(\varrho \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\varrho \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\varrho \cdot w)}{\partial z} = 0$$

oder in Vektorform $(\partial \varrho / \partial t) + \operatorname{div} \vec{c} = 0$. Dabei sind u, v, w die Komponenten des Geschwindig-

keitsvektors $\vec{c}$, t ist die Zeit. In stationären Strömungen entfällt das Glied $\partial\varrho/\partial t$.

Für inkompressible Strömungen vereinfacht sich die K. wegen ϱ = konst. zu

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0$$

bzw. div $\vec{c}=0$, das Strömungsfeld ist dann quellfrei. Die K. bringt zum Ausdruck, daß keine Flüssigkeit aus Quellen austritt bzw. in Senken verschwindet.

Kontinuum, das lückenlos Zusammenhängende, in der Physik eine den Raum stetig erfüllende Materieverteilung oder Strahlung, die von der atomaren Struktur der Materie abstrahiert (Kontinuumphysik, → Feld); in der Mathematik hat jede Menge, die der der rellen Zahlen äquivalent ist, die Mächtigkeit des K.s. In einer Punktmenge dieser Mächtigkeit ist jeder Punkt Häufungspunkt. Es liegen in jeder beliebig kleinen Entfernung von ihm weitere Punkte der Menge.

Kontinuumsmechanik, Mechanik deformierbarer Medien ohne Berücksichtigung ihrer Mikrostruktur. Strömungslehre und Elastizitätslehre bezeichnen zwei relativ weit entwickelte Grenzgebiete. Von ihnen ausgehend werden über die mit sehr großer Zähigkeit strömenden Flüssigkeiten und von der Plastizitätstheorie andererseits die vielfältigen Zwischenformen des Verhaltens deformierbarer Körper erforscht. Eine allgemeine Theorie steht noch aus, unter anderem deshalb, weil die theoretische Erfassung der Materialeigenschaften schwierig ist. Eine Sonderform der K. ist die Kontinuumstheorie der Versetzungen, in der Gitterfehler makroskopisch erfaßt werden und von der wesentliche Impulse zur Entwicklung einer allgemeinen, nicht auf Grenzfälle beschränkten K. ausgegangen sind.

Kontinuumstheorie der Versetzungen, die Theorie des Zusammenwirkens sehr vieler Versetzungen im elastischen Kontinuum. Die K. d. V. stellt das Bindeglied zwischen der makroskopischen Plastizitätstheorie und der Theorie der Versetzungen im Kristallgitter dar. In der K. d. V. wird die diskrete Anordnung der Versetzungen im Kristall durch eine sich kontinuierlich ändernde Versetzungsdichte ersetzt. Diese wird durch einen Tensor 2. Stufe dargestellt, so daß mit Hilfe des räumlichen Tensorfeldes beliebige elastische Distorsionen (Eigenspannungen) des Mediums (→Somigliana-Versetzungen) beschrieben werden können. Die Bewegung der Versetzungen wird durch einen Tensor der Versetzungswanderung erfaßt, dessen Änderungen durch Steckenbleiben von Versetzungen zu den plastischen Distorsionen führen.

Zu einer vorgegebenen räumlichen Versetzungsdichte können die Eigenspannungen berechnet werden. Man befriedigt die elastischen Gleichgewichtsbedingungen in Analogie zur Methode der Spannungsfunktion in der klassischen Elastizitätstheorie durch einen Spannungsfunktionstensor, aus dem dann die Spannungen gewonnen werden können. Als Spezialfall lassen sich aus der K. d. V. die elastischen Eigenschaften der singulären Versetzung ableiten.

In der modernen K. d. V. wird das Kontinuum mit Eigenspannungen im euklidischen Raum durch ein spannungsfreies Kontinuum in einem nicht-euklidischen Raum dargestellt. Die Metrik dieses Raumes wird durch die Eigenspannungsverteilung bestimmt. Das elastizitätstheoretische Problem wird so auf ein geometrisches Problem zurückgeführt, das mit den hochentwickelten Methoden der Differentialgeometrie bearbeitet werden kann. Die K. d. V. erlaubt neben der Beschreibung der Statik der Versetzungen auch eine Behandlung der Versetzungsdynamik, die Analogien zur Relativitätstheorie zeigt.

Lit. August: Theorie statischer Versetzungen (Leipzig 1966); Kröner: K. d. V. und Eigenspannungen (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

Kontraktion, → Ausbreitungsfunktion, → Wicksches Theorem.

Kontrastblende, → elektronenmikroskopischer Bildkontrast.

Kontrastwiedergabe, → photographische Schwärzung.

kontravariant, → Vektortransformation.

Kontrollbereich, Bereich in einer Einrichtung, die Quellen → ionisierender Strahlung anwendet, in dem die Beschäftigten mehr als $^1/_{10}$ der für beruflich strahlungsexponierte Personen maximal zulässigen Dosen erhalten können (→ Strahlenschutzgrenzwerte). Im K. sind regelmäßig Messungen zur Kontrolle des → Strahlenschutzes erforderlich.

Konvektion, 1) die Mitführung vor allem von Wärme (*Wärmekonvektion, Wärmemitführung*) durch sich bewegende kleinste Flüssigkeits- und Gasteilchen. Man unterscheidet zwischen erzwungener, natürlicher und freier K.

Erzwungene K. liegt vor, wenn die Bewegung der Flüssigkeits- und Gasteilchen unabhängig vom Wärmeübergang durch äußeren Antrieb erfolgt, im Rohr z. B. durch ein von Pumpe oder Verdichter erzeugtes Druckgefälle. Die erzwungene K. hat große Bedeutung für die → Wärmeübertragung in Strömungen. Sie ist an die Bewegung materieller Teilchen gebunden, die ihren Wärmeinhalt mit sich fortführen. Die K. ist stets von Wärmeleitung von Teilchen zu Teilchen begleitet. Fast alle Gase und die meisten Flüssigkeiten leiten die Wärme jedoch so schlecht, daß man bei der Berechnung der Wärmeübertragung die durch Leitung übertragene Wärme meist gegen die durch K. übertragene Wärme vernachlässigen kann. In laminarer Strömung erfolgt durch K. nur ein Wärmetransport $q_1 = c_p \cdot \varrho \cdot u \cdot T$ in Strömungsrichtung; dabei bedeuten q den Wärmestrom, d. i. die Wärmemenge je Flächen- und Zeiteinheit, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, u die Geschwindigkeit, T die absolute Temperatur. In turbulenten Strömungen kommt infolge des → Austausches noch ein Wärmetransport in Richtung des größten Temperaturgefälles hinzu. Dieses entsteht, weil bei der turbulenten Mischbewegung die aus dem Gebiet höherer Temperatur kommenden Flüssigkeitsballen mehr Wärme transportieren als die aus dem kalten Gebiet kommenden. Durch turbulenten Austausch wird je Flächen- und Zeiteinheit die

Wärmemenge $q_t = -c_p A_q \frac{\partial \bar{T}}{\partial n}$ übertragen. Es bedeuten A_q die Wärmeaustauschgröße, $\bar{T}$ den zeitlichen Mittelwert der Temperatur, n die Normale zur Fläche $\bar{T}$ = konst. A_q steht dabei in einer bestimmten Beziehung zur Austauschgröße A_r des Impulses (→ Impulstheorie des Wärmeübergangs). Diese auch als *scheinbare Wärmeleitung* bezeichnete Größe $c_p \cdot A_q$ ist wesentlich größer als die molekulare Wärmeleitung λ. Mit Annäherung an eine feste Wand geht die K. nach Null. In der → laminaren Unterschicht erfolgt die Wärmeübertragung nur durch Leitung. Für inkompressible Medien wird unter Vernachlässigung der Reibungswärme, die erst bei höheren Machzahlen Bedeutung erlangt, und unter Voraussetzung konstanter Stoffwerte das Temperaturfeld bei konvektiver Strömung durch die Differentialgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + w\frac{\partial T}{\partial z} = a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)$$

beschrieben. Es bedeuten t die Zeit, u, v, w die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der kartesischen Koordinaten x, y, z; $a = \lambda/(c_p \cdot \varrho)$ ist die Temperaturleitfähigkeit. Diese Gleichung ist ähnlich gebaut wie die → Navier-Stokes-Gleichung. Zur Berechnung des zeitlichen Mittelwertes der Temperatur in turbulenter Strömung wird auf der rechten Seite der obigen Gleichung die Austauschgröße A_q eingeführt; z. B. wird für $a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ der Ausdruck

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\frac{A_q}{\varrho} + a\right)\frac{\partial T}{\partial x}\right]$$

geschrieben. Entsprechendes gilt für die Ableitungen nach y und z. Nach der → Ähnlichkeitstheorie sind für die erzwungene K. drei Kennzahlen maßgebend: Nu = f(Re, Pr); dabei bedeuten Nu die → Nusseltzahl, Re die → Reynoldszahl, Pr die → Prandtlzahl und f die universelle Funktion.

Bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten ist noch die freie K. (s. u.) zu berücksichtigen, so daß für die Wärmeübertragung noch die → Grashofzahl $\mathrm{Gr} = g \cdot \beta \cdot \vartheta \cdot l^3/\nu^2$ maßgebend ist. Es bezeichnen g die Erdbeschleunigung, β die thermische Ausdehnungszahl, ϑ die Temperaturerhöhung der erwärmten Flüssigkeitsteilchen gegenüber den kalt gebliebenen, l eine charakteristische Länge und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Damit gilt dann Nu = f(Re, Gr, Pr). Eine entgegen der Schwerkraft gerichtete Strömung wird bei Wärmeaufnahme durch die freie K. in Wandnähe unterstützt, bei Wärmeabgabe behindert.

Von *natürlicher K.* spricht man, wenn die Ursache der Bewegung Dichteunterschiede sind, die aus Temperaturunterschieden resultieren. Ist die entstandene Strömung nicht durch Wände begrenzt, wird sie auch als *freie K.* bezeichnet. Ein Gas- bzw. Flüssigkeitsteilchen, das wärmer ist als seine Umgebung, dehnt sich aus und erfährt durch die sie umgebenden Teilchen höherer Dichte einen Auftrieb. Die Auftriebskraft je Volumeneinheit ist $F_A = \beta \cdot \varrho \cdot g \cdot \vartheta$ und muß zur Berechnung der freien Strömung in die Navier-Stokes-Gleichung in z-Richtung als Massenkraft eingeführt werden. Die Differentialgleichung des Temperaturfeldes entspricht der für erzwungene K. geltenden Differentialgleichung. Da F_A temperaturabhängig ist, sind die Gleichungen für das Strömungs- und Temperaturfeld miteinander verknüpft und können nicht getrennt gelöst werden. An den Wänden erwärmter oder gekühlter Körper bildet sich ähnlich wie bei der erzwungenen Strömung eine → Grenzschicht des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes aus, was zu rechnerischen Vereinfachungen führt. Da fast das gesamte Temperaturgefälle in einer dünnen laminaren Schicht auftritt, in der der Wärmeübergang unabhängig von der Reynoldszahl ist, gilt für die natürliche K. Nu = f(Gr, Pr). Bei Ausbildung einer schleichenden Strömung ist die Nusseltzahl eine Funktion des Produktes Gr · Pr, somit Nu = f(Gr · Pr). Für den Fall, daß die Zähigkeitskräfte gegenüber den Trägheitskräften vernachlässigt werden können, gilt Nu = $f(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}^2)$. Wenn die Grenzschicht bei der freien K. turbulent ist, verwendet man den Ansatz Nu = $k(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}^m)^n$, wobei die Größen k, m, n empirisch ermittelt werden müssen. An einer senkrechten Wand gilt z. B. im Bereich Pr = 2,4 bis 118 die Beziehung $\mathrm{Nu} = 0{,}0674 \cdot (\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr}^{1{,}29})^{1/3}$.

Die Temperaturfelder bei freier K. können mit Hilfe des Schlierenverfahrens und der Interferenzmethode für Strömungsuntersuchungen sichtbar gemacht werden.

K. in der Meteorologie. Sowohl die freie als auch die erzwungene K. in der Atmosphäre sind von großer Wichtigkeit für meteorologische Vorgänge. Durch die infolge von Strahlung aufgeheizte Erdoberfläche kommt es zur Erwärmung der erdnahen Luftschichten und dabei zu horizontalen Unterschieden der → virtuellen Temperatur und damit auch der → Luftdichte. Solche Unterschiede können andererseits auch durch Abkühlung z. B. infolge Ausstrahlung (→ Strahlungsprozesse in der Atmosphäre) an der Obergrenze von Wolkendecken verursacht werden (→ Thermik).

Die Wärmeausdehnung der erwärmten Luftteilchen führt zur Abnahme ihrer Dichte, so daß sich durch den entstehenden Auftrieb eine vertikale turbulente Aufwärtsströmung der Luft mit einem Durchmesser bis zu einigen Kilometern ausbilden kann. Da die Dichte der Luft in diesem Fall nach oben zunimmt, spricht man von einer *instabilen Schichtung*. Die für den Vorgang maßgebende Ähnlichkeitskennzahl, die → Richardsonzahl Ri, ist negativ. Die aufsteigende Luft erfährt eine adiabatische Abkühlung. Nach Erreichen des Taupunktes kommt es zur Kondensation des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes und zur Wolkenbildung. Die dabei frei werdende Verdampfungswärme geht an die aufsteigende Luft über, wodurch deren Abkühlung verlangsamt wird. Die Zustandsänderung bezeichnet man als *feuchtadiabate Zustandsänderung*. Bei ausreichender Feuchte wird das Aufwindgebiet durch Kumuluswolkenbildung sichtbar. Die Hangwinde sind ebenfalls eine Folge der K.: Am Tage herrscht wegen der instabilen Luftschichtung Aufwind, in der Nacht jedoch infolge der stabilen Schichtung mit

$Ri > 0$ Abwind. Für den turbulenten Wärmestrom, der den adiabaten Schichtungszustand herstellt, ist von G. I. Taylor die Beziehung $q = -c_p \cdot A_q(\Gamma + (dT/dz))$ aufgestellt worden, wobei Γ die Zirkulation der Luftmassen bedeutet. Diese Gleichung gestattet es, Aussagen über die Temperaturverteilung in bodennahen Schichten zu machen. Bei stabiler Luftschichtung mit $Ri > 0$ erfolgt der Austausch durch erzwungene K. in der Grenzschicht des Windes. Die Richardsonzahl nimmt vom Wert Null am Erdboden linear mit der Höhe zu. Erst für $Ri < -0{,}025$ erfolgt der Wärmeaustausch fast ausschließlich durch freie K., unabhängig vom Geschwindigkeitsprofil des Windes, das in Bodennähe von logarithmischer Form ist.

Technische Bedeutung hat die K. für den Wärmetransport durch Wärmeübertragungsmittel (→ Wärmeübertragung).

2) *magnetosphärische K.*, großräumige Bewegung des magnetosphärischen Plasmas. Das niederenergetische magnetosphärische Plasma mit Energien kleiner als 40 keV führt nur die $\vec{E} \times \vec{B}$-Drift aus (→ Drift). Das Plasma ist in diesem Fall fest an das Magnetfeld gebunden, und außerhalb des Korotationsgebietes (→ Korotation) ist das Magnetfeld in diesem Plasma eingefroren (→ eingefrorenes Magnetfeld). Bewegungen dieses Plasmas sind nur möglich, wenn auch die magnetischen Feldlinien bewegt werden können, wenn also ihre ionosphärischen Fußpunkte nicht fest sind. Da die Ionosphäre eine endliche Leitfähigkeit besitzt, kann das Magnetfeld in ihr diffundieren (→ Diffusion magnetischer Felder). Die ionosphärischen Fußpunkte sind relativ frei beweglich und damit letztlich auch das magnetosphärische Plasma. Als innere Grenze der K. zur Korotation wird die Plasmapause vermutet, deren Form sich aus der Umströmung des korotierenden Plasmas durch das Konvektionsplasma der Magnetosphäre ergibt.

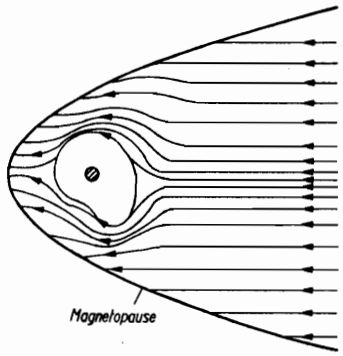
Da sich im niederenergetischen Plasma Whistler ausbilden können, werden Whistlermessungen zur Untersuchung der magnetosphärischen K. verwendet.

Die stationäre Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Magnetosphäre führt an der Magnetopause zu stationären elektrischen Feldern, die zu einer stationären magnetosphärischen K. führen. Das zugehörige magnetosphärische elektrische Feld wird längs der Feldlinien in die gut leitende Ionosphäre abgebildet und führt dort zu Stromsystemen (→ *DS*).

Unter gestörten Bedingungen, wenn sich also die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Magnetosphäre ändert (→ Reconnectionmodell), entstehen zusätzliche elektrische Felder, die zu einer zusätzlichen Konvektionsbewegung des Plasmas führen. In der Ionosphäre werden in diesem Fall ebenfalls zusätzliche Ströme (→ *DS*) beobachtet.

3) Geophysik: *K. im Erdinnern*, geometrisch geordneter stationärer Umlauf der zu langsamem Fließen fähigen Substanz im Erdmantel und Erdkern, → Erde, → Kontinentalverschiebungstheorie.

Konvektionsstrom, *elektrischer K.*, ein elektrischer → Strom, bei dem sich die elektrischen Ladungen mit ihrem makroskopischen Träger



Magnetosphärische Konvektion im Rahmen der Reconnectiontheorie

unter dem Einfluß einer nichtelektrischen, meist mechanischen Kraft bewegen. Einen K. bilden z. B. geladene Teilchen in Gasen und Flüssigkeiten, die sich mit diesen bewegen, und bewegte geladene Leiter und geladene Dielektrika. Die Stromdichte $\vec{j}$ einer mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegten Ladung der Raumladungsdichte ϱ beträgt $\vec{j} = \varrho\vec{v}$.

Der K. ist dem Leitungsstrom äquivalent. Er erzeugt wie dieser ein magnetisches Feld (→ Röntgen-Eichenwald-Versuch, → Rowland-Versuch). Im Gegensatz zum Leitungsstrom transportiert der K. jedoch eine wesentlich größere Masse. Er bildet keine Stromwärme, da Ladung und Medium sich gemeinsam bewegen.

konvergentes Licht, → Strahlenbündel.

Konvergenz, 1) → Strahlenbündel, **2)** → Folge, → Reihe.

Konvergenzaufnahme, Röntgenbeugungsaufnahme, die mit einem konvergenten Strahlenbündel hergestellt wird. Das Verfahren ist dem der Schwenkaufnahmen (→ Drehkristallaufnahme) sehr verwandt. Anstatt den Kristall um eine Achse zu schwenken, läßt man einen in einer Ebene fächerförmig konvergierenden Röntgenstrahl auf den stillstehenden Kristall fallen und registriert die Reflexe auf einem zylindrischen Film, dessen Zylinderachse durch den Kristall geht, oder auf einem Planfilm. K.n dienen insbesondere zum Justieren von Kristallen.

Konvergenz im Mittel, → Integralgleichung.

Konvergenzradius, → Potenzreihe.

Konvergenzverhältnis, svw. Winkelverhältnis.

Konversion, 1) → innere Konversion; **2)** → äußere Konversion.

Konversionselektronen, → innere Konversion.

Konversionsfaktor, das Verhältnis von gebildetem zu verbrauchtem Spaltstoff. Seine Definition ist nicht an die Bedingung gebunden, daß verbrauchter und erzeugter Spaltstoff gleiche Isotopenzusammensetzung aufweisen müssen. Der K. erlaubt aber auch keine direkte Aussage über die Reaktivitätsveränderung. Für den Reaktorkern oder die Brutzone ist der K. gewöhnlich definiert durch das in ihnen gültige Verhältnis:

$$K = \frac{\text{Einfangrate der Brutisotope}}{\text{Absorptionsrate der Spaltisotope}}$$

Der *Gesamtkonversionsfaktor* ergibt sich als Summe der K.n für Reaktorkern und Brutzone.

Konversionskoeffizient

Allgemein kann man die Einfang- und Absorptionsraten berechnen durch:

$$\text{Einfangrate} = \sum_i \int^E \int^V \Sigma_c^i(\vec{r}, E)\, \Phi(\vec{r}, E)\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}V.$$

Dabei ist $\Sigma_c^i(\vec{r}, E)$ der makroskopische Einfangquerschnitt der vorhandenen Brutisotope. Über die Anzahl der vorhandenen Isotope i wird summiert. Als Brutisotope i können U-238, Pu-240 oder Th-232 vorhanden sein. $\Phi(\vec{r}, E)$ bezeichnet den orts- und energieabhängigen Neutronenfluß. Die Volumintegration wird der gewünschten Einfangrate entsprechend über Reaktorkern oder Brutzone ausgeführt.

$$\sum_i \int^E \int^{V_C+V_B} \Sigma_a^i(\vec{r}, E)\, \Phi(\vec{r}, E)\, \mathrm{d}E\, \mathrm{d}V$$

ist die Absorptionsrate.

Hierin bedeutet $\Sigma_a^i(\vec{r}, E)$ den Absorptionsquerschnitt vorhandener Spaltisotope i, z. B. von U-235, Pu-239, Pu-241, U-233. Es wird über Reaktorkern und Brutzone integriert.

Konversionskoeffizient, → innere Konversion.

Konverter, 1) svw. Flußumwandler. **2)** → Reaktor 6).

konvex, → optische Flächen.

Konvexspiegel, → Spiegel.

Konzentration, der Mengenanteil einer Komponente in einem festen Stoff, der Gehalt einer Lösung an gelöstem Stoff oder der Anteil eines Gases an einem Gasgemisch. Aus historischen und sachlichen Gründen werden verschiedene *Konzentrationsmaße* nebeneinander verwendet. Am häufigsten finden sich folgende:

A) für feste Stoffe: 1) *Masseprozent* (Masse%) gibt die Anzahl Gramm des Stoffes a_1 in 100 g der Gesamtmasse a_{ges} an: $\text{Masse}\% = \frac{a_1}{a_{ges}} \cdot 100$.

(An Stelle von Masseprozent findet man häufig noch die unrichtige Bezeichnung Gewichtsprozent, abg. Gew.%).

2) *Molprozent* (Mol%) gibt die Anzahl der Mole des Stoffes m_1 in 100 Molen einer Mischung m_{Misch} an: $\text{Mol}\% = \frac{m_1}{m_{\text{Misch}}} \cdot 100$. Dieses Konzentrationsmaß verwendet man vor allem bei Angaben isomorpher Mischungen, Schmelzen u. a.

B) für Lösungen: 1) *Masseprozent*:

a) *Masse%* gibt die Anzahl Gramm des gelösten Stoffes a_1 in 100 g der betrachteten Lösung a_L an: $\text{Masse}\% = \frac{a_1}{a_L} \cdot 100$, z. B. enthält eine 10%ige Natronlauge in 100 g Lösung 10 g Natriumhydroxid;

b) g/(100 g Lm) (Lösungsmittel) gibt die Anzahl Gramm des gelösten Stoffes a_1 in 100 g des Lösungsmittels a_{Lm} an: $\frac{a_1}{a_{Lm}} \cdot 100$, z. B., wenn 10 g Natriumhydroxid in 100 g Wasser gelöst sind;

c) g-atom/(100 g Lösung), mol/(100 g Lösung) und Val/(100 g Lösung) geben die Anzahl Grammatom, Grammol und Grammäquivalent je 100 g Lösung an;

d) g-atom/(100 g Lm), mol/(100 g Lm) und Val/(100 g Lm) geben die Anzahl Grammatom, Grammol und Grammäquivalent je 100 g Lösungsmittel Lm an.

2) *Volumenprozent* (Vol.%) gibt den Volumenteil des reinen Stoffes V_1 in 100 Volumenteilen der Lösung oder Mischung V_L an: $\text{Vol.}\% = \frac{V_1}{V_L} \cdot 100$.

3) *Liter-Molarität* (oft nur *Molarität*) gibt die Anzahl Grammol des gelösten Stoffes je Liter Lösung an:

$$c = \frac{n}{V} = \frac{a_1}{a_L} \cdot \frac{d}{M_1} \cdot 1000,$$

wobei c = Konzentration in mol/l, n = Molzahl, V = Volumen in ml, a_1 = g gelöster Stoff, a_L = g Lösung, d = Dichte der Lösung, M_1 = Molekulargewicht des gelösten Stoffes. In einer 1 molaren (1 m-) Natronlauge sind z. B. 40 g Natriumhydroxid in 1 l der Lösung enthalten.

4) *Kilogramm-Molarität* (auch *Molalität*) gibt die Anzahl Grammol des gelösten Stoffes je kg Lösungsmittel an:

$$c' = \frac{a_1}{a_{Lm}} \cdot \frac{1000}{M_1},$$

wobei c' = Konzentration in mol/kg Lm, a_1 = g gelöster Stoff, a_{Lm} = g Lösungsmittel, M_1 = Molekulargewicht des gelösten Stoffes. In einer 1 molalen Natronlauge sind z. B. 40 g Natriumhydroxid in 1 kg reinem Wasser gelöst.

Bei sehr verdünnten Lösungen, Wasser als Lösungsmittel und Zimmertemperatur kann man c und c' nahezu gleichsetzen.

5) Das *Molverhältnis* gibt die Anzahl Mole des gelösten Stoffes auf 100 oder 1000 Mol Lösungsmittel an (Mol-Zahl = Gesamtzahl der Mole · 100).

6) *Normalität* (Grammäquivalent/l) gibt die Anzahl der Grammäquivalente an gelöstem Stoff je Liter Lösung an:

$$N = \frac{M}{Z} \cdot \frac{1}{V},$$

wobei N = Konzentration in Val/l, V = Volumen der Lösung in l, M = Molekulargewicht, Z = wirksame Wertigkeit des gelösten Stoffes.

C) für Gase: 1) *Masseprozent* gibt die Masse eines Gases in 100 g der Gasmischung an;

2) *Volumenprozent* gibt den Volumenanteil in cm^3 eines Gases in 100 cm^3 der Gasmischung an;

3) *Molprozent* gibt die Anzahl Mol eines Gases in 100 Molen aller Gaskomponenten an.

4) → *Partialdruck*.

Ein weiteres Konzentrationsmaß für Lösungen, feste und gasförmige Stoffe ist der → *Molenbruch*.

Man kann die verschiedenen Konzentrationsangaben ineinander umrechnen, speziell die Angaben von Volumenanteilen in Masseanteile, wenn die Dichten der betreffenden Stoffe bekannt sind. Die Volumenangaben sind den Druckangaben bei Gasen gleich und gestatten bei Titrationen eine unmittelbare Auswertung der Messungen, während die Masseangaben den Vorzug besitzen, temperaturunabhängig zu sein.

Konzentrationslöschung, bei der Lumineszenz von Festkörpern die Verringerung der Intensität der Lumineszenz mit wachsender Konzentration der Lumineszenzzentren oberhalb einer kritischen Konzentration.

Konzentrationsschwankungen, → Dichteschwankungen, → Schwankungserscheinungen.

Koopmanssches Theorem. Der in den Hartree-Fock-Gleichungen auftretende Energieparameter ε_i ist gleich der Energiedifferenz des N-Elektronensystems und des $(N-1)$-Elektronensystems, in denen das Elektron im Zustand ψ_i fehlt, falls N sehr groß ist und die Zustände ψ_j nicht lokalisiert sind.

Durch das Koopmanssche T. erhalten die ε_i in den Hartree-Fock-Gleichungen ihre anschauliche Bedeutung als Einteilchenenergien. Ferner ist $\varepsilon_i - \varepsilon_j$ die Energie, die frei wird, wenn ein Elektron aus dem Zustand ψ_i in den Zustand ψ_j übergeht.

Koordinaten, Parameter, die die Lage bzw. den Zustand eines physikalischen Systems, aufgefaßt als Punkt eines vieldimensionalen Lage- bzw. Zustandsraumes, eindeutig charakterisieren. Die räumliche Lage eines Massepunktes bezüglich eines Bezugssystems kann durch mindestens 3 Parameter vollständig charakterisiert werden, wenn seine Bewegung keinen Einschränkungen, etwa durch vorgegebene Flächen, unterworfen ist (→ Bindung); die Art dieser Parameter hängt von der Wahl des → Koordinatensystems ab. Der Zustand des Massepunktes zur Zeit t ist neben der augenblicklichen Lage durch die zusätzliche Angabe des Impulses bestimmt. Der Impuls kann ebenfalls durch einen Punkt in einem dreidimensionalen Impulsraum dargestellt und durch 3 Parameter, die *Impulskoordinaten*, vollständig charakterisiert werden. Lage- und Impulsraum faßt man zum 6dimensionalen Phasenraum des Massepunktes zusammen. Analog verfährt man für Systeme mehrerer Massepunkte. Sind diese nicht frei beweglich, sondern bestimmten Bindungen unterworfen, so ist die Anzahl f der unabhängigen Lageparameter kleiner als 3 N, und man führt → verallgemeinerte Koordinaten ein. Der Phasenraum dieser Systeme ist dann $2f$-dimensional, er wird von den verallgemeinerten K. und den verallgemeinerten Impulsen aufgespannt, die man auch als kanonische oder kanonisch konjugierte Variable bezeichnet. Die zur Beschreibung der Lage des Systems im Raume notwendigen f verallgemeinerten K. q_j $(j = 1, \ldots, f)$ heißen auch *Lagekoordinaten*, ihre zeitlichen Ableitungen $\dot{q}_j$ *Geschwindigkeitskoordinaten*, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist. Bei Feldern, physikalischen Systemen mit unendlich vielen Freiheitsgraden, spielen die vom Ort und der Zeit unabhängigen Feldgrößen die Rolle der verallgemeinerten K. des Systems und nicht die Ortskoordinaten. Bei Quantensystemen ist die gleichzeitige Angabe von verallgemeinerten K. und Impulsen unmöglich (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip); als K. fungieren hier die vollständigen Sätze von Quantenzahlen (→ Quantentheorien).

Koordinatenmessung, → Auswertung von Aufnahmen.

Koordinatenraum, → Koordinaten, → verallgemeinerte Koordinaten.

Koordinatensystem, 1) Mathematik: ein System, in dem man jeden Punkt P des n-dimensionalen Raumes R^n umkehrbar eindeutig auf geordnete n-Tupel $(x_1, \ldots, x_n)$ von Zahlen x_i mit $i = 1, 2, \ldots, n$ abbilden kann. Die Zahlen x_i nennt man die *Koordinaten* des Punktes P. Die *Koordinatenlinien* sind Linien, auf denen sich nur eine Koordinate x_k ändert. Auf den *Koordinatenflächen* sind zwei Koordinaten veränderlich. Man spricht von *gerad-* oder *krummlinigen* K.en, wenn die Koordinatenlinien Gerade sind oder nicht. *Orthogonale* bzw. *nichtorthogonale* K.e liegen vor, wenn sich die Koordinatenlinien senkrecht schneiden bzw. nicht. Ein *kartesisches K.* ist geradlinig und orthogonal. Sind in einem Raum zwei K.e $(x_1, \ldots, x_n)$ und $(y_1, \ldots, y_n)$ vorgegeben, so wird durch die Gleichungen $x_i = f_i(y_1, \ldots, y_n)$ eine *Koordinatentransformation* definiert.

Bei physikalischen Aufgabenstellungen verwendet man im allgemeinen das K., das den Symmetrien des Problems Rechnung trägt. Für einige wichtige Spezialfälle sind im folgenden die Transformationen auf kartesische Koordinaten angegeben.

In *Kugelkoordinaten* wird ein Punkt P bestimmt durch seine Entfernung r vom Kugelmittelpunkt O, durch den auch *Poldistanz* genannten Winkel ϑ, den die Verbindungsgerade des Punktes P mit dem Ursprung O zur Polarachse bildet, und durch die auch *Azimut* genannte Länge φ. Wird ϑ vom Nordpol aus gezählt, dann ist $x = r \sin\vartheta \cdot \cos\varphi$, $y = r \sin\vartheta \sin\varphi$, $z = r \cos\vartheta$. In *Zylinderkoordinaten* wird ein Punkt angegeben durch seinen Abstand ϱ von der vorgegebenen z-Achse, durch den Winkel φ, den die x,z-Ebene mit der Ebene einschließt, die durch P und die z-Achse geht, und durch den Abstand z von der x,y-Ebene. Damit ist $x = \varrho \cos\varphi$, $y = \varrho \sin\varphi$, $z = z$.

Betrachtet man nur die Ebene $z = 0$, so spielt die z-Koordinate keine Rolle mehr, und man spricht von *Polarkoordinaten*.

Elliptische Koordinaten. Ein Punkt P wird in diesem K. durch den Schnitt dreier Flächen angegeben, durch den eines Ellipsoids mit einem einschaligen und einem zweischaligen Hyperboloid, die gemeinsame Brennpunkte haben und sich orthogonal schneiden. Definiert werden die elliptischen Koordinaten u, v, w durch die Flächengleichungen

$$\frac{x^2}{a^2-u} + \frac{y^2}{b^2-u} + \frac{z^2}{c^2-u} = 1$$

$$\frac{x^2}{a^2-v} + \frac{y^2}{b^2-v} - \frac{z^2}{v-c^2} = 1$$

$$\frac{x^2}{a^2-w} - \frac{y^2}{w-b^2} - \frac{z^2}{w-c^2} = 1,$$

in denen a, b und c Konstanten sind und die Ungleichungen $a^2 > w > b^2 > v > c^2 > u > -\infty$ gelten. Die Auflösung der Formeln nach x, y, z ergibt:

$$x^2 = \frac{(a^2-u)(a^2-v)(a^2-w)}{(b^2-a^2)(c^2-a^2)}$$

$$y^2 = \frac{(b^2-u)(b^2-v)(b^2-w)}{(a^2-b^2)(c^2-b^2)}$$

$$z^2 = \frac{(c^2-u)(c^2-v)(c^2-w)}{(a^2-c^2)(b^2-c^2)}$$

2) Astronomie: → astronomisches Koordinatensystem.

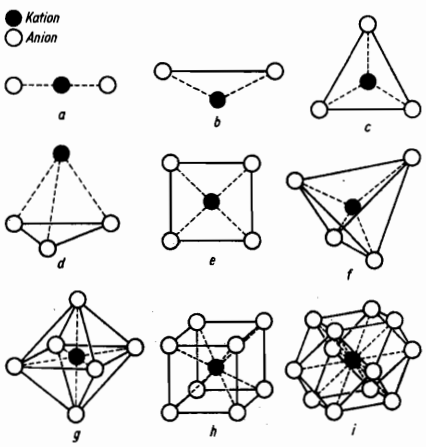
Koordinatentransformation, svw. Punkttransformation.

Koordinationslehre, → Komplexverbindungen.

Koordinationspolyeder

Koordinationspolyeder, gedachtes Polyeder, an dessen Ecken die an ein Zentralatom Z gebundenen Atome A liegen (Abb.). Die Zahl dieser Ecken heißt *Koordinationszahl* (K.-Z.). Das K. hängt von der Art der Bindung und vom Radienquotienten ab (→ Ionenradius).

Koordinationspolyeder	K.-Z.	Abb	Beispiele: Verbindung	Z	A
Hantel	2	a	CO_2	C	O
Winkel	2	b	H_2O	O	H
gleichseitiges Dreieck, Zentralatom im Mittelpunkt	3	c	$CaCO_3$	C	O
trigonale Pyramide	3	d	Na_2SO_3	S	O
Quadrat, Zentralatom im Mittelpunkt	4	e	K_2PtCl_4	Pt	Cl
Tetraeder	4	f	Silikate	Si	O
			Sulfate	S	O
			ZnS	Zn	S
				S	Zn
Oktaeder	6	g	Steinsalz	Na	Cl
				Cl	Na
Würfel	8	h	CsCl	Cs	Cl
				Cl	Cs
Kubooktaeder	12	i	Magnesium	Mg	Mg
			Zink	Zn	Zn



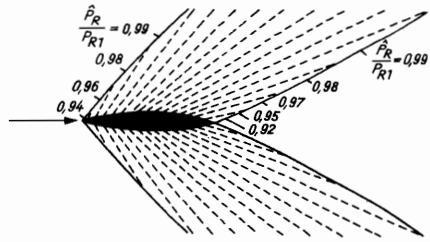
Schemata der häufigsten Koordinationspolyeder

Koordinationszahl, → Komplexverbindungen.

koordinative Bindung, → chemische Bindung.

Kopernikanisches System, → geozentrisches System.

Kopfwelle, der → Verdichtungsstoß, der an der Vorderkante eines sich mit Überschallgeschwindigkeit in ruhendem Gas bewegenden bzw. eines mit Überschallgeschwindigkeit anstellungsfrei angeströmten Körpers auftritt. An spitzen Körpern bildet sich eine anliegende K. aus, die einen schrägen Verdichtungsstoß darstellt. Die in der Abb. voll ausgezogenen Linien kennzeichnen Verdichtungsstöße, die gestrichelten Linien Verdünnungswellen. Ist der halbe Öffnungswinkel des Profils größer als der von der Anström-Machzahl abhängige kritische Ablenkwinkel (→ Stoßpolare), oder ist die Vorderkante stumpf, so löst sich der Stoß von der Vorderkante ab. Im unmittelbaren Vorderkantenbereich ist er senkrecht; damit wird die Strömung dort bis zu Unterschallgeschwindigkeiten verzögert. Die sich im Körperstaupunkt einstellende Druckerhöhung setzt sich aus der unstetigen Druckerhöhung in der K. und der stetigen Druckerhöhung zwischen K. und Staupunkt zusammen. Infolge des mit dem Stoß verbundenen Ruhedruckverlustes ist der Ruhedruck im Staupunkt kleiner als in der Zuströmung. An der Profilhinterkante bildet sich ebenfalls ein Verdichtungsstoß aus, die *Schwanzwelle* (Abb.). Die divergent verlaufenden Verdünnungswellen treffen sowohl auf den vorderen als auch auf den hinteren Verdichtungsstoß auf und schwächen deren Stärke allmählich ab. Die K. ist konvex, die Schwanzwelle konkav gegen die Strömungsrichtung gekrümmt.



Überschallströmung um einen zugeschärften Körper. p_R Ruhedruck der Zuströmung, $\hat{p}_R$ Ruhedruck nach dem Stoß

Bei stumpfer Profilhinterkante, z. B. bei Geschossen, beginnt die Schwanzwelle etwas hinter dem Profil. Von den Eckpunkten der Hinterkante gehen Verdünnungsfächer aus (→ Prandtl-Meyer-Strömung), die bewirken, daß das auftretende → Totwasser nach hinten konvergiert. Da sich die Totwassergrenzen nicht überschneiden können, wird durch einen Verdichtungsstoß ihre Richtung geändert. Die von der Körperhinterkante ausgehenden Verdünnungswellen münden in die Schwanzwelle ein und schwächen diese ebenfalls ab. Gehen K. und Schwanzwelle durch den Ort eines Beobachters hindurch, so hört er je einen Knall.

Koppelschwingungen, → Schwingung.

Kopplung, 1) nachträgliche Einführung der Wechselwirkung in ein System zweier oder mehrerer physikalischer Teilsysteme, die zunächst als freie Teilsysteme definiert sind und als solche existieren können. Die K. dieser Teilsysteme wird als zusätzliches, von allen dynamischen Variablen abhängiges Glied den Bewegungsgleichungen der Teilsysteme hinzugefügt, so daß diese nicht mehr unabhängig voneinander gelöst werden können. Beispielsweise lauten die Bewegungsgleichungen bei den gekoppelten → Pendeln (Abb. 10) $\ddot{x}_1 + \omega_{10}^2 x_1 = -k(x_1 - x_2)$ und $\ddot{x}_2 + \omega_{20}^2 x_2 = -k(x_2 - x_1)$, wenn $\ddot{x}_i + \omega_{i0}^2 x_i = 0$ mit $i = 1, 2$ die Bewegungsgleichungen der freien Pendel, x_i für $i = 1, 2$ deren Koordinaten und ω_{i0} deren Eigenfrequenzen sind, deren K. über die Feder durch Zusatzglieder der rechten Seiten berücksichtigt wird. Die Stärke der K., der *Kopplungsgrad*, wird durch einen *Kopplungskoeffizienten* berücksichtigt, der im allgemeinen konstant ist. Im angeführten Beispiel ist diese Kopplungskonstante die Federkonstante k. Die Differentialgleichungen sind dann ebenfalls verkoppelt und können nicht mehr einzeln gelöst werden. Durch Einführung geeigneter Koordinaten kann man im Falle

linearer Schwingungen eine Entkopplung des Differentialgleichungssystems erzielen. Analog verfährt man bei der K. von zunächst freien Feldern, um die Wechselwirkung der Materie zu berücksichtigen; die Kopplungskonstanten ergeben sich dann als universelle Konstanten (→ Wechselwirkung).

2) → Induktion.

3) → Vektormodell der Atomhülle.

4) In der Nachrichtentechnik versteht man unter K. die Verbindung zweier Schwingkreise zur Energieübertragung. Dabei spricht man von *induktiver* oder *magnetischer* K., wenn die Schwingkreise durch eine Gegeninduktivität magnetisch miteinander verbunden sind (Abb. a). *Kapazitive K.* liegt vor, wenn den beiden Schwingkreisen durch den das Koppelelement darstellenden Kondensator C_{12} ein elektrischer Verschiebungsstrom gemeinsam ist (Abb. b). Bei der *galvanischen K.* oder *ohmschen K.* ist den beiden Kreisen ein ohmscher Widerstand R_{12} gemeinsam (Abb. c). Neben diesen Grundkopplungsarten gibt es noch *gemischte K.en.*

Die gegenseitige Rückwirkung von gekoppelten Schwingkreisen läßt sich am besten an Hand der geltenden Gleichungen diskutieren. Für den Fall induktiver K. (Abb. a) gilt $U_{C_1} + U_{R_1} + U_{L_1} + U_i^{12} = 0$, $U_{C_2} + U_{R_2} + U_{L_2} + U_i^{21} = 0$, wobei der Index auf die Spannung am jeweiligen Schaltelement hinweist und U_i^{12} die im Primärkreis durch den Sekundärkreis induzierte Spannung und U_i^{21} die im Sekundärkreis durch den Primärkreis induzierte Spannung ist. Berücksichtigt man die in den Schwingkreisen fließenden Ströme I_1 und I_2, so ergeben sich daraus nach Differentiation nach der Zeit und einigen Umformungen die Differentialgleichungen

$$\frac{d^2I_1}{dt^2} + \frac{L_1}{R_1}\frac{dI_1}{dt} + \frac{I_1}{L_1C_1} + k\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\frac{d^2I_2}{dt^2} = 0,$$

$$\frac{d^2I_2}{dt^2} + \frac{L_2}{R_2}\frac{dI_2}{dt} + \frac{I_2}{L_2C_2} + k\sqrt{\frac{L_1}{L_2}}\frac{d^2I_1}{dt^2} = 0,$$

wobei k durch die Beziehung für die Gegeninduktivität $L_{12} = k\sqrt{L_1L_2}$ definiert ist und als *Kopplungsfaktor* oder *Kopplungskoeffizient* bezeichnet wird. Dieser bestimmt aber nicht allein die Stärke der Rückwirkung. Wählt man den Quotienten $\ddot{U} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$, der als Übersetzungsverhältnis bezeichnet wird, sehr groß, d. h. $\ddot{U} \gg 1$, so erfährt der Primärkreis praktisch keine Beeinflussung durch den Sekundärkreis; dagegen übt aber der Primärkreis eine starke Störung auf den Sekundärkreis aus. Der Primärkreis verhält sich wie ein fast freies Schwingungssystem; das ist der Fall extrem loser K.

Ist demgegenüber eine nicht zu vernachlässigende beiderseitige Rückwirkung vorhanden, so spricht man von fester K. → Bandfilter, → Resonator.

5) *K. von Drehimpulsen*, svw. Vektoraddition von Drehimpulsen.

Kopplungseffekt an Supraleitern, svw. Proximity-Effekt.

Kopplungsenergie, Energie der Wechselwirkung zwischen zwei (oder mehreren) Systemen.

Kopplungsfaktor, → Kopplung 4), → Induktion 1), → Streufaktor.

Kopplungsgrad, → Kopplung 1).

Kopplungskoeffizient, 1) → Kopplung. 2) → Induktion 1).

Kopplungskonstante, → Wechselwirkung.

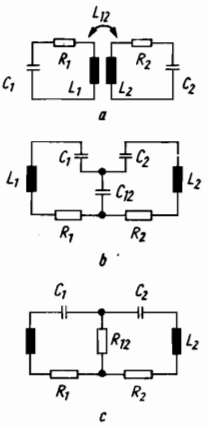
Kopp-Neumannsche Regel, svw. Neumann-Koppsche Regel.

Korkenzieherregel, svw. Schraubenregel.

Korn, → Vielkristall.

Korndichte, → Ionisationsmessung.

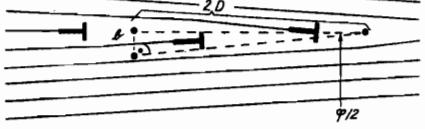
Korngrenze, Grenzfläche zwischen zwei Kristallbereichen unterschiedlicher Orientierung des gleichen Materials. Die K.n verbinden die gegeneinander fehlorientierten Kristallite (Körner) in Vielkristallen. Die Orientierungsänderung beim Durchschreiten einer K. beschreibt man als Drehung mit dem Drehwinkel φ um eine festliegende Drehachse.



Kopplung. Gekoppelte Schwingkreise: *a* induktive Kopplung, *b* kapazitive Kopplung, *c* galvanische Kopplung

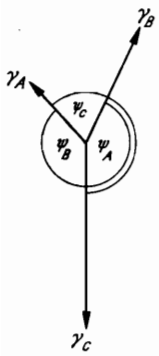
1) Einteilung. Nach geometrischen Gesichtspunkten teilt man die K.n ein in *Neigungskorngrenzen* (engl. 'tilt boundaries'), bei denen die Drehachse in der Korngrenzenfläche liegt, und *Verschränkungskorngrenzen* (engl. 'twist boundaries'), bei denen Drehachse und Korngrenzenebene senkrecht aufeinanderstehen. Wenn die Drehachse schief auf der Korngrenzenfläche steht, spricht man von K.n mit Mischcharakter. Diese kann man stets als eine Überlagerung einer Neigungs- und einer Verschränkungskorngrenze beschreiben. K.n mit kleinen Drehwinkeln kann man durch ein flächenhaftes Netzwerk von Versetzungen darstellen. Der gegenseitige Abstand der Versetzungen nimmt mit größer werdendem Drehwinkel ab (vgl. 2). Bei großen Drehwinkeln bzw. kleinen Versetzungsabständen überlappen sich die Kerne der Versetzungen. Das Gitter ist dann längs der gesamten K. so stark gestört, daß man von einem Aufbau der K. aus Versetzungen nicht mehr sprechen kann. Man teilt die K.n deshalb nach ihrer Struktur ein in *Kleinwinkelkorngrenzen* ($\varphi < 15$ bis $20°$) mit ausgebildeter Versetzungsstruktur und *Großwinkelkorngrenzen* ohne eine solche.

2) Geometrischer Aufbau der Kleinwinkelkorngrenzen aus Versetzungen. Das einfachste Modell einer Neigungskorngrenze stellt eine äquidistante Anordnung paralleler Stufenversetzungen (→ Versetzung, Abschn. 1) dar. Der Abstand der Versetzungen in der K. ist durch $D = |\vec{b}|\,(2\sin\varphi/2)$ gegeben, wobei $\vec{b}$ der Burgersvektor der Versetzungen ist (Abb. 1). Allgemein gilt: Neigungskorngrenzen



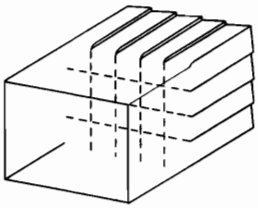
1 Berechnung des Stufenversetzungsabstandes in Neigungskorngrenzen. *D* Abstand der Versetzungen, $\vec{b}$ Burgersvektor, φ Drehwinkel

können aufgebaut werden aus einer oder mehreren Scharen paralleler Versetzungen in Flächen parallel zur Drehachse. Zum Aufbau von Ver-



3 Bestimmung der relativen Korngrenzenenergien γ_A, γ_B, γ_C aus den Winkeln ψ_A, ψ_B, ψ_C zwischen drei in einer Knotenlinie zusammentreffenden Korngrenzen

schränkungskorngrenzen sind stets mindestens zwei sich kreuzende Scharen von Versetzungen notwendig (Abb. 2). Bei einer K. mit beliebiger



2 Aufbau einer Verschränkungskorngrenze aus zwei sich kreuzenden Scharen paralleler Schraubenversetzungen

Orientierung der Korngrenzenfläche und beliebiger relativer Drehung der angrenzenden Kristallite kann man einem in der Grenzebene liegenden Vektor eindeutig einen resultierenden Burgersvektor der den Vektor schneidenden Versetzungen zuordnen. Bei Kenntnis der im speziellen Kristall möglichen Burgersvektoren kann man dann meist die Versetzungsanordnung der K. bestimmen.

Zum Aufbau eines Vielkristalls aus den einzelnen Kristalliten ist es notwendig, daß die zwischen den Kristalliten verlaufenden K.n zu einem räumlichen Gebilde verwachsen sind. Dabei treffen sich im allgemeinen drei K.n in einer Knotenlinie und vier in einem Knotenpunkt. Das Zusammentreffen von drei K.n in einer Knotenlinie ist nur möglich, wenn dort die Summe der gegenseitigen Drehungen verschwindet und an der Knotenlinie keine Versetzungen enden.

Der experimentelle Nachweis der Versetzungen in K.n erfolgt wie bei isolierten Versetzungen (→ Versetzung, Abschn. II und Tafel 59). Die gegenseitige Verwinkelung der Kristallkörner wird meist mit röntgenographischen Methoden gemessen.

3) Stabilität und Energie der Kleinwinkelkorngrenzen. In der Umgebung einer flächenhaften Versetzungsanordnung (Kleinwinkelkorngrenze) gibt es stets Lagen, in denen eine einzelne Versetzung mit einem auch in der K. auftretenden Burgersvektor von der K. angezogen wird. Daraus folgt nun, daß eine vorhandene K. weitere Versetzungen aufnehmen kann und mit ihnen eine stabile Versetzungsanordnung bildet. Da die K.n einen Fehlordnungzustand des Kristalls darstellen, haben sie eine bestimmte Fehlordnungsenergie, die *Korngrenzenenergie* γ (Energie je Fläche). Sie entspricht etwa der Linienenergie der die K.n aufbauenden Versetzungen (→ Versetzung, Abschn. III, Gl. 3) und ist durch

$$\gamma = \frac{G\,|\vec{b}|}{2\pi}\,\varphi(\ln|\vec{b}|/2\pi r_0 - \ln\varphi)$$

gegeben, wobei G der Schubmodul, r_0 der Kernradius ist. Der erste Term entspricht im wesentlichen der Energie der Versetzungskerne, der zweite beschreibt die elastische Energie des Spannungsfeldes zwischen den Versetzungen.

Experimentell können relative Korngrenzenenergien durch Messung der Winkel zwischen drei in einer Linie zusammentreffenden K.n in einem gut getemperten Kristall bestimmt werden. Die K.n üben auf Grund ihrer Fehlordnungsenergie auf die Knotenlinie eine Grenzflächenspannung aus. Im Gleichgewicht (Abb. 3) gilt $\gamma_A/\sin\psi_A = \gamma_B/\sin\psi_B = \gamma_C/\sin\psi_C$. Beim thermischen Ätzen entsteht an der Schnittlinie einer K. mit der Kristalloberfläche eine Furche, in deren Grund die Oberflächenspannung mit der Grenzflächenspannung der K. im Gleichgewicht steht. Bei Kenntnis der Oberflächenspannung kann analog zur Messung an einer Knotenlinie aus dem Winkel im Furchengrund der Absolutwert der Korngrenzenenergie bestimmt werden.

4) Großwinkelkorngrenzen. Entgegen früheren Annahmen beträgt die Dicke des gestörten Kristallbereiches bei einer Großwinkelkorngrenze nur etwa 1 bis 2 Gitterkonstanten. Die atomare Struktur der Großwinkelkorngrenze ist z. Z. noch nicht zufriedenstellend geklärt; formal läßt sie sich ebenfalls durch eine regelmäßige Versetzungsanordnung beschreiben. Dabei treten zwischen den Versetzungen relativ „leere" Gebiete auf. Zur Bildung dieser Hohlräume muß man Arbeit gegen den äußeren Druck leisten. Da das Volumen der Hohlräume von der Verwinkelung φ der Kristallkörner nicht abhängt, ist die nach diesem Modell (*Readsches Modell*) berechnete Energie der Großwinkelkorngrenze unabhängig von φ. Gittertheoretische Rechnungen haben gezeigt, daß man die Struktur beliebiger Großwinkelkorngrenzen durch eine periodische Aneinanderreihung relativ weniger Struktureinheiten aufbauen kann.

5) Bildung von K.n. Beim Kristallwachstum können K.n wie isolierte Versetzungen in den Kristall eingebaut werden. Außerdem können isolierte Versetzungen, die z. B. beim Wachstum oder bei der plastischen Deformation produziert worden sind, durch Polygonisation oder Rekristallisation zusammenwandern und K.n bilden.

6) Einfluß der K.n auf Materialeigenschaften, a) auf die plastische Deformation: Die K.n können sich unter einer äußeren Spannung bewegen (*Korngrenzenbewegung*) und daher zur Verformung beitragen. Da Gleitbewegungen der Korngrenzenversetzungen meist nicht möglich sind, müssen die Versetzungen klettern. Das erfolgt nur bei hohen Temperaturen mit merklicher Geschwindigkeit. Bei Großwinkelkorngrenzen ist eine Verschiebung der Körner längs der K. oft schon bei relativ kleinen Spannungen möglich (*Korngrenzenabgleitung, -plastizität*). Zur Bewegung einzelner Gleitversetzungen durch eine K. muß wegen der elastischen Wechselwirkung der Versetzungen mit der K. eine zusätzliche Spannung aufgebracht werden. Die Anwesenheit der K.n wirkt deshalb verfestigend.

b) auf Transporterscheinungen in Festkörpern: Die K. stellt ein Gebiet mit erhöhtem Diffusionskoeffizienten dar, an ihr können Elektronen gestreut oder die Eigenschaften der Ladungsträger in Halbleitern geändert werden. Im Kristall eingebaute Fremdatome scheiden sich bevorzugt an K.n aus.

Lit. Lücke: Korngrenzenstruktur und Rekristallisation, in der Ztsch. für Metallkunde, Bd 52, S. 1–12 (Stuttgart 1961).

Korngröße, → Vielkristall.

Korngrößenverteilungsanalyse, → Dispersoidanalyse.

Kornvergrößerung, → Rekristallisation.

Kornwachstum, → Rekristallisation.

Korona *f*, 1) → Sonne. 2) → Koronaentladung.

Koronaentladung, stromschwache elektrische Gasentladung, die an hochspannungsführenden Elektroden oder Leitungen auftritt, wenn die in deren unmittelbarer Nachbarschaft vorhandene elektrische Feldstärke ausreicht, die umgebende Luft zu ionisieren. Die mit der K. verbundene schwache Leuchterscheinung, *die Korona*, ist auf die unmittelbare Umgebung der spannungsführenden Teile beschränkt. Die Entladung setzt sich zur Gegenelektrode, der Erde oder der gegenpoligen Leitung, als kaum wahrnehmbare und physikalisch nur indirekt nachweisbare Dunkelentladung fort. Die K. führt an Hochspannungsleitungen zu erheblichen Verlusten an elektrischer Energie, den *Koronaverlusten*. Diese hängen von der Leiteroberfläche sowie von Schnee, Regen und Reifbildung ab, und die durch sie verlorene Energie wächst mit dem Quadrat der Spannung. Um Koronaverluste zu vermindern, werden Hohl- oder Bündelleiter verwendet.

Korotation, *magnetosphärische K.*, Mitbewegung des erdnahen magnetosphärischen Plasmas mit der Rotation der Erde. Plasmen, die einen rotierenden magnetisierten Körper umgeben, werden durch elektrische Felder gezwungen, mit dem Körper mitzurotieren. Für das elektrische Feld, das durch die als Folge der Erdrotation auftretende Bewegung des geomagnetischen Hauptfeldes $\vec{B}_0$ in einem ruhenden Bezugssystem entsteht, gilt mit $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$ die Beziehung $\vec{E} = \vec{B}_0 \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, wobei $\vec{\omega}$ ein konstanter, die Erdrotation beschreibender Vektor ist. Mit $\mathfrak{A}$ als dem Vektorpotential eines Dipolfeldes $\mathfrak{A} = r^{-3}\,\vec{m} \times \vec{r}$, wobei $\vec{m}$ die Magnetisierung darstellt, folgt $\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}}(\vec{v}\mathfrak{A}) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \times \frac{r^3}{3}(\vec{\omega} \times \vec{m})$.

Der Wirbelanteil des elektrischen Feldes verschwindet im Falle paralleler und antiparalleler Achsen der Erdrotation und des Dipolfeldes. Das betrachtete Problem wird in diesem Fall stationär. Die elektrische Driftgeschwindigkeit (→ Orbittheorie, → Drift) ergibt sich in diesem Fall zu $\vec{v}_0 = (\vec{\omega} \times \vec{r})_\perp$, sie ist also gleich der Komponente von $\vec{\omega} \times \vec{r}$, die senkrecht zu $\vec{B}_0$ ist. Die Driftbewegung des magnetosphärischen Plasmas führt in diesem Spezialfall zur Korotation des Plasmas. Sind die Achsen nicht parallel oder antiparallel, so ist das betrachtete Problem nicht mehr stationär, die Teilchen werden beschleunigt. Der in diesem Fall die Teilchen beschleunigende Mechanismus wird Fermi-Beschleunigung genannt (→ Plasma); er führt gemeinsam mit der Driftbewegung wieder zu einer K. des Plasmas.

Die K. ist nur auf das Gebiet begrenzt, in dem das Magnetfeld des rotierenden Körpers dominiert. In einem gestörten Magnetfeld, z. B. in dem magnetosphärischen Magnetfeld, in dem sich verschiedene Magnetfelder – auch ruhende – überlagern, ist die K. daher nur eine auf die nähere Umgebung des rotierenden Körpers beschränkte Erscheinung. Als äußere Grenze der K. in der Magnetosphäre wird die → Plasmapause vermutet.

Außerhalb der Plasmapause tritt eine großräumige Strömung des magnetosphärischen Plasmas auf, die → Konvektion.

Körper, als Gegenstand physikalischer Betrachtungen ein von massebehafteten Teilchen fest, flüssig oder gasförmig ausgefüllter begrenzter (dreidimensionaler) Raumbereich. Dementsprechend werden die K. in der Physik je nach Aggregatzustand in *feste K.* (→ Festkörper), *Flüssigkeiten* und *Gase* unterteilt. Bei einem *starren K.* ist die gegenseitige räumliche Lage der Teilchen unveränderlich, bei einem *plastischen K.* kann sie durch eine Kraft, welche die Fließgrenze übersteigt, bleibend verändert werden, bei einem (ideal)-*elastischen K.* gehen die Teilchen nach Aufhören der Krafteinwirkung in ihre ursprüngliche Lage zurück. Ob ein K. sich starr oder plastisch verhält, hängt vielfach von der Schnelligkeit bzw. Zeitdauer der Krafteinwirkung ab (Relaxation).

Körperschall, der sich in einem festen Medium ausbreitende Schall.

In Festkörpern sind nicht allein die Materialeigenschaften, sondern auch die geometrischen Formen der Festkörper für die Vielfalt der Schallausbreitung bestimmend, so daß dadurch sehr komplizierte Schallfelder entstehen können. Während der Luftschall allein aus Longitudinalwellen besteht, breiten sich in Festkörpern auch Transversalwellen und Kombinationen zwischen beiden Wellenarten aus.

körperzentriertes Gitter, → Elementarzelle.

Korpuskel, *Partikel*, kleinstes Masseteilchen. K.n sind z. B. die → Elementarteilchen oder die aus diesen aufgebauten Atome und Moleküle. Gegensatz: Welle (→ Dualismus von Welle und Korpuskel). Als Partikeln bezeichnet man jedoch auch noch die mit bloßem Auge oder Mikroskop sichtbaren Staubteilchen, die der Quantentheorie nicht direkt unterliegen.

Korpuskularoptik, die Lehre von der Führung, Fokussierung und Ablenkung von Elektronen- und Ionenbündeln in elektrischen und magnetischen Feldern und der Untersuchung der „optischen" Eigenschaften von Bahnenbündeln. Zum Unterschied von der Mechanik, die die Gestalt der Einzelbahn behandelt, bilden Bahngesamtheiten und deren Eigenschaften den Gegenstand der K. Wichtige Bündeleigenschaften sind z. B. die Wiedervereinigung der Bahnen in Brennpunkten, auf Brennlinien und Brennflächen, die Gestalt der Hauptbahn des Teilchenbündels, Änderungen von Bündelquerschnitten und Intensitäten. Derartige Eigenschaften von „Strahlsystemen" nennt man allgemein „optische" Eigenschaften.

Das *Schwarzschildsche Prinzip* der K. gestattet es, die Bahnen geladener Korpuskeln im elektromagnetischen Feld als Extremalen aufzufassen. Die Lagrangesche Funktion für diese lautet: $L = m_0c^2(1 - \sqrt{1 - v^2/c^2}) - e\varphi + e(\mathfrak{A}\vec{v})$ bzw. für $(v^2/c^2) \ll 1$ folgt $L = m_0v^2/2 - e\varphi + e(\mathfrak{A}\vec{v})$. Dabei sind m_0 die Ruhmasse, e die Ladung des Elektrons, $\vec{v}$ seine Geschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit, φ das elektrostatische Potential und $\mathfrak{A}$ das magnetische Vektorpotential. Das direkte Ausrechnen der Euler-Lagrangeschen Gleichung unter Benutzung obi-

ger Lagrange-Funktion und $\int_{t_0}^{t} L\,dt \to$ Extremum führt zur Lorentzschen Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt}\frac{m_0\vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = e\vec{E} + e(\vec{v}\times\vec{B}).$$

Dabei kennzeichnen t die Zeit, $\vec{E}$ das elektrische und $\vec{B}$ das magnetische Feld.

Korpuskularstrahlen, alle aus bewegten materiellen Teilchen bestehenden Strahlen, d. h. Atom- und Molekularstrahlen, Elektronenstrahlen, Ionenstrahlen, Neutronenstrahlen, Mesonenstrahlen. Die Teilchen der K. haben eine von Null verschiedene Ruhmasse und bewegen sich daher immer mit Unterlichtgeschwindigkeit. Auf Grund des Welle-Korpuskel-Dualismus zeigen die K. auch Welleneigenschaften, die z. B. zu Interferenzerscheinungen Anlaß geben können.

Korpuskulartheorie, → Lichttheorien.

Korrektion, → Optikrechnen, → Abbildungsfehler, → Fehler.

Korrelation, Beziehung zwischen zwei oder mehreren Ereignissen, die bei experimenteller Wiederholung nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung nicht zufällig auftritt. Sie wird als relevanter Zusammenhang zwischen den Ereignissen angesehen und kann zum Auffinden eines Naturgesetzes führen.

In der *Korrelationsrechnung*, einem Teilgebiet der mathematischen Statistik, wird das Maß des Zusammenhangs, z. B. zwischen den Meßreihen $\{x_i\}$ und $\{y_i\}$ mit $i = 1, \ldots, n$, zweier Eigenschaften x und y durch den *Korrelationskoeffizienten*

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{n}(x_i-\bar{x})(y_i-\bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_i-\bar{x})^2\sum_{i=1}^{n}(y_i-\bar{y})^2}}$$

gegeben, der sich in den Grenzen $-1 \leqq r \leqq +1$ bewegt ($\bar{x} = \sum_{i=1}^{n} x_i/n$ ist Mittelwert für x, analog für y). Bei der *Extremalkorrelation* $r = \pm 1$ liegt die Existenz eines funktionellen Zusammenhangs vor: Sind x und y unabhängig voneinander, folgt $r = 0$; ist $r > 0$ ($r < 0$), so besteht direkte (umgekehrte) Proportionalität zwischen x und y, z. B. zwischen Fahrgeschwindigkeit und Bremsweg von Fahrzeugen bzw. Niederschlagsmenge und Temperatur. Zwischen mehr als zwei Ereignisreihen treten noch kompliziertere K.en auf.

Korrelationsanalysator, svw. Korrelator.

Korrelationsfunktion, das gemischte Moment $\psi_{xy}(\tau) = \{M(x(t) - M(x))\,(y(t-\tau) - M(y))\}$ niedrigster Ordnung zwischen zwei zufälligen Prozessen $x(t)$ und $y(t)$ unter Beachtung einer zeitlichen Verzögerung des einen Prozesses gegenüber dem anderen. Hierbei sind $M(x)$ und $M(y)$ die Mittelwerte der betreffenden Prozesse. Für stationäre zufällige Prozesse, bei denen die Wahl eines zeitlichen Bezugspunktes auf seine Eigenschaften keinen Einfluß hat, hängt die Korrelationsfunktion nur von der Verzögerungszeit τ ab. Die praktische Bedeutung der K. ergibt sich aus ihrer Rolle als *Abhängigkeitsmaß*, denn die K. ist Null, wenn die Prozeßzufallsgrößen $x(t)$ und $y(t-\tau)$ voneinander statistisch unabhängig sind.

Dies ermöglicht z. B. die Abspaltung der besten linearen Superposition $c_1y_1 + c_2y_2 + \cdots + c_ky_k$ gegebener Zufallsgrößen $y_1, y_2, \ldots, y_k$ von einer abhängigen Zufallsgröße x in der *Regressionsanalyse*. Die von Wiener-Chintschine stammenden Zusammenhänge $\psi_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{t} g(t-t')\,\psi_{yy}(t-t')\,dt'$ und $\psi_{xx}(t) = \int_{-\infty}^{t}\int_{-\infty}^{t} g(t-t')\,g(t-t'')\,\psi_{yy}(t'-t'')\,dt'\,dt''$ zwischen Korrelationsfunktionen und der Gewichtsfunktion $g(t)$ eines Gliedes mit konstanten Parametern erlauben die Kennwertermittlung in solchen Systemen, auch wenn diese stark zufällig gestört sind.

Häufig sind in der Praxis vorkommende stationäre zufällige Prozesse zusätzlich noch ergodisch. Dann kann man die Korrelationsfunktionen durch Integralschätzungen annähern: $\psi_{xy}(\tau) = \lim_{T\to\infty}(1/T)\int_0^T x(t')\,y(t'-\tau)\,dt'$. Meßgeräte, die in der Lage sind, unmittelbar aus den laufenden Realisierungen $x(t)$ und $y(t)$ der Prozesse die K. zu ermitteln, nennt man *Korrelatoren*.

In der Physik dient die K. zur Charakterisierung des Zusammenhanges von zwei gleichzeitig verlaufenden Schwankungsvorgängen, die durch die Zeitfunktionen $f(t)$ und $g(t)$ beschrieben werden können. Die K. berechnet sich hierfür nach der Formel

$$\psi(\tau) = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} dt\,f(t)\,g(t+\tau).$$

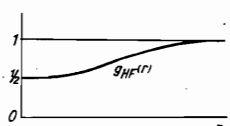
Sie ist abhängig vom Zeitparameter τ. Die K. ist auch hierbei ein Maß dafür, wie stark die Funktionswerte von $f(t)$ mit den um τ später auftretenden Funktionswerten von $g(t)$ im Mittel über den ganzen Zeitverlauf zusammenhängen.

Korrelationskoeffizient, → Korrelation.

Korrelationsrechnung, → Korrelation.

Korrelationswechselwirkung, ein Sammelbegriff für Vielteilchen-Effekte, die über die Hartree-Fock-Näherung hinausgehen, oder für Effekte, die mit der paarweisen Wechselwirkung zweier Elektronen und nicht mit der Wechselwirkung eines Elektrons mit einer mittleren Ladungsverteilung der anderen Elektronen zusammenhängen.

Betrachtet man die Paarverteilungsfunktion $g(r)$, d. h. die Wahrscheinlichkeit dafür, zwei Elektronen im Abstand r zu finden, so ergibt sich in Hartree- und Hartree-Fock-Näherung



Paarverteilungsfunktion in Hartree-Fock-Näherung $g_{HF}(r)$

der in der Abb. gezeigte Verlauf. In Hartree-Näherung gibt es keinerlei Korrelation zwischen den Elektronen. In Hartree-Fock-Näherung fällt $g_{HF}(r)$ nur bis auf den Wert $\frac{1}{2}$ ab. Es besteht eine Korrelation zwischen Elektronen gleichen Spins infolge des Pauli-Prinzips, die dafür sorgt, daß sich nicht zwei Elektronen gleichen Spins am gleichen Ort aufhalten können. Diese Korrelation wäre auch für ungeladene

Fermionen vorhanden. Eine durch die Coulomb-Abstoßung bedingte Korrelation gibt es auch in Hartree-Fock-Näherung nicht. Erst in Näherungen, die über die Hartree-Fock-Näherung hinausgehen, treten derartige „Korrelationseffekte" oder K.en auf. Als *Korrelationsenergie* wird die Differenz zwischen dem exakten Energiewert und dem Energiewert in Hartree-Fock-Näherung bezeichnet.

Korrelatograph, svw. Korrelator.

Korrelator, *Korrelationsanalysator*, Gerät zur Bildung und Beobachtung der Korrelationsfunktion bzw. zu deren Aufzeichnung (*Korrelatograph*). Meist wird mit Hilfe des K.s festgestellt, ob ein erwartetes Nutzsignal vorhanden ist oder nicht, zu welchem Zeitpunkt es eintrifft und mit welchem Effektivwert. Auch können mit einem definierten Prüfsignal gewisse Kenngrößen von Übertragungssystemen ermittelt werden. Ein K. besteht aus Signalspeicher, Verzögerungseinrichtung, Multiplikator, Integrator und Anzeige- oder Registriergerät; bei speziellen Ausführungsformen können Signalspeicher und Verzögerungseinrichtung in Wegfall kommen. Im *Signalspeicher* wird das zu analysierende Signal aufbewahrt. Der Signalspeicher ist entbehrlich, wenn das Signal langfristig stationär ist und sich für die Dauer der Analyse seine statistische Gesetzmäßigkeit nicht ändert. Als *Verzögerungseinrichtung* kann entweder der Signalspeicher mitbenutzt werden, oder es werden elektromagnetische Laufzeitketten verwendet. Im *Multiplikator* erfolgt die Multiplikation der beiden Signale. Er wird mit Bauelementen aufgebaut, die einen multiplikativen physikalischen Effekt aufweisen, z. B. mit Hall-Elementen. Der an den Multiplikator angeschlossene *Integrator* stellt lediglich ein elektrisches Glättungsglied dar. Mit Rücksicht auf die zeitlichen Änderungen der Korrelationsfunktion darf die Zeitkonstante nicht zu groß gewählt werden. Das *Anzeige-* oder *Registriergerät* kann z. B. ein Meßinstrument, ein Oszillograph oder ein Schreibgerät sein.

Lit. Lange: Korrelationselektronik (Berlin 1962).

Korrespondenzprinzip, *Bohrsches Korrespondenzprinzip*, von Bohr eingeführtes Prinzip, wonach die klassische Beschreibung eines physikalischen Systems als Grenzfall aus der quantenphysikalischen Beschreibung folgen muß. Die ursprüngliche Formulierung besagte, daß für den Grenzfall stationärer Zustände mit großen Quantenzahlen, wobei die Haupt- und Nebenquantenzahlen des Atoms gemeint sind, die quantentheoretische in die klassische Beschreibung übergehen muß (→ Atommodell). In dieser Form spielte das K. in der älteren Quantentheorie, in der man keine eindeutige Quantisierungsvorschrift besaß, eine große Rolle. Man war damit in der Lage, Aussagen über Intensität und Polarisation der Spektrallinien zu erhalten und Auswahlregeln für diese Linien zu schaffen; aus diesem Grunde wurde es auch als *Bohrsches Auswahlprinzip* bezeichnet.

Das K. ist eine heuristische Hilfe bei der Quantisierung klassischer Theorien. Von der exakten Quantenmechanik ausgehend, kann man durch den Grenzübergang $\hbar \to 0$ umgekehrt zur klassischen Mechanik zurückkehren. Dies wird in der quasiklassischen Näherung der Quantenmechanik ausgenutzt. Die Korrespondenz zwischen klassischer Mechanik und Quantenmechanik spiegelt sich im quantenmechanischen Formalismus wider. Danach korrespondieren den klassischen physikalischen Größen hermitesche Operatoren und den klassischen Poisson-Klammern die Kommutatoren; die wesentliche Änderung gegenüber der klassischen Mechanik liegt in der Änderung der Interpretation der Theorie (→ Aussagenkalkül der Quantentheorie).

korrespondierende Pendellänge, → Pendel.

korrespondierende Zustände, → Theorem der korrespondierenden Zustände, → van-der-Waalssche Zustandsgleichung.

kosmische Magnetfelder, Magnetfelder in Himmelsobjekten, z. B. Planeten, Sternen und Sternsystemen. Die → Erde besitzt ein Magnetfeld von etwa 0,5 G Stärke (1 G = 79,58 A/m); das Magnetfeld des Mondes ist, wenn z. Z. überhaupt vorhanden, wesentlich schwächer, die Mondexpeditionen haben jedoch gezeigt, daß der Mond in früheren Zeiten ein etwas stärkeres Magnetfeld gehabt hat, welches dann im Laufe der Zeit abgeklungen ist. Bei etwa 100 Sternen konnte ein Magnetfeld nachgewiesen werden, wobei eine maximale Feldstärke von 35000 G gemessen wurde, → Stern. Dem allgemeinen Magnetfeld der Sonne, dessen Feldstärke etwa 1 G beträgt, sind wesentlich stärkere lokale Felder überlagert, die in großen Sonnenflecken mehrere 10^3 G erreichen. Im → Milchstraßensystem existiert wahrscheinlich ein großräumiges Magnetfeld mit etwa 10^{-6} bis 10^{-5} G Feldstärke.

kosmisches Rauschen, → Rauschen III.

kosmische Strahlung, *Höhenstrahlung*, *Ultrastrahlung*, energiereiche Strahlung aus dem Weltall. Sie besteht zu etwa 90% aus Atomkernen des Wasserstoffs, zu 9% aus denen des Heliums und zu etwa 1% aus schwereren Kernen. Im Vergleich mit der mittleren kosmischen → Elementenhäufigkeit sind Lithium-, Beryllium- und Borkerne besonders häufig. Die Teilchen bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit und haben eine Energie von $10^9 \cdots 10^{20}$ eV. Ein Teil der auf die Erde treffenden k.n S. entsteht in der Sonne. Als Hauptquellen der k.n S. gelten Supernovae und möglicherweise Quasare und instabile Kerne von Sternsystemen. Die Strahlung wird in dem Magnetfeld der Milchstraße gespeichert in ähnlicher Weise wie im Strahlungsgürtel der Erde. Diese Primärstrahlung löst beim Auftreffen auf Teilchen der Erdatmosphäre eine Sekundärstrahlung aus, bestehend aus Hyperonen, Pionen, Müonen, Neutronen, Elektronen und Photonen. Die Zahl der Teilchen der Sekundärstrahlung ist wesentlich größer als die der Primärstrahlung. Es werden ganze Schauer von Sekundärteilchen ausgelöst. Nach der Durchdringungskraft der Sekundärteilchen unterscheidet man eine weiche Komponente, die durch Photonen und Elektronen gebildet wird, und eine harte Komponente, die bis zum Erdboden gelangt. Die Intensität der k.n S. ist am Äquator am geringsten, an den Polen der Erde am größten, weil die geladenen Teilchen im Erdmagnetfeld aus ihren ursprünglichen Bahnen zu den Polen hin abgelenkt werden.

kosmische Urstrahlung, im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit isotrope aus dem Kosmos kommende Strahlung mit der ungefähren Temperatur von 3 K. Sie wird vorwiegend als Relikt eines hochenergetischen Plasmagleichgewichtszustandes in der Frühzeit der kosmischen Entwicklung gedeutet. Bei der Interpretation der k.n U. geht man daher von der Annahme aus, daß sie schwarze Strahlung ist. Die „Kälte" der k.n U. versucht man sich durch die Annahme zu erklären, daß seit kosmologisch langer Zeit die Wechselwirkung zwischen der k.n U. und der übrigen Materie vernachlässigbar ist.

Für einen Kosmos mit → Robertson-Walkerschem Linienelement folgt aus der verschwindenden Divergenz des → Energie-Impuls-Tensors für eine Flüssigkeit mit der Dichte ϱ und dem Druck p die Gleichung

$$d\varrho/dt + 3S^{-1}(\varrho + p/c^2)\, dS/dt = 0. \qquad (1)$$

Die wesentlichsten Anteile von ϱ und p sind nun die Ruhdichte u_0 der in den Galaxien verdichteten Materie, die thermische Energie des intergalaktischen Gases und die Dichte der k.n U. u_s, der Druck des intergalaktischen Gases und der k.n U., der durch $p_s = u_s/3$ gegeben ist.

Bei vernachlässigbarer Wechselwirkung zwischen diesen Komponenten folgt aus (1) für die k. U. $u_s(t) \cdot S^4(t) = u_s(t') \cdot S^4(t')$; t und t' sind zwei Zeitpunkte, für die die gemachte Annahme erfüllt sei.

Aus dieser Beziehung leitet man ab, daß eine einmal schwarze Strahlung ständig schwarz ist. Für die Zeitpunkte t und t' folgt für die Temperatur der Strahlung $T(t) = T(t') \cdot S(t')/S(t)$. Liegt t in der Vergangenheit und expandiert der Kosmos (→ Expansion des Weltalls), dann war die Strahlung in der Vergangenheit heißer. Das legt die Vermutung nahe, daß es in der Vergangenheit eine Periode gegeben hat, in der die Wechselwirkung zwischen der k.n U. und der übrigen Materie nicht zu vernachlässigen war. In dieser Zeit sollte die k. U. dann entstanden sein, und die Wechselwirkung mit der übrigen Materie hat sie schwarz gemacht.

Aus Theorien, in denen nicht $u_s \cdot S^4 = \text{konst.}$ gilt, folgt nicht, daß eine einmal schwarze Strahlung ständig schwarz bleibt.

Es ist nun kein Grund zu sehen, warum unsere Zeit durch die Schwärze der Strahlung ausgezeichnet sein sollte. Man nimmt daher an, daß die k. U. immer schwarz war. Diese Annahme liefert dann eine Einschränkung für die möglichen Gravitationstheorien.

Aus der Beziehung $u_s \cdot S^4 = \text{konst.}$ folgt, daß spontan keine Photonen erzeugt werden können. Mit dem ständig schwarzen Charakter der k.n U. ist von den Gravitationstheorien vom Jordanschen Typ (→ Jordansche Theorie) nur die Theorie verträglich, die ableitbar ist aus dem Variationsprinzip

$$\delta \int \left\{ \frac{1}{G} \left(R - \zeta \frac{G_{;\mu}\, G^{;\mu}}{G^2} \right) + \mathcal{L} \right\} \sqrt{-g}\, d^4x = 0,$$

G ist die Gravitations„konstante", $\sqrt{-g}\,\mathcal{L}$ die Lagrange-Dichte der Materie, R der vierdimensionale Krümmungsskalar und ζ ein geeignet zu wählender Parameter.

Kosmogonie, die Lehre von der Entstehung der Himmelskörper und aller anderen kosmischen Objekte. Die K. versucht, den heute beobachteten Zustand der einzelnen Objekte als aus einem vorherigen Zustand entstanden zu erklären. Der Ausgangszustand wird dabei so gewählt, daß die Materie in ihm einen möglichst einfachen und physikalisch wahrscheinlichen Zustand hatte. Dies trifft auf einen strukturlosen chaotischen Gasnebel zu. Je mehr unterschiedliche Objekte aus einem gemeinsamen Anfangszustand entstanden erklärt werden sollen, um so komplizierter wird die Theorie. So ist die K. des Sonnensystems wesentlich schwieriger als die eines Einzel- oder auch Doppelsterns, da neben der Entstehung der Sonne auch die Entstehung der Planeten mit ihren Satelliten und die der Kometen erklärt werden muß.

K. des Sonnensystems. Die von jeder K. des Sonnensystems zu deutenden wesentlichen Beobachtungstatsachen sind: Die Planeten haben nahezu kreisförmige, näherungsweise in der gleichen Ebene liegende Bahnen; die Abstände der Planetenbahnen werden durch die Titius-Bodesche Reihe dargestellt; die Masse des Sonnensystems ist fast vollständig in der Sonne vereint, während sie nur einen kleinen Bruchteil des Gesamtdrehimpulses besitzt; der Umlauf der Planeten um die Sonne, die Rotation der Sonne sowie der Planeten und der Umlauf der Satelliten um die Planeten erfolgen mit wenigen Ausnahmen im gleichen Sinn. Die K.n des Sonnensystems können in zwei Gruppen geteilt werden. Die erste Gruppe nimmt an, daß die Sonne und die Planeten gleichzeitig entstanden sind; die zweite Gruppe nimmt an, daß sich die Planeten aus der bereits existierenden Ursonne abgelöst haben. Zur ersten Gruppe gehört die von I. Kant entwickelte *Meteoritenhypothese.* Sie geht davon aus, daß sich Sonne und Planeten aus einer Wolke kleiner, frei beweglicher Teilchen (Meteoriten) gebildet haben. Die Verdichtungen, aus denen dann Sonne und Planeten wurden, sollen durch den Zusammenstoß der Teilchen erfolgt sein. Mit dieser Theorie läßt sich aber nicht die Verteilung des Drehimpulses im Sonnensystem erklären. Von Laplace stammt die *Nebularhypothese,* die zur zweiten Gruppe gehört. Danach sollen sich aus einer langsam rotierenden, ausgedehnten Gasmasse, der Ursonne, während ihrer Kontraktion nach und nach die einzelnen Planeten zunächst als Materieringe abgelöst haben. Auch mit dieser Theorie läßt sich die Drehimpulsverteilung nicht erklären. Die heute am wahrscheinlichsten erscheinende Theorie geht davon aus, daß sich innerhalb der später zum Sonnensystem gewordenen Gasmasse ein Turbulenzsystem ausbildete, das zu lokalen Verdichtungen führte, aus denen die heutigen Planeten entstanden. Damit lassen sich die wesentlichen Beobachtungstatsachen plausibel machen, doch gehen auch in diese Theorie noch viele unbewiesene Annahmen ein.

K. eines Sterns. Auch heute noch entstehen Sterne. Dies folgt z. B. daraus, daß O- und B-Sterne im Milchstraßensystem beobachtet werden. Würden sie so alt wie die ältesten Objekte im Milchstraßensystem sein, so wäre ihr durch die Umwandlung von Wasserstoff in Helium zur

Verfügung stehender Energievorrat wegen ihrer hohen Energieausstrahlung schon längst aufgebraucht. Die heute beobachteten O- und B-Sterne können daher höchstens einige 10^7 Jahre alt sein. Sie sind damit wesentlich jünger als die überwiegende Menge der anderen Sterne des Milchstraßensystems. In der K. der Sterne wird im allgemeinen angenommen, daß sie sich aus sehr dichten interstellaren Wolken bilden, die gravitationsmäßig instabil werden. Die verhältnismäßig zahlreichen Globulen, d. s. kleine runde, sehr dichte Dunkelwolken, werden vielfach als Vorstadien eines Sterns angesehen. Die Kontraktion einer gravitationsmäßig instabilen interstellaren Wolke, eines *Protosterns*, dauert so lange, bis die Temperatur in ihr so hoch ist, daß Kernprozesse zur Energiefreisetzung stattfinden können. In diesem Stadium erreicht der Stern eine stabile Gleichgewichtslage, in der die ausgestrahlte Energie durch Kernprozesse gedeckt wird. Die weitere Entwicklung eines Sterns wird in der Theorie der Sternentwicklung behandelt, → Stern.

Kosmologie, Lehre von der Struktur und der Entwicklung des Kosmos als Ganzes. Sie ist ein Versuch einer Beschreibung seiner Geometrie und der Verteilung der Materie in ihm. Dabei werden lokale Irregularitäten in der Verteilung der Materie trotz der Größe der Gebiete, in denen sie auftreten, vernachlässigt. Die K. als Wissenschaft ruht auf der Annahme der Regularität im Großen. Diese Annahme bringt das → kosmologische Postulat zum Ausdruck, das, global formuliert, behauptet, daß die Welt jedem mit der Materie bewegten Beobachter gleich erscheint.

Die K. versucht auf folgende Fragen eine Antwort zu geben: Ist der dreidimensionale Raum offen oder geschlossen (→ geschlossener Kosmos), eben oder gekrümmt (→ Weltradius)? Hat der Kosmos einen zeitlichen Anfang und (oder) ein zeitliches Ende (→ Ursprung des Weltalls) oder ist er zeitlich unendlich? Ist er räumlich endlich oder unendlich? Sind vielleicht einige dieser Fragen Scheinprobleme?

Die Grundannahme der K. ist, daß die Bewegung der Materie im wesentlichen durch das Gravitationsfeld bestimmt wird. Daher gibt es zu jeder Gravitationstheorie eine K.

Die Newtonschen Vorstellungen von Raum und Zeit legten nahe, den Raum als eben und unendlich zu denken, der mit einer im Mittel räumlich und zeitlich konstanten Materiedichte belegt sei. Diese Vorstellungen ließen sich aber in der → Newtonschen K. nicht realisieren. Die kosmologischen Betrachtungen zur Einsteinschen Gravitationstheorie begannen mit der Diskussion der Frage, ob der dreidimensionale Raum sphärisch (→ Einstein-Kosmos) aber immer noch statisch sei. Um zu einer solchen Lösung der Feldgleichungen zu kommen, mußte Einstein in seine Gleichungen das → kosmologische Glied einführen. Gegen statische Weltmodelle spricht aber das → Olberssche Paradoxon. Ferner läßt sich die beobachtete Rotverschiebung der Spektrallinien in natürlicher Weise nur mit einem expandierenden kosmologischen Modell erklären.

Wesentlich zeitabhängige kosmologische Modelle gestatten aber auch die ursprünglichen Einsteinschen Gleichungen. Eine charakteristische Eigenschaft der Einsteinschen Gleichungen ist es, daß sie kosmologische Lösungen zulassen, die zu einem endlichen Zeitpunkt zu einer unendlichen Materiedichte führen. Man nennt diese Erscheinung kosmologische Singularität.

Die → steady-state-K. ist eine K. ohne Feldgleichungen für das Gravitationsfeld. Sie werden durch eine Verschärfung des kosmologischen Postulats ersetzt: Die Welt bietet auch zu allen Zeiten den mit der Materie bewegten Beobachtern denselben Anblick (perfektes kosmologisches Postulat).

Das perfekte kosmologische Postulat erzwingt für den Kosmos die De-Sitter-Metrik (→ De-Sitter-Kosmos). Gegen die steady-state-K. sprechen radioastronomische Beobachtungen, die anscheinend nur als „Alterung" bestimmter astronomischer Objekte zu erklären sind, was dem Geist des perfekten kosmologischen Postulats widerspricht.

Der De-Sitter-Kosmos ist auch Lösung von abgeänderten Einsteinschen Gleichungen. Die Abänderung besteht in einer Ergänzung des → Energie-Impuls-Tensors durch einen Term, der aus einem Skalarfeld, dem sogenannten C-Feld, aufgebaut ist.

Diese C-Feld-K. hat Lösungen ohne kosmologische Singularität. Für $t \to \pm \infty$ strebt ihre Metrik gegen die De-Sitter-Metrik.

Es ist für die steady-state-K. und die C-Feld-K. charakteristisch, daß die Materiedichte trotz Expansion des Kosmos angenähert konstant bleibt. Das bedeutet, daß herkömmliche Materie erzeugt wird.

In den letzten Jahren wird auch häufiger eine K. diskutiert, die zu einem Typ von → Jordanscher Theorie gehört. Hier stehen Beziehungen zum → Machschen Prinzip im Vordergrund.

Wird das Gravitationsfeld durch ein Vierbeinfeld beschrieben, dann gibt es für dieses Vierbeinfeld Feldgleichungen, deren kosmologische Lösungen keine kosmologische Singularität haben (→ Tetradentheorie).

kosmologische Konstante, → kosmologisches Glied.

kosmologische Rotverschiebung, beobachtbarer Unterschied zwischen ausgesandter und empfangener Frequenz von Photonen in einem expandierenden Kosmos. Strahlt in einem expandierenden Kosmos ein „Sender" (eine Galaxis) Photonen einer bestimmten Frequenz ν_0 ab, so hat die von einem Empfänger „auf einer anderen Galaxis" empfangene Strahlung eine kleinere Frequenz als ν_0. Die Spektrallinien werden also in einem expandierenden Kosmos zum Roten verschoben (→ Hubble-Effekt).

In einem Kosmos, dessen Metrik durch das → Robertson-Walkersche Linienelement gegeben ist, werde zur Zeit t_1 von einer Galaxis bei r_1 ein Signal ausgestrahlt. Es wird zur Zeit t_2 bei r_2 empfangen. (Es sei $r_2 > r_1$.) Von r_1 werde zur Zeit $t_1 \mp \mathrm{d}t_1$ ein Signal ausgestrahlt, das bei r_2 zur Zeit $t_2 + \mathrm{d}t_2$ empfangen wird. Für beide Signale gelten die Beziehungen

kosmologisches Glied

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathrm{d}t/S = \int_{r_1}^{r_2} \left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-1} \mathrm{d}r,$$

$$\int_{t_1+\mathrm{d}t_1}^{t_2+\mathrm{d}t_2} \mathrm{d}t/S = \int_{r_1}^{r_2} \left(1 - \frac{\varepsilon r^2}{4}\right)^{-1} \mathrm{d}r,$$

aus denen die Gleichung $\mathrm{d}t_1/S(t_1) = \mathrm{d}t_2/S(t_2)$ folgt, in der die Vakuumlichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt wurde. Sind nun t_1 bzw. t_2 und $t_1 + \mathrm{d}t_1$ bzw. $t_2 + \mathrm{d}t_2$ Anfang und Ende einer Schwingungsperiode bei r_1 und r_2, dann ist die Frequenz ν_1 bzw. ν_2 dieser Schwingung bei r_1 bzw. r_2 durch $1/\mathrm{d}t_1$ bzw. $1/\mathrm{d}t_2$ gegeben. Es ist somit $\nu_1 S(t_1) = \nu_2 S(t_2)$. Für $t_1 < t_2$ und einen expandierenden Kosmos gilt $\nu_1 > \nu_2$. Die empfangene Strahlung ist also gegenüber der ausgestrahlten zum Roten hin verschoben.

Die Verschiebung der Spektrallinien ist nicht Aussage einer bestimmten Feldtheorie. Sie ist eine reine wellenkinetische Aussage und bringt zum Ausdruck, daß die Zahl der Wellenlängen für eine Strahlung zwischen zwei mit der Materie bewegten Beobachtern konstant ist.

kosmologisches Glied, von Einstein nachträglich in seine Feldgleichungen eingefügtes Glied der Form $\Lambda g_{\mu\nu}$, so daß sie nunmehr $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = -\varkappa T_{\mu\nu}$ lauten.

Λ wird *kosmologische Konstante* genannt. Für die Einführung des kosmologischen Gliedes hatte Einstein zwei Gründe: 1) Die ursprünglichen Gleichungen für das Vakuum haben den Minkowski-Raum als Lösung. Unter dem Einfluß Machscher Ideen stehend forderte Einstein, daß die Feldgleichungen derart sein müssen, daß sie keine Vakuumlösung gestatten. Hierin sah Einstein die Befriedigung des → Machschen Prinzips. Es zeigte sich aber, daß auch die Feldgleichungen mit kosmologischem Glied Vakuumlösungen haben (→ De-Sitter-Kosmos).

2) Um zu einem statischen Weltmodell zu kommen, mußten die ursprünglichen Feldgleichungen abgeändert werden, weil sie solche Lösungen nicht gestatten.

Die Feldgleichungen mit kosmologischem Glied führen dagegen auf den statischen → Einstein-Kosmos. Die → kosmologische Rotverschiebung der Spektrallinien, die Ausdruck des nichtstatischen Charakters des Kosmos ist, macht die Einführung des kosmologischen Gliedes überflüssig.

Fälschlich wird oft angenommen, daß das kosmologische Glied analog dem Term $\Lambda\varphi$ für das Potential in der v.-Seeligerschen Gleichung ist (→ Newtonsche Kosmologie). Die lineare Näherung der Einsteinschen Gleichungen mit kosmologischem Glied lautet jedoch

$$\Delta\varphi + \Lambda = \frac{\varkappa}{2}\varrho$$

und nicht $\Delta\varphi + \Lambda\varphi = \frac{\varkappa}{2}\varrho$.

kosmologisches Modell, Modell für die den Kosmos füllende Materie und ihre Verteilung in ihm sowie für die metrische und topologische Struktur des Kosmos. Dabei besteht in metrischen Gravitationstheorien über die zugrunde gelegten Feldgleichungen für das Gravitationsfeld zwischen der Materie und ihrer Verteilung im Kosmos und seiner metrischen Struktur eine Beziehung.

Gewöhnlich werden zwei extreme Fälle betrachtet: 1) Die den Kosmos füllende Materie ist eine druckfreie Flüssigkeit. Die „Moleküle" dieser Flüssigkeit sind die Galaxien.

2) Der Kosmos ist ein Strahlungskosmos, d. h., die im Kosmos vorhandene Materie mit von Null verschiedener Ruhmasse ist zu vernachlässigen. Für die metrische Struktur macht man in den einfachsten kosmologischen Modellen die Voraussetzung, daß die vierdimensionale Welt in eine → universelle Zeit und den dreidimensionalen Raum aufspaltbar ist.

Ferner soll der so ausgezeichnete dreidimensionale Raum weder einen ausgezeichneten Punkt noch eine ausgezeichnete Richtung haben (→ kosmologisches Postulat).

kosmologisches Postulat, Annahme, daß es in der Raum-Zeit, dem Kosmos, eine Menge von Raumschnitten gibt, deren Geometrie in allen Punkten gleich ist.

In diesen dreidimensionalen Räumen soll also kein Punkt ausgezeichnet sein (Homogenitätspostulat).

Dazu kommt oft noch die Forderung, daß der Kosmos in jeder Richtung den gleichen Anblick bieten soll.

Die ausgezeichneten Raumschnitte, mathematisch als Hyperflächen zu bezeichnen, sind die Mengen gleichzeitiger Ereignisse, und der Parameter t der Hyperflächen wird Weltzeit, → universelle Zeit oder kosmische Zeit genannt.

Die Existenz solcher raumartiger Hyperflächen wird durch die Forderung gesichert, daß die Materie in bezug auf einen Beobachter, der sich mit der Materie bewegt, nicht rotiert.

Das perfekte kosmologische Postulat ist eine Verschärfung des kosmologischen Postulates. Es fordert, daß der dreidimensionale Raum nicht nur in jedem Punkt und in jeder Richtung dem mit der Materie bewegten Beobachter den gleichen Anblick bietet, sondern auch zu allen Zeiten. In einem Riemannschen Raum-Zeit-Kontinuum führt das perfekte Postulat zur Existenz einer universellen Zeit und zur → steady-state-Kosmologie.

Die Forderung, daß der dreidimensionale Raum an allen Punkten den gleichen Anblick bietet, bringt die Annahme zum Ausdruck, daß der Mensch im Universum keine ausgezeichnete Rolle spielt. Was er von unserer Galaxis aus sieht, soll jeder Beobachter auf einer anderen Galaxis sehen. Die Isotropie des dreidimensionalen Raumes ist beobachtbar. Ist sie festgestellt, weiß man auch, daß der Kosmos homogen ist, wenn man annimmt, daß man nicht im Zentrum einer kugelsymmetrischen Welt lebt.

Kosmos, die Gesamtheit der Materie und die durch sie dialektisch bestimmte raum-zeitliche Ordnung. Die Materie des K. ist vermutlich zum Großteil in bestimmten kosmischen Objekten konzentriert, die in seinem heute sichtbaren Teil eine Hierarchie bilden. Sterne bilden mit anderen Sternen Doppelsterne und Mehrfachsysteme. Größere Ansammlungen von Sternen bilden Sternhaufen. In den → Galaxien haben wir eine Ansammlung von größenordnungsmäßig 10^{11} Sternen. Von den Galaxien beobachtet man

eine sehr große Zahl, die zum Teil wiederum Galaxienhaufen bilden. Haufen von Galaxienhaufen wurden nicht beobachtet. Das System der Galaxienhaufen faßt man zu der Metagalaxis zusammen.

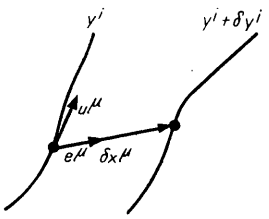
Es ist die Frage, ob diese Metagalaxis schon Eigenschaften des ganzen K. erkennen läßt, oder ob sie ein verschwindender Bruchteil des K. ist. Das kosmologische Postulat verneint diese Fragestellung.

Mißt man die Entfernung der Galaxien über die Rotverschiebung z der Spektrallinien (→ Hubble-Effekt), so sind von $z \approx 0{,}4$ bis 0,5 größenordnungsmäßig 10^{11} Galaxien beobachtbar.

Aus den beobachteten maximalen Rotverschiebungen ist zu schließen, daß wir heute bis zu 10^{10} Lichtjahren in den K. „sehen" können. Diese Angabe ist aber schon stark von dem zugrunde gelegten → kosmologischen Modell abhängig.

Die Struktur und Entwicklung des K. ist Gegenstand der Kosmologie. Hier versucht man, auf Grund einfacher Vorstellungen (→ kosmologisches Postulat) Eigenschaften des K. zu erschließen.

Kinematik des Weltsubstrats. Die Materie, die den K. füllt, definiert ein ausgezeichnetes Bezugssystem, dessen → zeitartiger Vektor die → Vierergeschwindigkeit u^μ des Weltsubstrats ist (griechische Indizes laufen von 0···3). Drei beliebige, dazu senkrechte → raumartige Vektoren spannen die räumliche Umgebung des Beobachters auf, der in diesem Bezugssystem ruht.



Kinematik des Weltsubstrats

Beliebige vierdimensionale Größen werden mit dem Projektionsoperator $h^\nu_\mu = \delta^\nu_\mu - u_\mu u^\nu$ (δ^ν_μ ist das → Kronecker-Symbol, und die Vakuumlichtgeschwindigkeit c ist 1 gesetzt) in die räumliche Umgebung, den lokalen Raum, eines Beobachters projiziert (die Projektion wird mit einem Querstrich gekennzeichnet).

Die Projektion $\bar{u}_{\alpha;\beta}$ der → kovarianten Ableitung der Vierergeschwindigkeit u_α wird in der Form $\bar{u}_{\alpha;\beta} = \omega_{\alpha\beta} + \sigma_{\alpha\beta} + \theta h_{\alpha\beta}/3$ geschrieben. Dabei wurde definiert:

$\omega_{\alpha\beta} \equiv u_{[\alpha;\beta]} + \dot{u}_{[\alpha} u_{\beta]}$;

$\sigma_{\alpha\beta} \equiv u_{(\alpha;\beta)} + \dot{u}_{(\alpha} u_{\beta)} - \theta h_{\alpha\beta}/3$,

$\theta \equiv u^\alpha{}_{;\alpha}$ (über α ist zu summieren), und es bedeutet $A_{[\alpha\beta]} \equiv (1/2)(A_{\alpha\beta} - A_{\beta\alpha})$; $A_{(\alpha\beta)} \equiv (1/2)(A_{\alpha\beta} + A_{\beta\alpha})$; $\dot{B} \equiv B_{\nu;}u^\nu$. $\omega_{\alpha\beta}$ wird Tensor der *Rotationsgeschwindigkeit*, $\sigma_{\alpha\beta}$ wird Tensor der *Scherungsgeschwindigkeit*, θ wird *Expansionsgeschwindigkeit* genannt.

Zur geometrischen Veranschaulichung siehe die Abbildung. Zwei Punkte auf verschiedenen Weltlinien des Weltsubstrats unterscheiden sich in den Koordinaten durch δx^μ. Es ist $\delta l \equiv (\bar{g}_{\mu\nu}\overline{\delta x^\mu}\overline{\delta x^\nu})^{1/2}$ der in den Raum des Beobachters auf y^i projizierte räumliche Abstand zwischen diesen Punkten. $e^\mu \equiv \overline{\delta x^\mu}/\delta l$ ist der räumliche Einheitsvektor in Richtung der Verbindung der beiden Punkte. Es gelten dann die Beziehungen $\dot{\delta l}/\delta l = \sigma_{\alpha\beta}e^\alpha e^\beta + \frac{1}{3}\theta$ und $\dot{\bar{e}}^\mu = e^\beta(\omega^\mu_\beta + \sigma^\mu_\beta - \delta^\mu_\beta e^\alpha e^\gamma \sigma_{\alpha\gamma})$. Wenn $\sigma_{\alpha\beta} = \omega_{\alpha\beta} = 0$ ist, folgt $\dot{\bar{e}}^\mu = 0$ und $\dot{\delta l}/\delta l = \frac{1}{3}\theta$, d. h., es ändert sich nicht die Richtung der Verbindung beider Punkte, sondern nur der Abstand. $\theta \neq 0$ beschreibt also eine Expansion oder Kontraktion (negative Expansion).

Wenn $\sigma_{\alpha\beta} = \theta = 0$ ist, dann gilt $\dot{e}^\mu = e^\beta \omega^\mu_\beta$ und $\dot{\delta l}/\delta l = 0$, d. h., es ändert sich die Richtung der Verbindung beider Punkte, jedoch bleibt ihr Abstand konstant; $\omega_{\alpha\beta} \neq 0$ beschreibt also eine Rotation. Wenn $\omega_{\alpha\beta} = \theta = 0$ ist, ergibt sich, daß im allgemeinen $\dot{\delta l}/\delta l \neq 0$ und $\dot{\bar{e}}^\mu \neq 0$ ist. Bei einer solchen Bewegung wird z. B. aus einem Kreis zu einem anderen Zeitpunkt eine Ellipse. Eine solche Erscheinung nennt man Scherung. Die Rotationsachse ω^μ wird durch die Beziehung $\omega^\mu \equiv \frac{1}{2}\varepsilon^{\mu\nu\varrho\sigma}u_\nu\omega_{\varrho\sigma}$ ($\varepsilon^{\mu\nu\varrho\sigma}$ ist das → Levi-Civita-Symbol) definiert.

Unter Rotation ω versteht man den Ausdruck $\omega \equiv (\omega_\mu\omega^\mu)^{1/2} = (\frac{1}{2}\omega_{\mu\nu}\omega^{\mu\nu})^{1/2}$.

Die Scherung σ ist durch $\sigma \equiv (\frac{1}{2}\sigma_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})^{1/2}$ definiert.

Es gilt: Die Rotation ω bzw. die Scherung σ ist dann und nur dann gleich Null, wenn $\omega_{\alpha\beta} = 0$ bzw. $\sigma_{\alpha\beta} = 0$ ist.

Klassifikation der Weltmodelle der Einsteinschen Theorie mit kosmologischer Konstante Λ. Die den K. füllende Materie mit der Dichte ϱ sei eine druckfreie Flüssigkeit, deren „Teilchen" die Galaxien sind. Ihre Weltlinien sind geodätische Linien.

Eine Kombination aller Einsteinschen Gleichungen mit kosmologischem Glied lautet

$$\dot{\theta} + \frac{1}{3}\theta^2 + 2(\sigma^2 - \omega^2) + \frac{\varkappa\varrho}{2} - \Lambda = 0.$$

1) Es sei Scherung σ = Rotation ω = Expansion $\theta = 0$; dann gilt $\varkappa\varrho/2 - \Lambda = 0$. Diese Bedingungen definieren den *statischen → Einstein-Kosmos.*

2) Es sei Scherung σ = Rotation $\omega = 0$ und die Expansion $\theta \neq 0$. Die Expansion θ wird durch die Gleichung $\dot{\theta} + \frac{1}{3}\theta^2 + \frac{\varkappa\varrho}{2} - \Lambda = 0$ bestimmt. Diese Bedingungen definieren die *Friedmannschen Kosmen.* Lösungen, bei denen nur die Expansion von Null verschieden ist, existieren auch, wenn die kosmologische Konstante Null ist. Eine spezielle Lösung ist in diesem Fall der *Einstein-De-Sitter-Kosmos*, dessen dreidimensionaler Raum eben ist und dessen Expansionsfaktor $S(T) \sim T^{2/3}$ (→ Robertson-Walkersches Linienelement) ist. Zu den Friedmann-Kosmen gehören auch die → *De-Sitter-Kosmen.*

3) Es sei Expansion θ = Scherung $\sigma = 0$ und die Rotation $\omega \neq 0$; dann gilt $2\omega^2 = \frac{\varkappa\varrho}{2} - \Lambda$.

Ferner folgt aus den Einsteinschen Gleichungen $d\omega/dt = 0$, d. h., die Rotation ist zeitlich konstant. Diese Bedingungen definieren den *Gödel-*

K. Bei einer Materiedichte $\varrho \approx 10^{-30}$ g/cm³ ist die Periode der Drehung 10^{11} Jahre.

Im Gödel-K. gibt es keine → universelle Zeit. Ferner existieren in diesem K. geschlossene, zeitartige Linien. Ein Beobachter kann in diesem K. über seine Zukunft in seine Vergangenheit reisen.

Kossel-Kristall, → Kristallwachstum.

Kossel-Stranskische Wachstumstheorie, → Kristallwachstum.

kovalente Bindung, → chemische Bindung.

kovalenter Atomradius, svw. Kovalenzradius.

kovalenter Bindungsradius, svw. Kovalenzradius.

kovalenter Charakter, ein Maß für den kovalenten Anteil einer → chemischen Bindung.

Kovalenzmoment, elektrisches Dipolmoment, das dadurch entsteht, daß bei ungleich großen Bindungspartnern trotz gleicher Elektronegativität das bindende Elektronenpaar nicht mit dem Ladungsschwerpunkt der Atomkerne zusammenfällt.

Kovalenzradius, *kovalenter Atomradius, kovalenter Bindungsradius,* die Bindungslänge in reinen kovalenten Bindungen und in kovalenten Bindungen mit nur geringem Ionencharakter, die sich näherungsweise als Summe empirisch gefundener Abstandsinkremente der einzelnen an der Bindung beteiligten Atome darstellen läßt.

Kovalenzradien einiger Elemente nach Pauling

	Kohlenstoff	Stickstoff	Sauerstoff	Fluor
Einfachbindung	0,772	0,70	0,66	0,64
Doppelbindung	0,667			
Dreifachbindung	0,603			
	Silizium	**Phosphor**	**Schwefel**	**Chlor**
Einfachbindung	1,17	1,10	1,04	0,99
Doppelbindung	1,07	1,00	0,94	0,89
Dreifachbindung	1,00	0,93	0,87	
	Germanium	**Arsen**	**Selen**	**Brom**
Einfachbindung	1,22	1,21	1,17	1,14
Doppelbindung	1,12	1,11	1,07	1,04
	Zinn	**Antimon**	**Tellur**	**Jod**
Einfachbindung	1,40	1,41	1,37	1,33
Doppelbindung	1,30	1,31	1,27	1,23

kovariant, → Vektortransformation.

kovariante Ableitung, *absolute Differentiation,* Tensoroperation, die die Verallgemeinerung der partiellen Ableitung darstellt, derart, daß ein Tensor mit r unteren Indizes zu einem Tensor mit $r+1$ unteren Indizes wird.

In einem n-dimensionalen Raum bilden die partiellen Ableitungen $\frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu}$ keinen Tensor, und das totale Differential da_μ ist kein Vektor. Das hängt damit zusammen, daß z. B. da_μ die Differenz von Vektoren ist, die sich an verschiedenen (unendlich benachbarten) Punkten befinden. Bei allgemeinen Koordinatentransformationen transformieren sich aber Vektoren an verschiedenen Punkten gemäß dem Transformationsgesetz

$$\bar{a}_\mu = \sum_\nu \frac{\partial x^\nu}{\partial \bar{x}^\mu} a_\nu \qquad (1)$$

für Vektoren verschieden, da die $\frac{\partial x^\nu}{\partial \bar{x}^\mu}$ Funktionen der Koordinaten sind. Um aus $\frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu}$ einen Tensor zu machen, ergänzt man die partiellen Ableitungen daher durch die Subtraktion eines in den a_μ linearen Termes $\Gamma^\lambda_{\mu\nu} a_\lambda$, derart, daß der Ausdruck

$$a_{\mu;\nu} = \frac{\partial a_\mu}{\partial x^\nu} - \Gamma^\lambda_{\mu\nu} a_\lambda$$

einen Tensor in bezug auf allgemeine Koordinationentransformationen bildet. Notwendig und hinreichend dafür ist, daß sich die $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ beim Übergang von den Koordinaten $x^1, \ldots, x^n$ zu den Koordinaten $\bar{x}^1, \ldots, \bar{x}^n$ nach der Formel

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \bar{\Gamma}^\varrho_{\sigma\tau} \frac{\partial x^\lambda}{\partial \bar{x}^\varrho} \frac{\partial \bar{x}^\sigma}{\partial x^\mu} \frac{\partial \bar{x}^\tau}{\partial x^\nu} + \frac{\partial^2 \bar{x}^\varrho}{\partial x^\mu \partial x^\nu} \frac{\partial x^\lambda}{\partial x^\varrho} \qquad (2)$$

transformieren.

Aus der Forderung $(a^\mu a_\mu)_{;\nu} = 0$ folgt für die k. A. des kontravarianten Vektors

$$a^\mu_{;\nu} = \frac{\partial a^\mu}{\partial x^\nu} + \Gamma^\mu_{\varrho\nu} a^\varrho. \qquad (3)$$

Mit Hilfe eines dem Transformationsgesetz (2) genügenden Systems von $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ ist es dann möglich, aus einem beliebigen Tensor $a^{\mu\cdots\nu}_{\lambda\cdots\varrho}$ mit r unteren Indizes einen mit $r+1$ Indizes durch k. A. zu erhalten:

$$a^{\mu\cdots\nu}_{\lambda\cdots\varrho;\tau} = \frac{\partial a^{\mu\cdots\nu}_{\lambda\cdots\varrho}}{\partial x^\tau} - \Gamma^\sigma_{\lambda\tau} a^{\mu\cdots\nu}_{\sigma\cdots\varrho} - \cdots -$$
$$- \Gamma^\sigma_{\varrho\tau} a^{\mu\cdots\nu}_{\lambda\cdots\sigma} + \Gamma^\mu_{\sigma\tau} a^{\sigma\cdots\mu}_{\lambda\cdots\varrho} + \cdots + \Gamma^\nu_{\sigma\varrho} a^{\mu\cdots\sigma}_{\lambda\cdots\varrho}.$$

Die Differentialform

$$Da^\mu \equiv a^\mu_{;\nu}\, dx^\nu = \left(\frac{\partial a^\mu}{\partial x^\nu} + \Gamma^\mu_{\varrho\nu} a^\varrho\right) dx^\nu$$

heißt kovariantes Differential. In Verallgemeinerung der Verhältnisse ebener Räume in kartesischen Koordinaten nennt man die Verschiebung eines Vektors *Parallelübertragung,* wenn $\frac{Da^\mu}{Dt} \equiv 0$, wobei t der Parameter der Kurve $x^\mu(t)$ ist, längs der die Verschiebung ausgeführt wird. Die Funktionen $\Gamma^\mu_{\varrho\nu}$ werden daher auch als Übertragungskoeffizienten bezeichnet. Im Riemannschen Raum sind die $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ die → Christoffel-Symbole zweiter Art. Die Parallelverschiebung eines Vektors heißt dann metrische Übertragung.

Kovarianz, → Invarianz.

kp, → Kilopond.

Kp., Abk. für Kochpunkt, → Sieden.

Kp-Index, eine planetare dreistündliche Kennziffer der geomagnetischen Aktivität. Der Kp-Index stellt den Mittelwert der standardisierten dreistündlichen magnetischen Kennziffern von zwölf festgelegten geomagnetischen Observatorien dar.

kp · m, → Kilopondmeter.

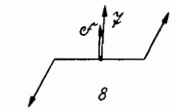
Kraft, Ursache für die Änderung des Bewegungszustands, d. h. für die Beschleunigung freier bzw. die Deformation gebundener Körper. K. ist ein Grundbegriff der Mechanik, wobei von der speziellen Natur der K. abgesehen und nur ihrer Fähigkeit zur Beschleunigung bzw. Deformation von Körpern Rechnung getragen wird. Die K. ist eine Folge der Wechselwirkungen der

Materie; sie repräsentiert jeweils nur eine einseitige Wirkung und kann als die eine Hälfte der Wechselwirkung betrachtet werden. Kräfte treten daher in der Natur niemals einzeln, sondern stets paarweise auf: Zu jeder K. existiert eine entgegengesetzte, betragsmäßig gleich große K., die *Gegenwirkungskraft* (→ Newtonsche Axiome). Die Einführung des Kraftbegriffs ermöglicht eine einheitliche Behandlung der vielfältigen „wahren" Ursachen von Beschleunigungen und Deformationen, die in den äußerst komplizierten Wechselwirkungen der aus Elementarteilchen aufgebauten Materie zu suchen sind. Der Begriff der K. hat gegenüber dem der Wechselwirkung den Vorteil der im „Kraftgefühl" bei Betätigung der Muskeln begründeten Anschaulichkeit und ist aus dem täglichen Leben und der Technik nicht wegzudenken.

Die allgemeine Eigenschaft der K. ist ihr Vektorcharakter: Die K. ist ein gebundener Vektor und kann geometrisch durch einen Pfeil fester Richtung und Länge dargestellt werden; der Kraftvektor kann in dieser Richtung, der *Wirkungslinie der K.*, frei verschoben werden. Für die *Kräfteaddition* ergeben sich daher folgende Regeln: 1) Zwei an einem Massepunkt P angreifende Kräfte $\vec{F}_1$ und $\vec{F}_2$ sind derjenigen Einzelkraft $\vec{F}$ äquivalent, die sich nach dem Parallelogrammsatz durch vektorielle Addition von $\vec{F}_1$ und $\vec{F}_2$ ergibt (*Kräfteparallelogramm*; Abb. 1 a bzw. 1 b). 2) Wirken mehrere Kräfte $\vec{F}_i$ ($i = 1, \ldots, n$), so ist die äquivalente *Einzelkraft*, d. i. die *resultierende K.* oder *Gesamtkraft* aller $\vec{F}_i$, $\vec{F} = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i$, durch denjenigen Vektor gegeben, der den Anfangspunkt von $\vec{F}_1$ mit dem Endpunkt von $\vec{F}_n$ verbindet, wenn man die $\vec{F}_i$ der Reihe nach aneinander ansetzt (Abb. 2). 3) Ein im Punkt P angreifender Kraftvektor $\vec{F}$ kann bezüglich einer vorgegebenen, durch den Einheitsvektor $\vec{e}$ charakterisierten Richtung in zwei Kraftkomponenten zerlegt werden, von denen eine ($\vec{F}_{\parallel}$) in die Richtung von $\vec{e}$ und die andere ($\vec{F}_{\perp}$), in der von $\vec{F}$ und $\vec{e}$ aufgespannten Ebene, senkrecht zu $\vec{e}$ steht (Abb. 3). 4) Zwei an verschiedenen Punkten P_1 und P_2 eines starren Körpers angreifende Kräfte $\vec{F}_1$ und $\vec{F}_2$ können dann zu einer resultierenden K. $\vec{F}$ zusammengesetzt werden, wenn ihre Wirkungslinien zusammenfallen, d. h. wenn die Kräfte direkt parallel oder antiparallel sind, oder wenn die Wirkungslinien in einer Ebene liegen und sich schneiden; die Kräfte werden im Schnittpunkt der Wirkungslinien addiert und gegebenenfalls in der Wirkungslinie der resultierenden K. $\vec{F}$ verschoben (Abb. 4 a, b). Parallele Kräfte, deren Wirkungslinien einen von Null verschiedenen Abstand a haben, können addiert werden, indem man zwei sich gegenseitig kompensierende, in der Verbindungsgeraden der Angriffspunkte von $\vec{F}_1$ und $\vec{F}_2$ liegende Hilfskräfte $\vec{F}'_1$ und $\vec{F}'_2$ einführt und diese zu $\vec{F}_1$ bzw. $\vec{F}_2$ addiert; dann schneiden sich die Wirkungslinien der einzelnen Resultierenden wie im eben behandelten Fall (Abb. 5). 5) Zwei an einem starren Körper angreifende gleich große, aber *antiparallele Kräfte*, deren Wirkungslinien einen von Null verschiedenen Abstand a voneinander haben, können nicht durch eine gleichwertige Einzelkraft ersetzt werden. Sie bilden ein *Kräftepaar* (Abb. 6), das auf den Körper ein Drehmoment $\vec{T}$ vom Betrag $F \cdot a$ ausübt und auf der durch das Kräftepaar aufgespannten Ebene senkrecht steht (in der Abb. weist der Vektor $\vec{T}$ senkrecht in die Zeichenebene hinein; → Vektorprodukt), F ist dabei der Betrag von $\vec{F}$. 6) Zwei Kräfte $\vec{F}_1$ und $\vec{F}_2$ mit windschiefen Wirkungslinien und den Angriffspunkten P_1 und P_2 sind immer einer resultierenden K. $\vec{F}$ und einem resultierenden Drehmoment $\vec{T}$ äquivalent (Abb. 7). Man führt in der zu $\vec{F}_2$ parallelen Geraden g_2 durch P_1 zwei sich gegenseitig kompensierende Hilfskräfte $\vec{F}'_2$ und $-\vec{F}'_2$ vom gleichen Betrag wie $\vec{F}_2$ ein, wobei sich $-\vec{F}'_2$ mit $\vec{F}_1$ zur resultierenden K. $\vec{F}$ addiert und $\vec{F}'_2$ zusammen mit $\vec{F}_2$ das resultierende Drehmoment $\vec{T}$ liefert. Mit den angegebenen Regeln ist die vollständige Reduktion eines → Kraftsystems, d. i. die Gesamtheit beliebiger, an einem starren Körper angreifender Kräfte, möglich: Ein Kraftsystem kann stets auf eine resultierende Gesamtkraft $\vec{F}$ und ein resultierendes Gesamtdrehmoment $\vec{T}$ reduziert werden (→ Kräftereduktion). Sind $\vec{F}$ und $\vec{T}$ parallel gerichtet, spricht man von einer *Kraftschraube* (Abb. 8).

An einem mechanischen System können sowohl *äußere Kräfte*, die von Wechselwirkungen des Systems oder seiner Teile mit der Umgebung herrühren, als auch *innere Kräfte* auftreten, deren zugehörige Wechselwirkungen innerhalb des Systems liegen. Innere Kräfte treten stets paarweise auf, d. h., zu jeder inneren K. gibt es eine gleich große antiparallele Gegenkraft in derselben Wirkungslinie. Daneben unterscheidet man gelegentlich, historisch bedingt, die *eingeprägten Kräfte*, die physikalischen Ursprungs sind und von experimentell bestimmbaren physikalischen Konstanten abhängen, z. B. die Schwerkraft, elektrische K. und magnetische K., von den → *Zwangskräften*, die geometrischen Ursprungs und mit dem Bestehen von Bindungen verknüpft sind, z. B. Achslagerkraft und Haftreibung. Befindet sich z. B. ein Körper auf einem Tisch, so ist die Schwere eine äußere eingeprägte K., die Stützkraft des Tisches eine äußere Zwangskraft, die gegenseitigen Bindungskräfte der Moleküle des Körpers sind innere eingeprägte Kräfte, die durch die Stützkraft hervorgerufenen inneren Spannungen innere Zwangskräfte. Wird das mechanische System mittels → verallgemeinerter Koordinaten q_j ($j = 1, \ldots, f$, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems ist) und verallgemeinerter Impulse p_j, z. B. Winkelvariable und deren Ableitungen, beschrieben, die nicht notwendig die Dimension einer Länge haben, so nennt man die Größen $\dot{p}_j = Q_j$ *verallgemeinerte* oder *generalisierte Kräfte*; auch diese haben gewöhnlich nicht die Dimension einer K.

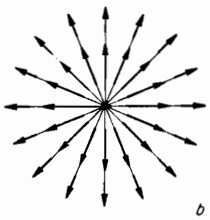
Bei der Untersuchung mechanischer Systeme sind die eingeprägten Kräfte im allgemeinen vorgegeben, die Zwangskräfte dagegen müssen erst nachträglich aus den Bindungen bestimmt werden. Bei der Bewegung eines Massepunktes auf einer vorgeschriebenen Kurve oder Fläche kann man die eingeprägten Kräfte zerlegen in eine Normalkomponente (*Normalkraft*), die bei Kreisbewegungen mit der Radialkomponente (*Radialkraft*) zusammenfällt, und eine Tangentialkomponente (*Tangentialkraft*). Die auf der



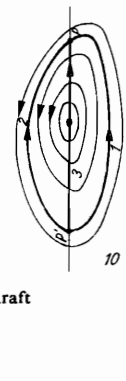
8



9



b



10

Kraft

Bahnkurve des Massepunktes senkrecht stehende Normalkraft wird durch eine gleich große, entgegengesetzt gerichtete Zwangskraft kompensiert und heißt daher auch *verlorene K.*, während die Tangentialkraft allein die Bewegung des Massepunktes verursacht. Diese Zerlegung der Kräfte entspricht derjenigen von Beschleunigungen (→ Kinematik). Neben diesen realen physikalischen Kräften treten in Bezugssystemen, die sich gegenüber einem Inertialsystem beschleunigt bewegen, noch zusätzliche *Trägheits-* oder *Scheinkräfte* (→ Trägheitswiderstand) auf.

Nach der Art des Angreifens der eingeprägten K. unterscheidet man zwischen Volumen-, Flächen- und Linienkraft. Eine *Volumenkraft* greift an den Volumenelementen ΔV des Körpers an und verschwindet für $\Delta V \to 0$, z. B. die Schwerkraft für einen homogenen Körper. Eine *Flächenkraft* greift an den Flächenelementen ΔA des Körpers an und verschwindet für $\Delta A \to 0$, z. B. die Reibungskraft der Haft- bzw. Gleitreibung oder die Spannungen an einer gedachten Schnittfläche in einem Körper. Eine *Linienkraft* bzw. *Punktkraft* kann als Grenzfall einer an einer schmalen bzw. in allen Richtungen sehr kleinen Fläche angreifenden Kraft eingeführt werden; sie ist eine Idealisierung, die für manche Berechnungen vorteilhaft ist. Ist der Körper nicht homogen, so greift die Schwerkraft an den einzelnen Masseelementen des Körpers an. Man nennt eine solche K. *Massekraft*; die am Körper angreifende Gesamtkraft ist der Gesamtmasse des Körpers proportional.

Nach ihrer physikalischen Herkunft unterscheidet man folgende *Grundkräfte*, auf die alle anderen Kräfte zumindest im Prinzip zurückgeführt werden können: 1) die von der Gravitation herrührende Massenanziehungs- oder Schwerkraft, 2) die von der elektromagnetischen Wechselwirkung herrührende elektrische und magnetische K., 3) die von der starken Wechselwirkung hervorgerufene Kernkraft und 4) eine mit der schwachen Wechselwirkung verknüpfte K., die z. B. den β-Zerfall der Atomkerne bewirkt. Das Verhalten physikalischer Systeme kann jedoch nicht in allen Fällen, z. B. in der Kontinuumsmechanik, explizit bis auf die Wirkung dieser Grundkräfte bzw. -wechselwirkungen reduziert werden. Andererseits lassen sich nicht alle Erscheinungen auf das Einwirken von Kräften zurückführen, z. B. ist man in der Elementarteilchenphysik auf den fundamentaleren Begriff der Wechselwirkung unbedingt angewiesen.

Die Kräfte sind durch ein *Kraftgesetz* charakterisiert, das die Abhängigkeit der K. vom Ort $\vec{r}$, von der Geschwindigkeit $\vec{v}$ und von der Zeit t, gegebenenfalls auch noch von anderen physikalischen Parametern g angibt: $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r}, \vec{v}, t, g)$; in vielen Fällen ist $\vec{F}$ jedoch nur von $\vec{r}$ abhängig: $\vec{F} = \vec{F}(\vec{r})$, d. h., ein sich bewegender Massepunkt findet in jedem Punkt des Raumes eine nur von der Lage des Punktes abhängige K. vor. Die Gesamtheit aller Kraftvektoren im Raum bildet ein *Kraftfeld*, das durch drei im allgemeinen stetig differenzierbare Funktionen $X = X(x, y, z)$, $Y = Y(x, y, z)$ und $Z = Z(x, y, z)$, die Komponenten von $\vec{F} = (X, Y, Z)$ am Ort $P = (x, y, z)$, gegeben ist. Heftet man an jeden Punkt P des Raumes die Richtung der K. an, kann man, von einem beliebigen Punkt P_0 ausgehend, diese Richtungselemente zu *Kraftlinien* verbinden (Abb. 9a, b), wobei die Dichte der Kraftlinien der Stärke des Kraftfeldes, d. h. dem Betrag der K. in dem betrachteten Punkt P, proportional ist.

Ein von der Zeit t und der Geschwindigkeit $\vec{v}$ unabhängiges Kraftfeld kann als negativer Gradient eines rein ortsabhängigen Potentials $U(x, y, z)$ geschrieben werden ($\vec{F} = -\text{grad}\, U$), wenn es wirbelfrei ist, d. h., wenn $\text{rot}\, \vec{F} = 0$ gilt; derartige Kraftfelder bzw. Kräfte heißen *konservative Kraftfelder* bzw. *Kräfte* oder *Potentialkraftfelder* bzw. *Potentialkräfte*, andernfalls spricht man von *nichtkonservativen Kraftfeldern* bzw. *Kräften*. Wirbel treten immer dann auf, wenn das Kraftfeld in sich geschlossene Kraftlinien enthält (Abb. 10). Berechnet man die Arbeit, die das Kraftfeld längs der Wege 1, 2 bzw. 3 von P' nach P verrichtet, erhält man πrF, $-\pi rF$ bzw. 0, wenn F der auf den Kreisen als konstant angenommene Betrag der K. ist. Während bei konservativen Kraftfeldern die sich aus der kinetischen und der potentiellen Energie zusammensetzende Gesamtenergie des Systems $E = T + U$ für alle Bewegungen konstant bleibt (→ Energiesatz), gilt dies für nichtkonservative Kraftfelder nicht. Beispiele konservativer Kraftfelder sind alle Zentralkraftfelder (→ Zentralkraft), bei denen die K. stets auf ein Zentrum hin oder von ihm weg gerichtet ist (Abb. 9b), ferner das homogene Schwerefeld (→ Schwerkraft). Ist $\vec{F}$ konservativ, hängt die von $\vec{F}$ verrichtete Arbeit $\int_1^2 \vec{F}\, d\vec{r}$ nur von der Anfangs- und Endlage, aber nicht von dem speziellen Weg ab, den der Körper dabei durchläuft. Existenz eines Potentials, Wegunabhängigkeit, Wirbelfreiheit und Konservativität der K. und Gültigkeit des Energiesatzes für abgeschlossene Systeme sind daher einander äquivalent.

Die nicht rein ortsabhängigen Kräfte können kein Potential haben, z. B. die geschwindigkeitsabhängige → Reibung und die → Lorentz-Kraft $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$, wobei e die Ladung eines Teilchens, $\vec{v}$ seine Geschwindigkeit und $\vec{B}$ das magnetische Feld ist, in dem sich das Teilchen befindet. Eine Zeitabhängigkeit tritt gewöhnlich bei nichtabgeschlossenen Systemen auf, z. B. bei erzwungenen Schwingungen durch äußere, gewöhnlich periodische Erregung. Kraftfelder ohne Potential sind meist dissipativ, d. h., Energie geht, hauptsächlich durch Reibung, verloren. Eine Ausnahme bildet die Lorentz-Kraft, die stets senkrecht zur Bewegungsrichtung steht und daher keine Arbeit leistet; die Gesamtenergie des Systems ist daher mit der kinetischen Energie identisch und bleibt erhalten. Systeme mit explizit zeitabhängigen Kräften dissipieren oder akkumulieren Energie, je nach der Art der einwirkenden K.

Hinsichtlich der Übertragung der Kraftwirkung von einem Körper auf den anderen gibt es zwei einander ausschließende Vorstellungen, die Fernwirkung und die Nahwirkung (→ Wechselwirkung, → Feldtheorie). Dementsprechend unterscheidet man *Fernkraft* und *Nahkraft*, je nachdem, ob die Kraftübertragung ohne Zwischenschaltung eines Mediums augenblicklich

erfolgt oder nicht. Im ersten Fall ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wirkung unendlich groß, im zweiten ist sie endlich und hat einen universellen, vom Typ der K. abhängenden Grenzwert. Fernkräfte beschreiben statische und langsam veränderliche Systeme, wie sie in der Elektro- und Magnetostatik, bei Anwesenheit stationärer Ströme und in der Himmelsmechanik vorliegen, recht gut. Sie versagen jedoch bei schnell bewegten Ladungen bzw. Teilchen. In diesem Falle ist die Einführung von Nahkräften unumgänglich, die die Kraftwirkung jeweils nur auf die unmittelbare Umgebung übertragen. Auch die Übertragung anderer physikalischer Größen, wie Impuls, Energie oder Drehimpuls, geschieht auf diese Weise. In Kontinua führt die Kraftwirkung zu lokalen Schwingungen der Massepunkte und zur Ausbreitung der Wirkung als Welle, die sich höchstens mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzt. In Korpuskulartheorien, z. B. für neutrale Gase, erfolgt die Kraftübertragung lediglich bei direkten Stößen. Bei den Feldern der oben angeführten Grundkräfte erfolgt die Übertragung der Kraftwirkung im Vakuum mit der ebenfalls universellen Grenzgeschwindigkeit c, der Lichtgeschwindigkeit.

Die Einheiten der K. sind Newton, Dyn und Kilopond.

Kraftmessung. Die anzuwendenden Verfahren hängen davon ab, ob Zug- oder Druckkräfte zu messen sind und ob die Wirkung statisch, quasistatisch oder dynamisch sein soll. Als Krafteталons dienen Normalbelastungsmaschinen, als Kraftnormale Massestücke bis 2500 kg, Kraftmeßbügel mit Meßuhr für Zug- und Druckkräfte zwischen 0,1 ··· 1000 Mp sowie Kraftmeßstäbe für Martensverfahren mit Spiegeldehnungsmeßgerät, ferner Meßbügel mit Meßmikroskop. Statische und quasistatische Kräfte werden durch unmittelbare Auflage von Massen oder mit mechanischen, hydraulischen und elektrischen Kraftmeßgeräten gemessen. Die hydraulische Kraftmessung ist besonders für große Kräfte geeignet, die Anzeige erfolgt an Manometern. Die elektrische Kraftmessung geschieht mit Kraftmeßbügel und Potentiometer, mit Kraftmeßdosen oder mit Dynamometern, deren Anzeigen in geeigneter Weise elektronisch verstärkt und auf elektrischem Weg übertragen werden.

Kraftarm, → Hebel.

Kräfteaddition, → Kraft.

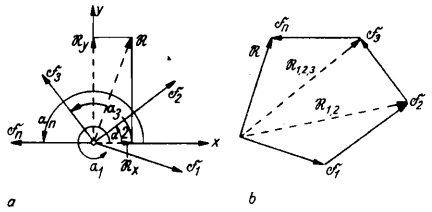
Kräftefunktion, negatives → Potential.

Kräftegruppe, svw. Kraftsystem.

Kräftepaar, → Kraft.

Kräfteparallelogramm, → Kraft.

Kräftereduktion, das Ersetzen mehrerer an einem starren Körper angreifender, also in ihren Wirkungslinien verschiebbarer Kräfte durch eine einzige resultierende Kraft $\vec{R}$ und (bei der allgemeinen räumlichen Kräftegruppe) ein zu $\vec{R}$ paralleles Moment. Die Resultierende $\vec{R}$ ergibt sich nach Betrag und Richtung als Vektorsumme $\vec{R} = \sum_i \vec{F}_i$ der Einzelkräfte; ihre graphische Konstruktion geschieht nach dem Kräftezug oder Kräftepolygon (Abb. 1). Die Gleichheit der Drehmomente fordert $\vec{M} = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i$, dabei ist $\vec{M}$ das gesamte Drehmoment

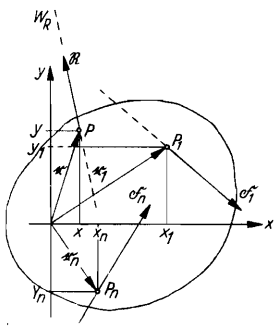


1 Graphische Zusammensetzung von Kräften mit gemeinsamen Schnittpunkt ihrer Wirkungslinien (Kräftepolygon): *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

in bezug auf einen beliebig gewählten Bezugspunkt, $\vec{r}_i$ sind Vektoren von diesem zu einem beliebigen Punkt auf der Wirkungslinie der Einzelkräfte $\vec{F}_i$.

Greifen alle Einzelkräfte als ein im allgemeinen räumliches Kräftebüschel an einem Punkt an, d. h., schneiden sich ihre Wirkungslinien in diesem Punkt, so geht die Wirkungslinie der Resultierenden ebenfalls durch diesen Punkt, in bezug auf den alle Drehmomente verschwinden.

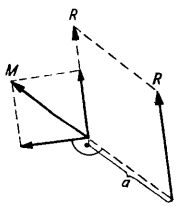
Bei der K. einer allgemeinen ebenen Kräftegruppe, d. i. ein System von Kräften, die alle in einer Ebene liegen, deren Wirkungslinien sich aber nicht in einem Punkte schneiden, sind die Momente nicht Null, aber sie stehen alle senkrecht auf dieser Ebene und damit auch auf der



2 Ebene Kräftegruppe

resultierenden Kraft. Deren Wirkungslinie kann daher so gewählt werden, daß die Resultierende allein auch das richtige Gesamtmoment liefert. Die Bestimmung ist einfach, da sich dieses Moment $\vec{M}$ nicht als allgemeine Vektorsumme, sondern als einfache algebraische Summe der sich höchstens in ihrem Vorzeichen unterscheidenden Einzelmomente ergibt. Der senkrechte Abstand d_R der resultierenden Wirkungslinie vom gewählten Bezugspunkt ist $d_R = M/R$, die genaue Lage (links oder rechts vom Bezugspunkt) ergibt sich aus dem Drehsinn, d. h. aus dem Vorzeichen von M.

Bei der Reduktion einer allgemeinen räumlichen Kräftegruppe bilden resultierende Kraft $\vec{R}$ und das resultierende Moment $\vec{M}$ im allgemeinen einen beliebigen Winkel miteinander. Die Parallelkomponente $\vec{M}_p$ des Moments (Abb. 3) kann auf keinen Fall durch Verschiebung der Wirkungslinie von $\vec{R}$ erzeugt werden, da Kraft und zugeordnetes Moment stets senk-



3 Reduktion einer räumlichen Kräftegruppe auf eine resultierende Einzelkraft und ein resultierendes Moment (Dyname)

recht aufeinander stehen. Dagegen kann die senkrechte Komponente $\vec{M}_v$ ganz ähnlich wie bei der ebenen Kräftegruppe dadurch erzeugt werden, daß die Wirkungslinie von $\vec{R}$ durch den wie folgt fixierten Punkt geht: auf der durch den Bezugspunkt gehenden und auf der durch $\vec{R}$ und $\vec{M}$ aufgespannten Ebene senkrecht stehenden Geraden im Abstand $a = |\vec{M}_v|/|\vec{R}|$ vom Bezugspunkt. Die K. der allgemeinen räumlichen Kräftegruppe führt also auf eine Kraft und ein dazu paralleles Moment. Diese Kombination heißt *Kraftschraube* oder *Dyname*, da sie eine Schraubung, d. h. eine Translation und eine Rotation, hervorzurufen bestrebt ist. Die Wirkungslinie von $\vec{R}$ heißt Zentralachse, die durch $\vec{M}_p = p\vec{R}$ definierte Größe p heißt Parameter der Kraftschraube.

Kräftezerlegung, die Zerlegung einer Kraft in vorgegebene Kraftrichtungen ohne Änderung der gesamten Drehmomente. Gegensatz: Kräftereduktion. Während die Zusammensetzung von Kräften stets eindeutig durchführbar ist, ist die Umkehrung, eben die K., nicht immer eindeutig möglich. In der Ebene ist die Zerlegung einer Kraft für den Fall eines gemeinsamen Schnittpunktes aller Wirkungslinien nur nach zwei vorgegebenen Richtungen eindeutig möglich. Die Zerlegung einer Kraft nach drei vorgegebenen Richtungen ist in der Ebene nur dann eindeutig möglich, wenn sich die drei Wirkungslinien nicht in einem Punkt schneiden, oder höchstens zwei davon parallel sind, aber nicht zur vorgegebenen Kraft selbst. Die Zerlegung einer Kraft in ein räumliches Kräftebüschel mit drei vorgegebenen Richtungen und sich in einem auf der Wirkungslinie der Ausgangskraft liegenden Punkt schneidenden Wirkungslinien ist eindeutig möglich.

Die analytische Lösung führt auf drei lineare, inhomogene Gleichungen für die gesuchten Kraftkomponenten. Die graphische Lösung erfolgt nach dem → Culmann-Verfahren.

Kraftfeld, → Kraft.

Kraftfluß, 1) das Magnetfeld in seinem räumlichen Verlauf. Ursache für die Bezeichnung K. ist die Kraftwirkung längs der Feldlinien auf ferromagnetische Teile.

2) veraltete Bezeichnung für den → magnetischen Fluß $\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}$; dabei ist $\vec{B}$ die Induktion, A die Fläche.

3) mechanische Kraftübertragung längs eines Weges.

Kraftflußdichte, → magnetische Flußdichte.

Kraftgesetz, → Kraft.

Kraftkonstante, k, bestimmt die Kraft, mit der die beiden Atome A und B einer chemischen Bindung zusammengehalten werden. Zwischen der K.n und der Frequenz ν, mit der die Atome eines Moleküls um ihre Gleichgewichtslage schwingen, besteht der Zusammenhang $\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}}$. Hierbei ist μ die reduzierte Masse der beiden Atome.

Kraftlinien, svw. Feldlinien, → elektrische Feldlinien, → magnetische Feldlinien.

Kraftmeßdose, ein elektrisches Gerät zur Kraftmessung. *Magnetoelastische K.n* nutzen die Erscheinung, daß die Permeabilität und damit der magnetische Widerstand bestimmter Legierungen stark von der Belastung abhängt. Sie werden meist so ausgelegt, daß auch die doppelte Nennbelastung keine bleibende Verformung verursacht. Der Wirkkörper besteht aus magnetisch weichem Material, die Permeabilität nimmt bei Beanspruchung von Auflagekräften in Kraftrichtung ab, während der elektrische Gesamtleitwert der eisengeschlossenen Spule infolge reziproker Abhängigkeit von der Permeabilität des Wirkkörpers zunimmt. Temperaturänderungen von 10 K verursachen eine Änderung des Meßergebnisses um 0,5%. *K.n mit Dehnungsmeßstreifen* bestehen aus der Trägerfolie, die auf dem Meßkörper (→ Dehnungsmeßstreifen) fest aufgeklebt ist. Bei Änderung der Zug- oder Druckkräfte ändert der Meßdraht seine Länge und damit seinen ohmschen Widerstand. *Induktive K.n* sind Meßgrößenumformer. Zur Erzeugung des zu ihrer Steuerung erforderlichen, der Meßgröße proportionalen Weges werden die elastischen Eigenschaften metallischer Körper genutzt. Je nach dem Meßelement unterscheidet man Membran- und Biegeplattenkraftmeßdosen. Die Arbeitsweise *kapazitiver K.n* beruht darauf, daß die Kapazität eines Kondensators mit kleiner werdendem Abstand der Platten zunimmt. Kapazitive K.n werden mit Frequenzen von 5 kHz und mehr betrieben; sie sind sowohl zum Messen sehr kleiner als auch sehr großer Kräfte geeignet. *Piezoelektrische K.n* zeichnen sich durch kleine Abmessungen, hohe Eigenfrequenz und fast weglose Messung aus. Sie werden bevorzugt in Verbindung mit Katodenstrahloszillatoren verwendet. Auch *Kohledruckgeber* lassen sich als K.n ansehen. Sie bestehen aus zwei Kohlesäulen, die aus dünnen Kohleplättchen aufgebaut sind. Die Kohlesäulen haben einen bestimmten Widerstand, der sich proportional der Belastung ändert. Kohledruckgeber können zur Messung von Kräften im Bereich von 10 p bis 100 Mp eingesetzt werden. *Hydraulische K.n* können große statische und quasistatische Kräfte messen, sie haben meist zylindrische Form. Der messende Teil ist ein Ölvolumen, das sich unter der einwirkenden Kraft zusammendrücken läßt.

K.n werden verwendet als Normale zur Eichung von Kraftmeßeinrichtungen (Werkstoffprüfmaschinen u. a.) und als Meßelemente in Wägeeinrichtungen (Dosier-, Fahrzeug-, Gleiswaagen).

Kraftmesser, → Dynamometer.

Kraftmessung, → Kraft.

Kraftröhre, svw. Feldröhre.

Kraftschraube, → Kraft, → Kräftereduktion.

Kraftstoß, → Impulsübertrag.

Kraftsystem, *Kräftegruppe*, Begriff zur Kennzeichnung der Gesamtheit aller an einem starren Körper gleichzeitig angreifenden Kräfte. Beim *ebenen K.* liegen die Wirkungslinien der angreifenden Kräfte in ein und derselben Ebene, meist in der Körperebene.

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, dann liegt ein *räumliches K.* vor. Schneiden sich die Wirkungslinien der am starren Körper angreifenden Kräfte in einem Punkt, dann liegt ein *zentrales K.*, bzw. ein *Kräftebüschel* vor. Im anderen Fall spricht man von einem *allgemeinen K.* Sowohl zentrale als auch allgemeine K.e können

ebener oder räumlicher Natur sein. → Kräftereduktion.

Kramersches Theorem, eine aus gruppentheoretischen Überlegungen folgende Aussage, daß in einem gegen Zeitumkehr invarianten System mit einer ungeraden Anzahl von Elektronen alle Energiezustände wenigstens zweifach entartet sind. So sind z. B. die Energieniveaus eines Ions mit einer ungeraden Elektronenzahl im elektrischen Kristallfeld mindestens zweifach entartet. Diese Entartung kann durch ein äußeres Magnetfeld aufgehoben werden, wobei es möglich wird, paramagnetische Elektronenresonanz nachzuweisen.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963).

Kramers-Heisenbergsche Dispersionsformel, → quantenmechanische Dispersionstheorie.

Kramers-Kronig-Analyse, eine in der Optik benutzte Methode, die beiden → optischen Konstanten n und k allein aus der Messung des Reflexionsvermögens über einen möglichst großen Spektralbereich unter Ausnutzung von → Dispersionsrelationen zu ermitteln.

Kramers-Kronig-Relationen, → Dispersionsrelation.

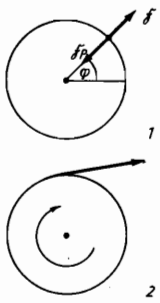
Kranz, eine atmosphärisch-optische Erscheinung, bestehend aus farbigen Ringen um die Sonne oder um den Mond von einigen Grad Winkelradius bei Vorhandensein einer dünnen, gleichmäßigen Wolkenschicht. Die Farbfolge von innen nach außen ist Blau, Blaßgrün, Blaßgelb, Rot (im Unterschied zum → Halo). Sie kann sich bis zu viermal wiederholen; dreifache und vierfache Kränze, die bis zu 10° Radius haben, sind selten. Einen einfachen K. nennt man auch *Aureole*. Die Kränze entstehen durch Beugung des Lichts an Wolkentröpfchen. Nach der Beugungstheorie an kreisförmigen Öffnungen, die für Kränze anwendbar ist, ergibt sich der Zusammenhang $R = (n + 0{,}22)\,\lambda/2r$ zwischen dem Außenradius R des roten Ringes der n-ten Ordnung und dem Radius r der Wolkentröpfchen. Als Wellenlänge ist hierbei $\lambda = 0{,}57\,\mu$m zu setzen (Beugungsminimum beim roten Ring). Das Zustandekommen von gut ausgeprägten Kränzen ist davon abhängig, daß die Tropfenradien eng verteilt um einen häufigsten Radius sind. Wirkungsvoll sind Radien zwischen 4 und 20 μm.

Eng verwandt mit dem K. ist die *Glorie*, die sich um den Schatten des Beobachters auf einer Nebel- oder Wolkenwand bildet und auf Bergen oder vom Flugzeug aus beobachtet werden kann. Sie wird auch *Brockengespenst* genannt oder, wenn der Schatten auf eine betaute Wiese fällt, *Heiligenschein*. Die Farbfolge ist die gleiche wie beim K., die Erscheinung ist jedoch farbenfreudiger; es wurden bis zu 5 Ordnungen des Ringsystems beobachtet. Die obengenannte Beziehung für den Zusammenhang zwischen R und r gilt für Glorien angenähert.

Exakt werden Kränze und Glorien durch die Mie-Streuung (→ Streuung 1 B 6) beschrieben.

Kreis, 1) → Stromkreis. 2) → magnetischer Kreis.

Kreisbewegung, *Zirkularbewegung*, spezielle Form der Zentralbewegung, die unter dem Einfluß einer Zentralkraft erfolgt. Die K. ist an die feste Entfernung R vom Zentrum des Kreises gebunden. Sie ist eindeutig charakterisiert durch den Zentriwinkel φ (Abb. 1) und dessen Ableitungen nach der Zeit, d. s. die Winkel- oder Zirkulargeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ und die Winkel- oder Zirkularbeschleunigung $\ddot{\varphi}$. Ist $\ddot{\varphi} = 0$, d. h. $\dot{\varphi} = \omega =$ konst., spricht man von einer *gleichförmigen K.*; in diesem Fall heißt ω *Kreisfrequenz* und ist die Anzahl der Perioden einer harmonischen Schwingung in 2π Sekunden, d. h., $\omega = 2\pi\nu$, wobei ν die Frequenz der Schwingung ist. Die mit konstanter Kreisgeschwindigkeit durchlaufene Bahnkurve wird gelegentlich als *Schwungbahn* bezeichnet. Die K. kann realisiert werden durch einen an einem undehnbaren Faden der Länge R umlaufenden Körper.



Kreisbewegung

In einem ruhenden Bezugssystem wird die K. durch die zum Mittelpunkt gerichtete *Zentripetalkraft* $\vec{F}_P$ vom Betrag $mv^2/R = mR\omega^2$ bewirkt, wobei m die Masse und v die Bahngeschwindigkeit des Körpers ist. Die Zentripetalkraft äußert sich in der Fadenspannung, sie zwingt den Körper in die K.; $\vec{F}_P$ ist daher eine Zwangskraft, denn ohne Fadenspannung würde der Körper mit der Geschwindigkeit $v = \omega R$ die Kreisbahn tangential verlassen, wie z. B. die Funken beim Schleifen eines Gegenstandes an der Schleifscheibe (Abb. 2). Für einen im Mittelpunkt des Kreises mit der Winkelgeschwindigkeit ω mitbewegten Beobachter ruht der Körper, d. h., die Zentripetalkraft $\vec{F}_P$ muß für diesen Beobachter durch eine Scheinkraft, die Zentrifugalkraft $\vec{F}_z$ kompensiert werden; $\vec{F}_z$ ist radial nach außen gerichtet und hat den gleichen Betrag wie $\vec{F}_P$. Die der K. eines Körpers der Masse m zugeordnete kinetische Energie $E_z = mv^2/2 = mR^2\omega^2/2$ heißt *Zentrifugalenergie*.

Kreisel, ein in einem Punkt P festgehaltener rotierender starrer Körper. Sind $\vec{L}$ bzw. $\vec{M}$ die bezüglich P genommenen Vektoren des Drehimpulses des starren Körpers bzw. des an ihm angreifenden Drehmomentes, so lautet der Drehimpulssatz für den K.

$$\mathrm{d}\vec{L}/\mathrm{d}t = \dot{\vec{L}} = \vec{M} \qquad (1)$$

Durch den Trägheitstensor Θ des K.s bezüglich des Punktes P und den Vektor der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ wird $\vec{L} = \sum_n m_n \vec{r}_n \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n)$ ausgedrückt als

$$\vec{L} = \Theta\vec{\Omega} = \vec{\Omega}\Theta, \qquad (2)$$

wobei das zweite Gleichheitszeichen aus der Symmetrie des → Trägheitstensors folgt.

Der Trägheitstensor eines bewegten Körpers ist zeitabhängig, so daß sich aus (1) und (2) mit

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\sum_n m_n \vec{r}_n \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n) = \sum_n m_n \vec{r}_n \times (\dot{\vec{\Omega}} \times \vec{r}_n) + \sum_n m_n \vec{r}_n \times \{\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n)\}$$

die Bestimmungsgleichung

$$\dot{\vec{L}} = \dot{\vec{\Omega}}\Theta + \vec{\Omega} \times (\Theta\vec{\Omega}) = \vec{M} \qquad (3)$$

für $\vec{\Omega}$ und damit für die momentane Drehachse und die dazugehörige Winkelgeschwindigkeit ergibt. Mit der Kenntnis von $\vec{\Omega}$ in Abhängigkeit von der Zeit ist die Kreiselbewegung im Prinzip bekannt. Deshalb wird (3) als *Bewegungsgleichung des K.s* bezeichnet.

Als Vektorgleichung gilt (3) in jedem beliebigen Koordinatensystem und damit sowohl in einem raumfesten System $K(X, Y, Z)$ als auch

in einem körperfesten System K', dessen Achsen x_1', x_2', x_3' starr mit dem K. verbunden sind. Der Ursprung beider Systeme liege in P. Werden die Achsen von K' so gewählt, daß sie mit den Hauptträgheitsachsen des K.s übereinstimmen, so ist Θ diagonal in K', und aus (3) folgendie *Eulerschen Gleichungen*:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 \frac{d\Omega_1}{dt} + (\Theta_3 - \Theta_2)\,\Omega_2\Omega_3 &= M_1 \\ \Theta_2 \frac{d\Omega_2}{dt} + (\Theta_1 - \Theta_3)\,\Omega_3\Omega_1 &= M_2 \\ \Theta_3 \frac{d\Omega_3}{dt} + (\Theta_2 - \Theta_1)\,\Omega_1\Omega_2 &= M_3 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Dabei sind Ω_i, M_i die Komponenten von $\vec{\Omega}$, $\vec{M}$ und Θ_i mit $i = 1, 2, 3$ die Hauptträgheitsmomente bezüglich der x_i'-Achse des körperfesten Systems K'.

Zur analytischen Darstellung der Bewegung des K.s werden die → Eulerschen Winkel $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ eingeführt, die die relative Lage der Systeme K und K' zueinander charakterisieren. Die Gleichungen für die Zeitabhängigkeit dieser Winkel und damit für die Bewegung des K.s ergeben sich aus (4), wenn die Komponenten Ω_i bzw. M_i durch die Eulerschen Winkel ausgedrückt werden. Es gilt

$$\left.\begin{aligned} \Omega_1 &= \dot{\varepsilon}_2 \sin\varepsilon_1 \sin\varepsilon_3 + \dot{\varepsilon}_1 \cos\varepsilon_3 \\ \Omega_2 &= \dot{\varepsilon}_2 \sin\varepsilon_1 \cos\varepsilon_3 - \dot{\varepsilon}_1 \sin\varepsilon_3 \\ \Omega_3 &= \dot{\varepsilon}_2 \cos\varepsilon_1 + \dot{\varepsilon}_3 \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Werden in (4) die Ausdrücke (5) und entsprechende, von der Gestalt der äußeren Kräfte abhängende Ausdrücke für die M_i eingesetzt, so ergeben sich drei nichtlineare gekoppelte Differentialgleichungen für die Zeitabhängigkeit der Eulerschen Winkel $\varepsilon_1(t)$, $\varepsilon_2(t)$, $\varepsilon_3(t)$, deren Lösung z. B. in folgenden Ausnahmefällen gelingt.

1) Für den im Schwerpunkt S unterstützten *kräftefreien K.* gilt

$$E = \text{konst.} \quad \text{und} \quad \vec{L} = \vec{c}, \quad (6)$$

wobei $\vec{c}$ ein konstanter Vektor ist. Die kinetische Energie E des starren Körpers kann durch $\vec{\Omega}$ und Θ ausgedrückt werden, so daß aus (6) die Gleichungen

$$E(\vec{\Omega}) = \frac{1}{2}\,\vec{\Omega}\Theta\vec{\Omega} = \text{konst.} \quad (7)$$

und

$$\vec{L} = \vec{\Omega}\Theta = \frac{\partial}{\partial\vec{\Omega}}\left(\frac{1}{2}\,\vec{\Omega}\Theta\vec{\Omega}\right) = \frac{\partial E(\vec{\Omega})}{\partial\vec{\Omega}} = \vec{c} \quad (8)$$

folgen. Geometrisch bedeutet (7), daß die Spitze des Vektors $\vec{\Omega}$ bei festgehaltenem Ende auf der Oberfläche eines Ellipsoids, des *Energieellipsoids*, liegen muß. Der Vektor $\partial E(\vec{\Omega})/\partial\vec{\Omega}$, also auch $\vec{L}$, weist in die Richtung der Flächennormale des Energieellipsoids. Da $\vec{\Omega}$ sowohl (7) als auch (8) erfüllt, muß bei gegebener Lage des Energieellipdsoids die Spitze des Vektors $\vec{\Omega}$ im Berührungspunkt des Ellipdsoids mit der Tangentialebene an das Ellipsoid liegen, die orthogonal zu $\vec{L}$ ist. Eine analoge Aussage läßt sich für das Trägheitsellipsoid gewinnen, denn die Bestimmungsgleichung beider Ellipsoide unterscheidet sich nur um den Wert der Konstanten in (7). Aus $E = \vec{\Omega}\vec{L}/2$ folgt mit (6), daß die Tangentialebene während der Kreiselbewegung konstant, d. h. raumfest, bleibt. Somit können alle Berührungspunkte und damit die Bewegung der Spitze von $\vec{\Omega}$ durch Abrollen des Energieellipsoids auf der raumfesten Tangentialebene (bei festgehaltenem Ursprung des Energieellipsoids) gewonnen werden.

Für den *symmetrischen kräftefreien K.*, dessen Trägheitsellipsoid rotationssymmetrisch ist, folgt aus obigem, daß die Symmetrieachse des K.s wegen der Rotationssymmetrie mit gleichbleibender Neigung um $\vec{L}$ rotiert und dabei einen Kegel mit der Spitze im Ursprung beschreibt. Diese Bewegung des K.s wird als *Nutation* oder *reguläre Präzession* und der entsprechende Kegel als *Nutationskegel* bezeichnet. $\vec{\Omega}$ beschreibt ebenfalls einen Kegel um $\vec{L}$, der *Rastpol-*, *Fest-*, *Spur-* oder auch *Herpolhodiekegel* genannt wird. Außerdem beschreibt $\vec{\Omega}$ um die Symmetrieachse den *Gangpol-* oder *Lauf-* bzw. *Polhodiekegel*, oft einfach *Polkegel* genannt. Mit Hilfe dieser Kegel kann die Bewegung der Symmetrieachse und des Vektors $\vec{\Omega}$ auch durch Abrollen des Gangpolkegels auf dem Rastpolkegel erhalten werden, wobei die Spitzen beider Kegel dabei zusammenfallen. Die Richtung von $\vec{\Omega}$ ergibt sich dann als Schnittlinie beider Kegel, und die Lage der Symmetrieachse des K.s ist mit der Lage der Symmetrieachse des Gangpolkegels identisch.

Die analytische Behandlung des kräftefreien K.s kann am einfachsten für den (kräftefreien) Kugelkreisel durchgeführt werden, für den wegen $\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_3 = I$ und $\vec{M} = 0$ aus (1) und (2)

$$\vec{L} = I\vec{\Omega} \quad (9)$$

folgt. Das bedeutet wegen (6), daß der K. gleichförmig um den raumfesten Drehimpuls als Achse rotiert.

Für den im Schwerpunkt unterstützten kräftefreien symmetrischen K. folgt mit $\Theta_1 = \Theta_2 \neq \Theta_3$ aus (4)

$$\dot{\Omega}_1 = -k\Omega_2, \quad \dot{\Omega}_2 = -k\Omega_1, \quad \dot{\Omega}_3 = 0, \quad (10)$$

wobei $k = \Omega_3 \cdot \dfrac{\Theta_3 - \Theta_1}{\Theta_1}$ ist, mit den Lösungen

$$\Omega_1 = A\cos kt, \quad \Omega_2 = A\sin kt, \quad \Omega_3 = B, \quad (11)$$

wobei A und B Konstanten sind und t die Zeit bedeutet. Da alle diese Größen bezüglich K' definiert sind, folgt aus (11), daß $\vec{\Omega}$ mit konstanter Winkelgeschwindigkeit k um die Symmetrieachse des Trägheitsellipsoids (Figurenachse) rotiert. Der dadurch beschriebene Kegel ist gerade der Gangpolkegel. Die Bewegung des K.s im ortsfesten System könnte nun aus den durch Einsetzen von (11) in (5) resultierenden Differentialgleichungen erhalten werden. Es ist jedoch einfacher, direkt von (1) und (2) auszugehen. Dazu werden die Z-Achse von K parallel zu $\vec{L}$ und die x_3'-Achse von K' in die Figurenachse gelegt. Dann kann wegen der Rotationssymmetrie zu einem beliebigen, aber festen Zeitpunkt t_0 immer $\varepsilon_3 = 0$ angenommen werden, d. h., die x_1'-Achse fällt mit der Knotenachse zusammen. Die Projektionen von $\vec{L}$ auf die Achsen von K' sind dann zur Zeit t_0 durch

$$L_1 = 0, \quad L_2 = L\sin\varepsilon_1, \quad L_3 = L\cos\varepsilon_1$$
$$L = \sqrt{\vec{L}^2} \quad (12)$$

gegeben. Mit den unter Ausnutzung von $\varepsilon_3 = 0$ vereinfachten Ausdrücken (5) folgt dann mit (2)

$$\begin{aligned} &\dot{\varepsilon}_1 = 0, \ \Theta_1\dot{\varepsilon}_2 = L, \\ &\Theta_3(\dot{\varepsilon}_2 \cos\varepsilon_1 + \dot{\varepsilon}_3) = L\cos\varepsilon_1 \end{aligned} \tag{13}$$

Daraus ergibt sich wegen $\varepsilon_1 = \text{konst.}$, daß der K. eine Nutation mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_2 = L/\Theta_1$ um die Z-Achse des ruhenden Systems ausführt. Gleichzeitig mit dieser Nutation rotiert der K. gleichförmig um die Figurenachse mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\dot{\varepsilon}_3 = \left(\frac{\Theta_1 - \Theta_3}{\Theta_1}\right) L\cos\varepsilon_1.$$

Beim *unsymmetrischen K.* sind alle drei Hauptträgheitsmomente (→ Trägheitstensor) von einander verschieden ($\Theta_3 > \Theta_2 > \Theta_1$). Bei der kräftefreien Bewegung des im Schwerpunkt unterstützten unsymmetrischen K.s folgen aus der Erhaltung von Energie und Drehimpuls zwei Integrale der Eulerschen Gleichungen, die sich mit (2) im körperfesten System K' als

$$\frac{L_1^2}{\Theta_1} + \frac{L_2^2}{\Theta_2} + \frac{L_3^2}{\Theta_3} = 2E \tag{14}$$

$$L_1^2 + L_2^2 + L_3^2 = L^2 \tag{15}$$

schreiben lassen. (14) kann als Gleichung eines Ellipsoids, des *Drallellipsoids*, und (15) als Gleichung einer Kugel aufgefaßt werden. Da $\vec{L}$ beide Gleichungen erfüllen muß, kann sich seine Spitze also nur auf den Schnittlinien der Kugel und des Ellipsoids bewegen (das Ende von $\vec{L}$ sei im gemeinsamen Ursprung von Kugel und Drallellipsoid festgehalten). Ein Schnitt beider und damit eine physikalische Bewegung des K.s ist nur möglich, wenn

$$2E\Theta_1 \leqq L^2 \leqq 2E\Theta_3$$

gilt. Wenn E den Wert $E = L^2/2\Theta_1$ annimmt, fällt $\vec{L}$ und damit $\vec{\Omega}$ mit der x_1'-Achse des Trägheitsellipsoids zusammen, im Falle von $E = L^2/2\Theta_3$ mit der x_3'-Achse. Der K. rotiert dann gleichförmig, also ohne Einwirkung von Fliehkräften, um die jeweilige Achse. Solche Achsen werden *freie Achsen* genannt. Weicht E nur wenig von diesen Werten ab, so beschreibt $\vec{L}$ einen Kegel mit kleinem Öffnungswinkel um die jeweilige Achse. Daraus folgt, daß Bewegungen um die Achse des größten (Θ_3) bzw. kleinsten (Θ_1) Trägheitsmomentes (freie Achsen) *stabil* sind. Rotationen um die Achse des mittleren (Θ_2) Trägheitsmomentes (x_2'-Achse) sind hingegen instabil. Denn für $E = L^2/2\Theta_2$ ergeben sich als Schnittlinien zwei Ellipsen, die sich in den Durchstoßpunkten der x_2'-Achse durch das Ellipsoid schneiden. Damit findet auch eine kräftefreie gleichförmige Rotation um die x_2'-Achse statt, die also ebenfalls eine freie Achse ist. Jedoch ist diese freie Achse instabil, weil schon durch eine kleine Auslenkung aus dieser Achse $\vec{L}$ und damit $\vec{\Omega}$ sich weit von der ihrer ursprünglichen Lage entfernen können. Experimentell wirken sich diese Aussagen z. B. so aus, daß eine an einem Faden aufgehängte und in Umdrehung versetzte Kette sich in einer waagerechten Ebene zu einem Kreis ausbreitet, weil dann die Rotation um die Achse des größtmöglichen Trägheitsmoments erfolgt.

Die Bewegung von $\vec{L}$ bzw. $\vec{\Omega}$ in Abhängigkeit von der Zeit entlang der Schnittlinien folgt aus den Eulerschen Gleichungen. Aus diesen ergibt sich mit (2) und den Erhaltungssätzen (6)

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}\Omega_2}{\mathrm{d}t} &= \frac{1}{\Theta_2\sqrt{\Theta_1\Theta_3}} \times \\ &\times [\{(2E\Theta_3 - L^2) - (\Theta_3 - \Theta_2)\Theta_2\Omega_2^2\} \times \\ &\times \{(L^2 - 2E\Theta_1) - (\Theta_2 - \Theta_1)\Theta_2\Omega_2^2\}]^{1/2}. \end{aligned} \tag{16}$$

Die Integration dieser Differentialgleichung führt auf das Ergebnis

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 &= \left[\frac{2E\Theta_3 - L^2}{\Theta_1(\Theta_3 - \Theta_1)}\right]^{1/2} \mathrm{cn}(\alpha t) \\ \Omega_2 &= \left[\frac{2E\Theta_3 - L^2}{\Theta_2(\Theta_3 - \Theta_2)}\right]^{1/2} \mathrm{sn}(\alpha t) \\ \Omega_3 &= \left[\frac{L^2 - 2E\Theta_1}{\Theta_3(\Theta_2 - \Theta_1)}\right]^{1/2} \mathrm{dn}(\alpha t) \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

mit

$$\alpha = \left[\frac{(\Theta_3 - \Theta_2)(L^2 - 2E\Theta_1)}{\Theta_1\Theta_2\Theta_3}\right]^{1/2}. \tag{18}$$

Dieses Ergebnis gilt für

$$L^2 > 2E\Theta_2,$$

anderenfalls sind in (17), (18), (20) und (22) die Indizes 1 und 3 zu vertauschen. In (17) treten die *Jacobischen elliptischen Funktionen* $\mathrm{cn}(v)$, $\mathrm{sn}(v)$, $\mathrm{dn}(v)$ auf, wobei $\mathrm{cn}(v) = \sqrt{1 - \mathrm{sn}^2(v)}$, $\mathrm{dn}(v) = \sqrt{1 - \beta^2\,\mathrm{sn}^2(v)}$ ist und $\mathrm{sn}(v) = u$ sich aus der Umkehrung des Integrales

$$v = \int_0^u \frac{\mathrm{d}u}{(1 - u^2)(1 - \beta^2u^2)} \tag{19}$$

ergibt. Der positive Parameter β^2 hat hier den Wert

$$\beta^2 = \frac{(\Theta_2 - \Theta_1)(2E\Theta_3 - L^2)}{(\Theta_3 - \Theta_2)(L^2 - 2E\Theta_1)}. \tag{20}$$

Diese Funktionen sind periodisch, die Dauer einer Periode T beträgt

$$T = 4R/\alpha, \tag{21}$$

wobei R der Wert des Integrales (19) mit $u = 1$ als Integrationsgrenze ist. Im körperfesten System kehrt somit $\vec{\Omega}$ nach Ablauf der Zeit T in seine ursprüngliche Lage zurück.

Um die Kreiselbewegung bezüglich des ruhenden, also des nicht mit dem K. mitbewegten, Koordinatensystems K zu erhalten, wird $\vec{L}$ durch die Eulerschen Winkel ausgedrückt. Dann folgt aus (2) und (17)

$$\left.\begin{aligned} \cos\varepsilon_1 &= \left[\frac{\Theta_3(L^2 - 2E\Theta_1)}{L^2(\Theta_3 - \Theta_1)}\right]^{1/2} \mathrm{dn}(\alpha t) \\ \mathrm{tg}\,\varepsilon_3 &= \left[\frac{\Theta_1(\Theta_3 - \Theta_2)}{\Theta_2(\Theta_3 - \Theta_1)}\right]^{1/2} \frac{\mathrm{cn}(\alpha t)}{\mathrm{sn}(\alpha t)} \end{aligned}\right\}, \tag{22}$$

woraus ersichtlich ist, daß ε_1 und ε_3 ebenfalls mit der Periode (21) von der Zeit abhängen. Es zeigt sich jedoch, daß ε_2 sich aus zwei Funktionen zusammensetzt, die mit unterschiedlichen Perioden von der Zeit abhängen, so daß der unsymmetrische kräftefreie K. keine reine periodische Bewegung ausführen kann und strenggenommen nie in seine Ausgangslage zurückkehrt.

2) Bei der Einwirkung äußerer Kräfte, d. h. eines äußeren Drehmoments $\vec{M}$, auf den symmetrischen K. ergibt sich aus dem Vektorcha-

rakter des Drehimpulses die Regel, daß der K. seine Drehachse so einzustellen versucht, daß $\vec{M}$ und $\vec{\Omega}$ in die gleiche Richtung zeigen. Wirkt nämlich auf einen symmetrischen K., dessen Drehimpuls bezüglich der Figurenachse durch $\vec{L}_F = \Theta_F \vec{\Omega}$ (Θ_F ist das Trägheitsmoment bezüglich der Figurenachse) gegeben ist, das äußere Moment $\vec{M}$ ein, so wird in der Zeit dt ein Drehimpuls $d\vec{L} = \vec{M}\,dt$ wirksam, so daß $\vec{L}_F$ in $\vec{L}_F + \vec{M}\,dt$ übergeht. Der Drehimpulsvektor $\vec{L}_F$ führt somit eine drehende Bewegung aus, die *Präzession* genannt wird. Der Vektor der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}_{Pr}$ dieser Präzession steht senkrecht auf $\vec{L}_F$ und $\vec{M}$ und ist so gerichtet, daß $\vec{L}_F$ und $\vec{M}$ im Laufe der Zeit parallel werden. Während der Präzession des Drehimpulsvektors mit $\vec{\Omega}_{Pr}$ führt die Figurenachse eine Nutation um $\vec{L}_F$ aus. Die Nutation klingt in der Praxis aber auf Grund der Reibung im allgemeinen sehr schnell ab.

Um die Präzession des Drehimpulsvektors, der bei Vernachlässigung der Nutation mit der Figurenachse zusammenfällt, gleichförmig aufrechtzuerhalten, muß von außen ein Drehmoment

$$\vec{M} = \vec{\Omega}_{Pr.} \times \Theta\vec{\Omega}$$

wirken, d. h. $\vec{M}$ muß immer senkrecht auf $\vec{\Omega}_{Pr.}$ und auf $\Theta_F\vec{\Omega}$ stehen, sich also mit dem K. mitbewegen. Das ist z. B. für den außerhalb des Schwerpunktes unterstützten K. im Schwerefeld der Erde (*schwerer K.*) der Fall.

Beim Kreiselkompaß hingegen kann die Figurenachse bezüglich der Erdoberfläche beliebige horizontale, aber infolge der Aufhängung keine vertikalen Bewegungen ausführen, so daß die Bewegung des K.s nicht von der Schwerkraft beeinflußt werden kann. Somit wirkt als äußeres Drehmoment nur das von der Erdrotation verursachte auf den Kreiselkörper ein, so daß sich nach der obigen Regel die Figurenachse des K.s in die Richtung der Erdachse einstellt.

Kreiselmodell, → Ballistik.

Kreiseltheorie der Geschoßbewegung, → Ballistik.

Kreisfrequenz, das 2π-fache der Frequenz ν, $\omega = 2\pi\nu$ (oder $2\pi f$), → Kreisbewegung.

Kreispendel, → Pendel.

Kreisprozeß, eine Folge von → Zustandsänderungen, wobei der Anfangs- und Endzustand des thermodynamischen Systems gleich sind. Der bekannteste und wichtigste K. ist der → Carnotsche Kreisprozeß, weiterhin sind der → Clausius-Rankine-Prozeß und der → Clapeyronsche Kreisprozeß von Bedeutung. Nach Durchlaufen eines Kreisprozesses bleiben außerhalb des Systems (z. B. in den Wärmespeichern beim Carnotschen K.) Veränderungen zurück, außer bei *trivialen Kreisprozessen*, die aus zwei entgegengesetzt gleichen Prozessen bestehen. Reversible Kreisprozesse können zusammen mit den → Hauptsätzen der Thermodynamik zur Herleitung thermodynamischer Gesetze benutzt werden. Man spricht dann von der *Methode der Kreisprozesse*, die inhaltsmäßig der Methode der → thermodynamischen Potentiale gleichwertig ist. Letztere ist dabei eleganter, da sie sich auf die Anwendung eines Formalismus reduziert. Die Methode der Kreisprozesse hat den Vorteil der größeren Anschaulichkeit. Ihre Schwierigkeit besteht darin, daß es keine Vorschrift für das Auffinden eines geeigneten reversiblen Kreisprozesses gibt, um ein bestimmtes thermodynamisches Gesetz zu erhalten. Oft geht man so vor, daß man bestimmte Zustandsänderungen mittels einfacher Ersatzprozesse zu erreichen sucht.

Kreiswelle, → Welle.

Kreuzgitter, → Gitter.

Kreuzmodulation, *hochfrequentes Übersprechen*, eine Störerscheinung, bei der die Modulierung einer Trägerwelle mit den Modulationsschwingungen einer anderen Trägerwelle infolge nichtlinearer Übertragungsverhältnisse erfolgt. K. tritt hauptsächlich in Breitbandverstärkern und Mischstufen von Empfängern auf, bei denen mehrere modulierte Schwingungen gleichzeitig wirksam werden.

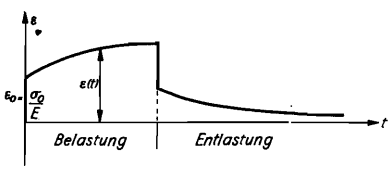
Kreuzprodukt, → Vektor.

Kreuzspulinstrument, → Quotientenmeßinstrument.

Kreuzwicklung, → Spule.

Kriechbewegung, → Oszillator.

Kriechen, zeitabhängiger Dehnungsverlauf $\varepsilon(t)$ bei konstanter Spannung σ_0, so daß sich die Dehnung über die dem Hookeschen Gesetz entsprechende rein elastische Dehnung σ_0/E hinaus weiter vergrößert: $\varepsilon(t) = \sigma_0 \left[\frac{1}{E} + \gamma(t)\right]$. E ist der Elastizitätsmodul, $E^{-1} + \gamma(t)$ wird *Kriechfunktion* genannt, sie kann sowohl gegen einen asymptotischen Grenzwert streben als auch bis zum Zerreißen des Materials anwachsen.



Kriechkurve des viskoelastischen Materials

Das K. führt zu einer irreversiblen Verformung, die im Gegensatz zum Dehnungsrest mit zunehmender Zeit größer wird und äußerst langsam abläuft. Die Erscheinung des K.s deutet auf hochviskose Anteile hin, die in der Art einer Maxwellschen Flüssigkeit im Material enthalten sind. Kriecherscheinungen werden bei Beton, Bitumen und Plastwerkstoffen beobachtet. → Maxwellsche Flüssigkeit, → Polymere.

Kriechfunktion, → Kriechen.

Kriechgalvanometer, → Galvanometer.

Kriechstrom, ein unerwünschter elektrischer Strom auf der Oberfläche eines Isolators oder eines isolierten Bauteils zwischen spannungsführenden Teilen (Elektroden). Ein K. kann fließen, wenn sich auf den Oberflächen leitfähige Beläge (z. B. Wasserhäute, Metallniederschlag, Schmutzschichten) bilden. Diese Ströme können in elektronischen Geräten (z. B. K. zwischen Gitter und Katode einer Elektronenröhre) zu Funktionsstörungen führen oder in der Elektrizitätsversorgung den Überschlag einleiten und damit die Isolation zerstören.

Kriechstromfestigkeit, die Fähigkeit fester Iso-

lierstoffe, der Bildung leitender Bahnen auf deren Oberfläche unter Einwirkung von Feuchtigkeit und bei Anwesenheit von Elektrolyten zwischen Elektroden, die unter elektrischer Spannung liegen, entgegenzuwirken. Bei Meßgeräten für kleine elektrische Spannungen und Ströme verursachen Kriechströme meßbare Fehler.

Kriechviskosität, eine Viskositätsgröße, die als Maß für den Widerstand des Stoffes gegen eine Kriechverformung dient. Wegen der auftretenden äußerst geringen Kriechgeschwindigkeit sind für die K. sehr große Werte zu erwarten. Die K. von Beton liegt z. B. in der Größenordnung von 5 bis $10 \cdot 10^{17}$ P.

Kristall, ein Festkörper, dessen Bausteine (Atome, Ionen oder Moleküle) in guter Näherung dreidimensional periodisch angeordnet sind. Abweichungen von der strengen Periodizität ergeben sich durch die endliche Ausdehnung des K.s, ferner durch Kristallbaufehler. Außerdem bewirken Wärmeschwingungen, daß Periodizität höchstens im Zeitmittel, nicht aber zu jedem herausgegriffenen Zeitpunkt vorliegt. Körper mit drastischeren Abweichungen werden durch entsprechende Beiwörter charakterisiert, z. B. flüssiger K., fehlgeordneter K., OD-Kristall (s. u.). Als *Idealkristall* oder *Idealstruktur des K.s* bezeichnet man eine mathematische Abstraktion eines in der Natur vorkommenden K.s, die streng periodisch ist und somit auch unendliche Ausdehnung hat.

Die Untersuchung der *Idealstruktur* ist Gegenstand der → Kristallstrukturanalyse. Die → Symmetrie der Idealstruktur wird durch eine der 280 Raumgruppen charakterisiert, die ihrerseits in Kristallklassen und Kristallsystemen zusammengefaßt werden. Ist das Volumen desjenigen Teils eines K.s, dessen Struktur von der des Idealkristalls wesentlich abweicht, klein im Vergleich zum Gesamtvolumen des K.s, so spricht man von einem „fast fehlerfreien" K. Viele typische Eigenschaften von K.en lassen sich aus der Idealstruktur des K.s erklären. Dazu gehören die bei unbehindertem Wachstum auftretenden ebenen Grenzflächen von K.en, die miteinander charakteristische Winkel einschließen (→ Rationalitätsgesetz), die Anisotropie vieler Eigenschaften, wie Wärmeleitfähigkeit, optische Doppelbrechung, Spaltbarkeit (z. B. von Glimmer). Andere Eigenschaften, die „strukturempfindlichen" Eigenschaften, z. B. Ionen- und Elektronenleitfähigkeit in Ionen- und Halbleiterkristallen, spezifische Wärmekapazität, Elastizität, elektrischer Widerstand von Kristallen, werden jedoch gerade von den Abweichungen des wirklichen K.s von dem idealen Aufbau wesentlich beeinflußt.

Dem Verständnis derartiger Eigenschaften von K.en dient das Modell des *Realkristalls* oder der *Realstruktur des K.s*. Es beschreibt insbesondere Kristallbaufehler, wie Versetzungen, Frenkel- und Schottky-Fehlstellen. Als Methoden zur Untersuchung von Kristallbaufehlern kommen spezielle Röntgenbeugungsverfahren (→ Röntgentopographie), Elektronenmikroskopie sowie indirekte Methoden, die auf der Änderung dieser „strukturempfindlichen" Eigenschaften beruhen, in Frage.

Als → *Einkristall* bezeichnet man einen aus einem einzigen K. bestehenden Körper, den man daran erkennt, daß seine Kristallachsen gegenüber einem körperfesten Koordinatensystem überall etwa gleich orientiert sind. In vielen Fällen, z. B. bei Metallen und keramischen Werkstoffen, tritt hingegen eine Vielzahl von K.en unterschiedlicher Orientierung innerhalb eines Festkörpers auf (→ *Vielkristall*). Gesetzmäßige Verwachsungen von Einkristallen bezeichnet man als → Zwilling. *Isotyp* heißen solche K.e, die dieselbe Raumgruppe haben, wenn den Bausteinen (Atome, Ionen) des einen K.s Bausteine mit ähnlichen Atomkoordinaten des anderen K.s entsprechen (z. B. Natriumchlorid und Bleisulfid). Sind dabei die Plätze der Anionen mit denen der Kationen vertauscht, so spricht man von *antiisotypen* K.en. Können die isotypen K.e Mischkristalle bilden, so nennt man sie *isomorph*.

Die Periodizität der K.e ist in den meisten Fällen eine Folge der Stabilität der relativen Lage unmittelbar benachbarter Atome oder Baugruppen. Wird die Stabilität durch Einlagerung kleiner Atome in die Lücken oder durch Ersatz von Atomen des K.s durch Atome anderer Elemente nicht oder nur wenig beeinflußt, so ergeben sich unter geeigneten Bedingungen → *Mischkristalle*. Läßt sich andererseits eine stabile Relativlage jeweils durch mehr als eine absolute Lage realisieren, so kann es zu *Stapelfehlern* und ähnlichen Erscheinungen kommen, so daß die Periodizität nur in zwei oder sogar nur in einer Dimension erhalten bleibt. Diese Erscheinung heißt *Lagefehlordnung*; unter bestimmten, genau definierten Bedingungen nennt man derartige Körper *OD-Kristalle* oder *OD-Strukturen*. Einfache Beispiele für OD-Kristalle sind manche K.e von Elementen mit dichter Kugelpackung sowie Siliziumkarbid und Zinksulfid. Sind andererseits die Kräfte zwischen Bauteilen des Körpers nur in zwei Dimensionen oder in einer Dimension so stark, daß sie gleichartige Nachbarschaften der Baugruppen und dadurch Periodizität gewährleisten, in anderen Richtungen jedoch so schwach, daß die relative Lage oder Orientierung regellos ist, so nennt man derartige Körper *flüssige K.e* oder *kristalline Flüssigkeiten* (Spezialfälle von Parakristallen, → mesomorphe Phase).

Lit. → Kristallographie.

Kristallabbau, Umkehrung des → Kristallwachstums. Der K. wird verwirklicht z. B. durch Verdampfen, Auflösen — in der eigenen ungesättigten Lösung, durch eine chemische Reaktion oder Elektrolyse —, Schmelzen oder Ionenbeschuß. Man unterscheidet zwischen Polieren, bei dem die Kristalloberfläche möglichst gleichmäßig abgetragen wird, und dem selektiven Ätzen. Für das *Verdampfen* und weitgehend auch für das *Auflösen* gelten beim K. die gleichen Vorstellungen über die molekularen Prozesse auf der Kristalloberfläche wie beim Kristallwachstum. Insbesondere findet auch der K. bevorzugt an Oberflächenstufen statt. Als Stufenquellen treten beim K. neben die statistische Bildung zweidimensionaler Lochkeime und den Spiralmechanismus die wiederholte und bevorzugte Lochkeimbildung an den Durchstoßpunkten von Stufenversetzungen (→ Verset-

Kristallaggregat

zung) und die Kristallkanten. Diese Vorstellungen ermöglichten z. B. einen neuen Zugang zur Frage der Verdampfungsgeschwindigkeit (→ Hertz-Knudsen-Formel). Beim *Schmelzen* zerfällt das Kristallgitter als Ganzes. Der K. durch *Ionenbeschuß* wird wesentlich durch die Besonderheiten des Stoßprozesses der auftreffenden Ionen und die dabei stattfindende Wechselwirkung mit dem Gitter unterhalb der Oberfläche bestimmt.

Die Untersuchungen des K.s tragen mit zum Verständnis der Vorgänge des Kristallwachstums bei, auch helfen sie, insbesondere die Ätzexperimente, die Eigenschaften des Kristallgitters zu verstehen.

Kristallaggregat, svw. Vielkristall.

Kristallanisotropie, → Anisotropie 3).

Kristallbaufehler, die Gesamtheit der chemischen und strukturellen → Gitterfehlstellen, die beim Kristallwachstum im Kristall eingebaut werden können.

Kristallbindung, die Wechselwirkung, die die Atome im Kristall zusammenhält (→ chemische Bindung).

Kristallchemie, *chemische Kristallographie*, Lehre vom Zusammenhang zwischen der chemischen Zusammensetzung und der Atomanordnung im Kristall. Der dreidimensionale Zusammenhalt des Kristalls kann durch heteropolare Bindung (Ionenbindung), durch homöopolare (kovalente) Bindung, durch metallische Bindung oder durch van-der-Waalssche Kräfte bewirkt werden (→ chemische Bindung). Diese Bindungstypen sind idealisierte Grenzfälle, die tatsächlichen Bindungen enthalten meist Anteile verschiedener Typen. So nimmt z. B. in der Reihe der Alkalihalogenide der heteropolare Charakter mit wachsender Ordnungszahl des Halogens zugunsten eines partiellen homöopolaren Charakters ab. Die Bindung Si–O bzw. P–O in Silikaten und Phosphaten ist ein weiteres Beispiel für partiell heteropolare, partiell homöopolare Bindungen. Bei manchen Sulfiden liegt ein partiell heteropolarer, partiell metallischer Bindungstyp vor. Sind alle in einem Kristall vorkommenden Bindungen von gleichem Typ, so nennt man die Struktur *homodesmisch*, kommen solche von verschiedenem Typ vor, so heißt sie *heterodesmisch*. Homodesmische Strukturen sind z. B. Natriumchlorid, Kupfer, Diamant und kristallisierte Edelgase. Zu den heterodesmischen Strukturen gehören insbesondere *Molekülkristalle*, die aus einzelnen, durch van-der-Waalssche Kräfte oder zwischenmolekulare Kräfte aneinander gebundenen Molekülen bestehen, z. B. Naphthalin, und viele andere organische kristalline Substanzen, aber auch der orthorhombische Schwefel und die Borane. Bei derartigen Molekülkristallen ist die Struktur des einzelnen Moleküls meist gegenüber der flüssigen oder gelösten Substanz unverändert. Weitere Beispiele für heterodesmische Strukturen sind Graphit und Selen.

Da Wasserstoffbrücken in anorganischen Kristallen mit Kristallwasser und in organischen Kristallen auch als zwischenmolekulare Brücken eine große Rolle spielen, sind sie besonderer Gegenstand der K. Ebenso spielen geometrische Faktoren, z. B. die dichte Packung von Atomen, Ionen oder Molekülen, in der K. eine große Rolle. So lassen sich viele Metalle, Legierungen, sauerstoffhaltige anorganische Verbindungen als dichte → Kugelpackungen auffassen, wobei kleinere Atome oder Ionen in Lücken der Pakkung der größeren eingelagert sein können. Auch die Packung der Moleküle in Kristallen vieler organischer Kristalle läßt sich als dichte Pakkung von zu annähernd ellipsoidischen Körpern verzerrten Kugeln auffassen.

Die *anorganische K.* befaßt sich insbesondere mit komplexen Ionen, z. B. $[SO_4]^{2-}$, $[SiO_4]^{4-}$, $[BF_4]^-$, $[Si_2O_7]^{6-}$, $[WO_4]^{2-}$. Die Bindungskräfte innerhalb dieser Komplexionen sind oft wesentlich stärker als die Kräfte, die diese Ionen mit anderen verknüpfen. Daher hat jedes dieser Komplexionen eine charakteristische Gestalt, die sich in verschiedenen Verbindungen des gleichen Komplexions in den meisten Fällen kaum unterscheidet. Dies ist insbesondere für solche Komplexionen der Fall, die aus einem isolierten Koordinationspolyeder bestehen (z. B. SiO_4, WO_4); andere Komplexionen bestehen aus zwei oder einigen wenigen derartiger Koordinationspolyedern in endlicher Kette (Si_2O_7) oder in einem *n*-gliedrigen Ring (Si_6O_{18}, Si_4O_{12}); ferner kommen unendliche Ketten verschiedener Art, z. B. $(SiO_3)_n$, sowie zweidimensionale Netze (z. B. Si_4O_{10}) und räumlich vernetzte Gebilde vor. Die bei *Mischoxiden* (d. h. Oxiden zweier oder mehrerer Metalle) oftmals beobachteten kompliziert-stöchiometrischen Mengenverhältnisse können als für den Kristall spezifische Erscheinung aus den dabei auftretenden Strukturen erklärt werden. Die *organische K.* beschäftigt sich vor allem mit dem Zusammenhalt der Moleküle im Kristall und untersucht dabei die zwischenmolekularen Kräfte. Besondere Gebiete der K. befassen sich mit Komplexverbindungen, mit Oxiden, mit Einschlußverbindungen, z. B. Klathraten und Zeolithen, sowie mit Festkörperreaktionen. Bei *Komplexverbindungen* sind quantenchemisch erfaßbare, gerichtete koordinative Bindungen bedeutsam (→ Ligandenfeldtheorie). Bei *Einschlußverbindungen* liegt ein in sich zusammenhängendes Gerüst mit Hohlräumen vor, das Wirtsgitter, in das Moleküle einer Gastkomponente eingelagert sind. Derartige Einschlußverbindungen haben einerseits wegen ihrer großen inneren Oberfläche als Katalysatoren, andererseits wegen der einheitlichen Größe der Hohlräume für Verfahren zur Trennung von Molekülen verschiedener Größe (Molekular- oder Molsiebe) oder Gestalt sowie als Ionenaustauscher auch praktische Bedeutung. Ein tieferes Verständnis von *Festkörperreaktionen* setzt die Kenntnis der Struktur des Ausgangs- und Endprodukts voraus. Auch für ein Verständnis anderer kristallchemischer Fragen ist die Kenntnis der Struktur meist Voraussetzung. Daher kommt der → Kristallstrukturanalyse neben anderen physikalischen Methoden der Strukturaufklärung besondere Bedeutung zu.

Am Beginn der modernen Entwicklung der K. steht die Anwendung der Methoden der Kristallstrukturanalyse zur Bestimmung der Atomkoordinaten und damit der Atomabstände, der Koordination, und aller anderen Aussagen der K. Bedeutsamste Vertreter dieser Wissenschaftsdisziplin sind W. H. und W. L. Bragg, V. M. Goldschmidt, J. D. Bernal, L. Pauling, N. W. Below, M. A. Porai-Koschits, J. M. Robertson und D. C. Hodgkin.

Kristallenergie, → Anisotropie 3).

Kristallfeldtheorie, behandelt die Wechselwirkung zwischen dem Zentralion einer Komplexverbindung und den Liganden als ein rein elektrostatisches Problem, in dem die Ligandenatome als Punktladungen oder „punktförmige" Dipole dargestellt werden. Diese Wechselwirkung kann außerdem mit Hilfe der → Methode der Molekülzustände beschrieben werden. Die Molekülzustände werden dabei durch Überlappung von Eigenfunktionen der Liganden und des Zentralions gebildet.

Während die K. die kovalenten Anteile der Bindung zwischen dem Zentralion und den Liganden nicht berücksichtigt, andererseits aber einen einfachen Weg zur numerischen Behandlung verschiedener Aspekte der Elektronenstrukturen liefert, werden durch die Methode der Molekülzustände Effekte und Erscheinungen, die mit den kovalenten Bindungen zusammenhängen, besser verstanden. Deshalb wurde die K. dahin modifiziert, daß Einflüsse der kovalenten Bindung berücksichtigt werden. Diese modifizierte K. wird oft als *Ligandenfeldtheorie* bezeichnet. Manchmal wird jedoch diese Bezeichnung auch für die Gesamtheit aller Theorien zur Beschreibung des Ursprungs und der Eigenschaften der in den Komplexen auftretenden Wechselwirkung gewählt.

Lit. Cotton u. Wilkinson: Anorganische Chemie (Berlin 1968); Coulson: Die chemische Bindung (Stuttgart 1969).

Kristallfläche, an einem Kristall mögliche rationale Fläche, d. h. eine Fläche, die einer → Netzebene parallel ist. Die wirklichen Begrenzungs- oder Wachstumsflächen der Kristalle verlaufen häufig unter kleinen Winkeln zu niedrig indizierten Netzebenen (→ Indizes) und werden dann *Vizinalflächen* genannt. Die Schnittgeraden der K.n bezeichnet man als *Kristallkanten.*

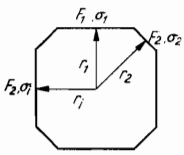
Kristallform, 1) *einfache K.*, Gesamtheit aller Flächen, die aus einer Kristallfläche durch Anwendung der Symmetrieoperationen der Punktgruppe des Kristalls erzeugt werden. Es gibt 48 verschiedene K.en. Je nach der Lage der Kristallflächen zu den Symmetrieelementen unterscheidet man allgemeine und spezielle K.en.

Wird eine Kristallfläche einer K. durch jede Symmetrieoperation der Punktgruppe des Kristalls in eine andere Kristallfläche überführt, so spricht man von *allgemeiner K.* Gibt es unter den Symmetrieelementen der Punktgruppe eine Symmetrieachse oder eine Spiegelebene, die auf einer Kristallfläche der K. senkrecht steht, so gehört zu jeder Kristallfläche dieser K. eine Symmetrieoperation, die diese Kristallfläche auf sich selbst abbildet. Diese K. wird als *spezielle K.* bezeichnet. Als *Zähligkeit* einer K. bezeichnet man die Anzahl der Kristallflächen. Die Zähligkeit einer speziellen K. ist immer geringer als die der allgemeinen K.

Bei einer *geschlossenen K.*, z. B. Würfel, Oktaeder, kann man von einem inneren Punkt aus den Außenraum nur erreichen, indem man eine Fläche der K. durchdringt, im Gegensatz zu der *offenen K.*, z. B. der Pyramide, bei der nur Flächen, die die Pyramidenspitze enthalten, zur K. gehören. Jede geschlossene K. wird durch ein Polyeder begrenzt. Zeigt eine einfache Form eine höhere Symmetrie als die Punktsymmetrie, so wird sie als *scheinsymmetrisch* bezeichnet.

2) *zusammengesetzte K.* (*Kombination*), Gesamtheit aller Flächen, die zu zwei (oder mehr) einfachen K.en gehören. Zusammengesetzte K.en, die eine einfache allgemeine K. enthalten, zeigen stets nur die Punktsymmetrie des Kristalls.

Auf dem Gebiet des Kristallwachstums sind von besonderem Interesse die Gleichgewichtsform und die möglichen Wachstumsformen eines Kristalls. Die *Gleichgewichtsform* ist diejenige K., die bei gegebenem Volumen die kleinste freie Oberflächenenergie hat. Sie wird benötigt zur Diskussion der Wachstumsform und im Zusammenhang mit dem Problem der Keimbildung (→ Kristallkeim). Für die theoretische Herleitung der Gleichgewichtsform eines Kristalls in einem Einkomponentensystem gibt es folgende drei Wege: 1) Die Definition der Gleichgewichtsform kann durch das als *Gibbssche Bedingung* bezeichnete Variationsproblem $\Sigma F_i\sigma_i$ = Minimum bei V = konst. ausgedrückt werden. Hierbei ist F_i der Flächeninhalt und σ_i die spezifische freie Oberflächenenergie der i-ten Kristallfläche (Abb. 1), V das Kristallvolumen. Die Lösung dieses Variationsproblems gibt der *Wulffsche Satz*, nach dem der Quotient σ_i/r_i aus der spezifischen freien Oberflächenenergie und der Zentraldistanz der i-ten Fläche konstant ist. Der Wulffsche Satz ist als Vorschrift für die geometrische Konstruktion der Gleichgewichtsform zu benutzen. 2) Die Größe eines mit einem bestimmten Wert des Dampfdruckes, der Konzentration u. a. im Gleichgewicht stehenden Kristalls ist durch die → Thomson-Gibbssche Gleichung gegeben. Die aus der molekularkinetischen Formulierung dieser Gleichung zu ziehende Schlußfolgerung, daß für alle Flächen der Gleichgewichtsform die mittlere → Abtrennarbeit gleich groß sein muß, führt unmittelbar zu einer Herleitung der Gleichgewichtsform. 3) Relativ einfach kann die Gleichgewichtsform bestimmt werden, wenn man von den als Vektoren dargestellten Ketten nahe gelegener Gitternachbarn ausgeht. So kann mit Hilfe der periodischen Bindungskettenvektoren (PBC-Vektoren) qualitativ entschieden werden, welche kristallographisch möglichen Oberflächen zur Gleichgewichtsform gehören. Aber auch für eine quantitative Bestimmung der spezifischen freien Oberflächenenergien und der Gleichgewichtsform sind solche Vektoren geeignet. — Für Mehrkomponentensysteme (Kristalle auf Unterlagen, Fremdstoffadsorption, Mischkristalle) sind zusätzliche Betrachtungen nötig.

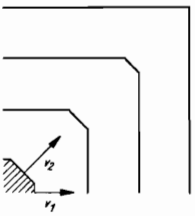


1 Größen zur Bestimmung der Gleichgewichtsform eines Kristalls

Eine experimentelle Bestimmung der Tracht der Gleichgewichtsform ist dadurch möglich, daß die zur Gleichgewichtsform gehörigen Flächen als glatte Wachstumsflächen in Erscheinung treten. Diese sind in einfacher Weise im Anfangsstadium des → Kugelwachstums zu beobachten. Versuche, außer der Tracht auch den Habitus der Gleichgewichtsform experimentell festzustellen, sind nur in mikroskopisch kleinen Systemen, z. B. in kleinen Hohlräumen in einem Kristall (negative Kristalle), möglich. Der Vergleich der theoretischen und experimentellen

Ergebnisse liefert Aussagen über die Bindungskräfte zwischen den Kristallbausteinen.

Die *Wachstumsform* eines Kristalls ist diejenige K., die sich beim Kristallwachstum entsprechend den speziellen Bedingungen einstellt. Sie erlaubt daher Rückschlüsse auf den Mechanismus des Kristallwachstums. Die charakteristische Wachstumsform ist ein Polyeder, jedoch können unter bestimmten äußeren Bedingungen auch gerundete oder stark verzerrte Formen auftreten (→ Whisker, → Skelett). Zur theoretischen Deutung der experimentell beobachteten charakteristischen Wachstumsform müssen bekannt sein: 1) die Tracht der Gleichgewichtsform und die bei gegebenen äußeren Bedingungen wiederholbar wachsenden vergrößerten Flächen (→ Wachstumsfläche); 2) die Geschwindigkeiten, mit denen sich diese Flächen in Richtung ihrer Normalen verschieben. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten bestimmt das Größenverhältnis der Flächen, d. h. den Habitus. Nach hinreichend langem Wachstum verschwinden allerdings die am schnellsten wachsenden Flächen, und die Wachstumsform ist durch die am langsamsten wachsenden Flächen gegeben (Abb. 2). Die Wachstumsform kann durch Fremdstoffadsorption über eine Beeinflussung der Wachstumsgeschwindigkeit der Flächen, möglicherweise aber auch der Tracht der Gleichgewichtsform verändert werden. Dabei ist beim Wachstum aus der Lösung auch das Lösungsmittel als Fremdstoff aufzufassen (Konzentrationsabhängigkeit der Wachstumsform). Ergänzung zur Untersuchung der Wachstumsform ist die des *Lösungskörpers*, d. i. ein Kristall, der für eine gewisse Zeit einer langsamen Auflösung ausgesetzt war. Ausgegangen wird von einem Kristall, der von Wachstums- oder Spaltflächen begrenzt ist, oder von Kugelkristallen (→ Kugelwachstum) bzw. Hohlkugeln. Am Lösungskörper werden die Flächen mit der größten Auflösungsgeschwindigkeit sichtbar. Es sind dies diejenigen Flächen, auf denen umgekehrt auch das Wachstum mit den größten Geschwindigkeiten erfolgt, die also an der Wachstumsform nicht erscheinen. Bei der Auflösung innerhalb einer Hohlkugel bilden sich dagegen die Flächen der Wachstumsform heraus.



2 Zeitliche Entwicklung eines wachsenden Kristalls bei anisotroper Wachstumsgeschwindigkeit ($v_2 > v_1$). Die Ausgangsform ist schraffiert

Lit. Honigmann: Gleichgewichts- und Wachstumsformen von Kristallen (Darmstadt 1958); Lacmann: Die Gleichgewichtsform und die Keimbildungsarbeit bei der Kristallisation, in Springer Tracts in Modern Physics, Bd 44 (Berlin, Heidelberg, New York 1968).

Kristallgestalt, zusammenfassende Bezeichnung für Kristalltracht und Kristallhabitus. Unter der *Kristalltracht* (*Tracht*) versteht man die Gesamtheit aller an einem Kristall vorhandenen einfachen → Kristallformen, unabhängig von ihren Größenverhältnissen. Der *Kristallhabitus* (*Habitus*) berücksichtigt dagegen die Größenverhältnisse. Er wird jedoch im allgemeinen nur qualitativ definiert, z. B. tafelförmig, prismatisch, isometrisch.

Kristallgitter, → Gitter.

Kristallhabitus, → Kristallgestalt.

kristalline Flüssigkeit, → mesomorphe Phase.

Kristallisation, 1) im weiteren Sinne svw. → Kristallwachstum bzw. → Kristallzüchtung, im engeren Sinne in der Chemie die Abscheidung einer kristallinen Phase aus einer zuvor homogenen Lösung zur Darstellung von Substanzen — im allgemeinen in Form feinkristalliner Niederschläge.

2) *fraktionierte K.*, die Zerlegung (Fraktionierung) eines Stoffgemischs durch stufenweise Abtrennung einzelner Komponenten auf Grund unterschiedlicher Schmelzpunkte bzw. Löslichkeiten oder durch eine → Kristallisationsfolge. Bilden die Komponenten Mischkristalle, so muß wiederholt die gebildete feste Phase von der flüssigen getrennt, neu aufgeschmolzen bzw. aufgelöst und wieder kristallisiert werden.

Kristallisationsdruck, → Kristallisationskraft.

Kristallisationsfolge, die Aufeinanderfolge der Entstehung verschiedener Kristalle in einem Mehrkomponentensystem. In einem binären System mit einem Eutektikum entstehen zunächst Kristalle der im Überschuß vorhandenen Komponente, bis bei Erreichen des eutektischen Punktes beide Komponenten gleichzeitig kristallisieren (→ Zustandsdiagramm).

Kristallisationskraft, das Vermögen von Kristallen, über den ihnen zur Verfügung stehenden Raum hinaus, auch gegen mechanischen Widerstand, zu wachsen. Als Ursache wird eine Kapillarwirkung angenommen, auf Grund derer die den wachsenden Kristall benetzende Schmelze zu den vorwachsenden Spitzen nachgesaugt wird. Die K. übt auf die Nachbarschaft den *Kristallisationsdruck* aus, der sich z. B. in einer Porosität und Volumenzunahme eines polykristallinen Gefüges dadurch auswirken kann, daß sich die einzelnen Kristallite auseinandertreiben. Eine andere Folge ist das Sprengen von Gesteinen, in deren Hohlräumen Kristallwachstum stattfindet. Die K. wird auch als Ursache der umgekehrten Blockseigerung (→ Seigerung) angenommen.

Kristallisationswärme, → Umwandlungswärme.

Kristallisator, 1) *Kristallisationsapparat*, Einrichtung zur Kristallzüchtung.

2) *Mineralisator*, ein Ion, das einer Schmelze zugesetzt wird, um Kristallwachstum auszulösen. Als K.en können z. B. Lithium-, Bor-, Wolfram- und Chloridionen wirken.

Kristallit, → Vielkristall.

Kristallitgröße, → Teilchengrößenbestimmung.

Kristallkanten, → Kristallflächen.

Kristallkeim, *Gefrierkern*, im weiteren Sinne ein kleiner, wachstumsfähiger Kristall oberhalb einer kritischen Größe. Der Kristall mit den kritischen Abmessungen ist der *kritische Keim*. Im engeren Sinne wird nur dieser als K. bezeichnet. Dieser K. ist thermodynamisch definiert als ein Kristall, der sich mit seiner Umgebung im Gleichgewicht befindet. Seine Größe ist durch die → Thomson-Gibbssche Gleichung gegeben. Ein Kristall, der kleiner als der K. ist, zerfällt, ein Kristall, der größer ist, wächst weiter. (Der früher benutzte Ausdruck *Kristallkern* bzw. *Kern* sollte nur für wie K.e wirkende Fremdpartikeln verwendet werden.)

Die Bildung eines K.s durch das zufällige Zusammentreffen von Molekülen ist immer mit einer Schwankung der freien Enthalpie verbunden, die als Aktivierungsenergie die Geschwindigkeit der Keimbildung mitbestimmt und als *Keimbildungsarbeit* bezeichnet wird. Sind die K.e so groß, daß man mit thermodynamischen

Größen rechnen kann, so ist die Keimbildungsarbeit durch die Summe aus der durch die Zusammenlagerung von Molekülen frei werdenden Volumenenergie und der aufzubringenden Oberflächenenergie gegeben. Für sehr kleine K.e ist mit statistischen Methoden zu rechnen, die die energetischen Beiträge der einzelnen Moleküle berücksichtigen. Die *Keimbildungsgeschwindigkeit* oder *-häufigkeit Z*, d. h. die Anzahl der in einer Sekunde in einem cm^3 oder auf einem cm^2 gebildeten K.e, kann durch einen Ausdruck der Form $Z = K \cdot \exp[A/(kT)]$ dargestellt werden. Hierbei ist A die Keimbildungsarbeit, K ein Faktor, der die Kinetik der an der Keimbildung beteiligten Moleküle zum Ausdruck bringt, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Die Abhängigkeit der Keimbildungsgeschwindigkeit von der Übersättigung σ hat den in der Abb. gezeigten Verlauf. Für kleine Werte der Übersättigung (große K.e!) ist die Keimbildungsgeschwindigkeit praktisch Null (→ metastabile Zustände). Von einem bestimmten Wert der Übersättigung — der metastabilen Grenze — an steigt die Keimbildungsgeschwindigkeit sehr schnell an. Diejenige Übersättigung, für die $Z = 1$, wird als kritische Übersättigung bezeichnet (sehr kleine K.e!).

Bei Keimbildung in einem System mit nur einer Phase spricht man von *homogener Keimbildung*, in einem System mit mehreren Phasen, z. B. Fremdpartikeln, die als Kerne wirken, oder festen Oberflächen, von *heterogener Keimbildung*. Von besonderem Interesse ist die Keimbildung auf Unterlagen als Anfangsphase des Wachstums dünner Schichten oder in Form der zweidimensionalen Keimbildung beim Weiterwachsen des dreidimensionalen K.s zum großen Kristall (→ Kristallwachstum).

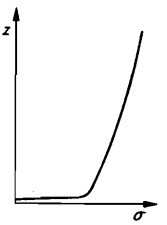
Lit. Smakula: Einkristalle (Berlin, Göttingen, Heidelberg, München 1962); Volmer: Kinetik der Phasenbildung (Dresden und Leipzig 1939).

Kristallklasse, die Klasse aller Raumgruppen, für die die Richtungen im Körper der Symmetrie derselben Punktgruppe genügen (→ Symmetrie, Tab. 2). Die K. wird mit demselben Symbol gekennzeichnet wie die Punktgruppe. Den 32 kristallographischen Punktgruppen entsprechen 32 K.en. → Symmetrie.

Kristallkunde, svw. Kristallographie.

Kristallmorphologie, → Kristallographie.

Kristallographie, *Kristallkunde*, Lehre vom Aufbau, von den Eigenschaften und der Genese von Kristallen. Bis zu Beginn des 20. Jh.s war die phänomenologische Beschreibung von Eigenschaften der Kristalle, die auf den Arbeiten von Steno, de l'Isle, Bravais u. a. aufbaute, vorherrschend. Die Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen an Kristallen durch Laue, Friedrich und Knipping (1912) schuf die Voraussetzung für die Aufklärung der Struktur und dadurch für eine Untersuchung der ursächlichen Zusammenhänge. Die Methodik der Aufklärung der Atomordnung in Kristallen, die → Kristallstrukturanalyse, entwickelte sich zu einem der bedeutendsten Zweige der K. Man teilt die K. in 5 Teilgebiete ein. 1) Die *geometrische K.* beschäftigt sich mit den bei Idealkristallen möglichen → Symmetrien. Bei homogener chemischer Zusammensetzung einer Substanz sind Konfigurationen von Atomen oder Ionen in jedem Teil des Körpers gleich stabil, da die Bindungskräfte nur von der Relativlage der aufeinander wirkenden Atome abhängen, nicht aber von ihrer absoluten Lage. Daher bildet sich bei der Kristallisation zumeist eine dreidimensional periodische Anordnung der Kristallbausteine (Atome, Ionen, Moleküle) aus. In den meisten Fällen treten zusätzliche Symmetrien in der Anordnung der Kristallbausteine auf, die durch die geometrische K. untersucht werden. Somit schafft die geometrische K. die Grundlage für die Anwendung von Röntgen-, Elektronen- und Neutronenbeugungsmethoden (→ Kristallstrukturanalyse) sowie von spektroskopischen Methoden zur Untersuchung der Struktur der Kristalle.



Abhängigkeit der Keimbildungsgeschwindigkeit Z von der Übersättigung σ

2) Die → *Kristallchemie* hat die Wechselbeziehung von Struktur und Chemismus zum Gegenstand.

3) Die *Kristallphysik* erforscht den Zusammenhang zwischen der Struktur und den mechanischen, optischen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Kristalle. Wichtigstes Teilgebiet ist die → Kristalloptik.

4) Die *physikalisch-chemische K.* untersucht die Genese kristalliner Phasen und deren Änderungen unter bestimmten Milieubedingungen.

5) Die *Kristallmorphologie* ist die Lehre von der → Kristallgestalt.

Die K. bedient sich der experimentellen Methoden der Physik, Chemie und physikalischen Chemie sowie der Darstellungsmethoden der Gruppentheorie zur allseitigen Erforschung ihres Untersuchungsobjekts, des Kristalls.

Lit. Kleber: Angewandte Gitterphysik (3. Aufl. Berlin 1960), Kristallchemie (Berlin 1963), Einführung in die K. (7. Aufl. Berlin 1964).

kristallographische Achse, 1) Kristallkante oder Gittergerade, die als Koordinatenachse gewählt wurde. Die drei Koordinatenachsen werden parallel zu den Basisvektoren (→ Elementarzelle) gewählt. Vielfach sind die sich aus den Gitterkonstanten oder aus den Achsenabschnitten einer Einheitsfläche ergebenden Einheitslängen in den drei Koordinatenrichtungen einander nicht gleich.

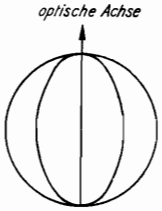
2) svw. Symmetrieachse, → Symmetrie, Tafel Symmetrieelemente.

kristallographische Konstanten, 1) svw. Gitterkonstanten (→ Elementarzelle). **2)** das Verhältnis $\frac{a}{b} : 1 : \frac{b}{c}$, wobei a, b, c die Gitterkonstanten bedeuten.

Kristalloptik, ein spezielles Gebiet der Kristallphysik, beschreibt das optische Verhalten von Kristallen im sichtbaren Wellenlängenbereich sowie die entsprechenden mathematischen und physikalischen Zusammenhänge. Die unterschiedliche Polarisierbarkeit, Packungsdichte und Bindungsart der am Kristallaufbau beteiligten Atome bedingen in isotropen Kristallen die unterschiedliche Größe der Brechungsindizes und in anisotropen Kristallen im Zusammenhang mit der nichtregulären Gitterstruktur die Phänomene der Doppelbrechung, der Polarisation, des Pleochroismus, der optischen Aktivität (Drehung), der Interferenz und der konischen Refraktion. Als isotrope Kristalle bezeichnet man die Kristalle des kubi-

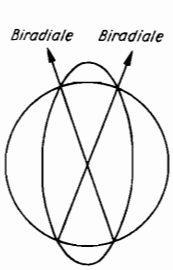
schen Kristallsystems, da diese sich für das Licht in allen Richtungen gleichartig verhalten. Die Kristalle aller übrigen Kristallsysteme (hexagonal, trigonal, tetragonal, rhombisch, monoklin, triklin) bezeichnet man als anisotrop, da die optischen Eigenschaften richtungsabhängig in bezug auf die Kristallorientierung sind. Auf Grund des optischen Verhaltens bezeichnet man die Kristalle des hexagonalen, trigonalen und tetragonalen Kristallsystems als optisch einachsig und die des rhombischen, monoklinen und triklinen Kristallsystems als optisch zweiachsig.

Für Lichtstrahlen, die auf durchsichtige isotrope Kristalle treffen, gilt das Snelliussche Brechungsgesetz. Der hierbei meßbare Brechungsindex n ist durch das Verhältnis sin (Einfallswinkel)/sin (Brechungswinkel) definiert bzw. durch das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zur Lichtgeschwindigkeit im isotropen Medium.



1 Schnitt durch die Huygenssche Strahlenfläche eines einachsig positiven Kristalls

In anisotropen Kristallen erfolgt im allgemeinen eine Aufspaltung eines Lichtstrahls in zwei abweichende Richtungen, von denen nur eine Komponente dem Snelliusschen Brechungsgesetz gehorcht (ordentlicher Strahl). Die andere Komponente zeigt ein abweichendes Verhalten (außerordentlicher Strahl). Diese Erscheinung wird als → Doppelbrechung bezeichnet. Die beiden genannten Komponenten werden im Kristall linear polarisiert (→ Polarisation). Ihre Schwingungsrichtungen liegen senkrecht aufeinander. Die Schwingungsrichtungen sowie die Größe der Doppelbrechung werden durch den Gitteraufbau und die Orientierung der Lichtrichtung zum Kristallgitter bestimmt.



2 Schnitt durch die Huygenssche Strahlenfläche eines zweiachsigen Kristalls

Kristalle mit schraubenförmigem Gitteraufbau zeigen beim Durchgang des Lichtes eine Drehung der Polarisationsebene, die von der Kristalldicke abhängt (→ Drehung).

Bei anisotropen absorbierenden Kristallen werden die beiden senkrecht zueinander polarisierten Komponenten unterschiedlich stark absorbiert. Man bezeichnet diese Erscheinung bei optisch einachsigen Kristallen als Dichroismus, bei optisch zweiachsigen Kristallen als Pleochroismus.

Infolge der unterschiedlichen Lichtgeschwindigkeit der beiden polarisierten Komponenten entsteht in anisotropen Kristallen ein *Gangunterschied*. Dieser Gangunterschied Γ der beiden Wellen nimmt mit steigender Kristalldicke d zu, so daß er gemäß der Formel $\Gamma = d \cdot \Delta$ von Kristalldicke und Doppelbrechung Δ abhängt. Sind die beiden im Kristall senkrecht zueinander polarisierten Komponenten aus einer bereits vor Eintritt in den Kristall linear polarisierten Strahlung hervorgegangen, so können sie nach dem Austritt aus dem Kristall interferieren, wenn sie auf eine gemeinsame Schwingungsebene gebracht werden. Letzteres erfolgt durch einen Analysator. Durch die Interferenz erfolgt bei monchromatischer Strahlung je nach Gangunterschied eine mehr oder weniger vollständige Auslöschung oder Verstärkung. Bei Verwendung von weißem Licht entstehen → Interferenzfarben. Bei optisch zweiachsigen Kristallen wird ein in Richtung der Biradialen (s. u.) im Innern des Kristalls verlaufender Lichtstrahl beim Austritt aus dem Kristall in einen Strahlenkegel aufgefächert. Diese Erscheinung wird als *äußere konische Refraktion* bezeichnet. Ein in Richtung der Binormalen (s. u.) auf optisch zweiachsige Kristalle auftreffender Lichtstrahl wird im Innern des Kristalls zu einem Strahlenkegel aufgefächert. Diese Erscheinung wird als *innere konische Refraktion* bezeichnet.

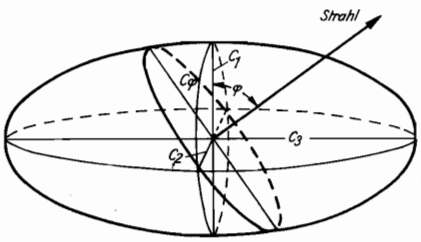
Die geometrische und mathematische Beschreibung der kristalloptischen Phänomene erfolgt im allgemeinen auf der Grundlage der Wellentheorie des Lichtes, wobei man sich in Sonderfällen auf eine rein geometrisch-optische Darstellung (Abstraktion des Lichtstrahls) beschränken kann. Bei dieser Beschreibung ist es möglich, von dem Gitteraufbau des Kristalls zu abstrahieren, da die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes sehr groß ist (400 bis 800 nm) gegenüber den Gitterkonstanten der Kristalle (zwischen 0,2 und 2 nm). Man betrachtet die Kristalle dabei als homogene, aber im allgemeinen anisotrope Substanzen, die in verschiedenen Richtungen unterschiedliche Eigenschaften aufweisen.

Um die einzelnen kristalloptischen Phänomene mathematisch-geometrisch zu beschreiben, bedient man sich verschiedener Referenzflächen. Trägt man von einem Punkt im Innern des Kristalls nach allen Richtungen die in einer sehr kurzen Zeiteinheit vom Lichtstrahl zurückgelegte Strecke auf, so erhält man durch Verbindung dieser Endpunkte die *Huygenssche Strahlenfläche*, auch *Strahlengeschwindigkeits-* oder *Wellenfläche* genannt (Abb. 1, 2). Bei einem isotropen Kristall stellt diese eine Kugel dar. Bei einem optisch einachsigen Kristall erhält man für den ordentlichen Strahl eine Kugel; für den außerordentlichen Strahl erhält man ein Rotationsellipsoid, das die Kugel in zwei Punkten, den Durchstoßpunkten der optischen Achse, berührt. In Richtung der optischen Achse sind die Strahlengeschwindigkeiten für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl gleich groß. Bei positiv optisch einachsigen Kristallen umschließt die Kugel das Rotationsellipsoid, da die Strahlengeschwindigkeit des außerordentlichen Strahls — ausgenommen in Richtung der optischen Achse — kleiner ist als die des ordentlichen Strahls. Bei negativ optisch einachsigen Kristallen umschließt das Rotationsellipsoid die Kugel. Bei optisch zweiachsigen Kristallen stellt die Strahlenfläche ein zweischaliges Gebilde mit Flächen 4. Ordnung dar. Die Huygenssche Strahlenfläche und auch alle anderen nachgenannten Referenzflächen haben eine feste Orientierung zum jeweiligen Kristallgitter.

Wellenoptisch betrachtet stellt die Strahlenfläche auch die Einhüllende aller Punkte mit gleicher Phasenlage und Ordnungszahl dar, d. h. die Wellenfront. Daher wird die Strahlenfläche häufig auch als Wellenfläche bezeichnet. Man erkennt, daß nur bei einer kugelförmigen Strahlenfläche die Wellennormale mit der Strahlungsrichtung zusammenfällt, d. h., auch nur hier sind Strahlengeschwindigkeit und Wellennormalengeschwindigkeit gleich groß. Legt man in jedem Strahlenpunkt die Tangente an die Wellenfläche und fällt man von der Tangente aus das Lot zum Strahlenurspru gspunkt, so bildet die Einhüllende aller Lotpunkte die *Wellennorma-*

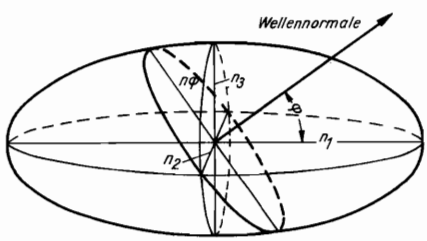
lenfläche (Abb. 3, 4). Bei einem Rotationsellipsoid als Strahlenfläche bildet die zugehörige Wellennormalenfläche ein Rotationsovaloid. Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zur Strahlengeschwindigkeit im Kristall wird als *Strahlenindex* bezeichnet. Die Bezeichnung *Brechungsindex* wird bei anisotropen Medien für das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zur Wellennormalengeschwindigkeit gebraucht. In analoger Weise wie bei der Konstruktion der Strahlenfläche kann man auch von einem Punkt aus in jeder Richtung die Brechungsindizes entsprechend der genannten Definition für die ordentliche und außerordentliche Komponente auftragen; man erhält dann die *Indexfläche*. Diese stellt im allgemeinen ebenfalls eine zweischalige Fläche dar, die jedoch von der entsprechenden Strahlenfläche insofern abweicht, als mit zunehmender Strahlengeschwindigkeit die Brechzahl abnimmt.

Da zweischalige Flächen mathematisch unbequem zu behandeln sind, ist es zweckmäßiger, die kristalloptischen Phänomene mit einschaligen Flächen zu beschreiben. Eine derartige Fläche hat bereits Fresnel aus der elastischen Lichttheorie hergeleitet. Man erhält dieses *Fresnelsche Ellipsoid* (Abb. 5), wenn man die Strahlengeschwindigkeiten nicht in Richtung der Lichtstrahlen aufträgt, sondern senkrecht dazu, also in der Schwingungsrichtung. Für einachsige Kristalle erhält man ein Rotationsellipsoid, für zweiachsige Kristalle ein dreiachsiges Ellipsoid.



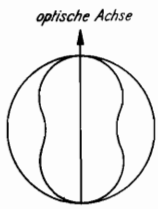
5 Fresnelsches Ellipsoid

Trägt man statt der Strahlengeschwindigkeit in jeder Schwingungsrichtung senkrecht zu den Wellennormalen Strecken ab, die der entsprechenden Brechzahl proportional sind, so erhält man die *Fletchersche Indikatrix* (Abb. 6). auch *optische Indexfläche*, *Indexellipsoid* oder *Cauchysches Polarisationsellipsoid* genannt. Dieses ist wie das Fresnelsche Ellipsoid bei einachsigen Kristallen ein Rotationsellipsoid, bei zweiachsigen Kristallen ein dreiachsiges Ellipsoid.

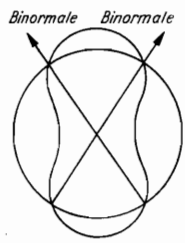


6 Fletchersche Indikatrix. n_1, n_2 und n_3 Hauptbrechzahlen

Bei optisch einachsigen Kristallen fällt die Rotationsachse der Indikatrix mit der optischen Achse des Kristalls (*c*-Achse) zusammen. Schnitte, die die Rotationsachse enthalten, bezeichnet man als Hauptschnitte. Ein Schnitt durch das Zentrum der Indikatrix senkrecht zu einer beliebig gelegten Wellennormalen bildet im allgemeinen eine Ellipse, deren beide Halbachsen für die entsprechenden Schwingungsrichtungen die zugehörigen Brechungsindizes geben. Der Brechungsindex für die senkrecht zum Hauptschnitt schwingende Komponente ist konstant, die in Richtung des Hauptschnittes schwingende Komponente ändert ihre Brechzahl mit Änderung der Lage der Wellennormalen. Fällt die Wellennormale mit der Rotationsachse der Indikatrix zusammen, so ist die Schnittfläche ein Kreis, d. h., der Brechungsindex ist hier von der Schwingungsrichtung unabhängig ($n_o = n_e$). Diese Richtung, in der keine Doppelbrechung erfolgt, wird auch *Achse der Isotropie* genannt. Für eine Wellennormale senkrecht zur optischen Achse bildet die Schnittebene eine Ellipse mit maximalem Unterschied für die beiden Halbachsen. Der Brechungsindex n_e für den außerordentlichen Strahl weicht hier am weitesten vom Brechungsindex n_o des ordentlichen Strahls ab. Bei positiv einachsigen Kristallen ist $n_o < n_e$, bei negativ einachsigen ist $n_o > n_e$. Die Indikatrix hat bei positiv einachsigen Kristallen eine in Richtung der Rotationsachse langgestreckte Form, bei negativ einachsigen Kristallen ist die Rotationsachse kürzer als der Durchmesser des Kreisschnitts.



3 Schnitt durch die Wellennormalenfläche eines einachsig positiven Kristalls



4 Schnitt durch die Wellennormalenfläche eines zweiachsigen Kristalls

Bei optisch zweiachsigen Kristallen ist die Indikatrix ein dreiachsiges Ellipsoid. Die senkrecht zu beliebigen Wellennormalen durch das Zentrum der Indikatrix gelegten Schnitte sind im allgemeinen Ellipsen, nur in zwei ausgezeichneten Richtungen bilden sie Kreise. Die senkrecht zu diesen beiden Kreisen liegenden Wellennormalen werden als *optische Achsen* oder *Binormalen* bezeichnet. Für diese Richtungen tritt keine Doppelbrechung auf. Die Winkelhalbierende des spitzen bzw. des stumpfen Winkels zwischen den beiden Binormalen wird als spitze bzw. als stumpfe *Bisektrix* bezeichnet oder auch als erste bzw. zweite *Mittellinie*.

Analoge Verhältnisse treten auch für die Strahlengeschwindigkeit am Fresnelschen Ellipsoid zweiachsiger Kristalle auf. Hier erhält man ebenfalls zwei ausgezeichnete Strahlenrichtungen mit senkrecht dazu liegenden Schnittkreisen. Diese Strahlenrichtungen werden als *Biradialen* bezeichnet. Sie haben für alle Schwingungsrichtungen konstante Strahlengeschwindigkeit. Die Binormalen und Biradialen bilden in den Kristallen kleine Winkel zueinander, d. h., die Richtung der optischen Achse und die Richtung konstanter Strahlengeschwindigkeit fallen nicht zusammen.

Ist für einen Kristall eine der vorgenannten Referenzflächen bekannt, so können danach alle anderen bestimmt werden. Die Referenzflächen ändern sich mit der Frequenz, d. h. mit der Farbe des verwendeten Lichtes und auch mit der Temperatur und den äußeren auf den Kristall wirkenden Kräften.

Die elektromagnetische Lichttheorie führt über die Maxwellschen Gleichungen zu den angeführten Referenzflächen. An die Stelle der Hauptbrechungsindizes n_1, n_2, n_3 treten die Hauptdielektrizitätskonstanten ε_1, ε_2, ε_3, wobei $n^2 = \varepsilon$ ist. Die Kristalle werden dabei als homogene, aber anisotrope Körper betrachtet, die in verschiedenen Richtungen unterschiedliche Dielektrizitätskonstanten aufweisen. Eine theoretische Erklärung der kristalloptischen Phänomene unter Berücksichtigung der atomaren Gitterstruktur der Kristalle liefert die Gitteroptik.

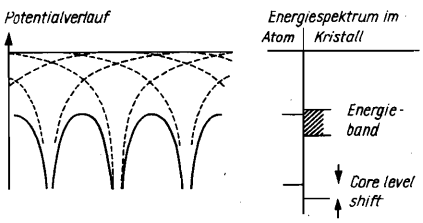
Die K. hat bedeutungsvolle Beiträge zur Erkenntnis der Natur des Lichtes geliefert. Die Anwendung der K. umfaßt die Herstellung und den Nachweis von polarisiertem Licht durch aus Kristallen gefertigte Polarisationsprismen, die Messung von Gangunterschieden durch Kompensatoren, die Messung der optischen Eigenschaften und der Orientierung von Kristallen und die Bestimmung von kristallinischen Substanzen durch Untersuchung der optischen Eigenschaften insbesondere in der Mineralogie, Edelsteinkunde und Petrographie. Wichtigstes Untersuchungsinstrument der K. ist das → Polarisationsmikroskop.

Geschichtliches: Beschreibung der Doppelbrechung des Kalkspats durch Erasmus Bartholinus 1669. Erklärung der Doppelbrechung auf Grund des Huygensschen Prinzips durch Huygens 1678. Entdeckung der Polarisation durch Malus 1808 sowie der Interferenz des polarisierten Lichtes und der Drehung der Polarisationsebene beim Durchgang durch Quarz durch Arago 1811. Erklärung der Doppelbrechung und Polarisation unter Annahme transversaler Schwingungen durch die Undulationstheorie durch Young und Fresnel ab 1817. Experimenteller Nachweis zirkular polarisierten Lichts durch Fresnel. Konstruktion von Kalkspat-Polarisationsprismen durch Brewster, Nicol, Foucault u. a. im 19. Jh. Verwendung von Turmalinplatten zur Herstellung von polarisiertem Licht durch Biot 1815. Gitteroptische Behandlung der Kristalloptik durch Ewald und Born ab 1912.

Kristallphysik, → Kristallographie 3).

Kristallpotential, das effektive Potential, in dem sich ein Elektron im Kristall bewegt.

Das K. setzt sich aus den Beiträgen der einzelnen Kristallbausteine zusammen. Bereits durch Überlagerung der Potentiale der freien Atome erhält man ein recht gutes K. (Abb.).



Potentialverlauf im Atom (– – – –) und im Kristall (———) sowie Energiespektrum im Atom und im Kristall

Da die inneren besetzten Schalen, der Rumpf des Atoms, von der Kristallbildung nur sehr wenig beeinflußt werden, ändert sich der Potentialverlauf im Rumpfbereich fast überhaupt nicht, und die Rumpfwellenfunktionen sind im wesentlichen gleich den Wellenfunktionen des freien Atoms. Durch die Potentialausläufer der benachbarten Potentialtrichter werden lediglich die Energien der Rumpfzustände um die core level shift abgesenkt. Zwischen den Atomen, im interatomaren Bereich, sind die Potentialänderungen größer und durch die Art der Kristallbindung bedingt. Jedenfalls wird das Potential zwischen benachbarten Atomen abgesenkt, so daß sich die in der äußeren nicht abgeschlossenen Schale befindlichen Valenzelektronen mehr oder weniger frei als nichtlokalisierte Leitungselektronen im Kristall bewegen können. Häufig ist der Rumpfbereich der tiefen Potentialtrichter relativ klein, z. B. ist bei den einfachen Metallen sowie bei den meisten Halbleitern der Rumpfradius etwa halb so groß wie der Atomradius (der Radius der atomaren Zelle), so daß der interatomare Bereich, in dem das Potential nahezu konstant ist, $^7/_8$ der Wigner-Seitz-Zelle einnimmt.

In Ionenkristallen ist es naheliegend, das K. durch Überlagerung der Potentiale der freien Ionen zu bilden. Das Ergebnis unterscheidet sich allerdings von der Überlagerung freier Atompotentiale nicht stark, da z. B. im NaCl-Kristall die Ladungsverteilung der äußeren Schale des Natriumatoms ihr Maximum in der Nähe des Maximums der Ladungsverteilung der äußeren Schale des Chloratoms hat, so daß die Ladungsverteilung eines Na-Cl-Gitters sich von der Ladungsverteilung eines Na^+-Cl^--Gitters nicht wesentlich unterscheidet. Diese Tatsache ist bei der Konstruktion von K.en für Substanzen mit teils ionischer, teils kovalenter Bindung, wie den Verbindungen der III. und IV. Gruppe des Periodischen Systems, von Bedeutung.

Für genauere Rechnungen reicht die Überlagerung atomarer Potentiale nicht aus, und man muß die bei der Kristallbindung erfolgte Änderung der Valenzwellenfunktionen mit berücksichtigen. Das K. setzt man dann zusammen aus den Beiträgen, die von den freien Ionen herrühren (diese verändern sich durch die Bindung zum Kristall nicht), und dem Beitrag der Valenzelektronen. Da die Valenzwellenfunktionen erst durch das K. bestimmt werden, in das sie ihrerseits eingehen, sind sie selbstkonsistent zu bestimmen. Ihr Beitrag zum K. heißt daher auch *selbstkonsistentes Feld.* Das selbstkonsistente Feld setzt sich aus drei Anteilen zusammen. Die verschiedenen Approximationen dieses Feldes entsprechen dem *direkten Anteil* oder *Coulombanteil,* dem *Austauschterm* und der *Korrelationswechselwirkung.*

Im einfachsten Fall berechnet man das Potential der Valenzelektronen mittels der Poisson-Gleichung aus ihrer Ladungsverteilung (→ Hartree-Fock-Verfahren). Dabei berücksichtigt man die Wechselwirkung eines Testelektrons mit allen übrigen Valenzelektronen durch ein mittleres Potential. Man trägt dabei also der Tatsache nicht Rechnung, daß jedes Elektron in seiner unmittelbaren Umgebung infolge seiner elektrischen Ladung eine positiv geladene Wolke erzeugt, d. h., man vernachlässigt Korrelationseffekte. Beachtet man, daß die Elektronen dem Pauli-Prinzip genügen müssen, so hat man das selbstkonsistente Feld aus den Hartree-Fock-Gleichungen zu berechnen. Diese berücksichtigen durch den Austauschterm teilweise die Korrelationswechselwirkungen zwischen Elektronen gleichen Spins. Eine volle Berücksichti-

gung der Korrelation ist im Einteilchenmodell nicht möglich, da die Wechselwirkung aller Elektronen untereinander sich nicht streng auf ein Potential zurückführen läßt. Jedoch gibt es verschiedene Methoden, die Korrelation näherungsweise zu berücksichtigen. Besonders bei den einfachen Metallen hat man folgende Vorstellung von dem Beitrag der Valenzelektronen zum K., die in diesem Zusammenhang meist als (freie) Leitungselektronen bezeichnet werden. Denkt man sich die Wechselwirkung zwischen den Ionen und den Leitungselektronen als abgeschaltet, so bilden die Leitungselektronen eine homogene Ladungsverteilung. Berücksichtigt man jetzt die Elektron-Ion-Wechselwirkung, so reagieren die Elektronen auf die Ionenpotentiale, verteilen sich in bestimmter Weise um und schirmen die Ionen ab. Die Differenz zu der vorherigen homogenen Ladungsverteilung heißt daher *Abschirmladungsdichte*.

Das *muffin-tin-Potential* ist ein vereinfachtes K., das bei der APW- und KKR-Methode (→ Bandstruktur) verwendet wird. Man erhält das muffin-tin-Potential aus dem K., indem man dieses innerhalb einer Kugel vom *muffin-tin-Radius*, der meist gleich dem Radius der in die Wigner-Seitz-Zelle eingeschriebenen Kugel gewählt wird, kugelsymmetrisch approximiert, sowie außerhalb des muffin-tin-Radius durch eine Konstante. Diese Approximation ist besonders bei Metallen erlaubt und erleichtert die Rechnungen erheblich. Selbstkonsistente Berechnungen der Bandstruktur sind jedoch mit ihr kaum möglich.

Das *Kronig-Penney-Modell* ist eine periodische Anordnung eindimensionaler Kastenpotentiale als Modell für ein K., dessen Eigenwertproblem sich leicht lösen läßt.

Formfaktor und Strukturfaktor. Das vom Ort $\vec{r}$ abhängige K. läßt sich als Überlagerung von Beiträgen einzelner an den Orten $\vec{X}_l$ befindlicher Atome darstellen: $V(\vec{r}) = \sum_{l=1}^{N} v(\vec{r} - \vec{X}_l)$. Damit kann man die Fouriertransformierte des Potentials $V(\vec{r})$ als Produkt $V(\vec{q}) = S(\vec{q})\, v(\vec{q})$ aus Strukturfaktor $S(\vec{q}) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{N} e^{-i\vec{q}\vec{X}_l}$ und Formfaktor $v(\vec{q}) = \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} d^3\vec{r}\, e^{-i\vec{q}\vec{r}} v(\vec{r})$ schreiben.

Dabei ist Ω_0 das Volumen der Wigner-Seitz-Zelle. Während der Formfaktor die Information über den Potentialverlauf eines Atoms enthält, macht der Strukturfaktor Aussagen über die räumliche Anordnung der Atome unabhängig von ihrem Potentialverlauf.

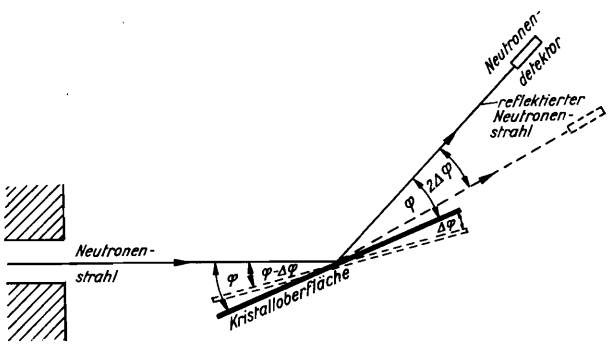
Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971).

Kristallprojektion, Darstellung ausgezeichneter Richtungen eines Kristalls durch Punkte auf einer Kugelfläche oder Ebene. Dabei wird die Orientierung von Kristallflächen durch die Richtung ihrer Flächennormalen gekennzeichnet. Bei der *Kugelprojektion* wählt man einen Punkt im Inneren des Kristalls als Mittelpunkt der *Pol-* oder *Lage(n)kugel* und bringt die Halbstrahlen durch diesen Punkt, die in die gewünschten Richtungen weisen, mit dieser Kugel zum Schnitt. Diese Schnittpunkte werden *Pole der Richtungen* oder *Flächenpole* genannt. Durch → stereographische Projektion kann diese Punktanordnung auf eine Ebene abgebildet werden. Bei der → gnomonischen Projektion werden Kristallflächen unmittelbar auf eine Ebene abgebildet.

Kristallspektrometer, Anordnung zur Spektrometrie langsamer Neutronen, bei der die Welleneigenschaften des Neutrons ausgenutzt werden, → Neutronenspektrometrie 2).

An Kristalloberflächen, deren Oberfläche parallel zu einer Gitterebene des Kristalls verläuft, werden Neutronen, deren Einfallsrichtung mit der Kristalloberfläche den Winkel φ bildet, intensiv reflektiert, wenn die Braggsche Beziehung $2a \sin\varphi = n\lambda$ erfüllt ist, wobei a der Abstand der Gitterebenen, λ die Wellenlänge der Neutronen und n eine ganze Zahl ist, die die Ordnung der Reflexion angibt.

In Richtung des reflektierten Strahles ist ein Neutronendetektor angeordnet. Durch Drehung des Kristalls kann der Einfallwinkel φ variiert werden, wobei der Detektor, wie aus der Abb.



Kristallspektrometer

ersichtlich, um den doppelten Winkelbetrag wie der Kristall gedreht werden muß, um dadurch Neutronen einer anderen Energie E_n auszusieben und nachzuweisen, gemäß der Beziehung $E_n = n^2h^2/8ma^2 \sin^2\varphi$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und m die Neutronenmasse sind. Es werden u. a. Kristalle aus NaCl, LiF, CaF_2, MnS_2 verwendet.

Kristallstrukturanalyse, Verfahren zur Bestimmung der Idealstruktur eines Kristalls, d. h. der räumlichen Anordnung der Kristallbausteine (Atome, Ionen) mit Hilfe der Beugung von Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenstrahlen, wobei der Kristall durch eine dreidimensional periodische Anordnung approximiert wird.

Eine vollständige K. liefert *Atomkoordinaten*, d. s. Koordinaten der Atomschwerpunkte bezogen auf die Basisvektoren, und Parameter der im allgemeinen anisotropen Wärmeschwingungen der Atome. Aus den Atomkoordinaten eines Kristalls ergibt sich die Atomanordnung im Kristall, man erhält also Aussagen über Koordinationszahlen, Koordinationspolyeder, über die Verknüpfung von Koordinationspolyedern zu endlichen oder unendlichen Ketten, zu Ringen, zu Netzen oder Gerüsten, über die Konstitution, Konfiguration und Konformation von Molekülen, ferner Werte für Atomabstände und Bindungswinkel, die in vielen Fällen notwendige Voraussetzungen für quantenchemische Be-

rechnungen sind; aus den Atomabständen und den Schwingungsparametern lassen sich außerdem Schlüsse auf die Bindungskräfte ziehen. Durch die K. wurden die Voraussetzungen für eine Stereochemie wichtiger Substanzklassen geschaffen: Die organischen Salze erwiesen sich als Ionenkristalle, der Charakter vieler Legierungen (z. B. der Laves-Phasen) wurde geklärt, als gemeinsames Bauprinzip der Silikate erwies sich die tetraedrische Koordination der Siliziumatome mit Sauerstoffatomen, als das der Borate die tetraedrische oder Dreieckskoordination des Boratoms. Auch die heutigen Kenntnisse der Stereochemie organischer Verbindungen wurden mittels der K. oder unter Verwendung von Ergebnissen der K. gewonnen. Für die Klärung biochemischer Vorgänge erhält die K. von wichtigen Substanzklassen, wie Steroiden, Alkaloiden und nicht zuletzt von Eiweißstoffen, ebenfalls eine wachsende Bedeutung.

Methodisches. *Aufnahmemethoden*: Man unterscheidet einerseits *Einkristall-* und → *Pulvermethoden*, je nachdem, ob ein Einkristall oder polykristallines Material (Pulver) untersucht wird, andererseits *Film-* und *Zählrohr-* oder *Diffraktometermethoden*, je nachdem, wie die gebeugten Strahlen registriert werden.

Zu den Einkristall-Filmmethoden gehören die → Bewegt-Film-Methoden und → Drehkristallaufnahmen. Meist werden zur K. einer Substanz mehrere Aufnahmemethoden herangezogen.

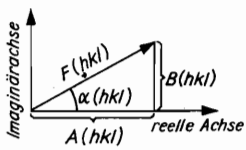
Auswerteverfahren: Diese Verfahren lassen sich in vier Schritte untergliedern.

1. *Schritt* ist die Bestimmung der Gitterkonstanten (→ Elementarzelle) auf Grund der Lage der Reflexe auf Beugungsaufnahmen, die Indizierung dieser Reflexe sowie die Ermittlung der mit den systematischen Auslöschungen dieser Reflexe und der → Symmetrie der Verteilung ihrer Intensitäten verträglichen Raumgruppen. Aus einer *Intensitätsstatistik*, d. h. der Bestimmung der statistischen Verteilung der Intensitätswerte kann man ersehen, ob der Kristall ein Symmetriezentrum hat oder nicht. Sind die Dichte und die chemische Bruttoformel der den Kristall bildenden Substanz bekannt, so läßt sich aus den Gitterkonstanten die Anzahl Z der Atome der verschiedenen Elemente je Elementarzelle berechnen, d. h. der Faktor Z, mit dem die in der Bruttoformel angegebene Anzahl der Atome jedes Elements zu multiplizieren ist. So z. B. bedeutet $Z = 4$ für Na_2SO_4, daß je Elementarzelle des Kristalls 8 Natriumatome, 4 Schwefelatome und 16 Sauerstoffatome vorhanden sind. Andererseits läßt sich aus den Gitterkonstanten, der Raumgruppe, der genau bekannten chemischen Bruttoformel und einer groben Abschätzung der Dichte oft eindeutig der genaue Wert der Dichte erschließen (*röntgenographische Dichte*).

Als 2. *Schritt* werden die integralen → Intensitäten $I(hkl)$ der Reflexe bestimmt und aus ihnen die Betragsquadrate $|F(hkl)|^2$ der → Strukturfaktoren berechnet. Mit Hilfe eines Diffraktometers werden Relativwerte der integralen Intensitäten direkt bestimmt, bei Filmmethoden müssen die Reflexe photometriert bzw. die Intensitäten visuell geschätzt werden. Dabei wendet man meist die → *Multiple-Film-Technik* an. Da bei Pulvermethoden höherindizierte Reflexe unvermeidbar zusammenfallen, sind für K.n komplizierterer Strukturen Einkristallmethoden erforderlich.

Zur Ermittlung der $|F(hkl)|^2$-Werte aus den Intensitäten $I(hkl)$ verwendet man die Beziehung

$$I(hkl) = G \cdot L \cdot P \cdot A \cdot N \cdot |F(hkl)|^2, \qquad (1)$$



Darstellung eines Strukturfaktors $F(hkl) = F(R^*)$ in der komplexen Zahlenebene. $A(hkl)$ Realteil, $B(hkl)$ Imaginärteil, $\alpha(hkl)$ Phasenwinkel

die aus der kinematischen Theorie der Röntgeninterferenzen folgt. Dabei bedeutet G den Gitterfaktor, $L \cdot P$ den Lorentz-Polarisationsfaktor, A den Absorptionsfaktor und N den Flächenhäufigkeitsfaktor.

Der 3. *Schritt* enthält die Auswertung der in den ersten beiden Schritten gewonnenen „beobachteten" Betragsquadratwerte $|F(hkl)|^2_{beob}$. Der bei dieser Auswertung auftretende Rechenaufwand ist erheblich und — außer für Strukturen mit wenigen Atomen in der Elementarzelle — nur mit Hilfe der EDV ökonomisch vertretbar zu bewältigen.

Die gesuchte Dichteverteilung $\varrho(xyz)$ des Streuvermögens (für Röntgenkristallstrukturanalyse: der Elektronendichteverteilung) ergibt sich aus den Strukturfaktoren $F(hkl)$ durch *Fourier-Synthese*: $\varrho(xyz) =$

$$\frac{1}{V} \cdot \sum_{-\infty}^{\infty} h \sum_{-\infty}^{\infty} k \sum_{-\infty}^{\infty} l F(hkl) \exp[-2\pi i(hx + ky + lz)]. \qquad (2)$$

Hierbei ist V das Volumen der Elementarzelle. Aus $\varrho(xyz)$ ergibt sich die Struktur, da die Atomschwerpunkte in den Maxima der Dichteverteilung liegen und sich die verschiedenen Atomsorten durch den Wert von $\varrho(xyz)$ im Maximum und die Verteilung in der Umgebung des Maximums unterscheiden. Die Verteilungsfunktion $\varrho(x, y, z)$ wird häufig graphisch durch Höhenschichtliniendiagramme dargestellt: Punkte, denen in einem Schnitt des Raumes, z. B. den Punkten mit $z =$ konst., oder in Projektion der gleiche ϱ-Wert zukommt, werden durch eine Linie verbunden.

Bei der Ermittlung von $\varrho(xyz)$ treten jedoch zwei Schwierigkeiten auf: 1) Die Strukturfaktoren sind im allgemeinen komplexe Größen. Aus den Intensitäten erhält man nur die Beträge $|F(hkl)|$, während sich die Phasen $\alpha(hkl)$ der Strukturfaktoren $F(hkl) = |F(hkl)|\, e^{i\alpha}$ nicht messen lassen (*Phasenproblem der K.*).

2) Es sind immer nur endlich viele Strukturfaktoren dem Experiment zugänglich, so daß in Gl. (2) die Summation nicht von $-\infty$ bis $+\infty$ ausgeführt werden kann. Werden alle Strukturfaktoren eines hinreichend großen Bereiches von Indextripeln ($-H \leqq h \leqq H$; $-K \leqq k \leqq K$; $-L \leqq l \leqq L$) bei der Summation verwendet, so bekommt man eine Näherung zu der wirklichen Dichteverteilung, die die Atomschwerpunkte richtig wiedergibt. Allerdings wird diese

Näherung, insbesondere wenn unter den $F(hkl)$ des Randgebiets des berücksichtigten Bereichs noch solche mit beträchtlichen Beträgen auftreten, einen *Abbrucheffekt* zeigen, der das dreidimensionale Analogon des bekannten Gibbsschen Phänomens ist. Praktisch erhält man die Phasen im Laufe der Auswertung durch ein *sukzessives Näherungsverfahren* gleichzeitig mit immer besseren Näherungen der Dichteverteilung.

Allerdings müssen als Ausgangspunkt des sukzessiven Näherungsverfahrens entweder Näherungswerte für die Phasen wenigstens einiger starker Reflexe oder die Lagen der am stärksten streuenden Atome näherungsweise bekannt sein (s. u.). Das sukzessive Näherungsverfahren setzt voraus, daß sich die Dichtefunktion in guter Näherung additiv aus atomaren Dichtefunktionen zusammensetzt, die, für sich betrachtet, um die Atomschwerpunkte kugelsymmetrisch sind:

$$F(hkl) = \sum_j f_j(|\vec{R}^*|) \exp\,[2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)]. \quad (3)$$

Dabei sind x_j, y_j, z_j die Schwerpunktskoordinaten des j-ten Atoms bezogen auf die Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$. Ferner bedeuten $f_j(|\vec{R}^*|)$ die Atomformfaktoren, die für eine gegebene Atomsorte und einen bestimmten Ionisierungsgrad nur vom Betrag $|\vec{R}^*| = |h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*|$ des reziproken Vektors (→ reziproker Raum) abhängen und nicht von dessen Richtung. Die Werte des Atomformfaktors liegen tabelliert vor.

Ist die Wellenlänge λ nicht sehr verschieden von der einer Absorptionskante des betreffenden Atoms, so treten zu diesem f_j-Wert noch additive Glieder, die die anomale Streuung berücksichtigen.

Bei dem sukzessiven Näherungsverfahren geht man etwa folgendermaßen vor: Kennt man die Koordinaten einiger Atome, so berechnet man ihren Beitrag $F(hkl)_{ber}$ zu den $F(hkl)$-Werten nach (3). Für diejenigen $F(hkl)$, für die der Beitrag $F(hkl)_{ber}$ zur Gesamtsumme erheblich ist, lassen sich die Phasen der $F(hkl)_{ber}$ als Näherungen der Phasen der $F(hkl)$ verwenden und ergeben zusammen mit den aus den Intensitäten erhaltenen Werten $|F(hkl)|_{beob}$ Näherungswerte für die $F(hkl)$. Kennt man einen Teil der $F(hkl)$-Werte auch der Phase nach, so berechnet man ihren Beitrag zur Dichteverteilung $\varrho(xyz)$ nach (2). Aus dieser Näherung zur Dichterverteilung entnimmt man Atomkoordinaten, die nun ihrerseits als Grundlage des nächsten Schritts des sukzessiven Näherungsverfahrens dienen.

In dem Spezialfall, daß die Struktur zentrosymmetrisch ist, wählt man ein Symmetriezentrum als Koordinatenursprung. Dann sind die Strukturfaktoren reell, und das Phasenproblem reduziert sich auf die Bestimmung der Vorzeichen der $F(hkl)$.

Der *4. und letzte Schritt* ist die *Verfeinerung der Struktur* z. B. mit Hilfe des *Verfahrens der kleinsten Quadrate*. Dabei werden die f_j-Werte, die den ruhenden Atomen entsprechen, als kugelsymmetrisch und bekannt vorausgesetzt und anisotrope, aber harmonische Wärmeschwingungen der Atome zugelassen und durch Temperaturfaktoren berücksichtigt. Man ermittelt diejenigen Atomkoordinaten und Schwingungsparameter, die zu der besten Übereinstimmung zwischen den $|F(hkl)|^2_{beob}$ und $|F(hkl)|^2_{ber}$ führen. Bei der Verfeinerung kann man auch eine Abschätzung für die wahrscheinlichen Fehler der ermittelten Atomkoordinaten und Schwingungsparameter erhalten.

Um einen Ausgangspunkt für das im 3. Schritt beschriebene sukzessive Näherungsverfahren zu erhalten, verwendet man eine der folgenden Methoden oder Kombinationen von ihnen.

1) Durch *direkte Methoden* erhält man Aussagen über Phasen der Strukturfaktoren aus den beobachteten Werten der Betragsquadrate.

Die direkten Methoden beruhen auf allgemeinen Eigenschaften der Dichtefunktion, z. B. der Nicht-Negativität der Elektronendichteverteilung (für die Röntgenstrukturanalyse) oder der Kugelsymmetrie der $f_j(|\vec{R}^*|)$. Erstmalig wurden direkte Methoden zur K. 1948 von Harker und Kasper angewendet, um gewisse Beziehungen zwischen den Strukturfaktoren und ihren Betragsquadraten durch Systeme von Ungleichungen auszudrücken. Diese Ungleichungen wurden von Karle und Hauptman verallgemeinert (*Karle-Hauptman-Methode*). Andere direkte Methoden verwenden statistische Beziehungen zwischen den Vorzeichen bzw. Phasen von Tripeln von Strukturfaktoren $F(hkl)$, $F(h'k'l')$ und $F(h-h', k-k', l-l')$ oder Aussagen über die Summe von Produkten von derartigen Tripeln von Strukturfaktoren. Geeignete Programme machen auch die direkten Methoden der elektronischen Rechentechnik zugänglich.

2) *Patterson-Methoden* gehen von der → Patterson-Funktion aus und liefern Näherungswerte für die Koordinaten aller Atome – sofern nur wenige Atome in der Elementarzelle vorhanden sind – oder für die Koordinaten der stark streuenden Atome (*Schweratomtechnik*). Diese Atomlagen können dann verwendet werden, um mit Hilfe der Patterson-Funktion weitere Atomlagen zu erhalten, oder sie dienen als erste Näherung der Struktur und Ausgangspunkt des sukzessiven Näherungsverfahrens.

3) Mittels der *Methode des isomorphen Ersatzes* kann man die Relativlagen von Atomen, deren Streuvermögen nicht wesentlich größer als das der übrigen ist, dann ermitteln, wenn sich bei Kristallen zweier oder mehrerer isotyp kristallisierender Verbindungen das Streuvermögen des ersetzenden und des ersetzten Atoms hinreichend unterscheidet. Außerdem lassen sich in diesem Falle unter Umständen auch Aussagen über Phasen bzw. Vorzeichen von Strukturfaktoren direkt ableiten. Der Methode des isomorphen Ersatzes ist die *Methode der anomalen Streuung von Röntgenstrahlen* (→ Atomformfaktor) sehr ähnlich. Kombinationen dieser beiden Verfahren haben die eindeutige Bestimmung der Phasen der Strukturfaktoren mit $|\vec{R}^*|$-Werten $> 0{,}7$ Å^{-1} und damit die K. von Eiweißstoffen ermöglicht, obwohl wegen der großen Anzahl der in solchen Makromolekülen vorhandenen Atome (> 1000) das sonst übliche sukzessive Näherungsverfahren versagt.

4) Die *Faltmolekülmethode* kann man anwenden, wenn die Relativlagen einer hinreichend großen Anzahl von Atomen der Elementarzelle bekannt ist. Orientierung und Lage in der Elementarzelle der aus diesen Atomen bestehenden Baugruppe bestimmt man durch Vergleich der für diese Baugruppe berechneten Patterson-Funktion mit der aus den beobachteten Daten erhaltenen.

5) Die *Probiermethode* [engl. 'trial and error method'] läßt sich insbesondere dann anwenden, wenn nur wenige Atome in der Elementarzelle sind, die entsprechend der Raumgruppe und Anzahl der Formeleinheiten spezielle Lagen in der

Elementarzelle einnehmen müssen, so daß keine oder nur ganz wenige kontinuierlich variable Lageparameter zu bestimmen sind. Heutzutage wird die Probiermethode hauptsächlich in Verbindung mit anderen Methoden, z. B. zur Bestimmung von Schweratomlagen mit nachfolgender Schweratomtechnik, angewendet.

Die unter 1) bis 5) genannten Methoden können entweder gleich dreidimensional, d. h. mit Reflexen (*hkl*) zur Bestimmung der räumlichen Atomlagen, angewendet werden oder zunächst mit Reflexen an Netzebenenscharen einer Zone (z. B. *hk*0) zur Bestimmung der Atomlagen in Projektion in Richtung der Zonenachse. In einfachen Fällen gelingt dann der Übergang zur räumlichen Struktur mit Hilfe einer zweiten (gegebenenfalls einer dritten) Projektion. Entsprechend Gleichung (2) für die Dichteverteilung $\varrho(xyz)$ ergibt sich nämlich z. B. für die Projektion in Richtung der z-Achse:

$$\varrho(xy) = \int \varrho(xyz)\,\mathrm{d}z = \frac{1}{f_{ab}} \sum_h \sum_k F(hk0) \exp\left[-2\pi i(hx + ky)\right]. \qquad (4)$$

Dabei ist f_{ab} der Flächeninhalt der von den Basisvektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ aufgespannten Elementarmasche. Der Übergang zur räumlichen Struktur kann auch durch *verallgemeinerte Projektionen* erfolgen. Dabei ist z. B. die L-te verallgemeinerte Projektion $\varrho_L(xy)$ definiert als

$$\varrho_L(xy) = \int \varrho(xyz) \exp\left[2\pi i L z\right] \mathrm{d}z = \frac{1}{f_{ab}} \sum_h \sum_k F(hkL) \exp\left[-2\pi i(hx + ky)\right]. \qquad (5)$$

Vielfach betrachtet man hierbei den Realteil $\varrho_L^{\cos}(xy)$, die „Kosinus-verallgemeinerte" Projektion, und den Imaginärteil $\varrho_L^{\sin}(xy)$, die „Sinus-verallgemeinerte" Projektion, getrennt.

6) Näherungswerte für die dritten Lagekoordinaten der Atome kann man auch mit Hilfe eines *linearen Strukturfaktorgleichungssystems* erhalten, wenn die Atomlagen in Projektion bekannt sind. Man erhält nämlich aus dem oben angegebenen Ausdruck für den Strukturfaktor $F(hkL)$ einen in den Unbekannten $\cos 2\pi L z_j$ bzw. $\sin 2\pi L z_j$ linearen Ausdruck mit bekannten Koeffizienten. Kennt man — z. B. durch direkte Methoden — eine hinreichende Anzahl von Strukturfaktoren auch der Phase nach, so erhält man auf diese Weise ein lineares, überbestimmtes Gleichungssystem. Sind keine Phasen bekannt, so nimmt man die Reflexe mit kleinen beobachteten F-Werten und setzt ihre Real- und Imaginärteile gleich Null.

Bei sämtlichen Verfahren wird man sehr schwach streuende neben sehr stark streuenden Atomen zunächst vernachlässigen, bei der Röntgenkristallstrukturanalyse z. B. die Wasserstoffatome.

Voraussetzungen für eine K. Eine K. gelingt im allgemeinen nur, wenn die Anzahl der gemessenen Intensitäten mindestens 5mal so groß ist wie die Anzahl der zu bestimmenden Atomkoordinaten. Eine größere Genauigkeit der Atomabstände, Valenzwinkel u. ä. erfordert jedoch eine wesentlich höhere Anzahl von gemessenen Intensitäten und hängt außerdem von der Genauigkeit ab, mit der die Gitterkonstanten und die Intensitäten gemessen wurden. Für geringe Genauigkeiten kann ein einheitlicher, isotroper Temperaturfaktor vorausgesetzt werden. Bei sehr genauen Intensitätsmessungen mit sehr exakt bekannten Korrekturfaktoren — insbesondere Absorptionsfaktor — wurden Röntgenkristallstrukturanalysen bis zu $R = 0{,}03$ (→ R-Faktor) verfeinert und dabei Fehlergrenzen der Atomabstände von nur einigen Tausendstel Å erreicht.

Besonderheiten der K. bei Verwendung verschiedener Strahlungsarten. Da Röntgenstrahlen an den Elektronenschalen, Elektronenstrahlen durch das elektrostatische Feld, Neutronenstrahlen durch die Atomkerne und durch die magnetischen Momente der Elektronenhülle gebeugt werden, bedeutet $\varrho(xyz)$ bei der Röntgenkristallstrukturanalyse die Elektronendichteverteilung, bei der K. durch Elektronenbeugung die Verteilung des elektrostatischen Potentials und bei der K. durch Neutronenbeugung die Verteilung der Masse bzw. des magnetischen Moments. Auch die Atomfaktoren sind deshalb verschieden. Atome mit sehr niedriger Ordnungszahl lassen sich neben solchen mit hoher Ordnungszahl durch K. mit Röntgenstrahlen schwer, mit Elektronen- oder Neutronenbeugung hingegen leichter genau lokalisieren. Auch die Unterscheidung zwischen Atomen mit benachbarter Ordnungszahl gelingt meist mit Neutronenbeugung. Jedoch sind die Voraussetzungen für eine vollständige K. durch Röntgenbeugung meist leichter zu realisieren als durch Elektronen- oder Neutronenbeugung.

Die *Elektronenstrahlen* werden so stark absorbiert, daß man nur Schichtdicken von etwa 10 μm verwenden kann. Andererseits muß das durchstrahlte Volumen mindestens von der Größenordnung 10^{-13} cm^3 sein, damit die Reflexe sich hinreichend stark von dem Untergrund abheben. Außerdem müssen die Kristalle im Vakuum beständig sein. Diese Bedingungen sind von Einkristallen nicht oft zu erreichen. Die Elektronenbeugung hat daher vor allem für die Untersuchung dünner Schichten, z. B. metallischer Aufdampfschichten, oder für ausgesprochene Schichtstrukturen, z. B. Tonminerale, große Bedeutung. Kann man dünne Proben mit stark ausgeprägter Faserstruktur herstellen (wie von Tonmineralen), so lassen sich Pulveraufnahmen mit wenigen Koinzidenzen der Linien herstellen, eindeutig indizieren und die Intensitäten zu vollständigen K.n verwenden. Außerdem ist die Elektronenbeugung als Ergänzung der Röntgenkristallstrukturanalyse wichtig.

Zur Ermittlung von auswertbaren *Neutronenbeugungsdaten* muß ein Volumen von etwa 1 mm^3 durchstrahlt werden. Da derartige Einkristalle für viele Substanzen nicht zu erhalten sind, werden meist neutronographische Pulvermethoden in Ergänzung zu vollständigen Röntgenkristallstrukturanalysen angewendet. Außerdem gestattet die Neutronenbeugung vor allem die Bestimmung der Orientierung der magnetischen Momente der Atome (magnetische → Raumgruppe).

Kristallsystem, Gesamtheit der Raumgruppen und kristallographischen Punktgruppen mit gewissen gemeinsamen Merkmalen. Man unterscheidet trikline, monokline, orthorhombische (oder rhombische), tetragonale, hexagonale, trigonale und kubische K.e. Gelegentlich wird das

hexagonale und trigonale K. zu einem einzigen K. zusammengefaßt (→ Symmetrie, Tab. 2).

Kristalltracht, → Kristallgestalt.

Kristallwachstum, Bildung einer kristallinen festen Phase aus der gasförmigen, der flüssigen oder einer amorphen festen Phase bzw. durch Umordnung eines bereits vorhandenen Kristallgitters. Das K. beginnt mit der Bildung eines → Kristallkeimes, der sich das eigentliche K. anschließt, durch das sich der Kristallkeim vergrößert. Als Voraussetzung des K.s muß in Gasen und Lösungen eine Übersättigung, in Schmelzen eine Unterkühlung bestehen oder an den Elektroden einer elektrolytischen Zelle eine Überspannung anliegen. Die beim K. frei werdende Umwandlungswärme heißt *Kristallisationswärme*. Im Ergebnis des K.s entstehen bestimmte Wachstumsformen der Kristalle (→ Kristallform), die von den → Wachstumsflächen begrenzt werden. Experimentell läßt sich das K. durch Erstarren von Schmelzen, Abscheidung aus übersättigten Lösungen und Übersublimieren von dem wärmeren in den kälteren Bereich eines Gefäßes, aber auch durch thermische Zersetzung einer flüchtigen Verbindung bei einer chemischen Transportreaktion, Elektrokristallisation und Rekristallisation verwirklichen. Von Bedeutung ist vor allem das Wachstum von → Einkristallen. Seine praktische Anwendung findet das K. bei der → Kristallzüchtung.

Die grundlegenden theoretischen Anschauungen vom K. gehen davon aus, daß einzelne Atome oder Moleküle an das Kristallgitter angelagert werden. In der Entwicklung dieser Anschauungen gibt es die folgenden drei Etappen, die man durch die Begriffe molekularkinetische Betrachtungsweise, Spiralwachstum und kinematische Theorie charakterisieren kann.

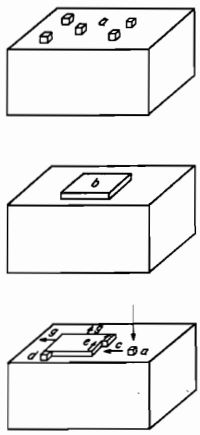
I) 1921 zog Volmer aus Beobachtungen des Wachstums von Quecksilberkriställchen die Schlußfolgerungen: 1) Die auf einem Kristall auftreffenden Moleküle werden nicht an allen Oberflächenplätzen gleich stark gebunden. 2) Die Moleküle können durch Oberflächendiffusion von Plätzen schwächerer Bindung zu Plätzen stärkerer Bindung gelangen. 3) Auf Grund dieser beiden Tatsachen erfolgt das Wachstum eines Kristalls netzebenenweise, jede neue Netzebene beginnt mit der Bildung eines zweidimensionalen Keimes. Diese Ergebnisse, die man mit Hilfe thermodynamischer Größen formulierte, wurden 1927 bis 1935 durch die *Kossel-Stranskische Wachstumstheorie* präzisiert und verständlich gemacht. Wesentliche Punkte dieser molekularkinetischen Theorie sind eine Betrachtung, die die → Abtrennarbeit der Moleküle an den verschiedenen Oberflächenplätzen miteinander vergleicht, und die Einführung des Begriffs der → Halbkristall-Lage als einem ausgezeichneten Oberflächenplatz. Die Verbindung zwischen der molekularkinetischen Betrachtungsweise und den von Volmer benutzten thermodynamischen Größen wurde durch den von Stranski und Kaischew eingeführten Begriff der mittleren Abtrennarbeit hergestellt.

Das Bild, das die molekularkinetische Betrachtungsweise vom K. ergibt, läßt sich in einfacher Weise am *Kossel-Kristall*, einem Modellkristall mit einfachem kubischem Gitter und nichtpolaren Bindungskräften, dessen Atome durch Würfel dargestellt werden, erläutern (Abb. 1): Die auf eine glatte Kristalloberfläche auftreffenden Moleküle werden relativ schwach gebunden. Jedoch ist die für einen Platzwechsel auf der Oberfläche nötige Energie kleiner als die zum Verlassen der Oberfläche nötige Energie, so daß die Moleküle die Oberflächendiffusion ausführen können. Die günstigste Anlagerungsmöglichkeit finden die diffundierenden Moleküle in den Halbkristall-Lagen am Rand einer unvollständigen Netzebene. Dieser Rand stellt eine Oberflächenstufe dar, die sich durch die reihenweise Anlagerung von Molekülen über die Oberfläche des Kristalls hin bewegt. Wenn eine Netzebene abgeschlossen wird, verschwindet diese Oberflächenstufe. Damit für das weitere Wachstum wieder eine Oberflächenstufe vorhanden ist, muß ein zweidimensionaler oder Netzebenenkeim gebildet werden, was wegen der aufzubringenden Keimbildungsarbeit für das K. eine Energieschwelle bedeutet. Eine entsprechende Energieschwelle ist jeweils mit der Anlagerung des ersten Moleküls an diesen Netzebenenkeim zu Beginn einer neuen Randreihe verbunden. Diese ist jedoch klein, so daß die lineare Wachstumsgeschwindigkeit der Kristalle, d. h. die Geschwindigkeit, mit der sich die Kristalloberflächen in Richtung ihrer Normalen verschieben, bestimmt wird durch die mit der zweidimensionalen Keimbildung verbundene Energie.

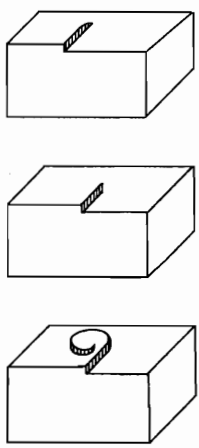
Es gibt auch Flächen, auf denen die ankommenden Moleküle an jeder Stelle eine günstige Anlagerungsmöglichkeit finden, so daß die Notwendigkeit der zweidimensionalen Keimbildung nicht besteht, und das K. sehr schnell erfolgt.

Die theoretischen Erkenntnisse von Volmer, Kossel, Stranski und Kaischew bilden nicht nur die Grundlage für das heutige Verständnis des K.s, sondern mit ihrer Hilfe konnte auch eine ganze Reihe von Einzelheiten, z. B. Fragen der Gleichgewichts- und der Wachstumsform, erklärt werden.

II) Für das Wachstum von Realkristallen müssen die beschriebenen Vorstellungen noch durch den von F. C. Frank postulierten Mechanismus des Spiralwachstums ergänzt werden, der durch die in jedem Realkristall enthaltenen Schraubenversetzungen ermöglicht wird (Abb. 2). Die durch eine Schraubenversetzung hervorgerufene Störung des Kristallgitters bedingt auf der Oberfläche eine am Versetzungsstoßpunkt endende Stufe. Bei der Anlagerung von Molekülen kann diese Stufe nicht von der Oberfläche verschwinden, sondern windet sich zu einer Spirale auf. Im stationären Endzustand dreht sich die Spirale als Ganzes. Bei jeder Umdrehung verschiebt sich jede Windung der Spirale um einen Stufenabstand nach außen, und der Kristall wächst um den Betrag der Stufenhöhe. Eine zweidimensionale Keimbildung als Quelle neuer Stufen ist in diesem Falle nicht nötig. Wenn man nun davon ausgeht, daß die Kristalloberfläche von Scharen paralleler Stufen, z. B. Spiralen, bedeckt ist, braucht man das K. nicht mehr bis auf die Kinetik einzelner Moleküle zurückzuverfolgen, sondern kann an die Bewegung der Stufen als Ganzes und ihren Zusammenhang mit dem Strom der auf der Oberfläche diffundierenden Moleküle anknüpfen.



1 Molekularkinetische Einzelschritte beim Kristallwachstum. *a* Adsorption der Moleküle auf der Kristalloberfläche, *b* zweidimensionale Keimbildung, d. h. Bildung einer Oberflächenstufe, *c* Wanderung nachfolgender Moleküle an die Oberflächenstufe und *d* Beginn einer neuen Randreihe oder *e* Wanderung entlang der Oberflächenstufe in die *f* Halbkristall-Lagen und Einbau in das Gitter, *g* daraus resultierende Bewegung der Oberflächenstufe



2 Spiralwachstum

Insbesondere kann man die lineare Wachstumsgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der Stufenbewegung in Beziehung setzen.

III) Ein Ergebnis der theoretischen und experimentellen Untersuchungen der Stufenbewegung ist, daß die Geschwindigkeit der Stufen von ihrem gegenseitigen Abstand abhängt. Diese Wechselwirkung zwischen den Stufen, die auf dem durch Oberflächendiffusion zustande kommenden Austausch von Molekülen beruht, ist eines der Grundphänomene beim K. Sie bildet auch die Grundlage der auf F. C. Frank (1958) u. a. zurückgehenden kinematischen Theorie des K.s. Diese Theorie, die die Wachstumsgeschwindigkeit und die — durch den Stufenabstand gegebene — Neigung einer Oberfläche in Form von Differentialgleichungen miteinander in Zusammenhang setzt, gestattet es, nichtstationäre Wachstumserscheinungen zu beschreiben, z. B. zeitlich veränderliche Wachstumsformen und Bildung bzw. Auflamellierung von nicht-atomaren Oberflächenstufen während des Wachstumsprozesses.

Die vorstehend beschriebenen Theorien des K.s, die in gleicher Weise auch auf Fragen des → Kristallabbaus anwendbar sind, bilden den Ausgangspunkt für die theoretische Behandlung des K.s. Unmittelbar nachweisbar sind die Mechanismen, die auf der Kinetik einzelner Moleküle oder molekularer Stufen beruhen, nur unter speziellen Bedingungen. Im allgemeinen sind noch weitere Faktoren zu berücksichtigen. So spielen beim Wachstum aus der Lösung die Bindung der Kristallbausteine an die Moleküle des Lösungsmittels, die Verteilung und der Transport (Diffusion, Rühren) der Kristallbausteine im Lösungsmittel sowie die Beeinflussung von Kristallgüte und Wachstumsform durch Fremdbausteine eine Rolle. Beim Wachstum aus der Schmelze sind vor allem Temperaturverteilung und Wärmeleitung in der Schmelze und im wachsenden Kristall sowie Art und Ausmaß des Einbaus von Beimengungen zu berücksichtigen. Die theoretische Behandlung dieser Faktoren erfolgt jedoch überwiegend vom thermodynamisch-phänomenologischen Standpunkt aus ohne Verbindung zur molekularkinetischen Betrachtungsweise. Bei der Elektrokristallisation, d. h. einem bei der Elektrolyse stattfindenden K., sind die zusätzlichen Faktoren z. B. der neben der Stoffanlagerung stattfindende Übergang von elektrischen Ladungen und die Existenz einer elektrischen Doppelschicht an der Phasengrenze.

Experimentelle Methoden zum Studium der Vorgänge beim K. sind z. B. die Messung der Wachstumsgeschwindigkeit, die Beobachtung der Wachstumsform — wozu insbesondere das → Kugelwachstum, aber auch spezielle Wachstumsformen, wie Whiskers und Dendriten, geeignet sind — und die Untersuchung der Struktur der Grenzfläche Kristall – Mutterphase mit dem Licht- oder Elektronenmikroskop. Solche Strukturen sind vor allem molekulare Stufenstrukturen, aber auch die → Lamellenstruktur, die Zellularstruktur (→ Zellularwachstum), Ätzfiguren (→ Ätzen) u. a. Sehr gut läßt sich das K. bei der Elektrokristallisation untersuchen, weil in diesem Falle die für das K. wichtigen Größen elektrisch herstellbar bzw. meßbar sind.

Lit. Smakula: Einkristalle (Berlin, Göttingen, Heidelberg, München 1962); Volmer: Kinetik der Phasenbildung (Dresden und Leipzig 1939); Kristallisation (Leipzig 1969).

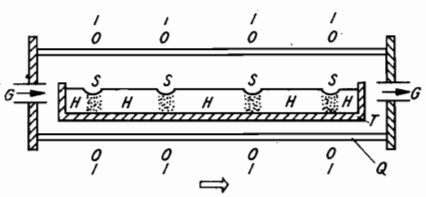
Kristallzähler, → Ionisationskammer.

Kristallzüchtung (Tafel 56), Herstellung von Einkristallen für experimentelle Untersuchungen sowie für technische und andere Zwecke. Die Verfahren der K. richten sich nach den Eigenschaften der eingesetzten Substanz und den Anforderungen, die an den fertigen Kristall gestellt werden. Je nachdem, ob bei den Züchtungsmethoden eine oder mehrere Komponenten beteiligt sind, spricht man von *einkomponentigen Methoden* (z. B. K. aus der Schmelze oder durch Übersublimieren), bei denen die K. schneller erfolgt und die Endprodukte eine größere Reinheit haben, und von *mehrkomponentigen Methoden* (z. B. K. aus Lösungen oder durch thermische Zersetzung), die bei niedrigeren Temperaturen angewendet werden können, was vorteilhaft ist, wenn die betreffende Substanz oder Modifikation bei höheren Temperaturen nicht beständig ist oder wenn die Entstehung von Versetzungen und Kleinwinkelkorngrenzen durch thermische Spannungen verhindert werden soll. Bei etlichen Verfahren der K. wird in die Mutterphase ein kleineres schon vorhandenes Kristallstück (Impfling, Impfkristall, Keim) eingebracht (*Impfung*), an dem sich das kristallisierende Material abscheidet. Bei anderen Verfahren läßt man nur einen einzigen oder wenige Kristallkeime entstehen bzw. weiterwachsen. Die Eigenschaften der gezüchteten Kristalle können durch die Zugabe von Fremdstoffen (→ *Dotierung*) zum Ausgangsmaterial beeinflußt werden.

K. aus der Schmelze. Die Kristalle werden entweder in einem die Schmelze enthaltenden Tiegel oder auch tiegelfrei gezüchtet. Bei den Tiegelmethoden besteht — vor allem bei sehr hohen Temperaturen — das Problem der Verunreinigung der Schmelze durch das Tiegelmaterial. Tiegelmaterialien sind z. B. Quarz, spezielle Keramiken, Graphit und Platin. Am wichtigsten bei der K. aus der Schmelze ist die Herstellung und Kontrolle der geeigneten Temperaturbedingungen. In gewissen Fällen muß die K. in Schutzgasatmosphäre erfolgen. Bei Stoffen, deren Schmelze sich normalerweise zersetzen (z. B. Kadmiumsulfid) oder auf Grund einer zu hohen Viskosität amorph erstarren würde (z. B. Selen), müssen hohe Drücke angewendet werden. Mit einem Magnetfeld kann die gleichmäßige Verteilung von Zusätzen verbessert werden. Die bekanntesten Verfahren der K. aus der Schmelze sind:

1) *Bridgman-Verfahren.* Der Tiegel mit der Schmelze wird in einem Temperaturgradienten bewegt. Das Tiegelende, an dem die Erstarrung der Schmelze beginnt, ist so geformt, daß von den zunächst gebildeten Kristallkeimen nur ein einziger weiterwachsen kann. 2) *Stockbarger-Verfahren.* Das Prinzip des Bridgman-Verfahrens wird dadurch verbessert, daß man mit Hilfe eines Doppelofens, dessen beide Teile verschiedene Temperaturen haben, den Temperaturgradienten im Bereich der Phasengrenzfläche

erhöht. 3) *Czochralski-, Kyropoulos-, Nacken-Kyropoulos-* oder *Zieh-Verfahren.* In die Schmelze wird ein gekühlter Impfkristall getaucht. Der anwachsende Kristall wird langsam aus der Schmelze gezogen. Um die nicht vollkommen symmetrische Temperaturverteilung auszugleichen, wird der wachsende Kristall gedreht. 4) *Verneuil-* oder *Flammenschmelz-Verfahren.* Bei diesem tiegelfreien Verfahren wird dem wachsenden Kristall das Kristallmaterial in Form eines Pulvers oder einer flüchtigen Verbindung von oben her zugeführt, nachdem es in einer Gasflamme, in einem Plasma oder in einem Lichtbogen unmittelbar über der wachsenden Kristalloberfläche geschmolzen worden ist. Besonders Kristalle hochschmelzender Verbindungen, z. B. Korunde (Rubin, Saphir, Smaragd) und Spinelle, werden mit dieser Methode hergestellt. 5) *Zonenschmelzverfahren.* In einem polykristallinen, z. B. durch Sintern hergestellten Stab wird eine schmale Zone aufgeschmolzen und durch die Bewegung der Heizeinrichtung von einem Keim an einem Ende des Stabes aus durch den Stab gezogen (Abb.). Der



Horizontale Zonenschmelzapparatur zur Reinigung von polykristallinen Halbleitermaterialien. *H* Halbleitermaterial, *Q* Quarzzylinder, *G* strömendes Schutzgas, *I* Induktionsheizspulen, *T* Graphittiegel, *S* Schmelzzonen, ⇨ Bewegungsrichtung der Induktionsspulen relativ zum Graphittiegel

Stab wird hierbei in einen Einkristall umgewandelt. Die Heizung erfolgt z. B. durch ein Heizband, eine Induktionsspule oder auch einen Laserstrahl. Meistens befindet sich der Stab in einem Schiffchen oder Rohr. Für die K. von Silizium und hochschmelzenden Metallen wird die tiegelfreie Form des Zonenschmelzverfahrens, die *Fließzonentechnik*, angewendet. Hierbei wird der Stab senkrecht angeordnet. Die Schmelzzone wird durch die Oberflächenspannung zusammengehalten. Die K. durch Zonenschmelzen wird oft dann angewendet, wenn gleichzeitig der eingesetzte Stoff gereinigt werden soll (*Zonenreinigung*). Auf Grund der unterschiedlichen Konzentration eines gelösten Stoffes in der festen und flüssigen Phase reichert sich, wenn der Verteilungskoeffizient $k < 1$ ist (für $k > 1$ ist es umgekehrt), eine Verunreinigung in der Schmelzzone an und wird mit dieser an das andere Ende des Stabes transportiert. Eine mehrmalige Wiederholung steigert den Reinigungseffekt. Andererseits kann durch ein Hin- und Herführen der Schmelzzone eine Restverunreinigung oder ein der Schmelzzone zugesetzter Fremdstoff gleichmäßig im Kristall verteilt werden (Zonennivellierung), was für die Dotierung von Halbleiterkristallen sehr wichtig ist.

K. aus der Lösung. Die für das Kristallwachstum nötige Übersättigung wird hergestellt und beibehalten entweder durch langsames und äußerst gleichmäßiges Absenken der Temperatur, wenn der Temperaturkoeffizient der Löslichkeit hinreichend groß ist, oder durch Verdunsten des Lösungsmittels (z. B. Wasser), wobei oft ein über die Lösung geleiteter vorgewärmter Luftstrom günstig ist. Wichtige Voraussetzungen sind die Reinheit des Ausgangsmaterials und des Lösungsmittels, die chemische Beständigkeit des Lösungsgefäßes und das Vermeiden unerwünschter Keimbildung. Neben Wasser werden als Lösungsmittel auch geschmolzene Metalle oder Salze verwendet (*Schmelzlösungsverfahren*). In solchen Lösungen können z. B. Kristalle von Metallen, Oxiden und Titanaten gezüchtet werden. Bei sehr geringer Löslichkeit gelingt die K. in wäßrigen Lösungen bei gleichzeitiger Anwendung hoher Temperaturen (500 °C) und Drücke (bis 5000 at) (*Hydrothermalsynthese*). Mit dieser Methode werden Quarzkristalle hergestellt. Die Hydrothermalsynthese führte auch zur Entstehung einer Reihe von Mineralkristallen in frühen Epochen der Erdgeschichte.

K. aus der Gasphase. Diese Art der K. wird außer zur Herstellung dünner Schichten durch die Aufdampftechnik dort angewendet, wo andere Verfahren nicht möglich sind und kleinere Kristalle genügen (z. B. Kadmiumsulfid-Plättchen, Whisker). Die K. gelingt 1) durch *Übersublimieren* des Kristallmaterials oder seiner Komponenten von wärmeren in kältere Bereiche der Apparatur; 2) durch *thermische Zersetzung* einer flüchtigen Verbindung, meist eines Metallhalogenids, an einem glühenden Wolframfaden im Verlauf einer chemischen Transportreaktion. Das freiwerdende Metall scheidet sich an dem Wolframfaden in Form eines Stabes mit einer Dicke von einigen Millimetern ab (*Van-Arkel-de-Boer-Verfahren, Aufwachs-* oder *Heißdrahtverfahren*).

K. aus fester Phase. Hierher gehört im wesentlichen die Anwendung der → Rekristallisation, die in speziellen Fällen zur Herstellung versetzungsarmer Kristalle herangezogen wird. Eine besondere Form der K. ist die *Diamantsynthese*, bei der unter Anwendung äußerst hoher Drücke und Temperaturen Graphit in Diamant umgewandelt wird.

Verwendung. Die durch K. hergestellten Kristalle werden besonders auf den Gebieten der Halbleiterbauelemente, der Optik (Prismen, Laser, Monochromatoren für Röntgenstrahlen), der Elektroakustik und Hochfrequenztechnik (Piezo- und Ferroelektrizität, Maser) sowie der Materialbearbeitung (Industriediamanten) verwendet. Auch werden experimentelle Untersuchungen der Festkörperphysik immer mehr an Einkristallen mit definierten Eigenschaften durchgeführt. Außerdem verarbeitet heute die Schmuckindustrie zum großen Teil künstliche Edelsteine.

Lit. Smakula: Einkristalle (Berlin, Göttingen, Heidelberg, München 1962); Wilke: Methoden der K. (Berlin 1963).

kritische Blende, → Blende.
kritische Daten, → kritische Zustandsgrößen.
kritische Deformation, → Kernspaltung.
kritische Dosis, → Strahlenschäden.
kritische Druckkraft, → Knickung.
kritische Energie, → Blasenkeim.

kritische Feldstärke eines Supraleiters, svw. kritisches Feld eines Supraleiters.

kritische Frequenz einer Ionosphärenregion, → Grenzfrequenz einer Ionosphärenregion.

kritische Geschwindigkeit, 1) *K. G. in der Gasdynamik*, in kompressibler Strömung diejenige Strömungsgeschwindigkeit c, die gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit a ist; die Schallgeschwindigkeit bezeichnet man in diesem Fall als kritische Schallgeschwindigkeit a^* oder neuerdings als *Lavalgeschwindigkeit*: $c = a = a^*$. Zwischen Strömungsgeschwindigkeit c und örtlicher Schallgeschwindigkeit a besteht die Beziehung $a^2 = a_R^2 - \frac{\varkappa - 1}{2} \cdot c^2$; dabei bedeutet a_R die Schallgeschwindigkeit im Ruhezustand und $\varkappa$ den Isentropenexponent. Die Schallgeschwindigkeit erreicht für $c = 0$ den Maximalwert a_R und für c_{max} beim → Ausströmen in das Vakuum den Wert Null. Für die k. G. ergibt sich mit $a^{*2} = a_R^2 - \frac{\varkappa - 1}{2} a^{*2}$ der Wert $a^{*2} = \frac{2}{\varkappa + 1} a_R^2 = \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} \frac{p_R}{\varrho_R} = \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} g \cdot R \cdot T_R$; dabei bedeutet p den Druck, ϱ die Dichte, g die Erdbeschleunigung, R die Gaskonstante und T die Temperatur des Gases. Der Index R kennzeichnet den Ruhezustand. Strömt ein Gas mit der k.n G., so sind die Machzahlen Ma = 1 und Ma* = 1. Dieser Zustand tritt im engsten Querschnitt der Laval-düse (→ Düse) auf, wenn p/p_R kleiner ist als das kritische Druckverhältnis p^*/p_R, das z. B. für Luft 0,527 beträgt. Strömungen mit Ma < 1 bezeichnet man als Unterschallströmungen, solche mit Ma > 1 als Überschallströmungen (→ Strömung).

Seltener und wenig geeignet ist die Bezeichnung k. G. für die Zuströmgeschwindigkeit, bei der auf einem umströmten Körper örtlich gerade die Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Man verwendet zur Charakterisierung dieser Tatsache besser eine dimensionslose Kennzahl, die kritische Machzahl.

2) *K. G. bei Oberflächenwellen*, die nur von der Wassertiefe abhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit u einer Welle an der freien Flüssigkeitsoberfläche gilt bei Vernachlässigung der Oberflächenspannung die Beziehung $u = \sqrt{\frac{\lambda g}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda}}$; dabei bedeuten λ die Wellenlänge und h die Wassertiefe. In flachem Wasser mit $h \ll \lambda$ ist $\tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \approx \frac{2\pi \cdot h}{\lambda}$, so daß sich $u = \sqrt{g \cdot h}$ ergibt. Für diese k. G. verwendet man auch die Bezeichnung Grundwellengeschwindigkeit oder Schallgeschwindigkeit für die Wassertiefe h. In offenen Gerinnen wird bei vorgegebener Wasserhöhe der maximale Durchsatz dann erreicht, wenn die Strömungsgeschwindigkeit gleich der k.n G. ist. Es besteht Analogie zur Gasströmung, bei der im engsten Querschnitt einer → Düse gerade die Schallgeschwindigkeit auftritt. Das nutzt man bei der Flachwasseranalogie (→ Analogie) aus. Bewegt sich eine Flüssigkeit gerade mit der k.n G., so ist die Froudezahl Fr = 1. Bei Fr < 1 spricht man von Strömen, bei Fr > 1 von Schießen (→ Schießen und Strömen).

3) *K. G. beim Grenzschichtumschlag.* Man bezeichnet als k. G. diejenige Geschwindigkeit in Rohren bzw. diejenige Anströmgeschwindigkeit von Körpern, bei der gerade die Strömung vom laminaren in den turbulenten Zustand umschlägt. Diese Bezeichnung ist jedoch selten und wenig geeignet. Maßgebend für dieses Umschlagen ist die kritische Reynoldszahl.

kritische Größe, → kritische Masse.

kritische Konstanten, → kritische Zustandsgrößen.

kritische Masse, 1) diejenige Menge eines oder mehrerer → Spaltelemente, die eine gewählte Reaktoranordnung kritisch macht, d. h. in der genau so viele Neutronen entstehen wie in ihr absorbiert werden, wodurch eine Kernkettenreaktion möglich wird. Von der k.n M. ist die wesentlich größere Betriebsmasse zu unterscheiden, die u. a. den Abbrand des spaltbaren Materials im Laufe der Betriebszeit berücksichtigt. Um eine anschauliche, wenn auch sehr grobe Vorstellung von der mengenmäßigen Größe der k.n M. und damit auch von der geometrischen Mindestgröße, der *kritischen Größe* eines Reaktors, zu erhalten, kann man die physikalischen Verhältnisse für eine Kugel aus einem reinen Spaltelement betrachten: Bei U-235 z. B. wird angenommen, daß die Spaltneutronen ohne nennenswerten Energieverlust zur Absorption gelangen. Als obere Grenze für den kritischen Radius der U-235-Kugel gilt deshalb die mittlere Absorptionsweglänge für schnelle Neutronen. Für das Kritischwerden eines Reaktors ist eine bestimmte Übereinstimmung zwischen den Abmessungen der Spaltzone des Reaktors und der darin befindlichen Menge an Spaltelementen, d. h. zwischen der kritischen Größe und der k.n M., erforderlich (→ Reaktivität).

2) → Gravitationskollaps.

kritische Opaleszenz, extrem starkes Anwachsen der Lichtstreuung in Dämpfen und Flüssigkeiten in der Nähe des kritischen Punktes (→ Schwankungserscheinungen).

kritischer Koeffizient, *Young-Konstante*, dimensionslose Zahl $RT_{kr}/p_{kr}V_{kr}$. Hierbei ist R die Gaskonstante, T_{kr}, p_{kr}, V_{kr} sind die kritischen Zustandsgrößen. Aus der → van-der-Waalsschen Zustandsgleichung folgt theoretisch für alle Stoffe der gleiche kritische K. 8/3 = 2,67. Tatsächlich liegt er höher (z. B. Helium 3,04; Wasserstoff 3,21; Sauerstoff 3,44; Benzol 3,75), besonders bei Stoffen, die im flüssigen Zustand assoziierte Moleküle bilden (Wasser 4,35; Essigsäure 5,01).

kritischer Mischungspunkt, → Mischungslücke.

kritischer Punkt, → kritischer Zustand.

kritischer Radius, → Blasenkeim.

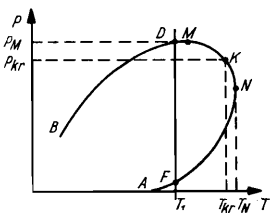
kritischer Strom eines Supraleiters, *kritische Stromstärke eines Supraleiters*, der Strom, der den widerstandslosen Zustand eines Supraleiters aufhebt. In Supraleitern 1. Art geschieht das nach der *Silsbeeschen Regel* dann, wenn an der Oberfläche des Supraleiters 1. Art infolge der magnetischen Wirkung des Stroms gerade das kritische Feld auftritt. Es stellt sich dann zunächst eine Form des Zwischenzustandes ein. In Supraleitern 2. Art entspricht der kritische S.

dem Übergang zum widerstandsbehafteten supraleitenden Zustand, in dem Flußbewegung auftritt (→ Supraleitfähigkeit).

kritischer Zustand, *Cagniard-de-la-Tourscher Zustand,* jener Zustand in einem ein- oder mehrkomponentigen Zweiphasensystem, in dem die beiden koexistierenden Phasen in allen ihren Eigenschaften übereinstimmen, also identisch sind. Die Punkte in den verschiedenen Zustandsdiagrammen, die dem kritischen Z. entsprechen, heißen *kritische Punkte.*

Bei einkomponentigen Systemen gibt es einen kritischen Punkt beim Phasengleichgewicht flüssig–gasförmig (→ Dampf, Abb. 2). Im p, V-Diagramm hat die kritische Isotherme am kritischen Punkt einen horizontalen Wendepunkt. Man findet diesen also durch die Bedingungen $(\partial p/\partial V)_{T_{kr}} = 0$, $(\partial^2 p/\partial V^2)_{T_{kr}} = 0$ und $(\partial^3 p/\partial V^3) < 0$ an die Zustandsgleichung $p(V, T)$. Hierbei bedeuten p den Druck, V das Volumen und T_{kr} die kritische Temperatur. Ob es für den Übergang fest–flüssig einen kritischen Punkt gibt, ist noch umstritten.

In zweikomponentigen Systemen gibt es bei Entmischungen im festen und flüssigen Zustand obere und untere kritische Mischungspunkte (→ Mischungslücke). Abb. 1 zeigt in T, p, x-Darstellung obere kritische Mischungspunkte. Auf der kritischen Linie $K_1K_2K_3$ gilt für das chemische Potential μ_1: $\left(\frac{\partial \mu_1}{\partial x_2}\right)_{p_{kr}, T_{kr}} = 0$, $\left(\frac{\partial^2 \mu_1}{\partial x_2^2}\right)_{p_{kr}, T_{kr}} = 0$, $\left(\frac{\partial^3 \mu_1}{\partial x_2^3}\right)_{p_{kr}, T_{kr}} < 0$. Hierbei ist x_2 der Molenbruch. Im p,T-Diagramm eines zweikomponentigen Systems Flüssigkeit–Dampf erhält man für eine konstante Zusammensetzung eine Kurve (Abb. 2), von der der



2 Kritischer Punkt im Gleichgewicht Flüssigkeits-mischung – Dampf

Teil AK zur Flüssigkeit und BK zum Dampf gehört (Flüssigkeit F und Dampf D bei gleicher Temperatur T_1 und mit gleicher Zusammensetzung befinden sich nicht im Gleichgewicht). In K werden beide Phasen identisch. Die zu K gehörenden Werte p_{kr} und T_{kr} haben nicht die Bedeutung wie bei einer reinen Substanz. Oberhalb p_{kr} (bis M) und oberhalb T_{kr} (bis N) ist die Koexistenz zweier Phasen noch möglich. Zwischen den Drücken p_{kr} und p_M findet bei Erwärmung rückläufige Kondensation statt.

Der k. Z. wurde zuerst von Cagniard de la Tour 1882 an Äther beobachtet.

Lit. Defay u. Prigogine: Chemische Thermodynamik (dtsch Leipzig 1962).

kritischer Zustand nichtidealer Supraleiter 2. Art, liegt vor, wenn an jedem Punkt des nichtidealen Supraleiters 2. Art (→ Supraleiter) die nach der Beziehung zwischen kritischer Stromdichte und Magnetfeld jeweils größtmögliche Stromdichte herrscht. Infolge der Verknüpfung von Stromdichte und Magnetfeld einerseits über die Maxwellschen Gleichungen, andererseits über die Stromdichte-Magnetfeld-Beziehung, die durch den Einfluß der → Pinningzentren entsteht, ergeben sich recht komplizierte Verhältnisse, die zunächst durch das vereinfachte *Beansche Modell* mit konstanter Stromdichte, später durch das besser angepaßte *Kim-Anderson-Modell* mit zur Feldstärke umgekehrt proportionaler Stromdichte beschrieben wurden. Im kritischen Zustand findet man stets Flußkriechen, so daß der eingefrorene magnetische Fluß in diesem Falle nicht absolut konstant ist, sondern nach einem e^{-at}-Gesetz mit der Zeit t abnimmt. Die Konstante a ist jedoch so klein, daß dieses Abnehmen selbst mit empfindlichsten Kernresonanzmethoden nur etwa 10 Minuten nach dem Einfrieren des Magnetflusses beobachtbar ist.

kritische Schichtdicke, svw. Grenzdicke.

kritisches Feld eines Supraleiters, *kritische Feldstärke eines Supraleiters, kritisches Magnetfeld eines Supraleiters,* bei Supraleitern 1. Art dasjenige magnetische Feld, bei dem der supraleitende Zustand des betreffenden Leiters gerade aufgehoben wird, bei Supraleitern 2. Art gibt es 4 verschiedene kritische Felder, die hier nach steigender Feldstärke geordnet sind: 1) Das untere kritische Feld H_{c1} gibt den Übergang zum gemischten Zustand an. 2) Das thermodynamische kritische Feld H_c geht in die Thermodynamik der Supraleiter ein. 3) Das obere kritische Feld H_{c2} gibt den Übergang vom gemischten Zustand zum Zustand der Oberflächensupraleitfähigkeit an. 4) Das kritische Feld der Oberflächensupraleitfähigkeit H_{c3} gibt den Übergang zum normalleitenden Zustand an (→ Supraleitfähigkeit).

kritisches Magnetfeld eines Supraleiters, svw. kritisches Feld eines Supraleiters.

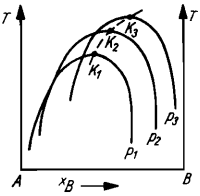
kritisches Organ, → Radiotoxizität.

kritische Stromdichte eines nichtidealen Supraleiters 2. Art, gibt den auf den Querschnitt bezogenen → kritischen Strom eines Supraleiters an. Man benutzt diese Größe nur bei nichtidealen Supraleitern 2. Art, da bei diesen der Strom nicht in der Oberfläche, sondern im gesamten Volumen fließt (→ Supraleitfähigkeit).

kritische Stromstärke eines Supraleiters, svw. kritischer Strom eines Supraleiters.

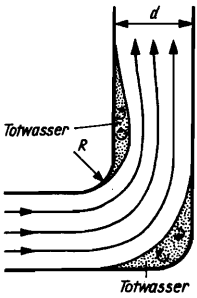
kritische Teilchengröße, Magnetismus: Größe der → Einbereichsteilchen. Man unterscheidet dabei eine obere und eine untere k. T. Wird die *obere k. T.* überschritten, so bilden sich in ferromagnetischen Teilchen Wände aus, und es erfolgt der Übergang zu Mehrbereichsteilchen. Diese k. T. hängt wesentlich von der Teilchenform ab und liegt in der Größenordnung von 10 nm. Wird die *untere k. T.* unterschritten, dann ist die Magnetisierungsrichtung thermisch instabil, und es treten Kriechen und Superparamagnetismus auf. Diese k. T. hängt sehr stark von der Temperatur ab und liegt in der Größenordnung von 3 nm.

kritische Temperatur eines Supraleiters, die → Übergangstemperatur eines Supraleiters bei verschwindendem äußerem Magnetfeld; gelegentlich auch svw. Übergangstemperatur



1 Obere kritische Mischungspunkte K_1, K_2, K_3 in Abhängigkeit vom Druck p_1, p_2, p_3

kritische Verformung



1 Strömungsverlauf im 90°-Krümmer

eines Supraleiters (ohne die Einschränkung des nicht vorhandenen äußeren Magnetfeldes).

kritische Verformung, diejenige Verformung, unterhalb der keine Rekristallisation stattfindet. Sie beträgt etwa 4 bis 6%. Je größer die Verformung und je höher die Temperatur ist, um so schneller setzt die Rekristallisation ein.

kritische Zustandsgrößen, *kritische Daten, kritische Konstanten,* zusammenfassende Bezeichnung des kritischen Volumens V_{kr}, des kritischen Druckes p_{kr}, der kritischen Temperatur T_{kr}, der kritischen Dichte ϱ_{kr} und der kritischen Konzentrationen. Die k.n Z. sind für jeden Stoff bzw. jede Mischung charakteristische Konstanten.

1) Einstoffsysteme: Oberhalb der *kritischen Temperatur* kann ein Gas durch keinen noch so hohen Druck verflüssigt werden. Der Druck, der die Verflüssigung bei der kritischen Temperatur gerade noch ermöglicht, heißt *kritischer Druck,* das Volumen, das ein Mol des Stoffes bei der kritischen Temperatur einnimmt, *kritisches Volumen.* Unterhalb der kritischen Temperatur gibt es zu jeder Temperatur einen bestimmten Kondensationsdruck, der um so tiefer liegt, je tiefer die Temperatur selbst ist. Zur Deutung der kritischen Erscheinungen muß man sich vorstellen, daß oberhalb der kritischen Temperatur die Bewegungsenergie der Moleküle so groß geworden ist, daß sich irgendwelche Anziehungskräfte zwischen ihnen in keiner Weise mehr auswirken können. Im kritischen Punkt selbst besteht daher auch keine Unterscheidungsmöglichkeit mehr zwischen Gas und Flüssigkeit (→ Phasenübergänge). Die Dichte des komprimierten Gases ist gleich der Dichte der Flüssigkeit (*kritische Dichte*). Die k.n Z. können aus den bei verschiedenen Temperaturen gewonnenen Isothermen extrapoliert werden.

Die k.n Z. sind durch folgende Gleichungen mit den Konstanten a und b der van-der-Waalsschen Zustandsgleichung verknüpft: $V_{kr} = 3b$, $p_{kr} = \frac{a}{27b^2}$, $T_{kr} = \frac{8}{27} \cdot \frac{a}{bR}$. Diese Beziehungen gelten nur insoweit, wie die van-der-Waalssche Zustandsgleichung gültig ist.

2) Mischungen. Die Mischungen, die in einem bestimmten Temperatur- und Konzentrationsgebiet eine begrenzte Mischbarkeit zeigen, haben obere bzw. untere kritische Entmischungspunkte (→ Mischungslücke). Die zugehörige Zusammensetzung der Mischung heißt *kritische Konzentration*; sie ist temperaturabhängig.

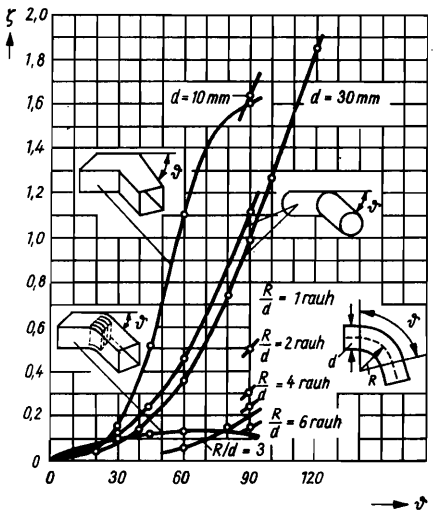
Kritsche Zustandsgrößen einiger Stoffe

	T_{kr} in °C	p_{kr} in atm	V_{kr} in Liter	ϱ_{kr} in g/cm³
Helium	−267,9	2,26	0,061	0,069
Wasserstoff	−239,9	12,8	0,061	0,031
Stickstoff	−147,1	33,5	0,087	0,311
Sauerstoff	−118,8	49,7	0,074	0,430
Chlor	+144	76,1	·	0,573
Methanol	+240	99	0,117	0,358
Benzol	+288,6	47,9	0,256	0,305
Wasserdampf	+374,2	217,5	0,056	0,329

Kronecker-Symbol, δ_{ik}, hat den Wert 1, wenn $i = k$ ist, und den Wert Null, wenn i von k verschieden ist. In vierdimensionaler Schreibweise hat es die Form δ_μ^ν mit $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ und die Werte $\delta_\mu^\nu = 1$ für $\mu = \nu$ und $\delta_\mu^\nu = 0$ für $\mu \neq \nu$.

Kronig-Penney-Modell, → Kristallpotential.

Krümmerströmung, Strömung durch Rohrkrümmer, in denen eine Änderung der Strömungsrichtung erfolgt. Am häufigsten sind Krümmer mit einer Umlenkung $\vartheta = 90°$(Abb.1). Die Strömung löst sich sowohl von der konvexen Seite als auch der konkaven Seite des Krümmers im Gebiet des Druckanstiegs ab. Die in den Totwassergebieten (→ Totwasser) vorhandenen Wirbel verzehren Geschwindigkeitsenergie, indem sie diese durch Reibung in Wärme umwandeln. Sie sind die Ursache für hohe → Strömungswiderstände in Krümmern. Die Totwassergebiete können bei drallfreier Strömung durch Einbau eines → Schaufelgitters vermieden werden (→ Grenzschichtbeeinflussung). Wenn der Krümmungsradius R groß ist verglichen mit dem Rohrdurchmesser d des Krümmers, so ist der dimensionslose Widerstandsbeiwert $\zeta = \frac{\Delta p_{ges}}{(\varrho/2)\bar{c}^2}$ klein. Es bedeuten Δp_{ges} den Gesamtdruckverlust, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, $\bar{c}$ die mittlere Geschwindigkeit. Die Ausrundung der konvexen Krümmungsseite ist wesentlich wirkungsvoller als die der konkaven. Mit wachsendem Umlenkwinkel ϑ nimmt der ζ-Wert stark zu. Die in Abb. 2 dargestellten



2 Widerstandsbeiwert ζ für Krümmer verschiedener Form abhängig vom Umlenkwinkel ϑ

Widerstandsbeiwerte der Krümmer bedeuten Zusatzverluste gegenüber geraden Rohren mit gleicher abgewinkelter Länge. Krümmer mit rechteckigem Querschnitt haben bei dünnen Grenzschichten am Eintritt dann besonders niedrige Verluste, wenn die konvexe Wand nach der Hodographenmethode als Stromfläche mit konstanter Geschwindigkeit ausgebildet wird. In Krümmern treten starke Sekundärströmungen auf. Strömungsteilchen werden von der konkaven Seite aus dem Gebiet hohen Druckes zur konvexen Wand getragen und verdicken dort die Grenzschicht; damit erhöht sich die Ablösungsgefahr an den konvexen Seiten, während

sie an der konkaven vermindert wird. Das Geschwindigkeitsprofil am Krümmeraustritt ist sehr ungleichmäßig. Deshalb soll ein Diffusor niemals einem Krümmer nachgeschaltet werden.

Krümmung, → Raumkurve.

Krümmung der Lichtstrahlen, die durch die Krümmung des Raumes infolge des Gravitationsfeldes hervorgerufene Erscheinung, daß sich das Licht längs bestimmter gekrümmter Linien, den geodätischen Nullinien, im indefiniten → Riemannschen Raum bewegt.

In den durch das Gravitationsfeld bestimmten Riemannschen Räumen treten die Geodäten an die Stelle der Geraden des → Minkowski-Raumes. Für das Licht, das sich gemäß der speziellen Relativitätstheorie längs lichtartiger Geraden im Minkowski-Raum bewegt, bedeutet das eine Bewegung längs der geodätischen Nullinien im indefiniten Riemannschen Raum. Geodätische Nullinien sind → geodätische Linien, deren Tangentialvektor $\frac{dx^\nu}{d\lambda}$ den Betrag Null hat. Die Gleichungen für die Weltlinien des Lichtstrahls lauten also

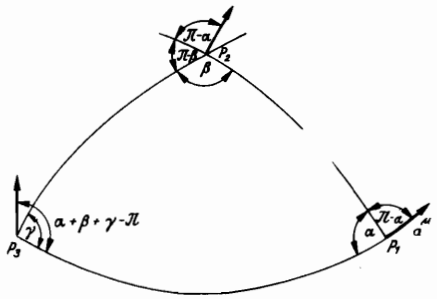
$$\frac{d^2x^\nu}{d\lambda^2} + \Gamma^\nu_{\lambda\varrho}\frac{dx^\lambda}{d\lambda}\frac{dx^\varrho}{d\lambda} = 0, \qquad g_{\nu\mu}\frac{dx^\nu}{d\lambda}\frac{dx^\mu}{d\lambda} = 0. \tag{1}$$

Man erhält diese Beziehungen, indem man die dynamischen Gleichungen (→ Bewegungsgleichungen in der allgemeinen Relativitätstheorie) für die ruhmasselosen Lichtquanten, die Photonen, anwendet. Es ist auch möglich, von den kovariant geschriebenen Maxwellschen Gleichungen auszugehen und dann beim Übergang von der Wellenoptik zur geometrischen Optik die Gleichungen (1) zu erhalten.

Die aus der K. d. L. folgende → Lichtablenkung im Schwerefeld wurde von A. Einstein berechnet und 1919 mit den Beobachtungen der Lichtablenkung im Schwerefeld der Sonne verglichen. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Erfahrung.

Krümmungstensor, R, tensorielle Darstellung der durch Parallelverschiebung von Vektoren längs infinitesimaler geschlossener Kurven gemessenen Krümmungseigenschaften des Raumes. Gekrümmte Räume haben geometrische Eigenschaften, die von der Wahl des Koordinatensystems unabhängig sind. Die wichtigste dieser Eigenschaften ist die Krümmung, die durch den K. beschrieben wird.

Die Krümmung einer Kugeloberfläche, die ein zweidimensionaler gekrümmter Raum ist, läßt sich z. B., unabhängig von den auf der Kugeloberfläche gewählten Koordinaten, durch den Radius der Kugel charakterisieren. Bei komplizierten Räumen sieht natürlich auch die die Krümmung charakterisierende Größe komplizierter aus. Um diese Größe zu definieren, betrachtet man die Änderung, die der tangentiale Vektorraum $\mathfrak{V}_n(P)$ im Punkte P erfährt, wenn er längs einer geschlossenen, durch P gehenden Kurve parallel verschoben wird. Betrachtet man wieder die Kugeloberfläche und auf ihr das sphärische Dreieck $P_1P_2P_3$ (Abb.), so sieht man, daß der Vektor a^μ nach dem Paralleltransport von Punkt P_1 über die Punkte P_2 und P_3 nach P_1 nicht mehr mit dem Ausgangsvektor zusammenfällt, sondern sich um den Winkel $\Delta\varphi = \alpha + \beta + \gamma - \pi$ von diesem unterscheidet.



Paralleltransport des Vektors a^μ längs eines sphärischen Dreiecks P_1, P_2, P_3

Verschiebt man dagegen einen Vektor parallel längs irgendeiner geschlossenen Kurve in der Ebene, so fällt der Vektor nach dem Umlauf wieder mit dem Ausgangsvektor zusammen. Das Ergebnis der Parallelverschiebung von Vektoren längs eines geschlossenen Weges ist also eng mit der Krümmung des Raumes $\mathfrak{R}_n$ verbunden. Das gibt Anlaß zu folgender Definition: Führt der Paralleltransport bei jeder Wahl des Punktes P längs jeder durch P gehenden geschlossenen Kurve, die sich auf P zusammenziehen läßt, auf die identische Abbildung von $\mathfrak{V}_n(P)$ auf sich, so heißt $\mathfrak{R}_n$ lokal eben; andernfalls nennt man $\mathfrak{R}_n$ gekrümmt. Der K. ist ein Maß für die Krümmung. Man leitet ihn durch die Betrachtung der Änderung eines Vektors bei einem Umlauf um eine infinitesimale kleine Kurve ab. Seine Komponenten lassen sich aus denen der affinen Übertragung berechnen:

$$R^\lambda_{\mu\nu\varrho} = \frac{\partial\Gamma^\lambda_{\mu\nu}}{\partial x^\varrho} - \frac{\partial\Gamma^\lambda_{\mu\varrho}}{\partial x^\nu} + \Gamma^\sigma_{\mu\nu}\Gamma^\lambda_{\sigma\varrho} - \Gamma^\sigma_{\mu\varrho}\Gamma^\lambda_{\sigma\nu}. \tag{1}$$

Der Tensor $R^\lambda_{\mu\nu\varrho}$ ist in den beiden letzten Indizes schiefsymmetrisch, d. h.

$$R^\lambda_{\mu\nu\varrho} = -R^\lambda_{\mu\varrho\nu}. \tag{2}$$

Sind die $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ symmetrisch ($\Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\nu\mu}$), so gilt:

$$R^\lambda_{\mu\nu\varrho} + R^\lambda_{\nu\varrho\mu} + R^\lambda_{\varrho\mu\nu} = 0. \tag{3}$$

In dem für die allgemeine Relativitätstheorie wichtigen Fall ist der Raum $\mathfrak{R}_n$ ein → Riemannscher Raum mit $n = 4$. Die $\Gamma^\lambda_{\sigma\nu}$ sind dann die Christoffel-Symbole zweiter Art, und der K. wird dann als *Riemannscher K.* oder als *Riemann-Christoffelscher K.* bezeichnet. $R^\lambda_{\mu\nu\varrho}$ erfüllt dann außer (2) und (3) noch die Bedingungen

$$R_{\lambda\mu\nu\varrho} = -R_{\mu\lambda\nu\varrho} \tag{4}$$

und

$$R_{\mu\lambda\nu\varrho} = R_{\nu\varrho\mu\lambda}. \tag{5}$$

Auf Grund der Bedingungen (2) bis (5) hat der Riemann-Christoffelsche K. für $n = 4$ 20 unabhängige Komponenten.

Den aus dem K. gebildeten Tensor zweiter Stufe

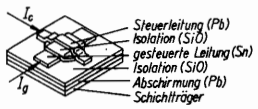
$$R_{\mu\nu} = \delta^\varrho_\lambda R^\lambda_{\mu\nu\varrho} = g^{\varrho\lambda}R_{\varrho\mu\nu\lambda}$$

bezeichnet man als *Ricci-Tensor.* Durch dieselbe mathematische Operation erhält man aus

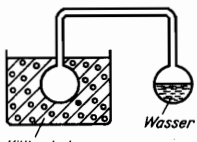
dem Ricci-Tensor den sogenannten Krümmungskalar $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$.

In der allgemeinen Relativitätstheorie hat der aus dem Ricci-Tensor und dem Krümmungskalar gebildete *Einstein-Tensor* $E_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \cdot g_{\mu\nu}R$ eine große Bedeutung.

Kryoelektronik, technisches Gebiet, das sich mit den Anwendungen der Supraleitfähigkeit in der Elektronik und Datenverarbeitungstechnik befaßt. Die mit der Supraleitfähigkeit verknüpften Effekte gestatten, im Prinzip alle in der Elektronik benötigten Funktionen zu realisieren, und das oft besser als mit den Elementen der konventionellen Elektronik. So kann z. B. das *Kryotron* (Abb.), bei dem eine dünne supraleitende Schicht durch die magnetische Wirkung des in einer zweiten supraleitenden Schicht fließenden Stroms aus dem supraleitenden in den normalleitenden Zustand oder umgekehrt umgeschaltet werden kann, als Schaltelement dienen, mit dem alle bekannten logischen Schaltungen der Datenverarbeitungstechnik aufgebaut werden können. Nutzt man die endliche Breite der Übergangskurve der gesteuerten supraleitenden Schicht aus, so kann man das Kryotron als Verstärker benutzen und somit Elektronenröhren oder Transistoren ersetzen. Die *supraleitende Tunneldiode*, die auf dem → Einelektronen-Tunneleffekt zwischen Supraleitern beruht, kann alle Funktionen der Halbleiter-Tunneldiode übernehmen. Der → Josephson-Effekt gestattet schließlich die direkte Erzeugung elektromagnetischer Wellen, den empfindlichen Nachweis derartiger Wellen, den Aufbau supraleitender Oszillatoren und Mischstufen, die direkte Analog-Digital-Umformung sowie die Realisierung außerordentlich schneller Schaltelemente.



Prinzipaufbau eines Schichtkryotrons



Kryophor

Neben diesen aktiven supraleitenden Elementen haben noch *supraleitende Wellenleiter* Bedeutung. Man kann sie als Verzögerungsleitung bei der Verarbeitung von Mikrowellensignalen einsetzen und erhält dort infolge der kleinen Dämpfung wesentlich günstigere Eigenschaften, z. B. bei dynamischen Speichern, bei denen ein auf einer ringförmigen Verzögerungsleitung umlaufendes Signal nach jedem Umlauf erneut abgefragt werden kann. Als *supraleitender Hohlraumresonator* kann ein solcher Wellenleiter in Mikrowellenschaltungen als frequenzbestimmendes Glied dienen, das die Konstanz von Atomuhren erreicht. Eine Anwendung derartiger Einrichtungen in der Hochleistungs-Mikrowellenelektronik ist der *supraleitende Linearbeschleuniger*, der auch als Strahlquelle in Höchstspannungselektronenmikroskopen dienen kann.

Kryoelektrotechnik, leistungsorientierte Elektrotechnik bzw. Starkstromtechnik unter Ausnutzung von Tieftemperatureffekten, insbesondere der Supraleitfähigkeit oder des Widerstandsabfalls reiner Metalle bei tiefen Temperaturen. Der K. wird in letzter Zeit verstärkte Bedeutung beigemessen, da sich die bereitzustellende elektrische Leistung etwa alle 10 Jahre verdoppelt und dieses rasche Ansteigen Probleme aufwirft, die mit der konventionellen Elektrotechnik kaum zu lösen sind. So liegt die realisierbare Grenzleistung des Drehstromsynchrongenerators auf konventioneller Basis bei etwa 1500 MW, mit supraleitender Erregerwicklung erhält man etwa 5000 MW und zusätzlich mit supraleitender Ankerwicklung etwa 10000 MW als realisierbare Grenzleistung.

Das brennendste Problem ist jedoch der Transport großer elektrischer Energien und insbesondere die Einspeisung in Ballungsgebiete hoher Bevölkerungs- bzw. Industriedichte, wo keine Freileitungen verwendet werden können. Dort werden voraussichtlich schon in absehbarer Zeit *supraleitende Kabel* verwendet werden, da sie Leistungen von vielen GW übertragen können, kleine Verluste aufweisen und mit kleinem Raumbedarf unter der Erde verlegt werden können.

Kryohydrat, ein eutektisches Gemisch (→ Eutektikum) von Eis und Salz. Beim Abkühlen einer verdünnten Salzlösung scheidet sich zunächst Eis ab, bis die Lösung mit sinkender Temperatur ihren Sättigungspunkt, den *kryohydratischen Punkt*, erreicht und sich Eis und Salz als eutektisches Gemisch ausscheiden. Gemische aus Eis und Salz werden als → Kältemischungen verwendet, mit dem K. erreicht man die tiefste mögliche Temperatur der jeweiligen Salzart.

Kryometer, → Thermometer.

Kryophor, Gerät, mit dem die Verdampfungswärme nachgewiesen werden kann (Abb.). In einem gut evakuierten Glasgefäß befindet sich in der rechten Kugel Wasser, das wegen des geringen Druckes ohne Wärmezufuhr verdampft. In der linken von einer Kältemischung umgebenen Kugel kondensiert dieser Dampf, was weiteres Verdampfen in der rechten Kugel zur Folge hat. Die nötige Verdampfungswärme wird dem umgebenden Wasser entzogen, das schließlich gefriert.

Kryopumpe, *Kryo-Pumpkondensator*, eine Vorrichtung zum Pumpen von Gasen durch Kondensation an sehr tief gekühlten Flächen. Die Oberflächen der K.n werden durch Kältemittel so tief gekühlt, daß die zu pumpenden Gase in fester Form kondensieren. Die Kühlung der inneren Kaltfläche bis auf 2,5 K kann z. B. durch kontinuierliche Verdampfung von flüssigem Helium erfolgen. K.n werden zur Erzeugung von Hoch- und Ultrahochvakuum eingesetzt. Sie haben ein im Verhältnis zu den für diese Druckgebiete verwendeten konventionellen Vakuumpumpen extrem hohes spezifisches Saugvermögen. Da die „pumpende" innere Kaltfläche direkt im Rezipienten oder an der Stelle in einem größeren Vakuumsystem angeordnet werden kann, wo Gasmoleküle abgepumpt werden sollen, ist das effektive Saugvermögen gleich dem Saugvermögen der Pumpe selbst. Ihrer Wirkungsweise entsprechend liefert die K. ein absolut quecksilber- bzw. kohlenwasserstofffreies Vakuum. Die Wirtschaftlichkeit einer K. beginnt im allgemeinen bei Baugrößen mit einem Saugvermögen oberhalb 5000 Liter/s, bezogen auf Stickstoff. K.n wer-

den immer dann besonders vorteilhaft eingesetzt, wenn ein hohes Saugvermögen in einem räumlich begrenzten Teil einer Vakuumapparatur erforderlich ist. So haben sich K.n in Vakuumkammern z. B. von Kernreaktoren, in Molekularstrahlapparaturen, bei plasmaphysikalischen Untersuchungen bereits hervorragend bewährt. Auch in großen Vakuumbehältern, wie in Weltraumsimulatoren, setzt man K.n zur Erzeugung niedrigster Drücke im Ultrahochvakuum-Bereich ein.

Kryoskopie, → Gefrierpunktserniedrigung.

kryoskopische Konstante, → Gefrierpunktserniedrigung.

Kryostat, Thermostat für tiefe Temperaturen. Man erreicht die konstante tiefe Temperatur, indem man verflüssigte Gase bei bestimmten, genau konstant gehaltenen Drücken unter dauerndem Rühren sieden läßt. *Glaskryostaten* für Wasserstoff oder Stickstoff sind Dewar-Gefäße, die mit einer Metallkappe verschlossen sind; diese hat einen zylindrischen Rohransatz. Zur Beobachtung des Füllstands dient ein leichter Schwimmer, der in einem in die Kappe eingekitteten Glasrohr schwimmt. Der Dampfdruck wird mit einem Manometer gemessen. Der Glaskryostat wird in ein zweites Dewar-Gefäß gebracht, um den Wärmestrom zu verringern.

Metallkryostaten haben den Vorteil der besseren Beobachtbarkeit. Die verschiedenen Rohre usw. werden im Deckel eingelötet.

Heliumdampfkryostaten oder *Desorptionskryostaten* sind für Messungen bei Temperaturen zwischen 20 und 50 K bestimmt; in Ausnahmefällen auch zwischen 4 und 14 K.

Druckkryostaten mit Wasserstoffüllung erreichen Temperaturen von 20 bis 27 K, mit Heliumfüllung sogar 5,25 K.

Kryotron, → Kryoelektronik.

Kryptonlampe, mit dem Edelgas Krypton gefüllte Gasentladungslichtquelle. Hoch- und Höchstdruckausführungen werden in der Beleuchtungstechnik, Niederdruckausführungen als spektroskopische Normale verwendet.

K-Stern-Mesonen, *K*-Mesonen,* → Elementarteilchen.

Ku, → Kurtschatovium.

Kubik, Vorsatz zur Kennzeichnung der dritten Potenz von Längeneinheiten als Volumeneinheiten, z. B. Kubikdezimeter, Symbol dm^3.

kubisch, Bezeichnung für Raum- und Punktgruppen mit vier- oder mehrzähligen Symmetrieachsen parallel zu drei paarweise zueinander senkrechten Richtungen sowie dreizähligen Symmetrieachsen, die die Richtungen der zwei- oder vierzähligen Achsen einander zuordnen. Die Basisvektoren wählt man parallel zu den genannten vier- oder zweizähligen Achsen. Es ist dann $|\vec{a}| = |\vec{b}| = |\vec{c}|$. Die k.en Raum- und Punktgruppen faßt man zum k.en oder *tesseralen Kristallsystem* zusammen. Einen Kristall mit k.er Raumgruppe, sein Punkt- und Translationsgitter sowie seine Elementarzelle nennt man ebenfalls k.

Kugelfallviskosimeter, *Hoeppler-Viskosimeter,* Viskosimetertyp, bei dem durch ein geneigtes oder lotrechtes Rohr eine Kugel geeigneten Durchmessers fällt. Die Fallzeit ist ein Maß für die Viskosität des Materials.

Kugelflächenfunktion, *Kugelfunktion,* Funktion der Gestalt

$$Y_n(\cos\vartheta, \varphi) = \sum_{m=-n}^{m=+n} c_m P_n^m(\cos\vartheta)\, e^{im\varphi},$$

in der die P_n^m die → zugeordneten Legendreschen Polynome sind. Sie sind die allgemeinen Lösungen der Differentialgleichung

$$n(n+1)\, Y_n(\cos\vartheta, \varphi) + \frac{1}{\sin\vartheta} \frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta \frac{\partial Y_n(\cos\vartheta, \varphi)}{\partial\vartheta}\right) + \frac{1}{\sin^2\vartheta} \cdot \frac{\partial^2 Y_n(\cos\vartheta, \varphi)}{\partial\varphi^2} = 0.$$

Insbesondere die speziellen Lösungen

$$Y_{nm}(\cos\vartheta, \varphi) = P_n^m(\cos\vartheta)\, e^{im\varphi}$$

dieser Differentialgleichung für $n = 0, 1, 2, \ldots$ ($m = 0, \pm1, \pm2, \ldots, \pm n$) heißen K.

Kugelfunkenstrecke, eine Funkenstrecke in Luft zwischen zwei Kugeln mit veränderlichem Abstand zur Messung des Scheitelwerts hoher Gleich- und Wechselspannungen. Der Abstand der Kugeln wird klein im Vergleich zu ihrem Durchmesser gehalten, so daß ein homogenes Feld auftritt und der Durchschlag bei der Anfangsspannung sofort mit den ersten Entladungszeichen auftritt. Nach Verringerung des Abstands bis zum Durchschlag kann der Scheitelwert der anliegenden Spannung Eichkurven entnommen werden. Die K. wird zur Messung hoher Gleichspannungen, hoher Stoßspannungen und ungedämpfter Wechselspannungen bis 10^4 Hz verwendet.

Kugelfunktion, svw. Kugelflächenfunktion.

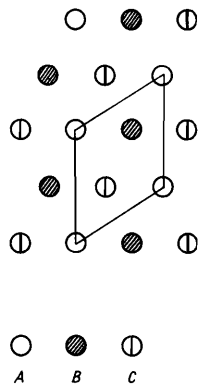
Kugelpackung, räumliche Anordnung von starren Kugeln derselben Größe derart, daß jede Kugel mindestens vier andere berührt und daß ein Verrücken einer Kugel ohne Verrückung anderer Kugeln nicht möglich ist. Der Abstand der Mittelpunkte benachbarter Kugeln ist somit $2r$, wenn r der Kugelradius ist. Nach V. M. Goldschmidt läßt sich die Anordnung von Atomen oder Ionen in einfachen Kristallen in guter Näherung erklären, wenn man die Atome oder Ionen als starre Kugeln mit Radien auffaßt, die für die Atom- oder Ionensorte charakteristisch sind. Dementsprechend bezeichnet man in der Kristallographie eine Atomanordnung, bei der jedes Atom von 12 Nachbarn mit dem Schwerpunktsabstand $2r$ umgeben ist, als *dichte K.* Bei einer dichten K. liegen jeweils 6 Nachbarn mit dem Bezugsatom in einer Ebene, je drei Nachbarn liegen in einer zu dieser Ebene parallelen Ebene zu beiden Seiten der ersteren auf Lücke. So ergibt sich eine Anordnung der Atome in zueinander parallelen Schichten. In jeder Schicht sind die Atome periodisch angeordnet, ihre Schwerpunkte bilden ein hexagonales Netz. Bezogen auf ein hexagonales Tripel von Basisvektoren (→ Elementarzelle) haben die Atome einer Schicht mit der Nummer j die Koordinatentripel

$(m, n, j \cdot z_0)$ (Kurzbezeichnung A) oder

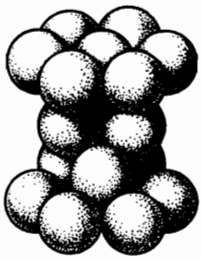
$(1/3 + m, 2/3 + n, j \cdot z_0)$ (Kurzbezeichnung B) oder

$(2/3 + m, 1/3 + n, j \cdot z_0)$ (Kurzbezeichnung C)

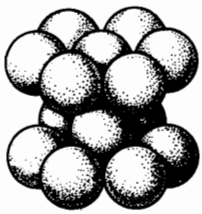
(Abb. 1), wenn man einer beliebig herausgegriffenen Schicht die Koordinatentripel $(m, n, 0)$ zuordnet, wobei m und n ganze Zahlen und z_0



1 Anordnung der Schwerpunkte von Kugeln *A*, *B*, *C* in drei Schichten



2 Kubisch dichte Kugelpackung



3 Einfachste hexagonal dichte Kugelpackung

den Schichtabstand bedeuten. Die Aufeinanderfolge der Schichten bei einer dichten K. läßt sich dann durch eine Folge von Buchstaben *A*, *B*, *C* charakterisieren, wobei unmittelbar aufeinanderfolgende Buchstaben verschieden sein müssen. Von den unendlich vielen denkbaren dichten K.en kommen die einfachsten besonders häufig vor: die *kubisch dichte K.* mit einer Aufeinanderfolge *ABCABC* ... (Abb. 2) und die *einfache hexagonal dichte K.* mit einer Aufeinanderfolge *ABAB* ... (Abb. 3). In dieser Weise sind die Atome in Kristallen vieler Elemente, z. B. von Kupfer, Gold, Kobalt, und die Anionen in Kristallen mit wesentlich kleineren Kationen, z. B. in Steinsalz und in Spinellen, angeordnet. Es kommen aber auch kompliziertere dichte K.en z. B. als Anordnung der Schwefelatome im Zinksulfid oder der Siliziumatome im Siliziumkarbid vor (→ Modifikationen). Von diesen Substanzen kennt man Kristalle, die durch Buchstabenfolgen charakterisiert sind, die sich erst nach mehreren Dutzend Buchstaben wiederholen, sowie kristallähnliche Körper, bei denen Schichten der Art *A*, *B* oder *C* statistisch regellos aufeinanderfolgen.

Kugelphotometer, → Lichtstrommessung.

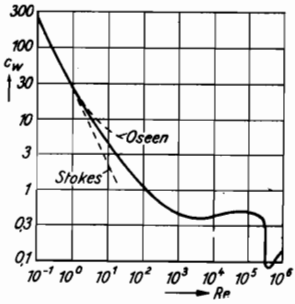
Kugelstrahler, 1) Akustik: eine Schallquelle, die exakt oder näherungsweise Kugelwellen abstrahlt. K. können nullter, erster und höherer Ordnung sein. Ein K. nullter Ordnung ist eine pulsierende oder atmende Kugel, deren Volumen durch eine periodische Änderung des Radius ständig wechselt, so daß alle Teile der Kugeloberfläche mit gleicher Amplitude und Phase schwingen. Bringt man zwei gegenphasig schwingende Punktschallquellen in unmittelbare Nähe, so ergibt sich ein Strahler erster Ordnung, der ein Schallfeld hervorruft, wie es einer oszillierenden Kugel entspricht. Das so erzeugte Schallfeld enthält eine senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Punktstrahler stehende Ebene, in der keine Schallerregung eintritt. K. höherer Ordnung weisen weitere solcher Ebenen minimaler Schallerregung auf.

2) Hochfrequenztechnik: → Antenne.

Kugelsymmetrie, Eigenschaft eines Systems, bei allen Drehungen um einen festen Punkt invariant zu sein, → Drehimpuls.

Kugelumströmung. Die potentialtheoretische Strömung um eine Kugel erhält man aus der Überlagerung einer Parallelströmung mit der Geschwindigkeit c_∞ und der räumlichen Dipolströmung. Der Dipol befindet sich im Kugelmittelpunkt, seine Achse fällt mit der x-Achse zusammen. Aus der Potentialfunktion $\Phi = c_\infty(r + R^3/2r^2)\cos\varphi$ folgt die Geschwindigkeit auf der Kugeloberfläche zu $c = (3/2)\,c_\infty \cdot \sin\varphi$. Dabei bedeuten R den Kugelradius und r, φ Polarkoordinaten. Die Maximalgeschwindigkeit $c_{max} = (3/2)\,c_\infty$ tritt bei $\varphi = 90°$ auf.

Die theoretische K. stellt sich nur im ersten Moment des Strömungsanlaufes ein. In reibungsbehafteter Strömung tritt an der Leeseite der Kugel ein Totwassergebiet auf, in dem ein erheblicher widerstandserzeugender Unterdruck herrscht. Der Zusammenhang zwischen Strömungsablösung und -widerstand entspricht vollkommen dem bei der → Zylinderumströmung dargestellten Zusammenhang, ebenso der Einfluß von Turbulenzgrad und Oberflächenrauhigkeit. Widerstandsbeiwert $c_w = \dfrac{F_w}{(\varrho/2)c_\infty^2 \cdot \pi D^2/4}$ ist in der Abb. abhängig von der Reynoldszahl $\mathrm{Re} = c_\infty \varrho\, D/\eta$ dargestellt. Dabe bedeuten F_w



Widerstandsbeiwert c_w für inkompressible Kugelumströmung

die Widerstandskraft, ϱ die Dichte des Strömungsmediums; $D = 2R$. Im Gebiet schleichender Strömung $\mathrm{Re} \leqq 1$ gilt für die Kugel die *Stokessche Formel* $F_w = 3 \cdot \pi \cdot \eta \cdot c_\infty \cdot D$; dabei ist η die dynamische Zähigkeit des Strömungsmediums. In dimensionsloser Schreibweise lautet die Formel $c_w = 24/\mathrm{Re}$.

Die Stokessche Kugelströmung, die unter Vernachlässigung der Trägheitskräfte aus den → Navier-Stokes-Gleichungen berechnet wurde, hat praktische Bedeutung für die Bestimmung der Strömungskräfte von Staub und Schwebeteilchen in Luft. Die Stokessche Lösung wurde von Oseen verbessert, indem er einen Teil der Trägheitskräfte berücksichtigte. Seine Beziehung $c_w = (24/\mathrm{Re})\,[1 + (3/16)\,\mathrm{Re}]$ gilt bis zu $\mathrm{Re} = 5$. Der Einfluß des Turbulenzgrades auf den Grenzschichtumschlag laminar–turbulent an der Kugel wird zur Messung des Turbulenzgrades in Strömungen ausgenutzt. Die Reynoldszahl, bei der der Widerstandsbeiwert $c_w = 0{,}3$ beträgt, heißt *kritische Kugelkennzahl* $\mathrm{Re_{krit}}$.

Kugelwachstum (Tafel 56), Methode zur experimentellen Untersuchung des Kristallwachstums. Durch mechanisches Abdrehen von Einkristallen oder durch besondere Maßnahmen beim Erstarren eines Schmelztropfens werden kugelförmige Kristalle hergestellt. Auf einer solchen Einkristallkugel sind zunächst alle kristallographischen Flächen enthalten. Beim Wachstum werden die Flächen der Gleichgewichtsform und der Wachstumsform sowie bestimmte Kristallzonen sichtbar. Das K. kann auch an der Spitze eines Feldemissionsmikroskops untersucht werden.

Kugelwelle, → Welle.

Kühlfalle, ein besonderer Teil einer Vakuumanlage, in dem Dämpfe durch Ausfrieren bei tiefen Temperaturen kondensieren.

Kühlmittelkreislauf, Vorrichtung zur Abführung der bei der Kernspaltung frei werdenden Wärme aus dem Reaktorkern, die beispielsweise aus einem Röhrensystem bestehen kann. Dem Reaktor wird die Wärme durch natürliche oder erzwungene Konvektion des Kühlmittels entzogen. Differenzen in den gestellten Anforderungen an ein optimales → Reaktorkühlmittel

und an ein optimales Arbeitsmedium bedingen die Notwendigkeit von zwei Kreisläufen. Das Reaktorkühlmittel muß, da es den Reaktorkern durchströmt, außer günstigen wärmetechnischen auch noch geforderte neutronenphysikalische Eigenschaften, wie z. B. geringe Einfangquerschnitte, aufweisen. Als optimales Arbeitsmedium wird Wasserdampf in konventionellen Dampfturbinen großer Leistung benutzt. Wärmetechnisch sind die Kreisläufe durch Dampferzeuger oder Wärmeaustauscher gekoppelt. Jeder Kreislauf besteht wieder aus mehreren Kühlmittelschleifen, einmal bedingt durch die Tatsache, daß Reaktoren großer Leistung (1000 MW_{el}) keine entsprechend großen Dampfturbinen gegenüberstehen, zum anderen durch sicherheitstechnische Aspekte bedingt. Die konstruktive Gestaltung des Kühlmittelkreislaufes wird durch Anforderungen von seiten der Reaktorsicherheit stark beeinflußt. 1) Ihr Einfluß auf die Zahl der Kreisläufe: Die radioaktive Verschmutzung des Dampfkreises soll gering sein. Wegen der Aktivierung des Kühlmittels im Reaktorkern bedeutet das eine Aufteilung in zwei Kreisläufe, in *Primärkreis* und *Dampfkreislauf*. Wird ein Reaktorkühlmittel benutzt, das mit Wasser chemisch reagiert, so macht sich die zusätzliche Einführung eines Sekundärkreises zwischen Primär- und Dampfkreis notwendig, um bei möglichen Reaktionen eine Freisetzung von Aktivitäten zu verhindern. 2) Der Einfluß der Reaktorsicherheit auf die Gestaltung des Primärkreises: Der Primärkreislauf muß strömungstechnisch so ausgelegt sein, daß bei Ausfall der Zwangsumlaufkühlung eine Abführung der → Nachzerfallswärme durch natürliche Konvektion erfolgen kann.

Eine Erhöhung der Wärmekapazität des Primärkreises zur Aufnahme der Nachzerfallswärme wird durch die Poolbauweise (Behälterbauweise) erreicht.

Mit zunehmender Weiterentwicklung, mit der technischen Realisierbarkeit neuer Energieumwandlungsverfahren (MHD), dem Bau von Gasturbinen großer Leistung verschwinden die Diskrepanzen zwischen Reaktorkühlmittel und Arbeitsmedium, der K. wird zukünftig ein integriertes Einkreissystem sein.

Kuhn-Rittmann-Hypothese, → Erde.

Kuhnsches Wurzelgesetz, eine erstmals von W. Kuhn abgeleitete Beziehung für die Abhängigkeit des mittleren Fadenendabstands $(\bar{h}^2)^{0,5}$ vom Molekulargewicht M bei linearen, knäuelförmigen Polymermolekülen nach der Beziehung $(\bar{h}^2)^{0,5} = \text{konst.} \cdot M^{0,5}$. Das Kuhnsche W. gilt streng nur für sehr lange, völlig biegsame Makromoleküle, bei denen für die von einer Aufbaueinheit zur nächsten einzuschlagende Richtung keinerlei Beschränkung besteht (*Irrflugstatistik*). Ihr Äquivalent ist die Beziehung zwischen der mittleren Dichte $\bar{\varrho}$ des Knäuels und dem Molekulargewicht $\bar{\varrho} = \text{konst.} \cdot M^{-0,5}$; $\bar{\varrho}$ liegt für gelöste Makromoleküle von einem Molekulargewicht von 10^6 in Größenordnungen von $0{,}001 \cdots 0{,}02$ g cm^{-3}.

kumulierte Verbindungen, → konjugierte Verbindungen.

Kundt-Effekt, → Magnetooptik.

Kundtsche Konstante, → Drehvermögen 2).

Kundtsches Rohr, → Kundtsche Staubfiguren.

Kundtsche Staubfiguren, dienen zum Sichtbarmachen stehender Schall- oder Ultraschallwellen in Gasen und zur Bestimmung ihrer Wellenlänge. Sie entstehen im horizontal aufgebauten Kundtschen Rohr, einem gasgefüllten Glasrohr, wenn in diesem eine stehende Schallwelle erzeugt wird. Das Kundtsche Rohr (Tafel 15) hat an einem Ende einen beweglichen, schallreflektierenden Stempel, der zur Abstimmung der Rohrlänge auf die Schallfrequenz dient. Am anderen Rohrende wird ein in das Rohr ragender Stab zu longitudinalen Schwingungen aus der Stabgeometrie zu berechnender Frequenz angeregt, so daß Schallwellen in das Rohr abgestrahlt werden. Innerhalb der Glasröhre befindet sich Kork- oder Lykopodiumpulver, das sich in den Schwingungsknoten sammelt, während es aus den Schwingungsbäuchen weggeschleudert wird. Der Abstand der Anhäufungen des Pulvers entspricht dem Abstand der Knoten und damit der halben Wellenlänge der eingestrahlten Schallwelle.

Mit Hilfe der Wellenlänge und der bekannten Frequenz der Stabschwingung können die Schallgeschwindigkeit in dem verwendeten Gas, dessen Adiabatenexponent $\varkappa = c_p/c_v$ sowie der Elastizitätsmodul des schallabstrahlenden Stabes bestimmt werden.

Kunststoffe, hochpolymere Werkstoffe, die entweder vollsynthetisch oder durch meist chemische Modifizierung von vorgebildeten natürlichen Makromolekülen hergestellt werden. Man unterscheidet *amorphe K.*, zu denen alle vernetzten und auch ein großer Teil der unvernetzten, mit größeren Seitenketten oder -gruppen versehenen K. gehören, und *teilkristalline K.* mit kristallinen bzw. hochgeordneten Bereichen, zu denen unvernetzte, regelmäßig gebaute, vollsynthetische K. zählen, wie Polyäthylen und viele der aus Naturprodukten gefertigten K., z. B. Zelluloseäther.

Neben diesen *organischen K.n* werden mitunter auch beispielsweise Glas und Porzellan als K. bezeichnet (*anorganische K.*).

Kupferfalle, ein System vieler sehr enger Rohrleitungen, hergestellt z. B. aus dünnem, gewelltem und zusammengerolltem Kupferblech, das für permanente Gase einen relativ hohen Leitwert hat, während der Leitwert für Ölmoleküle außerordentlich klein ist. Für kleinere Ultrahochvakuumsysteme hat Alpert mit Hilfe einer K. erstmalig Ultrahochvakuum ohne Tiefkühlung erzeugen und für einen längeren Zeitraum von einigen Wochen aufrechterhalten können. Die Zeit, während der die Sperrwirkung einer K. nach dem Ausheizen anhält, wird als *Haltezeit* (stay-down-time) bezeichnet.

Kupfer(I)-oxidgleichrichter, → Halbleitergleichrichter.

Kupferverluste, → Stromwärmeverluste.

Kurtschatovium, Ku, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 104, ein Transuran. Bisher ist nur das Isotop ^{260}Ku bekannt, das von Flerow u. a. über die Reaktion $^{242}_{94}\text{Pu}(^{22}_{10}\text{Ne},4n)^{260}_{104}\text{Ku}$ hergestellt wurde. Es ist ein α-Strahler und zerfällt spontan mit einer Halbwertszeit von 0,3 Sekunden.

Kurven gleicher Neigung, → Interferenzerscheinungen.

Kurvenintegral, → Integralrechnung.

Kurzschluß, die nahezu widerstandslose Überbrückung von Punkten eines Stromkreises, die eine Spannung gegeneinander besitzen. In elektrischen Anlagen und Geräten kann der K. durch Isolationsfehler zwischen den Leitern und auch über das Erdreich entstehen, da die Energieversorgungsnetze an einer Stelle bereits geerdet sind. Je nach der vom K. erfaßten Leiterzahl unterscheidet man dreipoligen, zweipoligen und einpoligen K. → Kurzschlußstrom, → Kurzschlußspannung.

Kurzschlußbogen, elektrische Bogenentladung, die an einer Kurzschlußstelle auftritt. Durch den Stromfluß wird die Kurzschlußstelle erhitzt, bis das Leitermaterial verdampft und der mechanische Kontakt aufgehoben ist. Gleichzeitig entsteht durch starke thermische Emission von Elektronen eine Bogenentladung, die meist im Dampf des Leitermaterials brennt und daher eine diesem entsprechende charakteristische Färbung zeigt. Infolge des Stromflusses durch den K. bleibt der Kurzschluß dabei meist aufrechterhalten.

Kurzschlußinduktivität, die Induktivität eines Stromkreises bis zur Kurzschlußstelle. Die K. bzw. die Impedanz wird bei der selektiven Abschaltung von Netzteilen, in denen ein Kurzschluß auftritt, als Auslösegröße für die Impedanz- und Distanzschutzrelais benutzt.

Kurzschlußläufer, → elektrische Maschine.

Kurzschlußspannung, die Spannung, die an den Primärkreis elektrischer Maschinen, z. B. eines Transformators, anzulegen ist, damit bei kurzgeschlossenem Sekundärkreis der Nennstrom fließt. Die K. ist eine Kenngröße des Transformators, sie setzt sich aus dem ohmschen Spannungsabfall und dem Streuspannungsabfall zusammen und ist gleich dem Spannungsabfall im Transformator bei Nennbetrieb.

Kurzschlußstrom, Strom über die Kurzschlußstelle bei → Kurzschluß in elektrischen Stromkreisen. Bei Kurzschluß einer Stromquelle zwischen ihren Anschlußklemmen fließt aus dieser der maximal entnehmbare K. $I_k = U_0/R_1$, der durch die Urspannung U_0 und den inneren Widerstand R_1 bestimmt ist. Bei Stromkreisen, die Spulen mit Eisenkern, also z. B. auch elektrische Maschinen, umfassen, fließt beim plötzlichen Klemmenkurzschluß im ersten Augenblick ein *Stoßkurzschlußstrom*, der sich aus Spannung, den ohmschen Widerständen und den Streureaktanzen ergibt. Er klingt mit der Zeitkonstante der Wicklungen auf den *Dauerkurzschlußstrom* ab. Dessen Größe ist von der Ankerrückwirkung bzw. von dem Magnetfeld der Gegenamperewindungen abhängig. Bei Stoßkurzschluß treten sehr hohe Kräfte auf, die dem Quadrat des Stoßkurzschlußstroms proportional sind. Deshalb müssen die Wicklungen, besonders aber die Wicklungsverbindungen in elektrischen Maschinen sorgfältig abgestützt und die Größe des Stoßkurzschlußstromes durch geeignete Wahl der Widerstände begrenzt werden. Der Dauerkurzschlußstrom ruft eine unzulässige Erwärmung hervor. Um Schäden durch Kurzschlüsse gering zu halten, muß schnell abgeschaltet werden. Durch eine geeignete Stafflung der Nennströme der Sicherungen und der Abschaltzeiten der Leistungsschalter wird erreicht, daß nur der unmittelbar betroffene Teil des Netzes abgetrennt wird.

Kurzsichtigkeit, → Augenoptik.

Kurzwellen, → Frequenz.

Kurzzeitmessung, → Zeit.

Kutta-Joukowsky-Gleichung, eine fundamentale Beziehung in der Strömungslehre, die aussagt, daß der Auftrieb F_A bei der reibungsfreien, ebenen Umströmung eines Profils gleich ist dem Produkt aus der Dichte des Strömungsmediums ϱ, der Zirkulation Γ und der Anblasgeschwindigkeit c_∞: $F_A = \varrho \cdot \Gamma \cdot c_\infty$. Der Auftrieb steht beim Tragflügel senkrecht auf der Richtung von c_∞, beim Schaufelgitter senkrecht auf dem vektoriellen Mittel von Zu- und Abströmgeschwindigkeit, das an Stelle von c_∞ in die Gleichung einzusetzen ist.

Für nichtkonstante Zirkulationsverteilung über der Spannweite des Tragflügels gilt $dF_A = \varrho \cdot c_\infty \cdot d\Gamma$. Die Zirkulation wird bei der Profilumströmung für vorgegebenen Anstellwinkel gerade so groß, daß der hintere Staupunkt an der spitzen Hinterkante des Tragflügels liegt (*Joukowsky-Bedingung*). Die Strömungsvorgänge beim Anfahren des Tragflügels, die zur Entstehung der Zirkulation führen (→ Tragflügel), bewirken, daß die Hinterkante nicht umströmt wird, sondern daß die Flüssigkeit an der scharfen Hinterkante glatt abströmt. In zähen Flüssigkeiten wird die Abflußbedingung infolge des sich ausbildenden Nachstromes nicht voll erfüllt, damit wird bei gleichem Anstellwinkel die Zirkulation und somit auch der Auftrieb gegenüber der reibungsfreien Strömung verkleinert. Die K.-J.-G. kann mit Hilfe der → Blasiusschen Formeln oder nach dem auf eine Gitterschaufel angewandten → Impulssatz der Strömungslehre mit nachfolgendem Grenzübergang auf die unendliche Schaufelteilung des Einzelflügels abgeleitet werden. Sie wurde von Kutta 1902 und von Joukowsky 1905 unabhängig voneinander gefunden.

Kuttasche Abbildung, konforme Abbildung (→ komplexe Methoden 1) eines Kreises auf einen Kreisbogen. Die dazu nötige Abbildungsfunktion $\zeta = z + a^2/z$ (→ Joukowsky-Profil) wurde von Kutta und Joukowsky unabhängig voneinander gefunden.

kV, → Volt.

kVA, → Voltampere.

kvar, → Var.

kW, → Watt.

KW, → Frequenz.

kWh, besser kW · h, → Kilowattstunde.

Kybernetik, die Wissenschaft von der Steuerung, Regelung und Informationsverarbeitung in Maschinen und Organismen. Die K. ist eine allgemeine Systemtheorie, die allgemeine Gesetzmäßigkeiten konkreter Systeme untersucht, z. B. das Übertragungsverhalten, ihre Analyse, Synthese und Struktur, die Systemoptimierung und die Systemzuverlässigkeit. Sie baut auf den konkreten Ergebnissen der Regelungs- und Steuerungstechnik, der Nachrichtentechnik, den biologischen Wissenschaften, der Mengenlehre, der mathematischen Logik und der Philosophie auf.

Lit. N. Wiener: K. (2. Aufl. Düsseldorf u. Wien 1963); M. Peschel: K. und Automatisierung (3. Aufl. Berlin 1969).

Kyropoulos-Verfahren, → Kristallzüchtung.

l, 1) → Liter. 2) *l*, → Länge.

L, 1) → Leptonenzahl. 2) Leuchtdichte, → photometrische Größen und Einheiten·

la, Tabelle 2, Leuchtdichte.

Labilität, labiles → Gleichgewicht.

Laborsystem, Bezugssystem, in dem der Beobachter und seine Geräte ruhen; es entspricht daher der experimentellen Praxis. Für theoretische Berechnungen besser geeignet ist dagegen das → Schwerpunktsystem, in dem der Schwerpunkt des zu beobachtenden Systems ruht. So sieht ein Beobachter am Straßenrand (L.) die Bewegung eines Fahrradpedals als wellenförmig (Abb. 1), während der Radfahrer selbst (Schwerpunktsystem) die Bewegung als kreisförmig ansieht.

Beim zentralen Stoß zweier Teilchen 1 und 2 bewegen sich diese im Schwerpunktsystem mit entgegengesetzten Impulsen $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$ aufeinander zu (Abb. 2a), während sich das Teilchen 1 von Ort *A* im L. mit dem Impuls $\vec{p}_1' = \vec{p}$ auf das ruhende Teilchen 2 im Ort *B* mit dem Impuls $\vec{p}_2' = 0$ zu bewegt (Abb. 2b); dabei ist $|\vec{p}| = 2\,|\vec{p}_1|$. Entsprechendes gilt beim Zerfall: Im Schwerpunktsystem zerfällt das als ruhend angenommene Primärteilchen in zwei Teilchen mit entgegengesetzten Impulsen (Abb. 3a); im L. hat das Primärteilchen einen von Null verschiedenen Impuls $\vec{p} = m\vec{v}$, entsprechend der Relativgeschwindigkeit $\vec{v}$ gegenüber dem Labor, und die Impulse $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_2$ der Zerfallsprodukte müssen sich auf Grund des Impulssatzes zu $\vec{p}$ zusammensetzen (Abb. 3b).

Ladung, in der Quantenphysik streng additive skalare physikalische Größe, d. h., die L. eines physikalischen Systems ergibt sich als Summe der L.en seiner Teilsysteme. Man unterscheidet *elektrische L.* oder L. schlechthin; *baryonische L.* oder → Baryonenzahl; *leptonische L.* oder → Leptonenzahl; → Hyperladung; Gravitationsladung oder → Masse. Für die L.en, mit Ausnahme der Masse, gibt es eine kleinste natürliche Einheit, eine *Elementarladung*. Die Elementarteilchen tragen ganzzahlige Vielfache dieser Elementarladungen, die in der Quantenphysik als Eigenwerte der entsprechenden Ladungsoperatoren, d. h. als ladungsartige Quantenzahlen aufgefaßt werden (→ Elementarteilchen, Tab. A, B, C). So wird z. B. die elektrische L. in ganzzahligen Vielfachen der positiven L. *e* des Protons angegeben, da Bruchteile einer elektrischen Elementarladung (des elektrischen Elementarquantums) *e* bisher nicht beobachtet wurden; die hypothetischen Quarks haben jedoch gebrochene L.en. Die elektrische L. hängt über die Beziehung $Q = I_3 + Y/2$ eng mit der dritten Komponente I_3 des → Isospins und der Hyperladung *Y* zusammen. Die Elementarladungen stehen in engem Zusammenhang mit den Kopplungskonstanten der verschiedenen elementaren Wechselwirkungen. Gelegentlich wird deshalb in der → Mesonentheorie der Kernkräfte die Kopplungskonstante der Kernwechselwirkung als *nukleare* oder auch *mesonische L.* bezeichnet. Im Gegensatz zum Coulombschen bzw. Newtonschen Gesetz für die elektrische bzw. gravitative L. gibt es für die leptonische und die baryonische L. keine analogen Beziehungen, die eine Messung in anderen Einheiten gestatten. Für alle L.en, außer der Hyperladung, gilt ein strenger Erhaltungssatz und daher eine Superauswahlregel. Die L.en werden durch die Elementarteilchen als elektrische, leptonische, baryonische Ströme usw. transportiert; die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den L.en und Strömen der Elementarteilchen erfolgt durch die Stromalgebra.

Die für die Anwendungen wichtigste elektrische L. ist gekennzeichnet durch zwei Grundphänomene: 1) die Erzeugung elektrostatischer Felder durch ruhende bzw. elektromagnetischer Felder durch bewegte L.en; 2) die Kraftwirkungen auf L.en im elektromagnetischen Feld.

Elektrische L.en werden in der Einheit 1 Coulomb = 1 C = 1 Amperesekunde = 1 As gemessen; die elektrische Elementarladung ist $1{,}6021 \cdot 10^{-19}$ As.

Die *spezifische L. e/m* ist die durch die Masse *m* dividierte L. *e* eines Teilchens. Den Wert von *e/m* kann man z. B. durch Ablenkung von Elektronen oder Ionen in elektrischen und magnetischen Feldern, durch Messung der Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld (→ Zeeman-Effekt) oder durch magnetische Kern- oder Elektronenresonanzmessungen bestimmen. Die neuesten Messungen ergaben für das Proton $e/m_p = 95795$ C/g und für das Elektron $e/m_e = 1{,}7588 \cdot 10^8$ C/g.

Weiteres → formale Ladung.

Ladungsaustausch, 1) der Austausch von elektrischer Ladung oder anderen Arten von Ladung bei der Streuung von Mikroteilchen, insbesondere von Elementarteilchen. So findet z. B. bei der Pion-Nukleon-Streuung $\pi^0 + p \rightarrow \pi^+ + n$ ein elektrischer L. zwischen dem Pion und dem Nukleon statt. Ein anderes Beispiel ist der L. bei der Streuung von Protonen (p) an Kernen, genauer an einem Neutron (n′) des Kerns: $p + n' \rightarrow n + p'$, wobei das Neutron (n′) des Kerns in ein Proton (p′) übergeht. Der L. kann hierbei als Folge des Austauschs virtueller (geladener) Pionen, der auch im wesentlichen die Kernkraft vermittelt, interpretiert werden. Besonders wichtig ist der L. für die Erzeugung von Antineutronen ($\bar{n}$) durch Streuung von Antiprotonen ($\bar{p}$) an Atomkernen vermöge der Reaktion $\bar{p} + n' \rightarrow \bar{n} + p'$. Bei dem Prozeß $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$ der inelastischen Kaon-Nukleon-Streuung eines negativen Kaons und eines Protons in ein neutrales Pion und ein Lambda-Hyperon findet ein Austausch von Hyperladung (vom Meson auf das Baryon) statt.

Der L. von Ionen und neutralen Atomen spielt bei → Elementarprozessen im Plasma eine wichtige Rolle.

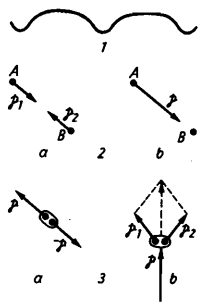
2) Reaktion in einem teilweise ionisierten Gasgemisch, bei der die Ladung eines positiven → Ions auf ein zuvor neutrales Molekül eines anderen Gases übergeht, z. B. $N_2^+ + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^+$. Der L. spielt eine bedeutende Rolle in der Ionenbilanz der → Ionosphäre der Erde.

Ladungsdichte von Feldern, → Stromdichte 1).

Ladungseigenfunktion, → Ladungsoperator.

Ladungseigenwerte, → Ladungsoperator.

Ladungskonjugation, *C*, in der Quantenfeldtheorie eine Operation, die ein Elementarteilchen der elektrischen Ladung *Q* in ein Elementarteilchen mit sonst identischen Eigenschaften, d. h. mit sonst gleichen Quantenzahlen, aber der Ladung $-Q$, überführt. Beispielsweise führt die



Laborsystem

ladungskonjugierter Spinor

L. ein Elektron in ein Positron über. Der L. entspricht in der quantenfeldtheoretischen Beschreibung ein Operator $\hat{C}$, der Lösungen der Feldgleichungen zum Eigenwert $Q = +1$ in solche zum Eigenwert $Q = -1$ (Wellenfunktion des Elektrons) überführt und umgekehrt. In der Quantenelektrodynamik z. B. führt $\hat{C}$ den Feldoperator $\hat{\psi}$ des Elektrons in den des Positrons $\hat{\psi}^C$ über. Der Operator der L. kann auch für neutrale Teilchen erklärt werden, deren Feldoperatoren gegenüber $\hat{C}$ invariant sind (→ *C*-Parität). Bei schwacher Wechselwirkung ist die L. keine Symmetrieoperation (*Verletzung der L.*), sondern erst *CP*, die Kombinationen von L. *C* und Parität *P*. Zusammen mit dem Operator $\hat{T}$ der Zeitumkehr, insgesamt also durch die Operation *CPT*, erfolgt die quantenfeldtheoretische Definition der Teilchen-Antiteilchen-Konjugation (→ *CPT*-Theorem) $\psi_A \to \psi_{\bar{A}} = \hat{C}\hat{P}\hat{T}\psi_A$, wobei A ein Teilchen und $\bar{A}$ das zugehörige Antiteilchen angibt.

ladungskonjugierter Spinor, → Dirac-Gleichung.

Ladungsmultiplett, → Elementarteilchenmultiplett.

Ladungsoperator, die physikalische Größe Ladung im allgemeinen Sinn repräsentierender Operator der Quantenfeldtheorie. Seine Eigenwerte, die *Ladungsquantenzahlen*, können die Werte 0, ± 1, ± 2, ... annehmen und geben an, ob das System bezüglich der entsprechenden Ladung neutral, einfach positiv oder negativ usw. geladen ist. Seine Eigenfunktionen sind die Wellenfunktionen dieser Systeme; so sind z. B. die Wellenfunktionen des Elektrons bzw. des Positrons Eigenfunktionen des Operators $\hat{Q}$ der elektrischen Ladung zum Eigenwert -1 bzw. $+1$. Die Operatoren verschiedener Ladungen kommutieren im allgemeinen nicht, sondern genügen bestimmten Vertauschungsregeln (→ Stromalgebra). Der L. kann aus der Zeitkomponente $j_0(\vec{r}, t)$ des Operators eines Viererstroms $j_\mu(\vec{r}, t)$ durch Integration über den gesamten Raum R dargestellt werden; $\hat{Q}(t) = \int_R j_0(\vec{r}, t)\, \mathrm{d}V$, wobei $\mathrm{d}V$ das Volumenelement ist. Gilt ein strenger Erhaltungssatz, d. h., ist $\sum_{\mu=0}^{3} \partial j_\mu / \partial x_\mu = 0$, so ist $\hat{Q}$ zeitunabhängig.

Ladungsparität, svw. *C*-Parität.

Ladungsquantenzahl, → Ladungsoperator.

Ladungsrenormierung, → Renormierung.

Ladungsträger, *Träger*, elektrisch geladene atomare Teilchen. L. rufen die elektrische Leitfähigkeit hervor. In den meisten Fällen sind die L. „freie" (oder „quasifreie") Elektronen und Ionen, die sich unter der Wirkung eines elektrischen Feldes „frei" bewegen können. Ein Elektron und ein einfach geladenes positives Ion bilden ein *Trägerpaar*. In den Dielektrika sind die L. Ionen, in Gasen freie Ionen und Elektronen, die z. B. durch ionisierende Strahlung gebildet werden. Ihre Konzentration ist gering, wodurch die Leitfähigkeit in Gasen nicht größer als $10^{-17}\ \Omega\mathrm{m}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ ist. In Flüssigkeiten sind die L. hauptsächlich Ionen von Verunreinigungen, die Leitfähigkeit hängt deshalb stark von deren Dissoziationsgrad ab. In Ionenkristallen sind die L. „freie" Ionen, deren Bildung mit der der Kristalldefekte verbunden ist. In Metallen sind die L. freie Elektronen. In Elektronenhalbleitern unterscheidet man zwei Arten von L.n: Elektronen und Löcher.

Die Größe der Ladung der L. kann praktisch bei der Leitfähigkeit vernachlässigt werden, in Metallen und Halbleitern sind die L. einfach geladen. Auch in Ionenkristallen gibt es in der Mehrzahl einfach geladene Ionen.

Dichte und Beweglichkeit der L. sind entscheidend für das optische Verhalten des Materials, insbesondere gilt das für die optischen Eigenschaften freier L. (→ Metalloptik).

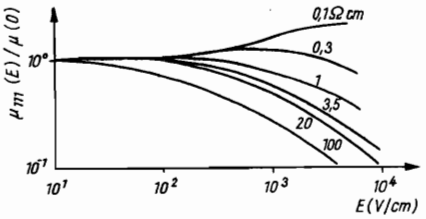
Die Erzeugung vonL.n erfolgt im Plasma durch → Ionisation, in Halbleitern durch den Übergang von Elektronen aus Energiezuständen des Valenzbandes ins Leitungsband, wobei im Generationsakt, d. h. für die Erzeugung eines Ladungsträgerpaares, ein dem Energieunterschied von End- und Anfangszustand entsprechender Energiebetrag aufgewendet werden muß. Bei *Photoanregung* findet der Generationsakt unter Absorption eines Photons entsprechender Energie statt. Zur Erzeugung von L.n durch *Partikelbeschuß* wird deren kinetische Energie um die für den Anregungsvorgang nötige Energie verringert. Auch L. unter dem Einfluß eines genügend starken elektrischen Feldes sind in der Lage, neue Ladungsträgerpaare durch Stoßionisation (→ Ionisation) zu erzeugen. Die thermische Erzeugung von Ladungsträgerpaaren wird im thermischen Gleichgewicht im Drittel durch die → Rekombination der Ladungsträgerpaare kompensiert; aus dieser Bilanz beider Prozesse erhält man die *Gleichgewichtsladungsträgerkonzentration*.

Heiße L. Wenn quasifreie L. im Halbleiter aus einem äußeren elektrischen Feld Energie aufnehmen, so haben sie im stationären Zustand eine größere mittlere Energie als im thermischen Gleichgewicht. In einem Bereich elektrischer Feldstärke, in dem die durch die Erhöhung der mittleren Energie auftretenden Abweichungen des Strom-Spannungs-Verhaltens vom Ohmschen Gesetz gering sind, spricht man von *warmen* L.n. Ist die Abweichung vom thermischen Gleichgewichtswert nicht mehr klein gegenüber der thermischen Energie, so werden die L. als heiß bezeichnet.

Bereits im einfachsten Fall sphärisch parabolischer Energiebänder mit der Energie $E = \hbar k^2/2m^*$ ($\hbar$ ist die Plancksche Konstante $h/2\pi$, k die Wellenzahl und m^* die effektive Masse) hängt die dem Mittelwert der energieabhängigen Relaxationszeit τ proportionale → Beweglichkeit bei vorgegebenem $\tau(E)$ wesentlich von der energetischen Verteilung der L. ab, so daß die Beweglichkeit und damit auch die Leitfähigkeit von der Stärke des angelegten Feldes abhängen. Die Bestimmung der Verteilungsfunktion aus der → Boltzmann-Gleichung ist meist nur näherungsweise möglich, da allgemein gleichzeitig die Wechselwirkung mit verschiedenen Streuprozessen zu betrachten ist. Durch die unterschiedliche Energieabhängigkeit der diversen *Stoßterme* kann sich ihr relativer Einfluß sowohl auf die Verteilung als auch auf die Beweglichkeit als Funktion des elektrischen Feldes verschieben (Abb.).

Wenn die Zustände der L. nicht in der Umgebung eines einfachen Extremums des Energiebandes liegen, sondern entarteten Bandkanten

zuzuordnen sind (Band der leichten und schweren Löcher, Mehrtalhalbleiter), kann es zur Umbesetzung der Zustände kommen, wenn auf Grund unterschiedlicher effektiver Massen in Feldrichtung an den einzelnen Bandkanten die Aufheizung der verschiedenen Ladungsträgergruppen nicht einheitlich ist. Das kann zu einer



Relative Beweglichkeit μ als Funktion der elektrischen Feldstärke E bei 77 K für n-Silizium (spezifischer Widerstand bei 300 K als Parameter)

starken Änderung der Leitfähigkeit und zu einer ausgeprägten Anisotropie in bestimmten Feldstärkebereichen führen und ist von weiteren äußeren Einflüssen, wie Magnetfeldern und mechanischen Spannungen, abhängig. Außer der Beeinflussung der Leitfähigkeit durch die Änderung der Beweglichkeit bei konstanter Trägerkonzentration kann auch die Ladungsträgerdichte selbst durch Änderung der Rekombination oder durch das Auftreten von Stoßionisation verändert werden. Die Erhöhung der Einfangskoeffizienten mit wachsender Feldstärke bei gleichartig geladenen → Störstellen kann zu negativer differentieller Leitfähigkeit mit N-förmiger Strom-Spannungs-Charakteristik führen, während die Erzeugung weiterer L. bei der Stoßionisation zu negativer differentieller Leitfähigkeit mit S-förmiger Charakteristik Anlaß geben kann.

Ladungsträgererzeugung, → Ladungsträger.

Ladungstrennung im Plasma, spontane oder gewollte Störung der Quasineutralität im Plasma; meist nur geringfügig wegen der durch die Raumladungen erzeugten Mikrofelder und der freien Beweglichkeit der Ladungsträger. Stärkere L.en können durch äußere elektrische Felder hervorgerufen werden. Dabei bilden sich an den Grenzflächen des Plasmas → Plasmarandschichten aus.

Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung, → Isospin, → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Lageenergie, → Potential.

Lagefehlordnung, → Kristall.

Lagenkugel, → Kristallprojektion.

Lageraum, → verallgemeinerte Koordinaten.

Lagrange-Dichte, → Feldtheorie.

Lagrange-Funktion, *kinetisches Potential,* die aus der kinetischen Energie T und der potentiellen Energie U eines holonomen mechanischen Systems gebildete Funktion $L = T - U$. Sie bestimmt über die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen das dynamische Verhalten des Systems. Die Bezeichnung L.-F. stammt von dem engl. Physiker Routh, während Helmholtz den Terminus kinetisches Potential benutzte. Die L.-F. ist eine Funktion der Orte und Geschwindigkeiten der Massepunkte des Systems; bei Vorliegen von Bindungen wird sie zweckmäßig als Funktion der verallgemeinerten Koordinaten q_j und Geschwindigkeiten $\dot{q}_j$ aufgefaßt, bei nicht konservativen Systemen ist sie zudem eine Funktion der Zeit t: $L = L(q_j, \dot{q}_j, t)$. Aus der L.-F. ergeben sich die Bewegungsgleichungen des Systems als → Lagrangesche Gleichungen 2. Art.

Die L.-F. kann auch für nichtmechanische Systeme eingeführt werden; bei Feldern geht man zweckmäßig von der Lagrange-Dichte aus (→ Feldtheorie).

Die L.-F. eines physikalischen Systems ist lediglich bis auf die Addition der totalen Zeitableitung dF/dt einer beliebigen Funktion $F(q_j, t)$ der verallgemeinerten Koordinaten q_j $(j = 1, \ldots, f)$ und der Zeit t bestimmt, da die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen $\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0$ für $L = dF/dt$ identisch erfüllt sind: Es ist $\frac{\partial}{\partial \dot{q}_j}\frac{dF}{dt} = \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j}\left[\left(\sum_{k=1}^{f}\frac{\partial F}{\partial q_k}\dot{q}_k\right) + \frac{\partial F}{\partial t}\right] = \frac{\partial F}{\partial q_j}$ und ferner $\frac{\partial}{\partial q_j}\left(\frac{dF}{dt}\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial F}{\partial q_j}\right)$, woraus die obige Behauptung folgt. Diese Unbestimmtheit der L.-F. hat daher keine Auswirkung auf die Dynamik des Systems; sie ist eine Folge der Unabhängigkeit der Dynamik von der speziellen Wahl von Koordinaten, da der Zusatzterm $\frac{dF}{dt}$ als Ergebnis einer allgemeinen Koordinatentransformation (→ Punkttransformation) gedeutet werden kann. Die L.-F. für ein geladenes Teilchen im beliebig zeitabhängigen elektromagnetischen Feld lautet $L = \frac{m}{2}\dot{\vec{r}}^2 + q\dot{\vec{r}}\mathfrak{A} - q\Phi$. Dabei ist m die Masse und q die Ladung des Teilchens, $\mathfrak{A}$ das Vektorpotential und Φ das skalare Potential des elektromagnetischen Feldes. Bei einem statischen Magnetfeld entfällt Φ, $\mathfrak{A}$ ist dann zeitunabhängig. Die L.-F. für ein Teilchen im Magnetfeld ist ein Beispiel dafür, daß die Existenz eines Potentials U nicht notwendig für die Existenz einer L.-F. ist.

Lagrangesche Bewegungsgleichungen, → Lagrangesche Gleichungen 2).

Lagrangesche Gleichungen, 1) *L. G. 1. Art,* allgemeine Bewegungsgleichungen für gebundene mechanische Systeme, bei denen die Zwangskräfte durch explizite Einführung der den Bindungen entsprechenden Bedingungsgleichungen berücksichtigt werden. Sind $\vec{r}_l$ $(i = 1, \ldots, N)$ die Ortsvektoren der N Massepunkte P_l mit den Massen m_l, $\vec{F}_l$ die die P_l angreifenden eingeprägten Kräfte, $\varphi_\mu(\vec{r}_l, t) = 0$ $(\mu = 1, \ldots, l)$ die holonomen Bedingungsgleichungen und

$$\sum_{i=1}^{N}\vec{A}_{\nu l}\,d\vec{r}_l + a_{\nu 0}\,dt =$$
$$\sum_{i=1}^{N}\{(a_{\nu l})_x\,dx_l + (a_{\nu l})_y\,dy_l + (a_{\nu l})_z\,dz_l\} + a_{\nu 0}\,dt = 0$$

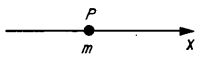
$(\nu = 1, \ldots, m)$ die nichtholonomen Bedingungsgleichungen, so lauten die L.n G. 1. Art

$$m_l\ddot{\vec{r}}_l = \vec{F}_l + \sum_{\mu=1}^{l}\lambda_\mu\,\mathrm{grad}_l\,\varphi_\mu + \sum_{\nu=1}^{m}\varkappa_\nu\vec{A}_{\nu l},$$

Lagrangesche Gleichungen

wobei die λ_μ und $\varkappa_\nu$ Hilfsparameter, die *Lagrangeschen Multiplikatoren*, sind, die gemeinsam mit den unbekannten $\vec{r}_l$ aus den L.n G. 1. Art und den angegebenen Bedingungsgleichungen zu bestimmen sind. Dabei bedeutet grad_l die Bildung des Gradienten bezüglich $\vec{r}_l$, d. h., $\mathrm{grad}_l = (\partial/\partial x_l, \partial/\partial y_l, \partial/\partial z_l)$.

Die L.n G. 1. Art stellen daher ein System von $3N$ gewöhnlichen Differentialgleichungen 2. Ordnung zusammen mit $l + m$ Bedingungsgleichungen dar, aus denen die $3N + l + m$ Unbekannten $\vec{r}_l, \lambda_\mu, \varkappa_\nu$ zu bestimmen sind. Auf diese Weise werden $2l$ überflüssige Parameter eingeführt, da die Anzahl der Freiheitsgrade $f = 3N - l$ beträgt. Dieser Umstand kann durch die Benutzung verallgemeinerter Koordinaten vermieden werden, wobei man auf die L.n G. 2. Art geführt wird, deren Anwendungsbereich auch auf nichtmechanische Systeme ausgedehnt werden kann. Die L.n G. 1. Art haben jedoch den Vorteil, daß man nachträglich aus ihnen die Zwangskräfte bestimmen kann, die durch $\vec{Z}_l = \sum_{\mu=1}^{l} \lambda_\mu \,\mathrm{grad}_l \varphi_\mu + \sum_{\nu=1}^{m} \varkappa_\nu \vec{A}_{\nu l}$ mit $i = 1, \ldots, N$ gegeben sind. – Die L.n G. 1. Art können aus dem d'Alembertschen Prinzip abgeleitet werden; unter Benutzung der $\vec{Z}_l$ lassen sie sich in der Form $m_l \ddot{\vec{r}}_l = \vec{F}_l + \vec{Z}_l$ angeben.



Lagrangesche Bewegungsgleichungen

2) *L. G. 2. Art, Lagrangesche Bewegungsgleichungen, Euler-Lagrangesche Gleichungen*, die aus dem Hamiltonschen Prinzip als Lösung des korrespondierenden Variationsproblems folgenden Eulerschen Gleichungen für die von den verallgemeinerten Koordinaten q_j, den verallgemeinerten Geschwindigkeiten $\dot{q}_j$ und der Zeit t abhängende Lagrange-Funktion $L(q_j, \dot{q}_j, t)$ eines holonomen mechanischen Systems, für das ein unter Umständen auch zeitabhängiges Potential U existiert, $\frac{\partial L}{\partial q_j} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = 0$, wobei $j = 1, \ldots, f$ (f Anzahl der Freiheitsgrade), L die Differenz aus kinetischer Energie T und Potential U, d. h. $L = T - U$ ist. Existiert für das System kein Potential, so bezeichnet man die ebenfalls aus dem Hamiltonschen Prinzip folgenden Bewegungsgleichungen für ein nichtkonservatives holonomes System $\frac{\partial T}{\partial q_j} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + Q_j = 0$, wobei Q_j die verallgemeinerten Kräfte (→ verallgemeinerten Koordinaten) sind, auch als Lagrangesche Bewegungsgleichungen. Liegen außerdem noch nichtholonome Bindungen vor, so sind diese durch zusätzliche Glieder zu berücksichtigen (→ Hamiltonsches Prinzip), so daß die allgemeinste Form der L.n G. 2. Art lautet: $\frac{\partial T}{\partial q_j} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} + Q_j = \sum_{\nu=1}^{h} a_{j\nu}\lambda_\nu$, wobei λ_ν zusätzliche Hilfsparameter, die *Lagrangeschen Multiplikatoren*, sind, die aus den L.n G. 2. Art und den nichtholonomen Bedingungen $\sum_{j=1}^{f} a_{j\nu}\dot{q}_j + a_{0\nu} = 0$ ($\nu = 1, \ldots, h$) nachträglich eliminiert werden müssen; diese Gleichungen heißen auch *Lagrangesche Bewegungsgleichungen vom gemischten Typus*.

Beispiel eines holonomen und konservativen mechanischen Systems ist das Kreispendel (→ Pendel, Abb. 1) mit der Masse m und der Fadenlänge l. Führt man als verallgemeinerte Koordinate den Auslenkwinkel φ ein, dann ergibt sich für die kinetische Energie $T = \frac{m}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \frac{m}{2} l^2\dot{\varphi}^2$, während sich die potentielle Energie U des Pendels im homogenen Schwerefeld der Erde zu $U = -mgl\cos\varphi$ (g Erdbeschleunigung) ergibt. Damit folgt für $L = T - U = \frac{m}{2} l^2\dot{\varphi}^2 + mgl\cos\varphi$; ferner ist $\frac{\partial L}{\partial \varphi} = -mgl\sin\varphi$ und $\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = ml^2\dot{\varphi}$, so daß die Lagrangesche Bewegungsgleichung des Kreispendels $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(ml^2\dot{\varphi}) + mgl\sin\varphi = 0$ oder $\ddot{\varphi} + (g/l)\sin\varphi = 0$ lautet.

Für einen Massepunkt der Masse m ergibt sich bei Bewegung auf einer Geraden (Abb.) $T = m\dot{x}^2/2$, $U = U(x)$ und daher $L = m\dot{x}^2/2 - U(x)$; als Lagrangesche Bewegungsgleichung folgt daraus $m\ddot{x} + \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} = 0$. Da die am Massepunkt angreifende Kraft F aus dem Potential U zu $F = -\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}$ folgt, ergibt sich $m\ddot{x} = F$, d. h. die Newtonsche Bewegungsgleichung für ein Teilchen mit nur einem Freiheitsgrad. Die L.n G. 2. Art stellen eine besonders für allgemeine mechanische Systeme sehr zweckmäßige Formulierung der Grundgesetze der Mechanik dar, die vor allem durch das Arbeiten mit den verallgemeinerten Koordinaten ihre Bedeutung gewinnt; ihr physikalischer Inhalt ist den Newtonschen Axiomen jedoch völlig äquivalent.

Führt man in Analogie zu der Impulskomponente $p_x = m\dot{x} = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}}$ und der Kraftkomponente $F_x = \frac{\partial L}{\partial x}$ in kartesischen Koordinaten durch $p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}$ und $Q_j = \frac{\partial L}{\partial q_j}$ die *verallgemeinerten* oder *generalisierten Impulse* p_j und *Kräfte* Q_j ein (→ verallgemeinerte Koordinaten), so wird die Analogie zu den Newtonschen Gleichungen besonders deutlich, falls $\frac{\partial T}{\partial q_j} = 0$ und somit $\frac{\partial L}{\partial q_j} = -\frac{\partial U}{\partial q_j} = +Q_j$ ist, da dann $\dot{p}_j = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = -\frac{\partial U}{\partial q_j} = Q_j$ folgt.

Ist $\frac{\partial T}{\partial q_j} \neq 0$, so wird dieser Ausdruck auch als *Lagrangesche Scheinkraft* bezeichnet. Tritt eine Koordinate q_j in der Lagrange-Funktion L nicht explizit auf, so ist $\frac{\partial L}{\partial q_j} = \dot{p}_j = 0$ und daher $p_j = \mathrm{konst.}$; solche Koordinaten heißen *zyklische* oder *ignorable Koordinaten*, und der zugehörige Impuls p_j bleibt bei der Bewegung unverändert, d. h., er ist eine Erhaltungsgröße.

Im Falle konservativer skleronomer Systeme folgt aus den L.n G. 2. Art die Erhaltung der Energie, d. h., $T + U = E = \mathrm{konst}$. Da in diesem Fall T eine homogene quadratische Funk-

tion ist, gilt infolge des Eulerschen Theorems $2T = \sum_j \dot{q}_j \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j}$, und daher ist wegen $\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = p_j$ dann $2T = \sum_j \dot{q}_j p_j$, so daß sich $T + U = \sum_j \dot{q}_j p_j - L = H$ ergibt. Dabei ist H die Hamilton-Funktion (→ Hamiltonsche kanonische Theorie).

Die L.n G. 2. Art sind nicht nur auf mechanische Systeme anwendbar; sie lassen sich auch auf Felder anwenden (→ Feldtheorie). Daher sind sie von grundlegender Bedeutung für die theoretische Untersuchung physikalischer Systeme.

3) *hydrodynamische L.G.*, Bewegungsgleichungen einer idealen Flüssigkeit in der Lagrangeschen Form, bei der als unabhängige Veränderliche die Zeit t und die Parameter a, b, c benutzt werden, die die Anfangslage der Flüssigkeitsteilchen zum Zeitpunkt $t = 0$ bestimmen. Alle anderen in den Bewegungsgleichungen vorkommenden Größen sind Funktionen von t, a, b, c. So gilt für die kartesischen Koordinaten eines Flüssigkeitsteilchens $x = f_1(a, b, c, t)$, $y = f_2(a, b, c, t)$, $z = f_3(a, b, c, t)$, für die Geschwindigkeitskomponenten z. B. in x-Richtung $u = \partial x/\partial t = \partial f_1/\partial t$ und für die Beschleunigung $\partial u/\partial t = \partial^2 x/\partial t^2 = \partial^2 f_1/\partial t^2$. Setzt man diese Beziehungen in die Grundgleichung der Bewegung einer idealen Flüssigkeit $\varrho(\mathrm{d}\vec{v}/\mathrm{d}t) = \vec{F} - \operatorname{grad} p$ ein, wobei die Bezeichnungen bei den → Eulerschen Gleichungen erläutert sind, so ergeben sich die hydrodynamischen L.n G. in Komponentendarstellung:

$$\left(X - \varrho \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial x}{\partial a} + \left(Y - \varrho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial y}{\partial a} + \left(Z - \varrho \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial z}{\partial a} = \frac{\partial p}{\partial a}$$

$$\left(X - \varrho \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial x}{\partial b} + \left(Y - \varrho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial y}{\partial b} + \left(Z - \varrho \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial z}{\partial b} = \frac{\partial p}{\partial b}$$

$$\left(X - \varrho \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial x}{\partial c} + \left(Y - \varrho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial y}{\partial c} + \left(Z - \varrho \frac{\partial^2 z}{\partial t^2}\right) \cdot \frac{\partial z}{\partial c} = \frac{\partial p}{\partial c}.$$

Zur Berechnung der unbekannten Funktionen x, y, z, p von den Veränderlichen t, a, b, c wird noch die Kontinuitätsgleichung verwendet; diese lautet für die inkompressible Strömung

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial a} & \frac{\partial y}{\partial a} & \frac{\partial z}{\partial a} \\ \frac{\partial x}{\partial b} & \frac{\partial y}{\partial b} & \frac{\partial z}{\partial b} \\ \frac{\partial x}{\partial c} & \frac{\partial y}{\partial c} & \frac{\partial z}{\partial c} \end{vmatrix} = 1.$$

Lagrangesche Identität, → Vektor.

Lagrangesche Klammern, → Klammerausdrücke.

Lagrangesche Koordinaten, svw. verallgemeinerte Koordinaten.

Lagrangesche Multiplikatoren, → Lagrangesche Gleichungen, → Variationsrechnung.

Lagrangescher Raum, → verallgemeinerte Koordinaten.

Lagrangesche Scheinkraft, → Lagrangesche Gleichungen 2).

Laguerresche Differentialgleichung, → Laguerresche Polynome.

Laguerresche Funktion, eine Funktion der Gestalt $\omega_n^{(s)}(x) = \mathrm{e}^{-x/2} \cdot x^{s/2} \cdot Q_n^{(s)}(x) = x^{-s/2}\,\mathrm{e}^{x/2} \frac{\mathrm{d}^n}{\mathrm{d}x^n}(x^{s+n}\,\mathrm{e}^{-x})$, in der die $Q_n^{(s)}(x)$ Laguerresche Polynome sind. Die L.n F.en sind Lösungen der Differentialgleichung $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(x\frac{\mathrm{d}\omega_n^{(s)}}{\mathrm{d}x}\right) + \left(\frac{s+1}{2} + n - \frac{x}{4} - \frac{s^2}{4x}\right)\omega_n^{(s)} = 0$. Sie spielen z. B. bei der Behandlung des Wasserstoffproblems in der Quantenmechanik eine Rolle.

Laguerresche Polynome, Polynome der Gestalt $Q_n^{(s)}(x) = x^{-s} \cdot \mathrm{e}^x \frac{\mathrm{d}^n}{\mathrm{d}x^n}(x^{s+n}\,\mathrm{e}^{-x})$, in denen s reell und größer als -1 ist und die Variable x auf den Bereich $0 \leqq x \leqq \infty$ beschränkt ist. Die L.n P. genügen der *Laguerreschen Differentialgleichung* $xQ'' + (s + 1 - x)Q' + nQ = 0$, und für sie gilt die *Orthogonalitätsrelation* $\int_0^\infty x^s \mathrm{e}^{-x} Q_m^{(s)}(x) Q_n^{(s)}(x)\,\mathrm{d}x = 0$ für $n \neq m$ und die *Normierung* $\int_0^\infty x^s \mathrm{e}^{-x} Q_n^{(s)}(x) Q_n^{(s)}(x)\,\mathrm{d}x = n!\,\Gamma(s + n + 1)$.

Die Laguerreschen P. lassen sich rekursiv aus den Formeln $xQ_n^{(s)}(x) = (n + s)Q_n^{(s-1)}(x) - Q_{n+1}^{(s-1)}(x)$ und $Q_n^{(s-1)}(x) = Q_n^{(s)}(x) - nQ_{n-1}^{(s)}(x)$ bestimmen.

L. P. spielen in der Quantenmechanik z. B. bei der Behandlung des Wasserstoffproblems eine Rolle.

Lambda-Hyperon, Λ^0-*Hyperon*, → Elementarteilchen (Tab. A und C) aus der Familie der Baryonen. Das L.-H. wurde zuerst in der kosmischen Strahlung entdeckt. Es kann bei der hochenergetischen Pion-Nukleon-Streuung $\pi^- + \mathrm{p} \rightarrow K^0 + \Lambda^0$ gemeinsam mit einem K^0-Meson erzeugt werden. Das L.-H. zerfällt über die schwache Wechselwirkung. In Atomkernen kann es ein bis zwei Neutronen ersetzen und *Hyperkerne* oder *-fragmente* bilden, die nach etwa 10^{-10} s zerfallen, z. B. enthält der Hyperkern ${}^4_\Lambda\mathrm{He}$ zwei Protonen, ein Neutron und ein Λ^0-Hyperon. Ein gebundener Zustand eines Nukleons mit einem L.-H. ist bisher nicht beobachtet worden. Die Untersuchung von Hyperkernen gibt wertvolle Hinweise für die Eigenschaften der Kernkräfte.

Lambda-Plättchen, λ-*Plättchen*, Phasenplättchen aus einem optisch anisotropen Kristall. Wegen ihrer guten Spaltbarkeit dienen meist Glimmer oder Gips als Rohstoff. Die Dicke dieser Plättchen ist so ausgewählt, daß die auf Grund der optischen Doppelbrechung entstandenen senkrecht zueinander und linear polarisierten Teilwellen nach ihrem Austritt aus der Kristallplatte einen optischen Gangunterschied von einer Lichtwellenlänge haben. Beträgt der optische Gangunterschied Δ z. B. etwa $\Delta = \lambda = 550$ nm, so erscheint bei Verwendung von weißem Licht die Kristallplatte (λ-Plättchen rot 1. Ordnung) durch den zum Polarisator gekreuzten Analysator in einer weinroten Interferenzfarbe. Diese bezeichnet man auch als

empfindliche Farbe, da bei einer etwas dünneren oder dickeren Platte gegenüber der weinroten relativ stark veränderte Mischfarben entstehen

Lambda-Resonanzen, → Elementarteilchen.

Lambda-Viertel-Plättchen, *λ/4-Plättchen, Viertelwellenlängenplättchen,* ein planparalleles doppelbrechendes Kristallplättchen. Es wird aus einem einachsigen oder zweiachsigen Kristall parallel zur optischen Achse bzw. zur Ebene der optischen Achsen herausgeschnitten und ist in der Dicke so bemessen, daß zwei senkrecht zueinander schwingende Komponenten des Lichtes beim Durchgang einen Gangunterschied von einer viertel Wellenlänge erhalten. λ/4-Plättchen werden aus Quarz oder wegen der guten Spaltbarkeit bevorzugt aus Glimmer oder Gips hergestellt und dienen zur Erzeugung von zirkular polarisiertem Licht.

lambert, Tabelle 2, Leuchtdichte.

Lambertscher Strahler, → Lambertsches Gesetz.

Lambertsches Gesetz, *cos-Gesetz,* besagt, daß die Lichtstärke I einer völlig diffus strahlenden Fläche A der Leuchtdichte B unter dem Ausstrahlungswinkel ε gegen die Flächennormale die Größe $I = BA \cos \varepsilon$ hat. Demzufolge ist die Leuchtdichte $B = \mathrm{d}I/\mathrm{d}A$ einer diffus leuchtenden Fläche A unabhängig von der Richtung ε, von der aus sie gesehen wird, denn die scheinbare Größe eines unter dem Winkel ε gesehenen Flächenelements $\mathrm{d}A$ ist gleich $\mathrm{d}A \cos \varepsilon$.

Strahlende Flächen, für die das Lambertsche G. zutrifft, heißen *Lambertsche Strahler.* In Wirklichkeit treten jedoch bei allen Strahlern Abweichungen vom Lambertschen G. auf. Die analoge Gesetzmäßigkeit gilt prinzipiell auch für Strahlungsempfänger.

Lambsche Verschiebung, svw. Lamb-Shift.

Lamb-Shift, *Lambsche Verschiebung,* Aufspaltung der beiden Energieniveaus $^2S_{1/2}$ und $^2P_{1/2}$ eines Elektrons im Coulomb-Feld einer Punktladung, zuerst von Lamb und Retherford 1950 mittels Hochfrequenzspektroskopie am Beispiel des H-Atoms (→ Wasserstoffspektrum) nachgewiesen. Nach der Dirac-Theorie des Elektrons müßten $^2S_{1/2}$ und $^2P_{1/2}$ zusammenfallen. Lamb und Retherford zeigten, daß tatsächlich eine geringe Energiedifferenz zwischen beiden Niveaus besteht. Der Übergang $^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ ist mit Absorption einer Strahlung von 1057,9 MHz verbunden. Die L.-S. kann aus der Wechselwirkung der Elektronen mit ihrem eigenen (virtuellen) Strahlungsfeld erklärt werden.

Lamellenstruktur, 1) lichtmikroskopisch beobachtbare, von höheren, meist gekrümmt verlaufenden Oberflächenstufen gebildete Struktur der Wachstumsfläche eines Kristalls. Hohe Oberflächenstufen können auf einer glatten Wachstumsfläche entstehen z. B. durch Vereinigung von molekularen Stufen, die in ihrer beim Kristallwachstum erfolgenden Bewegung gehemmt werden, oder auch durch dreidimensionale Keimbildung auf der Oberfläche des wachsenden Kristalls bei größerer Übersättigung, Unterkühlung u. ä. Die L. einer kristallographisch höher indizierten Oberfläche ist auf die unterschiedliche Wachstumskinetik in den verschiedenen zur Oberfläche hindurchstoßenden kristallographischen Richtungen zurückzuführen. Es handelt sich hierbei um eine spezielle Art der Vergröberung, bei der makroskopisch allerdings nur Flächen einer Orientierung auftreten.

2) schichtweiser Aufbau von Legierungen mit einer Mischungslücke im festen Zustand. Die L. kommt entweder bei der eutektischen Erstarrung (→ Schmelzdiagramm) oder bei einer eutektoiden Umwandlung bzw. diskontinuierlichen Ausscheidung im festen Zustand zustande.

Lamellieren, das Unterteilen der von einem magnetischen Wechselfeld durchsetzten ferromagnetischen Konstruktionsteile elektrischer Maschinen und Geräte bei Netzfrequenz in 0,35 oder 0,5 mm starke, bei Mittelfrequenz wesentlich schwächere bis ultradünne Bleche, um die Wirbelstromverluste herabzusetzen.

Lamésche Gleichungen, → Spannungsgleichgewicht.

laminar, → Strömung.

laminare Unterschicht, in turbulenter → Grenzschicht eine unmittelbar an der Wand befindliche dünne Schicht, die sich im wesentlichen wie eine laminare Strömung verhält. In ihr sind die Zähigkeitskräfte beträchtlich größer als die Trägheitskräfte, so daß keine Turbulenz vorhanden ist. An die l. U. schließt sich ein Übergangsgebiet an, in dem laminare und turbulente Reibung von gleicher Größe sind. In noch größeren Wandabständen überwiegen die turbulenten Schubspannungen vollkommen. Dies ist die eigentliche turbulente Reibungsschicht.

Die l. U. ist für die Größe des Reibungswiderstandes (→ Strömungswiderstand) und für den → Austausch in der Grenzschicht von entscheidender Bedeutung. Ragen die Rauhigkeitserhebungen nicht aus der l.n U. heraus, so sind die Wände hydraulisch glatt, und die Rauhigkeit hat keinen Einfluß auf den Reibungswiderstand.

Laminarprofil, → Tragflügel.

Landau-Dämpfung, die Dämpfung von Wellen im stößefreien Plasma. Unter der Dämpfung einer Welle versteht man das zeitliche Abklingen der Wellenamplitude. Dies erfolgt in einem durch Stöße dominierten Plasma im allgemeinen auf Grund von Stoßwechselwirkungen zwischen den geladenen Teilchen und damit verbundener Erniedrigung der Plasmaleitfähigkeit. Betrachtet man jedoch stößefreie Plasmen im Rahmen einer statistischen Theorie, so gibt es infolge kollektiver Wechselwirkungen ebenfalls Dämpfungserscheinungen für elektromagnetische Wellen. Zur Dämpfung kommt es dann, wenn Ladungsträger im Plasma Geschwindigkeiten haben, die mit der Phasengeschwindigkeit der Welle vergleichbar sind. Auf derartige Teilchen wirkt das elektrische Feld der Welle in der Weise, daß Teilchen, die sich schneller als die Welle bewegen, gebremst werden und Energie an die Welle abgeben; Teilchen, die sich langsamer als die Welle bewegen, werden beschleunigt. Überwiegen die langsamen Teilchen, so kommt es zur Dämpfung; sind die schnellen Teilchen in der Überzahl, so entsteht eine Instabilität.

Landau-Diamagnetismus, Diamagnetismus des Festkörpers, der sich aus der Bahnbewegung der freien Elektronen ergibt. Der Effekt kann nur quantenmechanisch erklärt werden. Die Suszeptibilität χ ist in erster Näherung

$$\chi = -\frac{m\mu_B^2}{\pi^2\hbar^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} n^{1/3}$$

und damit gleich $-1/3$ der paramagnetischen Suszeptibilität (→ Pauli-Paramagnetismus) des Festkörpers. Es bedeuten m die Elektronenmasse, μ_B das Bohrsche Magneton, n die Dichte des Elektronengases und $\hbar$ die Plancksche Konstante.

Landau-Gleichung, kinetische Gleichung für elektrisch geladene Teilchen, deren Wechselwirkung untereinander gemäß dem Coulomb-Gesetz erfolgt. Die L.-G. ist eine spezielle Form der Fokker-Planck-Gleichung und spielt in der kinetischen Theorie von Plasmen eine Rolle. Für die Elektronenverteilungsfunktion in einem Plasma z. B. lautet sie $\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\frac{\partial}{\partial \vec{v}} \cdot \left(\Gamma f \frac{\partial H}{\partial \vec{v}} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \vec{v}\, \partial \vec{v}} : \left(\Gamma f \frac{\partial^2 G}{\partial \vec{v}\, \partial \vec{v}} \right)$. Hierbei ist $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die Elektronenverteilungsfunktion in Abhängigkeit von der Zeit t, dem Ort $\vec{r}$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}$. $\vec{F}$ ist der Vektor der äußeren Kräfte – meist elektrische oder magnetische Felder – und m die Elektronenmasse. Für den Koeffizienten der dynamischen Reibung gilt $\vec{\beta} = \Gamma \frac{\partial H}{\partial \vec{v}}$. Hierbei ist Γ eine Konstante mit dem Wert $\frac{e^4}{4\pi\varepsilon_0^2 m^2} \ln \frac{4\pi(\varepsilon_0 kT)^{3/2}}{\sqrt{2n}\, e^3}$, wobei n die Zahl der Elektronen je cm³, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und e die Elementarladung ist (→ Fokker-Planck-Gleichung). Weiterhin gilt

$$H = 2 \int \frac{f(\vec{v}_1)}{|\vec{v} - \vec{v}_1|} \, d^3\vec{r}_1 + \frac{M + m}{M} \int \frac{F(\vec{v}_1)}{|\vec{v} - \vec{v}_1|} \, d^3\vec{v}_1.$$

Die Integration über $\vec{v}_1$ läuft dabei über alle physikalisch möglichen Geschwindigkeitswerte. Im zweiten Summanden, der den Anteil der Elektron-Ion-Wechselwirkung an der dynamischen Reibung liefert, ist F die Verteilungsfunktion der Ionen und M deren Masse. Für den Diffusions- oder Dispersionstensor ergibt sich $\gamma = \Gamma \frac{\partial^2 G}{\partial \vec{v}\, \partial \vec{v}}$ mit $G = \int f(\vec{v}_1) |\vec{v} - \vec{v}_1| \, d^3\vec{v}_1 + \int F(\vec{v}_1) |\vec{v} - \vec{v}_1| \, d^3\vec{v}_1$. Der Koeffizient der dynamischen Reibung $\vec{\beta}$ und der Diffusionstensor γ sind in der L.-G. nicht wie in der allgemeinen Fokker-Planck-Gleichung phänomenologische Konstanten, sondern sie hängen von der Verteilungsfunktion $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ ab. Die L.-G. ist somit eine mathematisch im allgemeinen schwierig zu behandelnde Integrodifferentialgleichung, für deren Lösung bisher nur Näherungsmethoden existieren. Sie wurde erstmals 1936 von L. D. Landau aus der → Boltzmann-Gleichung hergeleitet, wobei implizit vorausgesetzt wurde, daß die Wechselwirkung der geladenen Teilchen in Form von Zweierstößen erfolgt. Durch neuere Untersuchungen auf der Basis der → Balescu-Lenard-Gleichung konnte gezeigt werden, daß diese Voraussetzung für die Herleitung und Anwendung der L.-G. nicht nötig ist.

Landau-Lifschitz-Gleichung, eine phänomenologische Gleichung, die die zeitliche Änderung der Magnetisierung $\vec{M}$ unter der Einwirkung eines Magnetfeldes $\vec{H}$ beschreibt. Im Gegensatz zur klassischen Bewegungsgleichung der Magnetisierung berücksichtigt die L.-L.-G. die Dämpfung der Bewegung infolge Erzeugung, Vernichtung und Streuung von Spinwellen. Die L.-L.-G. lautet $\dot{\vec{M}} = -\gamma_L(\vec{M} \times \vec{H}) - \lambda_L \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})$. γ_L und λ_L sind Konstanten; der erste Term entspricht einer ungedämpften Bewegung, der zweite beschreibt die Dämpfung.

Landau-Niveau, das quantisierte Energieniveau eines freien Elektrons in einem homogenen Magnetfeld. Ein Elektron in einem L.-N., das um die Richtung des Magnetfeldes $\vec{B}$ mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = |e| B/m$ rotiert und sich mit der Geschwindigkeit v in dieser Richtung fortbewegt, hat die Energie $E = (n + 1/2) \cdot \hbar\omega_c + mv^2/2$ und den mittleren Bahnradius $\sqrt{(n + 1/2)\, (2\hbar/|e|\, B)}$. Hierbei ist $n = 0, 1, 2, \ldots$ eine ganzzahlige Quantenzahl, e die Elektronenladung, m die Elektronenmasse und $\hbar$ die durch 2π dividierte Plancksche Konstante. Das Elektron bewegt sich im Magnetfeld auf einer Spiralbahn und verhält sich quantenmechanisch ähnlich wie ein harmonischer Oszillator mit der Eigenfrequenz ω_c.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971).

Landé-Faktor, → g-Faktor.

Landésche Intervallregel, *Landésche Regel,* besagt, daß bei Russell-Saunders-Kopplung (→ Vektormodell der Atomhülle) der Abstand zwischen zwei Termen T, die zu einem Multiplett der Feinstruktur gehören und die Quantenzahlen J und $J - 1$ des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle haben, proportional zu J ist: $T_J - T_{J-1} = -AJ$. Dabei ist A eine Konstante. Die Reihenfolge der Terme innerhalb des Multipletts heißt *regelrecht*, falls $A > 0$, und *verkehrt*, falls $A < 0$ ist. Man spricht dann von regelrechten und verkehrten Multipletts. Weiteres → Atomspektren.

Landolt-Ring, → Augenoptik.

Landwind, → Windsysteme.

Länge, l, als Dimension L, Grundgrößenart. Ihre Einheit im metrischen System ist das Meter (→ Tabellen 1 und 2). Dieses sollte ursprünglich (1798) ein Naturmaß sein und war als 10^7ter Teil des Erdmeridianquadranten bestimmt. Es wurde durch einen Endmaßstab aus Platinschwamm mit einem Querschnitt von 25 mm mal 4,05 mm, dem mètre des archives, dargestellt. Da spätere Nachrechnungen ergaben, daß die ersten Berechnungen nicht ganz exakt waren und die Formgebung sich als nicht genügend stabil erwiesen hatte, wurde vom Bureau International des Poids et Mesures 1889 ein neuer Meterprototyp in X-Form aus Platin-Iridium (90% Pt, 10% Ir) geschaffen, der als Strichmaßstab ausgeführt war. Das Meter galt als Abstand der Mittelstriche der auf dem Mittelsteg angebrachten Strichgruppen bei 0 °C. Von diesem Zeitpunkt an war das Meter kein Naturmaß mehr, sondern nur noch ein Prototyp. Die XI. Generalkonferenz für Maß und Gewicht beschloß 1960 eine neue Definition der Längeneinheit; danach ist der Meterdefinition eine Naturkonstante, die Wellenlänge der orangefarbenen Linie des Krypton-86, zugrunde gelegt. Das Meter ist eine der sechs Grundeinheiten des Internationalen Einheitensystems (SI). Die neue Meterdefinition lautet: Das Meter ist gleich 1650763,73 Vakuum-Wellenlängen der Strah-

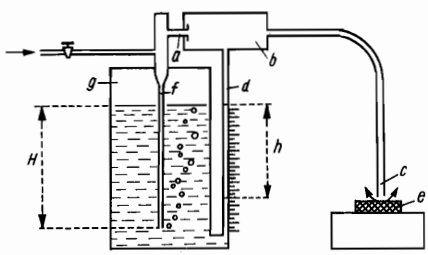
lung, die dem Übergang zwischen den Niveaus $^2P_{10}$ und $^5D_5$ des Krypton-86 entspricht.

Für die interferentielle Längenmessung galt das Meter seit 1927 international als das 1 553 164,13fache der Wellenlänge der Strahlung der roten Kadmiumlinie. Von der XI. Generalkonferenz für Maß und Gewicht wurden außerdem folgende Wellenlängen für Sekundäretalons empfohlen:

Isotop	Spektralterm	Vakuumwellenlänge
^{86}Kr	$^2P_9 - {}^5D_4$	0,645 807 20
	$^2P_8 - {}^5D_4$	0,642 280 06
	$^1S_3 - {}^3P_{10}$	0,565 112 86
	$^1S_4 - {}^3P_8$	0,450 361 62
^{198}Hg	$6^1P_1 - 6^1D_2$	0,579 228 63
	$6^1P_1 - 6^3D_2$	0,577 119 83
	$6^3P_2 - 7^3S_1$	0,546 227 05
	$6^3P_1 - 7^3S_1$	0,435 956 24
^{114}Cd	$5^1P_1 - 6^1D_2$	0,644 024 80
	$5^3P_2 - 6^3S_1$	0,508 723 79
	$5^3P_1 - 6^3S_1$	0,480 125 21
	$5^3P_0 - 6^3S_1$	0,467 945 81

Längenmessung. Infolge der grundlegenden Bedeutung der L. in allen Bereichen von Physik und Technik sind zu ihrer Messung viele Verfahren entwickelt worden. Ein großer Teil von ihnen stellt optische Verfahren dar, → optische Längenmeßverfahren.

In den letzten Jahren werden zunehmend pneumatische Längenmeßgeräte verwendet. Sie beruhen im allgemeinen auf der Messung von Strömungswiderständen gegen einen Luftstrom. Eines der ältesten Geräte dieser Art ist z. B. das französische *Solex-Gerät*. Durch eine



Schema des Solex-Gerätes. *a* Vordüse, *b* Kammer, *c* Meßdüse, *d* Manometer, *e* Prüfling, *f* Rohr für Druckluft, *g* Druckreglergefäß

Vordüse wird Luft in eine Kammer geleitet, die sie über eine Meßdüse am Ausgang gegenüber dem zu prüfenden Werkstück wieder verläßt. Der Druck in der Kammer hängt auf diese Weise von der Oberflächenbeschaffenheit des Prüflings ab und kann an einem Manometer abgelesen werden. Um einen gleichbleibenden Überdruck bei der Messung zu gewährleisten, leitet man durch ein Rohr, das bis zu einer bestimmten Höhe in einen Behälter mit Wasser eintaucht, Druckluft, bis der Druck an der Vordüse der Höhe der Wassersäule entspricht. Da der Querschnitt des Manometerrohrs im Verhältnis zu der Querschnittsfläche des Druckreglergefäßes klein ist, verursacht eine Änderung des Wasserspiegels im Manometer keine Niveauänderung im Druckreglergefäß. Moderne pneumatische Meßgeräte dieser Art sind wesentlich vereinfacht, arbeiten aber nach dem gleichen Prinzip. Auch für Bohrungen, Abstandsbestimmungen und Dickenmessungen setzt man pneumatische Längenmeßgeräte ein, die mit Säulen- oder mit Zeigermanometern als Anzeigegerät betrieben werden.

Die elektrische Längenmessung beruht auf der Umwandlung von mechanischen Größen, insbesondere von Wegen, in elektrische Größen. Als *Mikrometerverfahren* werden Verfahren zur Banddickenmessung bezeichnet, bei denen über geeignete Abtasteinrichtungen induktive oder kapazitive Meßgrößenumformer angewendet werden. Der Sollwert der Banddicke wird an einer Mikrometerschraube eingestellt. Das zu prüfende Meßgut läuft über eine Tastrolle mit Fühlstift; dieser überträgt Dickenabweichungen auf einen Anker, der zusammen mit zwei Induktivitäten den Meßgrößenaufnehmer bildet. Die Messung wird mit Netzfrequenz durchgeführt. Der Meßbereich beträgt selten mehr als $\pm 50\,\mu$m. Zur Längen- und Dickenmessung können auch *Dehnungsmeßstreifen* benutzt werden, bei denen die Änderung des elektrischen Verhaltens unmittelbar auf ein Anzeigewerk übertragen werden kann. Zur Längenmessung bzw. zur Wegmessung ist auch der induktive „Wegaufnehmer" von Hottiger geeignet, der Wege von ± 1, ± 10 und ± 50 mm messen kann. Er besteht aus einer Differentialspule mit Tauchkern sehr kleiner Abmessungen und geringer Induktivität, so daß er nicht mehr mit Netzfrequenz arbeiten kann. Bei Verwendung eines Verstärkers kann bei Änderungen von 0,5% des Meßweges bereits Vollausschlag erzielt werden. Eine andere Anordnung gestattet die tastlose Messung. Sie weist eine mit einem Eisenkern versehene Spule auf, die mit einem dünnen Mantel aus ferromagnetischem Material umgeben ist. Die magnetisch offene Stirnseite ist plangeschliffen. Das eine Ende der Wicklung ist mit dem Kern, das andere mit dem Mantel verlötet. Die Spule wird mit dem Gewindestutzen an der Meßstelle befestigt. Wirkt die Meßgröße, also die Wegänderung, auf den Abstand zweier in Reihe geschalteter Spulen ein, so wird sie in eine Induktivitätsänderung umgeformt. In beiden Fällen wird diese an einer Brückenschaltung abgelesen.

Das Wirbelstromverfahren ist zur kontinuierlichen Dickenmessung an Blechen und Folien geeignet. Man bringt den Prüfling dabei zwischen Primär- und Sekundärwicklung eines Lufttransformators, der von einem Oszillator gespeist wird. Die über einen Verstärker gemessene Sekundärspannung hängt im wesentlichen von der Wirbelstrombildung im Prüfling ab. Allerdings darf sich bei diesen Messungen die Leitfähigkeit nicht ändern, z. B. bei unregelmäßig erhitzten Blechen oder bei Messing.

Banddickenmessungen an unmagnetischen Werkstoffen können auch nach dem Magnetsondenverfahren vorgenommen werden. Die Sonde ist ein dem Magnetverstärker ähnliches Gerät und besteht aus zwei gleichen Transformatoren, deren stabförmige Kerne hintereinander gelagert sind. Die Primärspulen werden in entgegengesetzter Richtung von einem Wechselstrom durchflossen, die Sekundärspulen sind hintereinandergeschaltet. Bei der Dickenmessung wird zwischen zwei oberhalb und unter-

halb der Sonde angeordneten Magneten ein Magnetfeld erzeugt. Der Prüfling wird zwischen die Sonde und einen ihn berührenden Magneten gebracht; der zweite Magnet ist als Kompensationsmagnet so eingestellt, daß das Gleichfeld in der Sonde nur dann verschwindet, wenn die Dicke des Prüflings dem Sollwert entspricht. Jede Abweichung verursacht eine Abstandsänderung und stört die Kompensation. Das verbleibende Magnetfeld erzeugt am Sondenausgang eine Wechselspannung; diese wird gefiltert, verstärkt und phasenempfindlich gleichgerichtet. Da die Anordnung nur wenig Raum bedarf, kann das Verfahren in Mehrfachanordnung angewendet werden, z. B. zur kontinuierlichen Dickenmessung an 10 gleichmäßig verteilten Stellen in der ganzen Breite des Prüflings. Mittels elektrischer Abtastung können die Meßergebnisse als nebeneinanderliegende Leuchtstreifen auf einer Fernsehbildröhre abgebildet und beobachtet werden.

Das Magnetflußverfahren wurde zum Messen der Dicke ferromagnetischer Bleche entwickelt. Ein Magnetjoch, das mit einem Induktionsflußmeßgerät, z. B. einem Kriechgalvanometer oder einem Hall-Generator, verbunden ist, wird auf das Prüfgut aufgesetzt. Dabei ändert sich der magnetische Fluß um einen kleinen Betrag $\Delta\Phi$, der an dem Meßgerät angezeigt wird. Der Magnet ist so dimensioniert, daß das Prüfgut magnetisch gesättigt wird. Ist B_s die Sättigungsinduktion, d die Dicke des Bleches und l die konstante Meßlänge, so besteht die Beziehung $\Delta\Phi = B_s dl$, so daß daraus d ermittelt werden kann. Das Verfahren kann für Blechdicken bis 4 mm mit Kriechgalvanometer, für Blechdikken bis 12 mm mit Hall-Generator angewendet werden. Voraussetzung ist in beiden Fällen eine mittlere Bandgeschwindigkeit, da bei höheren Geschwindigkeiten keine magnetische Sättigung eintritt.

Dickenmessungen mit Ultraschall werden meist nach einem Resonanzverfahren durchgeführt. Auf das zu prüfende Werkstück wird ein möglichst aperiodischer Schwinger aus Quarz oder Bariumtitanat aufgesetzt, der durch einen Röhrenoszillator erregt wird. Bei Resonanz treten im Prüfling stehende Wellen auf, wenn die Dicke mit einer oder mehreren Wellenlängen übereinstimmt. Die Energieaufnahme des Schwingers erreicht dabei ein Maximum, was durch Anstieg des Anodenstroms an einem Drehkondensator ebenso abgelesen werden kann wie Abweichungen durch Änderungen des Anodenstroms. Mittels Ultraschalls lassen sich auch große Längen messen, z. B. bei der Ortung in der Seefahrt.

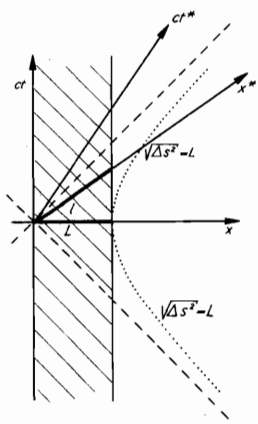
Zur Dickenmessung dünner Schichten auf Metallen u. ä. Werkstoffen sind auch Thermosonden anwendbar, die nach Art der Thermoelemente aufgebaut sind. Wird die zu prüfende Schicht durch einen Strom konstanter bekannter Stärke erwärmt und auf der Ober- und der Unterseite des Werkstücks je ein Temperaturfühler angebracht, so ist es möglich, die Dicke der Schicht aus der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeit von Träger- und Schichtwerkstoff zu bestimmen, da diese der Dicke des betreffenden Stoffs proportional ist.

Die radioaktive Strahlung kann zur Längenmessung ausgenutzt werden, wenn die Absorption und die Rückstrahlung dafür herangezogen werden. Für die Wahl des Strahlers ist die erforderliche Empfindlichkeit maßgebend. Bei der Messung der Dicke einer Flächenbelegung ändert sich infolge von Dickenunterschieden die Strahlungsintensität. Die Meßunsicherheit des Verfahrens beträgt $\pm 10^{-4}$ g/cm². In Kaltwalzwerken benutzt man Bremsstrahlungsmeßanlagen. Als Empfänger dienen Ionisationskammern mit dünnen Schichten von Material hoher Ordnungszahl, um die Sekundärstrahlung zum Auslösen des Ionisationsstroms zu verstärken. Anstelle von Isotopen kann auch die Strahlung von Röntgenröhren verwendet werden, was jedoch ziemlich aufwendig ist. Radioaktive Verfahren haben den Vorteil, daß sie berührungsfrei messen, doch können Fremdkörper auf dem Meßgut erhebliche Fehler verursachen. Neben der direkten Bestimmung von Schichtdicken ist auch die Messung des Abriebs bewegter Teile von Interesse.

Alphastrahlung läßt sich wegen des steilen Abfalls der Absorptionskurve nur für sehr dünne gleichmäßige Schichten mit einer Flächenmasse unter 5 mg/cm² verwenden. Betastrahlung ist für durchstrahlbare Schichten mit Flächenmassen zwischen 1 mg/cm² und 1 g/cm² und auch für Rückstreumessungen an nicht durchstrahlbaren Proben, z. B. Beschichtungen, geeignet. Röntgenstrahlung ist für Schichtdicken mit Flächenmassen über 1 g/cm² anwendbar, Gammastrahlung erst von Flächenmassen über 10 g/cm² an, auch hiermit lassen sich Rückstreumessungen durchführen. Grundsätzlich ist der Nachweis der Strahlung über Kompensationsverfahren zu führen.

Zum Messen großer Längen dienen die Verfahren der → Entfernungsmessung.

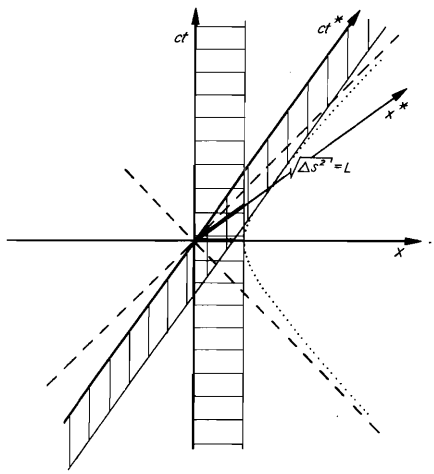
Längenkontraktion, *Lorentz-Kontraktion, Fitzgerald-Lorentz-Kontraktion,* von Lorentz und Fitzgerald aufgestellte Hypothese zur Erklärung des negativen Resultats des Michelson-Versuchs. Ein Stab erscheint bei Bewegung in Längsrichtung verkürzt: $l = L\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$; L ist die Länge im Ruhsystem, l die Länge im Zustand der Bewegung gegen den Beobachter. Die



1 Längenkontraktion durch Pseudodrehung des Maßstabs (x-Achse)

Langevin-Debye-Gleichung

spezielle Relativitätstheorie erklärt die L. als Folge der → Relativität der Gleichzeitigkeit. Im Ruhsystem Σ des Stabes begrenzen die Weltlinien der Endpunkte einen Streifen parallel zur ct-Achse (Abb. 1). Im bewegten Bezugssystem Σ^* wird wegen der Relativität der Gleichzeitigkeit eine andere vierdimensionale Strecke gemessen (parallel der x^*-Achse), und diese ist ersichtlich kürzer als L. Die L. ist analog der → Zeitdilatation ein Perspektiveeffekt: Ein in Σ^* ruhender Stab wird in Σ ebenso verkürzt gesehen, wie der in Σ ruhende Stab in Σ^* verkürzt gesehen wird (Abb. 2).



2 Symmetrie der Längenkontraktion

Die L. erklärt das negative Ergebnis des Michelson-Versuchs, wenn die Achsen senkrecht bzw. parallel zur Geschwindigkeit des fiktiven Mediums der Lichtausbreitung angeordnet sind. Das Ergebnis des Michelson-Versuchs und die von Champeney verbesserte Lichtgeschwindigkeitsmessung können die L. als Hypothese innerhalb der Newtonschen Mechanik nicht erklären. Die L. gibt Anlaß zur Formulierung des → Maßstabparadoxons.

Langevin-Debye-Gleichung, eine Beziehung, die in einfacher Form die Überlagerung permanenter und induzierter Dipolmomente in einem Dielektrikum behandelt. Man geht davon aus, daß in einem Dielektrikum Moleküle mit permanentem Dipol vorliegen, dem durch das Feld ein induzierter Dipol überlagert wird. Das Gesamtdipolmoment für ein Molekül hat die Form $\vec{p}_{ges} = \vec{p} + \alpha\vec{E}$. Dabei ist $\vec{p}$ das permanente Dipolmoment, α die Polarisierbarkeit und $\vec{E}$ der Vektor der elektrischen Feldstärke.

Die L.-D.-G. läßt sich ableiten, indem man zunächst die permanenten Dipole vernachlässigt und $\varepsilon_{rel} - 1 = \alpha N/\varepsilon_0$ erhält. Zweitens betrachtet man allein die permanenten Dipole $\varepsilon_{rel} - 1 = N\dfrac{\vec{p}^2}{3kT\varepsilon_0}$. Dabei sind ε_0 die Dielektrizitätskonstante, k die Boltzmannsche Konstante, T die Temperatur, N die Zahl der Dipole je Volumeneinheit und ε_{rel} die relative Dielektrizitätskonstante. Die Summation beider Ausdrücke ergibt die L.-D.-G. $\varepsilon_{rel} - 1 = \dfrac{N}{\varepsilon_0}\left(\alpha + \dfrac{\vec{p}^2}{3kT}\right)$.

Über den Zusammenhang makroskopischer Größen → Clausius-Mosottische Formel.

Langevin-Funktion, → Dielektrizitätskonstante, → Curiesches Gesetz.

Langevin-Gleichung, Bewegungsgleichung eines Teilchens, das mit anderen Teilchen eines Mediums in unregelmäßiger Wechselwirkung steht. Die L.-G. lautet $m\dfrac{d\vec{v}}{dt} = -mv\vec{v} + \vec{K}(t)$. Hierbei ist $\vec{v}$ die Teilchengeschwindigkeit und m die Masse des Teilchens. Der Einfluß des umgebenden Mediums ist in zwei Teile aufgespalten. Der erste Term $-mv\vec{v}$ ist die makroskopische Reibungskraft, die auf das Teilchen ausgeübt wird und die sich als Mittelwert der Gesamtkraft über ein genügend großes Zeitintervall bzw. über sehr viele Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ ergibt. Bei praktischen Rechnungen wird hierfür meist eine Reibungskraft gemäß dem Stokesschen Reibungsgesetz angenommen. Im zweiten Term $\vec{K}(t)$, der sich also im Mittel weghebt, ist der unregelmäßig zeitlich schwankende Anteil der Kraft zusammengefaßt, der durch die Wechselwirkungen mit den unmittelbar benachbarten Teilchen zustande kommt. Er ist unabhängig von $\vec{v}$ und sorgt für die Teilnahme des Teilchens an der thermischen Bewegung des umgebenden Mediums. Ohne diesen zweiten Term würde das Teilchen infolge der Reibungskraft nach einiger Zeit vollständig abgebremst werden. Voraussetzung für die Gültigkeit der L.-G. ist, daß ein Zeitintervall existiert, in dem einerseits sehr viele Schwankungen von $\vec{K}(t)$ stattfinden, andererseits aber die Gesamtänderung von $\vec{v}$ klein ist. Die Bewegungsgleichung des Teilchens in der klassischen Mechanik mit Berücksichtigung der Reibung ergibt sich aus der L.-G. als zeitlicher Mittelwert bzw. Mittelwert über eine Gesamtheit von Systemen. Die L.-G. wurde zuerst von P. Langevin in der Theorie der Brownschen Bewegung angewandt, wo sie die Bewegungsgleichung eines kleinen unter dem Mikroskop beobachtbaren Teilchens ist, das in Wechselwirkung mit den Molekülen des umgebenden Mediums steht.

Langevin-Methode, → Nichtgleichgewichtsschwankungen.

Langlebensdauerröhre, eine Elektronenröhre, bei der eine Garantie für die Betriebsfähigkeit von 10000 Stunden gegeben wird, bei einer konstanten Ausfallrate während dieser Zeit von $1{,}5 \cdot 10^{-6}$/h. L.n werden dort eingesetzt, wo der Röhrenwechsel große Schwierigkeiten bereitet und eine hohe Betriebssicherheit gewährleistet sein muß.

Langley, ly, inkohärente Einheit der Flächendichte der Strahlungsenergie in der Meteorologie. Keine Vorsätze erlaubt. Das Langley ist die je 1 cm² der Erdoberfläche einfallende Sonnenenergie von 1 cal. $1\ \text{ly} = 1\ \text{cal/cm}^2 = 4{,}19 \cdot 10^4\ \text{J/m}^2$.

Langmuir-Sonde, → Plasmasonde.

Längsaberration, numerische Größe der optischen → Abbildungsfehler in Richtung der optischen Achse.

Längsdämpfung, allgemein die → Dämpfung einer Welle in Längsrichtung, d. h. in Ausbreitungsrichtung, im Gegensatz zur *Querdämpfung* (Dämpfung senkrecht zur Ausbreitungsrich-

tung) und zur *Schrägdämpfung* (Dämpfung schräg zur Ausbreitungsrichtung). In der Theorie der elektrischen Leitungen (→ Leitungsgleichungen) wird als L. die Größe $d_1 = \frac{R}{\omega L}$ bezeichnet; R ist dabei der Widerstandsbelag (Widerstand je Längeneinheit) und L der Induktivitätsbelag einer elektrischen Doppelleitung, ω ist die Kreisfrequenz.

Als Querdämpfung wird entsprechend die Größe $d_2 = \frac{G}{\omega C}$ bezeichnet; G ist dabei der Leitwertsbelag und C der Kapazitätsbelag der Doppelleitung.

Längsschwinger, stab- oder rohrförmige Schwinger aus elastischem Material, deren größte Schwingungsamplitude in der Richtung ihrer Längsausdehnung liegt. L. führen Longitudinalschwingungen aus. Sie können mechanisch (longitudinal schwingender Stab im → Kundtschen Rohr), piezoelektrisch (→ Schwingquarz) oder magnetostriktiv (→ Ultraschall) angeregt werden.

Längsstrahler, → Antenne.

Längstwellen, → Frequenz.

Längswelle, → Welle.

Langwellen, → Frequenz.

Lanthanboridkatode, eine von Lafferty entwickelte Katode, die in Verbindung mit dem beim Ionisationsvakuummeter angewandten Meßprinzip nach Bayard-Alpert (→ Vakuummeter) für volumetrische Adsorptionsmessungen und Gasanalysen in kleinen abgeschlossenen Volumina unter extremen Vakuumbedingungen eingesetzt wird. Zur Herstellung von Bayard-Alpert-Röhren mit LaB_6-Drahtkatoden wird auf einen dünnen Trägerdraht eine Paste aus Kollodium, Amylazetat und LaB_6-Pulver im Verhältnis 1 : 5 : 7 bei 1800 °C im Hochvakuum aufgesintert bzw. im Plasmasprühverfahren aufgebracht. Mit Hilfe von Lanthanhexaboridkatoden lassen sich für den Betrieb von Bayard-Alpert-Röhren hinreichend konstante und hohe Emissionsströme bei wesentlich niedrigeren Temperaturen erzeugen als bei Wolframkatoden. So beträgt z. B. die Temperatur einer LaB_6-Katode etwa 800 °C für einen Emissionsstrom von 10^{-6} A gegenüber 1500 °C bei W-Katoden. Die chemische und physikalische Veränderung des Substrates, wie sie an heißen, häufig weißglühenden W-Katoden beobachtet werden, wird hierdurch beträchtlich herabgesetzt. Die thermische Spaltung des Restgases und die Gasaufzehrung beeinträchtigen exakte Vakuummessungen ebenso wie genaue Adsorptionsmessungen an Festkörperoberflächen. Neben der Aufspaltung leicht dissoziierbarer Gas- und Dampfmoleküle an weißglühenden Wolframkatoden und einer sich daran anschließenden Umsetzung an der inneren Glaswand des Systems, die nach Hickmott insbesondere auch bei Messungen von Wasserstoffdrücken in UHV-Systemen zu falschen Ergebnissen führt, erschweren auch Ionisation und Anregung der Substratmolekeln die Interpretation von Adsorptionsmessungen. LaB_6-Katoden sind sauerstoffempfindlich. Messungen mit diesen Katoden sind nur bis zu einem Sauerstoffpartialdruck von weniger als 10^{-6} Torr möglich.

Lanthanide, Übergangselemente mit Ordnungszahlen zwischen 58 und 71. Da die nichtaufgefüllte 4*f*-Schale stark lokalisiert ist, sind die magnetischen Momente im Festkörper oder in Verbindungen und im freien Atom fast gleich. Als Wechselwirkung kommt nur ein indirekter Austausch in Frage, der sehr gut durch ein → Heisenberg-Modell beschrieben wird. Die Ordnung der magnetischen Momente in den L.n ist oft kompliziert und hängt von der Temperatur ab (→ magnetische Struktur).

Laplace-Gleichung, → Potentialtheorie.

Laplace-Operator, der Differentialoperator der Gestalt $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. In Kugelkoordinaten $x = r \sin\theta \cos\varphi$, $y = r \sin\theta \sin\varphi$, $z = r \cos\theta$ ausgedrückt hat er die Gestalt $\Delta = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}$. Der Term $\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)$ ist mit $\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2} r$ identisch. In Zylinderkoordinaten $x = \varrho\cos\varphi$, $y = \varrho\sin\varphi$, $z = z$ hat der L.-O. die Gestalt $\Delta = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial\varrho}\left(\varrho\frac{\partial}{\partial\varrho}\right) + \frac{1}{\varrho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Die Untersuchung der Lösungen von Gleichungen der Gestalt $\Delta U(x, y, z) = 0$ oder $\Delta U(x, y, z) = \varphi(x, y, z)$, die in der Physik bei vielen Problemen auftauchen, ist Aufgabe der Potentialtheorie.

Laplacesche Gleichung, svw. Potentialgleichung.

Laplacesche Nebularhypothese, → Kosmogonie.

Laplacescher Dämon, ← Determinismus.

Laplacescher Determinismus, → Determinismus.

Laplacesches Gesetz, svw. Biot-Savartsches Gesetz.

Laplace-Transformation, das Integral $f(s) = \int_0^\infty F(t)\,e^{-st}\,dt$ ist die Laplace-Transformierte der Funktion $F(t)$. Umgekehrt gilt $F(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} f(s)\,e^{st}\,dt$, wobei γ eine beliebige reelle Zahl ist, so daß $f(s)$ in der komplexen Halbebene rechts von $\mathrm{Re}(s) = \gamma$ analytisch ist. Die L.-T. ist, ebenso wie die Fourier-Transformation, in der Physik von großem Interesse, weil viele, relativ komplizierte Operationen an der Funktion $F(t)$ nach Übertragung auf die Laplace-Transformierte einfacher werden. Beispiele hierfür sind: 1) Wenn $f(s)$ die Laplace-Transformierte der Funktion $F(t)$ ist, so ist die Laplace-Transformierte der Funktion $\Phi(t) = \int_0^t F(z)\,dz$ einfach $\frac{1}{s}f(s)$. — 2) Die Laplace-Transformierte der Ableitung $\frac{d}{dt}F(t)$ ist dann $sf(s) - F(0)$. — 3) Die Laplace-Transformierte der *Faltung* $\int_0^t F_1(z)\,F_2(t-z)\,dz$ zweier Funktionen $F_1(t)$ und $F_2(t)$ ist das Produkt $f_1(s)\cdot f_2(s)$ der Laplace-Transformierten der beiden Funktionen. — 4) Umgekehrt ist die Laplace-Trans-

Laportesche Auswahlregel

formierte des Produktes von $F_1(t)$ und $F_2(t)$ gegeben durch $\frac{1}{2\pi i}\int_{-i\infty}^{+i\infty} f_1(s-z)f_2(z)\,dz$.

Durch diese Eigenschaften ist es oft möglich, relativ komplizierte Differentialgleichungen durch Übergang zu der Laplace-Transformierten zu lösen.

Die Laplace-Transformierten $f(s)$ einiger wichtiger Funktionen $F(t)$ sind in der folgenden Tabelle enthalten:

Tab. Laplace-Transformierte wichtiger Funktionen

$F(t)$	$f(s)$
1	$\frac{1}{s}$
t^z für Re $(z) > -1$	$\frac{\Gamma(z+1)}{s^{z+1}}$
e^{at}	$\frac{1}{s-a}$
$\cos \omega t$	$\frac{s}{s^2+\omega^2}$
$\sin \omega t$	$\frac{\omega}{s^2+\omega^2}$
$\cosh \omega t$	$\frac{s}{s^2-\omega^2}$
$\sinh \omega t$	$\frac{\omega}{s^2-\omega^2}$
$(1-e^{-t})\,t^{-1}$	$\ln\left(1+\frac{1}{s}\right)$

Lit. G. Doetsch: Tabellen zur L. und Anleitung zum Gebrauch (Berlin, Göttingen 1947).

Laportesche Auswahlregel, → Atomspektren.

Larmor-Frequenz, → Larmor-Präzession.

Larmor-Präzession, die von Larmor beschriebene Präzessionsbewegung, die ein atomarer magnetischer Dipol in einem konstanten Magnetfeld um die Feldrichtung herum ausführt. Diese Bewegung ist ähnlich der Präzession eines mechanischen Kreisels. Man geht davon aus, daß sich ein Elektron – sein Spin sei hier vernachlässigt – mit dem Drehimpuls $\vec{l}$ auf einer geschlossenen Bahn bewegt. Dieses Elektron kann z. B. in der Atomhülle eines Atoms gebunden sein. Auf Grund seiner Bewegung stellt es einen magnetischen Dipol mit dem Dipolmoment $\vec{m} = (\mu_0 e/2m_e)\,\vec{l}$ dar. Hierbei sind m_e die Elektronenmasse, e die Elektronenladung (negativ!) und μ_0 die Induktionskonstante. In einem schwachen äußeren Magnetfeld $\vec{H}$ führt der Dipol unter dem Einfluß des äußeren Drehmoments $\vec{m} \times \vec{H}$ nach der Bewegungsgleichung $d\vec{m}/dt = -(\mu_0 e/2m_e)\,\vec{H} \times \vec{m}$ eine Präzessionsbewegung mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_L = -(\mu_0 e/2m_e)\,\vec{H}$ um die Richtung des Magnetfeldes aus, woraus sich die *Larmor-Frequenz* zu $\nu_L = \omega_L/2\pi$ ergibt. Die L.-P. spielt bei der Erklärung des Diamagnetismus eine wesentliche Rolle.

Laser (Abk. für *L*ight *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation, 'Lichtverstärkung durch induzierte Strahlungsemission'), *optischer Maser, Lichtverstärker, Quantenverstärker, Quantengenerator* (besonders in der sowjetischen Literatur gebräuchlich), ein quantenelektronischer Verstärker und Generator im Lichtwellenbereich (im Unterschied zum → Maser als quantenelektronischem Verstärker und Generator im Mikrowellenbereich).

Ein aktives Medium, wie es im L. enthalten ist, das Licht einer oder mehrerer Wellenlängen verstärken kann, entspricht im Prinzip den zur Verstärkung in der Hochfrequenztechnik dienenden Elementen wie Transistor und Elektronenröhre. Tatsächlich hat aber der L. als Verstärker bisher noch keine praktische Anwendung gefunden; dagegen hat er als Oszillator eine hohe Bedeutung erlangt. Früher war es im optischen Bereich nicht möglich, Generatoren aufzubauen, die in ihren wesentlichsten Eigenschaften den Generatoren der hochfrequenztechnischen Bereiche entsprechen. Die bekannten konventionellen Lichtquellen, also thermische Strahler und Gasentladungslampen, senden ein breites, regelloses Frequenzgemisch aus; zwischen verschiedenen räumlichen Punkten des elektromagnetischen Strahlungsfeldes besteht keine Phasenkorrelation. Diese Strahlung wird als *polychromatisch* und *inkohärent* bezeichnet. Erst der L. führte zu einem Generator, dessen Strahlungsfeld eine hohe Monochromasie und Kohärenz aufweist. Der Laser-Oszillator besteht – ganz entsprechend den Hochfrequenz-Oszillatoren – aus dem verstärkenden Element, den selektiven Einrichtungen und einem Rückkopplungsweg. Beim Laser-Oszillator werden Frequenzselektion und Rückkopplung durch einen optischen Resonator bewirkt. Dieser Resonator besteht im allgemeinen aus zwei Spiegeln, die einander gegenüberstehen (Fabry-Perot-Resonator). In diesem Resonator ist das aktive Medium angeordnet. Sofern die Lichtverstärkung im aktiven Medium die Verluste einer zwischen den Spiegeln hin- und herlaufenden Welle übersteigt, tritt Selbsterregung auf. Die Auskopplung der nutzbaren Ausgangsleistung erfolgt meist durch einen Spiegel hindurch, der eine angemessene Durchlässigkeit besitzen muß.

1) Wirkungsprinzip. Das Wirkungsprinzip des L.s beruht auf quantenmechanischen Vorgängen in Materie. Atome, Ionen und Moleküle können in verschiedenen Energiezuständen existieren. Als einfaches Beispiel sei angenommen, daß zwei mögliche Energiezustände 1 und 2 auftreten. Die ihnen zugeordneten Energieniveaus sind E_1 und E_2, wobei $E_2 > E_1$ ist. Zwischen den beiden Niveaus sind Quantenübergänge möglich. Dabei wird elektromagnetische Strahlung der Energie $E_2 - E_1$ absorbiert oder emittiert, was in Form von Lichtquanten der Energie $hf = E_2 - E_1$ erfolgt. Es bedeuten h die Plancksche Konstante und f die Frequenz. Erfolgt der Übergang von Niveau 1 nach 2, so wird Strahlung dieser Wellenlänge absorbiert; erfolgt der Übergang von Niveau 2 nach 1, so findet Emission statt. In Materie, die sich im thermischen Gleichgewicht befindet, haben die niedrigen Energieniveaus stets eine größere Besetzungsdichte als die höheren Energieniveaus. Es gilt die Boltzmann-Gleichung $N_2/N_1 = \exp[-(E_2 - E_1)/kT]$, wobei N_1 und N_2 die Besetzungsdichten sind, die den Energieniveaus E_1 und E_2 entsprechen; T ist die absolute Temperatur und k die Boltzmann-Konstante.

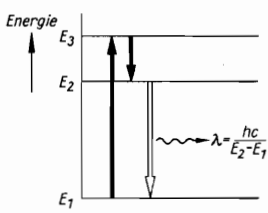
Findet ein Quantenübergang von einem höheren Energieniveau zu einem niedrigeren statt, ohne daß er durch ein Strahlungsfeld verursacht wurde, so spricht man von *spontaner Emission.*

Hierauf beruht z. B. die Lichtstrahlung von Gasentladungslampen; dieser Strahlungsvorgang ist statistischer Art und inkohärent. Wird ein Übergang von einem höheren Energieniveau zu einem niedrigeren jedoch durch ein Strahlungsfeld erzwungen, so bezeichnet man das als *induzierte* oder *stimulierte Emission*. Die Strahlung ist dabei monochromatisch und kohärent. Dieser Vorgang ist für den L. von grundsätzlicher Bedeutung. Die Übergänge zwischen Energieniveaus können aber auch durch andere Einflüsse ausgelöst werden, z. B. bei Ionen in einem Kristallgitter durch Wechselwirkungen mit dem Gitter.

Der Vorgang der stimulierten Strahlungsemission bietet die Möglichkeit der Verstärkung von Lichtquanten. Voraussetzung ist, daß die Materie zunächst in einen nichtthermischen Zustand überführt wird, bei dem die Besetzungsdichte in einem höheren Energieniveau größer ist als in einem unteren. Es muß also eine *Inversion*, d. h. eine Umkehrung der natürlichen Besetzungsdichte erfolgen. Um die Inversion der Besetzungsdichte zu erreichen, muß außer der schwarzen Strahlung, die alle Niveaus zu einer thermischen Besetzungsdichte anregt, eine weitere Energiequelle so auf das Material einwirken, daß die Besetzung bestimmter Energieniveaus bevorzugt geändert wird. Dieser Vorgang wird als *Pumpen* und die aufgewandte Energie als *Pumpenergie* bezeichnet. Die praktische Ausführung ist auf verschiedene Arten möglich.

Die mit einem L. erzeugte Strahlung weist unter anderem folgende Eigenschaften auf: a) Hohe Bündelungsschärfe: Beim Rubinlaser (Abschn. 4a) beträgt der unfokussierte Austrittswinkel etwa 0,5 Winkelgrad, beim Helium-Neon-L. (Abschn. 4c) etwa $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ Winkelgrad. b) Monochromasie und Kohärenz: Die Monochromasie ergibt sich aus der Wirkung des optischen Resonators. Die emittierte Strahlung besitzt einen hohen Grad räumlicher und zeitlicher Kohärenz. c) Hohe Leistungsdichte: Durch die Fokussierung des Laserstrahls lassen sich außerordentlich hohe Leistungsdichten erzeugen. d) Hohe Frequenz: L. arbeiten im Frequenzbereich von etwa $5 \cdot 10^{10}$ Hz bis 10^{15} Hz. Dieser Bereich ist etwa $2 \cdot 10^4$mal so groß wie der gesamte bisher in der Hochfrequenztechnik ausgenutzte Bereich von etwa $5 \cdot 10^{10}$ Hz.

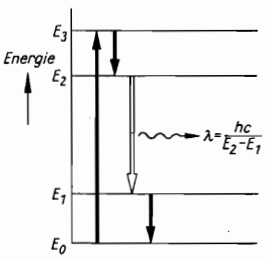
2) Anregung des aktiven Mediums. Das Termschema eines Drei-Niveau-Systems geht



1 Termschema eines Drei-Niveau-Systems

aus Abb. 1 hervor. Der Übergang $E_2 \rightarrow E_1$ entspricht der Wellenlänge λ des zu verstärkenden Lichtes. Durch die Anregung muß eine Überbesetzung $N_2 > N_1$ herbeigeführt werden; dazu wird ein Hilfsniveau E_3 verwendet. Der Zustand E_1 ist der Grundzustand des Systems. Im thermischen Gleichgewicht ist er stärker besetzt als die Zustände E_2 und E_3, d. h. $N_1 \gg N_2, N_3$. Durch geeignete Energiezufuhr werden Übergänge $E_1 \rightarrow E_3$ veranlaßt. Ist die Zeitkonstante für spontane Übergänge $E_3 \rightarrow E_2$ sehr klein gegen die für spontane Übergänge $E_3 \rightarrow E_1$ und $E_2 \rightarrow E_1$, so werden die nach E_3 angehobenen Atome sehr schnell nach E_2 übergehen und die Besetzungszahl N_2 vergrößern. N_3 bleibt dabei klein, so daß weitere Übergänge $E_1 \rightarrow E_3$ erfolgen können. Das Niveau E_2 wird auf diese Weise zu Lasten des Grundniveaus E_1 stärker besetzt, als es dem thermischen Gleichgewicht entspricht. Bei genügender Anregung kann es zu der gewünschten Überbesetzung $N_2 > N_1$ kommen und damit zur Verstärkung von Lichtquanten der Energie $hf = \frac{hc}{\lambda} = E_2 - E_1$. Zur Gruppe der Drei-Niveau-Systeme gehört der Rubinlaser (Abschn. 4a).

Das Termschema eines Vier-Niveau-Systems geht aus Abb. 2 hervor. Der Unterschied gegen-



2 Termschema eines Vier-Niveau-Systems

über dem Drei-Niveau-System besteht darin, daß der Energie der zu verstärkenden Lichtquanten die Energiedifferenz zwischen zwei angeregten Niveaus entspricht; nach Abb. 2 sind das die Niveaus E_2 und E_1. Die Erhöhung der Besetzungszahl N_2 des Niveaus E_2 wird wieder durch einen Anregungsprozeß über ein Hilfsniveau E_3 erreicht. Die zur Überbesetzung $N_2 > N_1$ notwendige Besetzungsdichte N_2 ist jedoch nicht so groß wie beim Drei-Niveau-System, weil die Besetzungsdichte N_1 im thermischen Gleichgewicht hier bereits wesentlich niedriger ist als die des Grundniveaus beim Drei-Niveau-System. Zur Gruppe der Vier-Niveau-Systeme gehören der Neodymlaser (Abschn. 4a) und der Gaslaser (Abschn. 4c); auch der Halbleiterlaser (Abschn. 4d) ist dieser Gruppe zuzuordnen.

Da die Lichtverstärkung auf dem Übergang zwischen zwei Energieniveaus beruht und die Frequenz bzw. Wellenlänge diesem Übergang entsprechen muß, ist die Strahlung des L.s monochromatisch.

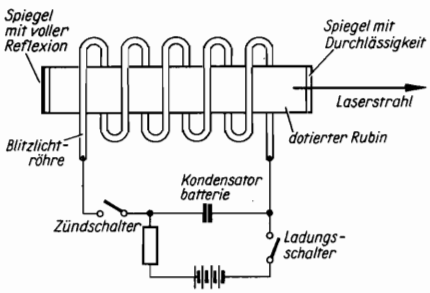
Während die mit Transistoren oder Elektronenröhren arbeitenden Hochfrequenzverstärker im allgemeinen eine große relative Bandbreite besitzen, ist die Bandbreite bei der Lichtverstärkung außerordentlich gering. Die erzielbaren Bandbreiten von 10^8 bis 10^{11} Hz entsprechen bei einer Bandmittenfrequenz des sichtbaren Spektralbereiches von etwa 10^{14} Hz relativen Bandbreiten von 10^{-6} bis 10^{-3}. Die Bandbreite der Laser-Oszillatoren ist noch wesentlich geringer, da die optischen Resonatoren frequenzselektiv sind.

3) Optische Resonatoren. Der optische Resonator besteht aus zwei Spiegeln, zwischen denen sich das aktive Medium befindet. Die Spiegelflächen bewirken die Rückkopplung der elektromagnetischen Welle in das aktive Medium. Es bilden sich bei bestimmten Resonanzfrequenzen stationäre Feldverteilungen, so daß der optische Resonator außer der Rückkopplung noch zusätzlich eine Frequenzselektion bewirkt. Krümmungsradien der Spiegel und Spiegelabstand kennzeichnen die einzelnen Resonatortypen, die unterschiedliche Beugungsverluste und Öffnungswinkel ihrer Ausgangsstrahlung aufweisen. Es gibt ebene, konfokale und sphärische Resonatoren. Nicht jede denkbare Spiegelkombination bei einer vorgegebenen Resonatorlänge eignet sich für den Aufbau eines optischen Resonators. Bei ungünstiger Wahl der Krümmungsradien der Spiegel können die Beugungsverluste je Umlauf größer werden als die Verstärkung, in diesem Fall besteht keine Schwingungsfähigkeit.

4) Laser-Arten. Bisher sind mehr als 50 verschiedene Systeme auf Laserbetrieb untersucht und damit einige hundert verschiedene Frequenzen im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Bereich erzeugt worden. Einen Überblick über verschiedene untersuchte Werkstoffe vermittelt die Tabelle, wobei nur einige typische Werkstoffe als Beispiel angegeben wurden. Die Werkstoffe sind nach ihrem Aggregatzustand geordnet; nach dieser Ordnung ist folgende Klassifizierung üblich: a) Festkörperlaser, b) Flüssigkeitslaser, c) Gaslaser, d) Halbleiterlaser. Zwischen Werkstoff und Inversionsverfahren besteht ein enger Zusammenhang. Häufig erfolgt deshalb die Klassifizierung nach dem Inversionsverfahren in optisch gepumpte L. (die Pumpenergie wird von einer intensiven Lichtquelle geliefert), Gasentladungslaser (die Pumpenergie wird durch Anregung in einer Gasentladung zugeführt) und Injektionslaser (der Pumpvorgang ist ein räumlicher Transport von Elektronen und Löchern).

Die kleinste bisher bei einem L. beobachtete Emissionswellenlänge war $\lambda = 0{,}2358\,\mu m$ ($f = 1{,}272 \cdot 10^{15}$ Hz), die größte bisher beobachtete Emissionswellenlänge $\lambda = 5450\,\mu m$ ($f = 5{,}505 \cdot 10^{10}$ Hz).

a) *Festkörperlaser.* Optisch gepumpte L., bei denen dielektrische Kristalle als aktives Medium dienen, werden allgemein als Festkörperlaser bezeichnet. Um Lasereffekte in Kristallen herbeizuführen, muß das betreffende Wirtmaterial in sehr geringer Konzentration mit einem Material dotiert und aktiviert werden, das Fremdionen mit mehr als einem unpaarigen Elektron enthält. Das bisher am meisten verwendete Material ist synthetisch hergestellter Rubin Al_2O_3, der mit dreiwertigen Chromionen dotiert ist (*Rubinlaser*). Der Kristall hat im allgemeinen die Form eines Stabes. Abb. 3 veranschaulicht den prinzipiellen Aufbau eines pulsbetriebenen Rubinlasers. Die Spiegel, die den optischen Resonator bilden, sind im einfachsten Fall auf die planparallel geschliffenen Stirnflächen des Stabes aufgedampft. Es können aber auch externe Spiegel verwendet werden.

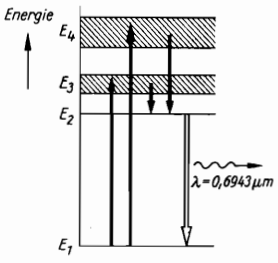


3 Prinzipieller Aufbau eines Rubinlasers

Das vereinfachte Termschema der Chromionen im Rubinkristall geht aus Abb. 4 hervor. Der Rubin hat zwei breite Absorptionsbänder bei $\lambda = 0{,}560\,\mu m$ und bei $0{,}410\,\mu m$. Durch

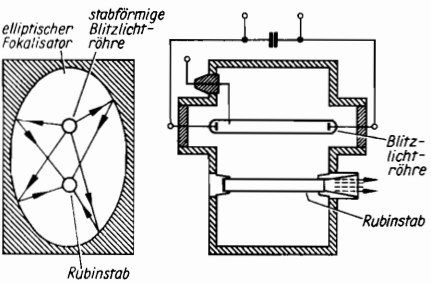
Laserwerkstoffe und Inversionsverfahren

allgemeine Bezeichnung	Aggregatzustand	Werkstoff: Wirtmaterial	Werkstoff: aktives Ion	Inversionsverfahren
Festkörperlaser	fest	Al_2O_3	Cr^{3+}	optisches Pumpen
		$CaWO_4$	Nd^{3+}, Pr^{3+}, Tm^{3+}, Er^{3+}	
		CaF_2	Nd^{3+}, U^{3+}, Sm^{2+}, Dy^{3+}	
		Glas	Nd^{3+}, Gd^{3+}, Ho^{3+}, Yb^{3+}	
Halbleiterlaser		Halbleiter:	GaAs, GaP pn-Schichten	Trägerinjektion
Flüssigkeitslaser	flüssig	organische Moleküle, metallorganische Moleküle		optisches Pumpen
Gaslaser	gasförmig	Edelgase:	He, Ne, Ar, Kr, Xe	Elektronen- und Atomstoß
		Molekülgase:	O_2, N_2, CO, CO_2	Dissoziation
		Metalldämpfe:	Hg, Na, Cs	Elektronenstoß
		organische Dämpfe:	Benzol	optisches Pumpen



4 Vereinfachtes Termschema der Chromionen im Rubinkristall

Einstrahlung von Licht dieser Wellenlänge werden Übergänge vom Grundniveau E_1 in die Hilfsniveaus E_3 und E_4 bewirkt. Diese Niveaus entleeren sich mit einer Zeitkonstante von weniger als 10^{-7} s in das obere Niveau E_2 des Laserüberganges. Die lange Lebensdauer dieses Niveaus von etwa $3 \cdot 10^{-3}$ s hat eine Besetzungszunahme zu Lasten des Grundniveaus E_1 zur Folge. Bei Einstrahlung von genügend intensivem Pumplicht kommt es zur Überbesetzung $N_2 > N_1$ und damit zur Lichtverstärkung für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}6943\,\mu m$. Zur Erzeugung des Pumplichtes wird meist eine Xenon-Blitzlichtröhre verwendet, die ihre Energie aus einer Kondensatorentladung bezieht. Um die Effektivität zu erhöhen, werden die stabförmigen Blitzlichtröhren mit Reflektoren versehen. Der schematische Aufbau einer derartigen Anordnung geht aus Abb. 5 hervor. Die Blitzlichtröhre liegt in einer Brennlinie eines elliptischen Fokalisators, in der anderen Brennlinie befindet sich der Rubinstab.



5 Rubinlaser mit elliptischem Fokalisator

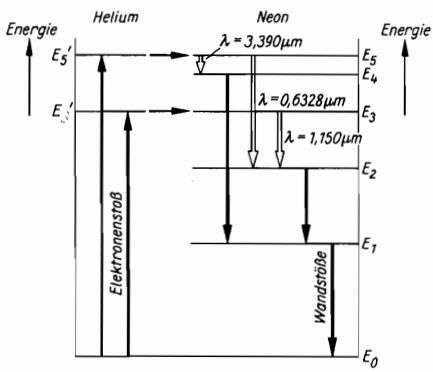
Rubinlaser arbeiten fast sämtlich im Impulsbetrieb. Große Impulsleistungen lassen sich im *Riesenimpulslaser* durch geeignete zeitliche Steuerung der Güte des optischen Resonators erreichen; das Verfahren wird auch als Q-switching bezeichnet. Die Steuerung wird entweder durch Drehspiegel oder von aktiven oder passiven optischen Schaltern herbeigeführt. Damit lassen sich bei einer Impulsdauer in der Größenordnung von 10^{-9} s außerordentlich große Impulsleistungen bis zu 10^{10} W erzeugen.

Neben dem Rubinlaser gibt es eine Anzahl weiterer Festkörperlaser, die mit anderen Materialien arbeiten. Vorteile hinsichtlich der Arbeitstemperatur bietet der *Neodymlaser*, der mit Neodym dotiertes Glas enthält. Dabei liegt der Schwellwert bei Zimmertemperatur so günstig, daß ein kontinuierlicher Betrieb bei erträglichem Aufwand möglich ist.

b) *Flüssigkeitslaser.* Flüssigkeitslaser basieren auf der Ausnutzung des Raman-Effektes. Dieser Effekt äußert sich in einer Lichtstreuung an Molekülen, wobei die Streustrahlung hinsichtlich Energie und Frequenz nicht mit der einfallenden Strahlung übereinstimmt. Beim Flüssigkeitslaser wird diese Streustrahlung künstlich durch einen Rubinlaser angeregt, der als Pumpquelle wirkt. Die in Betracht kommenden Flüssigkeiten, mit denen erzwungene Raman-Emission erzielt wird, sind vor allem aromatische Verbindungen.

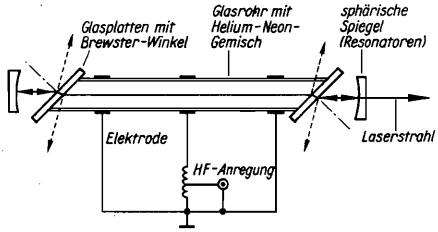
c) *Gaslaser.* Den Atomen oder Molekülen eines Gases kann Energie durch Stoßerregung in einer Gasentladung zugeführt werden. Dabei ist es in mannigfacher Weise möglich, bestimmte Energiezustände zu besetzen. Folgende Gase bzw. Dämpfe erwiesen sich bisher als brauchbare Materialien: Argon, Zäsium, Chlor, Chlorwasserstoff, Helium, Jod, Kohlenstoff, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid, Krypton, Neon, Sauerstoff, Stickstoff, Wasser, Xenon.

Unter den Gaslasern für kontinuierlichen Betrieb hat der *Helium-Neon-Laser* bisher die größte Bedeutung erlangt. Als aktives Medium dient ein Gasgemisch aus Helium und Neon. Dieses Gasgemisch ist ein Beispiel für ein Vier-Niveau-System; das vereinfachte Termschema geht aus Abb. 6 hervor. Die Aufgabe des Hilfsniveaus übernehmen die Niveaus E_3' und E_5' der Heliumatome. Ihre Anregung erfolgt durch Elektronenstoß in einer Gasentladung, die im Gasgemisch kontinuierlich aufrechterhalten wird. Die angeregten Heliumatome geben ihre Energie an Neonatome ab, die dabei in die Niveaus E_3 und E_5 angehoben werden. So kommt es zur Überbesetzung der Niveaus E_3 und E_5 gegenüber den Niveaus E_2 und E_4 der Neonatome und damit zur Verstärkung für Lichtquanten, deren Energie den Übergängen $E_5 \rightarrow E_4$, $E_5 \rightarrow E_2$ und $E_3 \rightarrow E_2$ entspricht. Der Helium-Neon-L. kann somit Strahlung dieser drei Übergänge bei den Wellenlängen $\lambda = 3{,}390\,\mu m$, $\lambda = 1{,}150\,\mu m$ und $\lambda = 0{,}6328\,\mu m$ liefern. Eine Selektion erfolgt durch dielektrische Resonatoren.



6 Vereinfachtes Termschema für ein Helium-Neon-Gemisch

Abb. 7 zeigt den Aufbau eines Gaslasers mit außen liegenden Spiegeln und Hochfrequenz-



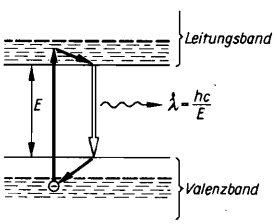
7 Gaslaser mit außen liegenden Resonatorspiegeln und Hochfrequenzanregung

anregung. Die Gasentladungsröhre ist mit Glasplatten abgeschlossen, die unter dem Brewster-Winkel zur Strahlachse angeordnet sind. Das Licht einer Polarisation tritt dann ungehindert durch die Glasplatten hindurch, das Licht der dazu senkrechten Polarisation wird aussortiert. Der Helium-Neon-L. liefert Ausgangsleistungen von etwa 10 mW bei einer Rohrlänge von etwa 1 m und etwa 1 W bei Rohrlängen von 5 m. Mit dem *CO_2-Molekül-Laser* konnten dagegen bei Wellenlängen von etwa 10 μm kontinuierliche Leistungen bis zu 200 W mit Wirkungsgraden von 5 bis 10% erreicht werden. Auch mit dem *Argonionenlaser* wurden kontinuierliche Leistungen in der Größenordnung von 50 W erzielt.

d) *Halbleiterlaser.* Beim Halbleiterlaser wird die Tatsache ausgenutzt, daß beim Übergang eines Elektrons aus dem Leitungsverband in einen freien Platz des Valenzbandes ein Lichtquant der Energie $E = hf = hc/\lambda$ ausgesandt wird, wobei E der Energieabstand der beiden Bänder ist. Solche direkten Übergänge sind vor allem bei den III-V-Halbleiterverbindungen GaAs, GaSb, InAs, InSb und InP beobachtet worden, nicht dagegen bei Ge und Si.

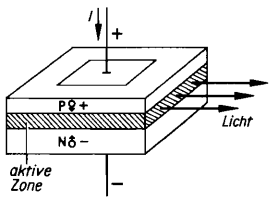
In einem Halbleiter wird die Lage der Ferminiveaus bezüglich der Bandkanten im thermischen Gleichgewicht durch die Dotierung bestimmt. Dieses Gleichgewicht kann durch zusätzliches Einbringen von Elektronen und Löchern gestört werden. Bevor es sich zwischen den Bändern wieder einstellt, bildet sich in der Elektronenverteilung innerhalb der Bänder ein quasithermisches Gleichgewicht aus. Werden zusätzliche Elektron-Loch-Paare in genügender Anzahl gebildet, so kann es zu einer Überbesetzung im Leitungsband gegenüber dem Valenzband kommen und damit zur Lichtverstärkung für die Wellenlänge $\lambda = hc/E$.

Der Halbleiterlaser ist ein Beispiel für ein Vier-Niveau-System; sein Termschema geht aus Abb. 8 hervor. Die Aufgabe der Hilfsniveaus übernehmen hier die kontinuierlichen



8 Termschema eines Halbleiterlasers

Energieniveaus des Leitungs- und Valenzbandes. Ihre Anregung kann durch intensive Lichteinstrahlung, durch Beschuß mit energiereichen Teilchen und durch Injektion von Elektronen und Löchern in den pn-Übergang von Halbleiterdioden erfolgen. Praktische Bedeutung hat nur das Injektionsverfahren erlangt. Die Halbleiterdiode wird meist in Form eines kleinen Quaders hergestellt, dessen Abmessungen in der Größenordnung von 1 mm³ liegen. Die Dicke der aktiven Zone beträgt einige μm. Die planparallelen Endflächen des optischen Resonators liegen senkrecht zum pn-Übergang (Abb. 9).



9 Prinzipieller Aufbau einer Laserdiode

Der Halbleiterlaser zeichnet sich durch seine einfache Anregung und seinen hohen Quantenwirkungsgrad aus, der 50% und mehr betragen kann. Die erforderlichen Diodenströme sind jedoch außerordentlich hoch. Bei Zimmertemperatur sind in der Regel Stromdichten von etwa 20000 A/cm² notwendig. Die damit verbundenen ohmschen Verluste führen zu so hohen Arbeitstemperaturen, daß die Diode zerstört wird. Aus diesem Grund müssen Halbleiterlaser gekühlt werden. Beispielsweise ist die Schwellstromdichte bei GaAs, dem gebräuchlichsten Material für Halbleiterlaser, etwa 8500 A/cm² bei 77 K und nur noch 700 A/cm² bei 4,2 K. Zur Vermeidung der bei hohen Stromdichten auftretenden Erwärmung im Diodenkristall wird der Halbleiterlaser im Impulsbetrieb eingesetzt. Die erreichbaren Leistungen liegen bei einigen Watt. Bei den in letzter Zeit durchgeführten Versuchen mit Mehrschichtdiodenlasern konnten die Schwellstromdichten so weit gesenkt werden, daß bei Zimmertemperatur ein kontinuierlicher Betrieb möglich wurde.

5) Anwendung. a) *L. in der Nachrichtentechnik.* Eines der wichtigsten Anwendungsgebiete des L.s ist die Nachrichtentechnik (→ Lichtnachrichtenübertragung). Der sehr große Spektralbereich des L.s ermöglicht Übertragungsbandbreiten, die mit konventionellen Anlagen der Hochfrequenztechnik bei weitem nicht erreicht werden. Während für den Einsatz des L.s in Erdnähe wegen der Dämpfung durch Molekularabsorption und Niederschlagspartikeln gewisse Einschränkungen bestehen, eignet er sich hervorragend für Nachrichtenverbindungen im Weltraum, weil dort diese Dämpfungen nicht auftreten.

b) *L. für Ortung und Entfernungsmessung.* Der L. läßt sich wegen der erreichbaren hohen Bündelung der Strahlung zum Orten von Objekten einsetzen. Das Wirkungsprinzip gleicht dem der → Radars. Als Sender kann z. B. ein Rubinlaser verwendet werden, der über ein optisches Linsensystem Lichtimpulse aussendet. Die von den Zielobjekten reflektierten Licht-

impulse werden von einem Spiegelteleskop aufgenommen, in einem Photoempfänger in elektrische Signale umgewandelt und nach Verstärkung wie beim Radar zur Auswertung gebracht. Im Weltraum, wo keine lichtabsorbierende Atmosphäre vorhanden ist, können mit dem L. Ortungen über sehr große Entfernungen und mit hoher Genauigkeit vorgenommen werden. Beispielsweise kann mit einem L., der eine Ausgangsleistung von etwa 50 W aufweist, eine Entfernung zwischen zwei Raumflugkörpern von etwa 150000 km mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-5} bestimmt werden. Wie beim Radar läßt sich auch mit dem L. unter Ausnutzung des Doppler-Effektes die Relativgeschwindigkeit eines Objektes messen.

c) *L. zur Materialbearbeitung.* Die Erhitzung im Fokus eines Laserstrahles reicht aus, um praktisch alle absorbierenden Materialien zu schmelzen oder zu verdampfen. Mit einem günstigen Öffnungsverhältnis der Fokussierlinse und idealer Modenselektion liegt der minimal erreichbare Bearbeitungsradius in der Größenordnung einer Wellenlänge, d. h. bei etwa 1 μm. Bei Verwendung gut selektierender Laserresonatoren können bereits mit Impulsenergien von 1 Ws Löcher von 1 bis 2 mm Tiefe und 50 μm Durchmesser in Hartkeramik, Stahl, Wolfram oder Rubin gebohrt werden. Bei einfachen Rubinlasern, in denen z. B. die Laserstäbe direkt verspiegelt oder einseitig offen sind, liegen die notwendigen Impulsenergien um eine Größenordnung höher bei entsprechend größerem Lochquerschnitt. Für Schweißungen an kleinen Teilen sind im allgemeinen Impulsenergien unter 1 Ws ausreichend. Da hier vielfach eine gewisse Wärmeleitung zur Verschweißung erwünscht ist, wird teilweise mit längeren Impulsen bis zu 5 ms Dauer gearbeitet. Ohne größeren Aufwand sind Bearbeitungsdurchmesser oberhalb 50 μm möglich.

Für die Anwendung in der Praxis sind zu nennen: Bohren von Löchern in Bleche und Kristalle, z. B. für Ziehdüsen, Verschweißen von Drähten, Auswuchten kleiner rotierender Objekte durch Verdampfen von Material, Aufdampfen extrem reiner, dünner Metallschichten im Hochvakuum, Herstellen von Masken in der Halbleiterproduktion, Kontaktieren und Abgleichen von Schichtwiderständen. Für einige der genannten Aufgaben reichen bereits die Leistungen von Gaslasern aus.

d) *L. in Medizin und Biologie.* In der Medizin hat der L. zur Behandlung von Netzhautablösungen Anwendung gefunden. Die fokussierte Laserstrahlung wird kurzzeitig auf den Rand der abgelösten Stelle der Netzhaut konzentriert und diese gewissermaßen „angeschweißt", wodurch ein Weitergreifen der Ablösung unterbunden wird. In der Zahnmedizin gelang es, mit fokussierten Laserstrahlen kariöse Stellen von Zähnen zu zerstören. Die Anwendung des L.s zur Zerstörung von Zellgewebe könnte in Zukunft in der Chirurgie Bedeutung erlangen. Für die Biologie ist Laserstrahlung zur Herbeiführung von Mutationen und damit für die Erbforschung von Interesse.

e) *L. in der naturwissenschaftlichen Forschung.* Die Anwendungen beruhen sowohl auf der Möglichkeit der Herstellung hoher Leistungsdichten als auch auf der Monochromasie der Strahlung. Wesentliche Anwendungsgebiete sind Molekülforschung, insbesondere unter Ausnutzung des Raman-Effektes, Infrarotspektroskopie, Relativitäts- und Gravitationsforschung, Längenmessung, Plasmauntersuchungen.

f) *L. als logisches Element.* Die Verwendung des L.s als logisches Element ist wegen der möglichen kurzen Anstiegszeit von 10^{-12} s von Interesse. Mit Lasermaterialien, Resonatoren, Absorbern, Lichtteilern und Reflektoren lassen sich logische Prozesse und Speicherprozesse für extrem hohe Geschwindigkeiten, wie sie in zukünftigen Datenverarbeitungsanlagen auftreten werden, lösen.

g) *L. in der Meßtechnik.* Für meßtechnische Aufgaben wird bevorzugt der Helium-Neon-L. verwendet, da er relativ preiswert ist. Wesentliche Anwendungsgebiete sind die Präzisionslängenmessung mit Hilfe von Laserinterferometern (Messen über Strecken bis zu etwa 5 m sind mit einer Genauigkeit von 10^{-5} mm/m möglich; unter bestimmten Bedingungen sind auch solche genauen Messungen über größere Entfernungen durchführbar); Bewegungs- und Entfernungsmessungen mit Hilfe der Laufzeitmessung (durch die geringe Impulsanstiegzeit von einigen ns ist eine große Genauigkeit erreichbar); Geschwindigkeitsmessungen der Strömung von Flüssigkeiten und Gasen unter Ausnutzung des Doppler-Effektes; Justier- und Leitstrahlverfahren zum Steuern von Bearbeitungsmaschinen, z. B. beim Tunnel-, Straßen- und Brückenbau, bei Drainage- und Bergbauarbeiten sowie zur Festlegung der Trassen im Energieleitungsbau.

h) *L. in Photographie und Holographie.* Die besonderen Eigenschaften des L.s haben zu Verbesserungen in der Photographie geführt und die → Holographie entscheidend beeinflußt. Unter anderem ist der L. mit seinen kurzen periodischen Impulsen eine geeignete Lichtquelle für die Kurzzeitphotographie.

Geschichtliches. Der erste experimentelle Nachweis stimulierter Emission erfolgte 1928 durch Ladenberg und Kopfermann. Purcell und Pound zeigten 1950 den Vorgang einer Inversion. In der Folgezeit erschienen Betrachtungen zum Problem der Mikrowellenverstärker mit stimulierter Emission. 1953 bis 1955 veröffentlichten Weber, Bassow und Prochorow Vorschläge zur Realisierung solcher Verstärker. 1954 beschrieb Townes zusammen mit Gordon und Zeiger den Ammoniak-Gasstrahl-Oszillator. Sie gaben diesem Verstärkertyp die Bezeichnung Maser als Abkürzung für Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Die Erweiterung des Maser-Prinzips auf den optischen Bereich wurde theoretisch 1958 von Schawlow und Townes untersucht. Der experimentelle Nachweis gelang Maiman 1960 unter Verwendung einer Hochleistungsblitzlampe als Pumpquelle; er prägte in Anlehnung an Maser den Begriff Laser.

Lit. Röss: L., Lichtverstärker und Oszillatoren (Frankfurt/M. 1966).

Laserdiode, → Halbleiterdiode.

Laser-Modulationsdiode, → Halbleiterdiode.

Laser-Radar, → Radar.

Last, 1) Wägetechnik: die zu bestimmende Masse, infolgedessen in → Masseeinheiten zu bezeichnen, oft auch der zu wägende Gegenstand selbst. 2) Statik: die von Körpern unter Normfallbeschleunigung ausgeübte Kraft, anzugeben in Krafteinheiten. 3) Elektro-

technik: *Bürde*, der Belastungswiderstand eines Wandlers, der durch das angeschlossene Meßinstrument und seine Zuleitungen gegeben ist.

Lastarm, → Hebel.

Lastebene, svw. Symmetrieebene des Querschnitts durch die Balkenachse, in der alle aus Einzelkräften, Streckenlasten und Momenten bestehenden eingeprägten Lasten und die Stützreaktionen wirken.

Latentbild, → photographischer Prozeß.

latente Wärme, ältere Bezeichnung für → Umwandlungswärme.

Latenzzeit, Zeit, während der eine Erscheinung oder ein Prozeß latent, d. h. verborgen, bleibt bzw. nach der beobachtbar Effekte auftreten.

Lateralvergrößerung, svw. Abbildungsmaßstab.

Laue-Aufnahme, Röntgenbeugungsaufnahme eines stillstehenden Kristalls mit kontinuierlicher (weißer) Röntgenstrahlung. Zu dem auf einem ebenen Film oder einer photographischen Platte aufgezeichneten Beugungsbild tragen aus dem Kontinuum der Röntgenstrahlung nur diejenigen Wellenlängen bei, für die die → Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist. Die radialen streifenförmigen Schwärzungen, die durch Reflexion der Röntgenstrahlung an gebogenen Netzebenen zustande kommen, bezeichnet man als *Asterismus*.

L.-A.n werden hauptsächlich zur Bestimmung der Kristallsymmetrie oder zur Justierung von Kristallen verwendet.

Laue-Bedingungen, → kinematische Theorie.

Laue-Klasse, → Laue-Symmetrie.

Lauesche Indizes, → Indizes.

Laue-Symmetrie, in einem Kristall eine der Raumgruppe (→ Symmetrie) zugeordnete Punktgruppe. Die L.-S. eines zentrosymmetrischen Kristalls ist durch das Symbol seiner Kristallklasse definiert, die L.-S. eines nichtzentrosymmetrischen Kristalls entsteht aus der seiner Kristallklasse entsprechenden Punktgruppe durch Hinzufügen eines Symmetriezentrums.

Die Verteilung der Betragsquadrate $|F(\vec{R}_{hkl})|^2$ der Strukturfaktoren im reziproken Raum (→ Kristallstrukturanalyse) hat als Symmetriegruppe die L.-S. des Kristalls. Aus der L.-S. ergibt sich daher die Symmetrie von Röntgeneinkristalldiagrammen, sofern keine anomale Streuung auftritt (→ Friedelsche Regel). Als *Laue-Klasse* bezeichnet man die Klasse aller Raumgruppen, die derselben L.-S. entsprechen. Es gibt 11 Laue-Klassen.

Läufer, → elektrische Maschine.

Lauffeldröhre, eine Laufzeitröhre. Ein Elektronenstrahl und ein Hochfrequenzfeld laufen in gleicher Richtung, wobei durch eine Verzögerungsleitung die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Hochfrequenzfeldes (im freien Raum Lichtgeschwindigkeit), auf die des Elektronenstrahles verringert wird. Für die Wirkungsweise der L.n sind zwei Erscheinungen wichtig: 1) Durch das Hochfrequenzfeld wird der Elektronenstrahl dichtemoduliert, es kommt zu einer „Paketierung" des Strahles. 2) Die „Elektronenpakete" induzieren bei ihrer Bewegung in der Verzögerungsleitung einen Strom, es kommt zu einer Energieabgabe des Elektronenstrahles an das Feld.

Durch die Wechselwirkung zwischen Hochfrequenzfeld und Elektronenstrahl kommt es zu einer Verstärkung des Hochfrequenzfeldes. Zu den L.n gehören → Wanderfeldröhre, → Wanderfeldmagnetron, → Carcinotron.

Laufkegel, → Kreisel.

Laufzeit, die Zeit, die eine Korpuskel, eine Welle oder ein Signal benötigt, um vom Ursprungsort zu einem geeigneten Empfänger zu gelangen.

Laufzeitanalysator, → Flugzeitmethode.

Laufzeitdiode, → Halbleiterdiode.

Laufzeiteffekt, der bei Elektronenröhren durch die Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden auftretende, gewollte bzw. ungewollte Effekt. Die Laufzeit ist dann wichtig, wenn sie in die Größenordnung der Periodendauer des Hochfrequenzfeldes kommt, durch das sich die Elektronen bewegen; das ist bei Frequenzen von $10^7 \cdots 10^8$ Hz der Fall. Bei gittergesteuerten Elektronenröhren begrenzen die L.e die Verstärkung bei hohen Frequenzen. Bei Laufzeitröhren sind die L.e für die Wirkungsweise notwendig (→ Laufzeitröhre).

Laufzeitkette, *Verzögerungsleitung*, Übertragungsglied der elektrischen Nachrichtentechnik, bei dem die durchlaufenden Signale verzögert werden. Man unterscheidet elektrische L.n und elektroakustische L.n.

1) Die *elektrischen L.n* lassen sich untergliedern in natürliche Leitungen, künstliche Leitungen, Kettenleiter und spezielle Tiefpaßschaltungen.

a) *Natürliche Leitungen*, z. B. Doppelleitungen und Koaxialkabel, besitzen eine über die Länge gleichmäßig verteilte Längsinduktivität und Querkapazität. Für die Angabe der Eigenschaften einer Leitung werden die auf die Längeneinheit bezogene Längsinduktivität L_1 und die Querkapazität C_1 verwendet. Das Ersatzschaltbild einer Leitung besteht aus einer Hintereinanderschaltung von Leitungsabschnitten; jeder Leitungsabschnitt besteht aus einer Längsinduktivität L_1 und einer Querkapazität C_1. Eine Leitung der Länge l besitzt insgesamt eine Längsinduktivität $L = l \cdot L_1$ und eine Querkapazität $C = l \cdot C_1$.

Die Laufzeit, die ein auf den Eingang der Leitung gegebenes Signal benötigt, bis es das Ende der Leitung erreicht hat, ist gleich $\tau = \sqrt{CL} = l\sqrt{C_1 L_1}$. Die Leitung muß dabei am Ende mit einem reellen Widerstand abgeschlossen werden, dessen Betrag gleich ist dem Wellenwiderstand der Leitung $Z = \sqrt{L/C} = \sqrt{L_1/C_1}$.

b) *Künstliche Leitungen* entsprechen in ihrem Aufbau im Prinzip der natürlichen Leitung, sie lassen sich beide durch die gleichen Kenngrößen beschreiben. Die einzelnen Kenngrößen können aber bei der künstlichen Leitung durch den Aufbau und die Dimensionierung so beeinflußt werden, daß bestimmte Eigenschaften verstärkt in Erscheinung treten. Durch Vergrößerung der Längsinduktivität und der Querkapazität je Längeneinheit ist eine entsprechende Erhöhung der Laufzeit möglich. Die Vergrößerung der Längsinduktivität ist durch eine Wendelung des Leiters und durch eine Vergrößerung der Permeabilität zu erreichen, eine Erhöhung der

Querkapazität durch eine Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante. Mit derartigen künstlichen Leitungen, die auch als *Laufzeitkabel* bezeichnet werden, lassen sich Laufzeiten erreichen, die etwa 500mal größer sind als die Laufzeiten natürlicher Kabel gleicher Länge.

c) *Kettenleiter* werden in der Praxis zur Erzeugung kleiner und mittlerer Laufzeiten bevorzugt verwendet, da sie sich leicht aus einzelnen Spulen und Kondensatoren zusammensetzen lassen. Benutzt werden Tiefpaßschaltungen, die aus mehreren, gleichartigen Gliedern bestehen. Jedes Glied enthält eine Längsinduktivität und eine Querkapazität. Die Schaltung des Kettenleiters entspricht dem Ersatzschaltbild der Leitung. Die Dimensionierung solcher Ketten ist praktisch für jede gewünschte Laufzeit und für jeden geforderten Wellenwiderstand möglich. Wird mit L_1 die Längsinduktivität und mit C_1 die Querkapazität eines Gliedes bezeichnet, so ist die Laufzeit eines aus n Gliedern bestehenden Kettenleiters gleich $\tau = n\sqrt{C_1 L_1}$ und der Wellenwiderstand gleich $Z = \sqrt{L_1/C_1}$.

d) *Spezielle Tiefpaßschaltungen* haben ähnliche Wirkungen wie Kettenleiter, jedoch ist die Anzahl der dazu erforderlichen Spulen und Kondensatoren wesentlich geringer. Sie werden vor allem angewandt, wenn Signalverzögerungen bei sehr hohen Betriebsspannungen erfolgen sollen, und die dazu notwendigen Bauelemente dann wegen der Spannungsfestigkeit aufwendig und teuer sind.

2) *Elektroakustische L.* Die Erzeugung größerer Signalverzögerungen auf rein elektrischem Wege erfordert einen verhältnismäßig großen Aufwand. Es wird deshalb der Umweg über eine Ultraschallwelle in beispielsweise einem Glasstab gewählt. Am Eingang und Ausgang sind piezoelektrische Wandler angebracht, die bewirken, daß die elektrischen Schwingungen in Schallwellen und umgekehrt die Schallwellen wieder in elektrische Schwingungen umgewandelt werden. Als Übertragungsmedium dient ein Glasstab, der durch die Wandler zu Scherschwingungen angeregt wird. Die piezoelektrischen Wandler bestehen aus einer dünnen Scheibe einer Blei-Zirkonat-Titanat-Keramik, deren Moleküle durch einen vorhergegangenen Polarisationsprozeß ausgerichtet sind. Der Vektor der remanenten Polarisation liegt parallel zu einer Kante der Keramikscheibe. Wird an die Scheibe eine Wechselspannung gelegt, deren Frequenz in der Nähe der mechanischen Resonanz des Schwingers liegt, so wird dieser zu Scherschwingungen angeregt; umgekehrt ruft eine periodisch wirkende Scherkraft an den Elektroden des Empfängers eine Wechselspannung hervor. Die Dicke der Scheibe beträgt ungefähr eine halbe Wellenlänge der Transversalschwingung, z. B. 0,6 mm. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle liegt bei etwa 2500 m/s.

Ultraschallverzögerungsleitungen finden in der Fernsehtechnik Anwendung. Bei den Farbfernsehsystemen PAL und SECAM (→ Fernsehen) werden im Empfangsgerät zur Decodierung der Farbinformation Verzögerungsleitungen benötigt, die das Farbartsignal um die Dauer einer Bildzeile, das sind 64 μs, verzögern.

Anstelle eines Glasstabes kann auch ein Quarzblock oder eine mit Quecksilber gefüllte Zelle verwendet werden. In derartigen Verzögerungsleitungen wird eine hohe Verzögerung durch Mehrfachreflexion erreicht. Sie finden beispielsweise in der Radartechnik Anwendung. Eine Quecksilber-Verzögerungszelle arbeitet wie folgt: Das ankommende pulsförmige Signal wird an einen auf einem Prisma befestigten goldplattierten Quarzkristall geführt. Die hochfrequenten Schwingungen werden in Ultraschall umgewandelt, der nach Ausbreitung im Quecksilber und nach vielfachen Reflexionen im zweiten Kristall wieder in hochfrequente Schwingungen umgewandelt wird. Die Verzögerung liegt bei etwa 20 μs. Die unerwünschte Seitenstrahlung des Kristalls wird durch Bolzen zerstreut, die Reflexion an horizontalen Flächen durch Querrippen verhindert. Eine Stahlkammer dient als Reservoir bei thermischer Ausdehnung des Quecksilbers.

Weitere Anwendungsgebiete von Verzögerungsleitungen sind Wanderfeldröhren und Maser.

Bei der Wanderfeldröhre müssen die stark differierenden Geschwindigkeiten des elektrischen Feldes und des Elektronenstrahls aneinander angepaßt werden. Das erfolgt durch Verringerung der Phasengeschwindigkeit des elektrischen Feldes durch einen Kettenleiter oder durch eine Wendelleitung. Die Wendelleitung ist verhältnismäßig einfach und wird deshalb in der Praxis bevorzugt.

Eine verzögerte Wellenfortpflanzung, wie sie für den Wanderfeldmaser erforderlich ist, kann mit verschiedenen Arten von Verzögerungsleitungen erreicht werden. Am gebräuchlichsten sind periodische Strukturen. Dabei gibt es zwei Ausführungsformen, nämlich Mäanderstrukturen und Kammstrukturen. Die Mäanderstruktur ist eine ebene Anordnung von identischen parallelen, leitenden Streifen, die in gleichen Abständen angebracht sind und miteinander in abwechselnden Enden verbunden sind. Die Kammstruktur ist eine ebene Anordnung von identischen parallelen, leitenden Zylindern, die durch eine leitende Fläche senkrecht zu ihrer Längsrichtung an einem Ende verbunden sind. Dadurch weisen die Zylinder an einem Ende einen Kurzschluß auf, während das andere Ende offen ist. Die Anregung der Verzögerungsleitung kann entweder mit Hilfe eines Koppelstiftes geschehen, der die Fortsetzung einer Koaxialleitung bildet, oder durch die H_{10}-Welle aus einem Hohlleiter.

Laufzeitkurve, die graphische Darstellung der Laufzeit von verschiedenartigen → seismischen Wellen in Abhängigkeit von der Entfernung vom Epizentrum (→ Erdbeben).

Laufzeitmessung, → Flugzeitmethode.

Laufzeitmethode, svw. Flugzeitmethode.

Laufzeitröhre, eine bei hohen Frequenzen arbeitende Elektronenröhre, bei der die Laufzeit der Elektronen für das Zustandekommen eines Verstärkungs- oder Schwingverhaltens der Röhre notwendig ist. L.n werden in der Dezimeter-, Zentimeter- und Millimeterwellentechnik eingesetzt. Zu den L.n zählen die → Triftröhren, → Lauffeldröhren und → die Bremsfeldröhre.

Laufzeitspektrometer, → Flugzeitmethode.

Laurentsche Reihe, eine Reihe der Gestalt $\ldots b_{-2}(z-a)^{-2} + b_{-1}(z-a)^{-1} + b_0 + b_1(z-a)^1 + b_2(z-a)^2 + \cdots$, die im Unterschied zu einer Potenzreihe nicht nur positive, sondern auch negative Potenzen in $(z-a)$ enthält. Ihre Teilreihe mit positiven Potenzen in $(z-a)$ konvergiert in einem Kreis $|z-a| < R_1$ (→ Potenzreihe). Ihre Teilreihe mit negativen Potenzen in $(z-a)$ hat in der neuen Veränderlichen $z' = (z-a)^{-1}$ die Form $b_{-1}z' + b_{-2}z'^2 + \cdots$ und konvergiert in einem Kreis $|z'| < \frac{1}{R_2}$ um den Nullpunkt. Der Konvergenzbereich der gesamten Reihe ist danach ein *Kreisring*, der durch die beiden Ungleichungen $|z-a| < R_1$, $|z-a| > R_2$ gegeben ist. Dabei muß $R_1 > R_2$ sein, da andernfalls die L. R. nirgends konvergiert. Aus der Theorie der Potenzreihen folgt dann, daß die L. R. in diesem Kreisring *absolut* und *gleichmäßig konvergiert*, daß ihre Summe dort eine reguläre Funktion ist und daß die L. R. *gliedweise differenziert* werden darf. Treten in der Reihe nur endlich viele Glieder mit negativen Potenzen in $(z-a)$ auf, so ist notwendig $R_2 = 0$, sind nur endlich viele Glieder mit positiven Potenzen in $(z-a)$ vorhanden, so ist $R_1 = \infty$.

L. R.n dienen zur Darstellung von Funktionen mit isolierten singulären Punkten in der → Funktionentheorie.

Lautheit, ein Begriff der subjektiven Lautstärkebeurteilung, der mit der Maßbezeichnung Sone angibt, wie laut ein Schalleindruck empfunden wird. Die *n*-fache Sone-Zahl bedeutet den *n*-fachen Lautstärkeeindruck. Die Einheit wurde so gewählt, daß 100 Sone gerade 100 Phon entsprechen (→ Lautstärke).

Lautsprecher, eine Einrichtung zur Umwandlung elektrischer tonfrequenter Wechselströme in Schallsignale. L. werden im allgemeinen zur akustischen Wiedergabe elektrisch verstärkter, aus Mikrophonen, aus der Rundfunkübertragung oder von Schallaufzeichnungen stammender Signale verwendet.

Der als elektromechanischer Wandler im Sinne der → Elektroakustik aufzufassende L. besteht aus einem mechanischen schwingungsfähigen System, das durch seine periodischen Bewegungen Druckschwankungen der Luft hervorruft, die sich als Schallwellen ausbreiten, und aus einem dieses System, z. B. eine Metallmembran, antreibenden, vom tonfrequenten Wechselstrom durchflossenen elektromagnetischen Bauteil.

Ältere Typen waren meist *elektromagnetische L.*, bei denen einer um einen Dauermagneten gewickelten Spule eine eiserne Membran gegenüberstand, die im Takte des von der stromdurchflossenen Spule zusätzlich aufgebauten magnetischen Wechselfeldes erzwungene Schwingungen ausführte. Die Schallabstrahlung wurde durch einen nach einer Exponentialfunktion gekrümmten Trichter aus Pappe, der mit der Membran verbunden war, verbessert.

Bei modernen *dynamischen L.n* steht ein mit einer tiefen schmalen Ringnut versehener Magnet der als Schallabstrahlungsrichter ausgebildeten konischen Pappmembran gegenüber, die mit einer auf einen hohlen Pappzylinder gewickelten Spule verbunden ist. Diese Spule taucht in die Ringnut des Magneten. Die wechselnden elektrodynamischen Kräfte infolge des sich ständig ändernden Magnetfeldes der Spule rufen eine erzwungene mechanische Schwingung der mit der Membran verbundenen Leiter der Spule hervor. Innerhalb der Ringnut bewegt sich die Spule in einem homogenen Magnetfeld. Im Gegensatz zum elektromagnetischen L. werden dadurch nichtlineare Verzerrungen weitgehend vermieden. Wird das stationäre Magnetfeld durch einen Permanentmagneten erzeugt, spricht man von *permanent dynamischen L.n*; geschieht dies durch einen gleichstromgespeisten Elektromagneten, heißen die L. *elektrodynamisch*.

Die Güte eines L.s wird von seiner Frequenzkurve bestimmt, die die Abhängigkeit des Schalldruckes von der Frequenz der Eingangsleistung zeigt. Der Wirkungsgrad der Umsetzung der elektrischen in mechanische Schwingungen und damit in Schall soll für den Bereich der Tonfrequenzen konstant sein, insbesondere sollen keine Resonanzstellen auftreten. Eine Verwirklichung dieser Forderung gelingt nur durch die Kombination mehrerer, für verschiedene Frequenzbereiche ausgelegter L.

Lautstärke, subjektive, stark von der Frequenz des Schallsignals abhängige Hörempfindung, die ein Schallvorgang einer bestimmten objektiven Schallstärke hervorruft. Neben Tonhöhe und → Klangfarbe charakterisiert die L. den subjektiven Eindruck eines Klanges oder Tones.

Die Verknüpfung von Schall- oder Reizstärke und L. gibt das *Weber-Fechnersche Gesetz* in grober Näherung wieder, wonach die Änderung der Empfindungsstärke ΔL proportional dem Logarithmus des Verhältnisses der verglichenen Reizstärken I ist, $L_2 - L_1 \sim \lg (I_2/I_1)$.

Diese Beziehung gestattet die Messung von Lautstärkeverhältnissen bzw. bei Definition einer Normallautstärke auch von absoluten L.n. Die Normallautstärke wurde durch einen Ton von 1000 Hz mit einem Schalldruck von $2 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{dyn \cdot cm^{-2}}$ definiert und entspricht der Hörschwelle (Empfindung $L_1 = 0$), d. h. dem Mittelwert der gerade noch empfindbaren Schallstärke I_0.

Ist I die Schallstärke bzw. p der Schalldruck des zu messenden Tones, dann erhält man die Lautstärke L in *Phon* durch $L = 10 \lg \frac{I}{I_0}$ bzw. $L = 20 \lg \frac{p}{p_0}$.

Ein Schallsignal hat 1 Phon, wenn $\lg I/I_0 = 0{,}1$ oder $I/I_0 = \sqrt[10]{10} = 1{,}259$ gilt. Ist $I/I_0 = 10$, wird $L = 10$ Phon, ist dagegen $I/I_0 = 100$, wird $L = 20$ Phon usw. Für $I = I_0$ wird $\lg I/I_0 = 0$, also auch $L = 0$ Phon.

Einige Beispiele verschiedener L.n gibt die folgende Tabelle an:

Art des Schallsignals	Phon
Hörschwelle	0
Flüstern	20
Unterhaltungssprache	40
lautes Sprechen	60
Schreien	80
Rennmotorrad	100
Flugzeugmotor (4 m entfernt)	120
schmerzender Lärm	130

Mehrere gleichlaute Schallquellen ergeben einen Zuwachs an L. gegenüber einer einzigen Schallquelle, der um so bedeutender ist, je schwächer die Schallquellen sind. Wird bei n Schallquellen die Schallstärke nI, resultiert eine L. $L_{res} = 10 \lg nI/I_0 = L_{einzeln} + 10 \lg n$. Beispielsweise ergeben 10 Schallquellen mit je $L = 30$ Phon eine L_{res} von nur 40 Phon, bei $L = 1$ Phon steigt L_{res} dagegen auf 11 Phon an. Entsprechendes gilt für die Lautstärkeverminderung. Das Abschalten von 9 von 10 Lautsprechern mit je 90 Phon, die zusammen 100 Phon ergeben, bringt z. B. nur eine Verminderung der L. um 10%.

Zur Unterscheidung von der nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz festgelegten L. in Phon wird der Begriff der Lautheit eingeführt, die empirisch in Sone gemessen wird. Die Sone-Skala ist im Gegensatz zur logarithmischen Phon-Skala linear.

Lautstärkemesser, ein elektroakustisches Gerät zur Bestimmung der → Lautstärke, bei dem die Eigenheiten der Lautstärkeempfindung des Gehörs möglichst genau nachgebildet sind.

Die von einem Mikrophon aufgenommenen objektiven Schallstärke- oder Schallpegelwerte werden elektronisch verstärkt. Eine grobe Annäherung an die Gehörempfindung wird dadurch erreicht, daß zwischen Verstärker und Anzeigeteil elektrische Schaltelemente eingefügt werden, die die Schallpegel von Tönen mit sehr hohen und sehr niedrigen Frequenzen anheben. Dadurch entsteht für alle Frequenzen etwa der gleiche Lautstärkeeindruck. Derartige Beeinflussungen sind in internationalen Vereinbarungen festgelegt worden. Danach gewonnene Lautstärkewerte bezeichnet man auch als *bewertete Schallpegel.*

Laval-Düse, → Düse.

Laval-Geschwindigkeit, → kritische Geschwindigkeit.

Laves-Phasen, die größte Gruppe der → intermetallischen Verbindungen.

Lawinendiode, → Halbleiterdiode.

Lawinendurchschlag, → Durchschlag.

Lawinentransistor, → Transistor.

Lawrencium, Lr, auch Lw, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 103, ein Transuran. Zuerst hergestellt wurde 1961 das Isotop ^{257}Lr von Ghiorso, Sikkeland, Larsh und Latimer nach der Reaktion $^{249 \cdots 252}Cf(^{10,11}_{5}B, 2 \cdots 6n)^{257}Lr$. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 8 Sekunden und emittiert α-Teilchen einer Energie von 8,6 MeV. Außerdem ist ^{256}Lr bekannt, das mit einer Halbwertszeit von 45 Sekunden zerfällt.

lb, Tabelle 2, Masse.

L-Band, → Frequenz.

L-Bande, → Farbzentrum.

lbf, Tabelle 2, Kraft.

lb tr, Tabelle 2, Masse.

LCAO-Methode, → Methode der Molekülzustände.

ld, Zeichen für Logarithmus dualis.

Le, → Lewiszahl.

Lebensdauer, τ, **1)** allgemein die Verweilzeit im angeregten Zustand (→ Anregung, → Zustand). Meßbar ist jedoch nur das statistische Mittel über die Gesamtheit identischer Systeme. Es wird als *mittlere L.* bezeichnet.

Der reziproke Wert $1/\lambda = \tau$ der Zerfallskonstante λ beim radioaktiven Zerfall (→ Aktivität 2) wird ebenfalls *mittlere L.* genannt.

2) bei Meßgeräten, Bauelementen und Lehren sowie Materialien, bei denen eine betriebsmäßige Abnutzung auf Grund ihrer Wirkungsweise oder ihrer Struktur unvermeidlich ist, die Zeit von der Inbetriebnahme bis zu ihrem Unbrauchbarwerden infolge von Verschleiß. Die L. wurde ursprünglich nur nach dem natürlichen Verschleiß gemessen, z. B. bei Drehzahlmessern in der Anzahl der Umdrehungen bis zum Aufhören der Funktion, bei anderen Geräten in Betriebsstunden oder in Einheiten der zu untersuchenden Größenart. Neuerdings ist man dazu übergegangen, die L. nach dem Wahrscheinlichkeitsgesetz zu berechnen.

3) bei Ladungsträgern svw. Rekombinationszeit.

Le-Chatelier-Braunsches Prinzip, *Prinzip des kleinsten Zwanges,* das qualitativ die Richtung angibt, in der sich ein thermodynamisches Gleichgewicht unter dem Einfluß eines äußeren Zwanges verschiebt. Es lautet: Übt man auf ein im Gleichgewicht befindliches System durch Änderung einer Zustandsvariablen einen Zwang aus, so ändern sich die anderen Zustandsparameter von selbst in dem Sinne, daß sich dieser Zwang vermindert. Die Gleichgewichtsverschiebung schwächt also die Wirkung des äußeren Einflusses ab. *Beispiele*: Bei Drucksteigerung verschiebt sich das Schmelzgleichgewicht zugunsten der spezifisch schwereren Phase, was eine Volumenverminderung und damit Abschwächung des erhöhten Druckes bedeutet. Da die spezifisch schwerere Phase in der Regel die feste ist, kann man also die flüssige Phase bei erhöhter Temperatur durch Drucksteigerung zum Erstarren bringen. Beim Wasser ist die feste Phase leichter, daher läßt sich Eis durch Druckerhöhung schmelzen. Für die Druckabhängigkeit der Löslichkeit folgt analog, daß diese mit wachsendem Druck zunimmt, falls das Molvolumen des festen Stoffes größer als das partielle Molvolumen des gelösten Stoffes ist und im umgekehrten Falle abnimmt. Für die Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit folgt aus dem Prinzip, daß die Löslichkeit mit wachsender Temperatur zunimmt, falls beim Lösen Wärme frei wird, dagegen abnimmt, wenn Wärme verbraucht wird. Das Le-C.-Braunsche Prinzip läßt sich aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik ableiten.

Lecher-Leitung, nach dem österreichischen Physiker E. Lecher benanntes System zur Fortleitung hoher Frequenzen. Es besteht aus zwei parallelen Drähten, deren Abstand groß gegen den Drahtradius ist. Die L. gehört zu den symmetrischen → Doppelleitungen. Außer der Dämpfung durch die ohmschen Verluste der Leiter und der Verluste durch die nicht unendlich gute Isolation des Dielektrikums tritt bei der L. eine zusätzliche Leitungsdämpfung durch Abstrahlung von Leistung auf. Diese hängt von der Leitungslänge ab. Speist man am Anfang einer homogenen L. eine hochfrequente Wechselspannung $U_{\rightarrow} = U_0 \sin \omega t$ ein, so breitet sich diese längs der Drähte mit der Geschwindigkeit v aus, so daß am Orte x ohne Berücksichtigung der Dämpfung zwischen den Drähten die Span-

nung $U_{\rightarrow} = U_0 \sin\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)$ herrscht. Wird die L. am Ende kurzgeschlossen, so ist die Spannung dort Null, und es bildet sich eine reflektierte (rücklaufende) Welle aus, die gegenüber der hinlaufenden Welle eine Phasenverschiebung von 180° hat: $U_{\leftarrow} = -U_0 \sin\omega\left(t + \frac{x}{v}\right)$. Hin- und rücklaufende Wellen setzen sich zu einer stehenden Welle $U = U_{\rightarrow} + U_{\leftarrow} = -2U_0 \cos\omega t \sin\omega\frac{x}{v}$ zusammen. Die zugehörige stehende Stromwelle ergibt sich aus $I = 2I_0 \sin\omega t \cos\omega\frac{x}{v}$. Im Falle der offenen Leitung muß die Stromstärke am Ende stets Null sein, und es entsteht wiederum eine stehende Welle, die man aus den obigen Gleichungen für U und I erhält, wenn man U mit I vertauscht. An den Stellen, die ein Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ vom Kurzschluß entfernt sind (λ ist die Wellenlänge), hat der Strom ein Maximum (Strombauch) und die Spannung ein Minimum (Spannungsknoten). Um $\frac{\lambda}{4}$ dagegen verschoben liegen die Spannungsmaxima (Spannungsbäuche) und Stromminima (Stromknoten). Strombäuche können mit Glühlämpchen, Spannungsbäuche mit Glimmlämpchen nachgewiesen werden. Für genaue Messungen verwendet man kleine Sonden mit angeschlossenem Gleichrichter und Meßinstrument.

Das akustische Analogon zu den elektrischen stehenden Wellen sind die Kundtschen Staubfiguren.

Leckstrahlung, → Durchlaßstrahlung.

Lecksuchmassenspektrometer, Gerät zum Auffinden kleiner und kleinster Undichtheiten in abgeschlossenen Vakuumsystemen. Hierbei wird ein durch die aufzufindenden und nachzuweisenden Undichtheiten eindringendes Testgas, z. B. Helium, mit einem Massenspektrometer selektiv und der einströmenden Menge proportional angezeigt, womit auch eine quantitative Bestimmung der Leckrate möglich ist. Bei Verwendung von Helium als Testgas können noch Undichtheiten von einigen 10^{-12} Torr · Liter · s^{-1} nachgewiesen werden.

Leduc-Righi-Effekt, svw. Righi-Leduc-Effekt.

LEED, Abk. für *L*ow *E*nergy *E*lektron *D*iffraction, → Beugung 4).

Lee-Modell, einfaches, exakt lösbares, aber unrealistisches Modell der starken Wechselwirkung, in dem die Nukleonen zwei verschiedene innere Zustände, charakterisiert als N- und V-Teilchen, einnehmen können, die durch 2 neutrale Fermionfelder beschrieben werden. Das V-Teilchen kann ein Boson emittieren, das als Θ-Teilchen bezeichnet und durch ein neutrales skalares Bosonfeld beschrieben wird, und vom N-Teilchen absorbiert werden kann: $V \rightarrow N + \Theta$, während $N \rightarrow V + \Theta$ nicht, statt dessen aber der umgekehrte Prozeß $N + \Theta \rightarrow V$ erlaubt ist. N, V bzw. Θ kann mit dem Neutron, Proton bzw. π^+-Meson identifiziert werden, dann ist $p \rightarrow n + \pi^+$ erlaubt, nicht aber $n \rightarrow \pi^+ + p$.

Im L.-M. kann die Renormierung mathematisch exakt ausgeführt werden. Gegenüber realen Theorien treten im L.-M. auch Zustände mit negativer Norm (→ Geisterzustände) auf, d. h., der Zustandsraum trägt indefinite Metrik; diese Zustände können nicht physikalisch interpretiert werden und haben zur Folge, daß die S-Matrix nicht unitär und die Theorie nicht kausal ist.

Eine Erweiterung des L.-M.s ist das *Ruijgrok-van-Hove-Modell*, wo zwei schwere V-Teilchen V_1 und V_2 beliebig viele Θ-Teilchen mit Kopplungskonstanten λ_1 bzw. λ_2 absorbieren und emittieren können: $V_1 \rightarrow V_2 + \Theta$ bzw. $V_2 \rightarrow V_1 + \Theta$; für $\lambda_1 = 0$ geht es in das L.-M., für $\lambda_1 = \lambda_2$ in das skalare Feldmodell über. Bei geeigneter Wahl einer Abschneidefrequenz (→ Abschneidevorschrift) können zwei Typen der Wechselwirkung gefunden werden, die der starken bzw. der schwachen Wechselwirkung ähneln.

Leerlaufspannung, → Stromquelle.

Leerstellen, → Eigenfehlstellen.

Legendresche Differentialgleichung, → Legendresche Polynome.

Legendresche Polynome, Polynome, die durch Orthogonalisierung (→ Schmidtsches Orthogonalisierungsverfahren) der Funktionen $x^0, x^1, x^2, \ldots$ bezüglich des Skalarproduktes $(f, g) = \int_{-1}^{+1} f^*(x) \cdot g(x)\,dx$ (→ Hilbert-Raum) entstehen. Sie haben die Gestalt $P_0 = 1$, $P_1 = x$, $P_2 = \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2}$, $P_n = \frac{1}{2^n \cdot n!}\frac{d^n}{dx^n}(x^2 - 1)^n$. Es gilt die *Orthogonalität* und *Normierung* $\int_{-1}^{+1} P_n(x)\,P_m(x)\,dx = \frac{2}{2n+1}\delta_{nm}$. Ferner ist $P_n(\pm 1) = (\pm 1)^n$ und $P_n(-x) = (-1)^n P_n(x)$. Die L.n P. sind Lösungen der *Legrendreschen Differentialgleichung* $\left\{(1 - x^2)\frac{d^2}{dx^2} - 2x\frac{d}{dx} + n(n+1)\right\} P_n(x) = 0$. Sie lassen sich auch durch folgende Rekursionsformel $(n+1)P_{n+1} - (2n+1)xP_n + nP_{n-1} = 0$ oder aus der differentiellen Rekursionsformel $\frac{d}{dx}\{P_{n+1}(x) - P_{n-1}(x)\} = (2n+1)P_n(x)$ berechnen. Ferner gelten die *Integraldarstellungen*

$$P_n(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}(x + \sqrt{x^2 - 1}\cos\varphi)^n\,d\varphi$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi}(x + \sqrt{x^2 - 1}\cos\varphi)^{-n-1}\,d\varphi.$$

Da die L.n P. nach ihrer Konstruktion ein vollständiges Orthogonalsystem bzgl. des oben angegebenen Skalarproduktes bilden, lassen sich alle zwischen $x = +1$ und $x = -1$ definierten und dort quadratisch integrablen Funktionen nach ihnen entwickeln (→ Hilbert-Raum); z. B. gilt für die Entwicklung des Coulomb-Potentiales

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{r^2 - 2r\,r_0\cos\vartheta + r_0^2}}:$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n P_n(\cos\vartheta) \text{ für } r < r_0$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r_0}{r}\right)^n P_n(\cos\vartheta) \text{ für } r > r_0$$

und für die Entwicklung ebener Wellen:

$$e^{i\,kr\cos\vartheta} = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)\, i^n P_n(\cos\vartheta) \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} \cdot J_{n+1/2}(kr),$$

wenn die $J_{n+1/2}$ Besselsche Funktionen sind.

Legendresche Transformation, → Berührungstransformation.

Legierung, homogener oder heterogener kristallinischer Stoff aus zwei oder mehreren Komponenten, von denen mindestens eine ein Metall ist. Nach der Anzahl der an einer L. beteiligten Komponenten unterscheidet man binäre, ternäre, quaternäre L.en usw. Homogene L.en sind Mischkristalle oder intermetallische Verbindungen, heterogene L.en bestehen aus mehreren Phasen. Die Struktur heterogener L.en, ihr Gefüge, bestimmt wesentlich ihre Verwendbarkeit in der Technik.

Hergestellt werden L.en weitaus am häufigsten durch Zusammenschmelzen der Komponenten – dafür ist ihre Mischbarkeit im flüssigen Zustand eine Voraussetzung – ferner durch Sintern pulverförmiger Bestandteile, durch Tempern, d. h. Diffusion eines Elementes in die Oberfläche, durch Elektrolyse und andere Verfahren. Die L.en schmelzen und erstarren nicht bei einer festen Temperatur, sondern entsprechend ihrem Schmelzdiagramm in einem Temperaturintervall. Die Struktur wird vor allem mit Hilfe der Röntgenbeugung, Neutronenstreuung, mikroskopischer Aufnahmen angeätzter Oberflächen (Elektronenmikroskopie) und mit Hilfe des Mößbauer-Effektes untersucht.

Legierungsdiode, → Halbleiterdiode.

Legierungstechnik, eine Herstellungstechnik für Halbleiterbauelemente, bei der die pn-Übergänge durch Legierung von Dotierungselementen mit dem Halbleitermaterial erzeugt werden. *Beispiel*: Zur Herstellung von Germaniumlegierungstransistoren werden Germaniumeinkristalle zwischen Scheiben aus Dotierungsmaterial, z. B. Indium, erhitzt. Das in der Berührungszone schmelzende Indium löst das Germanium. Beim Erstarren bildet sich an der Grenze zum nicht geschmolzenen Teil des Indiums ein abrupter pn-Übergang. Damit die legierte Zone möglichst gleichmäßig wird, muß der Germaniumkristall möglichst parallel zur 111-Ebene geschnitten sein. Man läßt die sich bildende Germanium-Indium-Legierung so weit fortschreiten, daß zwischen den beiden Legierungsbereichen eine schmale n-leitende Schicht bestehenbleibt, die die spätere Basis des Legierungstransistors bildet.

Obwohl die L. ein billiges Verfahren zur Herstellung von Halbleiterbauelementen, insbesondere von Transistoren, ist, müssen große Fertigungstoleranzen und mäßige Hochfrequenzeigenschaften infolge der relativ großen Sperrschichtkapazität in Kauf genommen werden. Ein Vorteil der mittels L. hergestellten Transistoren ist ein guter Emitterwirkungsgrad infolge des abrupten pn-Überganges.

Die L. kann mit der → Diffusionstechnik kombiniert werden, indem zuerst die Diffusion der Basisschicht erfolgt und anschließend die Kontaktflächen legiert werden oder indem zuerst der Emitter anlegiert wird und schließlich Störstellen aus dem Emitter in die Basis eindiffundiert werden.

Legierungstransistor, → Transistor.

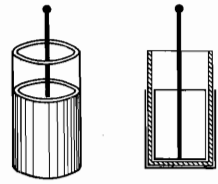
Lehmannsche Zone, → Erde.

Lehre, Meßmittel zum Prüfen von Werkstücken auf das Einhalten vorgegebener Abmessungen oder Formen. Da die L.n während der Prüfung keine beweglichen Teile haben, werden Abweichungen von einem Sollmaß nicht als Betrag ermittelt. *Maßlehren*, z. B. *Rachenlehren*, *Meßdorne* und *Einstellehren*, können vor der Prüfung auf verschiedene Abstände, Rohrweiten u. a. eingestellt werden. Mit *Formlehren* werden z. B. feste Winkel geprüft. Häufig sind mehrere Maße zu einer L. vereinigt, die auf der Gutseite die maßhaltige L., auf der Ausschußseite die das Maß überschreitende L. hat. *Grenzlehren* verkörpern meist die Meßgröße einschließlich der positiven und der negativen Toleranz.

leichte Richtungen, kristallographische Vorzugslagen der spontanen Magnetisierung. Die spontane Magnetisierung ist im Kristall nicht frei drehbar, sondern wird von verschiedenen Anisotropie-Energien in bestimmten Richtungen festgehalten, insbesondere durch die Kristallanisotropie. Für die l.n R. wird die geringste magnetische Arbeit zur Sättigung des Kristalls benötigt. Die Richtungen, für die die größte magnetische Arbeit benötigt wird, um den Kristall in dieser Richtung magnetisch zu sättigen, heißen *schwere Richtungen*. Beim Eisen z. B. sind die ⟨100⟩-Richtungen, d. h. die Würfelkanten leichte R.n, die schwere Richtung der Magnetisierbarkeit liegt dagegen in der Raumdiagonalen ⟨111⟩. → Anisotropie 3).

leichter Wasserstoff, svw. Protium.

Leidener Flasche, *Kleistsche Flasche*, unabhängig voneinander von Cunaeus in Leiden und E. G. von Kleist 1746 entwickelte Urform des Kondensators. Die L. F. besteht aus einem einseitig offenen zylindrischen Glasgefäß mit einem inneren und einem äußeren, gegeneinander isolierten Stanniolbelag. Die L. F. hat historische Bedeutung und findet sich heute nur noch an Elektrisiermaschinen.



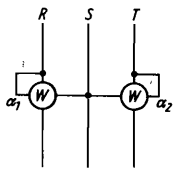
Leidener Flasche

Leidenfrostsches Phänomen, Ausbildung einer wärmedämmenden Dampfschicht zwischen nichtgasförmigen Stoffen mit sehr großem Temperaturunterschied. Die Temperatur des wärmeren Stoffes muß die Siedetemperatur des kälteren übersteigen. So zischen z. B. Wassertropfen auf einer heißen Herdplatte herum, ohne rasch zu verdampfen, ebenso verhält sich Kohlendioxidschnee auf einer Metallunterlage.

***L*-Einfang,** → Betazerfall.

Leistung, P, Arbeit je Zeiteinheit, also $P = \Delta A/\Delta t$, wobei ΔA die während der Zeit Δt verrichtete Arbeit ist. Für ein beliebiges physikalisches System ist die L. exakt durch die zeitliche Ableitung der Arbeit gegeben: $P = \mathrm{d}A/\mathrm{d}t$. Für einen Massepunkt in einem Kraftfeld $\vec{F}$ gilt $P = \vec{F}\vec{v}$, wobei $\vec{v}$ die Geschwindigkeit ist.

Die *elektrische L.* bei einem Gleichstrom ist durch das Produkt aus Stromstärke I und elektrischer Spannung U gegeben: $P = I \cdot U$; bei



Aron-Schaltung. *R*, *S* und *T* Leiter des Drehstromnetzes, α_1 und α_2 Zeigerausschläge der beiden Wattmeter

Wechselstrom gilt: $P = I_0 U_0/2$, wobei I_0 die maximale Stromstärke, U_0 die maximale Spannung ist (→ Wechselstromleistung).

Die Einheiten der elektrischen L. sind das Watt sowie Einheiten, die als Quotient aus einer Arbeitseinheit und einer Zeiteinheit gebildet werden. Zur Angabe von elektrischen Scheinleistungen darf an Stelle des Watt das Voltampere, zur Angabe von elektrischen Blindleistungen das Var benutzt werden.

Leistungsanpassung, → Anpassung 1).

Leistungsfaktor, $\cos\varphi$, in der Wechselstromtechnik das Verhältnis von Wirkleistung P_W und Scheinleistung P_S (→ Wechselstromleistung): $\cos\varphi = P_W/P_S = P_W/\sqrt{P_W^2 + P_B^2}$. φ gibt die Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom an. P_B ist die Blindleistung.

Ist der Phasenwinkel $\varphi \neq 0$, so ist $\cos\varphi < 1$. Für $|\varphi| = \pi/2$, d. h., für reine induktive oder kapazitive Belastung ist $\cos\varphi = 0$. In diesem Falle wird keine Wirkleistung abgegeben. Je näher der L. bei 1 liegt, um so günstiger gestaltet sich das Verhältnis von Wirkleistung zu Blindleistung. Bei gegebener effektiver Spannung U_{eff} und effektiver Stromstärke I_{eff} kann nur der Teil $P_W = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot \cos\varphi = P_S \cos\varphi$ der Scheinleistung P_S als Wirkleistung genutzt werden. Der Anteil $P_B = \sqrt{P_S^2 - P_W^2} = P_S \sin\varphi$, die Blindleistung, pendelt nutzlos zwischen Generator und Verbraucher hin und her, belastet aber die Leitungen, denn die Bemessung der Leitungsquerschnitte hat nach dem gesamten fließenden Strom I_{eff} und nicht nach seinem Wirkanteil $I_W = I_{eff} \cos\varphi$ zu erfolgen.

In Wechselstromnetzen liegt im allgemeinen eine induktive Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom vor, die durch die Induktivität der Wicklungen z. B. von Motoren und Transformatoren verursacht wird. Zur Kompensation dieser Phasenverschiebungen verwendet man Kondensatoren oder übererregte Synchronmotoren; die Geräte bezeichnet man als → Phasenschieber.

Leistungsfaktormesser, ein elektrisches Meßinstrument zum Messen des Leistungsfaktors $\cos\varphi$. Dabei ist φ der Phasenwinkel zwischen Strom und Spannung bei Wechselstrom. Der L. wird meist mit einem *elektrodynamischen Kreuzspulmeßwerk* ausgeführt, bei dem im Feld einer vom Meßstrom durchflossenen Spule zwei um 90° versetzte bewegliche Spulen angeordnet sind. Durch diese fließen zwei dem Betrag nach gleich große, aber gegeneinander phasenverschobene Ströme, die von der Meßspannung abgeleitet werden. Die auf die Drehspulen wirkenden Drehmomente sind entgegengesetzt gerichtet und hängen vom Phasenwinkel ab. Sie kompensieren sich demzufolge bei dem ohne Rückstellkraft ausgeführten Meßwerk nur bei einer bestimmten Lage des beweglichen Organs, die somit von dem Phasenwinkel bzw. von dem damit eindeutig verknüpften Leistungsfaktor abhängt.

Leistungsmessung, *elektrische L.*, die Bestimmung der elektrischen Leistung durch eine Meßanordnung. Die *Gleichstromleistung* wird durch Messung von Strom und Spannung mit Produktbildung der Meßwerte oder mit Hilfe eines Leistungsmessers (Wattmeters) ermittelt. In Wechselstromkreisen mißt man mit dem Wattmeter die *Wirkleistung* (→ Wechselstromgröße) und durch Anlegen einer um 90° phasenverschobenen Spannung, die mit Hilfe einer phasendrehenden Schaltung gewonnen wird, auch die *Blindleistung*. In Drehstromkreisen müssen 3 Wattmeter eingesetzt und die Meßwerte zur *Drehstromleistung* addiert werden. In Sonderfällen kommt man mit ein oder zwei Wattmetern aus. Bei der *Einwattmeterschaltung* müssen alle drei Phasen gleich (symmetrisch) belastet sein, und die Drehstromleistung ist um den Faktor 3 größer als der Meßwert. In Schaltungen ohne Nulleiter kann die *Zweiwattmeterschaltung* (*Aron-Schaltung*) eingesetzt werden. Die Drehstromleistung erhält man durch Addition der beiden Meßwerte $\alpha_1 + \alpha_2$ (Abb.).

Übersteigen die Meßwerte den Anzeigebereich der Meßgeräte, so werden bei Gleichstrom Shunts (Parallelwiderstände) bzw. Vorwiderstände und bei Wechselstrom Meßwandler eingesetzt.

Bei Hochfrequenz wird die Leistung durch Strom- oder Spannungsmessung mit Hilfe bekannter ohmscher Widerstände und im Mikrowellengebiet photometrisch, bolometrisch oder kalorimetrisch bestimmt. Absorptionsleistungsmesser messen die Wärme, in die die gesamte Leistung in einer bestimmten Zeit umgesetzt wird.

Leistungsverstärkung, → Verstärker.

Leiternäherung, → Bethe-Salpeter-Gleichung.

Leitfähigkeit, *Leitvermögen*, Eigenschaft eines Stoffes, in seinem Innern die Bewegung von Ladungsträgern (*elektrische L.*) oder die Ausbreitung von Wärme (→ Wärmeleitfähigkeit) zu ermöglichen.

Die *elektrische L.* σ gibt den Zusammenhang zwischen elektrischem Feld $\vec{E}$ und elektrischer Stromdichte $\vec{j}$ an: $\vec{j} = \sigma\vec{E}$. Sie ist der reziproke Wert des spezifischen elektrischen Widerstandes: $\sigma = \varrho^{-1}$. Weiteres über die elektrische L. von Metallen und Halbleitern → Widerstand, → Hochdruckphysik 1. 4. C).

Bei Elektrolytlösungen spricht man von *elektrolytischer L.* Hierbei bezieht man die spezifische L. auf den Widerstand einer Elektrolytlösung zwischen zwei Elektroden von einem Abstand $l = 1$ cm und einem Querschnitt von $q = 1\ \text{cm}^2$.

Sie beträgt für 1 molare Lösungen bei 18 °C z. B. für:

Kaliumchlorid	$0{,}09822\ \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$
Salzsäure	$0{,}3010\ \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$
Essigsäure	$0{,}00132\ \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$
Silbernitrat	$0{,}0676\ \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$

Die *molare L.* λ_m ist die L. eines Mols eines Elektrolyten, das sich, in einem beliebigen Volumen gelöst, zwischen zwei parallelen 1 cm voneinander entfernten und genügend langen Elektroden befindet. Sie läßt sich aus der spezifischen L. $\varkappa$ berechnen:

$$\lambda_m = \frac{1000\,\varkappa}{c} = 1000\,\varkappa\,V.$$

Hierbei ist c die Konzentration in mol/l, V das Volumen in l, in dem 1 Mol des Elektrolyten gelöst ist. Die molare L. nimmt infolge einer Zunahme der elektrolytischen Dissoziation oder einer Abnahme der

elektrischen Kräfte zwischen den Ionen mit abnehmender Konzentration zu und nähert sich einem Grenzwert, der *Grenzleitfähigkeit* oder der L. in unendlicher Verdünnung λ_∞. Eine empirische Beziehung der Konzentrationsabhängigkeit der molaren L. starker Elektrolyte ist das *Kohlrauschsche Quadratwurzelgesetz*, das später durch die Theorie von Debye, Hückel und Onsager bestätigt wurde: $\lambda_m = \lambda_\infty - a\sqrt{c}$. Hierbei ist a eine von der Viskosität und der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels abhängige Konstante.

Gibt man bei mehrwertigen Elektrolyten die Konzentration nicht in Molen, sondern in elektrochemischen Äquivalenten an und bezieht die spezifische L. auf die Äquivalentkonzentration, so ergibt die gleiche Formel die *Äquivalentleitfähigkeit*. Zwischen der Äquivalentleitfähigkeit λ und der molaren L. besteht die Beziehung: $\lambda = \lambda_m/n$ (n ist Wertigkeit). Für einwertige Elektrolyte sind beide gleich.

Leitfähigkeitssonde, → Plasmasonde.

Leitisotopenmethode, → Tracer.

Leitkurve, → Gleitlinien.

Leitungen, → elektrische Leitungen.

Leitungsband, → Bändermodell.

Leitungsbandkante, → Bändermodell.

Leitungselektronen, Elektronen nichtaufgefüllter, äußerer Bänder im Festkörper, die hauptsächlich Träger des elektrischen Stromes sind. Ihre Wellenfunktionen haben überwiegend s-Charakter, d. h., sie enthalten überwiegend Eigenfunktionen zum Bahndrehimpuls Null.

In Übergangselementen und ihren Legierungen führt die Austauschwechselwirkung zwischen d- oder f-Elektronen und L. zum indirekten Austausch zwischen den atomaren magnetischen Momenten oder zur Polarisation der L. selbst. Diese Polarisation ist im allgemeinen der pauschalen Magnetisierung entgegengerichtet und bestimmt weitgehend die HFS-Wechselwirkung.

Leitungsgleichungen, Gleichungen aus der Vierpoltheorie, die das Verhalten der Ströme bzw. Spannungen auf homogenen Leitungen für rein sinusförmige Vorgänge beschreiben. Strom I und Spannung U einer homogenen Paralleldrahtleitung hängen außer von der Zeit t noch vom Ort x ab, der vom Anfang der Leitung gerechnet wird. Für einen genügend kleinen Abschnitt dx der Leitung können sie aber als konstant angenommen werden. Ordnet man diesem Abschnitt einen Widerstandsbelag R, einen Induktivitätsbelag L, einen Kapazitätsbelag C und einen Leitwertsbelag G zu, so ergibt sich der Vierpol als Ersatzschaltbild eines Leitungsabschnittes der Länge dx. Für eine homogene Leitung haben die Größen an jeder Stelle denselben Wert. Die gesamte Leitung kann als Hintereinanderschaltung einer großen Zahl von Vierpolen aufgefaßt werden; dabei gilt das Ersatzschaltbild für $dx \to 0$ streng. Die Übertragungsmaße addieren sich bei einer Kettenschaltung von unendlich vielen, unendlich kleinen Teilvierpolen. Für die Längeneinheit ergibt sich die Ausbreitungskonstante $\underline{\gamma} = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}$ und der Wellenwiderstand $\underline{Z}_L = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$. Bezeichnet man den Strom bzw. die Spannungen am Eingang der Leitung mit dem Index 1 und am Ausgang mit dem Index 2, so erhält man damit die als L. bezeichneten Beziehungen aus der Vierpoltheorie:

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_2 \cosh \underline{\gamma} l + \underline{I}_2 \underline{Z}_L \sinh \underline{\gamma} l,$$
$$\underline{I}_1 = (\underline{U}_2 \sinh \underline{\gamma} l)/\underline{Z}_L + \underline{I}_2 \cosh \underline{\gamma} l,$$

wobei l die Länge der Leitung ist. Unter der Voraussetzung von periodischen, rein sinusförmigen Wechselströmen und Wechselspannungen stellen die L. eine Lösung der → Telegrafengleichung für den eingeschwungenen Zustand dar.

Leitungsresonator, → Resonator.

Leitungswellen, → Wellenleiter.

Leitvermögen, svw. Leitfähigkeit.

Leitwert, 1) *elektrischer L.*, der reziproke elektrische → Widerstand. Die Einheit des elektrischen L.es ist das Siemens, S; $1\ S = 1\ \Omega^{-1}$. Man unterscheidet zwischen *Scheinleitwert*, *Wirkleitwert* und *Blindleitwert*, → Wechselstromwiderstände.

2) Strömungslehre: der Mengendurchsatz, dividiert durch die Druckdifferenz zwischen zwei bestimmten Punkten eines Leitungssystems.

3) *magnetischer L.*, → magnetischer Kreis.

Leitwertmatrix, → Vierpol.

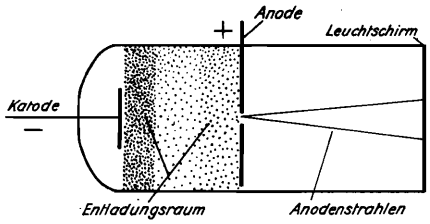
Leman-Prisma, → Reflexionsprisma.

Lenard-Effekt, 1) die elektrische Aufladung von Flüssigkeitstropfen, vor allem von Wasser, beim Zerspritzen und Zerstäuben. Wassertropfen sind infolge von molekularen Kräften zwischen dem Wasser und der umgebenden Luft stets polarisiert, d. h., ihre Oberfläche trägt eine negative, ihr Inneres eine positive Ladung. Wird beim Aufprall die Oberfläche abgerissen, so bildet sie in der Luft schwebende, negativ geladene Tröpfchen, während das abfließende Wasser einen positiven Ladungsüberschuß hat. Der L.-E. ist der Grund für die negative Aufladung der Luft in der Nähe von Wasserfällen (→ Wasserfallelektrizität) und spielt möglicherweise bei der Bildung von Gewittern eine Rolle.

2) die durch ultraviolettes Licht hervorgerufene starke Ionisierung von Gasen, besonders von Luft.

Lenard-Fenster, eine nur für Elektronen durchlässige Öffnung in einem Vakuumgefäß, um den fast ungehinderten Übergang der Elektronen zwischen Räumen unterschiedlichen Druckes, speziell in die umgebende Luft, zu ermöglichen. Zu diesem Zweck wird z. B. am Ende eines Rohres, aus dem die Elektronen austreten sollen, eine Metallkappe mit einer oder mehreren zentralen Bohrungen angebracht, über die ein Glimmerplättchen oder eine Metallfolie geklebt wird. Glimmerfolie mit einer Dicke von 10 μm ($\triangleq$ etwa 2,7 mg/cm^2) hält über einem Loch von 20 mm Durchmesser Atmosphärendruck stand, ebenso Aluminiumfolie von 2 μm Dicke bei 1,5 mm Lochdurchmesser.

Lenard-Strahlen, Strahlen schneller Elektronen, die entstehen, wenn man die zur Anode einer Gasentladungsstrecke fliegenden Elektronen durch Aussparungen in ihr in den dahinterliegenden Raum treten läßt. Sie können als →



Erzeugung von Lenard-Strahlen Anodenstrahlen)

Fadenstrahlen sichtbar werden oder durch Szintillationsmittel, z. B. Leuchtschirme, nachgewiesen werden. Meist machen sie sich beim Auftreffen auf die gläsernen Gefäßwände durch Fluoreszenz bemerkbar. → Anodenstrahlen.

Lennard-Jones-Potential, → Molekülmodelle der Gastheorie.

Lenzsches Gesetz, *Lenzsche Regel*, von H. F. E. Lenz 1834 aufgestellte Regel, die den Zusammenhang zwischen der Richtung des bei einem Induktionsvorgang induzierten Stromes und der Ursache, die ihn hervorruft, wiedergibt. Sie besagt: Entsteht durch irgendeine Zustandsänderung ein Induktionsstrom, dann ist er stets so gerichtet, daß er die ihn verursachende Zustandsänderung zu hemmen versucht. Das Lenzsche G. folgt unmittelbar aus dem Energieerhaltungssatz, denn würde der induzierte Strom nicht so fließen, so würde er die Zustandsänderung vergrößern, wodurch wiederum der induzierte Strom größer würde usw. Es läge dann ein Perpetuum mobile vor.

Beispiele für die Auswirkung des Lenzschen G.es: 1) Ein auf eine Leiterschleife zu bewegter Magnet induziert in dieser einen Induktionsstrom. Dieser ist so gerichtet, daß der Magnet von dem nunmehr stromdurchflossenen Leiter abgestoßen wird. Der erzeugte Strom wirkt über sein Magnetfeld mechanisch der Bewegung entgegen, und man muß zur Erzeugung des Stromes eine mechanische Arbeit leisten. Das ist das gleiche Prinzip wie bei der Dynamomaschine oder in der Umkehrung wie beim Elektromotor.

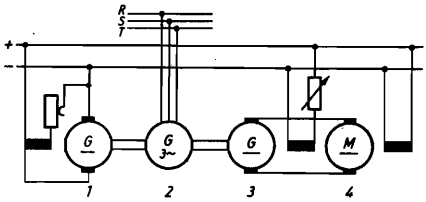
2) Beim Einschalten oder Erhöhen eines Stromes in einem Leiter wird in einem parallelen Leiter ein Strom induziert, dessen Feld so gerichtet ist, daß er das Feld des primären Stromes schwächt bzw. sein Anwachsen bremst. Die Energie des Induktionsstromes wird aus der magnetischen Feldenergie des Primärstromes gewonnen.

3) Eine über einer Kupferscheibe drehbar aufgehängte Magnetnadel dreht sich mit, wenn die Scheibe in Drehung versetzt wird (→ Rotationsmagnetismus). Diese Erscheinung beruht darauf, daß durch das Magnetfeld der Nadel in der Kupferscheibe Induktionsströme induziert werden, deren Magnetfeld sich mit dem der Magnetnadel überlagert. Die Energie, die die Nadel zum Drehen bringt, wird aus der Bewegungsenergie der Scheibe gewonnen.

4) Eine sich zwischen zwei Magnetpolen drehende metallische Scheibe wird abgebremst infolge der in ihr induzierten Wirbelströme. Das wird bei der → Wirbelstrombremsung ausgenutzt.

Das Lenzsche G. gilt nicht nur für Leitungsströme, sondern auch für den bei Abwesenheit von Leitern induzierten → Verschiebungsstrom, also für die Richtung der in sich geschlossenen Feldlinien des induzierten Feldes.

Leonard-Schaltung, eine elektrische Antriebsschaltung zur verlustarmen Drehzahlstellung von Gleichstrommotoren. Die L.-S. wird eingesetzt, wenn die Drehzahl in einem weiten Bereich geändert und unter Umständen auch umgesteuert werden soll. Die L.-S. besteht aus Leonard-Satz und fremderregtem Gleichstromnebenschlußmotor. Der *Leonard-Satz* besteht aus einem Drehstromasynchronmotor, einem Gleichstromgenerator und dem selbsterregten Erregergenerator. Bei der L.-S. sind die Anker-



Leonard-Schaltung. 1, 2, 3 Leonard-Satz. 1 Erregermaschine, 2 Antriebsmotor (Asynchronmotor), 3 Steuergenerator, 4 drehzahlgesteuerter Motor

kreise des Generators und des Gleichstrommotors unmittelbar verbunden. Die Drehzahl des Gleichstrommotors kann in beiden Drehrichtungen von Null bis zur Nenndrehzahl durch Änderung der Generatorerregung und damit seiner Ankerspannung gesteuert werden.

Die L.-S. wird zum Antrieb von großen Werkzeugmaschinen, Walzstraßen und Großraumfördergeräten verwendet. Wegen der sehr guten Steuereigenschaften wird sie trotz hohen Aufwands und relativ niedrigen Wirkungsgrades auch bei kleineren Leistungen für Papier- und Textilmaschinen, Hebezeuge u. a. eingesetzt.

Leptonen, Familie leichter → Elementarteilchen (Tab. A), die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, halbzahligen Spin haben und daher der Fermi-Dirac-Statistik genügen, also Fermionen sind. Alle bisher bekannten L. haben den Spin $\hbar/2$. Zu den L. zählen die beiden Sorten von → Neutrinos, das Elektron-Neutrino ν_e und das Müon-Neutrino ν_μ, das (negativ geladene) → Elektron e^- und das negativ geladene → Müon μ^-. Die L. haben die → Leptonenzahl $L = 1$, ihre zugehörigen Antiteilchen, die Anti-Leptonen, $L = -1$.

Leptonenspektrum, → Elementarteilchen.

Leptonenstrom, → schwache Wechselwirkung.

Leptonenzahl, *leptonische Ladung*, L, ladungsartige Quantenzahl der Elementarteilchen. Für Leptonen wird $L = 1$ gesetzt, dann gilt für Antileptonen $L = -1$ und für alle anderen Elementarteilchen $L = 0$. Die L. ist additiv (→ Ladung), z. B. hat Positronium $L = 0$, da es aus einem Elektron mit $L = 1$ und einem Positron mit $L = -1$ besteht. Gelegentlich unterscheidet man noch zwischen einer *elektronischen* und einer *müonischen L.* L_e bzw. L_μ, die für Elektron und Elektron-Neutrino bzw. Müon und Müon-Neutrino jeweils gleich 1, für deren Antiteilchen jeweils gleich -1 ist; dabei gilt $L = L_e + L_\mu$. Für die L.en L, L_e bzw. L_μ gilt nach

bisherigen Erfahrungen ein strenger Erhaltungssatz und dementsprechend eine Superauswahlregel.

leptonische Ladung, svw. Leptonenzahl.

lernendes System, → System.

LET [engl. *l*inear *e*nergy *t*ransfer], *lineare Energieübertragung*. Die LET geladener Teilchen in einem Medium ist definiert als der Grenzwert dE_l/dl des Quotienten $\Delta E_l/\Delta l$ für $\Delta l \to 0$; dabei bedeutet ΔE_l die Energie, die beim Durchlaufen eines Wegs der Länge Δl von den geladenen Teilchen dem Medium in unmittelbarer Umgebung der Teilchen „lokal" zugeführt wird. *Lokale Energieübertragung* bedeutet, daß nicht der gesamte Energieverlust des Teilchens, sondern nur die in der unmittelbaren Umgebung der Teilchenbahn verbleibende Energie in der LET des Teilchens enthalten sein soll. Welche tatsächlichen Abmessungen die unmittelbare Umgebung haben soll, hängt von der speziellen Problemstellung ab. Die Energie, bis zu der im Einzelfall die Energieverluste als lokal betrachtet werden, ist ein Parameter der LET; L_∞ bedeutet die LET unter Berücksichtigung sämtlicher Energieverluste und ist mit dem Bremsvermögen identisch. Die LET ermöglicht die durchgängige Beschreibung der „Qualität" aller Strahlungsarten durch die Angabe der Energieübertragung längs der Bahnen der geladenen Teilchen im Unterschied zu der Charakterisierung durch die Art der Primärstrahlung, z. B. von Röntgenstrahlung, von Neutronen oder der sekundären ionisierenden Teilchen, z. B. von Elektronen oder Protonen.

Da sich auch für homogene Primärstrahlung gewöhnlich starke Unterschiede der LET entlang des Weges des einzelnen Sekundärteilchens und zwischen den Bahnen mit unterschiedlicher Anfangsenergie ergeben, muß die Strahlungsqualität durch die Angabe einer *LET-Verteilung* beschrieben werden. Dies kann hinsichtlich der Dosis oder der Spurlänge geschehen. Für alle chemischen und viele biologischen Effekte, z. B. beim Strahlenschutz, liegt das Hauptinteresse in dem Anteil der Gesamtdosis, der in verschiedenen LET-Intervallen übertragen wird. Bei biologischen Effekten, die von dem Durchgang von Teilchen durch kleine biologische Strukturen abhängen, interessiert der Bruchteil der gesamten Spurlänge aller Teilchen, der in bestimmte LET-Intervalle fällt, d. h. die *LET-Spurlängenverteilung*. Für die Praxis ist es oft bequemer, über diese Verteilungen gemittelte Werte zu benutzen.

LET-Verteilungen können ausgehend von der Bethe-Bloch-Theorie der Abbremsung (→ Bremsvermögen) geladener Teilchen berechnet werden. Ihre Messung erfolgt mit Hilfe eines gewebeäquivalenten kugelförmigen Proportionalzählrohres, bei dem die Ladungsimpulse den längs der Teilchenbahnen im Zählrohrgas abgegebenen Energien proportional sind.

Letaldosis, → Strahlenschaden.

Lethargie, eine bei der mathematischen Behandlung der Neutronenbremsung vorteilhafte Größe $u = \ln(E_l/E_{l+1})$, wobei E_l und E_{l+1} die Energie des Neutrons vor bzw. nach dem Stoß mit einem Atomkern bedeuten. Der Hauptgrund für die Wahl der L. u anstatt der Energie E als Maß für die Neutronenbremsung ist darin zu sehen, daß der mittlere Lethargiezuwachs ξ je Stoß, $\xi = \bar{u}$, eine *Materialkonstante* ist und nicht von der Energie abhängt. Eine Näherungsformel für diese Größe ist $\xi = 2/(A + 2/3)$, welche für A (= Massenzahl) > 10 mit sehr guter Genauigkeit den tatsächlichen Wert von ξ wiedergibt; bei $A = 2$ ist der Fehler nur etwa 3%. Der Vorteil des Lethargiemaßstabes macht sich vor allem dann bemerkbar, wenn die Abbremsung von Neutronen durch viele aufeinander folgende Stöße betrachtet wird. Hierfür gilt bei x Stößen: $\bar{u} = x \cdot \xi$. Für die Zahl x der Stöße, die z. B. zur Abbremsung eines schnellen Neutrons von 1 MeV auf thermische Energie (0,025 eV) im Mittel benötigt wird, erhält man $x = 18{,}2/\xi$. Die für einige Elemente berechneten Werte x finden sich in der Tabelle:

Element	H	D	Be	C	O	U
x	18	25	86	114	150	2172

Daraus ist ersichtlich, daß die Abbremsung der Neutronen um so stärker ist, je geringer das Atomgewicht der Bremssubstanz (→ Moderator) ist.

letztes Büchsenlicht, → Dämmerung.

Leuchtdichte, → photometrische Größen und Einheiten.

Leuchtdichteunterschiedswahrnehmung, → optische Wahrnehmung.

Leuchtdiode, → Halbleiterdiode.

Leuchtelektron, Elektron außerhalb abgeschlossener Elektronenschalen (Außenelektron) der Atomhülle. Häufig kann bei Atomen mit nicht abgeschlossenen Elektronenuntergruppen ein Teil des Energieniveauschemas durch Quantenübergänge eines L.s erklärt werden. Dabei bleibt der Atomrumpf unverändert. Durch Übergänge des L.s zwischen verschiedenen Energieniveaus entstehen die Spektren im optischen Bereich einschließlich im ultravioletten und infraroten Bereich. Besonders einfach sind die → Atomspektren von solchen Atomen oder Ionen mit nur einem L., z. B. das → Wasserstoffspektrum. Bei mehr als einem Außenelektron kommen auch Mehrfachanregungen (→ Mehrelektronenanregung) vor.

leuchtende Nachtwolken, NCL (von engl. *n*octilucent *c*louds), Bezeichnung für eine Wolkenbildung, die im reflektierten Sonnenlicht bei einem Sonnenstand von 6° bis 16° unter dem Horizont für Minuten bis zu etwa 5 Stunden in etwa 83 km Höhe aufleuchtet. Die NCL sind in einer Häufigkeitszone von 50 bis 70° Breite zu beobachten. Auf der Nordhalbkugel treten sie etwa in den Monaten April–September auf, wobei das Maximum der Häufigkeit in den Juli fällt. Im Zusammenhang mit dem Auftreten der NCL bleiben noch viele Fragen ungelöst. Raketenaufstiege lassen Meteoritenstaub mit einem Eisüberzug vermuten. Die Partikelgröße wird zu 0,05 bis 0,8 μm angegeben. Die Temperatur bei Anwesenheit von NCL betrug etwa 135 K.

Leuchtkondensator, svw. Lumineszenzplatte.

Leuchtkraft, die je Sekunde von einem Stern ausgestrahlte Energie, gemessen in erg/s. Statt der L. wird häufig die ihr äquivalente absolute

bolometrische Helligkeit M_{bol} angegeben. Ein Stern mit $M_{bol} = 0^m$ hat eine L. von $2{,}72 \cdot 10^{35}$ erg/s. Die L. ist abhängig von der effektiven Temperatur T_e und dem Radius R eines Sterns. Wegen des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes gilt $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$. Anhaltspunkte über die L. lassen sich aus dem Sternspektrum gewinnen. Bei gleicher T_e ändert sich nämlich die L. wegen der größeren strahlenden Oberfläche mit dem Durchmesser. Vom Sterndurchmesser abhängig ist aber auch die Beschaffenheit der Spektrallinien, da Schwerebeschleunigung und Druck und damit auch der Ionisationsgrad durchmesserabhängig sind (→ Spektralklasse). Mit Hilfe von bekannten Linien, deren Aussehen druckabhängig ist, lassen sich somit *Leuchtkraftkriterien* angeben. Nach diesen Leuchtkraftkriterien sind *Leuchtkraftklassen* geschaffen worden, die für jede Spektralklasse eine Einteilung der Sterne nach der Schwerebeschleunigung darstellen. Die Überriesen bilden die Leuchtkraftklasse I und werden in helle (Ia) und schwächere (Ib) unterteilt. Es folgen helle Riesen (II), normale Riesen (III), Unterriesen (IV) und Zwerge oder Hauptreihensterne (V).

Leuchtnukleon, analog dem Leuchtelektron in der Atomhülle für die Kernanregung maßgebendes ungepaartes Nukleon (→ Schmidt-Linien), dessen Quantenzahlen weitgehend den angeregten Zustand bestimmen.

Leuchtröhre, → Gasentladungslichtquelle.

Leuchtschirm, → Katodenstrahlröhre.

Leuchttransistor, → Transistor.

Lewiszahl, Le, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Temperaturleitzahl a zum Diffusionskoeffizienten D: $\mathrm{Le} = a/D$. Die L. ist maßgebend, wenn Wärme- und Stoffübergang im gleichen Feld stattfinden oder wenn der eine aus dem anderen ermittelt werden soll. Für die die Transporteigenschaften charakterisierenden Ähnlichkeitskennzahlen gilt die Beziehung $\frac{\mathrm{Le} \cdot \mathrm{Pr}}{\mathrm{Sc}} = 1$; dabei ist Pr die → Prandtlzahl und Sc die → Schmidtzahl (→ Austausch).

LF, → Frequenz.

Libelle, Meßmittel zum Bestimmen von Neigungen und kleinen Winkeln. L.n bestehen aus einem flachen zylindrischen Glasgefäß, das einen innen kugelig geschliffenen Glasdeckel hat (Dosenlibelle), oder aus einer zylindrischen Glasröhre, die innen tonnenförmig ausgeschliffen ist (Röhrenlibelle), billige Ausführungen aus schwach gebogenen Glasrohren. Die Gefäße sind mit einer leicht beweglichen Flüssigkeit (ursprünglich Wasser, später Alkohol, Äthyläther u. ä.) gefüllt, und zwar bis auf einen kleinen Rest, der von einer Dampfblase der Füllflüssigkeit ausgefüllt wird. Die Dampfblase ist bestrebt, stets den höchsten Punkt in dem Glasgefäß einzunehmen, und folgt jeder Bewegung. Sie ist das messende Element der L.

Dosenlibellen sind kreisrund und können nach allen Richtungen einspielen; sie haben Kreisringteilung. Dosenlibellen werden nicht als selbständige Meßgeräte benutzt, sondern nur, um die Aufstellung anderer Meßgeräte zu kontrollieren und ihre waagerechte Ausrichtung zu erleichtern, z. B. bei Feinwaagen und Nivelliergeräten. Häufig sind Dosenlibellen in Meßgeräte fest eingebaut. Ihre Meßunsicherheit und ihre Empfindlichkeit betragen 5′ ··· 10′.

Röhrenlibellen können auf Grund ihrer Gestalt nur in Längsrichtung einspielen. Sie haben Strichteilung mit einem Teilstrichabstand von mindestens 2 mm, Zehntel können geschätzt werden. Als Skalenwert, der zugleich die Empfindlichkeit angibt, gilt das Verhältnis für die Neigung (mm/m), so daß der Neigungswinkel in Milliradiant (1 mrad ≙ 3,4′) abgelesen werden kann. Der Skalenwert hängt im wesentlichen von der Ausführung der L. ab, er schwankt zwischen 0,3 mm/m und 1,2 mm/m, kann aber bei groben Ausführungen wesentlich größer sein. Die Angabe 0,25 auf einer L. bedeutet, daß ihr Skalenwert 0,25 mm/m ist, die Empfindlichkeit in Winkeleinheiten beträgt dann 46″.

Koinzidenzlibellen zeichnen sich durch besonders kurze Einspielzeit aus; sie erreichen eine Empfindlichkeit von 10 μm/m oder etwa 2″.

Librationsbewegung, → mechanisches System.

Licht, ursprünglich die sichtbare elektromagnetische → Strahlung, die unmittelbar zur Erregung des menschlichen Gesichtssinnes, vermittelt durch den physikalischen Reiz auf das Auge als Strahlungsempfänger, geeignet ist. Diese mit dem Auge wahrnehmbare Strahlung umfaßt den Bereich des elektromagnetischen Spektrums von etwa 380 nm bis nahezu 780 nm Wellenlänge, also ungefähr eine Oktave.

Die Lichtempfindung beruht auf einer Reizung der in der Netzhaut des Auges endenden Sehnerven und der Weiterleitung dieser Erregung zum Gehirn. Mit diesem Vorgang und dem dabei entstehenden Farbeindruck befaßt sich die physiologische Optik, während die physikalische Optik die Entstehung und Ausbreitung des L.es untersucht.

Im weitesten Sinne versteht man heute unter L. jede Energieabstrahlung als Folge von Zustandsänderungen in Atomen oder Molekülen unter Verringerung deren innerer Energie, also neben dem Sonderfall des sichtbaren L.es auch das *Infrarot*, das dem sichtbaren L. im elektromagnetischen Spektrum nach größeren Wellenlängen hin folgt, und das *Ultraviolett* bis hin zur *Röntgenstrahlung* auf der Seite kürzerer Wellenlängen. Die Energiemenge ΔE, um die sich hierbei die innere Energie ändert, tritt als Energie der emittierten Strahlung mit der Frequenz $\nu = \Delta E/h$ auf, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum bedeutet.

Beschreibungsbilder des L.es. Wie jede elektromagnetische Strahlung hat auch das L. einen Doppelcharakter, dem im Wellen- und Korpuskelbild Rechnung getragen wird (→ Lichttheorien).

Das einfachste Beschreibungsbild des L.es sind die *Strahlen*. Es beruht auf der Wahrnehmung des L.es als Strahlenbündel, das man experimentell mittels Blenden verfeinert, wobei für ein unendlich dünnes Lichtstrahlenbündel die theoretische Idealisierung des einzelnen Lichtstrahls und der punktförmigen Lichtquelle gewonnen wird. Die geometrische Optik untersucht die Gesetzmäßigkeiten der Lichtausbreitung in Form dieser geradlinigen, unendlich dünnen Strahlenbündel. So wurde die Lichtgeschwindigkeit nach verschiedenen Methoden an den sich ausbreitenden Lichtstrahlen gemes-

sen. Mit der Geradlinigkeit der Lichtausbreitung lassen sich Reflexion, Brechung und Totalreflexion des L.es geometrisch, d. h. nach den Gesetzen der Strahlengeometrie, erklären. Gekrümmte Lichtstrahlen können in dieser Beschreibung nur im inhomogenen Medium infolge seiner sich stetig ändernden Brechzahl auftreten.

Werden immer feinere Blenden benutzt, so zeigen sich wegen der Beugungseffekte deutliche Abweichungen von geradlinig strahlenförmiger Ausbreitung. Das L. kann also nur so weit durch Strahlen beschrieben werden, wie Interferenz und Beugung vernachlässigbar sind; ist letzteres nicht möglich, so wird das L. als *Welle* beschrieben, womit Beugung und Interferenz und bei Beachtung des transversalen Vektorcharakters der Wellen auch Polarisation erklärbar werden. Die Lichtausstrahlung ist demgemäß ein elektromagnetischer Wellenvorgang, der im freien Raum gemäß den Maxwellschen Gleichungen abläuft. Die Wellennormalen übernehmen in diesem Bild bei der Lichtausbreitung die Funktion der Strahlen. Dem L. wird eine Intensität zugeschrieben, die die von den Lichtwellen (bzw. von den Lichtstrahlen) transportierte Energie umfaßt und proportional dem Amplitudenquadrat der elektromagnetischen Welle ist. Das photometrische Äquivalent zu dieser Strahlungsenergie ist die Lichtstromdichte oder Beleuchtungsstärke (→ photometrische Größen und Einheiten). Die Beschreibung des L.es als Welle erklärt die → Farben als Empfindungen, die durch elektromagnetische Strahlen, Strahlen sichtbaren L.es, hinreichend unterschiedlicher Wellenlänge verursacht werden. Zur physikalischen Beschreibung einer Lichtstrahlung ist deren gesamtes Wellenlängen- bzw. Farbspektrum erforderlich, weil z. B. das als weiß empfundene L. außerordentlich unterschiedlich zusammengesetzt sein kann: Es kann aus der Mischung zweier oder auch einiger weniger ganz bestimmter Spektralfarben (Linienspektrum) resultieren, aber auch aus einer kontinuierlichen Folge aller Spektralfarben (kontinuierliches Spektrum) entstehen. L., das aus Wellenzügen nur einer bestimmten Wellenlänge besteht, heißt *monochromatisches L.*

Für die Erklärung des lichtelektrischen Effekts (→ Photoeffekt) versagt das Wellenbild. Einstein vermutete, daß das Wellenbild nur für Mittelwerte der demgemäß kontinuierlich im Raum verteilten Energiedichte gilt und daß bei mikroskopischer Betrachtung die Energie der Lichtstrahlung in Korpuskeln, in Lichtquanten (Photonen), konzentriert ist, die sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raum bewegen. Tatsächlich konnte mit dieser Beschreibung des L.es als *Korpuskel-* oder *Quantenstrahlung* der lichtelektrische Effekt theoretisch verstanden werden, nämlich daß jedes Lichtquant mit genügender Energie beim Auftreffen auf ein Metall gerade ein und nur ein Elektron ablöst, wobei dem Elektron die gesamte Energie des Quants übertragen wird. Eine intensive Lichtstrahlung transportiert viel Energie und muß deshalb mehr Lichtquanten enthalten, von denen mehr Elektronen abgelöst werden können, als es bei einem weniger intensiven Lichtstrahl gleicher Frequenz möglich ist. Der Energiebetrag ε, den ein Photon transportiert und an das abgelöste Elektron vollständig überträgt, hängt jedoch nur von der Frequenz ν des L.es gemäß $\varepsilon = h\nu$ ab, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist.

Entstehung des L.es. Nach H. A. Lorentz strahlen Ladungsträger einen elektromagnetischen Wellenzug aus, nachdem ihnen in den Atomen von außen Energie, beispielsweise durch Erhitzen des Stoffes und nachfolgende Zusammenstöße der Atome oder durch elektrische Entladung, zugeführt wurde, so daß die Ladungsträger in Schwingungen geraten und wie jede schwingende elektrische Ladung die Schwingungsenergie abstrahlen. Wird nun ständig etwa durch Zusammenstöße der Atome den Ladungsträgern in der Atomhülle Energie zugeführt, so sendet das jeweils betroffene Atom einen Lichtwellenzug aus, deren Summe die Gesamtwelle, das ausgestrahlte L., ist. Die in der Lichtwelle vertretenen Frequenzen hängen ab von der Art des Atoms, in dem die Ladungsträger gebunden sind.

Der umgekehrte Vorgang, die Absorption, bei der also von außen L. auf einen Stoff trifft, bewirkt, daß durch die Kräfte des elektromagnetischen Feldes der Lichtwelle die Ladungsträger in dem bestrahlten Stoff in Schwingung geraten. Dabei wird ein Teil der eingestrahlten Lichtenergie durch „Reibungs"kräfte aufgezehrt, was besonders stark in elektrischen Leitern der Fall ist, da die darin befindlichen *frei beweglichen* Ladungsträger auf Wellen aller Frequenzen reagieren, d. h. aus allen spektralen Komponenten des einfallenden L.es Energie entnehmen und somit alle Frequenzen stark absorbieren. Ladungsträger, die in Atomen oder Molekülen *gebunden* sind, absorbieren nur Wellen, deren Frequenz etwa mit ihrer Eigenfrequenz übereinstimmt, so daß für Licht anderer Frequenzen keine oder nahezu keine Absorption auftritt, das bedeutet, daß solche Stoffe vom Licht durchstrahlt werden, also *durchsichtig* sind.

Die für jede Atomart charakteristischen Spektrallinien haben ihre Ursache darin, daß beim Übergang eines Atoms von einem infolge Energieaufnahme angeregten (höheren) Energieniveau auf ein niederes Energieniveau ein Photon von je nach Atomsorte genau definierter Frequenz, der Spektrallinienfrequenz, abgestrahlt wird (→ Atomspektren). Diese Übergänge gehorchen → Auswahlregeln und treten mit berechenbaren Wahrscheinlichkeiten auf, aus denen das Intensitätsverhältnis der Spektrallinien folgt, wenn der Übergang jeweils vom selben Anfangsniveau beginnt. Bei Atomen mit zahlreichen Elektronen trägt entweder nur eines, das Leuchtelektron, das am schwächsten an das Atom gebunden ist, zur Lichtausstrahlung bei, oder einige wenige der „äußeren" Elektronen senden das L. aus.

Die Energiezuführung zur Anregung des Atoms auf ein höheres Energieniveau ist auf folgende wichtigste Arten möglich: 1) beim Zusammenstoß mit anderen Atomen oder Molekülen in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern hoher Temperatur. Es entsteht eine Temperaturstrahlung, die als Glühen sichtbar wird, z. B. bei Kienspan, Ölflämmchen, Kerze, wo unverbrannte Kohleteilchen leuchten, beim Gasglüh-

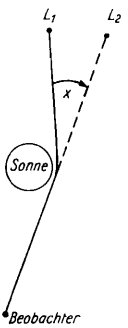
Lichtablenkung im Schwerefeld

licht, wo der erhitzte Glühstrumpf leuchtet, beim Kohlelichtbogen, wo die auf über 3000 °C erhitzten Enden der Kohlestäbe leuchten, an den heißen Metallfäden der Glühbirne u. a. m.; 2) durch Elektronenstoß z. B. in Entladungsröhren; 3) durch chemische Prozesse wie bei der langsamen Oxydation des Phosphors an der Luft; 4) durch Absorption einer auf die Atome einfallenden Strahlung und nachfolgender, gegebenenfalls stufenweiser Ausstrahlung des absorbierten Quants in Quanten niedrigerer Energie (Lumineszenz), wie es z. B. in den Leuchtstoffröhren zur Umwandlung von UV-Strahlung in sichtbares L. ausgenutzt wird.

Alle Körper, die imstande sind, L. auszusenden, heißen *Lichtquellen*.

Zum Nachweis des L.es eignen sich im sichtbaren Bereich das Auge, im sichtbaren und unsichtbaren Bereich photographische Emulsionen, Photozelle, Photoelement, Photokatode u. ä.

Lichtablenkung im Schwerefeld, die gemäß der allgemeinen Relativitätstheorie als Folge der Krümmung des Raumes auftretende → Krümmung der Lichtstrahlen führt zu einer im Schwerefeld der Sonne bei totalen Sonnenfinsternissen beobachtbaren Ablenkung des Sternlichtes.



Schematische Darstellung der Lichtablenkung im Schwerefeld. L_1 wahrer, L_2 scheinbarer Ort des Sternes

In der allgemeinen Relativitätstheorie breitet sich das Licht längs geodätischer Nullinien (→ geodätische Linie) des durch das Gravitationsfeld bestimmten gekrümmten Raumes aus. Die Ablenkung $\Delta\varphi$, die ein Lichtstrahl in der Nähe großer Massen m dadurch erfährt, kann nach der von Einstein angegebenen Beziehung $\Delta\varphi = 4Gm/dc^2$ berechnet werden. Darin bedeutet G die Newtonsche Gravitationskonstante, d den Abstand vom Mittelpunkt des ablenkenden Körpers und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Am Sonnenrand ist $\Delta\varphi = 1{,}75''$. Diese Ablenkung hat zur Folge, daß wahrer und scheinbarer Ort von Sternen, die in der Nähe der Sonne beobachtet werden, nicht zusammenfallen (Abb.).

Beim empirischen Nachweis der L. i. S. geht man so vor, daß man zwei Beobachtungen vergleicht: Zunächst photographiert man bei einer totalen Sonnenfinsternis die Sonne und das in der Nähe der verfinsterten Sonne liegende Sternenfeld. Wenn die Sonne dann weit genug auf der Ekliptik weitergewandert ist, wird eine erneute Aufnahme dieses Teiles des Himmels Sternpositionen zeigen, bei denen die zu beobachtenden Orte der Sterne nicht durch die Lichtablenkung beeinflußt sind. Ein Vergleich beider Aufnahmen liefert dann $\Delta\varphi$.

Derartige Beobachtungen haben die theoretischen Voraussagen recht gut bestätigt. Die schon 1919 unternommene Sonnenfinsternis-Expedition nach Brasilien lieferte zum Beispiel den Wert $\Delta\varphi = (1{,}98 + 18)''$. Die Schwierigkeit dieser Beobachtungen besteht darin, daß zur Beobachtung geeignete Sonnenfinsternisse relativ selten eintreten und dann nur einige Minuten dauern.

lichtartige Vektoren, → Minkowski-Raum.

Lichtäther, → Lichttheorien, → Äther.

Lichtbeugung, → Beugung 1).

Lichtblitzentladungslampe, → Gasentladungslichtquelle.

Lichtbogen, Bogenentladung, deren positive Säule als Lichtquelle oder zum Schweißen verwendet wird. Die *Wolframlampe* brennt im geschlossenen Gefäß bei höheren Drücken zwischen Wolframelektroden, die *Bogenlampe* zum Teil auch in der freien Atmosphäre (→ Kohlelichtbogen, → Beck-Bogen). Der → *Schweißlichtbogen* wird meist in freier Luft verwendet.

Lichtbogenofen, Gerät zur *Lichtbogenerwärmung*, d. h. zur Erwärmung metallischer und nichtmetallischer Werkstoffe durch die Einwirkung eines Lichtbogens. Zwischen den Graphitelektroden des L.s und dem Schmelzgut fließen Ströme von 10^4 bis 10^5 A. Vorteile sind die Erreichung von hohen Temperaturen (10000 K), hohe Energiekonzentration und einfache Regelung. Wichtige Anwendungsgebiete sind das Lichtbogenschweißen, das Stahlschmelzen im L. mit Einsatzmengen von 0,5 bis 180 t und Leistungen von 400 bis 45000 kVA, das Schmelzen von Metallen (z. B. Gußeisen, Kupfer, Nickel und ihre Legierungen) im Lichtbogenstrahlungsofen mit Einsatzmengen bis zu 1 t, wobei der Lichtbogen durch Strahlung auf das Schmelzgut wirkt, und die Roheisen- und Karbiderzeugung in Reduktionsöfen. In Drehstromöfen von 35 MW beträgt die Tagesproduktion etwa 300 t Roheisen bei einem spezifischen Energieverbrauch von 2 bis 3 MWh/t. 285 t Rohkarbid je Tag lassen sich in Reduktionsöfen mit einer Leistung von 35 MW und einem spezifischen Energieverbrauch von 3,5 MWh/t erzeugen.

Lichtbogenschwingungen, Schallschwingungen, die oft von freibrennenden elektrischen Bogenentladungen ausgehen, insbesondere, wenn diese mit Wechselspannung geeigneter Frequenz betrieben werden. Diese Schallschwingungen entstehen dadurch, daß sich im Rhythmus der Leistungsaufnahme Querabmessung und innere Struktur der Bogensäule ändern. In jedem Falle weisen beim Auftreten von L. Entladungsspannung und Entladungsstrom eine den Schwingungen mehr oder weniger synchrone oszillierende Komponente auf.

Lichtbrechung, → Brechung 1).

Lichtbündel, svw. Strahlenbündel.

Lichtdruck, → Strahlungsdruck.

Lichteinheit, → photometrische Größen und Einheiten.

lichtelektrisches Halbleiterbauelement, ein Halbleiterbauelement, bei dem mittels Einwirkung von Licht ein elektrischer Stromkreis beeinflußt wird. Lichtelektrische H.e sind die Photowiderstandszelle, das Halbleiterphotoelement, bestimmte Halbleiterdioden, Transistoren und Thyristoren. Sie werden unter anderem in der → Optoelektronik verwendet.

Lichtflußwiderstand, → Ohmsches Gesetz 5).

Lichtgerbung, photographisches Verfahren zur Herstellung von Druckformen, bei dem durch Lichteinwirkung die Chrom-IV-Verbindungen der Gelatineschicht in Chrom-III-Verbindungen überführt werden, die ihrerseits eine örtliche, d. h. bildmäßige Härtung oder Gerbung der Gelatine hervorrufen. Bei dieser Härtung steigt der Schmelzpunkt der Gelatine, während ihre Quellung sinkt; damit verringert sich ihre Auflösbarkeit in warmem Wasser um so mehr, je höher die Härtung, d. h. je stärker die Licht-

einwirkung war. Bei der Warmwasserbehandlung entsteht ein Reliefbild, die unbelichteten Stellen werden ausgewaschen. In der Drucktechnik kann die Platte ohne Auswaschen benutzt werden, da die belichteten Stellen eine geringere Quellfähigkeit haben und dadurch je nach Belichtung wenig oder keine Druckfarbe annehmen (*Pinatypie*). Eine Verbesserung dieser Technik ist das *Pigmentverfahren*, bei dem Chromgelatineschichten Verwendung finden, die mit Pigmenten (Ruß, Eisenoxid, Indigo) eingefärbt sind. Wird eine solche Schicht durch den Schichtträger hindurch belichtet, so schreitet die Gerbung vom Schichtträger nach oben fort und Schichtablösungen werden bei der anschließenden Behandlung mit warmem Wasser vermieden.

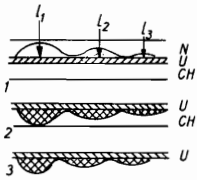
Eine besondere Ausführungsform der Belichtung ist die Übertragung des Reliefs auf einen Kupferzylinder, der anschließend geätzt werden kann; das entstehende Kupferrelief dient als Druckvorlage.

Das Chrom-Gelatine-Verfahren hat den Vorteil, daß die Stärke der Gerbung der Belichtungsstärke genau proportional ist und keine Kontrastverfälschungen in den unterschiedlichen Bilddichten auftreten. Durch den unterschiedlichen Chromatgehalt kann gleichzeitig der Bildkontrast beeinflußt werden, geringe Chromatmengen bewirken weiche, hohe Chromatmengen dagegen starke Kontraste. Nachteil dieses Verfahrens ist die geringe Lichtempfindlichkeit; es erfordert zehnmillionenmal höhere Lichtmengen als Silberhalogenidschichten.

Lichtgeschwindigkeit, Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Vakuum. Die L. ist nach der Einsteinschen Relativitätstheorie (→ spezielle Relativitätstheorie) auch die Grenzgeschwindigkeit für die Ausbreitung von Wirkungen überhaupt. Die Geschwindigkeit v_p, mit der sich die Phase einer Lichtwelle ausbreitet, heißt *Phasengeschwindigkeit*. Sie ist abhängig von dem Stoff, in dem die Welle fortschreitet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase des Lichtes ist im Vakuum von der Frequenz unabhängig. Deshalb ist im Vakuum die Phasengeschwindigkeit des Lichtes identisch mit der *Gruppengeschwindigkeit*; in Medien ist die Phasengeschwindigkeit v_p mit dem Brechungsindex n und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c durch $v_p = c/n$ verknüpft (→ Überlichtgeschwindigkeit, → Tscherenkow-Effekt). Die Maxwellsche Beziehung $c = (\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0})^{-1}$ gibt den Zusammenhang zwischen der L. mit der Dielektrizitätskonstanten ε_0 und der Permeabilität μ_0 des Vakuums an; sie folgt aus den Maxwellschen Gleichungen.

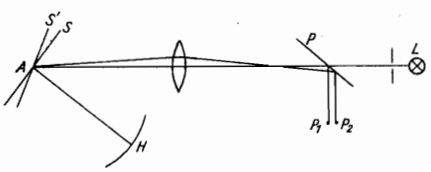
Die Vakuumgeschwindigkeit wurde zuerst von Olaf Römer (1644–1710) mit direkten, astronomischen Methoden bestimmt. Benutzt wurde die Beobachtung der Periode des innersten Jupitermondes. Beobachtet wurde der Eintritt des Jupitermondes in den Jupiterschatten im August und im November 1676. Er erfolgte im November zehn Minuten später, als es auf Grund der Rechnungen mit der im August gemessenen Periode hätte der Fall sein müssen. Die Zeitdifferenz entspricht dem Weg, den das Licht auf Grund der in der Zwischenzeit erfolgten Weiterbewegung der Erde auf ihrer Bahn zusätzlich zurücklegen mußte. Olaf Römer erhielt damit für die L. den Wert $c = 214300$ km/s.

Seit der ersten Bestimmung der L. durch Olaf Römer wurde sie durch zahlreiche direkte und indirekte astronomische und elektromagnetische Methoden mit ständig verfeinertem experimentellen Aufwand gemessen. Die erste terrestrische Bestimmung der L. wurde von H. C. Fizeau (1819–1896) durchgeführt. Ein Lichtstrahl wurde durch ein rotierendes Zahnrad zu einem 8633 m entfernten Spiegel gesandt, dort reflektiert und durch das Zahnrad zum Beobachter zurückgeleitet. Bei genügend hoher Umdrehungsgeschwindigkeit des Zahnrades wird dieser Lichtweg jedoch durch den der Lücke folgenden Zahn des Rades unterbrochen. Aus der Rotationsgeschwindigkeit des Rades und den Abmessungen der Versuchsanordnung läßt sich die L. berechnen. Fizeau erhielt einen Wert von $c = (315300 \pm 500)$ km/s.



Lichtgerbung: *1* Aufbelichten eines Negativs N durch die Unterlage U auf die Chromgelatineschicht CH. $I_{1,2,3}$ Belichtungsintensität. *2* Gerbungsbild vor der Wässerung. *3* Reliefbild nach der Wässerung, das als Druckvorlage dient

Durch Foucault (1819–1868) wurde eine Methode entwickelt, die gestattet, die L. im Laboratorium zu messen. Von Michelson wurde sie später zu höchster Präzision vervollkommnet. Dabei gelangt ein Lichtstrahl von einem Spalt durch eine halbdurchlässige Platte P über einen um die Achse A rotierenden Spiegel S auf einen Hohlspiegel H, dessen Zentrum bei A liegt, wird dort reflektiert und über den rotierenden Spiegel zur Platte P zurückgeworfen (Abb.). Das Bild



Versuch zur Ermittlung der Lichtgeschwindigkeit nach Foucault

des Spaltes kann im Punkt P_1 beobachtet werden. Bei hoher Drehzahl des Spiegels S wird das Bild des Spaltes nach P_2 verschoben. Aus der Verschiebung P_1P_2 kann der Winkel, um den sich der Spiegel S weitergedreht hat, während der Lichtstrahl den Weg A–H–A zurücklegte, berechnet werden. Mit der bekannten Drehzahl des Spiegels S ergibt sich aus diesem Winkel die Zeit, die das Licht für die bekannte Strecke A–H–A benötigte. Für die daraus berechnete L. ergaben Präzisionsversuche den Wert: $c = (299796 \pm 4)$ km/s.

Neben diesen direkten Methoden zur Bestimmung der L. sind besonders die indirekten elektromagnetischen Methoden und die auf der → Aberration der Fixsterne beruhende Methode von Bradlay (1692–1762) zu nennen.

Die Bradleysche Methode fußt auf der Messung der Winkelgröße der Aberration α und der Umlaufgeschwindigkeit V der Erde um die Sonne. Die L. ist dann $c = V \cot \alpha$. Die letzten Messungen mit dieser Methode ergaben den Wert $c = (299857 \pm 120)$ km/s.

Die ersten verwendeten elektromagnetischen Methoden beruhen auf der elektromagnetischen und elektrostatischen Messung von elektrischen Größen wie Ladung, Strom und Kapazität. Der

Quotient dieser Größen in elektrostatischen bzw. elektromagnetischen Einheiten ist gerade die L. Weiter wurden die Ausbreitung von Radiowellen, die Resonanzfrequenz eines Hohlraumresonators von bekannten Abmessungen sowie die Rotationsspektren von zweiatomigen Molekülen zur Bestimmung der L. benutzt. Außerordentlich präzise Messungen wurden 1950 von Froome mit Hilfe der Mikrowelleninterferometrie bei der Reflexion von Radarwellen ausgeführt. Sie ergaben einen Wert von $c = (299793{,}0 \pm 0{,}3)$ km/s. In neuerer Zeit legte man bei den Untersuchungen Mikrowellenmessungen (Troowe 1952/53) und Rotationsspektren (Rank, Shearer, Wiggins, Phyles, Blaine, Connor, Bennet 1954/65) zugrunde. Als bester Wert gilt heute $c = 299792{,}5 \pm 0{,}15$ km/s (Karolus und Helmberger 1967).

Nach der → Relativitätstheorie ist die L. invariant gegen Lorentz-Transformationen, d. h., die Ausbreitung eines Lichtimpulses ist allseitig gleich schnell und unabhängig von einer geradlinig gleichförmigen Bewegung der Lichtquelle. Überdies ist die L. die Grenzgeschwindigkeit überhaupt, d. h., man kann keinem Körper, Impuls oder Teilchen eine Überlichtgeschwindigkeit erteilen.

Lichtjahr, Lj, inkohärente, alte Einheit der Länge in der Astrophysik. 1 Lichtjahr ist die Strecke, die elektromagnetische Wellen im Vakuum während eines tropischen Jahres zurücklegen. $1\ \text{Lj} = 9{,}4605 \cdot 10^{12}\ \text{km} = 0{,}3068\ \text{pc}$.

Lichtkegel, Fläche in der Raum-Zeit, die die zeitartig zu einem gegebenen Punkt P_0 gelegenen Punkte von den raumartig zu P_0 gelegenen trennt. Die L. liefern die kausale Struktur der Raum-Zeit-Welt.

In der Umgebung eines regulären Punktes P_0 ist der L. ein eigentlicher Doppelkegel wie im → Minkowski-Raum. Der Mantel des L.s wird von den durch P_0 verlaufenden Nullgeodäten erzeugt.

Im Minkowski-Raum sind die Punkte des L.s zu P_0 durch die Gleichung $(\Delta s)^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - (ct - ct_0)^2 = 0$ bestimmt. Im gekrümmten Raum hat der L. nur lokal dieses Aussehen. Nach der Orientierung der Zeitachse unterscheidet man Vor- und Nachkegel. Der Mantel und das Innere des Vorkegels bilden zusammen die Vergangenheit, der Mantel und das Innere des Nachkegels die Zukunft von P_0. Das Äußere des Doppelkegels ist die physikalische Gegenwart von P_0.

Die L. zu den Punkten auf der Weltlinie eines Beobachters liegen ineinandergeschachtelt. Ist P_1 auf der Weltlinie später als P_0, so enthält der Vorkegel von P_1 den von P_0, und der Nachkegel von P_0 enthält den von P_1. Der Vorkegel eines Beobachters wird im Laufe der Zeit immer umfangreicher, der Nachkegel nimmt in umgekehrter Richtung immer mehr zu. Die Weltpunkte, die in keinem Vorkegel des Beobachters liegen, befinden sich hinter dem Ereignishorizont (→ Horizont, → Hyperbelbewegung).

Lichtkurve, → atmosphärische Strahlenbrechung.

Lichtleiter, optisches System zur Fortleitung des Lichtes auf geraden oder gekrümmten Wegen. Als L. dienen innen verspiegelte Rohre oder Stäbe aus durchsichtigen Materialien, deren Brechungsindex größer als der des umgebenden Mediums ist. Bei verspiegelten Rohren erfolgt im Innern des Rohres mehrfache Reflexion, so daß das Licht auch durch Krümmungen des Rohres fortgeleitet wird. Bei durchsichtigen Materialien tritt an die Stelle der Reflexion Totalreflexion. Zu beachten ist, daß sich in beiden Fällen für die einzelnen Lichtwellen unterschiedliche Laufzeiten ergeben, was darauf zurückzuführen ist, daß Wellen, die mit spitzeren Winkeln reflektiert werden, auch häufiger reflektiert werden und damit einen insgesamt längeren Weg zurücklegen müssen als Wellen, die mit flacheren Winkeln reflektiert werden. Sehr kurze Lichtimpulse, die mittels L.n übertragen werden, können deshalb mit verzerrter Kurvenform am Ende des L.s austreten. L. werden z. B. zur Beleuchtung von Skalen in der Konsumgüterelektronik, für Spielzeuge, aber auch zur Informationsübertragung und zur Übertragung des Lichtes eines Szintillators zur Photokatode einer Sekundärelektronenvervielfacherröhre verwendet. Letzteres ist speziell dann von Bedeutung, wenn starke Magnetfelder am Ort des Szintillators die Elektronenbahnen im Vervielfacher stören würden. → Faseroptik.

Lichtleitwert, → Ohmsches Gesetz 5).

Lichtlinien, → Nullinien.

Lichtmenge, → photometrische Größen und Einheiten.

Lichtmesser, svw. Photometer.

Lichtmessung, svw. Photometrie.

Lichtnachrichtenübertragung, *optische Nachrichtenübertragung*, die Übertragung von Informationen mit Hilfe elektromagnetischer Wellen, die im Spektrum des optischen Bereiches liegen. Die Wellen dieses Bereiches werden im erweiterten Sinne als Licht bezeichnet und umfassen Wellenlängen von $\lambda = 0{,}38\ \mu\text{m}$ bis $\lambda = 0{,}78\ \mu\text{m}$, den Ultravioletbereich bis herab zu $0{,}1\ \mu\text{m}$ und den Infrarotbereich bis herauf zu $100\ \mu\text{m}$. Für die L. werden z. Z. im wesentlichen die Bereiche zwischen $0{,}5\ \mu\text{m}$ und $1{,}1\ \mu\text{m}$ sowie bei $3{,}4\ \mu\text{m}$ und bei $10\ \mu\text{m}$ benutzt.

Die L. ist keine neue Technik; bereits im 2. Weltkrieg wurden *Lichtsprechgeräte* eingesetzt, die im Infrarotbereich bei $\lambda = 0{,}8\ \mu\text{m}$ arbeiteten und zur Übertragung von Morsezeichen oder Sprachsignalen dienten. Signale größerer Bandbreite konnten damit wegen der unzureichenden Modulation nicht übertragen werden. Die Reichweite lag bei normaler Atmosphäre bei etwa 3 km. Durch die mit Mikrowellen-Richtfunkgeräten erzielten Fortschritte in der Übertragungstechnik, insbesondere durch die Möglichkeit der Übertragung von Informationen mit großer Bandbreite und die Überbrückung größerer Entfernungen, verlor die L. über längere Zeit an Bedeutung. Erst in letzter Zeit fand man wieder Interesse an der L., weil einerseits der Bedarf an Nachrichtenübertragungskanälen laufend steigt, andererseits aber die zur Verfügung stehenden Frequenzbänder keine beliebige Vermehrung der Übertragungskanäle zulassen. Allerdings waren die Fortschritte in der Halbleitertechnik, die unter anderem die Lumineszenzdiode brachten, und die Entdeckung des Lasers die Voraussetzungen, um die L. in erweiterter Form anwenden zu können.

Die besondere Bedeutung der L. für die Nachrichtentechnik liegt darin, daß der Übergang ins Lichtgebiet eine Erweiterung der nutzbaren Frequenzbandbreite gegenüber den bisher von der Nachrichtentechnik benutzten Gebieten um etwa den Faktor 10^5 bringt.

1) Wirkungsprinzip. Das Wirkungsprinzip der Geräte zur L. unterscheidet sich grundsätzlich nicht von dem Wirkungsprinzip der allgemein bekannten Geräte zur Nachrichtenübertragung in der Funktechnik, z. B. Mikrowellenrichtfunkgeräten. Die Geräte zur L. bestehen senderseitig aus dem Generator, der den Träger erzeugt, dem Modulator und der Abstrahleinrichtung, empfangsseitig aus der Aufnahmeeinrichtung und dem Empfänger mit Demodulator. Während jedoch das Übertragungsmedium in der Funktechnik stets die Atmosphäre bzw. der Weltraum ist, gibt es für die L. verschiedene Übertragungsmedien.

2) Verfahren. Die Verfahren der L. lassen sich nach folgenden Parametern einteilen: a) nach der Art des Lichtes (inkohärent/kohärent), b) nach der Wellenlänge des Lichtes und nach der Spektralbreite, c) nach der Übertragungsbandbreite (schmalbandig/breitbandig/extrem breitbandig).

a) Einteilung nach der Art des Lichtes. *Inkohärentes Licht* wird durch Temperaturstrahler und durch Lumineszenzdioden erzeugt. Die ersten Geräte in der Entwicklungsgeschichte der L. arbeiteten mit Temperaturstrahlern, da seinerzeit keine anderen Möglichkeiten zur Erzeugung von Licht bestanden. Moderne einfache Geräte zur L., insbesondere für nicht zu große Übertragungsbandbreiten, verwenden Lumineszenzdioden, die bezüglich Aufwand und Leistungsvermögen die optimale Strahlungsquelle darstellen.

Kohärentes Licht wird durch → Laser erzeugt. Damit lassen sich Geräte zur Nachrichtenübertragung aufbauen, die sich in der Funktion und im Betriebsverfahren nicht von den Geräten für die Punkt-zu-Punkt-Verbindungen der Mikrowellenrichtfunktechnik unterscheiden. Infolge der wesentlich geringeren Wellenlänge des Lichtes ist jedoch eine entsprechende Verringerung der Strahlbreite möglich, was übertragungstechnisch erhebliche Vorteile bringt. Außerdem können unter Verwendung geeigneter Verfahren extrem breitbandige Informationen aufmoduliert werden.

b) Einteilung nach der Wellenlänge des Lichtes und nach der Spektralbreite. *Temperaturstrahler* erzeugen nach dem Planckschen Strahlungsgesetz inkohärentes Licht mit einem sehr breiten Spektrum. Es umfaßt z. B. bei einer Wolframglühlampe mit 3000 K Fadentemperatur zwischen den Punkten halber Leistung einen Wellenlängenbereich von $\lambda = 0{,}55\ \mu m$ bis $\lambda = 1{,}6\ \mu m$ und ist deshalb vom Sonnenlicht durch Filter nur schlecht zu trennen. Die Modulation des von Temperaturstrahlern erzeugten Lichtes ist aus technischen Gründen nur bis zu Frequenzen von einigen kHz möglich.

Bei der *Lumineszenzdiode* wird die Strahlung durch Injektion von Elektronen und Löchern in der Sperrschicht der Diode und in einem schmalen angrenzenden Bereich angeregt. Bei einer Reihe von Halbleitern kann die Rekombinationsenergie nahezu vollständig in Form elektromagnetischer Strahlung emittiert werden. Zu diesen Halbleitern gehören vor allem die III-V-Verbindungen wie GaP, GaAs, InP, InAs, InSb sowie Mischkristalle aus diesen Verbindungen. Die Wellenlänge des inkohärenten Lichtes beträgt z. B. bei der GaAs-Lumineszenzdiode bei Zimmertemperatur $\lambda = 0{,}92\ \mu m$. Die Spektralbreite ist $0{,}035\ \mu m$, das sind etwa 3% der Spektralbreite eines Temperaturstrahlers bei gleicher Wellenlänge des Emissionsmaximums. Die Strahlungsleistung einer Lumineszenzdiode ist unter isothermen Bedingungen dem Diodenstrom proportional. Damit besteht eine einfache Möglichkeit der Intensitätsmodulation bis zu Frequenzen von etwa 100 MHz.

Wellenlänge und Spektralbreite der von *Lasern* erzeugten kohärenten Strahlung hängen von der Art des Lasers und dem aktiven Medium ab. Für die L. eignen sich Gaslaser (insbesondere Helium-Neon-, Argonion-, CO_2-Laser) und Festkörperlaser (insbesondere YAlG: Nd-Laser) sowie Halbleiterlaser (insbesondere GaAs-Dioden-Laser). Die Einsatzbedingungen, der Wirkungsgrad, der gerätetechnische Aufwand, die Lebensdauererwartung u. ä. sind maßgebend für die Wahl des jeweils am besten geeigneten Lasertyps.

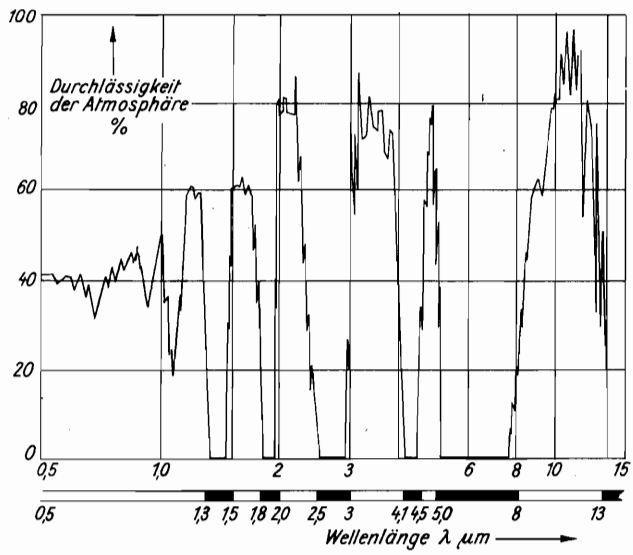
c) Einteilung nach der Übertragungsbandbreite. Die zu übertragenden Informationen treten entweder als analoge oder als digitale Signale auf. *Schmalbandige* Informationen sind z. B. analoge Signale eines Fernsprechkanals mit einer Bandbreite von etwa 3 kHz oder digitale Signale in der Größenordnung von kbit/s. *Breitbandige* Informationen sind z. B. Fernsehsignale mit einer Bandbreite von etwa 5 MHz oder digitale Signale in der Größenordnung von Mbit/s. *Extrem breitbandige* Informationen sind z. B. digitale Signale in der Größenordnung von Gbit/s.

3) Übertragungsmedien. Die Übertragung des mit der Information modulierten Lichtes kann über verschiedene Medien und verschiedene Strukturen erfolgen. Dabei soll die Dämpfung des Lichtes längs des Ausbreitungsweges möglichst gering sein. Die wichtigsten Übertragungsmedien sind a) Atmosphäre, b) Schutzgasatmosphäre, c) Weltraum, d) optische Wellenleiter (Hohlleiter, dielektrischer Wellenleiter, profilierter dielektrischer Wellenleiter, Filmwellenleiter, Irisblendenwellenleiter, Wellenleiter mit Festkörperlinsen, Wellenleiter mit Gaslinsen, Wellenleiter mit gekrümmten Spiegeln).

a) Atmosphäre. Die L. in den unteren Schichten der Atmosphäre erfordert keine zusätzlichen technischen Einrichtungen, besitzt aber den großen Nachteil der Extinktion, d. h. der Lichtschwächung, und der Refraktion, d. h. der Brechung an Luftschichtungen. Die Extinktion setzt sich aus der molekularen Absorption und der Streuung an Aerosolen – Schwebeteilchen wie Rauch, Staub, Wassertröpfchen, Eiskristalle – zusammen. Die Änderung des Brechungsverhältnisses in der Atmosphäre führt zur Auslenkung des gebündelten Lichtstrahles und kann dann zur Unterbrechung einer bestehenden Verbindung führen.

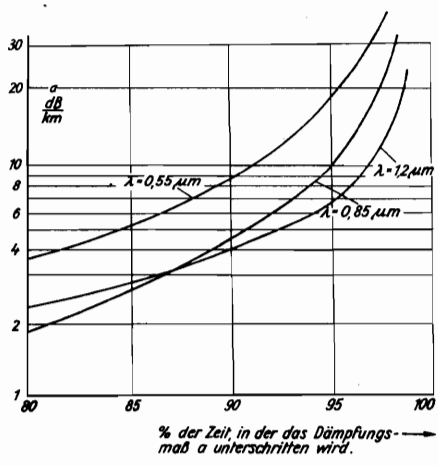
Turbulenzerscheinungen sind mit allen Bewegungen in der Atmosphäre, mit thermischen Inhomogenitäten und Konvektionen verbunden. Sie bewirken eine Störamplitudenmodulation und bei Laserstrahlen zusätzlich eine Verringerung der Kohärenz.

Abb. 1 zeigt den prozentualen Durchlaßgrad der Atmosphäre für Wellenlängen von $\lambda = 0{,}5\ \mu m$ bis $15\ \mu m$ bei einer Streckenlänge von 5 km und sehr guter Sicht. Es ist zu erkennen, daß nur in bestimmten Bereichen eine ausreichende Durchlässigkeit der Atmosphäre besteht, insbesondere zwischen $\lambda = 0{,}5\ \mu m$ und $1{,}3\ \mu m$ sowie zwischen $\lambda = 8\ \mu m$ und $13\ \mu m$.



1 Durchlässigkeit der Atmosphäre über eine 5 km lange Strecke bei Sichtweite von etwa 25 km in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ

In Abb. 2 ist die Häufigkeitsverteilung der atmosphärischen Dämpfung dargestellt, wie sie nach Meßkurven verschiedener Beobachter errechnet wurde. Aus diesen Angaben ist zu ersehen, daß bei der L. in der Atmosphäre mit verhältnismäßig großen Dämpfungen gerechnet werden muß, wenn eine hohe Sicherheit verlangt wird. Damit scheidet die Atmosphäre als Übertragungsmedium für die L. über größere Entfernungen aus. Die Strahlbündelung erfolgt am Sender mit einfachen optischen Mitteln, im allgemeinen mit Hilfe eines parabolischen Reflektors; ein gleichartiger Reflektor findet meist auch beim Empfänger Anwendung. Die in der Praxis üblichen Strahlbündelungen liegen etwa zwischen 1 und 10 Bogenminuten. Größere Bündelungen sind wegen der Refraktion in der Atmosphäre unzweckmäßig.



2 Häufigkeitsverteilung der Ausbreitungsdämpfung

b) Schutzgasatmosphäre. Der Einfluß der Aerosole verschwindet, wenn die Übertragung in einer Schutzgasatmosphäre erfolgt, indem das Licht durch eine Rohrleitung geführt wird, die unter Druck mit einem Gas, z. B. trockenem Stickstoff, gefüllt ist. Damit bleibt zwar die Dämpfung gering, jedoch ist der Aufwand für die Rohrleitung und die Schutzgasanlage verhältnismäßig groß.

c) Weltraum. Lichtabsorbierende Atome und Moleküle sowie streuende Aerosole sind im Weltraum im allgemeinen nicht vorhanden, so daß sich darin L.en über außerordentlich große Entfernungen erreichen lassen.

d) Optische Wellenleiter (Lichtwellenleiter). Es gibt verschiedenartige optische Wellenleiter, wobei Materialaufwand, Montagebedingungen und Übertragungsqualität für die einzelnen Arten sehr unterschiedlich sind.

Der optische Hohlleiter ist ein Metall- oder Glasrohr, an dessen Innenwänden der Strahl mit zickzackförmiger Reflexion in Achsrichtung weitergeleitet wird. An die Toleranz der Abmessungen des Hohlleiters und die Beschaffenheit der Wandoberfläche müssen sehr hohe Anforderungen gestellt werden, wenn die Dämpfung des Lichtstrahles gering bleiben soll. Wegen der hohen Kosten besitzt der optische Hohlleiter nur geringe praktische Bedeutung.

Der dielektrische Lichtwellenleiter oder Glasfaserwellenleiter ist ein Gebilde aus Glas mit konzentrischem Aufbau, wobei der Kern einen höheren Brechungskoeffizienten als die Umhüllung hat (→ Glasfasernachrichtenübertragung). Fehler, die zu einer Verschlechterung der Übertragungsqualität führen, sind unter anderem die Elliptizität der Glasfaser, periodische Schwankungen der Fasergeometrie, konische Abschnitte, Biegestellen, streuende Partikeln. Der dielektrische Lichtwellenleiter gilt als günstigster optischer Wellenleiter.

Beim profilierten dielektrischen Wellenleiter oder profilierten Faserwellenleiter ändert sich der Brechungsindex vom Zentrum radial nach außen kontinuierlich in definierter Weise. Gegenüber dem einfachen dielektrischen Wellenleiter bestehen keine wesentlichen Vorteile.

Filmwellenleiter. Eine dielektrische Filmleitung ergibt eine Fortleitung des Lichtes längs der Filmebene.

Der Irisblendenwellenleiter besteht aus einer Folge von Irisblenden mit einem gleichmäßigen Abstand von etwa 5 m. Jede einzelne Blende hat die Aufgabe, das Licht außerhalb seiner kreisförmigen Apertur zu absorbieren und den verbleibenden Anteil zu übertragen.

Die Dämpfung dieses Wellenleiters ist umgekehrt proportional der Fläche der Blende und proportional dem Produkt aus Blendenabstand und Wellenlänge. Es sind Abstände von einigen Metern erforderlich.

Wellenleiter mit Festkörperlinsen. Wesentlich größere Abstände als bei den Blendenwellenleitern können zugelassen werden, wenn in dem Übertragungsweg in gleichmäßigen Abständen Festkörperlinsen angeordnet werden. In der Praxis liegen die Abstände in der Größenordnung von 100 m.

Wellenleiter mit Gaslinsen. Noch geringere Dämpfungen sind mit Gaslinsen erzielbar. Die Linsenwirkung beruht auf der Strömung eines Gases durch eine geheizte Röhre, wodurch der Brechungskoeffizient einen hyperbolischen Verlauf bekommt.

Wellenleiter mit gekrümmten Spiegeln. In ähnlicher Weise wie bei den Wellenleitern mit Festkörperlinsen kann die Strahlführung auch mit Hilfe von paarweise angeordneten, konkav gekrümmten Umlenkspiegeln erreicht werden.

4) Modulatoren. Zur Modulation des als Träger dienenden Lichtes gibt es verschiedene Verfahren, deren Anwendung von der Art der Strahlungsquelle abhängt.

a) *Modulation bei Temperaturstrahlern.* Bei Temperaturstrahlern ist bei Modulationsfrequenzen bis zu einigen hundert Hz die direkte Intensitätsmodulation möglich, z. B. bei Glühlampen durch Steuerung des Lampenstromes. Die Trägheit des Glühfadens läßt jedoch keine höheren Modulationsfrequenzen bei dieser Modulationsart zu. Bei höheren Frequenzen müssen äußere Lichtmodulatoren angewandt werden, die auf elektromechanischer oder kristalloptischer Grundlage arbeiten.

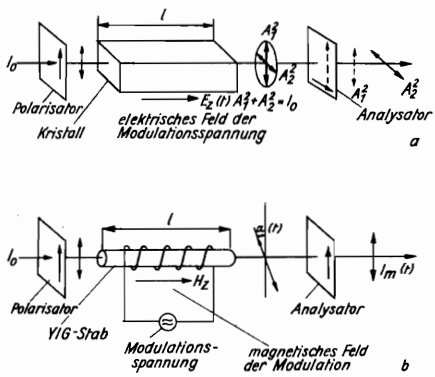
b) *Modulation bei Lumineszenzdioden.* Bei Lumineszenzdioden ist die abgestrahlte Leistung unter isothermen Betriebsbedingungen näherungsweise dem Durchlaßstrom proportional. Diese Tatsache ergibt eine einfache Möglichkeit zur Amplitudenmodulation des Lichtes. Es können Modulationsfrequenzen bis zu 1 GHz und Modulationsgrade bis zu 80% bei geringen Verzerrungen erreicht werden.

c) *Modulation beim Laser.* Beim Laser können bei der Modulation im Prinzip alle aus der Funktechnik bekannten Arten zur Anwendung kommen. Praktische Bedeutung hat eine Sonderform der Amplitudenmodulation erlangt, und zwar die Intensitäts- oder Leistungsmodulation, bei der nicht die Amplitude der Trägerschwingung, sondern ihr Quadrat entsprechend dem Modulationssignal geändert wird.

Bei der *Anregungsmodulation* erfolgt die Modulation als Amplitudenmodulation über die Pumpleistung. Bei Gaslasern ist dabei die obere Grenzfrequenz durch die Einschwingzeit des Resonators beschränkt. Halbleiterlaser können dagegen wegen der kurzen Einschwingzeit bis zu Frequenzen im GHz-Bereich über den Pumpstrom moduliert werden.

Bei der *resonanten Modulation* kann durch Steuerung der Resonatorgüte eines Lasers eine Amplitudenmodulation seiner Ausgangsstrahlung erreicht werden. Diese innere Modulation ist für nichtlineare Steuerung anwendbar. Eine lineare, breitbandige Amplitudenmodulation kann erreicht werden, wenn die Durchlässigkeit eines Resonatorspiegels oder die Auskopplung des Resonators steuerbar ist (Auskoppelmodulation).

Elektrooptische Modulation. Bei der externen Modulation oder Durchgangsmodulation (Abb. 3a) läuft der Laserstrahl durch einen vom Laser getrennten, reflexionsfreien Modulator. In diesen Modulatoren werden Kristalle wie Kaliumdihydrogenphosphat (KDP) oder Ammoniumdihydrogenphosphat (ADP) verwendet, die bei Anlegen der Signalspannung die Polarisationsebene der einfallenden Laserstrahlung drehen. Mit einem Analysator wird die modulierte Komponente isoliert. Die technischen Schwierigkeiten liegen in der erforderlichen hohen Steuerspannung, die für einen Modulationsgrad von 100% etwa 8 bis 10 kV beträgt. Verhältnismäßig leicht lassen sich die Spannungen bei kleiner relativer Bandbreite durch Transformation erreichen. Unter Anwendung eines im Mikrowellenbereich liegenden Hilfsträgers und entsprechender Resonatoren ergeben sich brauchbare Lösungen. Bei großen relativen Bandbreiten sind im einfachen Durchgangsmodulator hohe Modulationsleistungen erforderlich. Es ist dann sinnvoll, durch Wanderfeldstrukturen die Wechselwirkungszeit zu erhöhen. Als sehr wirkungsvolle elektrooptische Modulatoren haben sich wegen der hohen Feldstärke am pn-Übergang die in Sperrichtung gepolten pn-Dioden erwiesen.



3 Modulation von Laserlicht: *a* elektrooptischer Modulator, *b* magnetooptischer Modulator

Magnetooptische Modulation. Im Gegensatz zur Drehung der Polarisationsebene durch elektrooptische Effekte ist die Drehung infolge des Faraday-Effektes wegen des wirksamen Vektorproduktes nicht reziprok. Außer als Modulatoren (Abb. 3b) sind daher Faraday-Dreher auch als optische Isolatoren anwendbar.

5) Empfangsdemodulatoren. Bei funktechnischen Empfangsanlagen wird das schwächste noch nachweisbare Nutzsignal durch das Wärmerauschen der Antenne bestimmt. Im optischen Spektrum tritt das Wärmerauschen im Vergleich zum Quantenrauschen in den Hintergrund. Empfangsdemodulatoren können wie in der Funktechnik nach zwei verschiedenen Schaltungsprinzipien, der direkten Demodulation und der Demodulation in Überlagerungs-

schaltung, aufgebaut werden. Welche der beiden Schaltungen jeweils zur Anwendung kommt, hängt von der Lichtwellenlänge, der Signalbandbreite und der erforderlichen Empfängerempfindlichkeit ab.

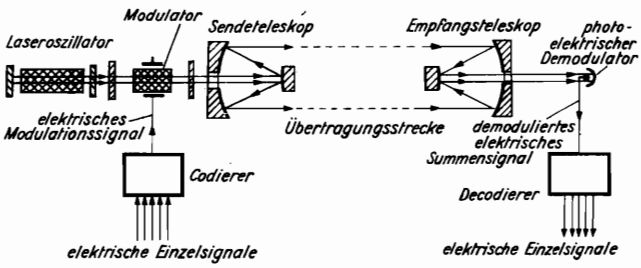
a) Für die *direkte Demodulation* werden Photovervielfacher und Avalanche-Photodioden benutzt. Wegen ihrer Einfachheit wird die direkte Modulation stets dann angewandt, wenn für die betreffende Wellenlänge ausreichend leistungsfähige Photovervielfacher oder Avalanche-Photodioden zur Verfügung stehen. Das gilt vor allem für den Ultraviolettbereich, den Sichtbereich und den nahen Infrarotbereich bis zu Wellenlängen von etwa 1,5 μm. Außerdem gibt es Elemente mit lichtelektrischer Leitfähigkeit für den Infrarotbereich mit Wellenlängen von etwa 3,6 μm bis 27 μm; sie liefern aber einen verhältnismäßig geringen Strom, so daß ihre Einsetzbarkeit beschränkt ist. Um die Empfindlichkeit des Photovervielfachers voll ausnützen zu können, ist die Photokatode durch eine Optik mit entsprechend großer Richtschärfe und durch Vorschalten eines schmalbandigen Interferenzfilters gegen störendes Nebenlicht zu schützen.

b) Bei Verwendung kohärenten Lichtes kann das Prinzip des *Überlagerungsempfängers* zur Anwendung kommen. Als nichtlineares Glied in der Mischstufe eignet sich die Photozelle, deren Photostrom der Lichtintensität proportional ist. Durch die Überlagerung einer im Empfänger erzeugten Hilfsschwingung wird eine Schwingung gewonnen, deren Frequenz gleich der Differenz von Signalfrequenz und Frequenz der Hilfsschwingung ist. Nach Verstärkung des so gewonnenen Signals, das im Mikrowellenbereich liegt, erfolgt die Demodulation.

6) Technische Ausführung. Für die praktische Anwendung der L. kommen heute nur Geräte in Frage, die als Strahlungsquelle entweder eine Lumineszenzdiode oder einen Laser besitzen.

a) Geräte mit GaAs-*Lumineszenzdioden* werden bevorzugt für die Nachrichtenübertragung auf der Erde eingesetzt. Als Übertragungsmedium dient die natürliche Atmosphäre, wobei die zu überbrückende Entfernung je nach geforderter Übertragungssicherheit etwa bei maximal 3 km liegen kann. Die Geräte sind meist zur Übertragung einzelner Signale ausgelegt, z. B. eines Fernsprech- oder Fernsehkanals. Einfachheit und geringe Gerätekosten sind die Vorteile der L. mit Lumineszenzdioden.

b) Der *Laser* als Strahlungsquelle wird sowohl zur L. in der Atmosphäre und im Weltraum als auch zur L. mit Hilfe dielektrischer Wellenleiter eingesetzt. Aus Abb. 4 ist der grundsätzliche Aufbau eines Lasernachrichtenübertragungsgerätes zu ersehen, das beispielsweise zur Übertragung einer Anzahl von Meß- und Steuersignalen dient und als Übertragungsmedium die Atmosphäre benutzt. Der Träger wird von einem CO_2-Laser erzeugt und in seiner Intensität mit der zu übertragenden Information moduliert. Der modulierte Laserstrahl wird dann über ein Sendeteleskop abgestrahlt, auf der Empfängerseite mit einem Empfangsteleskop aufgenommen und demoduliert.



4 Prinzip einer Lasernachrichtenübertragung

Lichtpunktabtaster, → Auswertung von Aufnahmen.

Lichtquant, svw. Photon.

Lichtquantenfeld, *Photonenfeld,* das quantisierte, den Maxwellschen Gleichungen genügende elektromagnetische Feld, wobei die Feldgrößen $F_{\mu\nu}$ als Operatoren aufgefaßt werden, die in einem entsprechenden Hilbert-Raum wirken. Die den Feldstärken $F_{\mu\nu}$ zugeordneten Potentiale A_μ, wobei $F_{\mu\nu} = \partial A_\nu/\partial x_\mu - \partial A_\mu/\partial x_\nu$ mit $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ gilt, können nach ebenen Wellen $e^{\pm i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$ zerlegt werden:

$$A_\mu = (2\pi)^{-3} \int \frac{d^3\vec{k}}{\sqrt{2\omega}} \sum_{\lambda=1}^{4} e_\mu^{(\lambda)} \times$$
$$\times [a_\lambda(\vec{k})\, e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} + a_\lambda^+(\vec{k})\, e^{-i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}],$$

wobei $\omega = +c\sqrt{k^2}$ die Kreisfrequenz der Welle, e^λ für $\lambda = 1, 2$ bzw. 3 bzw. 4 der Vierervektor der transversalen bzw. longitudinalen bzw. skalaren Polarisation und $a_\lambda^+(\vec{k})$ bzw. $a_\lambda(\vec{k})$ der Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator von Photonen mit dem Impuls $\vec{k}$ und der Polarisation λ ist. Gesamtenergie und -impuls des L.s ergeben sich dann zu

$$E = \int \hbar\omega a^+(\vec{k})\, a(\vec{k})\, d^3\vec{k} \quad \text{und}$$

$$\vec{P} = \frac{1}{c} \int \hbar\vec{k} a^+(\vec{k})\, a(\vec{k})\, d^3\vec{k}; \quad N(\vec{k}) = a^+(\vec{k})\, a(\vec{k})$$

bezeichnet man als Anzahloperator der Photonen mit dem Impuls $\vec{k}$, wobei in diese Größen nur die transversalen Polarisationen eingehen, da die longitudinalen und skalaren Polarisationen durch eine komplizierte Nebenbedingung, die mit der Eichinvarianz der Maxwellschen Gleichungen zusammenhängt, eliminiert werden (→ Photon).

Lichtquantenhypothese, → Lichttheorien.

Lichtquantenimpuls, → Photon.

Lichtröhre, in der geometrischen Optik Bezeichnung für einen durch zwei Blenden begrenzten Strahlenraum, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Lichtsäule, → Halo.

Lichtschreiber, → Meßschreiber.

Lichtsprechgerät, → Lichtnachrichtenübertragung.

Lichtstärke, → photometrische Größen und Einheiten.

Lichtstrahl, Grundobjekt der geometrischen Optik, physikalisch deutbar als Normale zur Wellenfläche des Lichtbündels, → Malusscher Satz, → Licht.

Lichtstrahltransistor, → Transistor.

Lichtstreuung, → Streuung.

Lichtstrom, → photometrische Größen und Einheiten.

Lichtstrommessung, die Bestimmung des Lichtstromes einer Lichtquelle in den ganzen Raum oder in verschiedenen Ausstrahlungsrichtungen. Eine L. in den ganzen Raum erfolgt mit der *Ulbrichtschen Kugel* (*Kugelphotometer*), deren Durchmesser 1 bis 5 m beträgt. Sie hat innen einen reinweißen, matten Anstrich. Dadurch wird das nach allen Seiten ausgestrahlte Licht der zu messenden Lichtquelle, die dazu in die Kugel hineingeführt wird, so zerstreut und reflektiert, daß jedes Flächenelement der Kugelinnenfläche *gleich* stark beleuchtet wird. Es genügt darum, die Leuchtdichte eines kleinen, gegen direktes Licht abgeschatteten Beobachtungsfensters mit einem Photometer zu messen, um auf den gesamten Lichtstrom zu schließen, weil die Leuchtdichte einer in diese Fensteröffnung eingesetzten Milchglasscheibe proportional dem Gesamtlichtstrom der Lichtquelle ist. Nach dem Substitutionsverfahren wird diese Messung mit einer ganz analogen Messung unter Verwendung einer geeigneten Normallampe verglichen, die zweckmäßig eine ähnliche spektrale Energieverteilung und eine ähnliche räumliche Lichtverteilung wie der Prüfling hat.

Eine L. in verschiedenen Ausstrahlungsrichtungen erfolgt z. B. mit dem *Spiegelapparat nach Brodhun.* An einem 2 bis 3 m langen drehbaren Arm ist ein Spiegel angebracht, über den der Lichtstrom der im Drehpunkt befindlichen Lichtquelle im Winkelbereich von 0° bis 180° gemessen wird. Die Lichtquelle ist ferner um ihre horizontale Achse um 360° drehbar. Zur Bestimmung des Lichtstromes in den Gesamtraum oder in Raumgebiete muß dann ein entsprechendes Integral ausgewertet werden. Man kann hierbei das graphische Verfahren von Liebenthal-Rousseau anwenden und das Ergebnis dieser Messungen in einem *Rousseau-Diagramm* lichtstromgetreu darstellen.

Lichttheorien, Vorstellungen über das Wesen und Beschreibung der Eigenschaften des Lichtes. Die erste umfassende L., die *Emissionstheorie*, stammt von I. Newton (1643–1727) und betrachtet das Licht als unendlich feinen, von der Lichtquelle emittierten Stoff (*Newtonsche Korpuskular- oder Emanationstheorie*), mit ihr ließen sich geradlinige Ausbreitung und Reflexion, die verschiedenen Farben des Lichts durch Annahme verschiedener Größe der „Lichtteilchen" erklären, die teilweise Reflexion und Brechung an Grenzflächen oder gar die Beugung des Lichts bereitete große Schwierigkeiten. Die Newtonsche Korpuskulartheorie setzte sich lange Zeit, wohl hauptsächlich wegen der allgemeinen Autorität Newtons und der größeren Anschaulichkeit, gegenüber der etwa gleichzeitig entstandenen Wellen- oder Undulationstheorie von Chr. Huygens (1629–1695) durch. Letztere konnte nicht nur Reflexion und Brechung, sondern, wie Thomas Young zeigte, auch Interferenz und Beugung des Lichtes durch die Annahme der wellenförmigen Ausbreitung von Schwingungen und die Farbe durch die verschiedenen Frequenzen dieser Schwingungen erklären; jeder Punkt des Wellenfeldes wird als Erregerzentrum einer neuen, sich kugelförmig ausbreitenden Welle angesehen (Huygenssches Prinzip). Die Polarisation des Lichtes wurde von Fresnel entsprechend der Auffassung, die Lichtwellen pflanzten sich in einem elastischen Medium, dem Lichtäther, fort, durch die Annahme transversaler Ätherschwingungen erklärt. Diese elastische L., die den Äther als unwägbare, alles durchdringende Substanz mit einer größeren Elastizität als die des Stahls annehmen mußte, wurde 1861 von Maxwell durch die Deutung des Lichtes als Schwingung des elektromagnetischen Feldes, d. h. als elektromagnetische Welle, die sich ohne Trägermedium im leeren Raum fortpflanzen kann, überwunden. Demgemäß sind die Lichtschwingungen transversal zur Ausbreitungsrichtung verlaufende Schwingungen einer elektrischen und einer zu ihr senkrecht stehenden magnetischen Feldstärke, die in ihrer Zeit- und Ortsabhängigkeit den Maxwellschen Gleichungen genügt. Die Lichtgeschwindigkeit konnte richtig aus dieser L. zu 300000 kms^{-1} abgeleitet, die Dispersion nach Einführung atomistischer Vorstellungen, speziell der Elektronentheorie von H. A. Lorentz, allgemein erklärt werden.

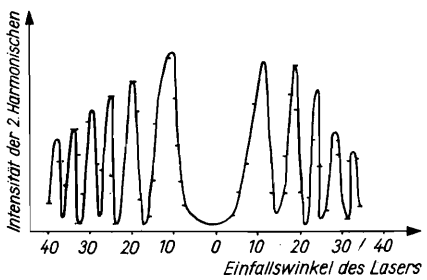
Die Erklärung des lichtelektrischen und des Compton-Effektes war jedoch mit der klassischen Wellentheorie nicht möglich. Das gelang erst 1905 A. Einstein durch die die Plancksche Quantenhypothese weiterentwickelnde Annahme von Lichtquanten. Nach der *Lichtquantenhypothese*, auch *Photonenhypothese* genannt, werden von der Lichtquelle in schneller Folge sehr kleine korpuskulare Teilchen, die Lichtquanten oder Photonen, ausgesandt, deren Energie ε mit der wellenoptischen Frequenz ν der Strahlung durch die Gleichung $\varepsilon = h\nu$ in Zusammenhang stehen; dabei bedeutet h eine universelle Konstante, das Plancksche Wirkungsquantum. Daher kann auch das Licht als Photonenfeld aufgefaßt werden und danach auch nach den Methoden der Quantenmechanik behandelt werden. Auf diese Weise konnte der → Photoeffekt und auch der später entdeckte → Compton-Effekt erklärt werden. Durch diese *Lichtquantentheorie* wird die Wellentheorie des Lichtes jedoch nur partiell außer Kraft gesetzt; Licht erscheint je nach den vorliegenden Bedingungen entweder als Welle oder als Korpuskel — beides sind nur gleichberechtigte Modellvorstellungen: die Wellentheorie beherrscht die Erscheinungen der Lichtausbreitung, die Korpuskeltheorie die der unmittelbaren Wechselwirkung mit der Materie, d. h. der Absorption und Emission. Dieser → Dualismus von Welle und Korpuskel ist nicht nur dem Licht, sondern auch der übrigen Materie eigen, er wird durch die Vereinigung beider Vorstellungen in einer → Quantenfeldtheorie integriert (→ Lichtquantenfeld, → Quantenelektrodynamik).

Lichtumwandlung, die Frequenzwandlung von Licht. Die Umwandlung der Frequenzen von elektromagnetischen Wellen im Radio- und Mikrowellenbereich ist seit langem bekannt, jedoch wurde es erst in letzter Zeit im Rahmen der nichtlinearen Optik (NLO) möglich, entsprechende Frequenzumwandlungen im optischen Frequenzbereich vorzunehmen. Wie im langwelligen Strahlungsgebiet sind die nichtlinearen Glieder der elektrischen Polarisation P für die Frequenzumwandlung verantwortlich Es gilt $P = \chi_0 E + \chi_1 EE + \chi_2 EEE + \cdots$; $\chi_{0,1,2}$ ist die Suszeptibilität 1., 2. und 3. Ordnung, E

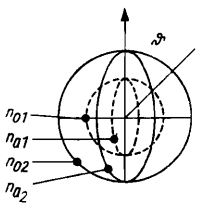
ist die elektrische Feldstärke der betrachteten elektromagnetischen Welle. Dabei treten unterschiedliche Effekte für die Glieder zweiter und dritter Ordnung auf. Neben nichtlinearer Beeinflussung der Größe des Brechungsindexes (→ Brechung) treten insbesondere Frequenzumwandlungen auf. So können in zweiter Ordnung bei Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle der Frequenz ω in ein geeignetes (nichtlineares) Medium eine Polarisation mit der Frequenzabhängigkeit von 2ω und ein statischer Anteil ($\omega = 0$) erzeugt werden. Durch die Polarisation mit der Frequenz 2ω wird nach der Hertzschen Theorie eine elektromagnetische Welle gleicher Frequenz erzeugt (2. Harmonische). Während die Polarisation von der Grundwelle entsprechend ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit in dem Medium räumlich erzeugt wird, läuft die von der Polarisation verursachte 2. Harmonische wegen des für sie im allgemeinen veränderten Brechungsindexes mit einer anderen Geschwindigkeit durch das Medium. Dadurch gerät die Polarisation mit der von ihr erzeugten Welle „außer Takt". Dies führt nach anfänglichem Intensitätsanstieg der 2. Harmonischen bis zum Durchlaufen einer bestimmten Strecke (Kohärenzlänge) wieder zu einer Verminderung ihrer Intensität. Im einzelnen wird der Prozeß nach folgender Gleichung beschrieben:

$$E_f(2\omega, r) \sim E_i(\omega, 0)\, E_h(\omega, 0) \left\{ \frac{1 - \exp(-i\Delta k r)}{i\Delta k} \right\}.$$

Dabei ist Δk proportional zur Abweichung von der Phasenanpassung; r gibt den Ort im Medium an, an dem die Feldstärke den Wert E_f erreicht. Die Abb. 1 gibt eine experimentelle Bestätigung der Beschreibung.



1 Die Intensität der 2. Harmonischen (in Quarz erzeugt) wird als Funktion der Drehung des Quarzkristalls bezüglich der Laserstrahlrichtung wiedergegeben. Die Drehung des Kristalls entspricht einer Dickenvariation des nichtlinearen Mediums



2 Kompensation der Dispersion durch Doppelbrechung. n_{01} und n_{02} sind die Brechungsindizes der ordentlichen Strahlen für die Grundfrequenz und 2. Harmonische, n_{a1} und n_{a2} sind die entsprechenden Brechungsindizes der außerordentlichen Strahlen, ϑ ist der Winkel der Phasenanpassung

Den Abfall der Intensität der 2. Harmonischen kann man vermeiden und während des gesamten Durchlaufs durch eine „Phasenanpassung" ($\Delta k = 0$) der 2. Harmonischen an die Grundwelle ihre Verstärkung erzwingen. Dazu nutzt man die unterschiedliche Frequenzabhängigkeit des Brechungsindexes doppelbrechender Substanzen aus. In ihnen gibt es im allgemeinen eine bestimmte Richtung, in der für unterschiedlich polarisierte Wellen der Brechungsindex der Grundwelle mit dem der 2. Harmonischen übereinstimmt (Abb. 2). Dadurch erhält man sehr hohe Umwandlungsraten (über 80%) der Grundwelle in die 2. Harmonische.

Mit Hilfe einer gezielten Brechungsindexmodulation durch elektrische oder magnetische Felder kann man durch unterschiedlich gute „Phasenanpassung" die Intensität der 2. Harmonischen beeinflussen. Dies ist von großer Bedeutung für die technische Anwendung in der Informationsübertragung. In Substanzen, die ein Inversionszentrum besitzen, läßt sich in der zweiten Ordnung keine Harmonische induzieren.

Werden zwei Wellen mit unterschiedlichen Frequenzen ω_1 und ω_2 durch ein nichtlineares Medium geschickt, können ihre Summen- oder Differenzfrequenzen $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ entstehen. Dies entspricht dem allgemeinen Fall (in der zweiten Ordnung) einer Wechselwirkung von drei Wellen miteinander in nichtlinearen Medien. Je nach den anfänglichen Intensitätsverhältnissen der drei Wellen, den geometrischen Bedingungen und den Materialeigenschaften erhält man in entsprechenden Näherungen unterschiedliche Effekte:

1) Sind zwei intensive Wellen vorhanden, erfolgt unter geeigneten Bedingungen die Summen- und Differenzfrequenzerzeugung.

2) Wird in nichtlinearen Medien eine intensive und eine schwache Welle eingestrahlt, so erhält man folgende Fälle: a) Die schwache Welle wird auf Kosten der intensiven Welle verstärkt, gleichzeitig entsteht eine dritte Welle (idler-Welle). Die Frequenz der dritten Welle bestimmt sich aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz (parametrische Verstärkung). b) Die schwache Welle wandelt sich mit Hilfe der intensiven in eine dritte, neu entstehende Welle um. Die Intensität der intensiven Welle bleibt praktisch konstant. Die Frequenz der neuen Welle regelt sich ebenfalls nach dem Energie- und Impulssatz.

Durch den Fall 1 und 2a kann intensive monochromatische Strahlung erzeugt oder verstärkt werden. Die Verhältnisse im Fall 2b kann man z. B. dazu ausnutzen, um Strahlung eines Frequenzbereiches, in dem der Nachweis aus technischen Gründen ungünstig ist, in einen besser zugänglichen Frequenzbereich zu transformieren.

Durch Effekte dritter Ordnung lassen sich weitere Wellen mit neuen Frequenzen erzeugen. Dazu gehört die Erzeugung der 3. Harmonischen, für die bis auf eine geringere Intensität analoges wie für die zweite Harmonische gilt.

Weiterhin können insbesondere durch den stimulierten Raman-Effekt und den stimulierten Brillouin-Effekt mit Hilfe neuer Mechanismen zusätzliche Wellen mit veränderten Frequenzen und unterschiedlichen Eigenschaften hergestellt werden. → Strahlungsumwandlung.

Lichtverlust, in optischen Geräten und Systemen auftretender Strahlungsverlust durch Reflexion an polierten Linsenflächen und durch Absorption im Glase. Der Reflexionsgrad ϱ hängt vom Einfallswinkel ε und vom Brechungswinkel ε' und somit von den Brechzahlen n und n' der angrenzenden Medien ab und beträgt für unpolarisierte Strahlung

$$\varrho = \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} + \frac{\tan^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\tan^2(\varepsilon + \varepsilon')}\right].$$

Für senkrecht auftreffende Strahlen ist $\varrho = \left(\frac{n-n'}{n+n'}\right)^2$. Die durch eine Fläche durchgehende Strahlung wird also um $(1-\varrho)$ geschwächt. Absorptionsverluste hängen ab vom Durchsichtigkeitsmodul δ für die Bezugsdicke d_0 und von der wahren Glasdicke d. Der Durchsichtigkeitsgrad ϑ wird dann $\vartheta = \delta\frac{d}{d_0}$. Der gesamte L. ergibt sich als Produkt von ϱ und ϑ für alle Glasflächen und Linsen.

Lichtverstärker, svw. Laser.

Lichtwellenleiter, → Faseroptik, → Lichtnachrichtenübertragung.

Lichtzeiger, → Ablese- und Anzeigeeinrichtungen.

Lidar (Abk. von *l*ight *d*etecting *a*nd *r*anging), Gerät zur Sondierung der Atmosphäre mittels Impulslasers (→ Laser). Ähnlich wie beim → Radar wird ein Laserstrahl im sichtbaren Wellenlängenbereich oder in der Nähe desselben auf das zu untersuchende Objekt gerichtet und die Intensität der Rückstreuung gemessen. Die Wellenlänge ermöglicht die Ortung von sehr kleinen atmosphärischen Partikeln (→ Aerosol). Das L. eignet sich deshalb zur Untersuchung der Turbulenz, der Diffusion von Luftverunreinigungen (z. B. Ausbreitung von Rauchfahnen, Messung der Rauchfahnendichte) sowie zur Ortung von Staub-, Dunst- und Wolkenschichten.

Lie-Algebra, → Liesche Gruppe.

Liénard-Wichert-Potentiale, Lösung der Maxwellschen Gleichungen für eine beliebig bewegte Punktladung e. In dreidimensionaler Schreibweise für das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ und das skalare Potential φ lautet diese Lösung im praktischen Maßsystem $\mathfrak{A} = \frac{\mu_0 e}{4\pi}\left[\frac{\vec{v}}{R(1-v_R/c)}\right]_{ret}$, $\varphi = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\left[\frac{1}{R(1-v_R/c)}\right]_{ret}$, dabei ist $R = |\vec{R}|$ die dreidimensionale Entfernung zwischen dem Punkt P, in dem das Feld zur Zeit t bestimmt werden soll, und dem Punkt Q, in dem sich die Ladung zur Zeit τ befindet (Abb.). In diesem Punkt Q ist die Geschwindigkeit der Ladung e zur Zeit τ gleich $\vec{v}$; v_R ist die Projektion von $\vec{v}$ auf $\vec{R}$ und ret bedeutet, daß alle in den Klammern auftretenden Größen für die Zeit $\tau = t - (R/c)$ gelten, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Da $R(t, \tau)$ auch vom τ abhängt, ist $\tau = t - (R/c)$ eine Bestimmungsgleichung für τ. Es ist $t - \tau$ die Zeit, die das Feld braucht, um von Q nach P zu kommen.

Das Feld wird durch Lage und Geschwindigkeit zur früheren Zeit $\tau = t - (R/c)$ bestimmt. Die L.-W.-P. sind also → retardierte Potentiale. In vierdimensionaler Form lauten die L.-W.-P. $\varphi_\lambda = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0}u_\lambda \Big/ \sum_{\varrho=1}^{4} u_\varrho R^\varrho$. Dabei ist u_λ die → Vierergeschwindigkeit der Ladung im Punkt Q zur Zeit τ. Die dreidimensionalen Komponenten von R^ϱ sind die Komponenten von $\vec{R}$, und R^4 ist der Betrag von $\vec{R}$ (→ Potential).

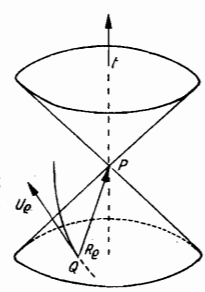
Liesche Algebra, → Liesche Gruppe.

Liesche Gruppe, spezielle r-parametrige → kontinuierliche Gruppe, deren Elemente x_t durch je r Parameter so festgelegt werden, daß im Falle $x_3 = x_1 x_2$ z. B. die Parameter von x_3 analytische Funktionen der Parameter von x_1 und x_2 sind. Die L.n G.n umfassen eine große Anzahl der in der Physik vorkommenden Gruppen, z. B. die Drehgruppe und die Lorentz-Gruppe, und sind in neuerer Zeit im Zusammenhang mit der Theorie der Elementarteilchen viel diskutiert worden. Von zentraler Bedeutung für ihre Theorie ist der Begriff der *Lieschen Algebra*, auch *Lie-Ring* oder *Infinitesimalring* genannt. Wird ein Element einer L.n G. mit $x(\lambda_1, \ldots, \lambda_r)$ bezeichnet, dann gilt für infinitesimale Parameter λ_t stets $x(\lambda_1, \ldots, \lambda_r) = \mathrm{e} + \lambda_1 P_1 + \cdots + \lambda_r P_r$. Dabei heißen die Größen P_j *infinitesimale Erzeugende* der L.n G. und der von ihnen aufgespannte lineare Raum *Lie-Algebra*. Die Dimension der Lie-Algebra ist gleich der Dimension der L.n G. Der Lie-Ring einer abgeschlossenen Untergruppe G der allgemeinen *linearen Gruppe* wird von allen Matrizen P und nur von diesen gebildet, für die $\mathrm{e}^{tP} \in G$ ist, für alle reellen t. Die Ordnung der Matrizen P stimmt natürlich mit der Ordnung der Matrizen von G überein. Da die Elemente der allgemeinen linearen Gruppe als Transformationen des n-dimensionalen Vektorraumes aufgefaßt werden können, nennt man die Elemente der Lie-Algebra auch infinitesimale Transformationen. Die Lie-Algebra der Gruppe G enthält mit den Elementen P_t und P_j stets auch den *Kommutator* $[P_t, P_j] = P_t P_j - P_j P_t$ der beiden. Diese Bildung wird auch als *Liesche Multiplikation* bezeichnet, und die Struktur der Gruppe G wird vollständig durch die Angabe $[P_i, P_j] = \sum_{k=1}^{r} C_{ij}^k P_k$ sämtlicher möglichen Produkte der Erzeugenden bestimmt. Dabei heißen die C_{ij}^k *Strukturkonstanten* und sind unabhängig von der gewählten Darstellung.

Den Elementen des Lieschen Ringes kommt bei physikalischen Anwendungen große Bedeutung zu, da sie unmittelbar mit den physikalischen Operatoren verknüpft sind; z. B. ist der Energie-Impuls-Operator Erzeugender des Translationsoperators.

Liganden, → Komplexverbindungen.

Ligandenfeldtheorie, beschreibt die Auswirkung des von den Liganden erzeugten Feldes auf das Elektronensystem des Zentralatoms oder -ions sowie die damit zusammenhängenden Strukturveränderungen. Die L. stellt eine Erweiterung der → Kristallfeldtheorie dar, indem sie die dort vernachlässigten Einflüsse kovalenter Anteile (→ chemische Bindung) berücksichtigt.



Retardiertes Liénard-Wichert-Potential

Limbus, → Theodolit.

Limitationsbewegung, → mechanisches System.

Lindenblad-Topf, → Symmetrierglieder.

Lindhardsche Abschirmfunktion, → Abschirmung.

linear abhängig, → linear unabhängig.

Linearbeschleuniger, ein → Teilchenbeschleuniger.

lineare Elastizität, für sehr kleine Verformungen und lineares → Stoffgesetz gültige Theorie, die auf lineare Differentialgleichungen führt. Vollkommene Linearität liegt jedoch erst dann vor, wenn nicht nur die Verzerrungen, sondern auch die nicht rein kinematischen Verschiebungen klein und die Veränderung der Auflagerbedingungen vernachlässigbar sind.

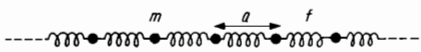
lineare Energieübertragung, → LET.

lineare Exzentrizität, Abstand e eines Brennpunkts vom Mittelpunkt einer Ellipse oder Hyperbel.

lineare Glieder, → Übertragungsglied.

lineare Kette, ein spezielles einfaches Modell zur Behandlung charakteristischer Eigenschaften der → Gitterschwingungen: eindimensionale, periodische Anordnung von Massen, zwischen denen Kräfte wirken.

L. K. gleicher Massen und Kraftkonstanten. Identische Massen m sind in einem Abstand a durch die Kraftkonstanten f miteinander gekoppelt (Abb. 1), wobei die folgenden zyklischen Bedingungen für die Auslenkungen $u(l)$ der Masse im Punkte l gelten sollen: $u(l+N) = u(l)$, $l = 1, \ldots, N$. Unter der Voraussetzung, daß jeweils nur die nächsten Nachbarn miteinander verbunden sind, ergibt sich die klassische Bewegungsgleichung



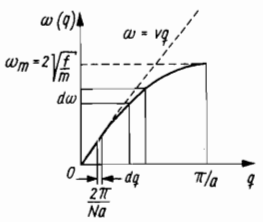
1 Eine lineare Kette mit den Massen m und den Kraftkonstanten f zwischen den nächsten Nachbarn

$$m\frac{\mathrm{d}^2 u(l)}{\mathrm{d}t^2} = f[u(l+1) + u(l-1) - 2u(l)]$$

für die Masse im Punkte l; diese wird durch den Ansatz einer monochromatischen Welle

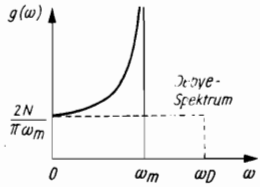
$$u(l) = \omega(q)\,(Nm)^{-1/2}\cos[qla - \omega(q)\,t + \alpha(q)]$$

mit der Wellenzahl q und dem Phasenfaktor $\alpha(q)$ gelöst. Aus der Periodizitätsbedingung folgt, daß nur die Wellenzahlen $q = \frac{2\pi n}{Na}$ (n ganze Zahl) erlaubt sind. Aus der Bewegungsgleichung erhält man die Dispersionsbeziehung $\omega(q) = \left[\frac{2f}{m}(1 - \cos qa)\right]^{1/2}$ (Abb. 2).



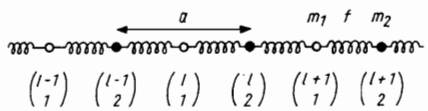
2 Dispersionsbeziehung für die lineare Kette, mögliche Wellenzahlen und Frequenzen

Die Verschiebungen $u(l)$ für die Wellenzahlen q und $q \pm \frac{2\pi m}{a}$ (m ganze Zahl) sind identisch, so daß man sich auf die erste Brillouinsche Zone mit $-\frac{\pi}{a} < q \leqq \frac{\pi}{a}$ beschränken kann. Damit wird auch die Zahl der möglichen Zahlen n begrenzt, z. B. für gerade N: $-(N/2-1) \leqq n \leqq N/2$. Für sehr große N kann man die Kontinuumsvorstellung verwenden. Die Anzahl der möglichen Wellenzahlen in einem Wellenzahlbereich $\mathrm{d}q$ wird durch $\frac{Na}{2\pi}\mathrm{d}q$ gegeben. Wenn $g(\omega)\,\mathrm{d}\omega$ die Anzahl der möglichen Schwingungen mit Frequenzen zwischen ω und $\omega + \mathrm{d}\omega$ mit der Normierung $\int_0^{\omega_m} g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = N$, der Maximalfrequenz $\omega_m = 2\sqrt{f/m}$ bedeutet, ergibt sich für die Frequenzverteilung der Schwingungsmoden der l.n K. $g(\omega) = (2N/\pi)\cdot(\omega_m^2 - \omega^2)^{-1/2}$ (Abb. 3).



3 Gitterspektrum einer einatomigen linearen Kette

L. K. mit zwei unterschiedlichen Massen. In der Einheitszelle mit der Länge a befinden sich zwei Atome mit den Massen m_1 und m_2 in einem Abstand $a/2$ (Abb. 4). Für die Auslenkungen $u\binom{l}{1}$ und $u\binom{l}{2}$ aus den Gleichgewichtslagen $x\binom{l}{1}$ bzw. $x\binom{l}{2}$ ergeben sich unter der Voraussetzung, daß nur die nächsten Nachbaratome durch die Kraftkonstante f verkoppelt sind, die Bewegungsgleichungen



4 Zweiatomige lineare Kette mit den Massen m_1, m_2 und der Kraftkonstanten f zwischen den nächsten Nachbarn

$$m_1\frac{\mathrm{d}^2 u\binom{l}{1}}{\mathrm{d}t^2} = f\left[u\binom{l-1}{2} + u\binom{l}{2} - 2u\binom{l}{1}\right]$$

und

$$m_2\frac{\mathrm{d}^2 u\binom{l}{2}}{\mathrm{d}t^2} = f\left[u\binom{l}{1} + u\binom{l+1}{1} - 2u\binom{l}{2}\right],$$

die mit dem Ansatz ebener Wellen $u\binom{l}{\varkappa} = u_\varkappa e^{\mathrm{i}x\binom{l}{\varkappa}q + \mathrm{i}\omega t}$, $\varkappa = 1, 2$, gelöst werden. Man erhält die *Dispersionsrelation*

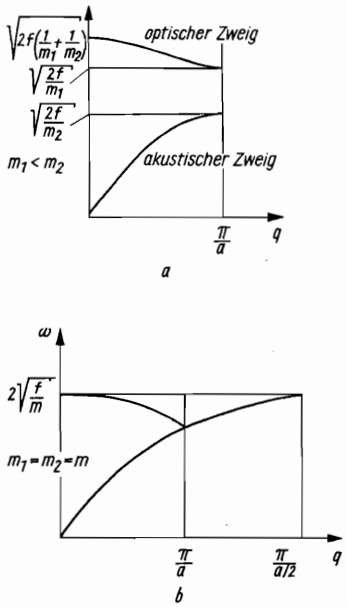
$$\omega(q) = \left\{f\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right) \pm f\left[\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)^2 - \frac{4\sin^2(qa/2)}{m_1 m_2}\right]^{1/2}\right\}^{1/2}$$

(Abb. 5). Der Zweig, dessen Frequenz für $q \to 0$ nicht verschwindet,

$$\omega_{\mathrm{opt}}(q \to 0) \approx \sqrt{2f\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)}\left[1 - q^2\frac{a^2}{8\left(2 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1}\right)}\right]$$

wird als der *optische* und der Zweig, dessen Frequenz proportional mit der Wellenzahl verschwindet,

$$\omega_{\mathrm{ak}}(q \to 0) \approx \sqrt{\frac{f}{2}\left(\frac{1}{m_1 + m_2}\right)}\,q,$$

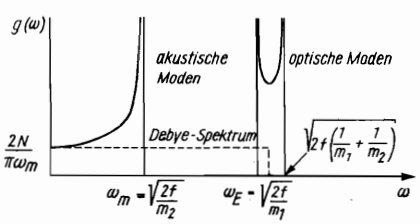


5 Dispersionsrelation einer zweiatomigen linearen Kette: *a* $m_1 < m_2$, *b* $m_1 = m_2$. Brillouinsche Zone wurde erweitert, weil die Elementarzelle verkleinert ist, was zu einatomigen linearen Ketten führt

wird als der *akustische* bezeichnet. Das Amplitudenverhältnis der Auslenkungen der schweren und der leichteren Massen $\frac{u_2}{u_1}$ ergibt sich zu

$$\frac{u_2}{u_1} = -\frac{\frac{2f}{m_2}\cos qa/2}{\omega^2 - 2f/m_2} = -\frac{\omega^2 - 2f/m_2}{(2f/m_1)\cos qa/2}.$$

Hieraus folgt, daß die Atome in einer Elementarzelle, insbesondere im Fall langer Wellenlängen, bei den Frequenzen des akustischen Zweiges gleichphasig $\left(\frac{u_2}{u_1} > 0\right)$ und bei den Frequenzen des optischen Zweiges in entgegengesetzter Phase schwingen $\left(\frac{u_2}{u_1} < 0\right)$. Bei $q = 0$ schwingen im optischen Zweig die beiden Teilgitter starr gegeneinander: $u_2/u_1 = -m_1/m_2$; für $q = \pi/a$ ruhen im optischen Zweig die schweren Massen m_2 ($u_2 = 0$), und die leichten Massen m_1 schwingen mit entgegengesetzter Amplitude, dagegen verharrt im akustischen Zweig das Teilgitter der leichten Massen in Ruhe ($u_1 = 0$), während die benachbarten Atome der schweren Massen im Gegentakt schwingen. Das Gitterschwingungsspektrum einer l.n K. mit den Massen $m_1 < m_2$ zeigt Abb. 6.



6 Gitterspektrum einer zweiatomigen linearen Kette mit $m_1 < m_2$

lineare mechanische Schwingungen, kleine Schwingungen der Massepunkte eines holonomen und konservativen mechanischen Systems von f Freiheitsgraden um eine stabile Gleichgewichtslage. L. m. S. führt das System nur dann aus, wenn die Auslenkungen aus der Ruhelage und die Anfangsgeschwindigkeiten der Massepunkte klein und die rücktreibenden Kräfte den Auslenkungen proportional sind (→ Hookesches Gesetz); andernfalls führt das System → nichtlineare Schwingungen aus. L. m. S. sind frei, wenn nach einer einmaligen Anregung keine äußeren Kräfte wirksam sind; wirken jedoch von der Zeit t abhängende äußere Kräfte, heißen sie erzwungen oder unfrei. Wirken am System auch Reibungskräfte (→ Reibung), so ist dieses nicht konservativ, und die l.n m.n S. werden gedämpft, sind aber nicht mehr im eigentlichen Sinn periodisch.

Schwingungen vom Typ der l.n m.n S. treten auch in anderen Zweigen der Physik auf. Sie sind mit den gleichen Methoden zu behandeln, wenn das System durch eine endliche Zahl verallgemeinerter Koordinaten charakterisiert werden kann und die kinetische sowie potentielle Energie den nachfolgenden Bedingungen genügen. Die Verallgemeinerung auf mechanische Systeme mit unendlich vielen Freiheitsgraden erfolgt in der Theorie elastischer Schwingungen; auch sie läßt sich auf nichtmechanische Systeme übertragen.

Die potentielle Energie U des Systems hat als Funktion der verallgemeinerten Koordinaten q_j ($j = 1, \ldots, f$) des Systems für die Gleichgewichtslage, die bei $q_j = 0$ liege, ein Minimum; unter Vernachlässigung der Glieder von höherer als 2. Ordnung in q_j und $\dot{q}_j$ ergeben sich potentielle bzw. kinetische Energie zu $U = \frac{1}{2}\sum_{i,j} k_{ij}q_iq_j$ bzw. $T = \frac{1}{2}\sum_{i,j} m_{ij}\dot{q}_i\dot{q}_j$ mit konstanten und symmetrischen Koeffizienten $k_{ij} = k_{ji}$ bzw. $m_{ij} = m_{ji}$.

Die Lagrangeschen Bewegungsgleichungen für die kleinen Schwingungen dieses Systems führen auf ein gekoppeltes System von f linearen homogenen Differentialgleichungen 2. Ordnung mit konstanten Koeffizienten, die *Schwingungsgleichungen* $\sum_{j=1}^{f}(m_{ij}\ddot{q}_j + k_{ij}q_j) = 0$ mit ($i = 1, \ldots, f$), für die zu bestimmenden Funktionen $q_j(t)$. Der Lösungssatz $q_j = A_je^{i\omega t}$ führt auf ein algebraisches Gleichungssystem für die Konstanten A_j, das nur für bestimmte Werte der Kreisfrequenz ω lösbar ist, die sich aus der charakteristischen Funktion, d. i. die Säkulardeterminante, $\det\|k_{ij} - \omega^2 m_{ij}\| = 0$, bestimmen. Es ergeben sich f unter Umständen mehrfache Lösungen ω_α ($\alpha = 1, \ldots, f$), die *Eigenfrequenzen* des Systems. Entsprechend ergeben sich f verschiedene Lösungen

$$q_j^{(\alpha)} = \frac{A_j^{(\alpha)}}{c_\alpha}\cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha),$$

die *Eigenschwingungen*, die Eigenlösungen des Differentialgleichungssystems; sie sind harmonische Schwingungen und können daher als *Elementaroszillationen* oder *Elementaranregun-*

linearer elektrooptischer Effekt

gen des Systems angesehen werden, die je durch einen eindimensionalen harmonischen Oszillator repräsentiert werden könnten.

Die allgemeine Lösung ergibt sich als Überlagerung $q_j = \sum_{\alpha=1}^{f} c_\alpha A_j^{(\alpha)} \cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha) = \sum A_j^{(\alpha)} \Theta_\alpha$ mit $\Theta_\alpha = c_\alpha \cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha)$ mit den $2f$ willkürlichen Konstanten c_α und φ_α ($\alpha = 1, \ldots, f$); ihr entspricht die unabhängige Überlagerung der Schwingungen Θ_α dieser harmonischen Oszillatoren. Führt man statt q_j die Θ_α als unabhängige Variable ein, so lautet für $\alpha = 1, \ldots, f$ das Differentialgleichungssystem $\ddot{\Theta}_\alpha + \omega_\alpha^2 \Theta_\alpha = 0$, d. h., es ist entkoppelt und zerfällt in f voneinander unabhängige Schwingungsgleichungen. Kinetische und potentielle Energie haben dann die einfache Gestalt $T = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{f} \dot{X}_\alpha^2$, $U = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{f} \omega_\alpha^2 X_\alpha^2$, wobei $X_\alpha = \sqrt{m_\alpha}\, \Theta_\alpha$ mit $m_\alpha =$ konst. ist; beide sind auf Hauptachsen transformierte quadratische Formen. Man kann daher auch umgekehrt durch Hauptachsentransformation der Lagrange-Funktion $L = T - U$ von Anfang an die Lösung des Problems auf die Behandlung von f unabhängigen Oszillatoren reduzieren. Die Schwingungen dieser Oszillatoren heißen *Haupt-*, *Normal-* oder *Fundamentalschwingungen*, die X_α *Haupt-*, *Normal* oder *Rayleighsche Koordinaten*, die ω_α auch *Normal-* oder *Fundamentalfrequenzen*. Jede beliebige Schwingung des Systems kann durch Überlagerung dieser Fundamentalschwingungen dargestellt werden.

Die Benutzung von Normalkoordinaten ermöglicht eine einfache Behandlung erzwungener Schwingungen mechanischer Systeme. Die Bewegungsgleichungen für erzwungene ungedämpfte Schwingungen lauten $\sum_{j=1}^{f} (m_{ij}\ddot{q}_j + k_{ij} q_j) = F_i(t)$, wenn $F_i(t)$ die erregenden verallgemeinerten Kräfte sind. Bei Transformation auf Normalkoordinaten transformieren sich diese mit; es folgt $\ddot{X}_\alpha + \omega_\alpha^2 X_\alpha = f_\alpha(t)$ mit $f_\alpha(t) = \sum_{i=1}^{f} F_i(t)\, A_i^{(\alpha)} / \sqrt{m_\alpha}$, wobei $\alpha = 1, \ldots, f$ ist. Dies ist aber identisch mit der erzwungenen Schwingung von f unabhängigen harmonischen Oszillatoren. Die Behandlung freier und erzwungener gedämpfter Schwingungen ist jedoch schwieriger, da zusätzliche dissipative Kräfte wirken.

Von den Geschwindigkeiten $\dot{q}_j$ linear abhängende Reibungskräfte können über die *Rayleighsche Dissipationsfunktion* $F = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^{f} c_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j$ berücksichtigt werden, wobei die symmetrischen Koeffizienten $c_{ij}(q)$ von den verallgemeinerten Koordinaten abhängen, in einer Umgebung der Gleichgewichtslage jedoch als konstant angesehen werden können. Die von der Reibung herrührenden Zusätze zu den verallgemeinerten Kräften ergeben sich zu $F_R^{(j)} = \partial F / \partial \dot{q}_j$. Das Differentialgleichungssystem für die Schwingungen erweitert sich dann um $c_{ij}\dot{q}_j$ und kann mit dem gleichen Ansatz gelöst werden. Die Eigenfrequenzen ω_0 sind jetzt aus der Säkulardeterminante $\det(k_{ij} + i\omega c_{ij} - \omega^2 m_{ij}) = 0$ zu bestimmen. Sie sind entweder reell oder paarweise konjugiert komplex (mit einem negativen Imaginärteil), so daß ein exponentielles Abklingen der Schwingungen eintritt. Der Bewegungsvorgang ist zwar kein rein mechanischer mehr, kann aber mechanisch behandelt werden. Die Bewegungsgleichungen ergeben sich auch nicht aus einer Lagrange-Funktion, was sich darin ausdrückt, daß die F_R) zu den verallgemeinerten Kräften hineingefügt werden müssen. Die Änderung der Energie ergibt sich zu $dE/dt = -2F_R$, hängt also direkt mit der Dissipationsfunktion zusammen. Einfachstes Beispiel einer gedämpften Schwingung ist der gedämpfte harmonische Oszillator.

Aussagen über die Stabilität von Gleichgewichtszuständen holonom-skleronomer Systeme kann man mit Hilfe der *Methode kleiner Schwingungen* machen. Stabilität des Gleichgewichtszustandes liegt dann vor, wenn nach einer kleinen Störung, d. h. einer Auslenkung des Systems aus der Gleichgewichtslage q_j^0 um ξ_i, $q_j(t) = q_j^0 + \xi_i(t)$, die ξ_i mit wachsender Zeit abklingen oder wenigstens beschränkt bleiben. Es ist durchaus möglich, daß die dissipativen Kräfte $F_R^{(j)}$ zu einer Stabilisierung führen, falls das ungedämpfte System instabil ist.

Die analytische Behandlung führt ebenfalls auf die Säkulargleichung $\det \| k_{ij} + ic_{ij}\omega - m_{ij}\omega^2 \| = 0$. Stabilität liegt vor, wenn die Imaginärteile aller einfachen Wurzeln negativ oder Null und die der mehrfachen Wurzeln negativ sind.

linearer elektrooptischer Effekt, svw. Pockels-Effekt.

linearer Oszillator, svw. Hertzscher Oszillator.

linearer Raum, eine Menge von Elementen $\{f\}$, für die eine Addition und eine Multiplikation mit im allgemeinen komplexen Zahlen α erklärt ist. Mit f und g sind dann auch $f \pm g$ und αf Elemente des linearen Raumes.

linearer Schwächungskoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.2).

lineares Bremsvermögen, → ionisierende Strahlung 2.2).

lineares Gleichungssystem, System von n linearen Gleichungen für m unbekannte Größen x_m; es hat allgemein die Gestalt:

$$a_{11}x_1 + \cdots + a_{1m}x_m = c_1$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$a_{n1}x_1 + \cdots + a_{nm}x_m = c_n$$

und heißt *homogen*, wenn sämtliche $c_i = 0$ sind, sonst heißt es inhomogen; $A = (a_{ik})$ heißt *Koeffizientenmatrix*. Die *Gleichungsmatrix* enthält als zusätzliche Spalte die der c_i.

Zwei Spezialfälle erleichtern das Verständnis des allgemeinen Falles.

1) Falls $m = n$ und nicht alle $c_i = 0$, hat das lineare G. genau eine Lösung, wenn die Determinante $\|A\|$ der Koeffizientenmatrix von Null verschieden ist. Nach der *Cramerschen Regel* lautet diese Lösung:

$$x_k = \frac{1}{\|A\|} \begin{vmatrix} a_{11} \cdots a_{1k-1} & c_1 & a_{1k+1} \cdots a_{1n} \\ \cdots\cdots & \cdots & \cdots\cdots \\ a_{n1} \cdots a_{nk-1} & c_n & a_{nk+1} \cdots a_{nn} \end{vmatrix}.$$

2) Falls $m = n$ und alle $c_i = 0$, hat das lineare G. dann und nur dann eine nichttriviale Lösung, wenn die Determinante $\|A\|$ der Koeffizientenmatrix verschwindet. Existiert dann eine

von Null verschiedene Unterdeterminante $(n-1)$-ter Ordnung, so sind sämtliche Lösungen des linearen G.s Vielfache der Lösung $x_1 = A_{n1}$, $x_2 = -A_{n2}$, ..., $x_k = (-1)^{k+1}A_{nk}$, ..., $x_n = (-1)^{n+1}A_{nn}$, wenn die A_{nk} die Unterdeterminanten sind, die aus der Koeffizientenmatrix durch Streichung der n-ten Zeile und der k-ten Spalte gebildet werden.

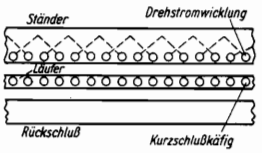
3) *Im allgemeinen Fall* ist das lineare G. dann und nur dann lösbar, wenn der Rang der Gleichungsmatrix (→ Matrix) dem Rang der Koeffizientenmatrix A gleich ist. Sämtliche Lösungen des linearen G.s ergeben sich, wenn man zu einer speziellen Lösung des inhomogenen Systems die allgemeine Lösung des homogenen Systems addiert. Hat die Matrix A den Rang r, so gibt es genau $m-r$ *linear unabhängige Sätze von Lösungen* $(x_1, x_2, \ldots, x_m)$ für das homogene System. Jede Linearkombination dieser Lösungen ist ebenfalls Lösung des homogenen Systems. Praktisch wird ein solches System aufgelöst, indem man nur von den Gleichungen ausgeht, die die nichtverschwindende Unterdeterminante r-ter Ordnung enthalten, und dieses System nach den entsprechenden r Unbekannten auflöst. Für die in die Lösung eingehenden Unbekannten $x_{r+1}, \ldots, x_m$ können beliebige Werte eingesetzt werden.

lineares System, → physikalische Systeme.

lineare Transformation, im allgemeinen die Zuordnung $x_i' = \sum_{k=1}^{n} a_{ik}x_k + b_i$ zwischen den n-Tupeln von Zahlen $(x_1, \ldots, x_n)$ und $(x_1', \ldots, x_n')$. In einer *homogenen* l.n T. sind die b_i sämtlich Null. Sind außerdem die a_{ik} Elemente einer selbstadjungierten Matrix A, dann läßt sich stets ein Koordinatensystem y_j so wählen, daß $y_j' = c_j y_j$ wird; dabei ist $y_j = \sum_{k=1}^{n} t_{jk}x_k$ und $C = TAT^{-1}$ mit den Matrizen $T = (t_{mn})$ und $C = (c_{ik})$. Die Elemente der Matrix C sind nur dann von Null verschieden, wenn sie in der Hauptdiagonalen stehen. Diese Gestalt der l.n T. heißt *Normalform* der l.n T.

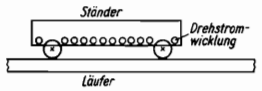
lineare Viskoelastizität. Die Theorie der l.n V. ist eine Verallgemeinerung der klassischen Richtungen der Kontinuumsmechanik, und zwar der Elastizitätstheorie und der Hydromechanik. Durch Kombination von Elastizität und Viskosität in verschiedenen Relationen kann man eine große Zahl verschiedener hypothetischer Medien konstruieren, deren Verhalten zumindest qualitativ dem Verhalten realer Körper entspricht, die eine Mittelstellung zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten einnehmen. Grundlage der Theorie der l.n V. ist das Boltzmannsche Superpositionsprinzip. Betrachtet man die Verformung als die Ursache und die entstehende Spannung als die Wirkung, dann läßt sich die Einflußfunktion als Relaxationsfunktion deuten, die eine Art elastischen Moduls mit zeitlicher Veränderung darstellt. In dieser Form beschreibt die Theorie die Relaxation der Spannungen und wird bei der Behandlung viskoelastischer Flüssigkeiten angewendet. Betrachtet man dagegen die Spannung als Ursache und die Verformung als Wirkung, dann geht die Einflußfunktion in die Kriechfunktion über, die im gewissen Sinne die Viskosität des Materials darstellt. Anwendung findet diese Form bei der Behandlung des Kriechens viskoelastischer Festkörper. Zwischen Kriechfunktion und Relaxationsfunktion besteht eine Beziehung auf der Grundlage der Laplace-Transformation. Die Theorie ist nur anwendbar, wenn die Verformungen in einem genügend kleinen Zeitintervall genügend klein sind, d. h., wenn kleine Deformationsgeschwindigkeiten vorliegen.

Linearmotor, ein elektrischer Antriebsmotor für Linearbewegungen (im Unterschied zu den rotierenden → elektrischen Maschinen). Der L. besteht aus einer ebenen Magnetisierungseinrichtung als Ständer (Primärteil) und einem Sekundärteil aus elektrisch leitendem Material als Läufer (Abb. 1). Den Ständer kann man sich



1 Längsschnitt (schematisch) durch einen Linearmotor

entstanden denken durch Aufschneiden und Abrollen eines Ständers der Drehstromasynchronmaschine in die Ebene. Bei Drehstromeinspeisung des Ständers bewegt sich das Magnetfeld längs des Ständers (Wanderfeld) und induziert Spannungen im Sekundärteil, die Wirbelströme antreiben. Wirbelströme und Magnetfeld bilden Kräfte in Bewegungsrichtung aus. Um ein starkes Magnetfeld zu erzeugen, wird auf der anderen Seite des Läufers ein geblechter magnetischer Rückschluß angebracht. Der Läufer besteht aus einem Material, das sowohl magnetisch als auch elektrisch gut leitend ist, oder der Läufer befindet sich zwischen zwei Ständern (Doppelständerausführung). Der Läufer kann wie bei der Drehstromasynchronmaschine einen Kurzschlußkäfig enthalten, oder er wird von einer leitfähigen Flüssigkeit gebildet (Flüssigkeitspumpe). Man unterscheidet zwischen Kurzständerausführung (Abb. 2),



2 Kurzständerausführung eines Linearmotors

läuferausführung und Kurzständer-Kurzläuferausführung, wobei eine Kraft nur dort entsteht, wo dem Läufer oder Läuferteil ein aktiver Ständer ganz oder teilweise gegenübersteht. Die Drehzahl-Drehmomenten-Kennlinie läßt sich durch den ohmschen Widerstand des Läufers, durch Polumschaltung oder durch Frequenz-Spannungssteuerung beeinflussen. Durch einen zweiten Ständer in Bewegungsrichtung, der ein Feld entgegengesetzter Richtung erzeugt, können hin- und hergehende Bewegungen erreicht werden.

Der L. wird für den Antrieb von Kranen, Förderbändern, Förderrinnen, Sortiereinrichtungen u. a. eingesetzt. Wegen der berührungslosen Kraftübertragung (wichtig für Luft- und Magnetkissenfahrzeuge) und der Unabhängigkeit der Zugkraft vom Reibwert wird der L. ferner für Einschienenbahnen (Sattel- oder

Hängebahnen) eingesetzt, wobei die Fahrschiene als Läufer wirkt (Kurzständerausführung).

linear unabhängig, Eigenschaft von n Vektoren $\vec{x}_i$, $i = 1, \ldots, n$, daß die Relation $\sum_{i=1}^{n} a_i \vec{x}_i = 0$ nur erfüllt ist, falls sämtliche Zahlen $a_i = 0$. Drei linear unabhängige Vektoren $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$, $\vec{x}_3$ z. B. spannen einen linearen dreidimensionalen Vektorraum auf, in dem jeder vierte Vektor als Linearkombination dieser drei dargestellt werden kann. Sind $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$, $\vec{x}_3$ dagegen linear abhängig, so liegen sie in einer Ebene.

Linienblitz, → Blitz.

Linienbreite, die Breite des von einer Spektrallinie umfaßten Frequenz- bzw. Wellenlängenintervalls. Dieses Intervall entsteht infolge der Heisenbergschen Unschärferelation für Energie und Zeit (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip) und wird als *natürliche L.* bezeichnet. Die natürliche L. ist speziell dadurch bedingt, daß die angeregten Zustände strahlungsfähiger Systeme, z. B. von Atomen oder Molekülen, eine endliche Lebensdauer und daher unscharfe Energieniveaus und somit keine scharf definierten Übergangsfrequenzen haben. Ebenso hat auch jedes Energieniveau eines Kerns eine Breite Γ, die über die Heisenbergsche Unschärferelation mit der endlichen Lebensdauer τ verknüpft ist. Die bei Übergängen zwischen Kernniveaus emittierten γ-Linien haben demzufolge auch eine entsprechende Verschmierung, die als natürliche L. bezeichnet wird. Durch Bewegung der emittierenden Objekte, z. B. der Kerne, Atome oder Moleküle, wird die L. vergrößert, so daß eine → Linienverbreiterung auftritt.

Linienelement, → Riemannscher Raum.

Linienkraft, → Kraft.

Linienverbreiterung, die Vergrößerung der natürlichen Linienbreite durch Bewegung der die Strahlung emittierenden Systeme und durch Wechselwirkungen der Systeme untereinander. Die wichtigste L. ist die → Doppler-Verbreiterung.

L.en auf Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenbeugungsaufnahmen nach → Pulvermethoden können insbesondere durch inhomogene innere Spannungen der Probe (→ röntgenographische Spannungsmessung) oder dadurch verursacht sein, daß nur sehr kleine Bereiche ($< 10^{-5}$ cm) kohärent streuen (Mosaikstruktur, → Kristall).

Die auch bei einem fast fehlerfreien Kristall auf Grund der Versuchsanordnung zu erwartende Linienbreite kann durch derartige Effekte vergrößert werden. Die Verbreiterung erhält man durch Vergleich mit einer Probe, die den zu untersuchenden Effekt nicht zeigt, oder indem die durch die Versuchsanordnung bedingte Breite rechnerisch berücksichtigt wird. Auch Stapelfehler und andere Abweichungen vom Idealkristall beeinflussen das Linienprofil. Meist liegen mehrere Gitterstörungen gleichzeitig vor.

Bei den einfachen Auswerteverfahren zur Bestimmung von Gitterverzerrungen und Teilchengrößen wird eine Interferenzlinie nur durch eine einzige Göße, die *Halbwertsbreite* oder *Integralbreite*, charakterisiert. Für das Linienprofil werden spezielle Funktionen vorausgesetzt (z. B. Cauchy- oder Gauß-Verteilungen). Die verschiedenen Verfahren zur Zerlegung der Linienverbreiterung in einen Verzerrungs- und einen Teilchengrößenanteil liefern einen Mittelwert für die Gitterverzerrungen und eine mittlere Teilchengröße. Die erreichbare Genauigkeit ist nicht sehr groß.

Bei der mathematisch aufwendigeren Methode der FourierAnalyse des Linienprofils (*Warren-Averbach-Methode*) wird jede Interferenzlinie durch eine Reihe von Fourier-Koeffizienten dargestellt. Jeder dieser Koeffizienten läßt sich in ein Produkt aus zwei Faktoren zerlegen, von denen einer nur von den Verzerrungen und der andere nur von den Teilchengrößen abhängt. Diese Methode liefert eine Verteilungsfunktion für die Gitterverzerrungen und eine für die Teilchengrößen.

Linke-Hand-Regel, → Schraubenregel

Linksdrehung, → Drehvermögen. 1).

Linksquarz, → Drehvermögen 1).

linksseitige Nebenklassen, → Gruppentheorie.

Linse, ein meist von zwei Kugelflächen begrenzter Körper aus durchsichtigem Stoff (meist Glas) mit definierter lichtbrechender Wirkung. Die L. verändert den Öffnungswinkel eines Strahlenbündels und erzeugt eine optische → Abbildung. Nach der Art der abbildenden Wirkung wird unterschieden zwischen Sammellinsen und Zerstreuungslinsen. *Sammellinsen* verringern die Divergenz bzw. verwandeln sie in eine Konvergenz. Im letzten Fall entsteht eine reelle Abbildung. *Zerstreuungslinsen* vergrößern stets die Divergenz. Die Abbildung bleibt immer virtuell. Ihre Mittendicke ist kleiner als die Randdicke. Die Flächen der L. können *konvex* (erhaben) oder *konkav* (hohl) sein und haben entsprechend sammelnde oder streuende Wirkung. Je nach der Abbildungsaufgabe kann eine L. unterschiedliche Formen annehmen; man unterscheidet entsprechend zwischen *Bikonvexlinsen* mit zwei erhabenen Flächen und sammelnder Wirkung, *Plankonvexlinsen* mit einer ebenen und einer erhabenen Fläche und sammelnder Wirkung, *Bikonkavlinsen* und *Plankonkavlinsen* mit hohlen Flächen und streuender Wirkung und *Meniskuslinsen* mit einer konvexen und einer konkaven Fläche, die sammelnde oder streuende Wirkung haben, je nachdem, ob die konvexe Fläche stärker oder schwächer gekrümmt ist als die konkave. L.n, die durch Zylinderflächen begrenzt sind, heißen *Zylinderlinsen*. Sie besitzen in zwei zueinander senkrechten Hauptschnitten unterschiedliche brechende Wirkung und werden z. B. für die → anamorphotische Abbildung benutzt.

Jede Abbildung durch L.n ist mit → Abbildungsfehlern behaftet. Zur Verringerung einzelner Fehler werden die Begrenzungsflächen gelegentlich mit von der Kugelform abweichender Form (asphärisch) ausgeführt. Kenngröße für die optische Wirkung ist die → Brennweite oder ihr als Brechkraft bezeichneter Kehrwert (auch als Stärke der L. bezeichnet), der von der Krümmung und Richtung der Flächen, der Dicke und der Brechzahl des Materials abhängt. Der Zusammenhang ist durch die → Linsenformel gegeben.

Linse bester Form, diejenige Form einer Linse, bei der die numerische Größe eines optischen →

Abbildungsfehlers ein Minimum wird. Für die verschiedenen Abbildungsfehler ist jeweils nur eine L. b. F. möglich.

Lit. Berek: Grundlagen der praktischen Optik (Berlin u. Leipzig 1930).

Linsenformel, mathematischer Ausdruck für den Zusammenhang zwischen den Krümmungsradien, der Dicke und der Brechzahl einer → Linse einerseits und der Brennweite sowie der Lage der Hauptpunkte usw. (→ Kardinalelemente) andererseits. Den L.n liegt die → Abbesche Invariante zugrunde. Sie gelten demzufolge nur für das paraxiale Gebiet (→ Abbildung).

Nachstehend sind die wichtigsten L.n für die in Luft befindliche Linse angegeben. Dabei bedeuten n die Brechzahl der Linse, r_1 und r_2 die Radien in Lichtrichtung und d die Mittendicke. Die Vorzeichen der Strecken sind entsprechend der Vorzeichenregel (→ Optikrechnen) einzusetzen. Für den allgemeinen Fall der endlich dicken Linse ergeben sich die Bildbrennweite

$$f' = \frac{n r_1 r_2}{(n-1)\,[n(r_2 - r_1) + (n-1)\,d]},$$

der Abstand des bild- bzw. objektseitigen Hauptpunkts vom jeweiligen Flächenscheitel

$$s'_{H'} = \frac{r_2 d}{n(r_1 - r_2) - (n-1)\,d},$$

$$s_H = \frac{r_1 d}{n(r_1 - r_2) - (n-1)\,d} \quad \text{und}$$

der Abstand der beiden Hauptpunkte

$$i = HH' = \frac{(r_1 - r_2 - d)\,(n-1)\,d}{n(r_1 - r_2) - (n-1)\,d}.$$

Wird, wie es häufig der Fall ist, die Dicke gegen die Differenz der Radien vernachlässigbar (dünne Linse), so vereinfachen sich die L.n zu

$$f' = \frac{r_1 r_2}{(n-1)\,(r_2 - r_1)}, \quad s'_{H'} = \frac{r_2 d}{n(r_1 - r_2)},$$

$$s_H = \frac{r_1 d}{n(r_1 - r_2)}, \quad i = \frac{n-1}{n}\,d.$$

Vernachlässigt man die Dicke vollends, so wird weiterhin $s'_{H'} = s_H = i = 0$.

Für die Kombination zweier gleichachsiger Linsen folgen aus der L. die Gesamtbildbrennweite

$$f' = \frac{f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - e},$$

der Abstand des Objekthauptpunktes H des Systems vom Objekthauptpunkt H_1 der ersten Linse

$$H_1 H = \frac{e f'_1}{f'_1 + f'_2 - e},$$

der Abstand des Bildhauptpunktes H' des Systems vom Bildhauptpunkt H'_2 der zweiten Linse

$$H'_2 H' = \frac{-e f'_2}{f'_1 + f'_2 - e}.$$

Dabei sind f'_1 und f'_2 die Bildbrennweiten der Einzellinsen und e der Abstand des Bildhauptpunktes der ersten Linse vom Objekthauptpunkt der zweiten Linse.

Lit. Hodam: Technische Optik (Berlin 1965).

Linsenkondensor, → Kondensor 1).

Linsenlosigkeit, → Augenoptik.

Linsenspektrometer, → Betaspektrometrie.

Liouville-Gleichung, lineare partielle Differentialgleichung, der die Verteilungsfunktion (Phasenraumdichte) im Phasenraum $f(t, q_1, p_1, \ldots, q_n, p_n)$ genügt. Die L.-G. lautet

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\mathrm{d}q_i}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\mathrm{d}p_i}{\mathrm{d}t} \right) = 0. \qquad (1)$$

Unter Berücksichtigung der Hamiltonschen kanonischen Bewegungsgleichungen $\frac{\mathrm{d}q_i}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial H}{\partial p_i}$ und $\frac{\mathrm{d}p_i}{\mathrm{d}t} = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$, wobei $H(t, q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f)$ die Hamilton-Funktion des Systems ist, folgt aus der L.-G. die Formulierung

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} \right) = \\ = -\{f, H\}, \qquad (2)$$

wobei rechts mit $\{f, H\}$ eine Poisson-Klammer eingeführt wurde. Die L.-G. ist reversibel. Die Herleitung geht von der physikalischen Bedeutung der Verteilungsfunktion f als Maß für die Dichte der Bildpunkte im Phasenraum und von der Tatsache aus, daß im Laufe der Zeit keine Phasenbildpunkte, von denen jeder einzelne Punkt ein gedachtes System darstellt (→ Statistik), neu entstehen oder verschwinden können. Die zeitliche Bewegung der Phasenbildpunkte muß also eine Strömung im $2f$-dimensionalen Phasenraum sein und deshalb der L.-G. als einer Art Kontinuitätsgleichung genügen.

Der Ausdruck auf der linken Seite der L.-G. (1) ist die totale zeitliche Änderung $\mathrm{d}f/\mathrm{d}t$ der Verteilungsfunktion, d. h. die zeitliche Änderung in einem mit der strömenden Phasenbildpunktmenge bewegten Koordinatensystem. Die L.-G. besagt also, daß die Verteilungsfunktion während der Strömung konstant ist. Diese Aussage wird als *Liouvillesches Theorem* oder *Liouvillescher Satz* bezeichnet (1838 von Liouville entdeckt, 1868 von Boltzmann im Rahmen der Statistik angewandt). Eine äquivalente Formulierung des Liouvilleschen Theorems lautet, daß das Volumen einer beliebigen Phasenbildpunktmenge zwar im Laufe der zeitlichen Entwicklung seine Gestalt ändert, seine Größe aber beibehält. Die L.-G. ist Ausgangspunkt für die konkrete Berechnung von Verteilungsfunktionen in der Statistik, besonders in der kinetischen Theorie. Die Gleichgewichtsstatistik folgert aus der Aussage des Liouvilleschen Theorems von der Konstanz der Verteilungsfunktion während der Strömung im Phasenraum, daß sie nur von Erhaltungsgrößen des zugrundeliegenden Systems abhängen kann, wobei die Energie eine besonders große Bedeutung hat. Auf diesem Wege kommt man z. B. zur mikrokanonischen bzw. zur kanonischen Verteilung der Gibbs-Statistik. Die kinetische Theorie geht direkt von der L.-G. im Γ-Raum (→ Phasenraum) aus, berechnet aus ihr zunächst die Gleichungen der → BBGKY-Hierarchie und daraus konkrete kinetische Gleichungen, die der speziellen Sachlage angepaßt sind.

Für Teilchen, die nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, also z. B. einatomige Mole-

küle eines idealen Gases, folgt aus der L.-G. im Γ-Raum die Gültigkeit einer L.-G. für die Einteilchen-Verteilungsfunktion $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ im μ-Raum: $\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0$. Dabei wurde neben dem Ort $\vec{r}$ anstelle des Impulses die Geschwindigkeit $\vec{v}$ als Variable gewählt. $\vec{F}$ ist der Vektor der äußeren Kräfte, die auf die Gasmoleküle wirken, und m die Molekülmasse. Die L.-G. im μ-Raum stellt den Grundtyp für sämtliche kinetische Gleichungen für die Einteilchen-Verteilungsfunktion dar. Kinetische Gleichungen, die die Wechselwirkung der Teilchen untereinander beschreiben und irreversibel sind, z. B. die Boltzmann-Gleichung oder die Fokker-Planck-Gleichung, unterscheiden sich von ihr durch entsprechende Zusatzterme, z. B. durch das Boltzmannsche Stoßintegral. Die Quantenstatistik geht von der L.-G. für die Dichtematrix ϱ aus. Die L.-G. lautet dann $i\hbar \frac{\partial \hat{\varrho}}{\partial t} = -[\hat{\varrho}, \hat{H}]$, wobei $\hbar$ das durch 2π dividierte Plancksche Wirkungsquantum und $\hat{H}$ der Hamilton-Operator des Systems ist und auf der rechten Seite der quantenmechanische Kommutator $[\hat{\varrho}, \hat{H}] = \hat{\varrho}\hat{H} - \hat{H}\hat{\varrho}$ eingeführt wurde. Diese Form der L.-G. – auch als *von-Neumann-Gleichung* bezeichnet – ist das quantentheoretische Analogon zur gewöhnlichen L.-G.

Liouvillescher Satz, → Funktionentheorie.

Liouvillesches Theorem, → Liouville-Gleichung, → Plasmastatistik.

Lippmann-Potential, svw. Null-Ladungspotential.

Lipson-Methode, → Indizierung.

liq, → liquid.

liquid, Symbol liq, Vorsatz zu den englischen bzw. amerikanischen Volumeneinheiten pint, quarter und quart als Kennzeichen, daß diese für Flüssigkeitsmaße gelten.

Liquiduskurve, → Schmelzdiagramm.

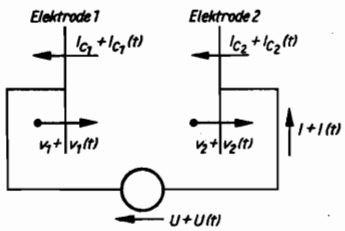
Lissajous-Figuren, → Oszillator.

Liter, l, inkohärente Volumeneinheit, nur zulässig für Angaben mit einer relativen Meßunsicherheit $\geq 5 \cdot 10g^{-5}$. Vorsätze. $1\,l = 10^{-3}\,m^3$.

Littrow-Aufstellung, → Monochromator.

Lj, → Lichtjahr.

Llewellyn-Petersonsche Gleichungen, ein lineares Gleichungssystem zur Berechnung von Elektronenröhren im Bereich hoher Frequenzen, deren Schwingungsdauer nicht mehr klein gegen die Laufzeit der Elektronen im betrachteten Entladungsraum ist. Infolge des Laufzeiteinflusses treten in den Beziehungen neben den Strömen I und Spannungen U noch Elektronengeschwindigkeiten v auf.



Erläuterung der Bezeichnungen in den Llewellyn-Petersonschen Gleichungen

Es wird ein System aus zwei ebenen Elektroden betrachtet (Abb.), das von links nach rechts von einem Elektronenstrom durchsetzt wird. Die Geschwindigkeit der Elektronen wird wie alle anderen betrachteten Größen in einen zeitunabhängigen und einen zeitabhängigen Anteil zerlegt und ist an der Elektrode 1 gleich $v_1 + v_1(t)$ und an der Elektrode 2 gleich $v_2 + v_2(t)$. In entgegengesetzter Richtung zum Elektronenstrom fließt der Elektronenkonvektionsstrom, der in der Ebene der Elektrode 1 gleich $I_{c1} + I_{c1}(t)$ und in der Ebene der Elektrode 2 gleich $I_{c2} + I_{c2}(t)$ ist. Zwischen den Elektroden liegt die Spannung $U + U(t)$, in den Elektrodenzuleitungen fließt der Strom $I + I(t)$. Setzt man voraus, daß die zeitabhängigen Größen klein gegen die entsprechenden zeitunabhängigen Größen sind, d. h., liegt der Fall der Kleinsignalverstärkung vor, so gelten lineare Beziehungen zwischen den zeitabhängigen Größen, die man als L.-P. G. bezeichnet.

Geht man zur komplexen Darstellung zeitabhängiger Größen mit $U(t) = \mathrm{Re}(\underline{U} \exp j\omega t)$, $I(t) = \mathrm{Re}(\underline{I} \exp j\omega t)$, $I_{c1,2}(t) = \mathrm{Re}(\underline{I}_{c1,2} \exp j\omega t)$ und $v_{1,2}(t) = \mathrm{Re}(\underline{v}_{1,2} \exp j\omega t)$ über, so nehmen die L.-P.n G. die folgende Form an:

$$\underline{U} = a_{11}\underline{I} + a_{12}\underline{I}_{c1} + a_{13}\underline{v}_1,$$
$$\underline{I}_{c2} = a_{21}\underline{I} + a_{22}\underline{I}_{c1} + a_{23}\underline{v}_1,$$
$$\underline{v}_2 = a_{31}\underline{I} + a_{32}\underline{I}_{1c} + a_{33}\underline{v}_1.$$

Bisher ist eine allgemeine Berechnung der Koeffizienten a_{ik} noch nicht gelungen. Unter bestimmten Voraussetzungen ist diese jedoch möglich.

Mehrgitterröhren können mit Hilfe der L.-P.n G. berechnet werden, indem die Gleichungen sukzessive auf aufeinanderfolgende Elektrodenpaare angewendet werden.

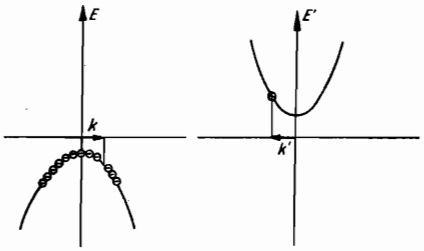
Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962); Pfeifer: Elektronik für den Physiker; Bd V (Berlin 1967).

lm, → Lumen.

L-Mesonen, → Elementarteilchen.

lm · s, lms, → Lumensekunde.

Loch, ein Ladungsträger im Valenzband von Halbleitern (→ Bändermodell). Bei endlichen Temperaturen sind im allgemeinen einige Elektronen des Valenzbandes angeregt und hinterlassen dort Löcher. Unter dem Einfluß äußerer Felder bewegen sich die Elektronen des Valenzbandes. Damit findet auch eine Bewegung der unbesetzten Stellen statt. Die Verteilung der Elektronen im Valenzband ist komplementär zur Verteilung der unbesetzten Zustände, so daß man den Zustand im Valenzband häufig einfacher durch Angaben über die unbesetzten Stellen oder Löcher beschreiben kann. Auch die Dynamik der Löcher ist der der Elektronen komplementär: Ein L. im Zustand $\vec{k}_\nu$ verhält sich wie ein positiv geladenes Bloch-Elektron mit einem Ausbreitungsvektor $\vec{k}' = -\vec{k}$ in einem Band mit dem Energieeigenwert $E'_\nu(\vec{k}') = -E_\nu(\vec{k})$ (Abb. 1). Dabei ist ν der Bandindex. Das bedeutet, daß die effektive Masse eines L.es im Zustand $\vec{k}'_\nu$ gleich dem negativen Wert der effektiven Masse eines Elektrons im Zustand $\vec{k}_\nu$ ist. An der Valenzbandkante haben die Löcher also eine positive effektive Masse, so daß Elektronen im Leitungsband und Löcher im



1 Elektronische Bandstruktur eines fast besetzten Valenzbandes und äquivalente Darstellung im „Löcherbild"

Valenzband einen gleichgerichteten Beitrag zum elektrischen Strom liefern (Abb. 2).

Lochblende, *Lochmaske*, eine mit etwa 400000 Löchern versehene Blende, die bei Farbbildröhren zwischen Leuchtschirm und Strahlerzeugungssystem angeordnet ist. Die Löcherzahl ist gleich der Zahl der Bildpunkte. Auf dem Leuchtschirm bilden jeweils ein roter, ein blauer und ein grüner Leuchtpunkt ein Tripel, das durch die zugehörige Öffnung der vorgelagerten metallenen L. von den drei Elektronenstrahlen getroffen wird. Jeder der drei unter verschiedenen Winkeln hindurchtretenden Abtaststrahlen trifft dabei nur den zugehörigen punktförmig angebrachten Leuchtstoff der entsprechenden Farbe und regt ihn an.

Löchertheorie, → Dirac-Gleichung.

Lochkameramethode, von Ruf und Winkler erarbeitete Methode, die es gestattet, die Quellen der Rückströmung z. B. von Treibmittel-Vakuumpumpen in der Umgebung der obersten Düse zu lokalisieren und sichtbar zu machen. Hierbei wird eine aus 0,5 mm starkem Blech hergestellte Lochblende in einer bestimmten Höhe über dem oberen Düsenhut der Diffusionspumpe angeordnet. Als Auffangplatten dienen die Glasseite von Aluminium- oder Silberspiegeln, Platten aus undurchsichtigen Chromspiegeln, die mit einer dünnen Siliziumoxidschicht belegt sind, sowie Platten, bei denen das von dem kondensierten Öl gezeichnete Bild in ein Interferenzfilter eingebettet ist. Die Durchmesser der Bohrungen in den Blenden werden je nach gewünschter Abbildungsschärfe und der Intensität der Molekülstrahlung zwischen 0,1 und 1,5 mm gewählt und die Messungen selbst bei Vakuumdrücken von 10^{-4} Torr durchgeführt.

Lochkopplung, die Kopplung eines Hohlleiters an einen Hohlraumresonator oder die Kopplung zweier Hohlleiter untereinander über ein Loch unter Ausnutzung der elektrischen Felder. Bei der L. greifen die elektrischen Felder durch das Loch, das einen beliebigen Querschnitt aufweisen kann, meist aber kreisförmig ist, vom Hohlleiter in den Hohlraumresonator über. Am Koppelort muß darauf geachtet werden, daß die elektrischen Feldlinien in beiden Bauteilen parallel verlaufen. Der Kopplungsgrad hängt von der Lage und der Größe des Loches ab.

Außer über die elektrischen Feldlinien ist es auch möglich, einen Hohlraumresonator an einen Hohlleiter über die magnetischen Feldlinien anzukoppeln, indem man in den gemeinsamen Teil der Außenwände einen Schlitz legt (*Schlitzkopplung*). Der Schlitz muß dabei so angebracht werden, daß die magnetischen Feldlinien am Koppelort parallel verlaufen. Je länger und breiter der Schlitz ist, desto fester ist die Kopplung. Größere Öffnungen können bei geeigneter Lage der elektrischen und magnetischen Feldlinien gleichzeitig elektrisch und magnetisch koppeln. → Resonator.

Lochmaske, → Lochblende.

lockernde Elektronen, → Molekülzustand.

Lockerstelle, ein von Smekal eingeführter, heute ungebräuchlicher Begriff für eine nicht näher spezifizierte Gitterfehlstelle. An einer L. soll die Abtrennarbeit für im Kristall gebundene Elektronen erniedrigt sein.

Lodesche Variable, dimensionslose Größen, die zur experimentellen Überprüfung des Einflusses der mittleren Hauptspannung auf die Fließbedingung eingeführt werden:

$$\mu = \frac{2\sigma_3 - \sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2 - \sigma_1},$$

$$\nu = \frac{2\dot{\varepsilon}_3 - \dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_1}{\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_1},$$

$\vartheta = \tau_{max}/(\tau_{max})_0$, dabei gelten

$\tau_{max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)$ bei beliebigem σ_3, $(\tau_{max})_0$ im Grenzfall $\sigma_3 = \sigma_2$, und $\sigma_{1,2,3}$ sind die Hauptspannungen, $\dot{\varepsilon}_{1,2,3}$ die Hauptverzerrungen, τ ist die Schubspannung.

Lit. Lippmann u. Mahrenholtz: Plastomechanik der Umformung metallischer Werkstoffe (Berlin, Heidelberg, New York 1967).

logarithmische Ableitung, Ableitung $\frac{d}{dx}\log f(x) = \frac{f'(x)}{f(x)}$ des Logarithmus der Funktion. Wie aus der rechten Seite der Gleichung erkennbar, ändert sich die l. A. nicht, wenn die Funktion f mit einem beliebigen konstanten Faktor multipliziert wird.

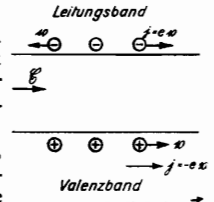
logarithmischer Verstärker, ein spezieller → Verstärker, dessen Ausgangsgröße immer proportional zum Logarithmus der jeweiligen Eingangsgröße ist. Die logarithmische Kennlinie wird z. B. durch den mehrere Zehnerpotenzen breiten Bereich der exponentiellen Abhängigkeit des Stromes von der Spannung von thermischen Dioden (Anlaufstrombereich) und Halbleiterdioden erreicht.

Auch mit Trioden, Pentoden, Unijunction-Transistoren und anderen Festkörperbauelementen lassen sich entsprechende Kennlinienverläufe unter bestimmten Betriebsbedingungen realisieren. In der Praxis werden → Operationsverstärker verwendet, deren Rückkopplungszweig im allgemeinen aus einem Netzwerk von mehreren Dioden und Widerständen besteht.

logarithmisches Dekrement, → Dämpfung.

log-*ft*-Wert, → radioaktiver Zerfall.

logische Grundschaltungen, Elementarschaltungen, die in digitalen Schalt-, Rechen- und Steuersystemen eingesetzt werden. Sie werden mit Hilfe der Booleschen Algebra formal durch die Verknüpfungen beschrieben, die zwischen einer oder mehreren Eingangsgrößen x_i ($i = 1, 2, 3, \ldots, n$) und einer Ausgangsgröße y bestehen, wobei diese in der Regel binär sind, d. h., sie können nur die Zustände 0 und L (Darstellung für 1 im dualen Zahlensystem) annehmen. Die praktische Realisierung erfolgt mit Relais,



2 Geschwindigkeit $\vec{v}$ und Beitrag der Elektronen ⊖ und Löcher ⊕ zum elektrischen Strom j

Ferritkern-, Dioden- oder Transistorschaltkreisen. Transistorschaltkreise werden am häufigsten eingesetzt und neuerdings auch als integrierte Halbleiterschaltungen ausgeführt. Dabei sind den logischen Zuständen physikalische Zustände zugeordnet, z. B. L = Spannung (Strom) vorhanden, 0 = keine Spannung (Strom) vorhanden.

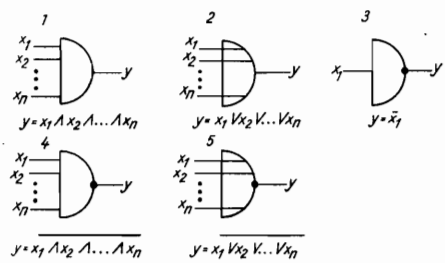
Für die wichtigsten l.n G. gilt:

1) Bei der *UND-Schaltung* (englisch AND-Schaltung, Abb. 1) ist die Ausgangsgröße y nur dann L, wenn alle Eingangsgrößen x_i ($i = 1, 2, \ldots, n$) den Wert L annehmen. In allen anderen Fällen ist $y = 0$.

2) Bei der *ODER-Schaltung* (englisch OR-Schaltung, Abb. 2) ist y dann L, wenn mindestens ein x_i ($i = 1, 2, \ldots, n$) gleich L ist. Nur wenn alle x_i den Wert 0 annehmen, wird $y = 0$.

3) Bei der *NICHT-Funktion* (*Negation*, Abb. 3), die nur für eine Eingangsgröße x_1 definiert ist, erfolgt eine Umkehrung der Zustände, d. h. für $x_1 = L$ ist $y = 0$ und für $x_1 = 0$ ist $y = L$.

4) Die *NAND-Schaltung* (Abkürzung für englisch not and, Abb. 4) und die *NOR-Schaltung* (Abkürzung für englisch not or, Abb. 5) stellen die negierte AND- bzw. OR-Schaltung dar. Sie haben das Verhalten dieser Schaltungen, nur treten jeweils die negierten y-Werte auf. Man kann sie sich als Folgeschaltung einer AND- bzw. OR-Schaltung und einer Negation vorstellen.



Symbole für logische Grundschaltungen und ihre Notation in der Booleschen Algebra: *1* AND-Schaltung, *2* OR-Schaltung, *3* Negation, *4* NAND-Schaltung, *5* NOR-Schaltung. Die mathematischen Zeichen bedeuten: $\wedge$ logisches UND (AND), $\vee$ logisches ODER (OR). Das Überstreichen kennzeichnet die Negation

Der Entwurf eines größeren Schaltsystems erfolgt so, daß man zunächst die gewünschten komplizierten logischen Verknüpfungen mit Hilfe der Booleschen Algebra formuliert und die so entstandenen Booleschen Gleichungen mit bestimmten Regeln vereinfacht. Dann werden sie in die logischen Grundschaltungen und die zwischen ihnen bestehenden Verbindungen zerlegt. An Hand des so gefundenen logischen Signalflußplanes kann das gesuchte Schaltsystem aus den betreffenden Schaltkreisen zusammengefügt werden.

Lit. Bär: Einführung in die Schaltalgebra (2. Aufl. Berlin 1965).

logischer Empirismus, → Positivismus.

logische Verifizierbarkeit, → Positivismus.

lokale Dualität, → analytische S-Matrix-Theorie.

lokale Maxwell-Verteilung, → Boltzmann-Gleichung, → Verteilungsfunktion.

lokale Observable, → Observable.

lokales Potential, → Potential.

lokale Strömungsgeschwindigkeit, → Verteilungsfunktion.

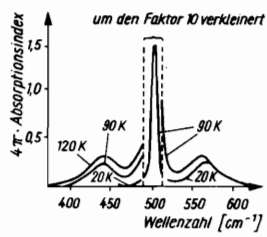
lokale Symmetrie, → Gruppentheorie 2).

lokale Wärmestromdichte, → Verteilungsfunktion.

lokale Wechselwirkung, → Wechselwirkung.

lokalisierte Bindung, Bindung in einem Molekül, das vorwiegend nur durch eine → Grenzstruktur beschrieben wird. Gegensatz: → nichtlokalisierte Bindung.

lokalisierte Gitterschwingungen, in Kristallen mit Defekten durch Veränderung des Frequenzspektrums des idealen Gitters auftretende Gitterschwingungen. Sie erscheinen bei punktförmigen Defekten, wenn Atome oder Ionen des Wirtsgitters durch *leichtere* Gitterbausteine ersetzt werden oder wenn die Kopplungen einzelner Atome oder Ionen zu ihren Nachbarn *fester* werden. Unterschied: → quasilokalisierte Gitterschwingungen. L. G. sind auch bei linearen und flächenförmigen Gitterfehlern mit analogen Veränderungen des Gitters wie bei Punktdefekten nachgewiesen worden. Die Frequenzen der l.n G. liegen oberhalb der maximalen Schwingungsfrequenz. Bei Gittern mit mehratomigen Einheitszellen mit Gitterfehlern erscheinen zusätzlich Gitterschwingungen mit den Eigenschaften der l.n G. in Frequenzbereichen zwischen optischen und akustischen Gitterschwingungen. Diese zusätzlichen Gitterschwingungen werden als *Zwischenbandmoden* [engl. gap modes] bezeichnet. Bei niedrigen Konzentrationen der Gitterdefekte, d. h. ohne Wechselwirkung der Gitterstörungen untereinander, sind die l.n G. im Gitterspektrum durch scharfe Linien gekennzeichnet, die in der harmonischen Näherung durch δ-Funktionsverteilungen beschrieben werden können. Für die l.n G. wird daher häufig das Spektrum des Einsteinschen Modells der Gitterschwingungen (→ Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität) verwendet. Erst in anharmonischer Näherung erhält man eine von Null verschiedene Linienbreite der l.n G., während die Berücksichtigung von Wechselwirkungen der Defekte zu Linienaufspaltungen führt. Da die Frequenzen außerhalb des Gitterspektrums des idealen Gitters liegen, können sich die l.n G. im idealen Gitter nicht ausbreiten, und ihre Amplitude fällt mit dem Abstand vom Gitterdefekt exponentiell ab; sie sind also um den Gitterdefekt lokalisiert.



IR-Spektrum einer lokalisierten Gitterschwingung mit Seitenbändern infolge Anharmonizität des Gitters in KCl mit U-Zentren (Cl^- durch H^- ersetzt) (nach Fritz)

Die l. G. können durch Infrarotspektroskopie (Abb.), Mößbauer-Spektroskopie, Neutronenstreuung, Spin-Gitter-Relaxation und

andere spektroskopische Methoden nachgewiesen werden.

lokalisierte magnetische Momente, permanente magnetische Momente, die sich in Übergangselementen und Verbindungen, die solche Elemente enthalten, den einzelnen Atomen der Übergangselemente zuordnen lassen. Die Momentendichte braucht sich dabei in verdünnten Legierungen nicht auf das Zentralatom zu beschränken, sie kann vielmehr wie bei manchen Legierungen von 3*d*-Übergangsmetallen mit Palladium und Platin die nächsten und übernächsten Nachbarn erfassen. Diese lokale Polarisation der Matrix führt zu Riesenmomenten, d. s. l. m. M. der Größenordnung $10\,\mu_B$. Wesentlich für l. m. M. ist die Existenz eines definierten magnetischen Moments, dessen Betrag von der Orientierung der Nachbarmomente unabhängig ist. Das System läßt sich dann durch ein → Heisenberg-Modell beschreiben. Die Klärung der genauen Existenzbedingungen für l. m. M. ist eines der aktuellen Probleme des Festkörpermagnetismus.

Lokalität, → axiomatische Quantentheorie.

London-Heitlersche Behandlung des Wasserstoffmoleküls, svw. Heitler-Londonsche Behandlung des Wasserstoffmoleküls (→ Valenzstruktur-Methode).

Londonsche Eindringtiefe, → Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit.

Londonsche Gleichungen, → Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit.

Londonsche Konstante, β, Zahl für die van-der-Waals- (Dispersions-) Wechselwirkungsenergie V_{Disp}. Für zwei gleiche Atome im Abstand r und mit der Polarisierbarkeit α_0 gilt $V_{Disp} = -\beta/r^6$. Hierbei ist $\beta = (3/4)\,h\nu_0\alpha_0^2 = (3/8\pi)\,(e^2/m_e\alpha_0)^{0,5}\,\alpha_0^2$, wobei m_e die Elektronenmasse, e die Elementarladung und h das Plancksche Wirkungsquantum bedeuten.

Londonscher Parameter, → Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit.

Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit, von F. und H. London etwa 1935 entwickelte phänomenologische Theorie, die das Verhalten eines Supraleiters beschreibt und nicht auf die Ursachen der Erscheinung eingeht. Ausgangspunkt ist die Überlegung, daß die in der Oberfläche des Supraleiters fließenden elektrischen Dauerströme, die das Eindringen eines magnetischen Feldes verhindern, nicht in einer unendlich dünnen Schicht fließen können. Die Größe dieser endlichen Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes in einen Supraleiter findet man aus der Vorstellung, daß die Elektronen infolge ihrer endlichen Masse eine gewisse Trägheit haben. Es dauert eine bestimmte sehr kurze Zeit t, ehe die abschirmenden Ströme j voll ausgebildet sind. Während dieser Zeit kann das Magnetfeld ein Stück in den Supraleiter eindringen. Dieses Trägheitsgesetz der Elektronen liefert die *1. Londonsche Gleichung*: $\frac{d}{dt}(\lambda\vec{j}) = \vec{E}$. Hierbei ist $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\lambda = \frac{m}{ne^2}$, wobei m die Elektronenmasse, e die Elektronenladung und n die Konzentration der supraleitenden Elektronen bedeuten.

Die 1. Londonsche Gleichung liefert aber noch nicht den → Meißner-Ochsenfeld-Effekt, sondern dieser wird erst durch die *2. Londonsche Gleichung* $\mathrm{rot}\,(\lambda\vec{j}) = -\vec{B}$ beschrieben. Hierbei ist $\vec{B}$ die magnetische Induktion. Die 1. und 2. Londonsche Gleichung treten für die supraleitende Phase an Stelle des Ohmschen Gesetzes. Die nach der obigen Formel berechnete Eindringtiefe wird gelegentlich auch als *Londonsche Eindringtiefe* oder *Londonscher Parameter* bezeichnet. Die L. T. d. S. ist als Spezialfall in der GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit enthalten.

longitudinale Invariante, → adiabatische Invariante.

longitudinale Masse, → Masseveränderlichkeit.

longitudinale Ströme, svw. Field aligned currents.

Longitudinalwelle, → Welle.

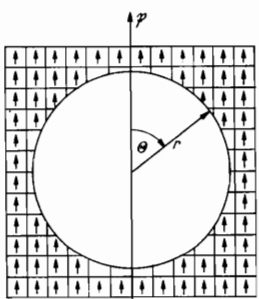
long-ton, Tabelle 2, Masse.

Lorentz-Ansatz, Bezeichnung der Gleichung für die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Einteilchen-Verteilungsfunktion (→ Verteilungsfunktion) in einem System, in dem durch äußere Bedingungen, z. B. durch ein äußeres elektromagnetisches Feld, eine Geschwindigkeitsrichtung ausgezeichnet ist: $f(t, \vec{r}, \vec{v}) = f^0(t, \vec{r}, \vec{v}) + \frac{\vec{v}}{v}\cdot\vec{f}^1(t, \vec{r}, \vec{v})$, wobei $f^0(t, \vec{r}, \vec{v})$ die ungestörte Einteilchen-Verteilungsfunktion und v der Betrag der Geschwindigkeit ist. Der Vektor $\vec{f}^1$, der die ausgezeichnete Richtung hat, ist dann betragsmäßig klein gegenüber f^0, wenn die gerichtete Geschwindigkeit klein gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der betreffenden Teilchen ist. Der L.-A. wurde erstmals von H. A. Lorentz bei der Berechnung der Leitfähigkeit von Metallen für die Verteilungsfunktion der Metallelektronen aufgestellt.

Lorentz-Beziehung, → Lorentz-Feld.

Lorentz-Eichung, wichtige Eichung (→ Eichtransformation 1) der elektrodynamischen Potentiale. Im Gegensatz zu allen anderen Eichungen hat die L.-E. eine lorentzinvariante Form, → Relativitätselektrodynamik.

Lorentz-Feld, das elektrische Feld $\vec{E}_L$ in einem fiktiven Hohlraum eines außerhalb des Hohlraums homogenen polarisierten → Dielektrikums. Dieses Feld wurde zuerst von Lorentz berechnet. Es rührt von den Oberflächenladungen des Hohlraums her, deren Flächenladungsdichte $\vec{P}\cdot\cos\Theta$ ist. Dabei sind $\vec{P}$ die Polarisation und Θ der Raumwinkel (Abb.). Aus der Berechnung des elektrischen Feldes im Mittelpunkt einer Hohlkugel mit dem Radius r ergibt sich die Beziehung $\vec{E}_L = \frac{1}{3\varepsilon_0}\vec{P} = \frac{1}{3}\vec{E}(\varepsilon_{rel}-1)$. Dabei



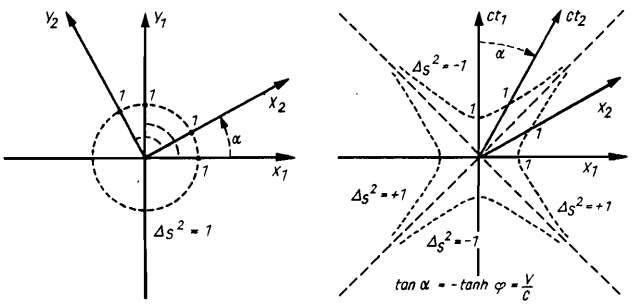
Lorentz-Feld im Innern einer Hohlkugel, die sich in einem homogen polarisierten Dielektrikum befindet. $\vec{P}$ Polarisationsrichtung, r Radius der Hohlkugel, Θ Raumwinkel

ist ε_{rel} die relative Dielektrizitätskonstante. In Wirklichkeit ist aber ein bestimmtes Molekül nicht von einem Hohlraum, sondern von benachbarten Dipolen umgeben. Es kann angenommen werden, daß sich die Wirkung aller benachbarten Dipole gerade zu Null ergänzt. Das ist insbesondere bei Kristallen mit nichtkubischer Symmetrie eine zu weit gehende Näherung.

Die aus dem L.-F. $\vec{E}_L$ und dem äußeren Feld $\vec{E}$ herrührende Feldstärke am Ort des betreffenden Dipols ist $\vec{E}_1 = (\vec{E}/3)(\varepsilon_{rel} + 2)$. Dabei ist $\vec{E}_1$ das *Mosotti-Feld*; das zu seiner Ableitung benutzte Modell das *Mosotti-Lorentz-Modell*.

Lorentz-Funktion, → Spektrallinien.

Lorentz-Gas, von H. A. Lorentz als Modell für kinetische Berechnungen gewähltes Gasgemisch, das aus einer schweren und einer oder mehreren leichten Komponenten besteht. Ist der Streuquerschnitt der Teilchen der leichten Komponente genügend klein, und nimmt man an, daß die Verteilungsfunktionen der einzelnen Teilchensorten im wesentlichen nur von den Stößen der schweren mit den leichten Teilchen und nicht von den Stößen der leichten Teilchen untereinander beeinflußt werden, so lassen sich die kinetischen Rechnungen sehr vereinfachen. Das Modell des L.-G.es wurde vor allem auf neutrale Gase angewandt, wobei erstmals die Thermodiffusion gefunden wurde. Weitere Anwendungsgebiete dieses Modells sind die Theorie von Halbleitern mit einer geringen Zahl von Leitungselektronen und die kinetische Theorie von Plasmen (→ *Lorentz-Plasma*).



Lorentz-Gruppe: *a* Euklidische Ebene. Fest bleibt der Winkel zwischen den Achsen. Eichkurve ist ein Kreis. *b* Pseudoeuklidische Ebene. Fest bleibt die Winkelhalbierende zwischen den Achsen (Lichtkegel). Eichkurven sind Hyperbeln

Lorentz-Gruppe, Gruppe von Transformationen, die die Abstände $(x_1 - x_2)^2 = c^2(t_1 - t_2)^2 - (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2$ zweier Ereignisse mit den Koordinaten $x_1 = (ct_1, \vec{r}_1)$ und $x_2 = (ct_2, \vec{r}_2)$ und somit auch die Wellengleichung (→ Konstanz der Lichtgeschwindigkeit) unverändert lassen und daher Inertialsysteme wieder in solche überführen (*Lorentz-Transformationen*). Die L.-G. ist die Transformationsgruppe der Koordinaten- und Bezugssysteme in der → speziellen Relativitätstheorie.

Die L.-G. setzt sich zusammen aus den Drehungen des dreidimensionalen Raumes $\vec{r}' = A\vec{r}$, $ct' = ct$ mit der orthogonalen Matrix A, den Translationen des Koordinatenursprungs $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{r}_0$, $ct' = ct + ct_0$ und den Transformationen in ein gleichförmig bewegtes, nichtrotierendes Bezugssystem (spezielle Lorentz-Transformation), z. B:

$$x' = \frac{x - \frac{v}{c}ct}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad ct' = \frac{ct - \frac{v}{c}x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

$$y' = y, \quad z' = z.$$

Jede eigentliche Lorentz-Transformation läßt sich aus diesen Transformationen zusammensetzen. Zur *vollen L.-G.* gehören noch die Spiegelungen der Raum- und Zeitkoordinaten. Als *homogene L.-G.* bezeichnet man die L.-G. bei Ausschluß der Translationen des Koordinatenursprungs, d. h. $\vec{r}_0 = t_0 = 0$. Die *inhomogene L.-G.* wird oft als Poincaré-Gruppe bezeichnet.

Drehungen des dreidimensionalen Raumes, Translationen des Koordinatenursprungs und Spiegelungen sind aus der euklidischen Geometrie bzw. der Newtonschen Mechanik bekannt. Das Besondere an der L.-G. sind die speziellen Lorentz-Transformationen. Diese können als Pseudodrehungen aufgefaßt werden, im obigen Beispiel in der x, ct-Ebene analog der Drehung in der euklidischen x, y-Ebene, nur sind die Funktionen des Drehwinkels hier die Hyperbelfunktionen (Abb.), also in der euklidischen Ebene $x' = x\cos\alpha + y\sin\alpha$ bzw. $y' = -x\sin\alpha + y\cos\alpha$ und in der pseudoeuklidischen Ebene $x' = x\cosh\varphi + ct\sinh\varphi$ bzw. $ct' = x\sinh\varphi + ct\cosh\varphi$.

Die Invarianz der Winkelhalbierenden bei der Pseudodrehung entspricht der Invarianz des → Lichtkegels.

Auch die Pseudodrehungen bilden eine Gruppe, bei der sich die Winkel addieren. Da aber die Relativgeschwindigkeit v der ineinander transformierten Bezugssysteme $v = -c \cdot \tanh\varphi$ ist, addieren sich die Relativgeschwindigkeiten von Bezugssystemen wie der hyperbolische Tangens:

$$\tanh(\varphi + \psi) = \frac{\tanh\varphi + \tanh\psi}{1 + \tanh\varphi\tanh\psi};$$

$$v_{12} = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}.$$

Das ist das → Additionstheorem der Geschwindigkeiten.

Die allgemeine Form einer Lorentz-Transformation ist linear $x^{\mu'} = \Lambda^{\mu}_{\nu}x^{\nu} + a^{\mu}$ mit der Bedingung $\eta^{\varrho\sigma}\Lambda^{\mu}_{\varrho}\Lambda^{\nu}_{\sigma} = \eta^{\mu\nu}$ für die Koeffizienten (→ Summationskonvention, → Minkowski-Symbol), wobei x^{μ} für die Komponenten $(x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ von x steht und $\eta^{\mu\nu}$ der metrische Tensor mit den Diagonalelementen $(+1, -1, -1, -1)$ ist. Die L.-G. ist nicht nur die Invarianzgruppe des Wellenoperators, sondern auch die der Metrik $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - (c\,dt)^2$ des Minkowski-Raumes.

Die volle L.-G. zerfällt in vier nichtzusammenhängende „Stücke", je nachdem ob $\det||\Lambda|| = +1$ oder -1, $\Lambda^0_0 \geqq 1$ oder $\leqq -1$ ist; L.-G.en mit $\det||\Lambda|| = +1$ heißen eigentlich, solche mit $\Lambda^0_0 \geqq 1$ orthochron. Dabei ist nur die eigentliche orthochrone L.-G., die auch als eingeschränkte L.-G. bezeichnet

wird, eine Untergruppe der L.-G., da nur sie die identische Transformation $\Lambda^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu$ enthält; die anderen drei Stücke der L.-G. ergeben sich aus dieser durch Anwendung der diskreten Transformationen P, T und PT, wobei P die Raumspiegelung (→ Parität): $t' = t$, $\vec{r}' = -\vec{r}$ mit $\det ||P|| = -1$, $\Lambda^0_0(P) = +1$, T die → Zeitumkehr: $t' = -t$, $\vec{r}' = \vec{r}$ mit $\det ||T|| = -1$, $\Lambda^0_0(T) = -1$ und PT die Raumzeitspiegelung: $x^{\mu'} = -x^\mu$ mit $\det ||PT|| = +1$, $\Lambda^0_0(PT) = -1$ ist.

Das Multiplikationsgesetz für die Elemente $L = (\Lambda, a)$ der inhomogenen L.-G. lautet $(\Lambda_2, a_2) \times (\Lambda_1, a_1) = (\Lambda_2\Lambda_1, a_2 + \Lambda_2 a_1)$, d. h. die Translationen transformieren sich nicht unabhängig von den homogenen L.-G.en; man bezeichnet die inhomogene L.-G. P daher als semidirektes Produkt der homogenen L.-G. L mit der Gruppe der Translationen T: $P = L \otimes T$, die beide Untergruppen von P sind. Während T durch die vier unabhängigen Verschiebungen a_μ parametrisiert wird, kann L durch die drei Drehwinkel ihrer Untergruppe R, der Gruppe der räumlichen Drehungen, und die drei Komponenten der Geschwindigkeit $\vec{v}$ parametrisiert werden. Da der Parameterbereich von P bzw. L nicht beschränkt ist, ist die L.-G. nichtkompakt und hat daher keine unitären endlichdimensionalen Darstellungen. Die nichtunitären endlichdimensionalen Darstellungen der homogenen L.-G. spielen für die Aufstellung lorentzkovarianter Feldgleichungen und das Verhalten physikalischer Größen bei (homogenen) Lorentz-Transformationen eine wichtige Rolle und die unitären unendlichdimensionalen Darstellungen der inhomogenen L.-G. für die Beschreibung der Elementarteilchen.

Darstellungen der homogenen L.-G.: Die Darstellungen der L.-G., die eine spezielle nichtkompakte Liesche Gruppe ist, kann man am einfachsten über die Darstellungen der zugehörigen Lie-Algebra, d. h. der Algebra ihrer infinitesimalen Erzeugenden gewinnen; der Einfachheit halber erfolgt die Beschränkung auf die L.-G. ohne Spiegelungen, d. i. die eingeschränkte L.-G. Die infinitesimalen eingeschränkten Lorentz-Transformationen sind durch $\Lambda^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu + \omega^\mu_\nu$ mit $\omega_{\mu\nu} = -\omega_{\nu\mu}$, $|\omega_{\mu\nu}| \ll 1$ charakterisiert, wobei die 6 voneinander unabhängigen infinitesimalen Parameter $\omega_{\mu\nu}$ für $\mu, \nu = 1, 2, 3$ den Vektor $\delta\vec{\varphi} = (\omega_{23}, \omega_{31}, \omega_{21})$ der infinitesimalen räumlichen Drehungen und der Vektor $\delta\vec{\xi} = \delta\vec{v}/c = (\omega_{01}, \omega_{02}, \omega_{03})$ Richtung und Betrag der Relativgeschwindigkeit $\delta\vec{v}$ bestimmen. Bestimmte Feldgrößen transformieren sich bei den betrachteten infinitesimalen Lorentz-Transformationen mit einem Operator

$$\Lambda = 1 + \frac{i}{2}\omega_{\mu\nu}M_{\mu\nu}$$

(keine Summation über doppelte Indizes!), wobei die entsprechend $M_{\mu\nu} = -M_{\nu\mu}$ ebenfalls antisymmetrischen Operatoren $M_{\mu\nu}$ die Erzeugenden der infinitesimalen Transformationen sind. Je nach dem Charakter der Feldgrößen erhält man verschiedene Formen der $M_{\mu\nu}$, aber stets müssen die Operatoren Λ den gleichen Gruppenverknüpfungen genügen wie die ursprünglich als Transformation der Raum-Zeit-Punkte erklärten Transformationen der L.-G. Daraus folgen die Vertauschungsrelationen $[M_{\varkappa\lambda}, M_{\mu\nu}] = i(g_{\varkappa\mu}M_{\lambda\nu} + g_{\lambda\nu}M_{\varkappa\mu} - g_{\varkappa\nu}M_{\lambda\mu} - g_{\lambda\mu}M_{\varkappa\nu})$. Darstellungen der Lorentz-Transformationen erhält man, indem man Matrixdarstellungen dieser Vertauschungsrelationen aufsucht; die entsprechenden Darstellungen der infinitesimalen Lorentz-Transformationen können dann zu Darstellungen der eingeschränkten homogenen L.-G. fortgesetzt werden (→ Gruppentheorie in der Physik). Führt man die Vektoren $\vec{J} = (M_{23}, M_{31}, M_{21})$ und $\vec{K} = (M_{01}, M_{02}, M_{03})$ ein, die die reinen Drehungen $R(\varphi) = e^{-i\varphi(\vec{J}\vec{n})}$ um die Achse $\vec{n}$ mit dem Winkel φ und die reinen Lorentz-Transformationen $\exp(-i\xi\vec{K})$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ erzeugen, wobei dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten entsprechend $\xi = \frac{\vec{v}}{v}\tanh^{-1}(v/c)$ ist, dann sind die Vektoroperatoren $\vec{N}^{(1)} = \vec{J} + i\vec{K}$ und $\vec{N}^{(2)} = \vec{J} - i\vec{K}$ miteinander vertauschbar und genügen jeder für sich den Vertauschungsregeln der Drehimpulsoperatoren, d. h. der Erzeugenden dreidimensionaler Rotationen. Die Lie-Algebra der eingeschränkten homogenen L.-G. ist daher die direkte Summe der Lie-Algebra zweier dreidimensionaler orthogonaler Gruppen und die L.-G. selbst das direkte Produkt dieser Gruppen, die allerdings nicht mit den „physikalischen" Drehimpulsen bzw. Drehungen identisch sind.

Als Basis der irreduziblen Darstellungen können daher in → Dirac-Schreibweise die Vektoren $|j_1, m_2; j_2, m_2\rangle$ mit

$$\left.\begin{aligned} N_3^{(k)}\,|j_1, m_1; j_2, m_2\rangle &= \\ = m_k\,|j_1, m_1; j_2, m_2\rangle& \\ (\vec{N}^{(k)})^2\,|j_1, m_1; j_2, m_2\rangle &= \\ = j_k(j_k+1)\,|j_1, m_1; j_2, m_2\rangle& \end{aligned}\right\} (k = 1, 2)$$

herangezogen werden, wobei jedes Zahlenpaar (j_1, j_2) mit nicht negativen ganzen oder halbganzen j_1 und j_2 eine irreduzible Darstellung $D(j_1, j_2)$ charakterisiert, deren Basisvektoren durch m_1 und m_2 mit $-j_1 \leqq m_1 \leqq j_1$, $-j_2 \leqq m_2 \leqq j_2$ numeriert sind; die Dimension der Darstellung $D(j_1, j_2)$ ist daher $(2j_1 + 1) \times (2j_2 + 1)$. Ist $j_1 + j_2$ eine ganze bzw. halbganze Zahl, spricht man von einer eindeutigen oder Tensor- bzw. zweideutigen oder Spinordarstellung.

$D(0, 0)$ ist die eindimensionale (triviale) Darstellung, bei der alle $M_{\mu\nu} = 0$ sind, d. h. die Darstellung durch (Lorentz-)Skalare; skalare Feldgrößen, wie z. B. das Klein-Gordon-Feld, transformieren sich nach dieser Darstellung. $D(1/2, 0)$ und $D(0, 1/2)$ sind zwei inäquivalente zweidimensionale (Spinor-)Darstellungen, für die $N_j^{(1)} = \sigma_j$, $N_j^{(2)} = -i\sigma_j$ bzw. $N_j^{(1)} = \sigma_j$, $N_j^{(2)} = i\sigma_j$ $(j = 1, 2, 3)$ ist; die zweikomponentigen „Vektoren" dieser Darstellungsräume heißen → Spinoren. Diese beiden niedrigstdimensionalen nichttrivialen irreduziblen Darstellungen sind für die Quantenfeldtheorie von großer Bedeutung, da die Spinoren, aufgefaßt als Funktionen von Raum-Zeit, zur lorentzinvarianten Beschreibung von Teilchen mit dem Spin $s = 1/2$ herangezogen werden können (→ Weyl-Gleichung, → Neutrino). Da die Paritätsoperation die Darstellungen $D(0, 1/2)$ und $D(1/2, 0)$ nicht einzeln invariant läßt, sondern nur ihre direkte Summe, muß man zur Be-

schreibung z. B. von Elektronen zu vierkomponentigen Spinoren übergehen (→ Dirac-Gleichung), da diese Teilchen im Gegensatz zu den Neutrinos eine fixierte Eigenparität haben.

Mit zwei beliebigen, von der trivialen Darstellung verschiedenen Darstellungen $D(j_1,j_2)$ und $D(j_1',j_2')$ kann man durch Bildung des direkten Produktes eine neue, im allgemeinen reduzible Darstellung erzeugen, die in eine direkte Summe irreduzibler Darstellungen gemäß

$$D(j_1,j_2)\otimes D(j_1',j_2')$$
$$=\sum_{J_1=0}^{J_{1,\max}}\sum_{J_2=0}^{J_{2,\max}} D(j_1+j_1'-J_1,j_2++j_2'-J_2)$$

zerlegt werden können, wobei $J_{1,\max}=j_1+j_1'-|j_1-j_1'|$ und $J_{2,\max}=j_2+j_2'-|j_2-j_2'|$ ist; z. B. gilt $D(1/2,0)\otimes D(0,1/2)=D(1/2,1/2)\oplus D(0\,0)$, d. h., aus dem direkten Produkt kann man außer der trivialen Darstellung, der Einsdarstellung, eine Vektordarstellung erzeugen, die Teilchen mit dem Spin $s=1$ beschreibt. Allgemein kann man aus den beiden Darstellungen zum Spin $s=1/2$ alle irreduziblen Darstellungen zu beliebigem Spin s erzeugen, d. h., prinzipiell lassen sich die Teilchen als gebundene Zustände von Teilchen mit Spin $s=1/2$ auffassen (→ unitäre Symmetrie). Die Darstellungsräume von $D(j_1,j_2)$ lassen sich jedoch nicht als quantenmechanische Zustandsräume interpretieren, da sich in diesen Räumen wegen der Nichtunitarität der Darstellungen $D(j_1,j_2)$ kein positiv definites Skalarprodukt einführen läßt und daher die Wahrscheinlichkeitsinterpretation (→ statistische Interpretation) der Zustandsfunktionen versagen würde. Zudem werden die Translationen durch den Einheitsoperator repräsentiert, so daß alle Zustände gegenüber räumlichen und zeitlichen Verschiebungen invariant sind und daher gar kein Analogon der Schrödinger-Gleichung eingeführt werden kann. Diese Schwierigkeiten lassen sich beheben, wenn man übergeht zu den *Darstellungen der Poincaré-Gruppe* (*inhomogene L.-G.*). Die infinitesimalen inhomogenen eingeschränkten Lorentz-Transformationen sind durch $L=1+\frac{\mathrm{i}}{2}\omega_{\mu\nu}M_{\mu\nu}+\mathrm{i}\alpha_\mu P_\mu$ mit den infinitesimalen Parametern $\alpha_\mu\ll 1$ und den Erzeugenden P_μ der Translationen gegeben. Zu den Vertauschungsrelationen für die $M_{\mu\nu}$ kommen nun noch die folgenden hinzu: $[P_\mu,P_\nu]=0$ und $[M_{\mu\nu},P_\lambda]=\mathrm{i}(g_{\mu\lambda}P_\nu-g_{\nu\lambda}P_\mu)$. Die Translationen bilden eine kommutative invariante (oder abelsche) Gruppe, deren Darstellungen stets eindimensional sind: die unitären Darstellungen der Translationen sind durch $U(a)\equiv U(I,a)=\exp(-\mathrm{i}a^\mu P_\mu)$ gegeben; dabei ist P_μ der Operator des Viererimpuls, und $P_\mu P^\mu\equiv P^2=M^2$, das Quadrat des Massenoperators M ist eine Invariante. Neben M ist der *Pauli-Lubanski-Operator* $W=-\hat{\omega}^\mu\hat{\omega}_\mu$ mit $\hat{\omega}_\mu=\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\varkappa\lambda}P_\nu M_{\varkappa\lambda}$ und das Vorzeichen $\varepsilon=p_0/|p_0|$ invariant; wobei p_0 der Eigenwert des Energieoperators P_0 ist; im Ruhesystem, d. h. für $\vec{p}=0$, ist $W=-m^2s(s+1)$, wobei m die Masse des Teilchens und s sein Spin ist. Die unitären Darstellungen der eingeschränkten Poincaré-Gruppe sind daher durch die Masse m, den Spin s und ε charakterisiert (da man stets $\varepsilon=+1$, d. h. positive Energie festlegt, wird ε gewöhnlich nicht explizit angegeben). Da man es in der Hochenergiephysik hauptsächlich mit Teilchen mit festem Impuls zu tun hat, wählt man zweckmäßig die Impulsdarstellung. Dann sind die Basisvektoren der irreduziblen Darstellungen der Poincaré-Gruppe gegeben durch $|m,s,p_\mu,s_3\rangle$, wobei p_μ der Energie-Impuls-Viervektor und s_3 die dritte Komponente des Spinvektors $\vec{s}$ mit $-s\leqq s_3\leqq s$ ist; da p_μ unbeschränkt ist, sind alle diese Darstellungen unendlichdimensional. Führt man durch

$$\langle ms;p_\mu',s_3'\mid m,s;p_\mu,s_3\rangle=$$
$$=2p_0\delta^3(\vec{p}'-\vec{p})\,\delta s_3's_3\quad\text{mit}\quad p_0=\sqrt{\vec{p}^2+m^2}$$

ein positiv definites Skalarprodukt ein, so wird der Darstellungsraum zu einem Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$, dem Zustandsraum eines Teilchens der Masse m mit Spin s. Eine für die Hochenergiephysik wichtige Wahl der Basis in $\mathfrak{H}$ ist die der Helizitätszustände, wo die z-Achse mit der des räumlichen Impulsvektors $\vec{p}$ zusammenfällt, und dementsprechend s_3 die Projektion des Spinvektors $\vec{s}$ auf die Richtung des Impulses ist; dann gilt

$$\vec{s}\vec{p}\,|m,s;p_\mu,s_3\rangle=s_3\,|\vec{p}|\,|m,s;p_\mu,s_3\rangle,$$

d. h. die Zustände sind Eigenzustände des Helizitätsoperators $\vec{s}\vec{p}/|\vec{p}|$ mit Eigenwert s_3 (→ Helizität). Auch im Fall der Poincaré-Gruppe gilt, daß im Prinzip alle Darstellungen aus den Darstellungen zum Spin $s=1/2$ konstruiert werden können.

Lorentz-Invarianz, die Eigenschaft bestimmter physikalischer *Größen*, sich bei den Transformationen der Lorentz-Gruppe nicht zu ändern, d. h. invariant zu bleiben. Diese Größen werden Lorentz-Invariante oder Skalare (bezüglich der Lorentz-Gruppe) genannt und sind eindimensionale Darstellungen der Lorentz-Gruppe. L.-I. erreicht man, indem man alle physikalischen Gesetze mit Skalaren, Vektoren, Tensoren und Spinoren des Minkowski-Raumes formuliert (→ Konstanz der Lichtgeschwindigkeit). Gelegentlich benutzt man den Begriff L.-I. fälschlicherweise auch im Sinne von → Lorentz-Kovarianz.

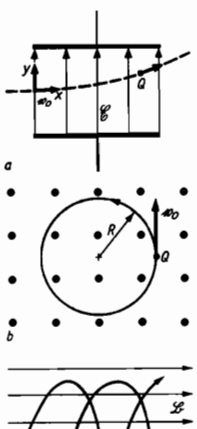
Lorentz-Kontraktion, svw. Längenkontraktion.

Lorentz-Konvention, → Lorentz-Eichung, → Hertzscher Oszillator, → Relativitätselektrodynamik.

Lorentz-Kovarianz, die Eigenschaft physikalischer Gleichungen, z. B. der Feldgleichungen bestimmter relativistischer Feldtheorien, ihre Form bei Lorentz-Transformationen nicht zu ändern. Man bezeichnet daher die Kovarianz häufig als Forminvarianz. Das setzt voraus, daß sich die in diese Gleichungen eingehenden physikalischen Größen wie Darstellungen der homogenen Lorentz-Gruppe transformieren. Ein Spezialfall der L.-K. ist die → Lorentz-Invarianz.

Lorentz-Kraft, magnetische Kraft $\vec{F}_m=q\vec{v}\times\vec{B}$ auf eine sich mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ im Magnetfeld $\vec{B}$ bewegende Ladung q; oft auch als Bezeichnung für die noch einen elektrischen Anteil enthaltende gesamte Kraft $\vec{F}=q(\vec{E}+\vec{v}\times\vec{B})$ im beliebig zeitabhängigen elektromagnetischen Feld gebraucht. $\vec{E}$ ist der elektrische Feldvektor (Abb.).

Lorentz-Plasma, in der Plasmatheorie oft benutztes einfaches Plasmamodell, in dem nur



Lorentz-Kraft (geladenes Teilchen $Q>0$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_0$): *a* im elektrischen Feld $\vec{E}$, $\vec{v}_0\perp\vec{E}$; *b* im magnetischen Feld mit Kraftflußdichte $\vec{B}$, $\vec{v}_0\perp\vec{B}$, R Bahnradius; *c* v mit Komponente in Richtung von $\vec{B}$

die Wechselwirkungen zwischen freien Elektronen und positiven Ionen, nicht aber zwischen den freien Elektronen untereinander berücksichtigt werden (→ Lorentz-Gas).

Lorentz-Polarisationsfaktor, Produkt des Lorentz-Faktors L mit dem Polarisationsfaktor P. Die bei einem Röntgenbeugungsexperiment erhaltenen integralen Intensitäten I sind dem Produkt $|F(h,k,l)|^2 \cdot L \cdot P$ des Betragsquadrats des Strukturfaktors $F(h,k,l)$ mit dem L.-P. proportional.

Der *Lorentz-Faktor* L berücksichtigt, wie lange bei dem gewählten Aufnahmeverfahren die reflektierende Netzebene in reflexionsfähiger Lage verbleibt. Die Netzebene läßt sich mit Hilfe der Vorstellung des → reziproken Gitters aus dem Weg ableiten, auf dem der entsprechende reziproke Gitterpunkt durch die → Ewaldsche Ausbreitungskugel bewegt wird.

Der *Polarisationsfaktor* P berücksichtigt die Polarisation des Primärstrahls und ist gleich dem Polarisationsfaktor eines streuenden freien Elektrons, für den unpolarisierten Primärstrahl demnach gleich $P = (1 + \cos^2 2\theta)/2$.

Lorentzsche Elektronentheorie, von H. A. Lorentz aufgestellte Theorie über die Entstehung des → Lichtes.

Lorentz-Term, in der Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Gasen ein Zusatzterm in der Bewegungsgleichung der Elektronen, der das von Elektronenverschiebungen in den umgebenden Molekülen hervorgerufene elektrische Feld berücksichtigt. Bei der Wellenausbreitung in Plasmen mit freien Elektronen und Ionen (z. B. in der → Ionosphäre) braucht der L.-T. nicht berücksichtigt zu werden. Der L.-T. wurde 1909 von H. A. Lorentz aufgestellt.

Lorentz-Transformation, → Lorentz-Gruppe.

Lorentz-Tripletts, → Zeeman-Effekt.

Lorenzsches Gesetz, svw. Wiedemann-Franzsches-Gesetz.

Lorenz-Zahl, → Wärmeleitfähigkeit.

Lorin-Triebwerk, → Strahltriebwerk.

Löschfunken, elektrische Gasentladungen, die kurze Zeit nach ihrer Entstehung wieder verlöschen. L. entstehen, wenn die Funkenladung zwischen großflächigen Metallplatten mit geringem Abstand (z. B. 0,2 mm) stattfindet. Durch die große Oberfläche der Metallplatten wird die Funkenstrecke rasch gekühlt. Die Kühlung bewirkt ein schnelles Abreißen des Funkens und eine rasche Entionisierung der Funkenstrecke.

Durch Hintereinanderschalten einer Vielzahl (z. B. 12) solcher Löschfunkenstrecken anstelle einer Funkenstrecke zwischen zwei Elektroden gelang es Max Wien, den → Funkensender erheblich zu verbessern. Bei diesem als *Löschfunkensender* bezeichneten Sender kann infolge der schnellen Entionisierung der Funkenstrecke die Funkenzahl wesentlich erhöht werden. Außerdem wird der Nachteil des Funkensenders vermieden, daß bei stärkerer Kopplung des Erregerkreises an den Antennenkreis zur Erhöhung der Energie Zweiwelligkeit auftritt. Durch die schnelle Entionisierung der Funkenstrecke wird der Erregerkreis in dem Augenblick unterbrochen, in dem seine Energie an den Antennenkreis übergegangen ist. Letzterer schwingt dann mit großer Energie in seiner Eigenfrequenz. M. Wien gelang es, beim Löschfunkensender die Stoßerregung des Antennenkreises automatisch mit einer Funkenfolge von 200 bis 1000/s durchzuführen. Demgegenüber konnten beim herkömmlichen Funkensender nur maximal 100 Funken/s erreicht werden. Durch den Löschfunkensender wurde es möglich, wenig gedämpfte Schwingungen mit hoher Energie zu erzeugen.

Löschfunkensender, → Löschfunken.

Loschmidtsche Konstante, *Loschmidtsche Zahl,* die von Loschmidt eingeführte Konstante N_L, die die Anzahl der Moleküle in der chemischen Mengeneinheit mol angibt. Der Zahlenwert von N_L kann beispielsweise aus röntgenographischen Messungen am Kalkspatgitter ermittelt werden, wobei es notwendig ist, das Kristallvolumen, z. B. die kristallographische Elementarzelle, die Zahl der in ihr enthaltenen Moleküle und deren Masse oder Dichte zu bestimmen. Eine andere, ähnlich genaue Werte liefernde Bestimmungsmethode beruht auf der Errechnung von N_L aus Messungen der Elementarladung e nach Millikan und der Faraday-Konstanten F. Man erhält $N_L = (6{,}0234 \pm 0{,}002) \cdot 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}$ (chemische Atomgewichtsskala), $N_L = (6{,}0250 \pm 0{,}002) \cdot 10^{23}\ \mathrm{mol}^{-1}$ (physikalische Atomgewichtsskala). Bezieht man die Molekülzahl auf 1 cm^3 eines idealen Gases unter Normalbedingungen, so erhält man einen als *Avogadro-Konstante* bezeichneten Wert von $A = (2{,}68726 \pm 10) \cdot 10^{25}\ \mathrm{m}^{-3}$. In der angelsächsischen Literatur werden beide Konstanten häufig auch umgekehrt definiert.

Loschmidtsche Zahl, svw. Loschmidtsche Konstante.

Löschspannung, → Gasentladung.

Löslichkeit, → Lösung.

Löslichkeitsprodukt, L, Produkt der Konzentrationen bzw. der wirksamen Konzentrationen (Aktivitäten) in gesättigten Lösungen von Elektrolyten. Aus dem → Massenwirkungsgesetz folgt $[A^+] \cdot [B^-]/[AB] = K$ und $[A^+] \cdot [B^-] = K \cdot [AB] = L$. Hierbei bedeuten K die Massenwirkungskonstante, AB die gelöste Verbindung, A^+ und B^- die Ionen, in die AB dissoziiert, die rechteckigen Klammern Konzentrationen. Das L. ist also proportional der Dissoziationskonstanten K des Elektrolyten und wie diese abhängig vom Druck und von der Temperatur. Wächst durch Zusatz eines Salzes in eine Lösung die Konzentration einer schon vorhandenen Ionenart, so kann nach dem L. die Konzentration eines nichtdissoziierten Salzes so stark steigen, daß es aus der Lösung ausfällt; wird zu einer Kochsalzlösung Silberchlorid gegeben, so wachsen $[Cl^-]$ und [NaCl], und Natriumchlorid fällt aus. Der Wert des L.s ist nur bei schwachen, schwerlöslichen Elektrolyten streng konstant.

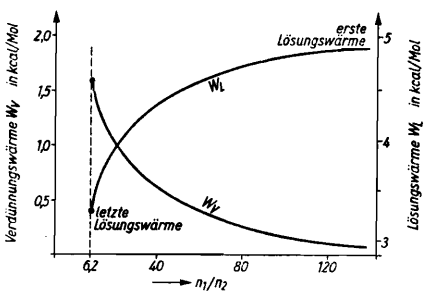
Lit. Kortüm: Elektrochemie (2. Aufl. Weinheim 1957).

Lösung, Mischung, bei der eine Komponente, das Lösungsmittel, in großem Überschuß vorhanden ist und die übrigen Komponenten bei der betreffenden Temperatur in einem anderen Aggregatzustand vorliegen. Am häufigsten sind L.en eines festen Stoffes in einer Flüssigkeit. Die Zusammensetzung (Konzentration) einer L. wird entweder durch ihre Normalität, Mola-

lität oder Molarität (→ Konzentration) angegeben. So enthält eine 1molare L. 1 Mol des gelösten Stoffes in 1 l L. Jedes Lösungsmittel kann nur eine begrenzte Menge eines anderen Stoffes lösen. Die Sättigungskonzentration wird *Löslichkeit* genannt. Bei schwerlöslichen Elektrolyten kennzeichnet man die Löslichkeit durch das → Löslichkeitsprodukt. Die Löslichkeit ist temperaturabhängig; sie nimmt mit steigender Temperatur zu, wenn beim Auflösen Wärme frei wird (positive → Lösungswärme), und ab, wenn dagegen Wärme aufgenommen wird. Für die Unterscheidung von idealen und realen L.en gilt das gleiche wie für Mischungen (→ Mischung).

Lösungskörper, → Kristallform.

Lösungswärme, die Wärme, die beim Auflösen eines kristallin festen oder eines gasförmigen Stoffes in einem flüssigen Lösungsmittel frei oder verbraucht wird. Man gibt die L. für ein Mol des gelösten Stoffes an, während die Mischungswärme (→ Mischung) auf ein Mol der Mischung bezogen wird. Folgende L.n werden unterschieden: Die *integrale L.* W_L ist die Wärme, die sich beim Auflösen von 1 Mol eines Stoffes in der zur Herstellung einer Lösung bestimmter Konzentration nötigen Menge des Lösungsmittels entwickelt: $W_L = \Delta H/n_2$. Hierbei ist ΔH die Enthalpieänderung und n_2 die Molzahl des gelösten Stoffes. Die integrale L., die beim Herstellen einer gesättigten Lösung entsteht, nennt man *ganze* oder *totale L.* Die *differentielle L.* dW_L ist die Wärme, die beim Auflösen von 1 Mol eines Stoffes in einer so großen Menge Lösung gegebener Konzentration entsteht, daß sich die Konzentration der Lösung praktisch nicht ändert. Man erhält sie durch Differentiation aus der integralen L.: $dW_L = \partial\Delta H/\partial n_2$. Die differentielle L. bei der Sättigungskonzentration wird *letzte L.* genannt, bei der Ausgangskonzentration Null *erste L.*



Integrale Lösungswärme W_L und integrale Verdünnungswärme W_V des Systems Kaliumjodid in Wasser bei 25 °C in Abhängigkeit der Zusammensetzung

In entsprechender Weise definiert man die *differentielle Verdünnungswärme* $dW_V = \partial\Delta H/\partial n_1$ und *integrale Verdünnungswärme*

$$W_V = \frac{1}{n_2}\int_{n_1}^{\infty} dn_1 \cdot dW_V.$$

Beispiel. Bei dem System Kaliumjodid/Wasser beginnen die Kurven der integralen L. und Verdünnungswärme bei der gesättigten Lösung $n_1/n_2 = 6{,}2$ und enden bei unendlicher Verdünnung. Aus dem Anstieg der Tangente in einem beliebigen Punkt kann man die differentielle L. entnehmen.

Lo-Surdo-Lichtquelle, → Stark-Effekt.

Lotabweichung, → Lotrichtung.

Lotrichtung, die Richtung des Schwerkraftvektors (→ Schwere), stets senkrecht zu den Äquipotentialflächen der Schwere stehend. Als *Lotabweichung* bezeichnet man die Abweichung der L. von der Richtung der geometrischen Normalen auf den Äquipotentialflächen des durch astronomische und geodätische Verfahren ermittelten Erdellipsoids. Sie beträgt im allgemeinen einige Bogensekunden und wird durch die unterschiedliche Dichteverteilung in der Erdkruste und im Erdmantel verursacht. Die L. unterliegt außerdem den Gezeitenkräften mit einem Variationsbetrag von maximal $^1/_{100}$ Bogensekunde.

Love-Welle, → seismische Welle.

Low Energy Electron Diffraction, → Beugung 4).

Lr, → Lawrencium.

LSA-Diode, eine Gunn-Diode (→ Halbleiterdiode).

L-Schale, *Driftschale,* Schalenmodell der Magnetosphäre. Führt ein → eingefangenes Teilchen eine Spiegelungsbewegung entlang der Feldlinie aus, so ist wegen der → Drift des Teilchens gleichzeitig auch eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld vorhanden, was bedeutet, daß sich das Teilchen von der Anfangsfeldlinie wegbewegt. Man nennt jede Feldlinie, entlang welcher ein Teilchen seine Spiegelbewegung ausführt, eine *Führungsfeldlinie.* Jede Führungsfeldlinie wird durch die Spiegelpunkte des Teilchens begrenzt. Driftet das Teilchen von Feldlinie zu Feldlinie, so beschreibt das → Führungszentrum des Teilchens eine als *L*-Schale bezeichnete Fläche, die aus allen Führungsfeldlinien gebildet wird. Die Strahlungsgürtel der Erde haben im allgemeinen eine dreidimensionale Struktur. Werden Messungen des Partikelflusses durchgeführt, verwendet man zur Charakterisierung des Ortes ein *L*, B_m-Koordinatensystem (→ *BL*-Koordinaten). B_m ist der Wert des Magnetfeldes am Spiegelpunkt des Teilchens, der bei Kenntnis des Teilchen-Pitchwinkels berechnet werden kann. Der *BL*-Raum hat im Falle eines Dipolfeldes eine sehr einfache Struktur: $B_0(L) = \frac{0{,}311}{L^3}$ (Gauss), wobei $B_0(L)$ das Magnetfeld in der Äquatorebene darstellt.

LSI, → Festkörperschaltkreis.

LS-Kopplung, → Vektormodell der Atomhülle.

LSZ-Theorie, → axiomatische Quantentheorie.

ltn, Tabelle 2, Masse.

LT, → Zeitmaße.

Lu, → Lutetium.

Lückenatome, → Eigenfehlstellen.

Lückendichte, → Ionisationsmessung.

Lückenlänge, → Ionisationsmessung.

Lückenmessung, → Ionisationsmessung.

Lückenschicht, Übergangsstadium beim Wachstum einer → dünnen Schicht.

Lüdersches Theorem, svw. *CPT*-Theorem.

Ludwig-Soret-Effekt, → Thermodiffusion.

LUF (Abk. von *l*owest *u*seful *f*requency) in der Funknachrichtentechnik übliche Bezeichnung

für die niedrigste Frequenz elektromagnetischer Wellen, die noch für eine zuverlässige Signalübermittlung zu einem bestimmten Zeitpunkt auf einer vorgegebenen Übertragungsstrecke brauchbar ist. Die L. bestimmt sich durch die in der Ionosphäre auf dem Ausbreitungsweg stattfindende Dämpfung (Absorption) der Welle, die umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenz ist.

Luft, *atmosphärische L.*, Gasgemenge der → Atmosphäre. In der meteorologischen Strahlungsforschung findet unter dem Begriff *Luftsphäre* vielfach ein Atmosphärenmodell Anwendung, das die Gesamtheit der permanenten Gase, die weitaus den Hauptanteil der Atmosphäre bilden, umfaßt. Ihre Gesamtheit ist identisch mit „reiner trockener L.". Da die atmosphärischen Hauptgase Stickstoff und Sauerstoff zusammen bereits eine Konzentration von 99 % ergeben, wird vielfach der wenig exakte Begriff *Luftmolekül* benutzt.

Luftäquivalenz, Eigenschaft von Materialien, bei Bestrahlung mit Röntgen- oder γ-Strahlung die gleiche spezifische Energieübertragung wie Luft zu erfahren. Sie wird gewährleistet, wenn für das Material und für Luft die Anzahl der je g erzeugten Sekundärelektronen, ihre Energie- und Richtungsverteilung sowie die Größe und die Energieabhängigkeit des Elektronenbremsvermögens übereinstimmen. Für eine näherungsweise Berechnung der Materialzusammensetzungen ist meist ein Vergleich der effektiven Ordnungszahlen für die Photoabsorption bzw. für die Paarbildung (→ ionisierende Strahlung 1.4) und der Elektronenkonzentration ausreichend. Die L. der Materialien ist eine Voraussetzung für das Elektronengleichgewicht und somit für eine energieunabhängige Empfindlichkeit bei Hohlraum-Ionisationskammern und anderen Detektoren zur Messung der Exposition (→ Dosimeter). Luftäquivalente Materialien sind z. B. durch Kunstharzgemische mit bestimmten Kompensationssubstanzen realisierbar.

Luftdichte, die → Dichte der Luft, unter atmosphärischen Bedingungen mittels der Gleichung $\varrho = \frac{p_b}{RT_v}$ berechenbar. Dabei ist p_b der Luftdruck in N m^{-2}, $R = 287{,}05$ J kg^{-1} K^{-1} die Gaskonstante trockener, d. h. wasserdampffreier Luft und T_v die absolute virtuelle Temperatur der Luft in K. Mit der virtuellen Temperatur t_v in °C erhält man

$$\varrho = 12{,}75 \cdot 10^{-6} \frac{p_b}{1 + 0{,}00366\, t_v} \text{ kg m}^{-3}.$$

Luftdruck, in einer ruhenden Atmosphäre exakt, in der realen bewegten Atmosphäre mit hinreichender Näherung als Gewicht einer Luftsäule vom Einheitsquerschnitt über dem Bezugsniveau interpretierbar, auf das sich der L. bezieht. Der L. wird mit dem Barometer oder dem Barographen gemessen und in der Meteorologie gewöhnlich in Millibar (1 mbar = 10^2 N m^{-2}) angegeben. Die ältere Maßeinheit Torr entspricht dem Druck, den eine 1 mm hohe Quecksilbersäule bei einer Quecksilbertemperatur von 0 °C unter einer angenommenen Normalschwerebeschleunigung von $g = 9{,}80665$ m s^{-2} auf ihre Unterlage ausübt. 1 Torr = 133,32 N m^{-2} ≈ 4/3 mbar.

Luftelektrizität, → atmosphärische Elektrizität.

Luftfeuchtigkeit, der örtlich und zeitlich stark wechselnde Gehalt der Luft an Wasserdampf. Der Dampfdruck stellt den Partialdruck des Wasserdampfes als Teil des → Luftdruckes dar, der sich nach dem Daltonschen Gesetz als Summe aus dem Druck des Wasserdampfes und den Partialdrücken der gasförmigen Bestandteile trockener Luft ergibt. Das Verhältnis des Dampfdruckes zum temperaturabhängigen *Gleichgewichtsdampfdruck* (auch *Sättigungsdampfdruck* oder *maximaler Dampfdruck* genannt) über einer ebenen Fläche reinen Wassers heißt *Sättigungsverhältnis*, sein in % ausgedrückter Wert *relative Feuchte*. Die Differenz zwischen Gleichgewichtsdampfdruck und Dampfdruck ist das *Sättigungsdefizit*. Bei der *Taupunkttemperatur* (kurz als *Taupunkt* bezeichnet) ist der Sättigungsdampfdruck gleich dem Dampfdruck; daher beginnt der Wasserdampf zu kondensieren, wenn feuchte Luft bei konstantem Druck auf ihre Taupunkttemperatur abgekühlt wird. Die Dichte des Wasserdampfes wird als *absolute Feuchte* gewöhnlich in g m^{-3} angegeben. Das Verhältnis der Wasserdampfdichte zur Dichte der feuchten Luft, üblicherweise in g Wasserdampf je kg feuchter Luft ausgedrückt, heißt *spezifische Feuchte*, das Verhältnis der Wasserdampfdichte zur Dichte der trockenen Luft *Mischungsverhältnis*, in g Wasserdampf je kg trockener Luft angegeben.

Lit. Sonntag: Hygrometrie, 1.–6. Lieferung (Berlin 1966–68).

Luftionen, Ionen der Luft, die durch Elektronenabgabe oder -aufnahme von Luftmolekülen entstanden sind. Durch Energiezufuhr (Korpuskular- oder Wellenstrahlung) werden von den Atomen oder Molekülen der Luft Elektronen abgespalten, die sich an neutrale Atome oder Moleküle anlagern, die wiederum Ausgangspunkt zur Bildung von positiven oder negativen atmosphärischen Klein- (10 bis 30 Moleküle) und Großionen sind. Über Land in Bodennähe findet man etwa 100 bis 1000 Kleinionen je cm^3. Großionen sind positive oder negative Aerosolteilchen, ihre Konzentration beträgt im freien Land etwa 10^3 bis 10^4 Ionen je cm^3.

Luftmasse, in der Meteorologie Bezeichnung für troposphärische Luftkörper (→ Atmosphäre) mit horizontalen Ausdehnungen in der Größenordnung 1000 km und mit relativ einheitlichen thermodynamischen Eigenschaften, vertikalem Aufbau und Wettererscheinungen. L.n bilden sich in schwachwindigen, meist antizyklonalen Quellgebieten (→ Antizyklone) und unterliegen während ihrer Verlagerung einer mehr oder weniger intensiven, als *Luftmassentransformation* bezeichneten Umwandlung ihrer Eigenschaften. → Front.

Luftmolekül, → Luft.

Luftreibung, → Reibung.

Luftsäule, *schwingende L.* Wird in eine Gassäule (z. B. Luftsäule) in einem Rohr der Länge l eine harmonische Schallwelle variabler Frequenz eingestrahlt, so entstehen bei bestimmten von der Rohrlänge abhängigen Eigenfrequenzen stehende Longitudinalwellen. Im beiderseits offenen oder geschlossenen Rohr ist dann die

Wellenlänge der Grundschwingung $\lambda_1 = 2l$, ihre Frequenz $\nu_1 = c_s/\lambda_1 = c_s/2l$, wobei c_s die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls ist. Im einseitig geschlossenen Rohr ist $\lambda_1 = 4l$. Bei offenen Rohren ist jedoch der Druckknoten in der Ebene der Rohrmündung nicht exakt ausgebildet, so daß die oben berechneten Wellenlängen mit den tatsächlich beobachteten nicht übereinstimmen. Erst eine vom Rohrdurchmesser abhängige → Mündungskorrektion erlaubt die Berechnung der für einen gesuchten Ton notwendigen Rohrlänge. Auch in einem konischen Rohr treten diskrete Eigenfrequenzen auf, jedoch nicht in einem Exponentialtrichter.

Luftschall, im Gegensatz zum Körperschall die Schallvorgänge, die sich im Ausbreitungsmedium Luft abspielen.

Luftschraube, → Propeller.

Luftspalt, der Raum zwischen Ständer und Läufer einer elektrischen Maschine.

Luftsphäre, → Luft.

Luftspiegelung, eine Erscheinung der atmosphärischen Optik, wobei von entfernten Gegenständen infolge außergewöhnlicher Beträge der → atmosphärischen Strahlenbrechung verzerrte Spiegelbilder auftreten. Die *untere L.* tritt auf, wenn bei intensiver Sonneneinstrahlung die untersten Luftschichten stark erhitzt sind. Die Lichtstrahlen haben dann mit zunehmender Annäherung an die Erdoberfläche eine immer stärkere, zur Erde konvexe Krümmung. Sie erreichen die Erdoberfläche nicht, sondern biegen in einer gewissen Entfernung wieder in Richtung zum Himmel um. Dieses ist die vordere Spiegelentfernung: dahinter sieht der Beobachter einen hellen Streifen, den gespiegelten Himmel, der eine Wasserfläche vortäuschen kann. Hinter der vorderen Spiegelentfernung befindliche, erhöhte Objekte, etwa Bäume oder Berge, erscheinen nochmals spiegelbildlich im hellen Streifen, wodurch der Eindruck einer Wasserfläche verstärkt wird. Die theoretische Behandlung kann nach A. Wegener sehr vereinfacht werden durch Annahme eines Temperatursprunges ΔT von einigen Grad dicht über der Erdoberfläche. Für die vordere Spiegelentfernung folgt dann $E = 10^3 H/\sqrt{2\Delta T}$. Dabei ist H die Höhe des Beobachterauges. Für E ergeben sich im allgemeinen einige 100 Meter. Die unteren L.en treten besonders ausgeprägt in heißen Ländern auf und haben dort besondere Namen: in Ungarn *Delibab*, im arabischen Sprachgebiet *Serab* („Wüstengesicht"), in Süditalien *Lavandaia* („Wäscherin"). Der Name *Fata morgana*, der sich vielfach für L.en in der Wüste eingebürgert hat, stammt aus der Bucht von Messina, wo besonders ausgeprägte Formen der L. beobachtet werden können. Die bei uns im Sommer auf Autostraßen oft zu sehenden L.en sind nur schwache Formen, sie heißen auch *Schwebung*.

Die weniger häufige *obere L.* ist vorwiegend von einem sehr erhöhten Standort, zum Beispiel einem Berg, in bezug auf ein sehr weit entferntes Objekt, zum Beispiel einen anderen Berg, zu beobachten. Doch auch über See treten obere L.en in bezug auf Schiffe oder Inseln auf. Nach A. Wegener ist die Theorie sehr zu vereinfachen durch Annahme einer kräftigen sprunghaften Temperaturinversion mit dem Temperatursprung ΔT in der Höhe H über dem Beobachter. Eine L. tritt dann auf, wenn $\Delta T \geqq 0{,}16(1-k)H$ ist. Hierin ist k der Refraktionskoeffizient (→ atmosphärische Strahlenbrechung) unterhalb der Inversion. Die Entfernung E vom Beobachter bis zum spiegelnden Streifen an der Inversion beträgt $E = 36\sqrt{H/(1-k)}$ km. H ist in Metern einzusetzen.

Als eine Art obere L. können die zeitweise in zwei Teile aufgespaltenen *Zerrbilder* der am Horizont stehenden Sonne (oder des Mondes) angesehen werden. Unter Annahme geeigneter Sprunginversionen konnte A. Wegener derartige Zerrbilder berechnen, die den beobachteten Formen sehr ähnlich sind.

Eine eigenartige Form der L. tritt gelegentlich in Form des → *Grünen Strahles* auf.

Luftstrahltriebwerk, → Strahltriebwerk.

Lufttrübung, die Eigenschaft der atmosphärischen Luft, die Sonnenstrahlung mehr oder weniger stark zu schwächen. Diese Eigenschaft ist bedingt durch Rayleigh-Streuung, Dunstextinktion infolge Mie-Streuung (→ Streuung) und Absorption durch atmosphärische Gase. Die L. kann durch verschiedene Trübungsmaße angegeben werden. Viel Verwendung findet der *Trübungsfaktor T*, definiert durch das Verhältnis des Extinktionskoeffizienten a zum Rayleigh-Streukoeffizienten b. Der Trübungsfaktor ist eine reine Zahl zwischen etwa 2 und 5, die angibt, das Wievielfache der Streuung einer reinen Luftsphäre die Trübung der realen Atmosphäre beträgt. Es wird bestimmt durch $T = P_m \log(J/i)$; P_m ist eine von der durchstrahlten Luftmasse m (→ Extinktion) abhängige Zahl, J die extraterrestrische Sonnenstrahlungsintensität, i die mit einem Aktinometer gemessene direkte Sonnenstrahlungsintensität. Wird die Aktinometermessung unter Verwendung geeigneter Filter für den kurzwelligen Strahlungsanteil durchgeführt, so erhält man die kurzwellige Strahlungsintensität i_k und ferner den Kurztrübungsfaktor T_k, der ein gutes Maß für den Dunsteinfluß der L. ist. Ein anderes Maß für die L. ist der *Trübungskoeffizient* β, der vom Dunst-Extinktionskoeffizienten (→ Extinktion) ausgeht und nach Tabellen oder Diagrammen aus den gemessenen i_k-Werten bestimmt wird. Zwischen β und T_k besteht ein enger Zusammenhang.

Lit. Foitzik u. Hinzpeter: Sonnenstrahlung und L. (Leipzig 1958).

Luftwändekammer, → Ionisationskammer.

Luftwiderstand, → Reibung, → Strömungswiderstand.

Luke, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Lumen, lm, SI-Einheit des Lichtstroms. Vorsätze erlaubt. Das Lumen ist der Lichtstrom, den eine Lichtquelle der Lichtstärke 1 cd gleichmäßig in den Raumwinkel 1 sr aussendet. 1 lm = 1 cd · sr.

Lumensekunde, lm · s, SI-Einheit der Lichtmenge. Vorsätze erlaubt. Die L. ist die ausgesandte oder aufgefangene Lichtmenge eines 1 s dauernden Lichtstroms von 1 lm. 1 lm · s = 1 cd · sr · s.

Lumineszenz, Emission von Licht nach vorangegangener Anregung durch Energieabsorption.

Besonders die L. von Festkörpern wird technisch angewendet, die Erscheinung war aber schon von Flüssigkeiten und zuerst von Gasen bekannt und wurde bei diesen ursprünglich als Fluoreszenz bezeichnet. Durch Vorsilben wird oft die Art der Energiezufuhr angegeben, z. B. Photolumineszenz, Chemolumineszenz oder auch Biolumineszenz, um die Lichtemission in lebenden Zellen anzudeuten, z. B. von Glühwürmchen oder beim Meeresleuchten durch Noctiluca miliaris.

Gaslumineszenz wurde zuerst von Wood an Natriumdampf beobachtet und als *Resonanzstrahlung* bezeichnet. Nach Bestrahlung mit dem Licht der D-Linie sendet der Natriumdampf selbst Licht dieser Wellenlänge aus. Auch Dämpfe anderer Stoffe zeigen diese L. Die Breite der Emissionslinien nimmt allerdings mit der Temperatur und der Dichte des Dampfes oder auch bei Fremdgaszusätzen zu. Im Spektralapparat läßt sich ihr Licht in eine Folge von Linien auflösen. Die Ursache sind Dopplereffekte durch die Temperaturbewegung der Atome und ihre gegenseitige Beeinflussung durch ihre elektrischen und magnetischen Felder. Aus eingehenden Untersuchungen fand Stokes, daß die Frequenz des emittierten Lichts höchstens der des absorbierten Lichts gleich, meist aber kleiner ist.

Auch von zahlreichen flüssigen Stoffen ist L. bekannt, und bei genügend tiefen Temperaturen lassen sich ziemlich scharfe Spektren des emittierten Lichts erhalten. Die Stokessche Regel gilt deutlich, das Lumineszenzlicht ist gegen das absorbierte Licht nach größeren Wellenlängen verschoben. Von reinen Flüssigkeiten zeigen besonders ringförmige Kohlenwasserstoffe L., z. B. Benzol, Naphthalin, Anthrazen und ihre Abkömmlinge, von wäßrigen Lösungen die von Uranylsalzen, von Europium- und Terbiumsalzen und vor allem von organischen Stoffen wie Eosin und Fluoreszein.

Zur Klärung des Vorgangs der L. in Gasen und Flüssigkeiten haben Untersuchungen zur *Chemolumineszenz* beigetragen. Das Leuchten der Lebewesen z. B. beruht auf der Oxydation des Luziferins, das aus den Oxydationsprodukten durch Reduktion wieder aufgebaut werden kann. Läßt man in einem mit Stickstoff gemischten Natriumdampf Chlor einströmen, so stammt die Energie zur Emission der D-Linie in der Na-Cl-Flamme aus der Vereinigung $Na + Cl = NaCl$; sie bleibt im entstandenen Molekül gespeichert und wird bei einem Stoß 2. Art an ein Natriumatom abgegeben, das dadurch zur L. angeregt wird.

Bei Festkörpern tritt z. B. am Rubin eine Resonanzstrahlung wie am Natriumdampf auf. L. war zunächst beim Flußspat, bei Uranylsalzen, bei Kalziumwolframat und bei Salzen der Seltenerdmetalle bekannt. In Festkörpern erfolgt die Emission von Photonen nach optischen Übergängen von Elektronen aus angeregten Zuständen in energetisch tiefere Zustände. Bei der L. befindet sich der Festkörper nicht in thermischem Gleichgewicht. Die L. stellt einen Überschuß über die → Temperaturstrahlung des Festkörpers dar und tritt nur während oder nach geeigneter Anregung auf. Die Bezeichnung L. ist auf die Emission von Photonen im sichtbaren, ultravioletten und infraroten Spektralbereich beschränkt. L. wird an praktisch allen Typen von kristallinen Festkörpern außer an Metallen beobachtet.

Die wichtigsten Arten der Anregung der L. von Festkörpern sind Photo-, Elektro-, Katodo- und Ionolumineszenz.

1) Bei der *Photolumineszenz* erfolgt die Anregung durch Absorption von Photonen, deren Energie im allgemeinen größer ist als die der emittierten Photonen. Auch durch Absorption von Röntgenstrahlung (*Röntgenlumineszenz*) bzw. γ-Strahlung kann L. angeregt werden. Bei Zwei-Photonen-Anregung mit dem kohärenten Licht eines Lasers oder bei Mehrstufen-Anregung (*Anti-Stokes-Lumineszenz*) kann jedoch auch die Emission von Photonen angeregt werden, deren Energie größer ist als die der absorbierten Photonen. Die Abhängigkeit der Intensität der Photolumineszenz von der Wellenlänge des anregenden Lichts ergibt das *Anregungsspektrum*, das weitgehend mit dem entsprechenden Bereich des Absorptionsspektrums für Licht des Festkörpers übereinstimmt. Von der Photolumineszenz zu unterscheiden ist die → Streuung von Licht im Festkörper (Raman-Streuung, Brillouin-Streuung), bei der keine reellen Elektronen-Übergänge stattfinden, sondern die Differenz der Energien von auftreffendem und gestreutem Photon zur Anregung von Phononen dient.

2) Bei der *Elektrolumineszenz* erfolgt die Anregung durch Anlegen eines elektrischen Feldes an den Festkörper, in dem Elektronen beschleunigt werden und in angeregte Zustände übergehen. Das Auftreten von Elektrolumineszenz bei Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes an einen Kristall wird auch als → Destriau-Effekt bezeichnet.

Elektrolumineszenz wird an Halbleitern beobachtet, vor allem an Verbindungen von II- mit VI-wertigen und von III- mit V-wertigen Elementen, ferner bei den Elementhalbleitern Ge und Si und an SiC. Die wichtigsten Anregungsmechanismen der Elektrolumineszenz sind folgende:

a) Anregung durch *Injektion von Minoritätsträgern* (*Injektionselektrolumineszenz*). Durch das angelegte elektrische Feld werden aus metallischen Elektroden, die sich an dem Kristall befinden, Elektronen in das Leitungsband eines p-Halbleiters bzw. Löcher in das Valenzband eines n-Halbleiters injiziert. Diese injizierten Minoritätsträger können dann strahlend mit den Majoritätsträgern (eventuell über Zwischenzustände) rekombinieren. Auch an pn-Übergängen in einem Halbleiter kann eine entsprechende Minoritätsträgerinjektion stattfinden. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes in Durchlaßrichtung werden Elektronen in das Gebiet der p-Leitung und Löcher in das Gebiet der n-Leitung injiziert. Die Injektionselektrolumineszenz kann bereits bei geringen angelegten Spannungen (wenige Volt) auftreten. Die für die Injektion erforderliche Energie kann sogar kleiner sein als die Energie des anschließend bei der strahlenden Rekombination emittierten Photons. Im Idealfall könnte für jeden injizierten

Minoritätsträger ein Photon emittiert werden. Infolge verschiedener Verluste, u. a. durch strahlungslose Rekombination, ist die Ausbeute in Wirklichkeit jedoch weit geringer.

b) Anregung durch *Elektronenstoß*. Im n-Halbleiter werden Elektronen im Leitungsband infolge des angelegten elektrischen Feldes beschleunigt, und ihre kinetische Energie kann stark über den thermischen Mittelwert steigen. Diese angeregten Elektronen können nun durch Stoß Elektron-Loch-Paare erzeugen, die anschließend (eventuell über Zwischenzustände) wieder strahlend rekombinieren. Auch eine direkte Anregung von Lumineszenzzentren durch die beschleunigten Elektronen ist möglich. Ein entsprechender Mechanismus gilt für Löcher in p-Halbleitern.

c) *Feldionisation von Störstellen*. An Störstellen gebundene Elektronen werden durch das elektrische Feld z. B. durch Tunneleffekt in das Leitungsband angeregt und rekombinieren dann strahlend mit den zurückbleibenden Löchern. Dieser dritte Mechanismus ist nur bei sehr hohen elektrischen Feldstärken zu erwarten. Während z. B. in GaP-Halbleitern der erste Mechanismus dominiert, liegt in kupferdotiertem Zinksulfid der zweite Mechanismus vor.

Technische Anwendung findet die Elektrolumineszenz unter anderem in der Photodiode und beim Injektionslaser.

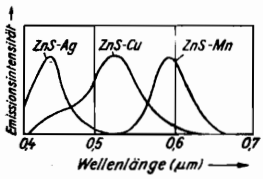
3) Bei der *Katodolumineszenz* und bei der *Ionolumineszenz* erfolgt die Anregung des Festkörpers durch von außen auftreffende energiereiche Elektronen bzw. Ionen, die durch Stöße ihre Energie teilweise an die Kristallelektronen abgeben. Ein Beispiel für die technische Anwendung der Katodolumineszenz von Kristallen ist die Fernsehbildröhre.

Außer den genannten wichtigsten Arten der Lumineszenzanregung unterscheidet man rein phänomenologisch noch weitere Arten der L., z. B. *Sonolumineszenz* bei Anregung durch Schalleinstrahlung, *Tribolumineszenz* bei Anregung durch mechanische Deformation, durch Reiben oder Zerbrechen der Kristalle. Der Anregungsmechanismus ist hierbei jedoch häufig nicht eindeutig definiert und kann oft auf eine der erwähnten wichtigsten Anregungsarten zurückgeführt werden.

Das *Emissionsspektrum* der L. gibt die Abhängigkeit der Intensität des emittierten Lichtes von der Wellenlänge an. Es zeigt im allgemeinen sowohl scharfe Linien als auch Banden verschiedener Breite und Struktur. Die Emissionsspektren des gleichen Festkörpers bei verschiedenen Anregungsarten unterscheiden sich meist nur in der relativen Verteilung der Intensität der verschiedenen Banden. Das Emissionsspektrum hängt von der Temperatur des Kristalls und von anderen äußeren Einflüssen wie elektrischen und magnetischen Feldern und mechanischen Spannungen ab. Bei hinreichend hohen Temperaturen verschwindet jede L. (thermische → Tilgung). Bei kristallinen Festkörpern ist das Emissionsspektrum der L. oft auch verschieden je nach der Polarisation des emittierten Lichts in bezug auf die kristallographischen Achsen.

Nach Abschalten der Anregung nimmt die Intensität der L. mehr oder weniger langsam ab (*Abklingen* der L.).

Je nach der Art des Abklingens der L. unterschied man früher zwischen *Fluoreszenz* und *Phosphoreszenz*. Beide Begriffe sind jedoch nicht völlig eindeutig definiert und sollten daher zugunsten des Oberbegriffs L. vermieden werden. Bei der Fluoreszenz klingt die Emission von Photonen nach Abschalten der Anregung im allgemeinen in sehr kurzer Zeit ab (etwa 10^{-8} s) im Gegensatz zur Phosphoreszenz, die noch nach Abschalten der Anregung auftritt. Die Dauer des Abklingens bei der Phosphoreszenz kann in bestimmten Fällen viele Stunden betragen. Vielfach wird zur Unterscheidung von Fluoreszenz und Phosphoreszenz auch die spezielle Form der Zeitabhängigkeit der Lumineszenzintensität nach Abschalten der Anregung herangezogen. Bei der Fluoreszenz erfolgt das Abklingen gemäß einer Exponentialfunktion der Zeit wie bei einer monomolekularen Reaktion, bei der Phosphoreszenz nach einer Hyperbelfunktion. Durch Temperaturerhöhung nach Abschalten der Anregung kann die Intensität der L. auf Kosten der Dauer des Abklingens erhöht werden; man spricht dann von *Thermolumineszenz*. Sie kann bes. gut an geeignet dotierten ZnS-Kristallen beobachtet werden (Abb.).



Emissionsbanden verschiedener Fremdstörstellen in ZnS-Kristallen

Die Anregung, die bei möglichst tiefen Temperaturen erfolgen muß, kann z. B. durch Lichteinstrahlung im ultravioletten Spektralbereich erfolgen. Durch die anschließende Temperaturerhöhung werden Ladungsträger, die in → Haftstellen eingefangen waren, wieder ins Leitungs- bzw. Valenzband angeregt und können anschließend über verschiedene Zwischenzustände strahlend rekombinieren und damit zur L. beitragen. Die bei kontinuierlicher Temperaturerhöhung gemessene Intensität der L. einer Bande ergibt die *Glow-Kurve* der L. Durch zusätzliche Lichteinstrahlung geeigneter Wellenlänge während oder nach der Anregung kann die Intensität der L. sowohl erhöht (→Ausleuchtung) als auch verringert werden (optische → Tilgung).

In Konkurrenz zu den strahlenden Elektronenübergängen, die zur L. führen, stehen die → strahlungslosen Übergänge, die dazu führen, daß z. B. die Quantenausbeute der Photolumineszenz, nämlich das Verhältnis der Zahl der emittierten Photonen zur Zahl der absorbierten Photonen, meist wesentlich kleiner als 1 ist. Je höher die Temperatur des Festkörpers ist, desto mehr überwiegen die strahlungslosen Übergänge.

Zur L. können die verschiedensten *optischen Elektronenübergänge* im Festkörper beitragen.

1) Optische Übergänge aus nichtlokalisierten Anregungszuständen. Zu diesen Übergängen gehört sowohl die (direkte und indirekte) Rekombination freier Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband (→ Rekombinationsstrahlung) als auch die strahlende Annihilation

von Exzitonen, die den zur optischen Erzeugung von Exzitonen durch Lichtabsorptionen inversen Prozeß darstellt.

2) Bei den meisten zur L. führenden optischen Übergängen sind lokalisierte Anregungszustände beteiligt (→ Störstelle). Diejenigen Störstellen, die eine L. verursachen, werden allgemein *Lumineszenzzentren* genannt. Zu diesem Typ gehören die strahlende Annihilation gebundener Exzitonen (→ Exziton-Störstellen-Komplex) und die verschiedenen Typen innerer Elektronenübergänge in Störstellen, d. h. Übergänge aus angeregten Zuständen der Störstelle in den Grundzustand. Dabei kann es sich sowohl um flache Störstellen handeln (→ Donator, → Akzeptor), deren Energieniveaus relativ dicht an den Bandkanten liegen, als auch um tiefe Störstellen, bei denen der Abstand der zugehörigen Energieniveaus von den Bandrändern von der gleichen Größenordnung wie die Breite der verbotenen Zone ist. Eine besondere Bedeutung haben Substitutionsstörstellen in Kristallen, bei denen ein Gitteratom durch ein Fremdatom mit nicht abgeschlossener innerer Elektronenschale ersetzt ist (z. B. Übergangsmetalle und Lanthanide). Auch Störstellenkomplexe können als Lumineszenzzentren wirken. In manchen Fällen werden auch optische Emissionsübergänge beobachtet, bei denen freie Ladungsträger aus einem Band in einen gebundenen Zustand einer Störstelle übergehen (Band-Term-Übergang, → Störstelle). Eine weitere Art von optischen Emissionsübergängen stellt die Rekombination eines an einen Donator gebundenen Elektrons mit einem an einen räumlich entfernten Akzeptor gebundenen Loch dar (Donator-Akzeptor-Paar-Übergang).

Form und Halbwertsbreite der Linien und Banden im Emissionsspektrum der L. eines Festkörpers werden wesentlich durch die Wechselwirkung der am Emissionsübergang beteiligten Elektronen mit den Phononen bestimmt. Eine nur schwache Wechselwirkung liegt vor bei den durch Einbau von Übergangsmetallen und Lanthaniden in einem Kristall gebildeten Substitutionsstörstellen, ferner bei den meisten gebundenen Exzitonen. In diesen Fällen treten daher relativ scharfe Emissionslinien auf. Mittlere Stärke der Wechselwirkung führt zu einer charakteristischen Struktur der Emissionsbande (→ Kantenemission) sowie zu scharfen Null-Phonon-Linien und Phonon-Seitbanden (→ Null-Phonon-Übergang). Bei tiefen Störstellen, z. B. dem F-Zentrum in Alkalihalogenidkristallen, liegt oft eine starke Elektron-Phonon-Wechselwirkung vor. Die zugehörigen Emissionsbanden sind breit und ohne Struktur, die Maxima von Emissions- und Absorptionsbande sind gegeneinander verschoben (→ Stokes-Verschiebung). In zahlreichen lumineszierenden Festkörpern läßt sich außer einer spontanen auch eine induzierte Emission anregen, die im Festkörperlaser ausgenutzt wird.

Lumineszenzdiode, → Halbleiterdiode → Lichtnachrichtenübertragung.

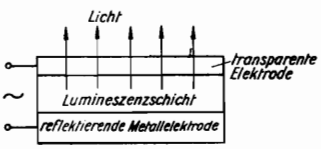
Lumineszenzkammer, ein → Detektor für Kernstrahlung.

Lumineszenzmikroskopie, svw. Fluoreszenzmikroskopie.

Übersicht über die wegen ihrer technischen Anwendungen wichtigsten lumineszierenden Festkörper

Substanz	Bemerkungen zur Art des Emissionsübergangs	technische Anwendung
II-VI-Halbleiter (ZnS, CdS, $Zn_xCd_{1-x}S$)	Aktivatoren: Cu, Ag, Mn	Leuchtschirm in Fernsehbildröhren u.a., Röntgendurchleuchtungsschirm, radioaktive Leuchtfarben
Silikate, Phosphate, Wolframate, Germanate, Borate	Aktivator, vor allem Mn	Leuchtstofflampen
III-V-Halbleiter (GaP)	Donator-Akzeptor-Paar-Übergänge und optische Übergänge in isoelektronischen Störstellen (N)	Photodioden, Injektionslaser
Alkalihalogenide, Erdalkalihalogenide (CaF_2)	Aktivatoren: Tl, Lanthanide	Szintillatoren zur Dosimetrie
organische Kristalle (Anthrazen)		Szintillatoren zur Dosimetrie
Gläser	Aktivatoren: U, Cu, Mn, Lanthanide	Festkörperlaser
Rubin (Al_2O_3: Cr)	Aktivator: Cr	Festkörperlaser

Lumineszenzplatte, *Leuchtkondensator, Kondensatorlampe,* eine kondensatorähnliche Vorrichtung, bei der sich zwischen zwei Elektroden, von denen eine transparent ist, eine elektrolumineszierende Schicht (→ Lumineszenz), z. B. GaAs, GaP, ZnS oder CdS, befindet (Abb.).



Schematischer Aufbau einer Lumineszenzplatte

Lumineszenzspektralanalyse, → Spektralanalyse.

Lummer-Brodhun-Würfel, → Photometer.

Lummer-Gehrcke-Platte, *Lummer-Platte, Interferenzspektroskop von Lummer-Gehrcke, Glasplattenspektroskop, Lummer-Gehrcke-Interferenzplatte,* ein Interferometer hoher Auflösung zur spektroskopischen Untersuchung. Die L.-G.-P. arbeitet auf dem gleichen Prinzip wie das → Fabry-Perot-Interferometer.

Lupe, ein optisch sammelndes System zur vergrößernden Betrachtung. Das Objekt befindet sich bei Normalgebrauch in der Brennebene der L.; es wird aufrecht virtuell im Unendlichen abgebildet (→ Abbildung 1)) und so mit dem akkommodationsfreien Auge betrachtet. Die

Vergrößerung V ist $V = (250/f') + 1$. Dabei ist f' die Brennweite der L. in mm, die Zahl 250 resultiert aus der deutlichen Sehweite des unbewaffneten Auges von 250 mm, auf welche die Lupenvergrößerung bezogen ist.

Die einfachste Form einer L. ist die *Sammellinse*. Je nach Korrektion von Abbildungsfehlern unterscheidet man aplanatische und anastigmatische L.n. Ausführungsformen von L.n sind *Leseglas*, *Monokellupe*, binokulare *Kopflupe* und *Lupenbrille*. Für Meßzwecke wird die L. häufig in Verbindung mit einer Strichteilung benutzt, welche in der Objektebene angebracht ist. So hat die *Meßlupe* zum Ausmessen von Strichabständen, Bohrungsdurchmessern oder Eindrucktiefen bei Vickers- oder Brinell-Härteprüfung einen Skalenwert von 0,1 mm. Die *Koinzidenzlupe* ist eine Spezialausführung zur Ablesung von Maßstäben. Durch Doppelabbildung der Maßstabsstriche in eine Zwischenbildebene mit Hilfsteilung wird eine Interpolation (1 mm in 100 Teile) ermöglicht. Eine Leuchtlupe ist die *Visolettlupe nach Jaeckel*. Sie stellt eine Kombination von Leseglas und Kondensor dar und gibt ein zweifach helleres Bild als das Umfeld bei 1,6facher Vergrößerung.

Lutetium, Lu, chemisches Element der Ordnungszahl 71. Von den natürlichen Isotopen mit den Massezahlen 175 und 176 ist das zu 2,6% im natürlichen L. enthaltene ^{176}Lu ein β-Strahler mit einer Halbwertszeit von $2{,}2 \cdot 10^{10}$ Jahren. Bekannt sind 13 künstlich erzeugte Isotope mit Massezahlen zwischen 167 und 180.

Lux, lx, SI-Einheit der Beleuchtungsstärke. Vorsätze erlaubt. Das L. ist die Beleuchtungsstärke auf der Fläche 1 m^2, auf die ein Lichtstrom 1 lm gleichmäßig auftrifft. $1\ \text{lx} = 1\ \text{lm/m}^2 = 1\ \text{m}^{-2} \cdot \text{cd} \cdot \text{sr}$.

Luxemburg-Effekt, Bezeichnung für die Modulationsbeeinflussung (→ Kreuzmodulation) beim Empfang schwacher Sender durch starke Sender, die durch nichtlineare Effekte in der Ionosphäre hervorgerufen wird. Dadurch kann die Leistung von Radiosendern nicht beliebig gesteigert werden.

Der L.-E. tritt im Lang- und Mittelwellenbereich auf. Er wurde erstmalig beim Sender Luxemburg beobachtet, dessen Programm auf der unmodulierten Welle des Senders Beromünster gehört werden konnte.

Luxmeter, *Beleuchtungsstärkemesser*, kleines tragbares Gerät zum Messen der Beleuchtungsstärke. Der Meßstrom wird von einer Photozelle geliefert, die mit einem empfindlichen Drehspulmeßgerät gekoppelt ist, das den Strom anzeigt. Als Photoelement wird meist ein Selenelement verwendet, dessen Empfindlichkeitskurve der des menschlichen Auges angepaßt ist. Erforderlichenfalls kann ein Spezialfilter vorgesetzt werden, das jedoch die Empfindlichkeit des Photoelements herabsetzt.

Der Meßbereich reicht von 15 bis $6 \cdot 10^3$ lx. Für höhere Beleuchtungsstärken wird dem Photoelement ein weiteres Filter vorgesetzt, das von der Wellenlänge unabhängig ist und die Empfindlichkeit auf 0,05 herabsetzt. Es umfaßt sechs Meßbereiche von 0 bis $12 \cdot 10^4$ lx. Für kleine Beleuchtungsstärken, z. B. der Straßenbeleuchtung, benutzt man ein L. mit Lichtmarkenmeßwerk, dessen kleinster Meßbereich von 0 bis 0,5 lx reicht.

Lw, → Lawrencium.

LW, → Frequenz.

L-Welle, 1) → Wellenleiter. 2) → seismische Welle. 3) → Whistler.

lx, → Lux.

ly, → Langley.

Lyddane-Sachs-Teller-Beziehung, eine für Ionengitter gültige Relation zwischen den charakteristischen optischen Größen, der statischen Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon(0)$, der hochfrequenten Dielektrizitätskonstanten $\varepsilon(\infty)$ und gitterdynamischen Größen, und zwar den Frequenzen ω_T bzw. ω_L der transversalen bzw. longitudinalen optischen Gitterschwingungen bei sehr großer Wellenlänge, d. h. $\vec{k} \to 0$. Für ein einfaches Ionengitter mit zwei Ionen in der Elementarzelle gilt die L.-S.-T.-B.

$$\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(\infty)} = \left(\frac{\omega_L}{\omega_T}\right)^2. \qquad (1)$$

Für $n > 2$ Atome in der Einheitszelle kann (1) verallgemeinert werden:

$$\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(\infty)} = \prod_{j=2}^{n} \left(\frac{\omega_{Lj}}{\omega_{Tj}}\right)^2. \qquad (2)$$

Der Index j bezieht sich auf den entsprechenden optischen Zweig der → Dispersionsrelation der Phononen, $j = 1$ bezeichnet den akustischen Zweig. Die Beziehung (1) erhält man aus der Lösung der Bewegungsgleichung eines Ionengitters mit zwei Ionen in der Elementarzelle unter Berücksichtigung nur der Wechselwirkungen mit den nächsten Nachbarionen für lange Wellenlängen der Gitterschwingungen, $\mu \frac{d^2u}{dt^2} + fu = QE_{lok}$, und der Clausius-Mosotti-Formel $[\varepsilon(\omega) - 1]/[\varepsilon(\omega) + 2] = \frac{4\pi}{3} \sum_j N_j \alpha_j$, ($j$ = el, ion), die für $\omega = 0$ sowohl den ionischen α_{ion} als auch den elektronischen Beitrag der Polarisierbarkeit $\alpha_{el} = \alpha_+ + \alpha_-$ enthält, während für große ω nur der elektronische Anteil wirksam wird. Hierbei bedeuten μ die reduzierte Masse, u die relative Auslenkung zweier benachbarter Ionen mit der Ladung Q, zwischen denen eine harmonische Kraft mit der Kraftkonstante f wirkt. Das lokale Feld E_{lok} unterscheidet sich für transversale und longitudinale Wellen $E_{lok,tr} = (1/3\,\varepsilon_0)\,P$ und $E_{lok,long} = -(2/3\,\varepsilon_0)\,P$ in Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes, wobei sich die Polarisation $P = P_{el} + P_{ion}$ aus dem elektronischen Anteil $P_{el} = N(\alpha_+ + \alpha_-)\,E_{lok}$ und dem ionischen Anteil $P_{ion} = N\alpha_{ion}E_{lok} = NQu$ zusammensetzt: α_+ und α_- sind die elektronischen Polarisierbarkeiten der positiven und negativen Ionen, $N_+ = N_- = N$ ist die Anzahl der Ionen der jeweiligen Sorte im Gitter. Die L.-S.-T.-B. wird vor allem bei der Behandlung von Wechselwirkungsprozessen optischer Phononen mit Photonen in Dielektrika angewendet.

Lyman-Serie, → Wasserstoffspektrum.

lyophile Phase, → mesomorphe Phase.

Lyophilisation, svw. Vakuumgefriertrocknen.

lyotrope Ionenreihen, svw. Hofmeistersche Reihen.

lyotrope Phase, → mesomorphe Phase.



VEB F. A. Brockhaus Verlag
Leipzig 1973

Brockhaus abc

m-z

Physik

Herausgeber:
Richard Lenk, Karl-Marx-Stadt
Walter Gellert, Leipzig

Redaktionsschluß: 30. 12. 1971
Alle Rechte vorbehalten
Printed in the German Democratic Republic
1. Auflage · 1. bis 35. Tausend
Genehmigt unter Nr. 455/150/57/72 ES 18 B
Redaktionelle Bearbeitung: Lektorat Enzyklopädie, verantwortlicher Redakteur Dipl.-Phys. Thomas Pfeifer
Bildredaktion: Helga Röser
Schutzumschlag und Einbandgestaltung: Günter Junge
Typografie und Herstellung: Rolf Kunze, Paul Kretzschmar
Satz: Offizin Andersen Nexö BT V, Leipzig III/18/38
Druck und buchbinderische Fertigstellung: Interdruck, Leipzig

Vorwort

Hervorragende Naturforscher wie Kepler, Galilei und Newton begründeten im Kampf gegen die Enge mittelalterlichen Denkens die Physik als grundlegende Naturforschung. Von der Herausbildung der Mechanik, der Optik, der Elektrodynamik und Thermodynamik als den Disziplinen der klassischen Physik führt ein gerader Weg zu der beeindruckenden Vertiefung und Erweiterung physikalischer Erkenntnisse und Fragestellungen in der modernen Physik, die das naturwissenschaftlich exakte materialistische Bild von der Welt immer fester gründen.

Von den Elementarteilchen über die Atomkerne, Atome, Moleküle, den Substanzen in ihren verschiedenen Aggregatzuständen bis zum Plasma im Innern der Sterne und in den galaktischen Systemen spannt sich ein weiter Bogen von Strukturen der unbelebten Natur. Vor allem bei den kleinsten und größten Strukturen, in der Elementarteilchenphysik, in der Kosmologie und Kosmogonie sind wesentlich neue Erkenntnisse noch zu erwarten.

Beruhen die Ergebnisse physikalischer Forschung bereits seit den ersten Anfängen der klassischen Physik auf der Synthese von Erfahrung aus systematischem Experimentieren und der gedanklichen Analyse und Verallgemeinerung, so bietet der heutige Erkenntnisstand ein außerordentlich beeindruckendes Bild einer weit über das empirische Sammeln und Ordnen von Fakten hinausgehenden Wissenschaft, die zu einem qualitativen und in vielen Bereichen quantitativen Verständnis der Naturerscheinungen, mit der Aufdeckung physikalischer Gesetze und der oft kühnen Einführung völlig neuer Konzeptionen zur immer besseren Beherrschung der Natur geführt hat. Wie die industrielle Revolution zu Beginn des 19. Jahrhunderts undenkbar wäre ohne die auf physikalischen Erkenntnissen beruhende Entwicklung der Wärmekraftmaschinen, so gründet sich in der Gegenwart, da die Wissenschaft allgemein zu einer der bestimmenden Produktivkräfte geworden ist, die moderne Technik wesentlich auf die Ergebnisse der aus physikalischer Forschung entstandenen Elektronik, die grundlegenden Beiträge der Physik zur modernen Materialforschung und das breite Spektrum physikalischer Meßprinzipien. Physikalische Forschung heute ist nur in gut organisierter Gemeinschaftsarbeit möglich, benötigt aufwendige, großräumige Forschungsanlagen und kann nur dort erfolgreich sein, wo sie im Verein mit allen anderen Wissenschaftsdisziplinen dem gesellschaftlichen Fortschritt dient.

Bei der Bestimmung des Umfangs der einzelnen Gebiete in diesem „Brockhaus ABC Physik" wurden bewußt die für die moderne Physik typischen Gebiete betont, insbesondere die atomphysikalisch-quantenmechanische Analyse der Struktur der Materie. Dabei erwies sich die alphabetische Reihenfolge des Lexikons als vorteilhaft, weil sie gekünstelte Fragen der Zuordnung zu bestimmten Sachgebieten gar nicht auftreten läßt, z. B. die Frage, ob Spektralanalyse oder Spektroskopie besser in der Optik oder beim Aufbau der Atome und Moleküle zu behandeln sind. Dieser Vorteil erlaubt es auch, bei Abgrenzungen gegen Nachbargebiete eine passende Grenze einzuhalten, z. B. bei Abgrenzung gegen die Chemie vom physikalischen Standpunkt aus auf Photochemie, chemische Bindung, das Periodensystem, die Phasenumwandlungen, das Massenwirkungsgesetz und andere Fragen der Thermodynamik einzugehen. Wert wurde auf benachbarte Gebiete der Technik gelegt, z. B. auf elektrische Maschinen, Wärmekraftmaschinen, Dosimetrie und Strahlenschutz, Reaktortechnik und Kernenergetik sowie Halbleiterbauelemente und Vakuumtechnik. Gegenstand des Lexikons sind weiterhin Anwendungen der Physik in der Astro-, Geo- und Biophysik. Mit knappen Darstellungen kybernetischer Grundbegriffe soll einerseits der Anschluß an die Grundlagen einer allgemeinen Systemtheorie hergestellt und andererseits den wesentlichen Anwendungen der modernen Datenverarbeitung, Informations- und Rechentechnik bei der Bearbeitung physikalischer Fragen Rechnung getragen werden.

Das abstrakteste Hilfsmittel der Physik ist die Mathematik. Ihre Sprache ist in weiten Gebieten auch die des Physikers. Zur Erleichterung für den Leser sind die für den Physiker wichtigen Grundbegriffe der Mathematik bereitgestellt, wobei jedoch für viele Einzelheiten auf mathematische Spezialwerke verwiesen werden muß.

Ein einheitliches Niveau im Abstraktionsgrad und in den mathematischen Voraussetzungen konnte naturgemäß nicht angestrebt werden. Der Leser spezieller Artikel über Elementarteilchentheorie beispielsweise muß über größere Voraussetzungen verfügen als der Leser, der sich für die Grundlagen der Kernspaltung interessiert.

Das aktuelle physikalische Wortgut von den Grundbegriffen zu den modernsten Problemen und Erkenntnissen zu ordnen und einem möglichst breiten Leserkreis verständlich zu machen, ist Anliegen des „Brockhaus ABC Physik". Es erläutert physikalische Gesetzmäßigkeiten und Zusammenhänge, berücksichtigt die Anwendung der Physik auf den verschiedenen Gebieten, ermöglicht es, Kenntnisse zu festigen und Wissenslücken zu schließen, und weist auf weiterführende Fachliteratur hin. Damit wird das „Brockhaus ABC Physik" zu einem verläßlichen Ratgeber für Studierende, Lehrende und die in Wissenschaft, Technik und Industrie Tätigen, die ihre physikalischen Kenntnisse erweitern und sich Einblick auch in die Gebiete außerhalb ihres speziellen Aufgabenbereiches verschaffen wollen.

Herausgeber und Verlag möchten all denen danken, die an der konzeptionellen Entwicklung, der Erarbeitung größerer Gebiete oder einzelner Stichwörter des „Brockhaus ABC Physik" beteiligt waren und zu seiner Vollendung beigetragen haben. Außer den im Mitarbeiterverzeichnis Genannten gilt unser Dank jenen Wissenschaftlern aus Akademie- und Hochschulinstituten sowie Einrichtungen der Industrie, die durch Gewinnung ihrer Arbeitskollektive für unsere Belange oder durch ihren Rat als Gutachter an der Entstehung des Werkes Anteil haben.

Herausgeber und Verlag

Hinweise für die Benutzung und Abkürzungen

Reihenfolge der Stichwörter. Die Stichwörter sind nach dem Alphabet geordnet. Die Umlaute ä, ö, ü gelten in der alphabetischen Reihenfolge wie die einfachen Buchstaben a, o, u; die Doppelbuchstaben ai, au, äu, ei, eu, ae, oe, ue (auch die wie Umlaute gesprochenen) werden wie getrennte Buchstaben behandelt, ebenso sch, st, sp usw. ß gilt wie ss. So folgen z. B. aufeinander die Stichwörter Cockcroft-Walton-Generator, Coehnsches Aufladungsgesetz, Cole-Cole-Diagramm.

Griechische Buchstaben in Zusammensetzung sind, soweit möglich, ausgeschrieben, z. B. Gammastrahlen. Falls einzelne griechische Buchstaben als Stichworte erscheinen, sind sie im Alphabet mit unter dem entsprechenden deutschen Buchstaben eingeordnet, z. B. Γ unter G. Wörter, die man unter C vermißt, suche man je nach Aussprache unter K oder Z und umgekehrt. Wörter, die man unter F vermißt, suche man unter Ph. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß bei Wörtern griechischen Ursprungs die Ph-Schreibweise beibehalten wurde (z. B. Photographie); ausgenommen davon sind die postamtlichen Bezeichnungen Telefon und Telegraf sowie Zusammensetzungen bzw. Ableitungen. Der Schreibung russischer Eigennamen wurde die Transkription nach Prof. Steinitz zugrunde gelegt; so heißt es z. B. Tscherenkow-Strahlung (nicht Čerenkov-Strahlung) und Wlassow-Gleichung (nicht Vlasov-Gleichung).
Stichwörter wie $T^{3/2}$-Gesetz, $1/v$-Gesetz u. ä. werden im Alphabet entsprechend der Aussprache angeordnet und abgehandelt, also unter T-hoch-drei-Halbe-Gesetz und Eins-durch-v-Gesetz.

Schriftarten. Die Stichwörter sind in **halbfetter Grundschrift** gedruckt. Synonyme zum Stichwort (also Wörter, die die gleiche Bedeutung haben) und Begriffe, die hervorgehoben werden sollen, sind *kursiv* (in *Schrägschrift*) gedruckt. Zur sachlichen Gliederung der Artikel, z. T. auch zur Hervorhebung wird Sperrdruck verwendet.

Abkürzungen. Das Stichwort wird im Artikeltext stets mit dem Anfangsbuchstaben abgekürzt. Sonstige verwendete Abkürzungen sind aus dem Abkürzungsverzeichnis zu ersehen.

Verweise. Wird ein Begriff unter einem anderen Stichwort abgehandelt, so ist auf diesen mit einem Verweispfeil (→) verwiesen, z. B. **Punktgruppe,** → Symmetrie. Handelt es sich bei den beiden Begriffen um Synonyme, so fehlt der Verweispfeil, und es ist der Zusatz svw. (soviel wie) verwendet, z. B. **elektrischer Fluß,** svw. Verschiebungsfluß. Bei weniger wichtigen Begriffen ist, um Raum zu sparen, auf Verweisstichworte verzichtet worden, insbesondere dann, wenn es sich um Zusammensetzungen mit dem Hauptbegriff handelt. So ist z. B. das Stichwort Mikrowellenantenne nicht vorhanden, dieser Begriff wird unter dem Stichwort Antenne abgehandelt; Teilkapazität erscheint nicht als Stichwort, sondern ist unter dem Stichwort Kapazität nachzuschlagen.

Am Schluß wichtiger Artikel werden Literaturangaben gebracht, geordnet nach Autoren. Es wurde nur deutschsprachige Literatur berücksichtigt, einschließlich Übersetzungen.

Abkürzungen

Abb.	= Abbildung
abg.	= abgekürzt
Abk.	= Abkürzung
Abschn.	= Abschnitt
Aufl.	= Auflage
Bd	= Band
Bde	= Bände
d. h.	= das heißt
d. i.	= das ist
d. s.	= das sind
engl.	= englisch
f	= Femininum
franz.	= französisch
GBl.	= Gesetzblatt
Handb.	= Handbuch
hrsg.	= herausgegeben
Jahrb.	= Jahrbuch
Jh.	= Jahrhundert
Jt.	= Jahrtausend
Kurzz.	= Kurzzeichen
Lit.	= Literatur
m	= Maskulinum
n	= Neutrum
Plur.	= Plural
russ.	= russisch
S.	= Seite
Sing.	= Singular
s. u.	= siehe unten
svw.	= soviel wie
Tab.	= Tabelle
Taschenb.	= Taschenbuch
Tl(e)	= Teil(e)
u. a.	= und andere(s)
Übers.	= Übersicht
vgl.	= vergleiche
v. u. Z.	= vor unserer Zeitrechnung
z. T.	= zum Teil
Ztschr.	= Zeitschrift

Formelschreibweise. Bei Verwendung eines schrägen Bruchstriches ist die Formel wie folgt zu lesen: a/bc bedeutet $\frac{a}{bc}$, nicht: $\frac{a}{b}c$.

Quellennachweis

Tafelabbildungen (Tafel/Abb.)

Albring, Angewandte Strömungslehre, 4. Auflage, Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1970: 17/1a und 1b, 18/2a bis 2d, 3a und 3b, 19/1a und 1b; V. Alex, Halle: 56/5; S. Amelinckx, Studiecentrum voor Kernenergie S. C. K., Mol-Donk: 59/3 und 4; Hans-Jochen Arndt, Leipzig: 6/1 bis 6, 7/1 bis 6, 8/1 bis 7, 9/1 bis 6, 13/2 bis 6, 14/1 bis 12, 16/1 und 2, 22/6, 23/1, 24/1 und 2, 54/1 bis 6; W. Bierdümpfel u. H. Gobsch, Halle: 51/3; W. Bostanov, Sofia: 56/2; S. S. Brenner u. Ph. D. Thesis, Rensllaer Polytechnical Institute: 56/4; Cambridge Instrument Company, Cambridge: 50/3; VEB Carl Zeiss Jena: 25/1 bis 3, 26/1 bis 6, 50/2, 56/6; CERN Public Information Office, Genf: 35/3, 38/1 und 2, 43/1 bis 3, 44/1 bis 4, 46/1 und 2; Foto-Clauss, Leipzig: 47/1; Deutsches Amt für Meßwesen und Warenprüfung, Berlin: 64/1 bis 3; D. Eckert, Dresden: 60/3 bis 5; Fachbereich Angewandte Physik II der Friedrich-Schiller-Universität Jena: 52/1 bis 6; VEB Filmfabrik Wolfen: 3/1 und 2, 4/1 bis 6; VEB Funkwerk Erfurt: 53/3 und 4; Grünberger, Dresden: 60/6; K. A. Haines u. B. P. Hildebrand, Surface-deformation measurement using the wavefront reconstruction technique, Academic Press, New York u. London 1966: 29/6b; L. O. Heflinger, R. Wuerker, R. S. Brooks, Holographic Interferometry, Prince and Lemon Street, Lancaster/Pa. 1966: 29/6a; Helmut Hemschick, Dresden: 60/1, 2a und 2b; Kurt Herschel, Holzhausen: 57/1 bis 9, 58/1 bis 9; Johannes Heydenreich, Halle: 49/1 und 2, 50/4, 51/1 und 4; J. Heymann, Karl-Marx-Stadt: 30/1 bis 6, 31/3 und 4; M. Hofmann, Halle: 59/5; J. Houtgast, Utrecht: 32/3; K. A. Jackson, Bell Telephone Laboratories: 56/3; Karl-Schwarzschild-Observatorium Tautenburg der DAdW zu Berlin: 63/1; K. W. Keller, Halle: 56/1; M. Klaua, Halle: 49/3; Gerhard Krause, Wittenberg: 53/1 und 2; M. Krohn, Halle: 51/5; Wolfgang Krug, Berlin: 28/1a bis 1c, 2a bis 2c, 3a und 3b, 4a und 4b, 5a und 5b; Günther Langhammer, Leipzig: 12; E. N. Leith u. J Upatnieks, Microscopy by wavefront reconstruction, Lancaster Press Inc., Lancaster/Pa. 1965: 29/5; Hans Lenk, Berlin: 29/1, 2, 3a bis 3c, 4a bis 4c; VEB RFT Meßelektronik Berlin: 23/2 und 3, 24/3; VEB RFT Meßelektronik „Otto Schön" Dresden: 23/5; Kombinat VEB Meßgerätewerk Zwönitz: 23/4; U. Messerschmidt, Halle: 51/6; R. Meyer, Karl-Marx-Stadt: 30/7 und 8, 31/5 und 6; Meyers Kleines Lexikon, Bd I, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1967: 1; A. A. Michailow, Leningrad-Pulkowo: 61/1, 62/2; E. W. Müller, Pennsylvania State University: 49/4; Hildegard Müller, Leipzig: 51/2; Nowosti, Moskau: 34/2, 35/1; Erna Padelt, Berlin: 64/4 bis 8; M. Peschel, Karl-Marx-Stadt: 11; Friedrich Plümer, Leipzig: 20/1 bis 6, 55/5 und 6; Jochen Rannacher, Dresden: 19/2a und 2b, 3a bis 3c; J. Richter, Dresden: 59/2a und 2b; R. Ritschl, Berlin: 32/4 und 5; Edmund Rommel, Leipzig: 13/1 und 7, 15/1 bis 6, 16/3 bis 5, 21/1 bis 9, 22/1 bis 5, 27/1 bis 6, 54/7; Werner Schmidt, Leipzig: 55/1 bis 4; R. Scholz, Halle: 59/1; Wolfgang G. Schröter, Markkleeberg: 5; Sektion Energieumwandlung der Technischen Universität Dresden, Bereich Strömungstechnik: 10/1, 2a und 2b, 3a und 3b, 17/2a und 2b, 3 und 4, 18/1a bis 1d, 19/1c, 4a und 4b; Sektion Physik der Technischen Universität Dresden, Bereich Experimentalphysik IV: 40/4, 41/5; Sektion Technologie der metallverarbeitenden Industrie der Technischen Hochschule Otto von Guericke Magdeburg: 48/1 bis 8; Sky Publishing Corporation, Cambridge/Mass.: 61/2; Vom Sonnenobservatorium Einsteinturm Potsdam des Zentralinstituts für solarterrestrische Physik der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin zur Verfügung gestellt: 32/1 und 2; Sternwarte Sonneberg der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin: 62/1; Tafeln zur Prüfung des Farbensinnes, 24. Auflage, Hg. K. Velhagen, VEB Georg Thieme Verlag, Leipzig 1967: 2/1 bis 3; Tumanow, VIK Dubna: 33/1 bis 6, 34/1, 3 und 4, 35/2, 36/1 bis 4, 37/1 und 2, 38/3 und 4, 39/1 bis 3, 40/1 bis 3, 41/1 bis 4, 42/1, 43/4 und 5, 45/1 bis 4, 46/3 bis 5; Klaus Ullmann, Karl-Marx-Stadt: 31/1 und 2, 7 und 8; VEB Werk für Fernsehelektronik Berlin: 50/1; Zentralbild/TASS, Berlin: 47/5 und 6; Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin: 42/2 bis 4; Zentralinstitut für Strahlen- und Isotopentechnik Leipzig der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Bereich Angewandte Radioaktivität: 47/4a und 4b; Georg Zimmer, Leipzig: 24/4, 47/2 und 3; Helmut Zimmermann, Universitäts-Sternwarte Jena: 63/2 und 3.

Textabbildungen

Albring, Angewandte Strömungslehre, 4. Auflage, Verlag Theodor Steinkopff, Dresden 1970; Bachmann, Manometrie, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1964; Beier, Biophysik, 3. Auflage, VEB Georg Thieme Verlag, Leipzig 1968; Birkenfeld, Haase, Zahn, Massenspektrometrische Isotopenanalyse, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1962; Bitterlich, Elektronik, Springer-Verlag, Wien u. New York 1967; Bloembergen u. Benjamin, Nonlinear Optics, W. A. Benjamin Inc., New York u. Amsterdam 1965; Brügel, Einführung in die Ultrarotspektroskopie, Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt 1969; Chemie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1963; Cotton u. Wilkinson, Anorganische Chemie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1968; d'Ans u. Lax, Taschenb. für Chemiker und Physiker, Bd I, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Ebert u. Seifert, Kernresonanz im Festkörper, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1966; Egyed, Physik der Erde, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1969; electronicum, Deutscher Militärverlag, Berlin 1967; Ergebnisse europäischer Ultrahochvakuumforschung, Leybold, Köln 1968; Fastowski, Petrowski, Rowinski, Kryotechnik, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1970; Finkelnburg, Atomphysik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Flügge, Handb. der Physik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955; Fowler, Physics of Color Centers, Academic Press Inc., New York 1968; Friedel, Dislocations, Pergamon Press Ltd, Oxford 1964; VEB Funkwerk Erfurt; Grimsehl, Lehrb. der Physik, Bd I bis IV, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1965; Haase, Physi-

kalische Grundlagen, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main 1968; Hall, Coherent light emission from p-n junctions, Solid-State Electronics, Pergamon Press Ltd, Oxford 1963; Handb. für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Bd V, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin 1967; Hanle, Isotopentechnik, Verlag Karl Thiemig KG, München 1964; Harrison, Pseudopotentials in the Theory of Metals, W. A. Benjamin Inc., New York 1966; Harrison, Solid State Theory, McGraw-Hill Book Company, New York 1970; Hertz, Lehrb. der Kernphysik, Bd I u. II, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1966; Hirth u. Lothe, Theory of Dislocations, McGraw-Hill Book Company, New York 1968; JEOL, Tokio; Keck, Teilchenbeschleuniger, Urania-Verlag, Leipzig, Jena, Berlin 1967; Khambata, Einführung in die Mikroelektronik, VEB Verlag Technik, Berlin 1966; Kiefer u. Manshart, Strahlenschutzmeßtechnik, G. Braun GmbH Verlag, Karlsruhe 1964; Kleine Enzyklopädie Atom, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1970; Kleine Enzyklopädie Mathematik, VEB Bibliographisches Institut, Leipzig 1965; Kneller, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Kohlrausch, Praktische Physik, B. G. Teubner, Stuttgart 1968; Kortüm, Einführung in die chemische Thermodynamik, 5. Auflage, Vandenhoeck & Ruprecht Verlagsbuchhandlung, Göttingen 1966; Landau u. Lifschitz, Lehrgang der Theoretischen Physik, Bd V, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1966; Lappe, Thyristor-Stromrichter für Antriebsregelungen, VEB Verlag Technik, Berlin 1968; Lippmann u. Mahrenholtz, Plastomechanik der Umformung metallischer Werkstoffe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Macke, Felder, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1960; Macke, Quanten, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1965; Martin, Die Ferroelektrika, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1964; Meinke u. Gundlach, Taschenb. der Hochfrequenztechnik, 2 Auflage, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962; Meyerhof, Elements of Nuclear Physics, McGraw-Hill Book Company, New York 1967; Mittelstraß, Magnetbänder und Magnetfilme, VEB Verlag Technik, Berlin 1965; Mutter, Wissenschaftliche und angewandte Photographie, Bd V, Springer-Verlag, Wien u. New York 1967; Paul u. Brooks in: Progress of Semiconductors, Hg. Gibson u. Burgess, Bd VII, Heywood & Company, London 1963; Pfeifer, Elektronik für den Physiker, Bd I, II u. V, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1966/1967; Philippow, Taschenb. Elektrotechnik, Bd I bis III, VEB Verlag Technik, Berlin 1963–1969; Picht u. Heydenreich, Einführung in die Elektronenmikroskopie, VEB Verlag Technik, Berlin 1966; Prandtl, Führer durch die Strömungslehre, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1965; Putnam, Geologie: Einführung in ihre Grundlagen, Walter de Gruyter & Co., Berlin 1969; Rank Xerox Corporation; Roman, Theory of Elementary Particles, North-Holland Publishing Company, Amsterdam; Schield, A source for field-digned currents at auroral latitudes, Preprint Dept. Space Sic., Rice-University, Houston/Tex. 1968; Schilling u. Tischer, Energetik, VEB Verlag Technik, Berlin 1967; Schlichting, Grenzschichttheorie, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1965; Schlichting u. Truckenbrodt, Aerodynamik des Flugzeuges, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967; Schoffa, Elektronenspinresonanz in der Biologie, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1964; G. E. R. Schulze, Metallphysik, Akademie-Verlag GmbH, Berlin 1967; Sektion Energieumwandlung der Technischen Universität Dresden, Bereich Strömungstechnik; Sommerfeld, Thermodynamik und Statistik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1962; Stranski, Wachstum und Auflösen der Kristalle vom NaCl-Typ, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig; Streitwolf, Gruppentheorie in der Festkörperphysik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG, Leipzig 1967; Suhr, Anwendungen der kernmagnetischen Resonanz in der organischen Chemie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1965; Szabo, Höhere Technische Mechanik, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960; Taschenb. Maschinenbau, VEB Verlag Technik, Berlin 1964; F. Tomamichel, Photographisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich; Trendelenburg, Ultrahochvakuum, G. Braun GmbH. Verlag, Karlsruhe 1963; Vortrag von Professor Dr. Gothe, Herbstschule für Hochfrequenzspektroskopie, Leipzig 1969; Vorträge über Supraleitung, Hg. Physikalische Gesellschaft Zürich, Birkhäuser Verlag, Basel u. Stuttgart 1968; Wertheim, Mößbauer-Effekt: Principes and Applications, Academic Press Inc., New York 1964; Ziman, Principles of the Theory of Solids, Cambridge University Press, London 1964; Zwischen absolutem Nullpunkt und Sonnentemperatur, Urania-Verlag, Leipzig, Jena, Berlin 1967.

m, 1) → Meter. 2) → Milli. 3) m, → Helligkeit. 4) m, → Masse. 5) m^*, → effektive Masse. 6) $\vec{m}$, magnetisches Dipolmoment, → Dipol 2).

M, 1) → Mega. 2) → Machzahl. 3) → Maxwell. 4) Mired, → Miredskale. 5) M, → Massezahl. 6) M, → Helligkeit.

ma, → Myria.

mA, → Ampere.

Ma, → Machzahl.

Mache-Einheit, Symbol ME, alte Einheit der radiologischen Konzentration von Quellen u. ä. $1\ \text{ME} = 3{,}64 \cdot 10^{-10}\ \text{Ci/l} = 13{,}468 \cdot 10^{3}\ \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Machsche Linie, → Machsche Welle.

Machscher Kegel, → Machsche Welle.

Machscher Winkel, → Machsche Welle.

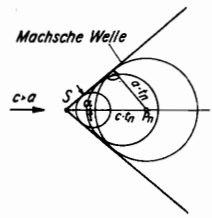
Machsches Prinzip, beinhaltet die Hypothese, daß die Trägheit (Trägheitskräfte) der Körper in der Existenz der „fernen Massen" des Kosmos ihren Ursprung hat, also als ein kollektiver Effekt ihrer Wechselwirkung zu erklären ist. Die Trägheit eines Körpers soll verschwinden, wenn man die übrigen Massen aus dem Kosmos entfernt. Darüber hinaus macht das Machsche P. Aussagen über die Beziehungen zwischen Kinematik und Dynamik bewegter Körper. Mach ging davon aus, daß es kinematisch äquivalent ist, ob sich ein Körper mit der Geschwindigkeit v gegenüber dem Kosmos bewegt oder der Kosmos mit der Geschwindigkeit $-v$ gegenüber dem Körper. Mach verlangte nun, daß die kinematische Relativität auch für die Dynamik gelten soll, d. h., es soll auch dynamisch gleichwertig sein, ob sich ein Körper translatorisch gegenüber dem Kosmos bewegt bzw. beschleunigt wird oder umgekehrt. Damit fordert das Machsche P. auch die Relativität translatorischer Beschleunigungen, es bedeutet also eine Erweiterung der → Galilei-Gruppe.

Das Machsche P. wurde von E. Mach 1883 in seinen kritischen Untersuchungen zur Newtonschen Mechanik entwickelt. Ausgangspunkt war die Bemerkung, daß die → Inertialsysteme der Newtonschen Mechanik experimentell durch bezüglich des Systems der Fixsterne rotationsfreie Bezugssysteme realisierbar sind. Für Mach ist der Newtonsche Eimerversuch, der einmal die Flüssigkeit, das andere Mal die Gefäßwände rotieren läßt und die dabei unterschiedliche Gleichgewichtsfigur der Flüssigkeit betrachtet, kein Beweis für die Existenz des absoluten Raumes, sondern zeigt nur, daß die Relativdrehung zwischen Flüssigkeit und Gefäßwänden nur dann Zentrifugalkräfte hervorruft, wenn sie auch eine Relativdrehung der Flüssigkeit gegenüber den „fernen Massen" des Kosmos bedeutet. Die Ursache der Zentrifugalkräfte ist nach Mach nicht die Rotation gegenüber dem fiktiven absoluten Raum, sondern die Rotation gegenüber dem Fixsternhimmel. Demgemäß soll es für die Gleichgewichtsfigur einer rotierenden Flüssigkeit dasselbe sein, ob der Fixsternhimmel rotiert oder die Flüssigkeit.

Das Machsche P. war einer der Ausgangspunkte A. Einsteins bei der Entwicklung der → allgemeinen Relativitätstheorie, konnte jedoch innerhalb der Theorie nur teilweise verwirklicht werden. Es spielt in der Kosmologie eine bedeutende Rolle, konnte jedoch erst vor kurzem in Anlehnung an die von Riemann entwickelte Mechanik theoretisch voll erfaßt und berücksichtigt werden.

Lit. Hönl in: Entstehung, Entwicklung und Perspektiven der Einsteinschen Gravitationstheorie (Berlin 1966); Mach: Die Mechanik in ihrer Entwicklung (Leipzig 1953); Treder: Die Relativität der Trägheit (Berlin 1972).

Machsche Welle, in Überschallströmungen die Hüllfläche an die von einer Druckstörung ausgehenden Kugelwellen, die nach dem Huygensschen Prinzip die Form eines Kegelmantels besitzt. Eine punktförmige Druckstörung breitet sich in einer gleichförmigen Gasströmung mit Schallgeschwindigkeit a in Form einer Kugelwelle aus, deren Mittelpunkt mit der Strömungsgeschwindigkeit c weiterwandert. Ist die Strömungsgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit, so breitet sich die Störung nur in einem kegelförmigen Raum, dem *Machschen Kegel*, hinter der Störquelle S aus, die z. B. ein winziges Hindernis sein kann (Abb.). Der Raum außerhalb des Kegels bleibt vom Hindernis völlig unbeeinflußt. In ebener Strömung wird die M. W. auch *Machsche Linie* genannt. Der halbe Öffnungswinkel des Machschen Kegels und der Machschen Linien trägt die Bezeichnung *Machscher Winkel* α. Nach einer Zeit t_n hat sich die punktförmige Störung zu einer Kugel vom Radius $a \cdot t_n$ ausgeweitet, und deren Mittelpunkt hat den Weg $c \cdot t_n$ zurückgelegt (Abb.). Somit folgt $\sin\alpha = a \cdot t_n/(c \cdot t_n) = a/c = 1/\text{Ma}$; dabei bedeutet Ma die Machzahl.



Ausbreitung kleiner Druckstörungen in Überschallströmungen

Während sich durch Wandrauhigkeiten entstehende kleine Druckunterschiede in Unterschallströmungen schnell ausgleichen, geht in Überschallströmungen von jeder Unebenheit eine Welle unter dem Machschen Winkel aus. Diese breitet sich in den gesamten Strömungsraum aus und wird an gegenüberliegenden Wänden reflektiert. Die Strömungsrichtung ist durch die Richtung der Winkelhalbierenden zweier sich schneidender Machscher Linien gegeben. Aus dem experimentell z. B. durch eine Schattenaufnahme ermittelten Verlauf der Machschen Linien kann α und damit auch die Machzahl Ma bestimmt werden.

Mächtigkeit, → Menge.

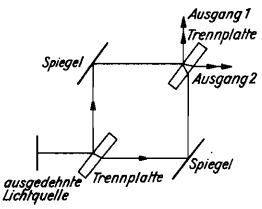
Machzahl, Ma oder M, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit c zu Schallgeschwindigkeit a: $\text{Ma} = c/a$, oder auch das Verhältnis der Geschwindigkeit v eines Körpers zur Schallgeschwindigkeit c in dem betrachteten Medium, meist Luft: $\text{Ma} = v/c$. $\text{Ma} > 1$ bedeutet, daß die Geschwindigkeit größer ist als die Schallgeschwindigkeit, $\text{Ma} < 1$, daß die Geschwindigkeit kleiner ist als die Schallgeschwindigkeit. In Luft von der Temperatur 20 °C ist in Bodennähe $\text{Ma} = 1$, das entspricht einer Körpergeschwindigkeit von $v \approx 340$ m/s $\approx$ 1200 km/h, $\text{Ma} = 2$ entsprechend 680 m/s $\approx$ 2400 km/h.

Außerdem benutzt man noch $\text{Ma}^* = c/a^*$, d. i. die auf die kritische Schallgeschwindigkeit a^* bezogene M., und $\text{Ma}_R = c/a_R$, d. i. die auf die Ruheschallgeschwindigkeit a_R bezogene M. Die M. ist von Bedeutung für kompressible Strömungen (→ Gasdynamik). Da für isentrope und adiabate Rohrströmung a^* eine Konstante ist, ist Ma^* proportional zu c. Deshalb verwendet man im Maschinenwesen vorzugsweise Ma^*. In

Mach-Zehender-Interferometer

der Flugmechanik benutzt man meistens Ma, weil durch den Flug eines Körpers in der Atmosphäre die Temperatur der umgebenden Luft nicht geändert wird und bei konstanter Temperatur auch a = konst. bleibt. Damit ist Ma proportional zu c. Während der Maximalwert $Ma^{*}_{max} = \sqrt{\varkappa + 1/(\varkappa - 1)}$ endlich ist ($\varkappa$ bedeutet den Isentropenexponent), ergibt sich für $Ma_{max} = \infty$. Als *kritische M.* Ma_{kr} bezeichnet man die Zuström-Machzahl, bei der auf der Oberfläche umströmter Körper gerade Schallgeschwindigkeit auftritt.

Mach-Zehender-Interferometer, ein aus dem Jamin-Interferometer entwickeltes Interferometer, mit dem eine größere räumliche Trennung der beiden Teilstrahlenbündel möglich ist. An der ersten Trennplatte wird das von der Lichtquelle kommende Licht in zwei Anteile aufgespalten, die an je einem ebenen Spiegel reflektiert und an der zweiten Trennplatte vereinigt werden.



Schematischer Strahlengang beim Mach-Zehender-Interferometer

Es sind zwei Ausgänge vorhanden, wobei aus Symmetriegründen der zweite vorzuziehen ist. Je nach Dimensionierung und Verwendungszweck des M.-Z.-I.s werden die Interferenzen mit Fernrohr, Auge oder Mikroskop beobachtet oder bei geeigneter Einstellung auch außerhalb des Interferometers auf einem Schirm aufgefangen. Sind die beiden reellen bzw. virtuellen Bilder der ausgedehnten Lichtquelle einander parallel, so werden im Unendlichen Interferenzen gleicher Neigung (Haidingersche Ringe) beobachtet. Bilden sie miteinander einen Keil, so beobachtet man Interferenzen gleicher Dicke (Fizeausche Streifen), die beim Keilwinkel Null in Interferenzkontrast übergehen. Das M.-Z.-I. ist nicht an die rechtwinklige Form gebunden. Zur besseren Ausnutzung der Trennplatten wird häufig ein Einfallswinkel von 30° an Stelle von 45° gewählt.

Man verwendet das M.-Z.-I. hauptsächlich als Interferenzrefraktometer zur interferometrischen Brechzahlbestimmung, ferner zur Untersuchung von Strömungsvorgängen in der Aerodynamik oder von Schlieren in Luft oder Glas (dabei z. T. mit Schlierenanordnungen kombiniert), ferner als Interferenzmikroskop sowie als Shearing-Interferometer.

Maclaurinsche Reihe, für die Umgebung der Stelle $x = 0$ entwickelte Taylor-Reihe (→ Taylorsche Formel, → Exponentialfunktion).

Magdeburger Halbkugeln, zwei hohle Halbkugeln aus Kupferblech mit Rändern, die luftdicht aufeinander paßten und mit deren Hilfe Guericke 1654 zuerst die Wirkung des Luftdrucks auf Gegenstände an der Erdoberfläche nachwies. Wurde die zusammengesetzte Kugel evakuiert, so drückte der äußere Luftdruck die beiden Halbkugeln so fest zusammen, daß es mit je 8 Pferden auf beiden Seiten nicht gelungen sein soll, sie zu trennen. Die M. Kugel hatte einen Durchmesser von 42 cm.

Maggi-Righi-Leduc-Effekt, seltene Bezeichnung für den → Righi-Leduc-Effekt.

magisches Auge, svw. Abstimmanzeigeröhre.

magisches Band, svw. Abstimmanzeigeröhre.

magisches T-Glied, *Doppel-T-Glied, Doppel-T-Verzweigung, Doppel-T, magisches T,* ein spezielles Hohlleiterbauteil, das eine kombinierte Serien- und Parallelverzweigung darstellt. Diese wird z. B. häufig in Brückenschaltungen oder zur Mischung verwendet. Schließt man die beiden gegenüberliegenden H-Arme 1 und 2 eines magischen T-G.es mit gleichen beliebigen Widerständen ab, so sind der dritte, zu 1 und 2 senkrechte H-Arm und der zu allen drei H-Armen senkrechte E-Arm voneinander vollkommen entkoppelt. Das bedeutet, daß, wenn man die Arme 1 und 2 reflexionsfrei abschließt und in den H-Arm eine Welle einspeist, sich diese nur in die Arme 1 und 2 ausbreitet und keine Energie in den E-Arm gelangt. Analog verhält sich das magische T-G. bei Einspeisung einer Welle in den E-Arm.

magische Waage, svw. Abstimmanzeigeröhre.

magische Zahlen, die Protonen- oder Neutronenzahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82 und 126. Kerne mit diesen Nukleonenzahlen (*magische Kerne*) sind besonders stabil. Als doppelt magisch bezeichnet man einen Kern, bei dem Protonen- und Neutronenzahl magisch sind. Solche Kerne sind z. B. $^{4}_{2}He$, $^{16}_{8}O$ und $^{208}_{82}Pb$. Magische Kerne haben eine große Bindungsenergie. Von ihnen existieren besonders viele stabile Isotope oder Isotone, außerdem treten Maxima der Elementenhäufigkeit auf. Die Existenz m.r Z. wird theoretisch durch das Schalenmodell (→ Kernmodelle) beschrieben.

Magnet, ein Körper, der die Quelle eines Magnetfeldes bildet. Jeder M. hat zwei Stellen, in deren Umgebung die magnetische Feldstärke besonders groß ist, die Pole, und zwar den magnetisch positiven Nordpol N und den magnetisch negativen Südpol S. Bei den M.en unterscheidet man zwischen Dauer- und Elektromagneten.

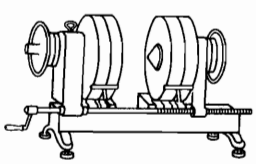
1) *Dauermagnete* oder *Permanentmagnete* behalten nach ihrer Aufmagnetisierung einen großen Teil ihrer Magnetisierung bei, die wenig von äußeren Feldern abhängen soll. Werkstoffe für Dauermagnete sind durch ihre Hysteresisschleife gekennzeichnet. Neben einer hohen Remanenz wird von einem guten Dauermagneten noch eine große Koerzitivkraft verlangt. Der Flächeninhalt der Hysteresisschleife ist ein Maß für die zur Ummagnetisierung notwendige Energie. Dauermagnete wurden früher aus gehärteten Kohlenstoffstählen hergestellt. Heute werden vorwiegend Legierungen aus Eisen, Nickel und Aluminium mit besonderen Legierungszusätzen (z. B. Kobalt, Mangan, Titan und Kupfer) sowie die keramischen Oxidwerkstoffe, die vor allem aus Gemischen von Barium- und Eisenoxid bestehen (Bariumferrite), zur Herstellung von Dauermagneten benutzt. Die Verwendung von Dauermagneten ist sehr vielseitig und erfolgt z. B. als Magnetnadel im Kompaß, in kleinen elektrischen

Generatoren und Motoren sowie in elektrischen Meßgeräten (Drehspul- und Drehmagnetinstrumenten).

2) *Elektromagnete* bestehen in der Regel aus einer oder zwei stromdurchflossenen Spulen mit einem Eisenkern. Diese Anordnung ist von einem starken Magnetfeld umgeben. Der Eisenkern besteht aus weichem Eisen mit möglichst geringer Remanenz und ist bei Betrieb mit Gleichstrom massiv, bei Betrieb mit Wechselstrom zur Vermeidung von Wirbelstromverlusten aus einzelnen, voneinander isolierten Blechen aufgebaut. Weiteres → Elektromagnetismus.

Elektromagnete finden breite Anwendung in vielen Gebieten der Technik und Physik. In der Elektrotechnik und der Fernmeldetechnik dienen sie in Relais und Schützen als Schaltorgane, beim Telefon, Mikrophon und Lautsprecher als Übermittlungsorgane, beim Dynamo und Elektromotor als Felderreger u. a. Als magnetischer Kran dient der Elektromagnet zum Heben schwerer Lasten (bis etwa 30 Mp) in Form eines Topfmagneten (Abb. 1), wobei die ausschließlich weichmagnetischen Lasten selbst das Joch (→ magnetischer Kreis) darstellen. → Haftmagnet.

In der physikalischen Forschung, beispielsweise in der Hochfrequenzspektroskopie und der Kernphysik, benötigt man oft sehr starke und streng homogene Magnetfelder. Die hier verwendeten Elektromagnete, z. B. der Elektromagnet nach Weiß (Abb. 2), haben Polschuhe



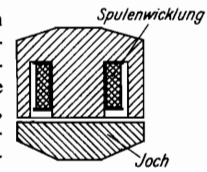
2 Großer Elektromagnet nach Weiß

aus Material mit hoher Sättigungsmagnetisierung, um ein sehr hohes Feld bei möglichst guter Homogenität auf den Luftspalt zu konzentrieren. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß nach Erreichen der Sättigung der Polschuhe eine Erhöhung der Feldstärke nur durch ein erhebliches Anwachsen des Stromes erreicht werden kann. Dann wird die Ableitung der durch die Verluste entstehenden Wärme problematisch. Die höchsten Feldstärken, die man mit solchen Elektromagneten erreicht, liegen bei Spaltbreiten von einigen cm bei $5 \cdot 10^6$ A m^{-1}.

Immer größere Bedeutung erlangen supraleitende Elektromagnete aus harten Supraleitern (→ supraleitender Magnet). Der große Vorteil dieser M.e besteht im Verschwinden der ohmschen Verluste; die Schwierigkeit besteht hier aber darin, daß man bei Temperaturen unter 18 K arbeiten muß. Allerdings wird die Supraleitung durch hohe Felder aufgehoben, so daß mit solchen Elektromagneten bisher nur Felder bis $1 \cdot 10^3$ A m^{-1} erreicht wurden.

Ein besonderer Elektromagnet ist die Spulenanordnung nach Helmholtz (Helmholtzspulen). Mit ihr werden allseitig zugängliche Magnetfelder, die über einen größeren Bereich homogen sind, durch zwei flache Zylinderspulen erzeugt, die parallel und koaxial im Abstand ihres Radius einander gegenüberstehen. Die Homogenität des Feldes kann vergrößert werden durch mehrere hintereinandergeschaltete Spulen, deren Radius nach außen immer größer wird, damit der Abstand entsprechender Spulenpaare immer gleich ihrem Radius ist. Handelsübliche Helmholtzspulen liefern Felder bis $8 \cdot 10^4$ A m^{-1}.

Magnetband, ein Schichtband mit einer Unterlage aus Azetylzellulose oder Polyester, auf die eine 10 bis 25 μm dicke Schicht magnetisierbares Material, meist Eisen(III)-oxid γ-Fe_2O_3 (→ magnetische Werkstoffe 4), aufgetragen ist, das zur Informationsspeicherung, besonders von Schallereignissen in der Rundfunk-, Fernseh- und Filmtechnik, aber auch von Impulsen bei der Datenverarbeitung und der Regelungstechnik, dient. Die Kerngröße des magnetisierbaren Materials ist < 1 μm. Durch besondere Technologie der Oxidherstellung wird erreicht, daß sich die ursprünglich kubischen γ-Fe_2O_3-Kristalle zu nadelförmigen Teilchen ordnen, wodurch ein höherer Informationsgehalt je Bandlänge ermöglicht wird. Magnetbänder werden in der international standardisierten Breite von 6,25 mm hergestellt und in mehreren, meist zwei Spuren bespielt. Besonders für die Datenspeicherung werden Magnetbänder mit acht (und mehr) Spuren verwendet. Dementsprechend sind diese Spezialbänder mit Breiten von 16 mm und breiter angefertigt.



1 Topfmagnet

Magnetfalle, Magnetfeldanordnung, in der Hochtemperaturplasmen für längere Zeit zusammengehalten werden können. Die Wirkung der M. beruht darauf, daß sich die Ladungsträger des Plasmas nur längs der magnetischen Kraftlinien frei bewegen können, während sie senkrecht dazu durch Kopplung an das Magnetfeld kreisförmige Bahnen ausführen müssen. Eine Grenzfläche des Plasmas, zu der das Magnetfeld parallel verläuft, kann stabil sein, wenn das Magnetfeld nach außen zunimmt. Praktisch zeigt sich allerdings, daß doch Plasma entweicht. Zur Erklärung und Beherrschung dieser *Instabilitäten* werden genauere Analysen angestellt. Man hat versucht, das Plasma durch besondere Feldkombinationen zu haltern; solche Anordnungen werden als *magnetische Flaschen* oder als *magnetische Spiegel* bezeichnet, bei denen durch ein starkes Feld an den Enden ein Entweichen des Plasmas auf ein Minimum reduziert wird. Fast völlig verlustfreie Anordnungen stellen die *Toroidfallen* dar, bei denen offene Enden gänzlich vermieden sind.

Magnetfeld, → magnetisches Feld, → kosmische Magnetfelder.

Magnetfeldglühung, die Abkühlung oder isotherme Wärmebehandlung magnetischer Stoffe in einem hinreichend starken Magnetfeld unterhalb der Curie-Temperatur. Die Wirkung der M. beruht auf der Ausbildung einer einachsigen magnetischen Anisotropie durch Richtungsordnung von Atompaaren oder durch orientierte Ausscheidung. Die M. führt zu Hystereseschleifen, die der Rechteckform näherkommen.

Magnetik, in der Geophysik Bezeichnung für die Arbeitsmethode der Vermessung von

vorwiegend kleinräumigen Gebieten mit Magnetometern einschließlich der notwendigen Reduktionen und der (meist auf kleinräumige Störkörper orientierten) Interpretation der Meßergebnisse zur Suche von Erzlagerstätten u. a. Unter M. im weiteren Sinne ist, ähnlich wie bei der Gravimetrie, die Gesamtheit aller Theorien, Beobachtungs- und Interpretationsmethoden zu verstehen, die das Hauptfeld (→ Erdmagnetismus) und seine Vermessung zum Gegenstand haben.

magnetische Abkühlung, → Entmagnetisierung 3).

magnetische Doppelbrechung, svw. Voigt-Effekt.

magnetische Elemente, Bezeichnung für alle die Größen (Gesamtbetrag, Komponenten, Richtungen) des → Erdmagnetismus, die das Erdmagnetfeld an einem Ort bestimmen.

magnetische Energie, *magnetische Feldenergie, Energie des magnetischen Feldes,* W_m, die im magnetischen Feld gespeicherte Energie, die beim Aufbau des magnetischen Feldes aufzuwenden ist und die beim Abbau (Zerfall) des Feldes zurückgewonnen wird (analog der → elektrischen Energie). Die Energiedichte w_m, d. i. die auf die Volumeneinheit bezogene Energie eines beliebigen magnetischen Feldes, das durch die Feldgrößen der magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ und der magnetischen Induktion $\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu_0\vec{H} + \vec{J}$ gekennzeichnet wird, ist allgemein gegeben zu $w_m = \frac{1}{2}(\vec{H}\vec{B}) = \frac{1}{2}\mu_0\vec{H}^2 + \frac{1}{2}(\vec{H}\vec{J})$. Dabei bedeuten μ_0 die magnetische Feldkonstante, μ_r die relative Permeabilität des Mediums im Feldraum und $\vec{J}$ die magnetische Polarisation. Die gesamte Energie eines das Volumen V erfüllenden magnetischen Feldes folgt durch Summation über das Volumen zu $W_m = \int_V w_m \, dV = \frac{1}{2}\int_V (\vec{H}\vec{B}) \, dV$.

Für ferromagnetische Stoffe, bei denen in weiten Grenzen keine Proportionalität zwischen $\vec{H}$ und $\vec{J}$ besteht, gilt entsprechend für die Energiedichte die allgemeinere Beziehung $w_m = \int_0^B (\vec{H} \, d\vec{B})$.

Wird das Magnetfeld speziell von einem elektrischen Strom I erzeugt, der durch einen Stromkreis der Induktivität L fließt, so gilt für die Energie des Magnetfeldes

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}\frac{\Phi^2}{L} = \frac{1}{2}\Phi I.$$

Dabei ist $\Phi = LI$ der vom Strom I erzeugte magnetische Fluß. Für zwei getrennte Stromkreise mit den Strömen I_1 und I_2, den Induktivitäten L_1 und L_2 und der Gegeninduktivität L_{12} zwischen beiden Stromkreisen gilt entsprechend

$$W_m = \tfrac{1}{2}\mu_0\mu_r \int_V (\vec{H}_1^2 + \vec{H}_2^2 + 2\vec{H}_1\vec{H}_2) \, dV$$
$$= \tfrac{1}{2}L_1I_1^2 + \tfrac{1}{2}L_2I_2^2 + \tfrac{1}{2}L_{12}I_1I_2.$$

Der Anteil $\frac{1}{2}L_{12}I_1I_2$ berücksichtigt die Wechselwirkung zwischen den beiden Strömen bzw. zwischen den von diesen erzeugten Magnetfeldern $\vec{H}_1$ und $\vec{H}_2$.

magnetische Feldenergie, svw. magnetische Energie.

magnetische Feldkonstante, → Permeabilitätskonstante 1).

magnetische Feldlinien, *magnetische Kraftlinien,* zur Veranschaulichung der räumlichen Verteilung des → magnetischen Feldes gedachte Linien, an die die Tangente in jedem Punkt mit der Richtung des dortigen Feldes zusammenfällt. Der Richtungssinn der m.n F. ist gleich dem der magnetischen Feldstärke und verläuft vom Nordpol zum Südpol eines Magneten. Als Maß für den Betrag der Feldstärke benutzt man die Dichte der m.n F., d. h. die Zahl der F., die die Einheitsfläche senkrecht durchsetzen.

Der Verlauf der m.n F. kann im magnetostatischen Feld durch (längliche) Eisenfeilspäne sichtbar gemacht werden, die sich in Feldrichtung einstellen.

magnetische Feldstärke $\vec{H}$, ein Vektor, der die Stärke des magnetischen Feldes in jedem Punkt des Raumes beschreibt. Die m. F. wird durch das Drehmoment $\vec{T} = \vec{m} \times \vec{H}$ definiert, das ein magnetischer Dipol mit dem magnetischen Dipolmoment $\vec{m}$ in dem als homogen vorausgesetzten magnetischen Feld erfährt und das den Dipol in die Richtung von $\vec{H}$ einzustellen versucht. Die Richtung des Vektors $\vec{H}$ ist dabei die des Dipolmomentes $\vec{m}$ in der Gleichgewichtslage. Um die örtliche Verteilung der m.n F. zu erhalten und den Einfluß des Dipols auf das zu messende Feld und umgekehrt vernachlässigen zu können, wählt man den Dipol hinreichend klein.

Die Einheit der m. F. ist das Ampere je Meter, A/m.

Eine der elektrischen Feldstärke analoge Definition der m.n F. als das Verhältnis aus der Kraft, die das Feld auf einen Magnetpol der Polstärke Φ ausübt, und der Polstärke analog zur elektrischen Feldstärke ist nicht geeignet, da es keine wahren magnetischen Ladungen gibt, → Magnetismus.

Die räumliche Verteilung der m.n F. wird durch → magnetische Feldlinien dargestellt.

magnetische Feldwaage, empfindliches Meßgerät zur Relativbestimmung der Vertikal- und Horizontalintensität (→ Erdmagnetismus) des Momentanwertes des Erdmagnetfeldes. Als Meßfühler dient ein Magnet, dessen Auslenkung von der Normallage mittels Spiegels und Fernrohrs abgelesen wird. Als rückstellende Kraft dient in älteren Ausführungen die Schwere, in neueren die Torsionskraft des Bandes bzw. Drahtes, an dem der Magnet aufgehängt ist. Die m. F. wird meist zur Landesaufnahme und zur Lagerstättensuche verwendet.

magnetische Flasche, → Magnetfalle.

magnetische Flußdichte, *magnetische Induktion, magnetische Kraftflußdichte,* $\vec{B}$, ein Vektor, der neben der magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ den magnetischen Zustand beschreibt. Die m. F. $\vec{B}$ ist die Dichte des magnetischen Flusses Φ. Der Betrag von $\vec{B}$ ist somit das Verhältnis aus dem Fluß Φ und aus der vom Fluß senkrecht durchsetzten Fläche A, im homogenen Feld also $B = d\Phi/dA$. Im allgemeinen Fall gilt $d\Phi = \vec{B} \, d\vec{A}$ für ein kleines orientiertes Flächenelement $d\vec{A}$. Der Richtungssinn weist außerhalb des $\vec{B}$ erzeugenden Körpers von dessen Nordpol zu dessen Südpol, im Innern entgegengesetzt, da wegen des Fehlens wahrer magnetischer Men-

gen die Induktionslinien stets in sich geschlossen sind (div $\vec{B} = 0$).

Die m. F. setzt sich zusammen aus dem Anteil $\mu_0\vec{H}$ des freien Raumes (μ_0 ist die magnetische Feldkonstante) und aus dem Anteil des den Feldraum erfüllenden Mediums, den die magnetische Polarisation $\vec{J} = \mu_0\vec{M}$ beschreibt: $\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \vec{J} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$. Dabei ist $\vec{M}$ die Magnetisierung. Da in vielen Fällen $\vec{J}$ und $\vec{M}$ proportional zu $\vec{H}$ sind, läßt sich $\vec{J} = \mu_0\chi_m\vec{H}$ und somit $\vec{B} = \mu_0(\chi_m + 1)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H}$ mit konstantem χ_m bzw. μ_r schreiben. χ_m ist die magnetische Suszeptibilität des Mediums, $\mu_r = \chi_m + 1$ ist die relative Permeabilität des Mediums. Bei Ferromagnetika ist μ_r eine von $\vec{H}$ abhängige Größe, so daß keine Proportionalität und meist auch kein eindeutiger Zusammenhang (Hysterese) zwischen $\vec{B}$ und $\vec{H}$ besteht.

Die m. F. wird wie der Fluß Φ mit Hilfe der Erscheinung der elektromagnetischen Induktion eingeführt. Bei Abnahme der m.n F. von $\vec{B}$ auf Null in der Zeit t wird in einer die Windungsfläche A berandenden Leiterschleife ein Spannungsstoß $\int_0^t U\,dt = -\int_A (\vec{B}\,d\vec{A}) = -\Phi$ induziert. Durchsetzt die m. F. die Fläche A senkrecht, so wird der Spannungsstoß maximal, und der Betrag der m.n F. ist (B homogen über A vorausgesetzt) $B = \frac{1}{A}\int_0^t U\,dt$.

Die Einheit der m.n F. ist das Tesla, T; 1 T = 1 Wb/m² = 1 Vs/m².

magnetische Induktion, svw. magnetische Flußdichte.

magnetische Instabilitäten in Supraleitern, → Supraleiter.

magnetische Kernresonanz, *paramagnetische Kernresonanz, Kerninduktion, Kernspinresonanz, nmr* [engl. *n*uclear *m*agnetic *r*esonance], eine Methode der Hochfrequenzspektroskopie, die in der Resonanzabsorption von elektromagnetischer Energie durch die Atomkerne von Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen besteht, auf die ein starkes konstantes und ein hochfrequentes Magnetfeld einwirken. Die m. K. ist eine wichtige Methode zur Untersuchung der Struktur und des mikrodynamischen Verhaltens von Flüssigkeiten, Kristallen, Metallen, Halbleitern u. a. sowie zur genauen Bestimmung von Kernmomenten.

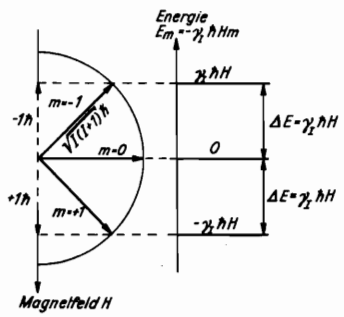
Der erste Nachweis der m.n K. gelang fast gleichzeitig Bloch, Hansen, Packard und Purcell, Torrey, Pound im Jahre 1946.

Grundlage der m.n K. bildet die Erscheinung des *Kernparamagnetismus*: Eine große Zahl von Atomkernen hat einen Eigendrehimpuls (Spin) und damit ein permanentes magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}_I$, dessen Betrag gegeben ist durch $|\vec{\mu}_I| = \gamma_I\hbar\sqrt{I(I+1)}$. Hierbei sind I die Kernspinquantenzahl, γ_I das gyromagnetische Verhältnis des Kerns und $\hbar$ die Plancksche Konstante. Schreibt man $|\vec{\mu}_I| = g_I\mu_K\sqrt{I(I+1)}$, so stellen g_I den Kern-g-Faktor und μ_K das Kernmagneton dar.

Sind in einem Körper N Kerne je cm³ enthalten, so liefern sie infolge ihrer magnetischen Momente einen Beitrag $\chi_I = N\frac{\mu_I^2}{3kT} = N\frac{\gamma_I^2\hbar^2 I(I+1)}{3kT}$ zur Gesamtsuszeptibilität, der jedoch im allgemeinen gegenüber der diamagnetischen Suszeptibilität zu vernachlässigen ist. Hierbei sind k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Kerne mit $I > 1/2$ können zusätzlich zu ihrem magnetischen Moment ein elektrisches Quadrupolmoment haben.

In einem magnetischen Feld H kann jedes Kerndipolmoment infolge der Richtungsquantelung $2I + 1$ verschiedene Orientierungen bezüglich der Feldrichtung einnehmen, die dadurch gegeben sind, daß die Komponente des Kerndrehimpulses in Richtung von H nur die Werte $m\hbar$ aufweisen kann. Die magnetische Kernspinquantenzahl m durchläuft dabei entsprechend den $2I + 1$ Einstellmöglichkeiten die Werte $-I, -I + 1, \ldots, +I$.

In einer Orientierung, die durch eine magnetische Quantenzahl m charakterisiert ist, beträgt die potentielle Energie des Kernmoments, die *Zeeman-Energie*, $E_m = -\gamma_I\hbar Hm$, wobei m die Werte $m = -I, -I + 1, \ldots, +I$ annehmen kann. Die Einstellmöglichkeiten und Energieniveaus eines Kerns mit $I = 1$ sind in Abb. 1 gezeigt.



1 Einstellmöglichkeiten und Energieniveaus eines Atomkerns mit $I = 1$ im Magnetfeld H ($\gamma_I > 0$)

Wird an die Probe senkrecht zum Feld H ein hochfrequentes magnetisches Feld angelegt, so kann dieses, wie die theoretische Behandlung zeigt, Übergänge zwischen benachbarten Energiezuständen (Auswahlregel $\Delta m = \pm 1$) induzieren, d. h. im klassischen Bild die Orientierung der Kernmomente ändern, wenn seine Frequenz ν der Bedingung $h\nu = |E_{m+1} - E_m| =$

Kern	μ_I [μ_K]	I	Q [$e \cdot 10^{-24}$ cm²]	ν [MHz]
^{1}H	2,793	1/2	·	42,576
^{2}H	0,857	1	0,003	6,536
^{23}Na	2,218	3/2	0,1	11,267
^{31}P	1,132	1/2	·	17,235
^{35}Cl	0,821	3/2	−0,08	4,172
^{59}Co	4,639	7/2	0,5	10,103
^{75}As	1,435	3/2	0,3	7,292
^{203}Tl	1,596	1/2	·	24,33
^{205}Tl	1,611	1/2	·	24,57

Kerne mit Angaben der magnetischen Momente μ_I in Einheiten des Kernmagnetons μ_K, der Spinquantenzahlen I, der elektrischen Quadrupolmomente Q in Einheiten von $e \cdot 10^{-24}$ cm² und der Resonanzfrequenzen ν in MHz in einem Magnetfeld von 10 kOe $\approx 8 \cdot 10^5$ A/m.

$|-\gamma_I \hbar H(m+1) - (-\gamma_I \hbar H m)| = \Delta E = \gamma_I \hbar H$ genügt. Hieraus folgt mit $\hbar = h/2\pi$ die *Resonanzbedingung* $\nu = \frac{\gamma_I}{2\pi} H$.

Der → paramagnetische Resonanzeffekt läßt sich hochfrequenztechnisch nachweisen. Er äußert sich im Prinzip bei der m.n K. und der → paramagnetischen Elektronenresonanz gleichartig. Eine theoretische Beschreibung des Resonanzeffekts liefern die → Blochschen Gleichungen. Aus ihren Lösungen ergeben sich nähere Einzelheiten über Form und Intensität der Linien der m.n K. Die Intensität eines Kernresonanzsignals ist um so größer, je größer die Zahl der zu ihm beitragenden Kerne und je niedriger die Probentemperatur ist.

Die Wechselwirkungsprozesse der magnetischen Kernmomente mit ihrer thermisch bewegten molekularen Umgebung, dem *Gitter*, wirken der Tendenz des Hochfrequenzfeldes, die Besetzungszahlen der verschiedenen Kern-Zeeman-Niveaus auszugleichen, entgegen (→ paramagnetischer Resonanzeffekt). Die Gesamtheit dieser Wechselwirkungsvorgänge bezeichnet man als *Spin-Gitter-Relaxation* (→ paramagnetische Relaxation). Sie stellt eine wesentliche Voraussetzung für die Beobachtung des paramagnetischen Resonanzeffekts dar.

Die Spin-Gitter-Relaxationsprozesse von Kernen können über die verschiedenartigsten Mechanismen verlaufen. So wirken z. B. in Kristallen, in die paramagnetische Ionen, also Ionen mit einem magnetischen Dipolmoment eingebaut sind, die von diesen infolge ihrer starken Wechselwirkung mit dem thermisch angeregten Gitter erzeugten fluktuierenden Magnetfelder auf die magnetischen Kernmomente. Ein starker Relaxationsmechanismus für Kerne mit einem Quadrupolmoment besteht in der Wechselwirkung dieses Moments mit dem inhomogenen, thermisch modulierten elektrischen Kristallfeld. In Flüssigkeiten bewirken die am Ort eines Kerns durch die statistische Umorientierung und Diffusion der Moleküle entstehenden Magnetfelder den Spin-Gitter-Relaxationsprozeß.

Ein Maß für die Zeit, die das System der magnetischen Kernmomente (Spinsystem) benötigt, um nach einer Störung die vorher bestehende Gleichgewichts-Boltzmann-Verteilung wiederherzustellen, bezeichnet man als *Spin-Gitter-Relaxationszeit* T_1. Je stärker die Wechselwirkung mit dem Gitter ist, um so kürzer ist T_1. In reinen Flüssigkeiten liegt T_1 bei einigen Sekunden, in reinen Festkörpern bei tiefen Temperaturen kann T_1 einige Tage betragen. Paramagnetische Verunreinigungen verkürzen T_1 wesentlich.

Bei großen Amplituden H_1 des hochfrequenten Magnetfelds überwiegen die durch dieses Feld induzierten Übergänge die Übergänge infolge Spin-Gitter-Relaxation. Die Zahl der Kerne auf den verschiedenen Zeeman-Niveaus wird gleich, und es tritt keine makroskopische Energieabsorption mehr auf. Dieses Verhalten bezeichnet man als *Sättigung* der Kernspinresonanz.

Aber nicht nur zwischen den Kernspins und dem Gitter bestehen Wechselwirkungen, sondern auch innerhalb des Kernspinsystems. Die *Spin-Spin-Relaxationszeit* T_2 ist ein Maß für die Zeit, in der sich nach einer Störung das Gleichgewicht innerhalb des Spinsystems einstellt. Bei der *Spin-Spin-Relaxation* bleibt im Gegensatz zur Spin-Gitter-Relaxation die Gesamtenergie des Spinsystems erhalten. Die Spin-Spin-Relaxationszeit T_2 bestimmt neben anderen Faktoren, z. B. der Inhomogenität des an die Probe angelegten konstanten Magnetfelds H, die Breite der Absorptionslinien der m.n K.

In Flüssigkeiten ist $T_1 \approx T_2$, in Festkörpern dagegen $T_2 \ll T_1$. Typische T_2-Werte für Flüssigkeiten ohne paramagnetische Verunreinigungen liegen größenordnungsmäßig bei 1 s, für Kristalle bei 10^{-5} s.

In Kristallen können die Kerndipole infolge des starren Kristallgitters nicht ihre gegenseitigen Abstände ändern. Am Ort eines jeden Kerns wird zusätzlich zum von außen an die Probe gelegten Magnetfeld H durch die magnetischen Momente der Nachbarkerne ein lokales magnetisches Feld erzeugt. Ist μ_I das magnetische Kerndipolmoment und r der mittlere Abstand zweier Kerne, so ergibt sich für dieses Feld größenordnungsmäßig μ_I/r^3. Für typische Werte von μ_I und r erhält man lokale Felder von 5 bis 10 Oe. Infolge der statistischen Orientierungen der Nachbarkerne ist dieses Zusatzfeld für die Atomkerne, die sich an verschiedenen Stellen im Kristallgitter befinden, unterschiedlich, d. h., die Kerne haben keine einheitliche Resonanzfrequenz mehr. Die Resonanzlinie erhält somit eine Linienbreite, die wesentlich größer als in Flüssigkeiten ist und in der Größenordnung des lokalen Zusatzfeldes liegt. Das Teilgebiet der m.n K., bei dem Festkörper untersucht werden, heißt *Breitlinienkernresonanz*. Die magnetische Dipolwechselwirkung benachbarter Spins kann zur Aufspaltung der Kernreonanzabsorptionslinien führen. Sind einzelne Molekülgruppen im Kristall beweglich, rotiert also z. B. eine CH_3-Gruppe um ihre Achse, so führt dies zu einer Änderung der Linienform bzw. -breite.

Haben die untersuchten Atomkerne ein elektrisches Quadrupolmoment ($I > 1/2$), so führt die Wechselwirkung dieses Moments mit dem Gradienten des elektrischen Kristallfeldes zu Linienaufspaltungen und Linienverschiebungen. Die Quadrupolwechselwirkung stellt für diese Kerne außerdem einen starken Relaxationsmechanismus dar. Zur Untersuchung der Wechselwirkung der Kernquadrupolmomente mit dem inhomogenen elektrischen Kristallfeld wird oft die Methode der → Kernquadrupolresonanz angewendet.

In Metallen und Halbleitern beobachtet man eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen der Kerne, die durch Wechselwirkung der magnetischen Momente der Leitungselektronen mit den Kernen verursacht wird. Diese Verschiebung wird als *Knight-Shift* bezeichnet.

In Flüssigkeiten mitteln sich durch die schnelle Umorientierung und Diffusion der Moleküle die magnetischen Felder am Ort der

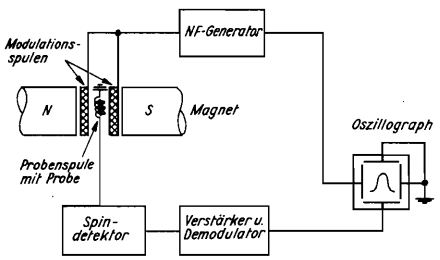
Atomkerne weitgehend aus. Die Kerne erfahren im Mittel nur sehr kleine magnetische Zusatzfelder. Infolgedessen sind die beobachteten Linien der m.n K. sehr schmal. Die Linienbreiten betragen im allgemeinen nur wenige mOe, sie sind somit um einige Größenordnungen kleiner als bei Festkörpern.

Für die Untersuchung flüssiger Proben hat sich ein selbständiges Teilgebiet der magnetischen Kernresonanzspektroskopie herausgebildet, die → hochauflösende Kernresonanz, mit deren Hilfe es möglich ist, wichtige Aussagen über Molekülstrukturen, chemische Reaktionen u. a. zu gewinnen.

An Stelle des hochfrequenten magnetischen Feldes, das bei Resonanz die Spinübergänge zwischen den Kern-Zeeman-Niveaus induziert, kann ein Ultraschallfeld verwendet werden. Im Resonanzfall wird Ultraschallenergie vom Spinsystem absorbiert, was zu einer experimentell nachweisbaren Dämpfung der Ultraschallwellen führt. Diese Methode bezeichnet man als *akustische Kernresonanz* (→ akustische paramagnetische Resonanz).

Oftmals benutzt man experimentelle Verfahren, bei denen durch zwei hochfrequente Felder verschiedener Frequenz die Resonanzen zweier Kernsorten angeregt werden, oder man strahlt gleichzeitig einen Kernresonanz- und einen Elektronenresonanzübergang ein. Diese als → Doppelresonanzmethoden bezeichneten Verfahren ergeben eine Reihe Informationen, die die Aussagen der reinen m.n K. und der reinen Elektronenspinresonanz ergänzen und erweitern. Gelegentlich werden auch optische Verfahren mit der m.n K. kombiniert (→ optisches Pumpen).

Experimenteller Nachweis. Der Nachweis der m.n K. ist mit Hilfe stationärer Verfahren oder Impulsmethoden möglich. Bei *stationären Verfahren* ist die Probe ständig dem hochfrequenten Magnetfeld ausgesetzt. Die zu untersuchende Probe befindet sich beim Kernresonanzspektrometer (Abb. 2) im Innern einer Probenspule,



2 Blockschaltbild eines einfachen Kernresonanzspektrometers

deren Achse senkrecht zur Richtung des konstanten magnetischen Felds orientiert ist. Die Spule bildet im einfachsten Falle die Induktivität eines durch eine geeignete Schaltung angeregten Hochfrequenzschwingkreises. Bei Resonanz, d. h., wenn die Resonanzfrequenz des Schwingkreises in der Nähe der Frequenz der Larmor-Präzession der Kerne liegt (→ paramagnetischer Resonanzeffekt), führt der Resonanzeffekt zu einer Verstimmung (Dispersionssignal) und zu einer Änderung der Güte des Schwingkreises (Absorptionssignal). Die Änderungen der Resonanzfrequenz des Schwingkreises und der Amplitude der Schwingungen können hochfrequenztechnisch durch geeignete Diskriminatoren in Spannungsänderungen umgewandelt werden, die dann registriert werden. Diese Aufgaben führt der Spindetektor aus. Als Spindetektoren werden Sender verwendet, bei denen also die Sondenspule einen Teil des Schwingkreises darstellt (*Autodyndetektoren*), oder Vierpolschaltungen, die von einem Hochfrequenzgenerator gespeist werden (*Brückendetektoren*). Anschließend folgt die Verstärkung und Demodulation.

Die infolge des Resonanzeffekts entstehenden Spannungen liegen bei 10^{-6} V. Um diese kleinen Signalspannungen nachweisen zu können, erzeugt man zusätzlich zum konstanten Magnetfeld mit Hilfe des Niederfrequenzgenerators und der Modulationsspule ein niederfrequentes Zusatzfeld (etwa 100 Hz). Dadurch erscheint das Kernresonanzsignal periodisch am Spindetektor. Nach der Demodulation und Verstärkung wird es auf dem Oszillographenschirm dargestellt. Die verwendeten Magnetfelder liegen bei 10 kOe $\approx 8 \cdot 10^5$ A/m, die entsprechenden Kernresonanzfrequenzen im MHz-Gebiet. Meist wird die Amplitude der Magnetfeldmodulation klein gegenüber der Kernresonanzlinienbreite gewählt. Nach einer schmalbandigen Verstärkung und einer phasenempfindlichen Gleichrichtung wird die erste Ableitung des Absorptionssignals registriert.

Bei den *Impuls-* oder *Spin-Echo-Verfahren* wird das hochfrequente Magnetfeld in Form kurzer HF-Impulse an die Probe gelegt. Diese Impulse drehen die Kernmagnetisierung der Probe um 90° oder 180°. Durch die präzedierenden Kernspins entsteht dann in einer Empfängerspule eine Induktionsspannung. Impulsmethoden werden in der m.n K. vor allem zur Untersuchung der Relaxationsprozesse, speziell zur Messung der Kernrelaxationszeiten, angewendet.

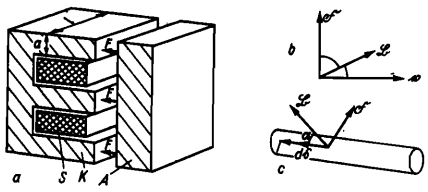
Lit. Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966); Lösche: Kerninduktion (Berlin 1957); Suhr: Anwendungen der kernmagnetischen Resonanz in der Chemie (Berlin, Heidelberg, New York 1965).

magnetische konjugierte Punkte, symmetrisch liegende Punkte in speziellen Magnetfeldkonfigurationen. Weisen Magnetfelder Spiegelungssymmetrien bezüglich einer Ebene auf, so existieren zu dieser Ebene symmetrisch liegende Punkte auf derselben Feldlinie des Magnetfeldes. Derartige Punkte werden als m. k. P. bezeichnet. Im engeren Sinne sind dies Punkte auf der Erdoberfläche, die auf derselben geomagnetischen Feldlinie liegen.

magnetische Kraft, 1) die zwischen zwei gleichnamigen magnetischen Einheitspolen entstehende abstoßende Kraft F: $F = \frac{\Phi_1 \Phi_2}{4\pi\mu r^2}$. Dabei bedeuten Φ_1, Φ_2 die magnetischen Flüsse, r den Abstand und μ die Permeabilität. Für einen Magneten (auch Elektromagneten, Abb.) wird $F = \frac{B^2 S}{\mu_0}$. Dabei bedeuten B die Luftspaltinduktion und S den Gesamtquerschnitt der

Luftspalte = $3a \cdot l$; a ist die Breite und l die Länge der Schenkel des Magneten.

2) die auf das Längenelement $d\vec{s}$ eines stromdurchflossenen linienhaften Leiters im homogenen Magnetfeld der Induktion $\vec{B}$ wirkende Kraft: $d\vec{F} = I(d\vec{s} \times \vec{B})$. Dabei ist I die Stromstärke. Die Kraft steht senkrecht auf der von der Induktion und dem Leiterelement $d\vec{s}$ gebildeten Ebene. Für einen geradlinigen, stromdurchflossenen Leiter wird $F = B \cdot I \cdot l \cdot \sin\alpha$. Dabei bedeuten l die Leiterlänge und α den Winkel zwischen Feld- und Stromrichtung.



Kraftwirkung im Magnetfeld: *a* Kraftwirkung auf den Anker *A* eines Elektromagneten. *S* stromdurchflossene Spule, *K* Eisenkern. *b* Rechtssystem $\vec{v}$, $\vec{B}$, $\vec{F}$. $\vec{v}$ Geschwindigkeit der positiven Ladungsträger, $\vec{B}$ Induktion, $\vec{F}$ Kraftwirkung. *c* Kraftwirkung auf einen stromdurchflossenen Leiter im Magnetfeld. $\alpha = \sphericalangle(\vec{B}, d\vec{s}) < 90°$

3) Auf eine mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ im homogenen Magnetfeld $\vec{B}$ bewegte Ladung Q wird die Kraft $\vec{F} = Q(\vec{v} \times \vec{B})$ ausgeübt. Geschwindigkeit, Induktion und Kraft bilden ein Rechtssystem (Abb.). Weicht im allgemeinen Falle der Winkel α zwischen Bewegungs- und Feldrichtung von 90° ab, so erhält man $F = B \cdot Q \cdot v \cdot \sin\alpha$.

magnetische Kraftflußdichte, svw. magnetische Flußdichte.

magnetische Kraftlinien, svw. magnetische Feldlinien.

magnetische Kühlung, svw. Entmagnetisierung 3).

magnetische Monopole, hypothetische Teilchen, die „magnetische" Ladung tragen. M. M. wurden von Dirac (1931) eingeführt, um die Asymmetrie der Maxwellschen Gleichungen bezüglich elektrischer und magnetischer Ladungen, für die bisher kein Symmetrieprinzip gefunden werden konnte, zu beheben. Dabei zeigte sich, daß die elektrische Elementarladung e und die magnetische Einheitsladung g der Quantisierungsvorschrift $e \cdot g = n \cdot h$ genügen müssen, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und $n = \pm 1, \pm 2, \ldots$ ist; die Existenz m.r M. würde damit zugleich die bisher unverständliche Quantelung der elektrischen Ladung erklären. Quantenfeldtheoretische Rechnungen von Schwinger (1965) ergaben bis auf einen Faktor 2 dasselbe Ergebnis. Die Existenz der Quarks (→ Quarkmodell) würde wegen der Drittelzahligkeit ihrer Ladung einen weiteren Faktor 3 ergeben.

Zwei entgegengesetzt geladene m. M. müßten sich sehr viel stärker als zwei entgegengesetzt elektrisch geladene Teilchen, z. B. Elektron und Proton, anziehen; das Verhältnis der entsprechenden Anziehungskräfte $\vec{F}_g$ bzw. $\vec{F}_e$ ist $F_g^{\pm}/F_e^{\pm} = (2 \cdot 3)^2 \cdot 4700$, je nachdem, ob die o. a. Faktoren mitzunehmen sind oder nicht. Die Wechselwirkung m.r M. liegt also mindestens in der Größenordnung der starken Wechselwirkung, die etwa 2000mal stärker als die elektromagnetische Wechselwirkung ist oder bei Existenz des Quarks wesentlich darüber. Wegen der größenordnungsmäßigen Übereinstimmung der superstarken Wechselwirkung der Quarks mit der m.r M. wurde auch vermutet, daß die Quarks Träger magnetischer Einheitsladungen g seien. Nachgewiesen wurden bisher m. M. ebensowenig wie Quarks und müßten daher wie jene Massen über 3 GeV haben.

magnetische Nachwirkung, → Nachwirkung 1).

magnetische Polarisation, → magnetische Flußdichte.

magnetische Polstärke, magnetostatische Größe, die der elektrischen Ladung in der Elektrostatik entspricht. Die Magnetpole sind in Analogie zu den elektrischen Ladungen die gedachten Quellen bzw. Senken des magnetischen Feldes. Ebenso wie zwischen zwei elektrischen Ladungen Kräfte auftreten, wirken auch zwischen zwei Magnetpolen Kräfte, die in gleicher Weise von der Stärke p der Pole abhängen wie die Coulombschen Kräfte der Elektrizitätslehre von der Größe der Ladung (→ Coulombsches Gesetz 2). Im Gegensatz zur Existenz freier Ladungen gibt es in der Natur keine isolierten Magnetpole. Deshalb wird die m. P. indirekt durch den magnetischen Fluß gemessen, der von einem Magnetpol ausgeht. Die m. P. hat somit die Einheit Weber bzw. Voltsekunde.

magnetische Punktgruppe, → magnetische Raumgruppe.

magnetischer Äquator, geschlossene Verbindungslinie um den Erdball durch alle die Orte, an denen die Inklination des erdmagnetischen Vektors (→ Erdmagnetismus) gleich Null ist. Der magnetische Ä. fällt nicht mit dem geographischen Äquator zusammen.

magnetische Raumgruppe, die Gruppe von Transformationen, die einen gegebenen magnetischen Kristall in sich überführen. Charakteristisch für die Symmetrie der magnetischen Kristalle ist, daß diese im Gegensatz zu den unmagnetischen Kristallen bei der Zeitumkehrtransformation nicht in sich übergehen, da sich bei dieser Transformation die magnetischen Momente umkehren. Es existieren jedoch räumliche Transformationen, die, kombiniert mit der Zeitumkehrtransformation, einen magnetischen Kristall in sich überführen. Die Zahl der m.n R.n, die durch solche Kombinationen gebildet werden können, beträgt 1651; man nennt diese Gruppen *Schubnikow-Gruppen*.

Für die Untersuchung der makroskopischen Eigenschaften eines magnetischen Kristalls ist die Kenntnis der Translationssymmetrie des Kristallgitters meist belanglos, so daß man mit der *magnetischen Punktgruppe*, die nur Kombinationen von Drehungen, Spiegelungen und Zeitumkehr enthält, auskommt. Die Zahl der magnetischen Punktgruppen und daher der magnetischen Kristallklassen ist 122.

magnetischer Dipol, → Dipol 2).

magnetischer Fluß, *magnetischer Induktionsfluß,* veraltet *magnetischer Kraftfluß*, Φ, der Fluß der magnetischen Induktion (Flußdichte) $\vec{B}$ =

$\mu_0\mu_r\vec{H}$, der eine Fläche A durchsetzt: $\Phi = \int_A \vec{B}\,d\vec{A}$. Dabei bedeuten μ_0 die magnetische Feldkonstante, μ_r die relative Permeabilität, $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke und $d\vec{A}$ das Flächenelement mit der vektoriellen Orientierung nach der Außenseite der Fläche bzw. in Richtung der als positiv definierten Flußrichtung. Wegen des Fehlens wahrer magnetischer Mengen ist der magnetische F. durch eine beliebige geschlossene Fläche stets Null:

$$\Phi = \oint \vec{B}\,d\vec{A} = 0.$$

Der magnetische F. wird mit Hilfe der Erscheinung der elektromagnetischen → Induktion eingeführt. Ändert sich der magnetische F. durch eine Leiterschleife, die die Fläche A umschließt, während der Zeit t um Φ, so wird in der Leiterschleife ein Spannungsstoß $\int_0^t U\,dt$ induziert, der betragsmäßig gleich der Flußänderung ist. Dabei bedeutet U die elektrische Spannung. Die Flußrichtung folgt aus dem Vorzeichen der Flußänderung und dem Vorzeichen der induzierten Spannung.

Die Einheit des magnetischen Flusses ist das Weber, Wb; 1 Wb = 1 Vs.

Ein „eingefrorener" m. F. kann in nichtsupraleitenden Bereichen, Löchern oder Hohlräumen enthalten sein, die von einem mehrfach zusammenhängenden Supraleiter umgeben sind. Da der magnetische F. in einen Supraleiter 1. Art nicht einzudringen vermag, kann er aus derartigen Hohlräumen nicht entweichen und bleibt so lange „eingefroren", bis ein Übergang zur Normalleitfähigkeit erfolgt. Ein nichtidealer Supraleiter 2. Art kann einen eingefrorenen magnetischen F. enthalten, ohne Löcher zu haben, da in ihm die Flußschläuche durch Pinning-Zentren festgehalten werden und so z. T. auch nach dem Abschalten eines äußeren Magnetfeldes in dem nichtidealen Supraleiter 2. Art verbleiben (→ Flußquantisierung, → Schwamm-Modell).

magnetischer Formfaktor, → elektromagnetische Formfaktoren.

magnetischer Kreis, eine in sich geschlossene Anordnung zur weitgehenden Führung und Bündelung des magnetischen Flusses mit dem Ziel, eine hohe magnetische Flußdichte zu erreichen. Der magnetische K. besteht aus Stoffen hoher Permeabilität (Eisen, Ferrit u. a.) und kann gegebenenfalls auch einen oder mehrere schmale Luftspalte enthalten. Bei guter Bündelung des Flusses kann der außerhalb des magnetischen K.es verlaufende Fluß, der Streufluß, meist vernachlässigt werden, so daß mit einem über den magnetischen K. konstanten Fluß gerechnet werden kann. Nach dem Durchflutungsgesetz ist die Durchflutung $\Theta = n \cdot I$ gleich der magnetischen Umlaufspannung $\oint \vec{H}\,d\vec{s}$. Dabei sind n die Windungszahl der den magnetischen K. erregenden Spule, I der Strom durch die Spule, $\vec{H}$ das magnetische Feld und $d\vec{s}$ das Linienelement auf der umlaufenen Kurve. Setzt sich der magnetische K. aus einzelnen, hintereinander liegenden Teilstücken von der Länge l_i und vom Querschnitt A_i zusammen, so folgt wegen der Konstanz des magnetischen Flusses Φ über den magnetischen K. und wegen der Verknüpfung des Flusses mit der magnetischen Induktion $\vec{B}$ und mit dem magnetischen Feld $\vec{H}$ durch $\Phi = BA = \mu_0\mu_r HA$ nach Summation über die Teilstücke des magnetischen K.es die Beziehung

$$\Theta = nI = \sum_i H_i l_i = \Phi \sum_i \frac{1}{\mu_0\mu_r}\frac{l_i}{A_i} = \Phi \sum_i R_{mi}.$$

Dabei bedeuten μ_0 die magnetische Feldkonstante und μ_r die relative Permeabilität, $\vec{B}$ durchsetze senkrecht die Fläche A. In Analogie zum ohmschen Gesetz für elektrische Ströme bezeichnet man diese Beziehung als das *ohmsche Gesetz des Magnetismus*. Es verknüpft die magnetische Spannung $U_m = \int_1^2 \vec{H}\,d\vec{s}$ in jedem Stück des magnetischen K.es mit dem magnetischen Fluß Φ. Dabei heißt $R_m = \frac{1}{G_m} = \frac{1}{\mu_0\mu_r}\frac{l}{A}$ der *magnetische Widerstand*, sein reziproker Wert G_m der *magnetische Leitwert*. Die Einheit des magnetischen Widerstandes ist Eins je Henry, die des magnetischen Leitwertes Henry (H). Der magnetische Widerstand ist umgekehrt proportional der Permeabilität $\mu_0\mu_r$ des Materials ($1/\mu_0\mu_r$ kann als spezifischer magnetischer Widerstand aufgefaßt werden), woraus sich die oben erwähnte, den Fluß bündelnde Eigenschaft hochpermeabler Stoffe erklärt. Zugleich erhöht der magnetische K. mit der relativen Permeabilität μ_r bei vorgegebener Durchflutung den magnetischen Fluß gegenüber dem Vakuum ($\mu_r = 1$) um den Faktor μ_r.

Magnetische K.e werden beispielsweise in Transformatoren, Drosseln, Relais u. ä. angewendet. Eine besondere Bedeutung hat der magnetische K. im Elektromagnet zur Erzeugung hoher magnetischer Felder im Luftspalt zwischen den Polschuhen.

Speziell in elektrischen Maschinen und Geräten wird das Magnetfeld vom Magnetisierungsstrom in der Feldwicklung erregt. Bei Dauermagneterregung ist der Dauermagnet Bestandteil des magnetischen K.es. Um den Magnetisierungsstrom klein zu halten, besteht der magnetische K. weitgehend aus ferromagnetischem Material. Ausnahme ist der Luftspalt bei elektrischen Maschinen und elektromagnetischen Betätigungsgeräten, bei denen der magnetische K. ein stillstehendes und ein bewegliches Konstruktionsteil enthält.

Werden die ferromagnetischen Teile von einem Wechselfeld durchsetzt bzw. bewegen sie sich in einem Gleichfeld, so werden sie aus lack- oder papierisolierten Dynamoblechen zusammengesetzt, d. h. lamelliert, um die Wirbelstromverluste zu vermindern.

Für die Berechnung wird der magnetische K. als Reihen- und Parallelschaltung von Einzelteilen, wie Luftspalt, Kern bzw. Polkern, Joch u. a., angesetzt.

magnetischer Leitwert, → magnetischer Kreis.

magnetischer Pincheffekt, → Höchststromentladung.

magnetischer Schutz, svw. magnetische Schirmwirkung.

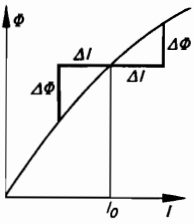
magnetischer Speicher, System, bei dem die remanente Magnetisierung ferro- und ferrimagnetischer Stoffe zur Speicherung von Informationen ausgenutzt wird. Während bei *Digitalspeichern* die beiden remanenten Zustände bistabiler magnetischer Elemente die Speicherung einer Dualzahl ermöglichen, muß bei *Analogspeichern* eine eindeutige, von der Vorgeschichte unabhängige Zuordnung zwischen Remanenz und Signal durch Ausnutzung der idealen Magnetisierungskurve gewährleistet werden. Die wichtigsten Formen sind als Digitalspeicher → Magnettrommel, → Kernspeicher und → Dünnschichtspeicher, als Digital- oder Analogspeicher das → Magnetband — je nach Eigenschaften der magnetischen Schicht. Magnetische S. werden in der Fernmeldetechnik, bei der Programmsteuerung von Maschinen und in der elektronischen Datenverarbeitung verwendet.

magnetischer Spiegel, → Magnetfalle.

magnetischer Stern, ein Stern, bei dem ein Magnetfeld nachgewiesen wurde. Die Messungen erfolgen mit Hilfe des Zeeman-Effektes. Die gemessenen Feldstärken betragen bis zu 35000 G, sind aber vielfach veränderlich. Es wurden sogar Umpolungen des Magnetfeldes beobachtet.

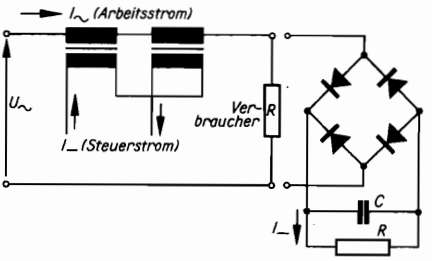
magnetischer Umwandlungspunkt, Temperatur, bei der die magnetische Struktur verändert oder aufgelöst wird. Magnetische U.e sind z. B. die Curie-Temperatur, die Néel-Temperatur oder die Temperatur, bei der der ferromagnetische Zustand in den antiferromagnetischen übergeht.

magnetischer Verstärker, *Transduktor*, ein Gerät, eine Baugruppe o. ä. zur Verstärkung von niederfrequenten Wechselströmen und von Gleichströmen, das den nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem magnetischen Fluß Φ und der magnetisierenden Stromstärke I in einer Eisendrossel ausnutzt (Abb. 1). Magnetisiert man die Drossel über eine zusätzliche Gleichstromwicklung vor, so sieht man, daß sich die differentielle Induktivität $\frac{d\Phi}{dI}$ der Drosselspule ändert. Dadurch kann ein Wechselstromwiderstand ωL mit Hilfe eines Gleichstromes gesteuert werden. Durch die Entwicklung von Eisensorten mit fast rechteckiger Magnetisierungskurve ist es möglich geworden, mit sehr kleinen Gleichstromleistungen sehr hohe Wechselstromleistungen zu steuern. Nach diesem Prinzip arbeitet die älteste Form der Steuerung eines magnetischen V.s, die Induktivitätssteuerung (Abb. 2).



1 Abhängigkeit des magnetischen Flusses Φ in einer Eisendrossel von der magnetisierenden Stromstärke I

Für die technische Ausführung der Schaltung werden zwei Kerne benötigt, deren Steuerwicklungen gegensinnig in Reihe geschaltet sind, damit sich die auf die Steuerseite transformierten Wechselspannungen aufheben. Die zur Steuerung benötigte Gleichstromleistung beträgt nur einen Bruchteil der gesteuerten Leistung im Arbeitskreis, so daß eine Verstärkerwirkung zustande kommt. Verstärkte Gleichströme erhält man, indem anstelle des Verbrauchers eine Gleichrichterschaltung mit angeschlossenem Verbraucher in den Arbeitskreis



2 Induktivitätssteuerung eines magnetischen Verstärkers

geschaltet wird (Abb. 2). Bei der Sättigungswinkelsteuerung werden Trockengleichrichter mit guten Sperreigenschaften, d. h. geringen Rückströmen, zu den Drosseln in Reihe geschaltet. Werden Spezial-Eisensorten mit einem scharfen Sättigungsknick in der magnetischen Kennlinie verwendet, so kann durch die Vormagnetisierung der Kerne die Durchlaßzeit der Gleichrichter gesteuert werden. Ihre Arbeitsweise ist mit der von gittergesteuerten Schaltdioden (Thyristoren, Thyratrons) vergleichbar.

Transduktoren werden in der Steuerungs- und Regelungstechnik als Leistungsverstärker und auch als Meßverstärker häufig angewandt. Ihr Hauptnachteil liegt in der durch die Trägheit des magnetischen Flusses bedingten Zeitverzögerung zwischen der Änderung des Steuerstromes und der des Arbeitsstromes. Für trägheitslose Verstärkung sind magnetische V. nicht geeignet. Von Vorteil ist dagegen die galvanische Trennung von Steuer- und Arbeitskreis sowie der robuste Aufbau, der praktisch keinem Verschleiß unterliegt.

magnetischer Widerstand, → magnetischer Kreis.

magnetischer Widerstandseffekt, Änderung des elektrischen Widerstandes magnetischer Stoffe durch magnetische Einflüsse. Zwei Beiträge sind zu unterscheiden: 1) Die Streuung der Leitungselektronen an den atomaren magnetischen Spinmomenten verursacht eine Erhöhung des elektrischen Widerstands. Sie hängt stark vom Grad der Spinordnung und dem Betrag der atomaren magnetischen Momente ab. Sinkt die Temperatur z. B. unter die Curie-Temperatur, so ergibt sich wegen der einsetzenden Spin-Ordnung eine besonders starke Widerstandsabnahme. 2) Die Drehung der spontanen Magnetisierung durch äußere Felder führt zu einer Änderung des elektrischen Widerstands (Magnetowiderstand) bis zu einigen Prozent bei Raumtemperatur. Dieser Effekt zeigt Hysterese und wird bei tiefen Temperaturen (Restwiderstand) wesentlich verstärkt. Großen Einfluß auf den Magnetowiderstand übt die magnetische Bezirksstruktur im entmagnetisierten Zustand aus.

Über die Wirkung äußerer Magnetfelder → Magnetowiderstand.

magnetischer Zugeffekt, die Änderung der Remanenz in einem ferromagnetischen Material durch eine von außen angelegte Zugspannung. Der Effekt beruht auf der Änderung der Richtungsverteilung der spontanen Magnetisierung der Weißschen Bezirke durch die Zug-

spannung. Es entsteht eine Erhöhung der Remanenz bei positiver → Magnetostriktion und eine Abnahme der Remanenz bei negativer Magnetostriktion. Bei verschwindender Magnetostriktion ist kein m. Z. zu beobachten.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

magnetische Sättigung, Zustand einer ferromagnetischen Probe, in dem die spontane Magnetisierung aller Weißschen Bezirke parallel zum Feld ausgerichtet ist. Mit wachsender Feldstärke nähert sich die Magnetisierung einem Grenzwert, der als *Sättigungsmagnetisierung* M_s bezeichnet wird, praktisch mit der → spontanen Magnetisierung übereinstimmt und die gleiche Temperaturabhängigkeit hat. In der Nähe der Curie-Temperatur θ ist das Quadrat der Sättigungsmagnetisierung proportional $\theta - T$. Im übrigen Temperaturbereich gilt $M_s = M_{abs} \times (1 - cT^n)$, wobei n Werte zwischen 2 und 3/2 annimmt. Die absolute Sättigung M_{abs} wird in einem unendlich hohen Feld gemessen und ist gleich der spontanen Magnetisierung am absoluten Nullpunkt. Die störungsunabhängige Sättigungsmagnetisierung gilt als eine wichtige Stoffkonstante, deren Betrag von großer Bedeutung für die Anwendung ist. Von Eisen-Kobalt-Legierungen sind Höchstwerte der m.n S. von 2,48 Vs/m² bekannt, die nur noch von seltenen Erdmetallen, z. B. Gadolinium, bei tiefen Temperaturen übertroffen werden. Die m. S. beträgt bei Raumtemperatur für Eisen 2,16 und für Nickel 0,61 Vs/m².

Der Quotient aus Sättigungsmagnetisierung und Dichte wird als *spezifische m. S.* σ bezeichnet.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

magnetische Schirmwirkung, *magnetischer Schutz*, die Abschirmung eines magnetischen Feldes durch hochpermeable Stoffe. Bringt man einen aus hochpermeablem ferromagnetischem Material (→ magnetische Werkstoffe) bestehenden Hohlkörper in ein Magnetfeld, so wird im Innern die Feldstärke H_i viel kleiner als im Außenraum sein. H_i ist die Differenz von äußerem Feld H_a und entmagnetisierendem Feld. Damit ergibt sich $H_i = H_a/(1 + N \cdot \chi)$. Dabei ist N der Entmagnetisierungsfaktor und χ die Suszeptibilität. Für nicht verschwindenden Entmagnetisierungsfaktor und großes χ kann man im Inneren also einen fast feldfreien Raum erreichen.

magnetisches Feld, ein Raumgebiet, in dem jedem Punkt eine magnetische Feldstärke zugeordnet ist. Magnetische F.er sind an das Vorhandensein bewegter elektrischer Ladungen oder schnell veränderlicher elektrischer Felder (→ elektromagnetisches Feld) gebunden. Magnetische F.er treten in der Umgebung von stromdurchflossenen Leitern und Dauermagneten auf. Verursacht wird das magnetische F. der Dauermagnete letzten Endes durch die inneratomaren Ströme der sich bewegenden Elektronen. Diese Ströme entsprechen den Ampèreschen Kreisströmen. Die Stärke und die Richtung des magnetischen F.es wird durch den Vektor der magnetischen Feldstärke gekennzeichnet (→ Magnetismus).

Veranschaulicht wird das magnetische F. mit Hilfe von Feldlinien, die im Falle starker Felder mittels Eisenfeilspänen sichtbar gemacht werden können. Die Messung magnetischer F.er kann z. B. erfolgen durch die Messung des Drehmomentes, das auf einen kleinen Probemagnet mit bekanntem Moment ausgeübt wird, durch die Messung der Änderung des spezifischen Widerstandes bestimmter Substanzen (Wismut, Indiumantimonid) im Magnetfeld, durch Hall-Effekt-Messungen und unter Ausnutzung des Zeeman-Effektes durch Kernresonanzmessungen bzw. nach der Methode des optischen Pumpens.

magnetisches Horn, *Neutrinohorn*, Gerät zur Bündelung von Teilchen verschiedener Impulse. Dadurch wird z. B. eine hohe Intensität von Neutrinostrahlen erreicht. Das Prinzip entspricht der Wirkungsweise eines Schalltrichters. Die π- und K-Mesonen, bei deren Zerfällen die Neutrinos entstehen, werden durch ein Magnetfeld gebündelt, das durch einen starken Strom in Längsrichtung eines hornförmigen Leiters erzeugt wird.

magnetisches Kriechen, Instabilität des Magnetisierungszustandes dünner magnetischer Schichten gegenüber der gleichzeitigen Einwirkung aufeinander senkrechter magnetischer Gleich- und Wechselfelder. Das magnetische K. beruht auf der unterschiedlichen Wirksamkeit von Hindernissen gegenüber → Néel-Wänden entgegengesetzter Polarität und der Verschiebung von Bloch-Linien durch das Wechselfeld. Das magnetische K. beeinträchtigt die Zuverlässigkeit von Dünnschichtspeichern.

magnetisches Moment, 1) → Dipol 2).

2) → atomares magnetisches Moment.

3) *anomales m. M. des Elektrons*, die durch Präzisionsexperimente genau ermittelte Abweichung des magnetischen Moments eines Elektrons μ_{el} von 1 Bohrschen Magneton, die von der Quantenelektrodynamik erklärt und zusammen mit der Lamb-Verschiebung eine ihrer wesentlichsten experimentellen Bestätigungen darstellt (→ Wasserstoffspektrum).

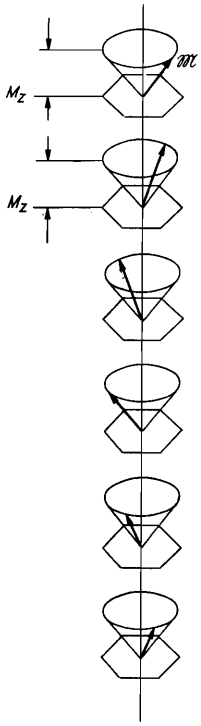
4) *m. M. der Elementarteilchen*, eine mit dem → Spin $J \neq 0$ verknüpfte Eigenschaft der Elementarteilchen. Das magnetische M. der Elementarteilchen hat die Richtung des Spins; sein Betrag setzt sich aus dem normalen, nur von der Gesamtladung abhängenden, und dem anomalen, von der Ladungsverteilung ausgedehnter Teilchen (→ elektromagnetische Formfaktoren) herrührenden magnetischen M. zusammen. Das magnetische Moment der Elektronen wird als → Bohrsches Magneton bezeichnet; die → Quantenelektrodynamik liefert jedoch hierzu einige in bester Übereinstimmung mit dem Experiment stehende Korrekturen. Die magnetischen Momente der Nukleonen weichen wegen der ausgeprägten Struktur der Nukleonen erheblich vom normalen magnetischen Moment, dem → Kernmagneton, ab; Neutronen und Λ-Hyperonen haben nur ein anomales magnetisches Moment, da ihre Gesamtladung Null ist (→ Elementarteilchen, Tab. A).

magnetische Spannung, → magnetischer Kreis.

magnetisches Potential, → Potential.

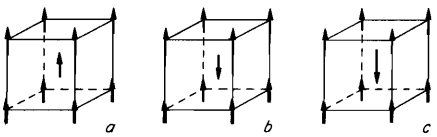
magnetisches Spektrum

magnetisches Spektrum, im engeren Sinne die Frequenzabhängigkeit der komplexen Permeabilität, im weiteren Sinne die Frequenzabhängigkeit jeder magnetischen komplexen Größe, z. B. Induktion, Magnetisierung. Das magnetische S. wird von niedrigen Frequenzen (Bruchteile eines Hertz) bis ins Infrarotgebiet beobachtet. Besonders charakteristisch sind die natürlichen Resonanzen, d. s. ferromagnetische Resonanzen im magnetischen Anisotropiefeld, Nachwirkungseffekte und Bloch-Wand-Resonanzen, denen ein Maximum im Imaginärteil der Permeabilität entspricht. Das magnetische S. erlaubt also Aussagen über die verschiedenen Magnetisierungsprozesse, ihre Aktivierungsenergie, die Anisotropiekonstanten u. ä.



2 Helikoidale Strukturen. $|\vec{M}|$ = konst., M_z = konst.

magnetische Struktur, 1) die räumliche Anordnung und Orientierung der atomaren magnetischen Momente in einem Kristall (→ magnetische Raumgruppe). Von der m.n S. hängen unter anderem auch die makroskopischen magnetischen Eigenschaften ab. Die m. S. wird experimentell mit der magnetischen Neutronenstreuung bestimmt. Man unterscheidet folgende m. S.en: I) *Kollineare Strukturen* (Abb. 1a bis

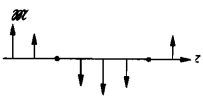


1 Kollineare Strukturen: *a* ferromagnetische, *b* antiferromagnetische, *c* ferrimagnetische Struktur

c): a) Bei den *ferromagnetischen Strukturen,* z. B. in Eisen, Kobalt, Nickel oder Gadolinium, sind gleichgroße Momente parallel angeordnet. b) Bei den *antiferromagnetischen Strukturen,* z. B. im Mangan(II)- oder Nickel(II)-oxid, sind gleichgroße Momente antiparallel angeordnet, so daß die resultierende Magnetisierung verschwindet. c) Bei den *ferrimagnetischen Strukturen,* z. B. in Fe_3O_4 oder $NiO \cdot Fe_2O_3$, stehen die Momente antiparallel, sind aber verschieden groß, so daß eine resultierende Magnetisierung übrigbleibt.

II) *Helikoidale Strukturen* (Abb. 2). Im Fall $M_z \neq 0$ liegt eine ferromagnetische, für $M_z = 0$ eine antiferromagnetische Spirale vor. Die Periode der Spirale ist im allgemeinen kein Vielfaches der Gitterperiode. Im Gegensatz zu III) ist das atomare magnetische Moment $|\vec{M}|$ von Gitterplatz zu Gitterplatz hier konstant.

III) *Zykloidale Strukturen* (Abb. 3). Das magnetische Moment der Atome zeigt — obwohl diese sich auf völlig äquivalenten Plätzen befinden — eine periodische Modulation. Zykloidale Strukturen treten in Chrom und seinen Legierungen auf (→ Spindichtewellen).



3 Transversale Spindichtewelle

2) svw. Bezirksstruktur.

magnetische Suszeptibilität, → Suszeptibilität.

magnetische Verluste, → Eisenverluste.

magnetische Waage, Meßgerät zur Bestimmung magnetischer Momente M mittels mechanischer Kräfte. Ein inhomogenes Magnetfeld übt auf eine Probe die Kraft F aus, die dem Feldstärkegradienten dH/dx proportional ist: $F = M \cdot (dH/dx)$. Die m. W. wird besonders für temperaturabhängige Messungen eingesetzt.

magnetische Werkstoffe, wichtige Gruppe von Spezialwerkstoffen für Elektrotechnik, Elektronik und Gerätebau. Die vielseitigen Forderungen an Nichtlinearität, Verluste, Permeabilität, Energiedichte, Mikrowellenverhalten bis zu mechanischen Eigenschaften führten zur Entwicklung zahlreicher m.r W.

Nach der Koerzitivfeldstärke H_c unterscheidet man *weichmagnetische Werkstoffe* ($H_c < 10$ A/cm; Tab. 1) und *hartmagnetische Werkstoffe* ($H_c > 10$ A/cm; Tab. 2). Während Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur störunempfindlich sind und nur von Zusammensetzung und Kristallgitter abhängen, zeigen alle Hystereseeigenschaften eine große Störempfindlichkeit gegenüber Herstellungsparametern und Gefügeeinflüssen. Die Abhängigkeit von der Kristallorientierung wird bei den Texturen technisch ausgenutzt. Bedingungen zur Erzielung weichmagnetischer Eigenschaften sind: homogenes, spannungsfreies Gefüge mit hohem Reinheitsgrad; Schlußwärmebehandlung bei Temperaturen bis 1200 °C zur Reinigung und Ausheilung von Fehlstellen. Bedingungen zum Erreichen hartmagnetischer Eigenschaften sind heterogener Gefügeaufbau durch Ausscheidungen, Umwandlungen oder Ordnungsvorgänge. Die magnetische Wirkung hängt hierbei von Verteilung, Menge und Größe der heterogenen Phase ab.

Nach Anwendung und Eigenschaften lassen sich die m.n W. folgendermaßen einteilen: 1) *Elektroblech* (*Transformatoren-* und *Dynamoblech*). Die Forderungen des Elektromaschinen- und Transformatorenbaus sind auf geringe Ummagnetisierungsverluste und hohe Induktionen gerichtet. Im großen Umfang werden dafür Eisen-Silizium-Legierungen mit 0,5 bis 4,5% Silizium benutzt, wobei isotrope (warmgewalzte) Bleche und anisotrope (kaltgewalzte) Großtexturbänder mit einer Längsvorzugsrichtung zum Einsatz gelangen. Der Ummagnetisierungsverlust $V_{1,0}$ beträgt 0,4 W/kg. Würfellagentexturen mit 2 Vorzugsrichtungen sind entwickelt.

2) *Spulen- und Übertragerwerkstoffe* werden in Nachrichtentechnik und Elektronik wegen hoher Anfangspermeabilität μ_a und geringer Verluste angewendet. Hohe μ_a-Werte haben Nickel-Eisen-Legierungen (Permalloy) mit 50 bis 80% Ni. Aus der Theorie abgeleitete Forderungen für hochpermeable Legierungen sind Kristallenergie $E_k \to 0$ und Magnetostriktion $\Delta l \to 0$. Sie werden im Bereich um 80% Nickel mit Zusätzen von Molybdän, Kupfer und Chrom realisiert, z. B. Supermalloy $\mu_a > 10^5$. Einen flachen Permeabilitätsanstieg erreichen Eisen-Nickel-Legierungen mit 36% Nickel sowie Eisen-Kobalt-Nickel-Legierungen nach einer Magnetfeldglühung in Querrichtung. Bei Übertragern wird auch die geringere Permeabilität der Eisen-Silizium-Bleche ausgenutzt. Eisen-Aluminium-Legierungen mit 16% Aluminium (Alfenol) zeigen neben günstigen Permeabilitäten hohe mechanische Härte und Verschleißfestigkeit (Magnetköpfe).

Die Hochfrequenztechnik wendet Pulver- oder Massekerne für Filter und Übertrager an. Vorteilhaft ist die Konstanz der Permeabilität mit der Aussteuerung und die Verbesserung der Temperaturabhängigkeit. Nachteilig ist die Permeabilitätserniedrigung auf $\mu = 20$ bis 120 durch innere Scherung. In zunehmendem Umfang werden *Ferritkerne* infolge ihrer höheren Permeabilität und geringeren Verlustfaktoren als Mangan-Zink-, Nickel-Zink- und Sonder-Ferrite eingesetzt. Die magnetischen Eigenschaften lassen sich dem Frequenzbereich und Temperaturverhalten anpassen. Bedeutendste Eigenschaft gegenüber metallischen Werkstoffen ist der um über sieben Größenordnungen höhere spezifische Widerstand. Die geringere Sättigungsmagnetisierung von 40 bis 60 μVs/cm^2 wirkt nachteilig.

3) *Relaiswerkstoffe*. Aus der Arbeitsweise elektromagnetischer Schaltgeräte lassen sich Anforderungen für die m.n W. ableiten: hohe Induktion (Anzugskraft) und geringe Koerzitivfeldstärke (Ankerabfall). Vorwiegend werden technische Eisensorten mit $H_c = 0{,}5$ bis 1,5 A/cm eingesetzt. Durch Ausscheidungen entstehen Alterungseffekte, wobei H_c ansteigt. In polarisierten Relais werden Eisen-Nickel-Legierungen mit kleinerem H_c benutzt. Höchste Sättigungsinduktionen zeigen Eisen-Kobalt-Legierungen mit 35 bis 50 % Kobalt (Polschuhe). Sie haben eine hohe reversible Permeabilität bei starker Vormagnetisierung (Telefon-Membranen).

4) *Werkstoffe für magnetische Speicher und Schalter* sowie *Zähl-, Verstärker-* und *Steuerungselemente* nutzen die Nichtlinearität der Hystereseschleife aus. Rechteckförmige Hystereseschleifen mit hohem Remanenz-Sättigungsverhältnis $B_r/B_s \geqq 0{,}9$ werden durch Texturbildung, Magnetfeldglühung oder durch spontane Rechteckigkeit (Kristallenergie $\gg$ magnetoelastische Energie) hergestellt. Anisotrope Eisen-Nickel-Bleche (Würfellagentextur) und Eisen-Silizium-Bleche werden in Magnetverstärkern und Transduktoren verwendet. Diese sind Anordnungen von Spulen mit ferromagnetischem Kern, deren Hystereseschleife zur Regelung von Wechselstromkreisen unsymmetrisch ausgesteuert wird.

Für Speicheraufgaben werden Schaltzeiten von μs durch Verringerung der Abmessung auf Banddicken von 2 μm erreicht (Folienkerne). Die *Kernspeicher* sind aber vorwiegend mit Rechteckferriten auf der Basis von Mangan-Magnesium-Ferrit aufgebaut, wobei der Ringkern-Durchmesser bei 1 mm liegt. Für Transfluxoren werden Ferritwerkstoffe mit spontaner Rechteckschleife eingesetzt. Diese Speicherkerne sind durch verschiedene Öffnungen in mehrere Magnetkreise unterteilt. Da der Magnetfluß auf andere Kreise übertragen werden kann, sind die eingespeicherten Informationen zerstörungsfrei lesbar.

Eine breite Anwendung in der Audio-, Video- und Digitaltechnik haben *Magnetbandspeicher* erfahren. Das Magnetband besteht aus einem dünnen Polyesterband, auf dem eine hartmagnetische Schicht von 10 bis 25 μm Dicke aus Eisen(III)-oxid-Teilchen aufgebracht ist ($H_c =$ 240 A/cm). Durch ein Magnetfeld beim Aufbringen der Pulverteilchen werden diese parallel ausgerichtet und die Remanenz wird erhöht. Auch feinkörniges Chrom(IV)-oxid wird als hartmagnetische Schicht verwendet. Zur Aufzeichnung und Wiedergabe muß das Magnetband an einem Magnetkopf vorbeigeführt werden, der elektrische Signale in eine magnetische Feldstärke (Streufeld am Luftspalt) und umgekehrt umwandelt. Nach gleichem Prinzip arbeiten Magnetplattenspeicher und Trommelspeicher. Die Dünnschichtspeicher verwenden weichmagnetische Permalloy-Legierungen mit einachsiger Vorzugsrichtung. Dünne Schichten bis 300 nm werden durch Drehprozesse ummagnetisiert, die hysteresefrei mit kurzen Schaltzeiten von ns ablaufen.

5) *Dauermagnete* sind hartmagnetische Werkstoffe zur Felderzeugung in Meßgeräten und Lautsprechern sowie für den Einsatz als Haftmagnete. Wichtigstes Kriterium ist die magnetische Energiedichte $(BH)_{max}$. Sie kann durch hohe Koerzitivfeldstärken H_c und Remanenzwerte B_r gesteigert werden. Alnico-Magnete auf der Basis von Aluminium-Nickel-Kobalt-Eisen mit $H_c \approx 500$ A/cm, bei Zusätzen von Titan bis 1600 A/cm, sind am weitesten verbreitet. Die hartmagnetischen Eigenschaften werden durch gerichtete Ausscheidungen einer zweiten Phase erreicht. Durch Kristallorientierung und Magnetfeldglühung steigt $(BH)_{max}$ auf 110 mWs/cm^3 in der Vorzugsrichtung an. Alnico-Magnete sind hart und spröde. Ihre Formgebung erfolgt durch Gießen und Sintern (*Sintermagnete*) und anschließendes Schleifen. Gut zu verarbeiten ist Vicalloy, eine Eisen-Kobalt-Vanadin-Legierung mit 52 % Kobalt ($H_c = 400$ A/cm). Wegen der für die magnetischen Eigenschaften erforderlichen hohen Kaltverformung können nur dünnere Abmessungen hergestellt werden, z. B. Magnetnadeln. Hohe Koerzitivfeldstärken bis zu 4000 A/cm und Energiedichten von 80 mWs/cm^3 sind mit verformbaren Platin-Kobalt-Legierungen zu erreichen. Sie werden nur für sehr kleine hochwertige Magnete eingesetzt. Dagegen hat die Anwendung oxidischer Dauermagnete, z. B. Bariumferrit, einen erheblichen Umfang angenommen. Die Feinstpulver-Magnete aus Einbereichsteilchen von Eisen oder Eisen-Kobalt-Legierung werden wenig angewendet.

6) *M. W. für weitere Anwendungen.* In der Mikrowellentechnik werden neben Dauermagneten vor allem hochohmige magnesiumhaltige Mischferrite eingesetzt, die eine Herstellung nichtreziproker passiver Schaltelemente ermöglichen (Gyrator, Richtkoppler, Zirkulator). Durch direkte Wechselwirkung zwischen Mikrowellen und Elektronenspin ergeben sich unterschiedliche Übertragungseigenschaften in den beiden Übertragungsrichtungen.

Die Ausnutzung magnetostriktiver Erscheinungen führt zur Umwandlung elektromagnetischer Schwingungen in mechanische (Wandler, Resonatoren). Die Forderungen nach hoher Magnetostriktion, geringem Temperaturkoeffizienten des Elastizitätsmoduls und großem magnetomechanischem Kopplungsfaktor lassen sich z. B. mit Nickel-Eisen-Legierungen erfüllen. Von Bedeutung sind auch m. W. zur Abschirmung gegen Streufeldeinflüsse, zur Tempe-

Tab. 1. *Weichmagnetische Werkstoffe*

Werkstoff	Koerzitivfeldstärke H_c in A/cm	Anfangspermeabilität μ_a	Sättigungsmagnetisierung M_s in μVs/cm²	Curie-Temperatur T_c in °C	spezifischer Widerstand in $\mu\Omega$cm
Technisches Eisen	0,8	600	215	770	12
Eisen-Silizium-Legierung	0,5	1000	200	700	45
Eisen-Silizium-Legierung (Textur)	0,1	5000	200	700	45
Eisen-Aluminium-Legierung mit 16% Al	0,04	5000	85	400	143
Eisen-Kobalt-Legierung mit 50% Co	0,5	1000	240	950	20
Eisen-Nickel-Legierung mit 50% Ni	0,08	12000	160	490	37
Supermalloy (80% Ni, Zusatz Mo)	0,005	100000	75	400	60
Ferrite	0,4	3000	45	180	$>10^6$
Massekerne	10	50	·	·	·

raturkompensation in Meßgeräten (Wirbelstromdrehzahlmesser) sowie die nichtmagnetischen Werkstoffe im Elektromaschinen- und Gerätebau.

Tab. 2. Hartmagnetische Werkstoffe

Werkstoff	Energieprodukt $(BH)_{max}$ in mWs/cm³	Koerzitivfeldstärke H_c inA/cm	Remanenz B_r in μVs/cm²
Magnetstahl (Zusätze C, Cr, Co)	2	45	94
Vicalloy (Co-Fe-V)	25	400	100
Cunife (Cu-Ni-Fe)	15	460	49
Alnico (Al-Ni-Co-Fe)	40	500	120
Alnico (kristallorientiert)	60	650	130
Platin-Kobalt-Magnete	80	3 000	68
Bariumferrit (orientiert)	25	2 000	35

magnetische Wirbellinie in einem Supraleiter, gelegentliche Bezeichnung für die in Supraleitern 2. Art auftretenden Flußschläuche. Die magnetischen Wirbellinien stellen Analoga zu den in superflüssigem Helium auftretenden mechanischen Wirbeln dar.

magnetisch hart, → magnetische Werkstoffe.

magnetisch weich, → magnetische Werkstoffe.

Magnetisierung, 1) $\vec{M}$, der Quotient aus der Vektorsumme $\Sigma\,\vec{\mu}_i$ der magnetischen Momente der Elementarmagnete und dem Volumen V, das diese einnehmen: $\vec{M} = \Sigma\,\vec{\mu}_i/V$. Die Einheit der M. ist Vs/m². Das Volumen V ist einerseits so groß, daß der Stoff durch ein Kontinuum beschrieben werden kann, andererseits so klein, daß örtliche Inhomogenitäten von $\vec{M}$ erfaßt werden. $\vec{M}$ hängt außer von dem äußeren Magnetfeld, dessen Einfluß in gewisser Weise durch die Materialkonstante magnetische Suszeptibilität erfaßt wird, von der Temperatur ab (→ Paramagnetismus, → Diamagnetismus, → Paraprozeß). Wichtig ist, daß die Ferro- und Ferrimagnetika bereits ohne Feld eine → spontane Magnetisierung haben. Ihre pauschale M., die durch den Mittelwert über die Weißschen Bezirke gegeben ist, hängt von der magnetischen Vorgeschichte ab (→ Magnetisierungskurve). Die M. führt zu einer Schwächung des angelegten Feldes im Inneren des Körpers (→ Entmagnetisierung). → magnetische Flußdichte.

Die nichtpermanente M. eines magnetisch weichen Körpers, die durch das Feld eines Elektromagneten oder eines Permanentmagneten hervorgerufen wird, bezeichnet man als *induzierte M.* Das auf die Masseeinheit bezogene magnetische Moment, d. h. die M. dividiert durch die Dichte, ergibt die *spezifische M.*

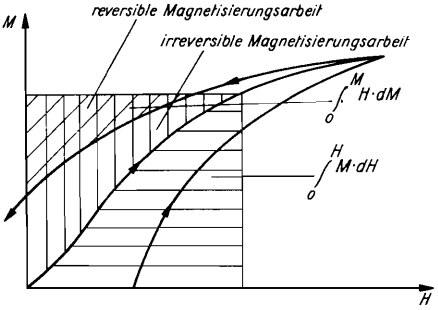
2) *technische M.*, die aus der → Magnetisierungskurve ermittelte M. eines ferromagnetischen Körpers.

3) → spontane Magnetisierung.

Magnetisierungsarbeit, die auf das Volumen bezogene Arbeit A, die zur Änderung der Magnetisierung $\vec{M}$ aufgebracht werden muß. Das dazu notwendige Magnetfeld $\vec{H}$ kann entweder von einer stromdurchflossenen Spule oder von einem permanenten Magneten geliefert werden. Man betrachtet zunächst das ganze System von Apparatur und Probe und berechnet die Arbeit. Dann denkt man sich die Magnetisierung der Probe „eingefroren" und getrennt von der Apparatur und stellt den Ausgangszustand der Apparatur ohne Probe wieder her. Die M. ist die Differenz zwischen der aufgewendeten Arbeit und der frei werdenden Arbeit, im Falle der Spule das Mehr an Arbeit, das man in der Spule mit Eisenkern gegenüber der eisenfreien Spule zu leisten hat: $A = \int_0^{\vec{M}} \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{M}$ bzw. bei einer Änderung der Magnetisierung von $\vec{M}_1$ auf $\vec{M}_2$: $A = \int_{\vec{M}_1}^{\vec{M}_2} \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{M}$. Im Fall eines Permanentmagneten muß man von der Gesamtarbeit die potentielle Energie $-\vec{M} \cdot \vec{H}$ oder bei einer Magnetisierungsänderung die Differenz $\vec{M}_1 \cdot \vec{H}_1 - \vec{M}_2 \cdot \vec{H}_2$ abziehen, so daß man erhält: $A = \int_0^{\vec{M}} \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{M} = \vec{M} \cdot \vec{H} - \int_0^{\vec{H}} \vec{M} \cdot \mathrm{d}\vec{H}$ bzw. $A = \vec{M}_2 \cdot \vec{H}_2 - \vec{M}_1 \cdot \vec{H}_1 - \int_{\vec{H}_1}^{\vec{H}} \vec{M} \cdot \mathrm{d}\vec{H}$. Dabei bedeuten $\vec{H}_1$ bzw. $\vec{H}_2$ die magnetische Feldstärke bei $\vec{M}_1$ bzw. $\vec{M}_2$. In paramagnetischen Substanzen ist $A = \vec{M} \cdot \vec{H}/2$ wegen der Proportionalität von $\vec{M}$ und $\vec{H}$. In ferromagnetischen Substanzen ergibt sich die M. aus der Fläche der gescherten Neukurve (→ Scherung) der Magnetisierung mit der Achse der Magnetisierung (Abb. S. 923). Der irreversible Anteil wird bei der Magnetisierung in Wärme umgewandelt.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

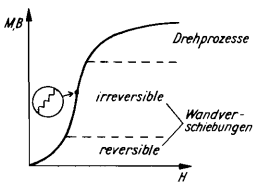
Magnetisierungsgeschwindigkeit, die auf die Zeit bezogene Magnetisierungsänderung einer ferromagnetischen Probe. Der Meßwert der M. hängt nicht nur von der Frequenz der Grundwelle, sondern vom Zeitverlauf des magnetischen Feldes oder der Magnetisierung $M(t)$ ab. Sie ist



Magnetisierungsarbeit bei ferromagnetischen Materialien

eine wichtige Einflußgröße auf die dynamische Hystereseschleife. Mit zunehmender M. wird die Koerzitivfeldstärke metallischer Magnetwerkstoffe wesentlich erhöht.

Magnetisierungskurve, funktioneller Zusammenhang zwischen der Magnetisierung bzw. magnetischen Induktion eines Stoffes und der wirksamen Feldstärke, der für die technische Anwendung der magnetischen Werkstoffe fundamentale Bedeutung hat. Die M. ist nur für dia-, para- oder antiferromagnetische Stoffe eindeutig und in kleinen Magnetfeldern linear. Bei ferro- oder ferrimagnetischen Stoffen hängt die M. von der magnetischen Vorgeschichte ab. Grundsätzlich gibt es für diese Stoffe viele M.n. Ohne zusätzliche Erläuterungen versteht man unter M. die Neukurve, vielfach auch die äußere Hystereseschleife. Die *Neukurve* (*jungfräuliche Kurve, Kommutierungskurve*) geht vom entmagnetisierten Zustand ($H = M = B = 0$) aus und stellt die Induktion B bzw. Magnetisierung M in Abhängigkeit von der stetig ansteigenden Feldstärke H dar (Abb.). Bei ihrer Bestimmung



Magnetische Elementarprozesse längs der Neukurve. M Magnetisierung, B Induktion, H Feldstärke

im Gleichfeld wird mit zunehmender Feldstärke jeweils von $+H$ nach $-H$ oder umgekehrt kommutiert und die zugehörige Induktion gemessen. Im Wechselfeld wird die Spitzenkurve aufgenommen. Sie gibt die Scheitelwerte derInduktion in Abhängigkeit von der Feldstärke an.

Der Verlauf der M. beruht auf einer Vielzahl von magnetischen Elementarvorgängen. Im entmagnetisierten Zustand ist ein ferromagnetischer Kristall durch Bloch-Wände in Weißsche Bezirke unterteilt, deren spontane Magnetisierung in verschiedenen leichten Richtungen liegt, so daß die mittlere Magnetisierung des Gesamtkristalls gleich Null ist. Beim Anlegen eines äußeren Feldes wird mit zunehmender Feldstärke eine Parallelstellung der spontanen Magnetisierung aller Bezirke in Feldrichtung erzwungen. Dies geschieht durch zwei Elementarprozesse (Abb.), die bei weichmagnetischen Werkstoffen wie folgt ablaufen: 1) Wandverschiebungen. Günstig zur Feldrichtung gelegene Bezirke wachsen im Anfangsteil der Neukurve auf Kosten der übrigen. Die Vorgänge sind zunächst reversibel. Man bezeichnet die Steigung der Neukurve in diesem Bereich als *Anfangssuszeptibilität* bzw. *Anfangspermeabilität*. Mit zunehmender Feldstärke werden im steilen Teil der Neukurve die Bloch-Wände aus ihren Vorzugslagen losgerissen. Ganze Volumenbereiche klappen mit ihrer Magnetisierungsrichtung in günstigere Lagen um. Diese irreversiblen Bloch-Wandbewegungen nennt man *Barkhausen-Sprünge*. 2) Drehprozesse. Nach Ablauf der Wandverschiebungen werden mit zunehmender Feldstärke die Magnetisierungsvektoren in die Feldrichtung gedreht. Da hierbei die Induktionszunahme nur noch gering ist, verläuft die Neukurve sehr flach (magnetische Sättigung). Nach Ablauf dieser Elementarprozesse ist eine weitere schwache Erhöhung der Magnetisierung nur noch durch den → Paraprozeß möglich.

Bei hartmagnetischen Werkstoffen treten Wandverschiebungen im allgemeinen nicht auf. In diesem Falle wird die M. durch reversible und irreversible Drehungen bestimmt.

Während die *reale M.* mit der → Hystereseschleife ferromagnetischer Substanzen identisch ist, gibt die *ideale M.* (*anhysteretische M.*) den eindeutigen Zusammenhang an zwischen der Magnetisierung einer ferromagnetischen Probe, die nach dem Abklingen eines von großen Werten stetig abnehmenden magnetischen Wechselfeldes verbleibt, und dem überlagerten magnetischen Gleichfeld. Der Anstieg der idealen M. in schwachen Feldern ist außerordentlich steil und die anhysteretische Anfangssuszeptibilität dem totalen Entmagnetisierungsfaktor umgekehrt proportional. Die ideale M. hat keine Hysterese, sie ist unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte.

Magnetisierungsstrom, 1) der Strom, der zum Erregen des Magnetfeldes bzw. des magnetischen Flusses in einer Spule oder Spulenanordnung (z. B. in elektrischen Maschinen oder Geräten) notwendig ist. Bei Spulen mit Eisenkreisen ist der M. infolge der nichtlinearen Kennlinie des magnetischen Kreises stark oberwellenbehaftet. Da er oberhalb des Sättigungsknicks der Magnetisierungskennlinie sehr stark anwächst, wählt man diesen als Arbeitspunkt für Nennbetrieb.

2) eine Stromverteilung, die das gleiche Magnetfeld wie ein makroskopischer Körper vorgegebener Magnetisierung $\vec{M}$ erzeugt. Die Dichte dieses M.s ist $j_M = \text{rot}\,\vec{M}$ oder $\mu_0^{-1}\,\text{rot}\,\vec{M}$, in Abhängigkeit von der genauen Definition der Magnetisierung.

Magnetisierungsumkehr, svw. Ummagnetisierung.

Magnetisierungswärme, der Anteil der → Magnetisierungsarbeit, der beim Durchlaufen der Hystereseschleife irreversibel in Wärme umgewandelt wird.

Magnetismus, die Lehre vom magnetischen Feld und vom Verhalten der Materie im magnetischen Feld.

Das magnetische Feld ist durch den Vektor der magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ in Abhängigkeit vom Ort und von der Zeit gegeben. Verursacht

werden magnetische Felder durch elektrische Ströme, durch rasch veränderliche elektrische Felder (→ Elektromagnetismus) und durch magnetisierte Körper.

Ist $\vec{j}$ der Vektor der Stromdichte, $\vec{E}$ der Vektor des elektrischen Feldes, ε_0 die absolute Dielektrizitätskonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, μ_0 die absolute Permeabilitätskonstante und μ_r die relative Permeabilitätskonstante, so ist das magnetische Feld mit diesen Größen durch die Maxwellschen Gleichungen $\operatorname{rot}\vec{H} = \left(\vec{j} + \varepsilon_r\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right)$ und $\operatorname{div}\mu_r\mu_0\vec{H} = 0$ verknüpft.

Im Gegensatz zu den wahren elektrischen Ladungen gibt es keine wahren magnetischen Ladungen.

Bezüglich des Verhaltens der Materie im magnetischen Feld unterscheidet man → Diamagnetismus, → Paramagnetismus, → Ferromagnetismus, → Ferrimagnetismus, → Antiferromagnetismus und → Metamagnetismus.

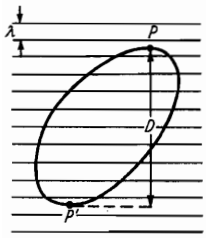
Ursprünglich verstand man unter M. die Eigenschaft bestimmter Körper, der → Magnete, Eisen anzuziehen und andere Magnete anzuziehen oder abzustoßen.

Magnetit, *Magneteisenstein,* $FeO \cdot Fe_2O_3$, zur Gruppe der Ferrite gehörendes, in der Natur vorkommendes Mineral. M. gehört zu den Spinellen. Er ist stark ferrimagnetisch und leitet den elektrischen Strom ziemlich gut. Der Ferrimagnetismus ist damit verbunden, daß die Eisenatome sich auf zwei kristallographisch verschiedenen Sorten von Gitterplätzen befinden.

Magnetnadel, → Dipol 2c).

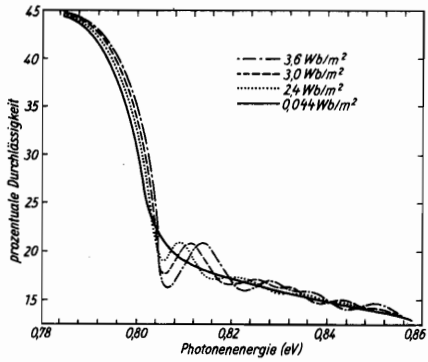
Magnetoabsorption, die optische Absorption an Halbleitern in einem äußeren Magnetfeld. Zur M. gehören die Zyklotronresonanzabsorption und die Interbandmagnetoabsorption.

1) *Zyklotronresonanzabsorption* ist die bei der → Zyklotronresonanz auftretende Absorption durch Übergänge der freien Ladungsträger zwischen Landau-Niveaus mit unterschiedlicher Quantenzahl n. Für diese Übergänge gilt die Auswahlregel $\Delta n = \pm 1$. Die Zyklotronresonanzabsorption liegt meist im Mikrowellenbereich, bei Verwendung sehr hoher Magnetfelder im fernen Infrarot.



Bahn eines Elektrons im Magnetfeld, das sich im Feld einer Ultraschallwelle bewegt. λ Wellenlänge, D Durchmesser, P und P' Punkte starker Wechselwirkung

2) *Interbandmagnetoabsorption* ist die durch ein Magnetfeld hervorgerufene Änderung in der → Grundgitterabsorption eines Halbleiters. Sie läßt sich wegen des hohen Absorptionskoeffizienten der Grundgitterabsorption experimentell nur in der Umgebung der → Absorptionskante von Halbleitern verfolgen. Die Abb. gibt das Interbandmagnetoabsorptionsspektrum von Germanium wieder. Es zeigt einen oszillatorischen Verlauf der Absorption, die Absorptionsmaxima sind optischen Übergängen von Landau-Niveaus des Valenzbandes in Landau-Niveaus des Leitungsbandes zuzuordnen. Für diese Übergänge gilt die Auswahlregel $\Delta n = 0$. Die Lage der Absorptionskante verschiebt sich im Magnetfeld zu höheren Photonenenergien um die Energiedifferenz $\Delta E = (1/2)\,\hbar\omega_c$. Dabei ist $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum, ω_c ist die Summe der Zyklotronresonanzfrequenzen der Elektronen und Löcher, definiert durch $\omega_c = eB(1/m_e + 1/m_L)$, e ist die Elementarladung, B die magnetische Flußdichte, m_e und m_L sind die effektiven Massen der Elektronen bzw. Löcher.



Verlauf der Durchlässigkeit von Germanium bei verschiedenen magnetischen Flußdichten

Die M. hat sich bislang als eine sehr leistungsfähige und genaue Methode zur Bestimmung von effektiven Massen, von Interbandenergien einschließlich der Breite der verbotenen Zone und von anderen Bandstrukturparametern erwiesen.

Lit. Madelung: Das Verhalten von Halbleitern in hohen Magnetfeldern, in Halbleiterprobleme, Bd V (Braunschweig 1960).

magnetoakustischer Effekt, das Auftreten von Oszillationen der Ultraschallabsorption und der Ultraschallgeschwindigkeit in Metallen als Funktion eines homogenen Magnetfeldes. Der wichtigste magnetoakustische E. besteht in den geometrischen Oszillationen der Ultraschallabsorption, die in sauberen Metalleinkristallen bei tiefen Temperaturen überwiegend dann zu beobachten sind, wenn das Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Ultraschallwelle gerichtet ist. Die Abb. zeigt einige Ebenen gleicher Phase der Ultraschallwelle, die jeweils eine Wellenlänge λ voneinander entfernt sind, sowie eine Elektronenbahn im Magnetfeld, deren Durchmesser D einige Wellenlängen betragen und kleiner als die mittlere freie Weglänge der Elektronen sein muß. Das Elektron fliegt in den Punkten P und P' parallel zu den Phasenebenen und absorbiert dort die Welle am stärksten, sofern die Wellenphasen in diesen Punkten ebenso wie die Geschwindigkeiten des Elektrons entgegengesetzt sind. Die Ultraschallabsorption ist maximal, wenn der Durchmesser der Elektronenbahn ein halbzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Ultraschalls ist. Andererseits beträgt der Bahndurchmesser das $(\hbar/|e|\,B)$-fache des entsprechenden Durchmessers K der Zyklotronbahn auf der Fermi-Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle, wobei B die Magnetfeldstärke, $\hbar$ die Plancksche Konstante und e die Elektronenladung sind. Infolgedessen ist die Ultraschallabsorption eine periodisch oszillierende Funktion der reziproken Magnetfeldstärke. Aus der Periode $\Delta(1/B) = |e|\,\lambda/\hbar K$ der Oszillationen lassen sich die am häufigsten vorkommenden, also extremalen Durchmesser K der Fermi-Fläche ermitteln. Diese Oszillationen stellen daher ein wichtiges Mittel zur Bestimmung von Fermi-Flächen dar und sind in zahl-

reichen Metallen experimentell untersucht worden. Weitere magnetoakustische E.e beruhen auf Zyklotronresonanz, dopplerverschobener Zyklotronresonanz, Quantenoszillationen und Riesenoszillationen und erlauben ebenfalls die Bestimmung von gewissen Parametern der Fermi-Fläche.

Magnetodiode, → Halbleiterdiode.

magnetoelastische Effekte, svw. magnetomechanische Effekte 2).

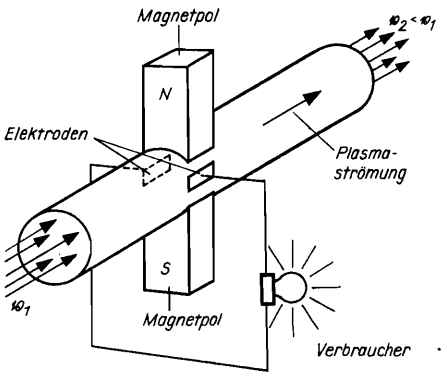
magnetoelektrischer Effekt, Erscheinung, daß ein elektrisches Feld $\vec{E}$ in Isolatoren eine dem Feld proportionale Magnetisierung bzw. daß ein magnetisches Feld $\vec{H}$ eine dem Feld proportionale elektrische Polarisation hervorruft. Das thermodynamische Potential muß dann einen Ausdruck enthalten, der proportional $\vec{E} \cdot \vec{H}$ ist. Das ist aus Symmetriegründen jedoch nur bei magnetisch geordneten Stoffen mit bestimmten komplizierten Strukturen möglich. Am besten untersucht sind die magnetoelektrischen E.e in Chrom(III)-oxid. Als Ursache der magnetoelektrischen E.e kommen Spin-Bahn-Kopplungen und Austauscheffekte in Betracht.

Magnetogramm, die fortlaufende Aufzeichnung der zeitlichen Variationen des Momentanwertes des Erdmagnetfeldes an einem bestimmten Ort mittels eines Magnetometers und einer entsprechenden Registriereinrichtung (photoelektrisch, Bandschreiber), → Variometer. Dargestellt werden meist die Deklination sowie die Horizontal- und Vertikalintensität in Abhängigkeit von der Zeit (→ Erdmagnetismus, → Seismograph).

Magnetohydrodynamik, Methode zur theoretischen Behandlung makroskopischer Plasmaphänomene in einer Kontinuumstheorie, die das Plasma als eine Art elektrisch leitender Flüssigkeit ansieht. Die M. verwendet zur Beschreibung des Plasmazustands hydro- und thermodynamische sowie elektromagnetische Vorstellungen. Aus den Grundgleichungen der M. können Eigenschaften wie das Einfrieren der magnetischen Kraftlinien und die Alfvén-Wellen (→ Plasmaschwingungen) abgeleitet werden. Um die Mikrostruktur des Plasmas, d. h. das Vorhandensein von Neutralteilchen, Ionen und Elektronen, besser berücksichtigen zu können, wurde die M. zur verallgemeinerten Plasmadynamik weiterentwickelt. Diese faßt das Plasma bereits als eine Zusammensetzung mehrerer sich gegenseitig durchdringender Kontinua, des Atom-, des Ionen- und des Elektronenkontinuums, auf. Entsprechend ihrer Konzeption erweist sich die M. insbesondere für Plasmen größerer Dichte mit starken gerichteten Strömen und starken Magnetfeldern als sehr fruchtbar.

Über die M. anisotroper stoßefreier Magnetoplasmen → Quasimagnetohydrodynamik.

magnetohydrodynamischer Generator, *MHD-Generator, hydromagnetischer Generator,* in der Plasmaphysik eine Einrichtung zur direkten Umwandlung der dem Plasma innewohnenden thermischen Energie in elektrische (Abb.). Ähnlich wie beim Hall-Effekt entsteht eine elektrische Spannung zwischen zwei Elektroden, die in einen von einem Magnetfeld $\vec{B}$ durchsetzten Plasmastrom eingeführt werden. Das Plasma wird in einer Brennkammer erzeugt. Das mit der induzierten Spannung verbundene elektrische Feld bremst dabei nach der Lenzschen Regel den Plasmastrom etwas ab. Da beim magnetohydrodynamischen G. die Umwandlung von thermischer in elektrische Energie direkt erfolgt, ist der Wirkungsgrad höher als bei herkömmlichen Verfahren, z. B. mit Dampfmaschinen oder -turbinen, die Dynamomaschinen antreiben. Deshalb wird der magnetohydrodynamische G. in Zukunft zur besseren Energieausnutzung in Wärme- und Kernkraftwerken große Bedeutung erlangen.



Schematische Darstellung der Wirkungsweise des magnetohydrodynamischen Generators

magnetohydrodynamische Wellen, → Plasmaschwingungen.

magnetoionische Theorie, die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem teilweise ionisierten Gas bei Anwesenheit eines konstanten äußeren Magnetfeldes (→ Plasmaschwingungen). Diese Theorie wird hauptsächlich bei der Behandlung der Wellenausbreitung in der → Ionosphäre angewendet und beruht im wesentlichen auf geometrisch-optischer Betrachtungsweise (Appleton-Hartree-Formel, → Plasmaschwingungen).

magnetokalorischer Effekt, die Temperaturänderungen bei rein magnetischen Zustandsänderungen. Der bekannteste Effekt ist die Temperaturänderung $\mathrm{d}T$ durch adiabatische → Entmagnetisierung. Der 1. Hauptsatz der Wärmelehre lautet, wenn man für die Arbeit δA die Magnetisierungsarbeit $\vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{M}$ einsetzt, $\mathrm{d}U = \delta W + \vec{H} \cdot \mathrm{d}\vec{M}$. Dabei ist U die innere Energie, δW die zugeführte Wärme, $\vec{H}$ das Magnetfeld und $\mathrm{d}\vec{M}$ die Magnetisierungsänderung. Mit Hilfe der thermodynamischen Funktionen errechnet man für adiabatische Änderungen des Magnetfeldes

$$\mathrm{d}T = -(T/\varrho \cdot c_H) \cdot (\partial M/\partial T)_H \cdot \mathrm{d}H.$$

Dabei ist ϱ das spezifische Gewicht und c_H die spezifische Wärme bei konstantem Magnetfeld. Für adiabatische Änderungen der Magnetisierung ergibt sich

$$\mathrm{d}T = (T/\varrho \cdot c_M) \cdot (\partial H/\partial T)_M \cdot \mathrm{d}M.$$

Hierbei ist c_M die spezifische Wärme bei konstanter Magnetisierung. Bei Magnetisierungsänderungen in diamagnetischen Substanzen tritt keine Temperaturänderung auf, da M unabhängig von der Temperatur ist. In para-

magnetomechanische Anomalie des Elektrons

magnetischen Stoffen ist der Differentialquotient $(\partial H/\partial T)_M$ stets positiv, eine Magnetisierungserhöhung ist mit einer Temperaturerhöhung verbunden. Sofern für paramagnetische Stoffe die Ungleichung $(\vec{\mu} \cdot \vec{H}/k \cdot T) \ll 1$ erfüllt ist, wobei $\vec{\mu}$ das Dipolmoment der Elementarmagnete und k die Boltzmannsche Konstante bedeutet, ist die innere Energie unabhängig von der Magnetisierung, woraus folgt: $(\partial H/\partial T)_M = H/T$. Es gilt die einfache Gleichung

$$dT = (H/\varrho) \cdot c_M \cdot dM.$$

In Ferromagnetika wechselt längs der Hystereseschleife der Differentialquotient $(\partial H/\partial T)_M$ sein Vorzeichen, so daß sowohl Abkühlung als auch Erwärmung bei Magnetisierungsvergrößerung auftreten können.

Über den magnetokalorischen E. in Supraleitern → Thermodynamik 6).

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin. Göttingen, Heidelberg 1962).

magnetomechanische Anomalie des Elektrons, aus dem Stern-Gerlach-Versuch und dem Zeeman-Effekt erhaltenes experimentelles Ergebnis, daß das zur Spinquantenzahl $s = 1/2$ gehörende magnetische Moment des (rotierenden) Elektrons etwa ebenso groß ist wie das der Bahndrehimpulsquantenzahl $l = 1$ zugeordnete magnetische Moment und gleich dem Bohrschen Magneton ist. Das der Einheit des mechanischen Eigendrehimpulses $\vec{S}$ entsprechende Spinmoment $\vec{m}(\vec{S}) = -e\vec{S}/m_e$ des Elektrons (mit der Ruhmasse m_e und der Ladung e) ist also das Doppelte seines auf die Einheit des Bahndrehimpulses $\vec{L}$ bezogenen magnetischen Bahnmoments $\vec{m}(\vec{L}) = -e\vec{L}/2m_e$. Die m. A. d. E. folgt auch aus der Diracschen (relativistisch-wellenmechanischen) Theorie des Elektrons.

magnetomechanische Dämpfung, → Hysterese.

magnetomechanische Effekte, 1) → gyromagnetischer Effekt.

2) *magnetoelastische Effekte*, die Beeinflussung mechanischer Größen in einem ferromagnetischen Material durch Magnetisierungsänderung infolge mechanischer Spannungen z. B. mechanischer Zug. Unter Zug stellen sich in einem Ferromagnetikum die Magnetisierungsrichtungen der Weißschen Bezirke so ein, daß die mit dieser Einstellung verbundene Magnetostriktion die von der Spannung herrührende Dehnung $\varepsilon = \sigma/E$ noch vergrößert um einen zu σ proportionalen Betrag ε_m. Dabei ist σ die Zugspannung und E der Elastizitätsmodul. Im unmagnetischen Zustand ist der Elastizitätsmodul um den Betrag ΔE verringert. Ein starkes Magnetfeld verhindert jedoch eine Richtungsänderung der Weißschen Bezirke, so daß der Elastizitätsmodul mit wachsender Feldstärke zunimmt.

Normalerweise nimmt E mit steigender Temperatur monoton zu. In kleinen Magnetfeldern verschwindet jedoch ΔE bei Annäherung an die Curie-Temperatur, so daß sich ein Maximum des Elastizitätsmoduls ergibt, das zur Bestimmung der Curie-Temperatur benutzt werden kann. Zum anderen ist die Zusatzdehnung ε_m von der Amplitude der elastischen Spannung abhängig. Da ε_m außerdem eine → Hystereseschleife besitzt, tritt eine Dämpfung bei mechanischen Schwingungen auf, die proportional der Amplitude und der Frequenz der Schwingung ist.

Lit. Becker u. Döring: Ferromagnetismus (Berlin 1939); Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

magnetomechanischer Parallelismus, die Tatsache, daß jeder Bahndrehimpuls $\vec{L}$ und Spindrehimpuls $\vec{S}$ eines quantenmechanischen Teilchens der Masse m mit einem magnetischen Moment $\vec{m}_L$ bzw. $\vec{m}_S$ verknüpft ist, das zu $\vec{L}$ bzw. $\vec{S}$ parallel ist: $\vec{m}_L = \frac{e}{2m} g_L \vec{L}$ bzw. $\vec{m}_S = \frac{e}{2m} g_S \vec{S}$. Da $g_L \neq g_S$ gilt, ist das resultierende Moment nicht parallel zum Gesamtdrehimpuls. g_L bzw. g_S sind die gyromagnetischen Faktoren und e die Elementarladung. → gyromagnetisches Verhältnis.

Magnetometer, Geräte zur Messung der Vektorenelemente magnetischer Felder (Betrag, Richtung, zeitliche Veränderlichkeit) und zur Prüfung von Materialeigenschaften. Die Meßmethoden beruhen 1) auf dem Vergleich von Drehmomenten (in den Hauptlagen bei Präzessionsmessungen, in der geophysikalischen Meßpraxis bei der → magnetischen Feldwaage angewandt); 2) auf Induktionswirkungen an bewegten Spulen (Erdinduktor) und ruhenden Spulen (Kernsättigungsmagnetometer, „Förster-Sonde"); 3) auf der Ablenkung der Flugbahn von Elektronen im Magnetfeld; 4) auf der Präzessionsfrequenz von Elementarteilchen (Protonenmagnetometer).

In der Geophysik werden M. zur Ermittlung der zeitlichen Variationen (→ Magnetogramm) oder der örtlichen Variationen (z. B. innerhalb eines Landes) verwendet. Im Flugzeug oder an Bord einer Raumsonde werden bes. Kernsättigungs- und Protonenmagnetometer eingesetzt.

Für die Untersuchung von Materialeigenschaften benutzt man 1) *Nadelmagnetometer*. Das magnetische Moment der Probe ist dem Drehausschlag der an einem Torsionsfaden hängenden Magnetnadel proportional. Zum Vermeiden von Fremdfeldeinflüssen sind astatische Anordnungen zweier Meßmagnete üblich. Bei Verwendung einer Magnetisierungsspule muß der Einfluß dieses Feldes auf das Meßwerk durch geeignete Kompensationsspulen eliminiert werden. Ersetzt man die Magnetnadel durch eine stromdurchflossene Spule, erhält man das *Drehspulmagnetometer*.

2) *Vibrationsmagnetometer*. Es basiert auf der Anwendung der Induktionsmethode, wobei die Entfernung zwischen Probe und einer Meßspule periodisch geändert wird. Die in der Spule induzierte Wechselspannung ist dem Volumen und der Magnetisierung der Probe proportional. Grundsätzlich können sowohl die Spule als auch die Probe bewegt werden. Vorteilhafter ist das *Probenvibrationsmagnetometer*.

3) *Drehmagnetometer*. Hiermit wird das auf die Probe selbst ausgeübte Drehmoment in einem Magnetfeld gemessen (Drehmomentenmethode). Die hohen Magnetfelder werden meist in schwenkbaren Elektromagneten erzeugt, um beliebige Winkeleinstellungen zwischen Probe und Feldrichtung zu ermöglichen. In diesem homogenen Feld drehen sich rotationssymmetrische Proben, z. B. Kugeln oder

Kreisschalen, infolge der anisotropen magnetischen Eigenschaften mit ihrer Vorzugslage in die Feldrichtung. Das zum Herausdrehen notwendige Drehmoment wird über einen Torsionsdraht oder elektrodynamisch erzeugt und gemessen. Die Abhängigkeit des Drehmomentes vom Winkel gibt Aufschluß über Art und Grad einer Textur sowie über die magnetokristallinen Anisotropiekonstanten bei Einkristallen.

4) *Sondenmagnetometer.* Als Meßindikator dienen hochempfindliche, nichtmechanische Oberwellensonden. Das Prinzip beruht auf der Ausbildung geradzahliger Oberwellen durch Vormagnetisierung wechselstromdurchflossener Spulen mit hochpermeablem Kern. Das Verfahren ist auch für die magnetische Erdfeldmessung bedeutungsvoll.

Supraleitende M. dienen zur empfindlichen Messung magnetischer Größen. Sie beruhen auf dem → Meißner-Ochsenfeld-Effekt oder auf dem → Josephson-Effekt.

Magneton, → Bohrsches Magneton, → Kernmagneton.

Magnetooptik, befaßt sich mit dem Einfluß magnetischer Felder auf elektromagnetische Wellen bei ihrer Emission, Absorption und Ausbreitung in Medien. Die hierbei auftretenden Effekte können qualitativ bereits auf der Basis der klassischen Elektronentheorie gedeutet werden. Die → Lorentz-Kraft wirkt auf die Elektronen des Mediums und verursacht eine Präzession der Elektronen um die magnetische Feldrichtung. Darauf beruhen insbesondere der Zeeman-Effekt, der Faraday-Effekt und der Voigt-Effekt. Da induzierte oder permanente magnetische Atom- oder Molekülmomente in der Feldrichtung eingestellt sind, ergibt sich die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene, der Cotton-Mouton-Effekt, der Kundt-Effekt und der Majorana-Effekt.

Beim normalen → *Zeeman-Effekt* werden entsprechend der magnetischen Feldrichtung und der Rotation der Elektronen deren Rotationsfrequenzen um die Atomkerne vergrößert, verkleinert oder bleiben unbeeinflußt. Dies führt zu einer Aufspaltung der Spektrallinien.

Der → *Faraday-Effekt* besteht in der Doppelbrechung als Folge der Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes, das die gleiche Richtung wie die Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Wellen hat. Dabei wird beim Eintritt der elektromagnetischen Welle in das Medium und in das Magnetfeld eine zirkulare Doppelbrechung induziert, d. h., es entstehen eine rechts und eine links polarisierte Welle mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Dies führt zu einer Drehung der Polarisationsebene einer linear polarisierten Welle, die als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen aufgefaßt werden kann.

Der *Cotton-Mouton-Effekt* (→ Doppelbrechung 3) ergibt sich bei einer magnetischen Feldrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle. Dabei führen erst die in der magnetischen Feldstärke quadratischen Glieder zu einer Veränderung des Brechungsindexes, im Gegensatz zum Faraday-Effekt für in verschiedenen Richtungen polarisierte Wellen. Der Cotton-Mouton-Effekt beruht auf einer Einstellung von durch das Magnetfeld induzierten magnetischen Momenten in Feldrichtung und entspricht dem quadratischen optisch-elektrischen Kerr-Effekt.

Als *Voigt-Effekt* wird eine sehr starke transversale magnetische Doppelbrechung im Bereich einer Absorptionslinie bezeichnet.

Die magnetische Orientierung größerer Molekülkomplexe mit anisotroper Struktur wird durch den → *Majorana-Effekt* beschrieben.

Paramagnetische Stoffe drehen bei Orientierung des atomaren magnetischen Momentes durch ein Magnetfeld die Polarisationsebene elektromagnetischer Wellen. Dünne ferromagnetische Substanzen zeigen eine große Drehung, was man als *Kundt-Effekt* bezeichnet.

Durch die in neuerer Zeit zur Verfügung stehenden starken Magnetfelder gewinnt die M. an praktisch-technischer Bedeutung. Ihr Anwendungsbereich wird mit dem der elektrooptischen Effekte vergleichbar.

Die quantenmechanische Analyse der *M. fester Körper* befaßt sich mit den optischen Übergängen zwischen den quantisierten Elektronenzuständen der Festkörper im Magnetfeld. Man unterscheidet 1) Intraband-Effekte durch freie Ladungsträger, 2) Interband-Effekte durch Übergänge der Elektronen zwischen den magnetisch quantisierten Zuständen des voll besetzten Valenzbandes und des leeren Leitungsbandes, 3) magnetooptische Effekte an Exzitonen und Störstellen. Experimentell unterscheidet man zwischen Effekten, die in Transmission beobachtet werden, und Effekten, die in Reflexion beobachtet werden.

Die Tab. S. 928 gibt eine Zusammenstellung der wichtigsten magnetooptischen Effekte in Festkörpern. In Spalte 1 ist der betreffende magnetooptische Effekt angegeben. In Spalte 2 ist angeführt, ob die bei der Beobachtung des Effektes benutzte Lichtfrequenz in Resonanz mit dem betreffenden elektronischen Übergang sein muß oder nicht. In Spalte 3 bedeuten F (Faraday-Konfiguration) bzw. V (Voigt-Konfiguration), daß das Magnetfeld parallel bzw. senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes liegt. In Spalte 4 bedeuten $n_{\pm}$ den Brechungsindex bzw. $k_{\pm}$ den Absorptionsindex für rechts und links zirkular polarisiertes Licht im Falle der Faraday-Konfiguration; $n_{\parallel}$, $n_{\perp}$ ist der Brechungsindex und $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$ der Absorptionsindex für parallel bzw. senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes polarisiertes Licht im Falle der Voigt-Konfiguration. In Spalte 5 ist angeführt, welche Art von Übergängen zu dem betreffenden magnetooptischen Effekt beitragen.

Für die Beobachtung der Effekte durch freie Ladungsträger ist eine genügend große Zahl von freien Elektronen bzw. Löchern erforderlich. Für die Beobachtung von Resonanzphänomenen ist erforderlich, daß die durch das Magnetfeld hervorgerufene Aufspaltung in Landau-Niveaus größer ist als die Energieunschärfe $\hbar/\tau$, wobei τ die Lebensdauer der am Übergang beteiligten Zustände ist.

magnetooptischer Kerr-Effekt, → Kerr-Effekt 2).

Magnetopause, → Magnetosphäre.

Magnetoplasmaeffekte, Effekte bei Halbleiterplasmen in einem Magnetfeld. Ein Beispiel dafür ist die *Änderung der Anregung transversaler elektromagnetischer Wellen im Halbleiterplasma,*

Magnetosheath

Effekt	Resonanzcharakter	Orientierung	Meßgröße	Mechanismus
		a) in Transmission		
Faraday-Drehung	nein	F	$n_+ - n_-$	freie Ladungsträger und Interbandübergänge
Faraday-Elliptizität	nein	F	$k_+ - k_-$	
Voigt-Effekt	nein	V	$n_{\parallel} - n_{\perp}$	
Zyklotronresonanzabsorption	ja	F oder V	$k \pm$	freie Ladungsträger
Interbandmagnetoabsorption	ja	F oder V	$k \pm$	Interbandübergänge
Zeeman-Effekt	Verschiebung der Resonanz	F V	$k \pm$; $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$	Exzitonen, Störstellen
		b) in Reflexion		
Magnetoplasmareflexion	Verschiebung	F oder V	$n_+; n_{\parallel}, n_{\perp}$	freie Ladungsträger
Interbandmagnetoreflexion	ja	F oder V	$n_+; n_{\parallel}, n_{\perp}$	Interbandübergänge
magnetooptischer Kerr-Effekt	·	F	·	Interbandübergänge

wenn ein statisches Magnetfeld, das mindestens eine Komponente parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle hat, angelegt wird. Sie beruht auf der Beeinflussung der Bewegung der Ladungsträger durch das Magnetfeld. Wenn man sich eine ebene linear polarisierte Welle aus einer rechts und einer links zirkular polarisierten Komponente zusammengesetzt vorstellt, so zeigt eine von ihnen gewöhnliches, die andere außergewöhnliches Verhalten, da in Abhängigkeit vom Vorzeichen des Produktes $\omega_c \eta$, wobei ω_c die Zyklotronresonanzfrequenz ist und η die Phasenverschiebung zwischen der x- und y-Komponente des Feldes beschreibt, für eine von ihnen schon für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz keine Totalreflexion mehr besteht. Bei den in Halbleitern auftretenden Werten für ω_c im Bereich 10^{11} bis $10^{13}\,s^{-1}$ bedeutet das, daß die außergewöhnliche Welle praktisch für alle interessierenden Frequenzen ins „magnetisierte" Plasma eindringen kann. Außerdem werden die Verluste stark reduziert, da $\omega + \omega_c$ meistens größer als die Stoßfrequenz der Elektronen bei Wechselwirkung mit dem Gitter (Übergangswahrscheinlichkeit bei Streuung) ist. Dadurch kommt es zur Ausbreitung zirkular polarisierter Wellen im Plasma, die auch als → Helikon bezeichnet werden. — Ein anderes Beispiel ist die *Oszillistorschwingung*. Im Halbleiter- wie im Gasplasma kann in Anwesenheit eines parallel zu einem äußeren elektrischen Gleichfeld angelegten magnetischen Feldes eine spiralförmige Strominstabilität erzeugt werden. Voraussetzung dafür ist, daß die Richtung des Teilchenstromes nicht mit der Feldrichtung zusammenfällt. Die auftretende *Lorentz-Kraft*, die dem Vektorprodukt aus Geschwindigkeit und magnetischer Feldstärke proportional ist, gibt dann Anlaß zu einer spiralförmigen Stromführung. Die zu der Richtung von elektrischem und magnetischem Feld senkrechte Komponente des Teilchenstromes kann beispielsweise durch Oberflächenrekombination hervorgerufen werden.

Magnetosheath, *Übergangsregion*, stark turbulentes Übergangsgebiet vom → Sonnenwind zur → Magnetosphäre zwischen → Bow Shock und Magnetopause. Die M. hat am Subsolarpunkt eine Dicke von ungefähr 4 bis 5 R_e (R_e ist der Erdradius). In der M. wird der Sonnenwind um die Magnetosphäre herumgeleitet. Das Magnetfeld wie das Geschwindigkeitsfeld weisen in der M. starke Fluktuationen auf. Temperatur und Dichte steigen in der M. gegenüber dem ungestörten Sonnenwind etwa um eine Größenordnung an.

Magnetosphäre, *geomagnetische Kavitation*, der erdnächste Bereich des interplanetaren Raumes, in dem das geomagnetische Feld die Bewegung des kosmischen Plasmas determiniert. Der Begriff M. ist in dieser Weise nicht streng definiert. Die eigentliche M. beginnt erst oberhalb etwa 100 km Höhe über der Erdoberfläche, also oberhalb der → Atmosphäre. Ihre untere Begrenzung bildet die → Ionosphäre. In der Atmosphäre und der unteren Ionosphäre selbst bestimmt das Magnetfeld trotz seiner Stärke die Bewegung des teilweise ionisierten Gases nur wenig. Wegen der zunehmenden Ionisation und Verdünnung des Plasmas mit der Höhe nimmt die Beeinflussung der Bewegung durch das Magnetfeld mit dem Aufstieg in die M. zu. Die M. im engeren Sinne ist daher nur das Gebiet zwischen Ionosphäre und Magnetopause.

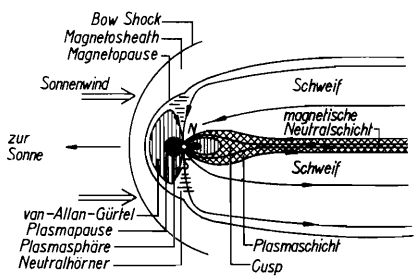
1) Struktur der M. Die besondere Struktur der M. entsteht auf Grund der Dipoleigenschaften des geomagnetischen Hauptfeldes (→ Erdmagnetismus), welches in größeren Entfernungen von der Erde mit großer Genauigkeit durch das Feld eines im Erdmittelpunkt gelegenen, Nord–Süd gerichteten und gegen die Rotationsachse der Erde geneigten Dipols dargestellt werden kann, sowie durch seine Wechselwirkung mit dem → Sonnenwind. Im Vakuum wäre der gesamte Raum vom Magnetfeld der Erde erfüllt. Der Sonnenwind, ein hochleitendes quasineutrales Plasma, preßt das geomagnetische Feld auf einen kleinen Raumbereich (Kavitation) zusammen. Der Sonnenwind ist elektrisch sehr gut leitend. Aus diesem Grunde kann das irdische Magnetfeld nicht in ihn eindringen, und umgekehrt kann der Sonnenwind nicht durch das geomagnetische Hauptfeld hindurch bis an die Erdoberfläche vordringen. Es kommt zu einer Umströmung. Da der Sonnenwind mit Überschall- und Überalfvéngeschwindigkeit (→ Alfvén-Mach-Zahl) strömt, bildet sich in ihm vor dem Magnetfeld der Erde eine *schnelle Stoßwelle* aus (→ Diskontinuität, → Bow Shock). Innerhalb derselben liegt das *Übergangsgebiet*, eine turbulente Schicht, die den Übergang vom ungestörten Sonnenwind zur Magnetosphäre herstellt (→ Magnetosheath). Am Subsolar-

punkt beträgt die Dicke dieser Schicht etwa 3 bis 5 R_e (R_e = Erdradius). Der größte Teil des Sonnenwindes wird in dieser Schicht um das Magnetfeld der Erde herumgeleitet.

Die innere Grenze der Übergangsregion und gleichzeitig die äußere Begrenzung der M. bildet die *Magnetopause*, eine Stromschicht von ungefähr 100 km Dicke auf der der Sonne zugewandten Seite der Erde in etwa 10 R_e Abstand vom Erdmittelpunkt. Nach ganz einfachen Vorstellungen entsteht diese Stromschicht dadurch, daß die Elektronen und Protonen des Sonnenwindes bei ihrem Auftreffen auf das geomagnetische Feld auf Kreisbahnen (→ Gyration) um die Feldlinien abgelenkt werden. Die Ablenkung erfolgt dabei wegen der entgegengesetzten Ladungen der Teilchen in entgegengesetzte Richtungen. Dadurch entsteht ein Magnetisierungsstrom, der in einer dünnen Schicht von der Dicke des Gyrationsradius der Ionen fließt, die wegen ihrer größeren Trägheit tiefer ins Feld eindringen können (Chapman-Ferraro-Schicht), und der das Feld im Inneren der M. verstärkt und außerhalb der Schicht annulliert. In der Magnetopause ändert das Magnetfeld seine Richtung und steigt betragsmäßig von etwa 5γ im Sonnenwind auf etwa 100γ in der M. an. Gleichzeitig fällt hier die Plasmadichte von $10^7\ m^{-3}$ im Sonnenwind um einen Faktor 10 bis 100 in der M. Nachgewiesen wurde die Magnetopause noch bei etwa 60 bis 80 R_e auf der Nachtseite der Erde. Ihre gesamte Länge und Gestalt ist aber bis heute (1971) noch nicht bekannt. Es wird vermutet, daß sie die M. bis etwa 1000 R_e umhüllt. Lage und Form der Magnetopause ergeben sich nach dem → Chapman-Ferraro-Modell in niedrigster Näherung aus dem Gleichgewicht von magnetischem Druck in der Magnetosphäre und Plasmadruck im Sonnenwind. Die Magnetopause hat in der Äquatorebene auf der Tagseite eine halbkreisförmige Gestalt. Auf der Nachtseite geht sie langsam in eine zylindrische Fläche über, deren meridionaler Durchmesser 40 bis 50 R_e beträgt. In der Mittag-Mitternachts-Meridianebene wird der Kreisbogen bei etwa 78° geomagnetischer Breite durch eine auf der Nachtseite asymptotisch gegen die Zylinderform strebende Kurve abgelöst. Die ganz im Inneren der M. verlaufenden Feldlinien des geomagnetischen Feldes biegen in diesem Gebiet, den *Neutralhörnern* (→ Neutralpunkte), von der Tagseite auf die Nachtseite um. Hieraus folgt, daß die auf der Tagseite bei Breiten kleiner $\approx 78°$ gelegenen Feldlinien die geschlossene tagseitige M. bilden, während die Feldlinien der Polarkappe ($\gtrapprox 78°$) den offenen kometenschweifähnlichen magnetosphärischen *Schweif* bilden, der sich weit auf die Nachtseite erstreckt und bei 500 bis 1000 R_e noch nachgewiesen worden ist.

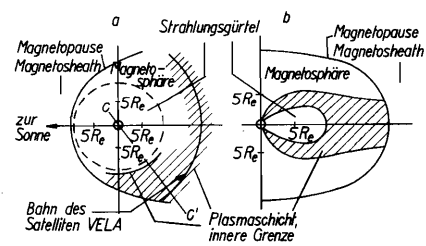
In jüngster Zeit hat das Gebiet der Neutralhörner große Bedeutung für das Verständnis sowohl der Struktur der M. als auch der in der M. ablaufenden Prozesse erlangt. Satellitenbeobachtungen (Frank, Heikkila und Winningham 1971) ergaben nämlich, daß über die Neutralhörner ständig niederenergetisches Sonnenwindplasma in die polare M. eindringt, die Magnetopause in diesem Gebiet also durchlässig sein muß. Man hat den Neutralhörnern deshalb den Namen *polare Cusp* gegeben. Auf der Grundlage der Chapman-Ferraro-Theorie läßt sich diese Beobachtung nicht verstehen. Eine Möglichkeit zu ihrer Erklärung bietet die Berücksichtigung von Gradientendriften infolge tangentialer Magnetfeldgradienten und Dichtegradienten an der Magnetopause.

Die Magnetopause ist keine mathematische → Diskontinuität, sondern eine Schicht endlicher Dicke, in der dissipative Vorgänge ablaufen und Impulsübertragungen (→ Axford-Hines-Modell) sowie Magnetfeldverschmelzungen (→ Reconnectionmodell) und Teilchendiffusionen (→ Diffusion geladener Teilchen) vor sich gehen. Die hydrodynamische bzw. magnetohydrodynamische Theorie der Magnetopause ist noch wenig entwickelt. Laminare Rechnungen zeigen, daß die Magnetopause mit wachsendem Abstand von der Erde und vom Subsolarpunkt an Dicke zunimmt, auffächert und gegebenenfalls durchlässiger wird. Allerdings ist die laminare Theorie eine unzureichende Näherung, da es sich beim stößefreien Plasma um ein stark turbulentes Medium handelt. Auch scheint die hydrodynamische oder magnetohydrodynamische Näherung den mikrophysikalischen Prozessen in der Magnetopause kaum angepaßt zu sein. Eine Untersuchung auf der Grundlage der quasilinearen Plasmatheorie scheint die Möglichkeit von Teilchendiffusion zu bestätigen.



1 Meridionaler Schnitt durch die Magnetosphäre der Erde

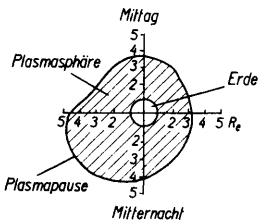
Außer der groben Einteilung der M. in Tagseite und Schweif werden in der M. je nach ihren Magnetfeld- oder Plasmaeigenschaften verschiedene Gebiete unterschieden. Vom Magnetfeld her ergibt sich eine weitere Strukturierung des Schweifs. Dieser enthält in seinem Inneren die ungefähr parallel zur Äquatorebene verlaufende magnetische → Neutralschicht, in der sich die oberhalb und unterhalb der Äquatorebene antiparallelen magnetischen Felder kompensieren. Die Neutralschicht endet ungefähr



2 Lage der Plasmaschicht: *a* in der Äquatorebene, *b* in der Meridionalebene *CC'* aus *a*

8 R_e von der Erde entfernt in der → Cusp. Näher an die Erde heran sind auch auf der Nachtseite die magnetischen Feldlinien geschlossen. Die Ursprungspunkte der letzten geschlossenen Feldlinien auf der Erdoberfläche fallen ungefähr mit dem Nordlichtoval zusammen (→ Polarlicht).

Wichtiger ist die Einteilung der M. nach den Eigenschaften des magnetosphärischen Plasmas. Dieses wird vorteilhaft in nieder- und hochenergetisches Plasma eingeteilt. Die gesamte M. ist mit niederenergetischem Plasma gefüllt, das insgesamt eine Konvektion ausführt, welche von der Inhomogenität des magnetischen Feldes und der Krümmung der Feldlinien nur wenig beeinflußt wird. Die Dichte des niederenergetischen Plasmas in der M. ist jedoch eine stark ortsabhängige Funktion. Mit wachsendem Abstand von der Erde nimmt sie langsam ab und fällt bei etwa 3 bis 5 R_e bzw. $L \approx 4$ (→ *BL*-Koordinaten) um zwei bis drei Größenordnungen ab. Man nennt diese Grenze *Plasmapause*, das Gebiet in ihrem Inneren *Plasmasphäre*. Außerhalb der Plasmasphäre befindet sich der



3 Lage der Plasmasphäre in der Äquatorebene

Plasmatrog. Die Elektronendichte beträgt hier nur 10^6 m^{-3} bis 10^7 m^{-3} und nimmt mit wachsendem Abstand von der Erde bis zur Magnetopause ab. Diese Angaben gelten ungefähr für die Tagseite der M. Die Plasmapause ist wie die M. selbst in der Äquatorebene stark asymmetrisch. Auf der Abendseite der M. besitzt sie eine Ausbuchtung, den *Bulg*. Den gegenwärtigen Vorstellungen entsprechend kommen Plasmapause und Bulg durch das Zusammenwirken von Konvektion und Korotation des niederenergetischen Plasmas zustande. Auf der Nachtseite der M. im Schweif besitzt das niederenergetische Plasma eine weitere charakteristische Struktur. Es hat sich gezeigt, daß Flüsse von Elektronen mit Energien $< 10^4$ eV vorwiegend in einem Gebiet angetroffen werden, das man *Plasmaschicht* nennt. In der Äquatorebene wird dieses Gebiet durch eine scharfe, bei 8 bis 10 R_e liegende Grenze zur Erde hin beschnitten, die selbst über eine komplizierte Unterstruktur verfügt und deren Lage sehr stark vom Strömungsgrad der M. abhängt bzw. diesen überhaupt erst bedingt. Zentrum der Plasmaschicht ist die → Cusp. Von hier aus greift die Plasmaschicht in zwei hornförmigen Fortsätzen in die polaren Gebiete hinein. Tiefer in den Schweif hinein umfaßt sie in einer Dicke von ungefähr 5···12 R_e die Neutralschicht. Dabei besitzt sie einen konkaven Querschnitt senkrecht zur Ekliptik mit der Neutralschicht als Symmetrieachse. Auf der Abendseite der M. erstreckt sich die Plasmaschicht bis auf die Tagseite der M. Diese Beschreibung macht deutlich, daß sich die Plasmaschicht in der äußeren M. befindet. Gleichzeitig ist aber die Plasmaschicht auch Träger des warmen Plasmas in der äußeren M., womit Teilchen mit Energien zwischen 1 keV und 20 keV gemeint sind. Seine Dichte beträgt hier etwa $0{,}5 \cdot 10^6$ m^{-3}. Außerhalb der Plasmaschicht sinkt sie auf 10^4 m^{-3} ab. In diesem Bereich existieren vereinzelt Populationen warmen Plasmas (→ Elektroneninseln). Vom Standpunkt der hochenergetischen Teilchen ist zwischen → eingefangenen Teilchen, welche die Strahlungsgürtel bevölkern und den Ringstrom bilden, und quasieingefangenen (oder nicht azimutal driftenden) Teilchen zu unterscheiden, die sich im weiter entfernten Schweif finden. Ihre Dichte ist sehr gering. Sie bilden den hochenergetischen Schwanz der Teilchenverteilungsfunktion und bewegen sich über dem niederenergetischen Hintergrundplasma praktisch stößefrei. In den dicht an der Erde gelegenen Strahlungsgürteln (→ Van-Allen-Gürtel) bewegen sich die Teilchen unter Erhaltung aller drei adiabatischen Invarianten. Innerhalb von $L \leqq 3$ existiert eine sehr hochenergetische Protonenpopulation ($E \approx 1 \cdots 100$ MeV). Außerhalb von $L = 3$ gibt es nur Protonen mit 10 keV $\lessapprox E \lessapprox 1$ MeV, deren Energiespektrum exponentiell abfällt. Sie bilden den *Ringstrom* und werden daher für die großen geomagnetischen Effekte in der M. verantwortlich gemacht. Zwischen $3 < L < 8$ existieren stabil eingefangene, energiereiche (> 200 keV) Elektronen. Ihre Bewegung wird gut durch die → Orbittheorie beschrieben.

2) Modelle der M.

Zur Beschreibung der Magnetfeldstruktur in der M. sind eine Reihe von Modellen entwickelt worden. Aus der Berechnung der Magnetopause nach dem → Chapman-Ferraro-Modell ging als einfachstes Magnetosphärenmodell dasjenige von Mead (1964) hervor, das die Magnetopause mit den Neutralpunkten, die Kompression des Magnetfeldes auf der Tagseite und den langen Schweif wiedergibt. Mead und Williams änderten dieses Modell nach Entdeckung der Neutralschicht im Schweif durch Hinzunahme einer in der Ekliptikebene liegenden Stromschicht im Schweif ab. Da der Schweif jedoch eine dreidimensionale Struktur besitzt, kann man mit Dungey und Axford ein θ-förmiges Modell des Schweifs, das θ-Modell (Thetamodell), annehmen (Beard). Der Balken im θ soll dabei die Plasmaschicht als Stromschicht verdeutlichen.

Neben diesen Modellen gibt es eine Reihe anderer, die ein Verschmelzen von magnetosphärischen Feldlinien im fernen Schweif in der Neutralschicht (Dessler; Axford-Levy-Petschek) oder ein Verschmelzen von magnetosphärischem und interplanetarem Magnetfeld auf Tag- und Nachtseite der M. annehmen (Dungey, Frank). Diese Modelle werden → Reconnectionmodelle oder Modelle mit → Merging genannt.

Den genannten physikalischen Magnetosphärenmodellen stehen mathematische oder experimentelle reine Beschreibungsmodelle des Magnetfeldes gegenüber (Fairfield, Taylor and Hones, Shabansky).

3) Prozesse in der M.

In der M. läuft eine Vielzahl äußerst komplexer physikalischer Vorgänge ab, die vor-

läufig nur in ihren Grundzügen verstanden sind. Indikatoren für solche Vorgänge sind die in hohen magnetischen Breiten visuell beobachtbaren Polarlichter, magnetische Störungen von der Art der → Bay-Störungen, der → Pulsationen oder der geomagnetischen → Stürme, die Absorption von Radiowellen u. a. Da die freie Weglänge der geladenen Teilchen in der M. mit Ausnahme ihrer erdnahen Grenze, der → Ionosphäre, ungefähr 1 AE beträgt und damit viel größer ist als die Dimensionen der M., kann das Magnetosphärenplasma in ausgezeichneter Näherung als stößefreies Plasma angenommen werden. Die Zahl der in einem solchen Plasma möglichen Prozesse ist ungeheuer groß. Trotzdem läßt sich eine Einteilung in makroskopische und mikroskopische Vorgänge geben. Die makroskopischen Vorgänge betreffen vorwiegend die Bewegung des niederenergetischen Hintergrundplasmas und die großräumige Struktur der M. sowie deren quasistationären Zustand. Es besteht kein Zweifel, daß die M. selbst auf Grund von Wechselwirkung des geomagnetischen Feldes mit dem Sonnenwind geformt wird. Die Umströmung der M. durch den Sonnenwind wiederum ruft in irgendeiner Weise durch tangentiale Spannungen an der Magnetopause, wie sie das → Axford-Hines-Modell annimmt, oder durch Verschmelzung von Feldlinien des interplanetaren und des magnetosphärischen Magnetfeldes und durch den Transport desselben entlang der Magnetopause wie im → Reconnectionmodell eine Mitführung des magnetosphärischen Plasmas hervor (→ Konvektion). Diese wiederum ist mit einem elektrischen Feld $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ verbunden, dessen Transformation in die Ionosphäre wegen der dort vorhandenen tensoriellen Leitfähigkeit charakteristische Stromsysteme erzeugt, deren Magnetfeld auf der Erdoberfläche als Variation meßbar wird. Das elektrische Konvektionsfeld kann mit Hilfe von Bariumionenwolken in einem instruktiven Experiment nachgewiesen und gemessen werden. Einen anderen Nachweis für die Existenz der magnetosphärischen Konvektion bilden die systematischen Verschiebungen der Nordlichtbögen in der Polarlichtzone. In der Ionosphäre selbst entstehen Ströme, die durch atmosphärische Winde und periodische Änderungen der Leitfähigkeit infolge der Sonneneinstrahlung hervorgerufen werden und Sq-Variationen bzw. sfe-Variationen bewirken (→ atmosphärischer Dynamo).

Verstärkungen der zur Ekliptik senkrechten Komponente des interplanetaren Magnetfeldes sind korreliert mit einer Intensivierung der Konvektion und des mit dieser verkoppelten DP-2-Stromsystems (→ *DS*). Starke Änderungen des Druckes im Sonnenwind rufen eine plötzliche stärkere Kompression der M. hervor. Sie äußert sich in einem sprunghaften Anstieg der horizontalen magnetischen Feldstärke an der Erdoberfläche, einem *SSC* (Abk. für *s*torm *s*udden *c*ommencement), an den sich in der Regel ein geomagnetischer Sturm anschließt. Bei diesem Vorgang werden Teilchen tief ins Innere der M. injiziert (→ Injektion schneller Teilchen); sie bilden den Ringstrom. Ein weiteres, bisher ungelöstes Problem, welches das kalte und warme Plasma betrifft, ist die Entstehung der Plasmaschicht und der magnetischen Neutralschicht im Schweif. Dieses kann aber wahrscheinlich nicht losgelöst von mikroskopischen Vorgängen behandelt werden.

Neuere Vorstellungen über die Entstehung der Plasmaschicht nehmen die 1971 von Heikkila und Winningham und von Frank entdeckte polare Cusp als Ausgangspunkt. Danach soll die polare Cusp den freien Einstrom von Plasma aus der Magnetosheath in die M. zulassen. Das Plasma sammelt sich nach erfolgter Umströmung der Erde in der Plasmaschicht an (Frank, Dessler und Hill). Gleichzeitig würde eine solche Einwärtskonvektion des praktisch eingefrorenen Sonnenwindplasmas das interplanetare Magnetfeld in die polare Cusp transportieren und dort unabhängig von der Magnetfeldrichtung Reconnection zwischen interplanetarem und magnetosphärischem Magnetfeld erzwingen. Letzteres hat für das Verständnis der magnetischen Vorgänge in der M. ebenso große Konsequenzen wie die Existenz der Plasmaschicht für das Verständnis der plasmaphysikalischen Prozesse.

Infolge der Stößefreiheit des Magnetosphärenplasmas und seiner damit verbundenen Anfälligkeit gegenüber Störungen des stationären Gleichgewichtszustandes ist das Plasma mit großer Wahrscheinlichkeit turbulent. Der Mikrozustand des Plasmas bestimmt folglich den Makrozustand der M. Kollektive Wechselwirkungen und Plasmainstabilitäten spielen eine entscheidende Rolle in der Dynamik des energiereichen Plasmas der M. So können sich Bow Shock und Magnetopause nur auf Grund nichtlinearer Mikroprozesse ausbilden. Die magnetische Neutralschicht im Magnetosphärenschweif dürfte nach der magnetohydrodynamischen Theorie gegenüber der → Tearing-Instabilität nicht beständig sein. Ihre Stabilisierung wird wahrscheinlich durch die quasilineare Wechselwirkung zwischen Teilchen und Feldern erzwungen. Dabei entsteht ein schwaches mittleres, zur Neutralschicht vertikales Magnetfeld, das den makroskopischen Gleichgewichtszustand herstellt. Durch Änderung der Bedingungen in der Plasmaschicht, die infolge von Änderungen des magnetosphärischen Zustandes auftreten können, werden geladene Teilchen aus der Plasmaschicht über die Cusp in die polare nächtliche Ionosphäre beschleunigt und ausgefällt. Dort tragen sie zur Erhöhung der ionosphärischen Leitfähigkeit und zur Ausbildung des DP-1-Stromsystems (→ *DS*) und des polaren Elektrojets bei und können Erscheinungen wie polare Substürme (→ Sturm) und → Polarlichter hervorrufen. Diese nichtstationären Vorgänge in der M. sind vorläufig nur in ihren gröbsten Zügen verstanden. Nordlichter werden durch → Precipitation geladener Teilchen, vorwiegend Elektronen, hervorgerufen, welche die Ionen der polaren Ionosphäre durch Stöße zum Leuchten anregen. Sie sind häufig mit erhöhter geomagnetischer Aktivität und mit Substürmen gekoppelt. Wichtige Ursache für die Precipitation von Teilchen ist neben der Beschleunigung in der Plasmaschicht die Resonanz von Strahlungsgürtelpartikeln mit → Whistlern und Ionenzyklotronwellen, die zur Verletzung der ersten adiabatischen Invarianten und damit zur

Pitchwinkeldiffusion (→ Diffusion geladener Teilchen) führt. Die gewöhnlich stabil eingefangenen driftenden Strahlungsgürtelelektronen und -protonen ändern bei Überschreitung einer bestimmten Intensität, des *stable trapping limit* (Kennel und Petschek), durch die Resonanz mit den Wellen, in deren Verlauf sie Energie an die Wellen abgeben, ihren Pitchwinkel so lange, bis sie in den Verlustkegel (→ Bounce-Bewegung, → Driftverlustkegel) diffundiert sind und in der Ionosphäre ausgefällt werden. Dieser Vorgang läuft so lange ab, bis die Intensität unter den stable trapping limit abgesunken ist. Ein Anwachsen der Strahlungsgürtelintensität kann durch Teilcheninjektion erfolgen. Auf der Grundlage dieser Vorstellungen lassen sich neben der begrenzten Intensität der Teilchenflüsse in den Strahlungsgürteln auch einige Züge der Plasmastruktur der M., wie beispielsweise die Entstehung zweier Elektronenstrahlunggürtel, das Auftreten eines partiellen asymmetrischen Ringstromes, die Beobachtung relativistischer Elektronenprecipitationen am Plasmapausenrand der nachtseitigen M. und die innere Struktur des Plasmaschichtrandes und des Plasmas der polaren Cusp erklären. Weiterhin schließen sich an diesen Vorgang Theorien von Substürmen an. Wichtig für deren Erklärung sind die → Field aligned currents, deren Existenz von der Mehrzahl der Forscher angenommen wird. Ihre theoretische Begründung setzt die Entwicklung einer Theorie der elektrischen Parallelleitfähigkeit im stößefreien Plasma voraus, welche ihrem Wesen nach stark nichtlinear sein muß und auf der Theorie der Plasmaturbulenz beruht.

magnetosphärische Cusp, → Cusp.

magnetosphärische Drift, → Drift.

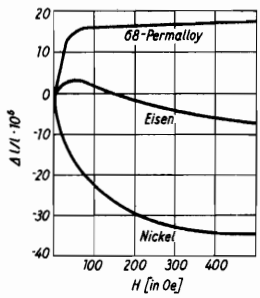
magnetosphärische Grenzschicht, → Magnetosphäre.

magnetosphärische Korotation, → Korotation.

Magnetostatik, die Lehre von den zeitlich konstanten magnetischen Feldern. In der M. wird die räumliche Verteilung magnetischer Felder in der Umgebung von permanenten Magneten und von stationären Strömen sowie die Kraftwirkung des magnetischen Feldes auf Magnete und Ströme untersucht. Der Einfluß einer räumlich veränderlichen Permeabilität kann dabei berücksichtigt werden. Während in elektrischen Feldern Raumelemente vorhanden sind, in deren Umgebung die Kraftwirkungen ausschließlich von ihnen weg gerichtet sind (Quellen) oder zu denen die Kraftwirkungen ausschließlich hin gerichtet sind (Senken), treten in magnetischen Feldern Quellen und Senken immer paarweise auf. Der Grund ist, daß keine isolierten positiven oder negativen magnetischen Ladungen existieren, d. h. keine isolierten Nord- und Südpole, sondern nur Dipole. Die Grundgleichungen der M. sind rot $\vec{H} = 0$ und div $\vec{B} = 0$, wobei $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke, $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ die magnetische Induktion und $\vec{M}$ die Magnetisierung ist. Analog zum Coulombschen Gesetz der Elektrostatik ist das Coulombsche Gesetz der M. formuliert (→ Coulombsches Gesetz 2).

Magnetostriktion, die Änderung der geometrischen Abmessungen eines Körpers unter dem Einfluß von Magnetisierungsänderungen. Sie ist entweder eine Volumenänderung bei gleicher Gestalt (*Volumenmagnetostriktion*) oder eine Gestaltsänderung bei gleichem Volumen. Letztere wird nach ihrem Entdecker als *Joule-Magnetostriktion* oder einfach als M. im engeren Sinne bezeichnet.

Kühlt man einen ferromagnetischen, kugelförmigen Einkristall in einem Magnetfeld, das groß genug ist, um Sättigung zu erreichen, unter die Curie-Temperatur ab, so entsteht ein Ellipsoid mit der größten Halbachse in Feldrichtung bei positiver M. und mit der kleinsten Halbachse in Feldrichtung bei negativer M. Diese relative Längenänderung $\Delta l/l$ abzüglich der Längenänderung infolge Temperaturänderung und der Volumenmagnetostriktion, also die Joule-M., wird durch das Auftreten der spontanen Magnetisierung verursacht, die mit einer spontanen Gitterverzerrung verbunden ist. Die Größe und das Vorzeichen der Joule-M. ist sowohl von der Temperatur und der Feldstärke als auch vom Kristallaufbau und von der Kristallrichtung abhängig (Abb.).



Feldabhängigkeit der Magnetostriktion

Die Volumenmagnetostriktion ist viel kleiner als die Joule-M. und setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen. Der Magnetisierungsanteil hängt vom Betrag der wahren Magnetisierung ab. In einem gewissen Temperaturbereich kann man also die thermische Ausdehnung kompensieren, da die Magnetisierung bei konstantem Feld mit der Temperatur abnimmt (Invarlegierungen). In sehr hohen Feldern, wenn die Magnetisierung in allen Weißschen Bezirken in Feldrichtung zeigt, ändert sich das Volumen linear mit der Feldstärke (*erzwungene M.*).

Der Kristallanteil beschreibt die Abhängigkeit des Kristallvolumens von der Richtung der spontanen Magnetisierung. Die Volumenänderung des Formeffektes ist proportional dem Quadrat der Magnetisierung. Der Formeffekt folgt aus der Tatsache, daß die Energie eines ferromagnetischen Körpers in seinem eigenen entmagnetisierenden Feld vom Volumen und der Form des Körpers abhängt.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient α enthält in magnetisch geordneten Materialien außer dem normalen Gitteranteil einen magnetostriktiven Anteil, der durch die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung entsteht. Dieser magnetostriktive Anteil ist je nach dem Vorzeichen der Volumen-Magnetostriktion positiv oder negativ und hat nahe der Curie-Temperatur maximale Werte. Dadurch ist es möglich, daß α in bestimmten Temperaturbereichen sehr klein oder sogar negativ wird.

Eine Umkehrung der M., eine Magnetisierungsänderung infolge mechanischer Spannungen, ist der → magnetische Zugeffekt.

magnetostriktiver Schwinger, magnetomechanischer Wandler zur Umwandlung von Wechselströmen in mechanische Schwingungen und umgekehrt für den Ultraschallbereich bis etwa 60 kHz. Ein vormagnetisierter Kern, der aus einem Material besteht, das Magnetostriktion zeigt (z. B. Nickel), wird mit einer Spule, durch die sinusförmiger Wechselstrom fließt, zu mechanischen Eigenschwingungen angeregt. Durch die Vormagnetisierung erreicht man einen für die Energieumwandlung günstigen Arbeitspunkt. Ohne Vormagnetisierung entstehen Schwingungen mit einer gegenüber der Anregung verdoppelten Frequenz.

magnetostriktives Filter, ein Bandfilter, bei dem als Resonanzelement ein magnetostriktiver Schwinger verwendet wird. Da mechanische Schwinger schwächer gedämpft sind, erhöht sich gegenüber *LC*-Schwingkreisen, d. h. solchen, die aus Induktivitäten L und Kapazitäten C bestehen, die Selektivität. Nachteil der magnetostriktiven F. ist, daß ihre Eigenschaften von Magnetfeldern, dem Erregerstrom und der Temperatur abhängen.

Magnetotellurik, Verfahren der Geophysik, bei dem eine gleichzeitige Registrierung der zeitlichen Veränderungen der im Erdboden fließenden Ströme (→ Erdelektrizität) und des Momentanwertes des Erdmagnetfeldes vorgenommen wird. Die zur Auswertung entwickelte Theorie muß die gegenseitigen Induktionserscheinungen berücksichtigen. Man erhält Aussagen über Leitfähigkeit und Tiefenlage einzelner Schichten im Erdinnern.

Magnetowiderstand, elektrische Widerstandszunahme bei Einwirken eines Magnetfeldes auf den stromführenden Leiter. Im Experiment gemessen wird der elektrische Widerstand unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes $\vec{B}$ in Abhängigkeit von dessen Richtung und Betrag sowie in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur T und Probenreinheit und auf den Widerstand im feldfreien Fall bezogen: $\frac{\Delta\varrho}{\varrho(0,T)} = \frac{\varrho(\vec{B},T)-\varrho(0,T)}{\varrho(0,T)}$. Hierbei bedeutet $\varrho(\vec{B},T)$ den von Magnetfeld und Temperatur abhängigen spezifischen elektrischen Widerstand. Obwohl äußere Magnetfelder nur Kräfte senkrecht zu den Ladungsträgerbahnen auszuüben vermögen und demzufolge die Energie der Leitungselektronen nicht direkt ändern können, beeinflussen sie deren Verteilungsfunktion und damit mittelbar den elektrischen Widerstand. Übersichtliche Resultate vermag die Theorie des M.es vorläufig nur für die Grenzfälle schwacher und starker reduzierter Magnetfelder B/ϱ zu liefern. Neben der absoluten Magnetfeldstärke haben also auch Probenreinheit und Temperatur einen Einfluß, der als Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge zu deuten ist.

1) *Schwache reduzierte Magnetfelder,* $\omega_c\tau \ll 1$. Dabei ist $\omega_c = eB/m$ die Zyklotronresonanzfrequenz (e ist die elektrische Ladung, m die Elektronenmasse) und τ die Relaxationszeit. Die Elektronen legen zwischen zwei Streuprozessen mit Phononen oder Gitterstörungen nur kurze Stücke auf der Fermi-Fläche zurück, so daß Informationen über dieselbe nicht erwartet werden können.

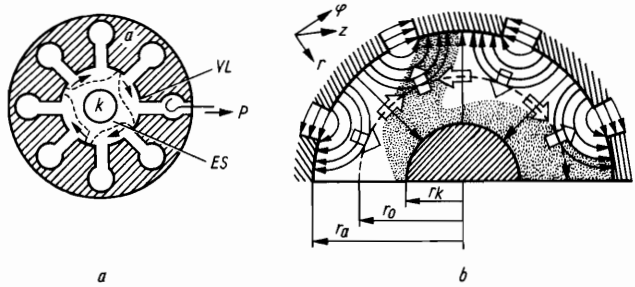
Zur genaueren theoretischen Berechnung des longitudinalen M.es, d. i. der elektrische Widerstand eines Metalls bei Einwirkung eines zum Strom parallelen Magnetfeldes, und des transversalen M.es, d. i. der elektrische Widerstand eines Metalls bei Einwirkung eines zum Strom senkrechten Magnetfeldes, ist die Kenntnis der Funktionen $E(\vec{k})$ und $\tau(\vec{k})$ erforderlich. Ohne diese Voraussetzung liefert die Rechnung für reguläre Metalle in Übereinstimmung mit dem Experiment eine Proportionalität des longitudinalen wie des transversalen M.es zu B^2 für kleine Werte des Magnetfeldes. Beim transversalen M. tritt das auf dem Meßstrom und dem äußeren Magnetfeld senkrecht stehende Hall-Feld auf, während beim longitudinalen M. kein elektrisches Querfeld existiert. Unter der Annahme einer isotropen Relaxationszeit $\tau = \tau(E)$ kann die empirisch gefundene → Kohlersche Regel hergeleitet werden.

2) *Starke reduzierte Magnetfelder,* $\omega_c\tau \gg 1$. Die Elektronen legen zwischen zwei Streuprozessen mehrere Umläufe im k-Raum zurück, es sind deshalb Aussagen über Zusammenhangsverhältnisse einzelner Teile der Fermi-Fläche zu erwarten.

Die Theorie liefert folgende Ergebnisse: a) Der longitudinale M. strebt einem Sättigungswert zu. b) Bei kompensierten Metallen wächst für geschlossene Bahnen der Ladungsträger der transversale M. unbeschränkt mit B^2 an, bei unkompensierten strebt er einem Sättigungswert zu. c) Für offene Bahnen in Meßstromrichtung wächst der transversale M. in jedem Falle mit B^2 an, für offene Bahnen senkrecht zur Strom- und Feldrichtung strebt er in jedem Falle einem Sättigungswert zu. d) Bei verschieden gerichteten offenen Bahnen strebt der transversale M. einem Sättigungswert zu. Mit Hilfe dieser Aussagen können durch experimentelle Bestimmungen des M.es Lage und Durchmesser offener Stellen der Fermi-Fläche ermittelt werden.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl. Leipzig 1971).

Magnetron, Höchstfrequenzgenerator, der im Prinzip ein rückgekoppeltes → Wanderfeldmagnetron darstellt und zur Erzeugung von Mikrowellen dient. Deshalb wird das M. auch als Mikrowellenröhre bezeichnet. Das M. ent-



Magnetron: *a* Schema. *VL* Verzögerungsleitung, *ES* Elektronenströmung, *a* Anode, *k* Katode, *P* ausgekoppelte HF-Leistung. *b* Zur Wechselwirkung zwischen Elektronenströmung und elektromagnetischer Welle beim Magnetron. Umrandete Pfeile symbolisieren die Feldkräfte, die die dargestellte Elektronenverteilung hervorrufen

Magnetronvakuummeter

hält eine ringförmige inhomogene Verzögerungsleitung, die konzentrisch als Anode a um eine zentrale Katode k angeordnet ist. Das durch die Anodenspannung erzeugte radiale elektrostatische Feld ist mit einem statischen axialen Magnetfeld gekreuzt. Dadurch werden die aus der Katode austretenden Elektronen in radialer und azimutaler Richtung beschleunigt. Die resultierende Bahn, auf die die Elektronen gezwungen werden, ist ein Kreis (Rollkreis), dessen Mittelpunkt auf einer kreisförmigen Leitbahn mit dem Radius r um die Katode umläuft. Die Winkelgeschwindigkeit der Rollkreisbewegung ist gegeben durch $\omega = (e/2m)B$, die der Leitbahnbewegung durch $\omega_L = E/Br$. Dabei bezeichnen B die magnetische Induktion und E die elektrische Feldstärke. Ersetzt man die Leitbahn des Elektrons in erster Näherung durch eine Kreisbahn mit dem Radius $r_0 = (r_a + r_k)/2$ um die Katode, so läßt sich das M. als Wanderfeldmagnetron betrachten, das durch die Rückkopplung der in sich geschlossenen Verzögerungsleitung zum Generator wird. Ist auf der Verzögerungsleitung die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle möglich, deren Umlaufgeschwindigkeit ω/p (p ist die Zahl der Polpaare der Anode) mit der mittleren Winkelgeschwindigkeit der Elektronen übereinstimmt, so ist durch die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und dem elektrischen HF-Feld unter Mitwirkung der statischen Felder die Anfachung und Aufrechterhaltung von Schwingungen möglich. Der Nachteil der Anordnung besteht darin, daß verschiedene Schwingungsmoden möglich sind, die sich durch die jeweilige Phasenlage des hochfrequenten Wechselfeldes in den einzelnen Spalten unterscheiden. Im allgemeinen wird der Schwingungsmodus angestrebt, bei dem benachbarte Hohlräume in der Gegenphase schwingen. Er wird als π-Modus bezeichnet.

Zur Unterdrückung unerwünschter Störschwingungen bringt man über den Anodensegmenten leitende Brücken an (strapping), die die Anodensegmente gleicher Phase miteinander verbinden. In Analogie zum Wanderfeldmagnetron erfolgt die Geschwindigkeitssteuerung der umlaufenden Elektronen durch das radiale elektrische HF-Feld, wodurch es zur Ausbildung von Elektronenpaketen im Bereich des verzögernden azimutalen HF-Feldes kommt. Der Vorgang der Phasenfokussierung wird in Katodennähe durch die Aussortierung falschphasiger Elektronen unterstützt. Die synchron mit der elektromagnetischen Welle umlaufenden Elektronenpakete gelangen allmählich zur Anode und geben dabei auf Kosten ihrer potentiellen Energie mehr Energie an das azimutale HF-Feld ab, als diesem von falschphasigen Elektronen entzogen wird. Die erzeugte HF-Leistung wird aus einem der Resonatoren ausgekoppelt.

Das M. liefert bei 3 GHz Dauerstrichleistungen bis zu 10 kW und Impulsleistungen bis zu 5 MW mit einem Wirkungsgrad von 80%. Es wird daher als Hochleistungsimpulsgenerator in der Radartechnik eingesetzt und findet außerdem Verwendung als Dauerstrichgenerator bei 2,4 GHz für Zwecke der industriellen HF-Erwärmung, besonders für die → Mikrowellenerwärmung, sowie für die HF-Therapie.

Magnetronvakuummeter, → Vakuummeter.

Magnetschallwellen, → Plasmaschwingungen.

Magnetspektrometer, → Betaspektrometrie.

Magnetstahl, → magnetische Werkstoffe.

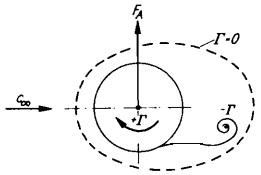
Magnettrommel, magnetischer Speicher, der aus einer Trommel mit einem dünnen ferromagnetischen Überzug besteht. Die Information wird mit Magnetköpfen übertragen. Beim Lesen bleibt die Information erhalten. Die M. wird häufig in elektronischen Rechenmaschinen verwendet.

Magnetverstärker, → magnetischer Verstärker.

Magnitude, oft *Richter-Magnitude* genannt, eine von Richter eingeführte Zahl, die die Stärke eines Erdbebens charakterisieren soll und unmittelbar aus dem Seismogramm zu ermitteln ist. Sie wird aus dem Logarithmus des Verhältnisses der größten Schwingungsweite zur Dauer dieser Schwingung sowie aus einer von der Epizentralentfernung und dem geologischen Untergrund der Station abhängigen Eichfunktion berechnet. Die Magnitudenbestimmung erfolgte zunächst aus den Aufzeichnungen der Oberflächenwellen (→ seismische Wellen). Neuerdings werden hierzu auch die Raumwellen sowie die Dauer der Oberflächenwellen herangezogen. Das Verhältnis der seismisch freigewordenen Energien zweier Beben, deren M.n sich um 0,5 unterscheiden, beträgt 10. Das stärkste registrierte Erdbeben hatte die Magnitude 8,6, das Erdbeben von Lissabon 1755 maximal die Magnitude 9, was einer Energie von etwa 10^{28} erg entspricht.

Magnon, → Spinwelle.

Magnus-Effekt, das Entstehen einer senkrecht zur Anblasrichtung wirkenden Kraft an umströmten, sich drehenden Zylindern und Kugeln. Diese Kraft wird → Auftrieb oder Quertrieb genannt. Der M.-E. soll am querangeblasenen ebenen Zylinder (→ Zylinderumströmung) näher untersucht werden. Analog zum Anfahren des Tragflügels bildet sich am Zylinder ein Anfahrwirbel, der mit der Grundströmung abschwimmt (Abb.). Seine Zirkulation Γ ist von



Entstehung der Zirkulation $\Gamma \cdot c_\infty$ Anblasgeschwindigkeit, F_A Auftrieb

gleicher Größe, aber umgekehrter Richtung wie die um den rotierenden Zylinder sich bildende Zirkulation, so daß der → Wirbelsatz von Thomson erfüllt ist (Abb.). Die Wirbelablösung erfolgt jedoch unsymmetrisch, da bei genügend starker Rotation des Zylinders auf der Seite, an der Strömung und Zylinder gleichläufig sind, keine Verzögerung und damit auch keine Ablösung auftritt. Auf der gegenläufigen Seite jedoch bildet sich infolge Ablösung der Wirbel aus, für dessen Entstehung die Reibung maßgebend ist. Nach der Kutta-Joukowsky-Gleichung ergibt sich der maximale Auftriebsbeiwert für Potentialströmung zu $c_{A_{max}} = 4\pi$,

wenn die Umfangsgeschwindigkeit viermal so groß ist wie die Anblasgeschwindigkeit. In reibungsbehafteter Strömung wird jedoch nur $c_{A_{max}} \approx 10$ bei einem Widerstandsbeiwert (→ Strömungswiderstand) $c_W \approx 6$ erreicht.

Der M.-E. ist für die Seitenabweichung von Geschossen sowie geschnittenen Tennis- und Golfbällen maßgebend. Seine direkte Anwendung in der Technik ist versucht worden, hatte jedoch keinen Erfolg, z. B. rotierende Walzen zur Auftriebssteigerung bei landenden Flugzeugen und als Schiffsantrieb der Flettner-Rotor, ein senkrecht auf dem Deck angeordneter rotierender Zylinder.

Majorana-Darstellung, → Dirac-Gleichung.

Majorana-Effekt, die magnetische → Doppelbrechung kolloider Lösungen. In Eisenoxidsolen bilden sich längliche, magnetisch anisotrope, kolloide Teilchen, die sich in Feldrichtung einstellen. Ähnlich wie die paramagnetischen Moleküle beim Cotton-Mouton-Effekt rufen diese Teilchen eine Doppelbrechung des Lichtes hervor, das sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreitet. Der M.-E. tritt auch in diamagnetischen Solen auf, z. B. Gold- und Silbersolen, wobei sich die Teilchen senkrecht zum Magnetfeld einstellen (→ Magnetooptik).

Majorana-Kraft, eine Austauschwechselwirkung, → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Majorantenkriterium, → Reihe.

Makrokausalität, → Kausalität.

Makromolekül, → Polymere.

Makrorheologie, → Rheologie.

makroskopische Quantenerscheinung, *makroskopischer Quanteneffekt*, eine Erscheinung, bei der sich quantenmechanisch bedingte Effekte direkt makroskopisch äußern. Man versteht unter m.n Q.en die beiden analogen Erscheinungen → Supraleitfähigkeit und → Suprafluidität. Beide Erscheinungen kann man qualitativ auf die → Bose-Einstein-Kondensation eines Systems aus Bose-Teilchen zurückführen, denn auch die Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) haben infolge des entgegengesetzten Spins der beiden beteiligten Elektronen den Gesamtspin Null und folgen so der Bose-Einstein-Statistik.

makroskopischer Quanteneffekt, svw. makroskopische Quantenerscheinung.

Makrozustand, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Malter-Effekt, der Aufbau hoher elektrischer Spannungen durch Sekundärelektronenemission. Ist eine Sekundärelektronen emittierende Halbleiterschicht durch eine dünne Isolierschicht von der an negativer Spannung liegenden Metallunterlage getrennt, so lädt sich infolge der Sekundärelektronenemission die Halbleiterschicht bis zu 100 V positiv gegen die Metallunterlage auf. Zwischen Metallunterlage und Halbleiterschicht können sich dadurch elektrische Feldstärken bis zu 10^7 V/cm ausbilden, die eine beträchtliche Feldelektronenemission des Metalls bewirken. Der scheinbare Sekundäremissionskoeffizient solcher Schichten kann durch die große Nachlieferung zusätzlicher Elektronen durch Feldemission der Metallunterlage die Größenordnung 10^3 haben.

Malusscher Satz, eine Regel, die besagt, daß zu jeder Ausbreitungsfront (Wellenfront) des Lichtes ein Normalensystem besteht, das ein gemeinsames Zentrum im Ursprungsort der Ausbreitungsfront oder im optisch erzeugten Bild dieses Ortes hat. Dieses System bleibt auch nach beliebig vielen Durchgängen durch Medien unterschiedlicher Brechzahl bestehen. Die Normalen können als Lichtstrahlen im geometrisch-optischen Sinn aufgefaßt werden.

Lit. Picht: Grundlagen der geometrisch-optischen Abbildung (Berlin 1955).

Malus-Versuch, → Polarisation des Lichtes.

mamu, Milli-atomare Masseeinheit, → atomare Masseeinheit 2).

Mandelstam-Darstellung, → analytische S-Matrix-Theorie.

Mandelstam-Hypothese, → analytische S-Matrix-Theorie.

Mangan-54-Standard, → radioaktiver Standard.

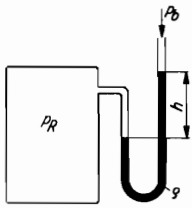
Manley-Rowe-Beziehungen, → Reaktanzverstärker.

man-made earthquake [engl. ‚vom Menschen hervorgerufenes Erdbeben'], ein → Erdbeben, das aus menschlichen Eingriffen in die Natur erwächst. Wird Wasser in Bohrlöcher von einigen km Tiefe eingepreßt, so bewirkt die lokale Druckänderung zusammen mit einer physikalisch-chemischen Änderung der Substanz kleinere Erdbeben. Derselbe Effekt wurde beim Stau von großen Talsperren beobachtet. Unter dem Einfluß unterirdischer Kernexplosionen ereignen sich in der Umgebung von einigen 10 km ebenfalls man-made earthquakes. Sie treten meist als größere Folge auf und klingen nach Wochen ab.

Manometer, Gerät zum Bestimmen des Drucks von Gasen und Flüssigkeiten. Dem Meßprinzip nach unterscheidet man verschiedene Arten von M.n.

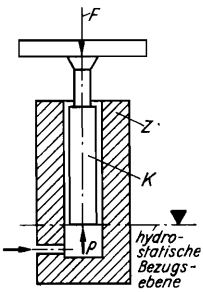
1) Statische M. Zu ihnen gehören die *Flüssigkeitsmanometer*. Das einfachste Flüssigkeitsmanometer ist das U-Rohr-Manometer. Es besteht aus einem mit Quecksilber oder mit einer anderen nicht benetzenden Flüssigkeit gefüllten U-Rohr, auf dessen einen Schenkel der zu messende Druck und auf dessen anderen Schenkel der Bezugsdruck wirkt.

Solange der Druck über beiden Schenkeln von gleicher Größe ist, steht der Flüssigkeitsspiegel nach dem Prinzip der → kommunizierenden Röhren gleich hoch. Bei Vorhandensein einer Druckdifferenz stellt sich ein Ausschlag h ein (Abb. 1). Je nach der Größe des zu messenden Differenzdruckes, der bis zu einigen Atmosphären betragen kann, verwendet man Meßflüssigkeiten unterschiedlicher Dichte (Quecksilber, Wasser, Toluol, Nonan, Silikonöl). Das U-Rohr-Manometer wird in verschiedenen Abarten praktisch angewandt. So wird ein Schenkel zu einem größeren Behälter umgestaltet, in dem die Spiegeländerung vernachlässigbar klein ist; die Flüssigkeitshöhe braucht dann nur an einer Stelle abgelesen zu werden. Der Stand der Flüssigkeit wird an einer Skale unmittelbar abgelesen. Die Meßunsicherheit ist $\leqq \pm 0{,}5\,\%$ des Meßbereichsendwertes, der 0,5 bis 250 kp/cm² beträgt. U-Rohrmanometer eignen sich für Druck- und Vakuummessungen sowie zur Anzeige bei Durchfluß- und Niveaustandsmessungen. Die Stellung des Meniskus kann zur Meßwertübertragung mit Schwimmerplatten oder -kugeln abgetastet werden. Eine Abwandlung



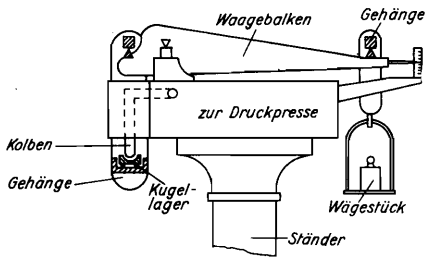
1 Messung des Kesseldrucks mit dem U-Rohr-Manometer

Margules-Wohl-Ansatz



2 Schema eines Kolbenmanometers

des U-Rohrmanometers ist das *Schrägrohrmanometer*, das zum Messen von Drücken $\leqq$ 100 mmWS geeignet ist. Seine Meßunsicherheit beträgt $\pm$0,5 mmWS. *Schwimmermanometer* sind hydrostatische Druckmeßgeräte. Der Durchmesser des Schwimmers hängt von der geforderten Empfindlichkeit ab. Schwimmermanometer können auch als Wirkdruckgeber benutzt werden. *Tauchglockenmanometer*, ebenfalls zum Messen von niederen Drücken und von Druckdifferenzen geeignet, haben eine Glocke mit großem Querschnitt, die in die Sperrflüssigkeit eintaucht. Die Eintauchtiefe ist ein Maß für die Druckdifferenz. Bei *Kolbenmanometern* wird der Druck p als Überdruck gegen den Atmosphärendruck gemessen. Er wirkt auf den im senkrecht stehenden Zylinder Z frei beweglichen Kolben K, der durch eine Kraft F belastet werden kann (Abb. 2). Der Druck berechnet sich aus dem Kräftegleichgewicht zu $p = F/A$; dabei ist A der wirksame Querschnitt. Zur Verminderung der Reibung zwischen Zylinder und Kolben rotiert der Kolben. Das Kolbenmanometer dient zur Messung hoher Drücke. Dabei ist die Deformation von Kolben und Zylinder zu berücksichtigen. Zur Verminderung der Kolbenauslenkung verwendet man zweifach geführte Differentialkolben. Läßt man den Kolben auf einen Hebelarm wirken, so entsteht die *Druckwaage* (Abb. 3).



3 Druckwaage

M. mit elastischem Meßglied werden eingeteilt in Feder- und Membranmanometer. *Kapselfedermanometer* sind hochempfindliche Meßgeräte für Gasdrücke in niederen Meßbereichen. Sie bestehen aus zwei gewellten Metallmembranen, die zu einer Kapsel druckdicht zusammengelötet sind. Wird der Innenraum der Kapsel dem zu messenden Druck ausgesetzt, so dehnt sie sich bei Überdruck nach außen, bei Unterdruck nach innen. Der Druck wird über ein Gestänge auf einen Zeiger übertragen, der vor einer Skale schwingt. *Balgenfedermanometer* oder *Wellrohrmanometer* für Meßbereiche bis 2 kp/cm² haben Bälge aus Messing oder Stahl; der Druckausgleich wird durch eine Feder vorgenommen. *Plattenfedermanometer* gehören zu den Membranmanometern. Die Druckübertragung erfolgt durch eine elastische Platte, die zwischen den Flanschen eines Gehäuses eingespannt ist und von einer Seite vom Druck beaufschlagt wird. Die Durchbiegung der Platte ist ein Maß für den Druck. *Röhrenfedermanometer* oder *Bourdon-Manometer* (→ Bourdon-Röhre) sind mit einem Federkörper aus Bronze oder Stahl ausgeführt. Als elastisches Meßglied dient eine elastische Feder mit ovalem Querschnitt. Diese ist oben geschlossen und wird dem Meßdruck ausgesetzt. Entsprechend der jeweiligen Belastung biegt sie sich auf und überträgt den Federhub auf ein Anzeigewerk. *Schrauben-* und *Schneckenfedermanometer* beruhen auf dem gleichen Meßprinzip wie Bourdon-Manometer. *Aneroidmanometer* messen die Durchbiegung einer Membran, ihre Meßunsicherheit ist infolge der Hysterese des elastischen Materials wesentlich größer als die anderer Geräte. *Mikromanometer*, bei denen die Dichtezahl von entscheidendem Einfluß ist, dienen zur Erfassung sehr geringer Druckunterschiede. Zu dieser Art M. gehören auch M. mit verfeinerter Ableseeinrichtung mittels Flüssigkeiten geringer Dichte, wie Wasser, Toluol, Petroleum, Alkohol u. ä., z. B. die Wasserminimeter sowie M. mit gegen die Vertikale geneigtem Schenkel sowie die Mikromanometer von Recknagel, Krell, Block, die je einen weiten und einen engen Schenkel haben. *Kreismanometer* sind unter dem Namen → Ringwaagen bekannt. *Differentialmanometer* sind Kolbenmanometer, bei denen der Druck auf einen unbekannten wirksamen Querschnitt mit einem Flüssigkeitsmanometer oder einer Druckwaage verglichen wird.

2) Elektrische M. beruhen entweder auf der Nutzung piezoelektrischer Effekte, oder sie bestehen aus Säulen von Kohleplättchen, die bei Druckänderung eine Änderung des elektrischen Übergangswiderstandes zwischen den Schichten bzw. des ohmschen Widerstandes zwischen künstlichen Kohleplättchen erfahren, oder sie messen den Widerstand in einer Wheatstoneschen Brücke mit Spiegelgalvanometer. Die relative Meßunsicherheit elektrischer M. beträgt etwa 1 %.

3) M. nach anderen Meßprinzipien. *Dynamische M.* messen den Druck aus der Beschleunigung einer Masse. Die Kraft erhält man, indem man die Beschleunigung einer bewegten Masse durch das Aufnehmen ihrer Zeit-Weg-Kurve berechnet. Wenn der Querschnitt, der diese Kraft überträgt, bekannt ist, ist auch der Druck bekannt. Dynamische M. verbrauchen im Gegensatz zu den statischen M.n ständig Flüssigkeit, so daß in den Zuleitungen ein Druckabfall entsteht. Zu den M.n dieser Art gehören die *Impulsmanometer*, die nach dem Prinzip Düse-Prallplatte gebaut sind.

Lit. Ebert: Statische und quasistatische Druckmessung, Handb. der Betriebskontrolle, Bd 3 (Leipzig 1959).

Margules-Wohl-Ansatz, Formel, die das Verhältnis der Aktivitätskoeffizienten γ_i in Nichtelektrolytmischungen charakterisiert. Für binäre Mischungen gilt $\log(\gamma_1/\gamma_2) = (1 - 2x)\,B + (1 - x)(1 - 3x)(A - B)$. Dabei ist x der Molenbruch der Komponente 1; A und B sind empirische Konstanten.

Mariotte-Flasche, → Ausströmen.

Markow-Prozesse, spezielle, von A. A. Markow untersuchte Klasse stochastischer Prozesse. Ein stochastischer Prozeß werde durch die Variable y beschrieben, die zu den Zeitpunkten t_i die Werte y_i annehme ($1 \leqq i \leqq n - 1$). Der Prozeß heißt dann markowsch oder M.-P., wenn die Wahrscheinlichkeit, daß die Variable y zur Zeit t_n im Intervall y_n und $y_n + dy_n$ liegt, außer von y_n und t_n nur noch von y_{n-1} und t_{n-1} abhängt,

dagegen nicht von den Werten y_l zu früheren Zeitpunkten. M.-P., bei denen also die Vorgeschichte des Systems unwesentlich ist, haben besonders bei kontinuierlichen Variablen eine große Bedeutung in der kinetischen Gastheorie und speziell in der Theorie der Brownschen Bewegung.

Mars, der erdnächste der äußeren Planeten. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 24,14 km/s in einem mittleren Abstand von 1,524 AE in 1,88 Jahren einmal um die Sonne. Die Entfernung zur Erde schwankt je nach der Stellung der Planeten in ihren Bahnen zwischen $55 \cdot 10^6$ und $400 \cdot 10^6$ km. Die Masse des M. beträgt nur 0,107 Erdmassen, sein Durchmesser 6800 km, der damit wenig größer als der halbe Erddurchmesser ist. Die mittlere Dichte ist mit 3,95 g/cm³ kleiner als die der Erde. M. rotiert in 24 h 37,4 min einmal um seine Achse. Die Schwerkraft an der Marsoberfläche beträgt nur 38% der an der Erdoberfläche, demzufolge ist auch die Dichte der Marsatmosphäre wesentlich geringer als die der Erdatmosphäre, ihre Ausdehnung ist aber mit der der irdischen Lufthülle vergleichbar. Der Hauptanteil der Marsatmosphäre besteht aus Kohlendioxid, freier Sauerstoff ist nur in geringen Mengen vorhanden, ebenso Wasserdampf. Der Gehalt an Kohlendioxid ist doppelt so groß wie in der Erdatmosphäre. Die dünne Atmosphäre gewährt einen freien Einblick auf die Oberfläche. Helle, gleichbleibend gelblichrot gefärbte Gebiete, die dem M. seine rote Farbe geben, sind wahrscheinlich wüstenähnliche Regionen. Sie werden von dunkleren Gebieten durchsetzt, deren bräunliche und mattgrüne Färbung mit den Jahreszeiten wechselt. Diese Flächen sind möglicherweise mit niederen Pflanzen bedeckt. Mit Hilfe künstlicher Planetoiden (Marssonden) gelangen Nahaufnahmen der Marsoberfläche, die Kraterstrukturen ähnlich denen der Mondoberfläche zeigen. Die Temperatur der Marsoberfläche liegt im Jahresmittel mit −15 °C um 19 Grad niedriger als auf der Erde. M. wird von 2 Satelliten, Phobos und Deimos, umkreist. Phobos umläuft M. schneller, als dieser rotiert, so daß er im Westen aufgeht.

Martensitumwandlung, eine diffusionslose Phasenumwandlung, bei der sich die Gitterstruktur ändert, ohne daß Konzentrationsunterschiede einer möglicherweise gelösten Komponente auftreten. Die M. erfolgt durch Scherung des Gitters, verbunden mit einer Volumenänderung. Sie tritt besonders bei Eisenlegierungen auf, kann durch eine Temperaturbehandlung ausgelöst werden und hat Änderungen der Kristalleigenschaften zur Folge.

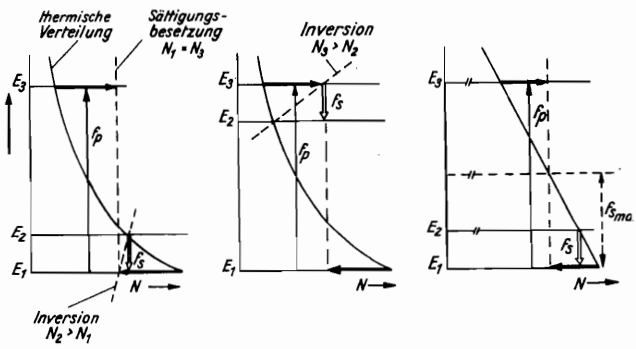
Mascaret, svw. Bore.

Maschenregel, → Kirchhoffsche Regeln.

Maser (Abk. für *M*icrowave *A*mplification by *S*timulated *E*mission of *R*adiation, ‚Mikrowellenverstärkung durch induzierte Strahlungsemission'), *Molekularverstärker*, *Quantenverstärker* (besonders in der sowjetischen Literatur gebräuchlich), ein rauscharmer Verstärker für kleine Leistungen im Mikrowellenbereich. Er findet Anwendung als Vorverstärker in Empfangsgeräten von Nachrichtenübertragungsanlagen. Durch Rückkopplung der verstärkten Signale kann aus dem Verstärker ein Oszillator (*Quantengenerator*) werden. Der Verstärkungsvorgang beim M. basiert im Gegensatz zur Verstärkung mit Transistoren und Elektronenröhren auf dem Energieaustausch zwischen einem Hochfrequenzfeld und der inneren Energie von Materie. Dem M. und dem → Laser liegt das gleiche physikalische Wirkungsprinzip zugrunde. Der Unterschied zwischen M. und Laser besteht einmal darin, daß der M. für den Mikrowellenbereich bestimmt ist und der Laser für den optischen Bereich, zum anderen darin, daß der M. als Verstärker und als Oszillator eingesetzt wird, während der Laser z. Z. nur als Oszillator Verwendung findet. In der älteren Literatur wird der Laser auch als optischer M. bezeichnet.

Wirkungsprinzip. Beim M. und beim Laser werden unter Ausnutzung der induzierten Strahlungsemission elektromagnetische Wechselfelder verstärkt. Dazu ist es erforderlich, daß das Temperaturgleichgewicht von Materie in dem Sinne geändert wird, daß eine Inversion der Besetzungsdichten erfolgt, indem in einem höheren Energieniveau Überschußenergie gegenüber dem normalen thermischen Gleichgewichtszustand gespeichert wird. Durch ein induzierendes Wechselfeld kann dann elektromagnetische Energie entnommen werden. Ist die entnommene Energie größer als die Energie, welche zur Herstellung des induzierten Wechselfeldes erforderlich ist, so wird an das Feld Energie abgegeben, d. h., es besteht eine Verstärkerwirkung. Eine Inversion der Besetzungsdichten gegenüber dem thermischen Gleichgewicht kann wie beim Laser auf verschiedene Art erfolgen.

Abb. 1 zeigt zwei Termschemata des Drei-Niveau-Systems des M.s. Die thermische Besetzung der einzelnen Terme nach der Boltzmann-Verteilung soll durch geeignete Wahl der Temperatur merklich unterschiedlich sein. Zwischen den Niveaupaaren 1−3, 3 −2 und 2−1 seien strahlende Übergänge möglich. Auf das Material wird zunächst Energie der Frequenz f_p eingestrahlt; sie induziert Übergänge zwischen den Niveaus 1 und 3. Dieser Vorgang wird als *Pumpen* bezeichnet; die Pumpenergie ist gleich $hf_p = E_3 - E_1$. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, E_3 und E_1 sind die Energieniveaus. Die Energiedichte der Pumpstrahlung soll groß sein gegen die Energiedichte der thermi-



1 Drei-Niveau-System des Masers: *a* Verstärkung zwischen E_3 und E_1; *b* Verstärkung zwischen E_3 und E_2; *c* thermische Besetzungsverteilung bei 4,2 K annähernd linear, daher $f_P > 2f_s$

schen Strahlung. Unter dem Einfluß der Pumpstrahlung wird das Besetzungsverhältnis der Energieniveaus E_1 und E_3 gegenüber dem thermischen Gleichgewicht verändert, d. h. die Anzahl der Teilchen im Zustand 3 vergrößert, im Zustand 1 entsprechend herabgesetzt. Bei ausreichend hoher Pumpleistung kann die Besetzung gleich groß werden, d. h. $N_1 = N_3$. Dieser Zustand ist in Abb. 1 durch die gestrichelte Linie dargestellt. Wirkt auf ein Teilchen im höheren Energiezustand ein Signal, d. h. ein elektromagnetisches Wechselfeld, mit der Frequenz f_s ein, so geht es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit unter Aussenden eines Strahlungsquants hf_s in den niedrigeren Energiezustand über. Die emittierte Strahlung stimmt in Frequenz und Phase mit dem anregenden Signal überein, das dadurch verstärkt wird. Es gilt dabei für das Termschema nach Abb. 1a die Beziehung $hf_s = E_2 - E_1$ und nach Abb. 1b die Beziehung $hf_s = E_3 - E_2$.

Damit die Pumpquelle die thermischen Besetzungsverhältnisse merklich stören kann, muß der obere Energiezustand E_3 zunächst ausreichend schwächer besetzt sein als der Grundzustand E_1. Bei einem typischen M. einer Empfangsanlage für Satelliten-Nachrichtenübertragung beträgt beispielsweise die Signalfrequenz $f_s = 4 \cdot 10^9$ Hz und die Pumpfrequenz $f_p = 30 \cdot 10^9$ Hz. Damit E_3 wenigstens 5% schwächer besetzt ist als E_1, müßte die Temperatur kleiner als 3,2 K sein. Dies ist der Grund dafür, daß M. nur bei sehr tiefen Temperaturen betrieben werden können, z. B. bei 4,2 K durch Kühlung mit flüssigem Helium. Bei hohen Temperaturen ist das Pumpen wirkungslos. Für 4,2 K ist die Verteilung der Besetzungen, wie Abb. 1c zeigt, näherungsweise im Bereich der Pumpfrequenz f_p linear. Es ist zu erkennen, daß in linearer Näherung die Pumpfrequenz f_p mindestens gleich der doppelten Signalfrequenz f_s sein muß, um eine Inversion zu erhalten.

Beim M. werden als aktive Teilchen, deren innere Energie mit dem elektromagnetischen Wechselfeld in Energieaustausch tritt, paramagnetische Ionen verwendet. Als besonders geeignet für den Mikrowellenbereich erwiesen sich paramagnetische Chrom-, Eisen-, Gadolinium- und Nickelionen. Diese Ionen sind als Fremdkörper in geringer Konzentration in einem sonst nicht magnetischen Kristall eingebaut; ihr magnetisches Moment tritt mit dem hochfrequenten magnetischen Feld in Wechselwirkung. Geeignete Kristalle sind Aluminiumoxid, d. h. Rubin, Kaliumkobaltzyanid und Titandioxid.

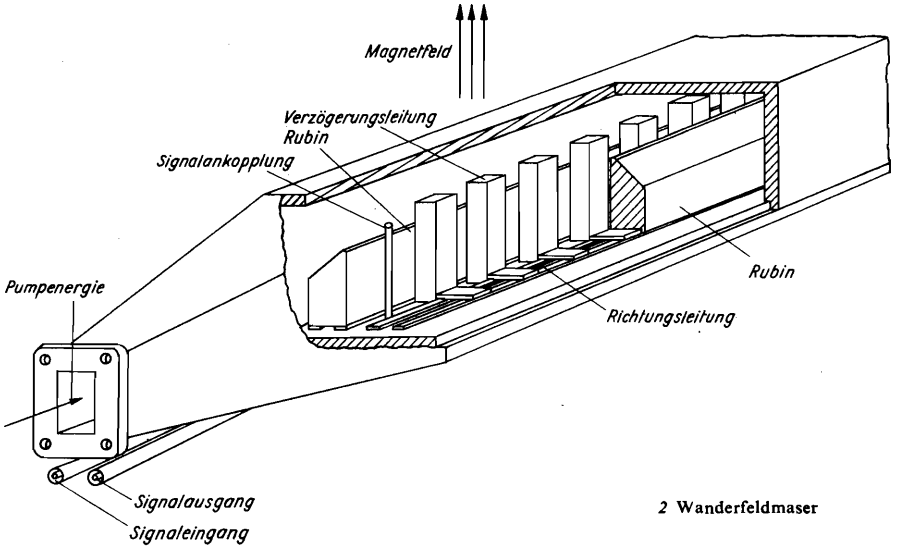
Ein paramagnetisches Ion stellt einen atomaren magnetischen Dipol dar. Er kann in einem äußeren Magnetfeld nur bestimmte diskrete Stellungen einnehmen, die durch die Gesetze der Quantenmechanik angegeben werden. Die Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Energieniveaus, die den zugeordneten Quantenübergängen entsprechen, liegen bei paramagnetischen Ionen im Frequenzgebiet der Mikrowellen; sie können durch Änderung der magnetischen Gleichfeldstärke verschoben werden. Damit ergibt sich der Vorteil, daß der M. mit Hilfe des Magnetfeldes abgestimmt werden kann. Das Magnetfeld wird stets so eingestellt, daß der Abstand der Energieniveaus 1 und 2 der vorgegebenen Signalfrequenz f_s entspricht.

Rauschen des M.s. Der besondere Vorteil bei der Anwendung des M.s als Verstärker besteht darin, daß er einen äußerst geringen Rauschpegel besitzt und daher zur Verstärkung extrem schwacher Signale benutzt werden kann. → Rauschen II, 8.

Die allgemein verwendeten elektronischen Verstärkerelemente Transistor und Elektronenröhre sind Spannungs- und Stromverstärker. Die Verstärker der Quantenelektronik, d. h. M. und Laser, verstärken dagegen direkt die elektromagnetische Strahlung. Das Spannungs- und Stromverhalten der Transistoren und Elektronenröhren ist streng genommen eine statistische Beschreibung des Verhaltens der Gesamtheit der Stromträger, die selbst ihren Gesetzmäßigkeiten folgen. Wird die Verstärkung so weit getrieben, daß sich das vom Mittel abweichende Verhalten der Einzelteilchen bemerkbar macht, so ist der Rauschpegel und damit die Grenze einer sinnvollen Verstärkung erreicht. In der Quantenelektronik werden dagegen direkt die Atome, Moleküle oder Ionen zur Verstärkung herangezogen; ein Rauschen wie beim Transistor und bei der Elektronenröhre kann daher beim M. nicht entstehen. Auch das thermische Rauschen der gesamten Anordnung ist sehr gering, da der M. in der Nähe des absoluten Nullpunktes betrieben wird. Der Einsatz des M.s als Verstärker erfolgt daher überall dort, wo das Eingangssignal so schwach ist, daß es bei einem normalen Empfänger von dessen Eigenrauschen überdeckt werden würde. Anwendung findet der M. in radioastronomischen Empfangsanlagen, in Weitbereichradargeräten, in Scatter-Richtfunkanlagen sowie bei Empfangsanlagen für Nachrichtensatelliten und Raumflugkörper.

Technische Ausführung. Im einfachsten Fall läßt sich ein M. in der Weise aufbauen, daß der Kristall in einen als Resonator dienenden Koaxialleitungskreis gebracht wird. Der Koaxialleitungskreis wird dann sowohl auf die Signalfrequenz als auch auf die Pumpfrequenz abgestimmt. Zur Trennung der hinlaufenden und der reflektierten Welle muß vor der Energieleitung ein nichtreziprokes Dämpfungsglied liegen, z. B. ein Zirkulator. Der Resonator befindet sich zur Kühlung in einem Gefäß mit flüssigem Helium.

Bei den heute vorwiegend eingesetzten M.n wird an Stelle des Resonators eine Verzögerungsleitung verwendet (Abb. 2). Die Energie muß möglichst langsam transportiert werden, damit die Wechselwirkung zwischen Signal- bzw. Pumpwelle und den in die Leitung eingelagerten aktiven Elementen groß wird; dies erreicht man durch die Verzögerungsleitung. Derartige M. werden als *Wanderfeldmaser* bezeichnet. Eine in die Verzögerungsleitung eingebettete Richtungsleitung bewirkt, daß die unerwünschten rücklaufenden Wellen ausreichend gedämpft werden. Durch Veränderung der Pumpfrequenz und des Gleichmagnetfeldes kann der Betriebsbereich des M.s variiert werden. Beispiel eines als rauscharmer Vorverstärker in Satellitennachrichtenanlagen eingesetzten Rubinmasers: Signalfrequenzbereich 3,7 bis 4,2 GHz, Pumpfrequenz 30 GHz, Pumpleistung etwa 100 mW,



2 Wanderfeldmaser

magnetisches Gleichfeld 3 kOe, Leistungsverstärkung 10^8, Bandbreite 50 MHz, Rauschtemperatur bei Kühlung mit flüssigem Helium etwa 3,5 K, Durchstimmbarkeit durch Änderung der magnetischen Gleichfeldstärke etwa 350 MHz. Das Magnetfeld muß längs des Kristalls auf $1^0/_{00}$ genau eingehalten werden.

Festkörpermaser lassen sich wie Laser auch als Oszillatoren betreiben; in diesem Fall werden sie beispielsweise als Atomuhren, Frequenznormale und als Generatoren für mm-Wellen verwendet. Maseroszillatoren können sowohl in der Amplitude als auch in der Frequenz moduliert werden. Die Frequenz läßt sich durch Modulation des Niveauabstandes mit elektrischen oder magnetischen Feldern modulieren, die Amplitude durch Änderung der Besetzungsdichte der beiden Niveaus, deren Übergangsfrequenz der Arbeitsfrequenz entspricht.

Geschichtliches → Laser.

Lit. Vuylsteke: Masertheorie, Grundlagen des Molekularverstärkers (Wien u. München 1965).

Maskenverfahren, in der Reproduktionsphotographie übliche Korrektur, um den Überfluß oder den Mangel an Farbe auszugleichen. Die *Maske* ist ein Korrekturbild, das in Verbindung mit dem Originalbild desselben Objektes verwendet wird, aber in seiner Helligkeitsverteilung dem Originalbild entgegengesetzt ist, d. h. die Maske ist ein Positiv, wenn das Originalbild ein Negativ ist und umgekehrt. Mit grauen Masken wird die Gesamtgradation oder die Gradation einer Teilfarbe zur Erhöhung der Farbsättigung oder zur Verbesserung der Farbtonrichtigkeit verändert. Allgemein wird die Maske durch das Auszugsfilter hergestellt, das komplementär zu der Druckfarbe ist, für die die Korrektur erfolgen soll; so ergibt die Maske durch das Rotfilter Korrekturen für Blau und Grün.

Größte Bedeutung bei Farbfilmmaterialien haben *Farbstoffmasken*, die in der gleichen Schicht wie der Farbauszug entstehen und wie die eingewickelten *Silbermasken* zu den automatischen M. gehören. Es ist sowohl möglich, mit dem subtraktiven Hauptfarbstoff zu beginnen und ihn in die Korrekturfarbe zu verändern, als auch von der Korrekturfarbe auszugehen; die erste Variante bildet die Basis des → Silberfarbbleichverfahrens, die andere findet u. a. Anwendung in den ORWO-Color-Materialien. Dazu werden aus den → Farbkupplern Azofarbstoffe verwendet, die in der Farbentwicklung den Azorest abspalten, wobei der normale Bildfarbstoff entsteht. Der gelbgefärbte Maskenkuppler in der grünempfindlichen Schicht des Colorfilms absorbiert ebensoviel im blauen Spektralbereich wie der aus ihm entstehende Purpurfarbstoff. Nach der Farbentwicklung ergibt die Kombination des purpurfarbenen Negativbildes und des restlichen Positivbildes des gelben Kupplers, der nicht zur Reaktion kam, die gleiche Absorption im Blau über das ganze Bild. Ebenso wird als Korrekturprinzip des blaugrünen Kupplers ein rötlich gefärbter Maskenkuppler verwendet.

Maskierung, ein Verfahren zur Abdeckung bestimmter nicht zu dotierender Bereiche von Halbleiterkristallen, das bei der Herstellung von → Halbleiterbauelementen mittels → Planartechnik sowie in der → Mikroelektronik angewandt wird.

Maß, 1) körperliche Darstellung einer Einheit, z. B. ein Wägestück, ein Normalelement, ein Prototyp oder Urmaß. Im weiteren Sinne werden Einheiten, die durch ein Meßverfahren auf eine Naturkonstante zurückgeführt werden, *Naturmaße* genannt.

2) Als M. einer Größe kann auch eine andersartige Größe verstanden werden, wenn zwischen beiden eine eindeutige Beziehung besteht. Z. B. kann ein Volumen das M. einer Masse eines Stoffs von bekannter Dichte sein, wie früher 1 dm^3 das M. für 1 kg (destillierten Wassers) war.

3) Logarithmus des Verhältnisses zweier Größen gleicher Art, meist von Energien oder von Feldgrößen. Das *Dämpfungsmaß* $a = \ln (U_1/U_2)$ wird in *Neper* Np angegeben oder als $a = 20 \lg (U_1/U_2)$ in Dezibel dB. → Kennwort.

Masse, 1) physikalische Grundgröße; sie ist als träge bzw. schwere M. eines Körpers ein Maß für dessen Trägheit gegenüber Änderungen des Bewegungszustandes bzw. dessen Schwere im Gravitationsfeld anderer Körper. Die Änderung des Bewegungszustandes eines Massepunktes P erfolgt durch einwirkende Kräfte; nach dem zweiten Newtonschen Axiom ist die Beschleunigung $\vec{b}$ von P der einwirkenden Kraft $\vec{F}$ proportional, wobei der Proportionalitätsfaktor durch die *träge M.* m_t gegeben ist: $\vec{F} = m_t\vec{b}$. Die trägen M.n zweier Körper kann man durch Bestimmung der Beschleunigungen vergleichen, die ihnen durch dieselbe Kraft, etwa vermittels einer jeweils gleich gespannten Feder, verliehen werden; ihre trägen M.n verhalten sich wie das Reziproke ihrer Beschleunigungen $\frac{m_{1t}}{m_{2t}} = \frac{b_2}{b_1}$.

Infolge der Gravitation ziehen sich alle Körper mehr oder weniger an; diese Anziehungskraft hängt direkt proportional von den *schweren M.n* m_s der Körper ab und wird durch das Newtonsche Gravitationsgesetz $F = Gm_{1s}m_{2s}/r^2$ gegeben. Die schwere M. kann in Analogie zum Coulombschen Gesetz der Elektrostatik als *Gravitationsladung* angesehen werden. Da bei Abwesenheit anderer Kräfte, z. B. des Luftwiderstandes, alle Körper im Gravitationsfeld der Erde gleich schnell fallen, also dieselben Beschleunigungen erfahren, sind schwere und träge M. streng proportional; diese Tatsache ist durch Präzisionsmessungen mittels Drehwaage von Cavendish (1798), Eőtvős und Zeeman durch immer präzisere Messungen mit sehr großer Genauigkeit bestätigt worden. Durch geeignete Wahl der Gravitationskonstanten G kann daher $m_s = m_t$ gesetzt und der Index weggelassen werden. Diese Äquivalenz von schwerer und träger M. war der Ausgangspunkt Einsteins für die Aufstellung der allgemeinen Relativitätstheorie, nach der kein begrifflicher Unterschied zwischen beiden M.n besteht (→ Äquivalenzprinzip). Die M. kommt den Körpern nicht nur in ihrer Eigenschaft als Probekörper in einem Kraftfeld zu, sondern sie ist selbst Quelle der Gravitation.

Für die M. gilt ein Erhaltungssatz, wonach M. weder entstehen noch vergehen kann; wegen der aus der speziellen Relativitätstheorie folgenden → Trägheit der Energie E gemäß $E = mc^2$ gilt er auch für Elementarprozesse, bei denen Teilchen erzeugt oder vernichtet werden (→ Antiteilchen). Ebenfalls aus der speziellen Relativitätstheorie folgt, daß die M. vom Bewegungszustand des Körpers abhängt. Es gilt $m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, wobei m_0 die Ruhmasse des Körpers, v seine Geschwindigkeit und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist; danach vergrößert sich die M. und damit die Trägheit mit wachsender Geschwindigkeit, bis sie für $v = c$ den Wert ∞ erreichen würde – Teilchen der Ruhmasse $m_0 \neq 0$ können also niemals auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden.

Photonen und Neutrinos, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, haben die Ruhmasse Null. Bewegte elektrisch geladene Körper führen neben ihrer Gravitationsmasse m auch noch ein elektromagnetisches Feld mit sich. Dessen Energie führt zu einer geringen Massezunahme dieser Körper, die als *elektromagnetische Feldmasse* bezeichnet wird (→ Renormierung). Entsprechendes gilt auch für die den anderen Wechselwirkungen zuzuordnenden Felder. Experimentell beobachtbar ist natürlich stets nur die Summe all dieser M.n.

Die Messung irdischer M.n erfolgt über ihr → Gewicht, d. i. die im Schwerefeld der Erde auf sie wirkende Kraft, entweder durch Vergleich mit Gewichtsnormalen, den Wägestücken, auf einer Hebelwaage oder mittels entsprechend geeichter Federwaagen (→ Waage).

2) *Longitudinale* und *transversale M.*, → Masseveränderlichkeit.

3) → kritische Masse.

4) *M. des Weltalls.* Ein sphärischer Kosmos mit dem Radius R (→ Weltradius) hat das endliche Volumen $V = 2\pi^2 \cdot R^3$. Ist ϱ die mittlere Materiedichte im Kosmos, so nennt man $\varrho \cdot 2\pi^2R^3$ die M. des Weltalls.

Sind ϱ und R wie beim Einstein-Kosmos zeitlich konstant, dann ist es auch die M. des Weltalls. Sie bleibt für einen zeitabhängigen Kosmos der Einsteinschen Theorie auch dann zeitlich konstant, wenn der Kosmos eine druckfreie Materie füllt. Aus den Einsteinschen Gleichungen folgt in diesem Fall $\varrho S^3 = \text{konst.}$ (→ Robertson-Walkersches Linienelement).

In der Einsteinschen Theorie ist diese Beziehung unabhängig von der Krümmung des dreidimensionalen Raumes. Jedoch ist die M. des Weltalls für ebene und hyperbolische dreidimensionale Räume wegen des unendlichen Volumens dieser Räume unendlich. Endlich und zeitlich konstant bleibt in diesem Fall die Masse eines endlichen Eigenvolumens der Materie.

Ist der Druck der Materie von Null verschieden, dann ist nach der Einsteinschen Theorie die M. des Weltalls oder die Masse eines endlichen Eigenvolumens nicht mehr zeitlich konstant, wenn der Kosmos zeitabhängig ist.

In anderen Theorien, wie der → Jordanschen oder der steady-state-Theorie (→ steady-state-Kosmologie), mit Erzeugung bzw. Vernichtung von herkömmlicher Materie ist die M. des Weltalls bzw. die Masse in einem endlichen Eigenvolumen auch für druckfreie Materie nicht zeitlich konstant. Der Begriff der M. des Weltalls hat nur sehr beschränkte physikalische Bedeutung. Er läßt sich nur bezüglich einer ausgezeichneten Menge von Koordinatensystemen invariant definieren.

Massedefekt, Δ, der Masseverlust, der stets beim Verschmelzen von Nukleonen zu einem Kern eintritt. Die Ruhmasse M_K zusammengesetzter Kerne ist daher etwas kleiner als die Summe ihrer Protonenmassen und ihrer Neutronenmassen: $M_K = Zm_p + Nm_n - \Delta$, wobei Z die Protonen- und N die Neutronenzahl ist. m_p bedeutet Protonenmasse und m_n Neutronenmasse. Der M. ist eine Folge der Bindungsenergie E_B der Kerne. Die Energieverminderung eines Systems aus Z Protonen und N Neutronen entspricht nach der Masse-Energie-Äquivalenz einem M. $\Delta = E_B/c^2$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Der M. steigt mit zunehmender Massezahl und erreicht für die schwersten Ele-

mente etwa 2 AME. Die Bindungsenergie je Nukleon beträgt im Mittel 8 MeV.

Massedichte, Masse je Volumeneinheit. Die M. $\mu(\vec{r})$ im Punkte $\vec{r}$ ist definiert als Grenzwert $\mu(\vec{r}) = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V}$, wobei sich das Volumen für $\Delta V \to 0$ auf den Punkt $\vec{r}$ zusammenzieht und Δm die in ΔV eingeschlossene Masse ist (→ Dichte).

Masseeinheit, 1) früher fälschlich als *Gewichtseinheit* bezeichnet, im SI als Grundeinheit Kilogramm (kg), außerdem die inkohärenten Einheiten Gramm (g) und Tonne (t) mit Vorsätzen und das (metrische) Karat (k, auch KT) als Eigenname für $2 \cdot 10^{-4}$ kg. Siehe Tabelle 1, Masse.

2) *atomphysikalische M.*, → atomare Masseeinheit 1).

3) *technische M.*, ME oder TME, auch *Kilohyl* (khyl) genannt, abgeleitete Einheit des alten technischen Maßsystems; 1 ME = 1 TME = 1 kp · s²/m = 1 khyl = 9,80665 kg.

4) *Äquivalentmasseeinheit*, ME, alte Einheit für die Masse, die nach der speziellen Relativitätstheorie einer bestimmten Energie äquivalent ist. Nach der Beziehung $E = mc^2$ entspricht 1 ME einer Energie von 931,4 MeV und einer Masse von $1{,}6597 \cdot 10^{-27}$ kg und die Tausendstel Masseeinheit 1 TME = 10^{-3} ME einer Energie von 0,931 MeV und einer Masse von $1{,}6597 \cdot 10^{-30}$ kg. Somit entspricht 1 ME = 1 amu bzw. 1 TME = 1 mamu (→ atomare Masseeinheit 2).

Masse-Energie-Äquivalenz, → Trägheit der Energie.

Masseerhaltung, *Erhaltungssatz der Masse*, von M. W. Lomonossow 1748 und A. L. Lavoisier 1789 entdecktes Gesetz (→ Erhaltungssätze), daß die Masse eines abgeschlossenen Systems, in dem also weder Masse- noch Energieumsatz mit der Außenwelt stattfindet, konstant ist; Masse kann weder aus dem Nichts entstehen noch verschwinden.

A. Einstein erkannte die Äquivalenz von Masse und Energie (→ Trägheit der Energie), die in den letzten Jahrzehnten bei der Zerstrahlung und Paarbildung auch experimentell nachgewiesen wurde. Damit verschmelzen die vorher getrennten Erhaltungssätze für Masse und Energie zu einem einheitlichen Erhaltungssatz. Nach Einstein findet bei jeder chemischen Reaktion, bei der ein Energieumsatz erfolgt, auch eine Veränderung der Masse statt, die allerdings so klein ist, daß sie weit unterhalb der Fehlergrenze der genauesten Methoden liegt und somit experimentell bisher nicht nachweisbar ist. → Energiesatz.

Masseexzeß, der Masseunterschied $M - A$ zwischen den auf Kohlenstoff-12 bezogenen Atommassen M und den ganzzahligen Massezahlen A.

Massekern, *Pulverkern*, ferromagnetischer Spulenkern in Induktivitäten. Der M. ist ein Preßkörper aus ferromagnetischem Pulver, wobei jedes Teilchen mit einer elektrisch isolierenden Schicht überzogen ist. Daher ist die Wirbelstrombildung nur gering und eine Verwendung bis zu hohen Frequenzen möglich. Zur Charakterisierung der Eigenschaften werden die Werte der → Jordanschen Konstanten angeführt.

Massekraft, → Kraft.

Massemittelpunkt, svw. Schwerpunkt.

Massemittelpunktsystem, svw. Schwerpunktsystem.

Massemultipol, die höheren Momente der Massedichte. Da die Massedichte proportional zu T_{00}, der Zeit-Zeit-Komponente des metrischen Energie-Impuls-Tensors $T_{\mu\nu}$ ist, spricht man allgemein von M.en 0., 1., 2., ..., n-ter Ordnung, wenn mindestens jeweils eines der höheren Momente $M_{\mu\nu\lambda_1 \dots \lambda_n} = \int (x_{\lambda_1} - \bar{x}_{\lambda_1}) \times (x_{\lambda_2} - \bar{x}_{\lambda_2}) \cdots (x_{\lambda_n} - \bar{x}_{\lambda_n})\, T_{\mu\nu}\, d\tau$ von $T_{\mu\nu}$ mit $\mu, \nu, \lambda_1, \dots, \lambda_n = 0, 1, 2, 3$ und Volumenelement $d\tau = dx_0\, dx_1\, dx_2\, dx_3$ von Null verschieden ist, wobei $(\bar{x}_0, \bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3)$ die Weltkoordinaten des Teilchens sind. Für ein *Pol-Dipol-Teilchen* muß $\int T_{\mu 0}\, d\tau \neq 0$ und $\int (x_\lambda - \bar{x}_\lambda)\, T_{\mu 0}\, d\tau \neq 0$ sein. Ein derartiges Teilchen wurde von Hönl und Papapetrou eingeführt, um den Spin modellmäßig zu beschreiben, da dann der Masseschwerpunkt nicht mit dem Ladungsschwerpunkt übereinstimmt und der Spin aus der Rotation der Ladung um den Massemittelpunkt gedeutet werden kann. Allerdings bewegt sich dann auch ein kräftefreies Teilchen im allgemeinen beschleunigt, da sich seine Bahn um den unbeschleunigt bewegten Massemittelpunkt „schraubt". $T_{\mu\nu}$ kann für derartige Teilchen auch indefinit werden. Da dies für alle Teilchen der Fermi-Dirac-Statistik zutrifft, kann z. B. die aus der relativistischen Dirac-Gleichung folgende Schrödingersche Zitterbewegung des Elektrons als spezieller Fall der Oszillationsbewegung eines kräftefreien Pol-Dipol-Teilchens angesehen werden.

Massen ..., → Masse ....

Massenabsorptionskoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.3), → Absorptionsfaktor.

Massenanziehung, → Gravitation.

Massenaustausch, svw. Austausch.

Massenbremsvermögen eines Stoffes für geladene Teilchen bestimmter Energie, → ionisierende Strahlung 2.2).

Massendefekt, → Massedefekt.

Massendicke, → elektronenmikroskopischer Bildkontrast.

Massenenergieabsorptionskoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.3).

Massenenergieübertragungskoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.3).

Massenexzeß, → Masseexzeß.

Massenfilter, → Massenspektrograph.

Massenformel, *Massengleichung*, Zusammenhang zwischen den Massen der Teilchen ein und desselben oder verschiedener Elementarteilchenmultipletts. Die M. wird entweder auf Grund allgemeiner gruppentheoretischer Untersuchungen, wie z. B. die M. von Gell-Mann und Okubo (→ unitäre Symmetrie, → Stromalgebra), abgeleitet oder empirisch ermittelt und einer theoretischen Deutung anheimgestellt, wie z. B. das *Massenverhältnis* $m_p/m_e = 1836{,}1$ der Massen des Protons (m_p) und des Elektrons (m_e), dessen Erklärung bisher noch aussteht.

Massenformel von Bethe und Weizsäcker, *Bethe-Weizsäcker-Formel*, Interpolationsformel für die Massen bzw. für die Bindungsenergien der Atomkerne in Abhängigkeit von ihrer Neutronenzahl N und Protonenzahl Z, $A = N + Z$ ist die Massezahl. Diese Formel wurde ursprüng-

Massenformel von Bethe und Weizsäcker

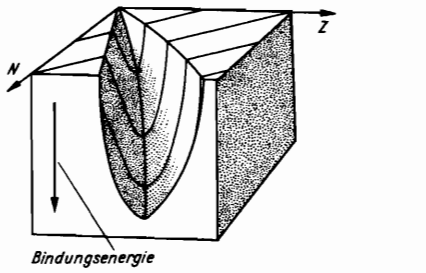
lich auf der Grundlage des Tröpfchenmodells aufgestellt. Sie gibt den allgemeinen Trend der Bindungsenergien von den leichten bis zu den schwersten Kernen mit einer relativen Genauigkeit von etwa 1 % wieder, und zwar sowohl für die stabilen als auch für die instabilen Kerne. Die Besonderheiten der leichtesten Kerne werden nicht erfaßt, mit dem Schalenaufbau der Kerne zusammenhängende Besonderheiten in der Umgebung magischer Nukleonenzahlen können nur durch zusätzliche Korrekturen berücksichtigt werden. Aus dem Massedefekt $\Delta M = Nm_n + Zm_p - M(N, Z)$ erhält man die Bindungsenergie $B(N, Z)$ nach der Einsteinschen Energie-Masse-Äquivalenz zu $B = \Delta M \cdot c^2$. Dabei sind m_n bzw. m_p die Massen des freien Neutrons bzw. Protons. Die M. v. B. u. W. lautet somit $B(N, Z) = aA - bA^{2/3} - c(N - Z)^2/A - dZ^2/A^{1/3} + \delta e/A^{3/4}$ mit

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{(gg)-Kerne} \\ 0 \quad \text{für} & \text{(gu)- und (ug)-Kerne} \\ -1 & \text{(uu)-Kerne.} \end{cases}$$

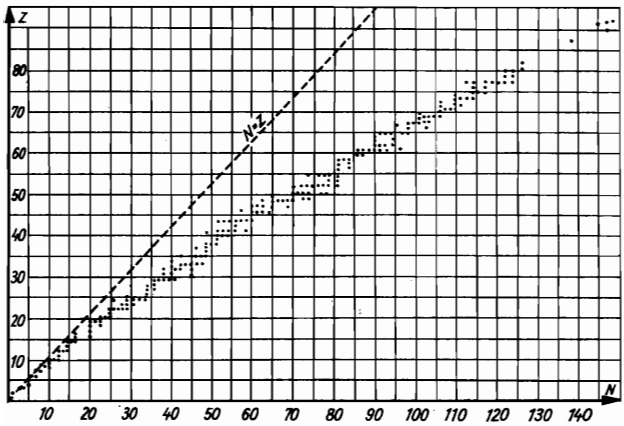
Zur physikalischen Bedeutung → Kernmodelle; der letzte Term ist die dort ebenfalls diskutierte Paarungsenergie, die eine besondere Stabilität von Kernen mit geraden gegenüber solchen mit ungeraden Nukleonenzahlen ausdrückt. Ein möglicher Satz von Konstanten, bei dem der Wert von d für die Coulomb-Energie in guter Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Ladungsverteilungen der Kerne ist, lautet

$a = 15{,}75$ MeV, $b = 17{,}8$ MeV, $c = 23{,}7$ MeV, $d = 0{,}710$ MeV, $e = 34$ MeV.

Die Darstellung von $B(N, Z)$ liefert die Energiefläche (Abb. 1) über der N, Z-Ebene, die bei Berücksichtigung der Paarungsenergie für alle geraden Massezahlen in zwei Flächen, eine für die (gg)- und eine für die (uu)-Kerne, aufspaltet. Die *Stabilitätslinie* in der N, Z-Ebene liefert die mittlere Zusammensetzung der stabilen Kerne, längs der die Bindungsenergie bei festem A maximal ist: $\partial B/\partial \eta = 0$ mit $\eta = \dfrac{N - Z}{N + Z}$ (Abb. 2).



1 Energiefläche



2 Stabilitätslinie

Eine einfache Rechnung liefert

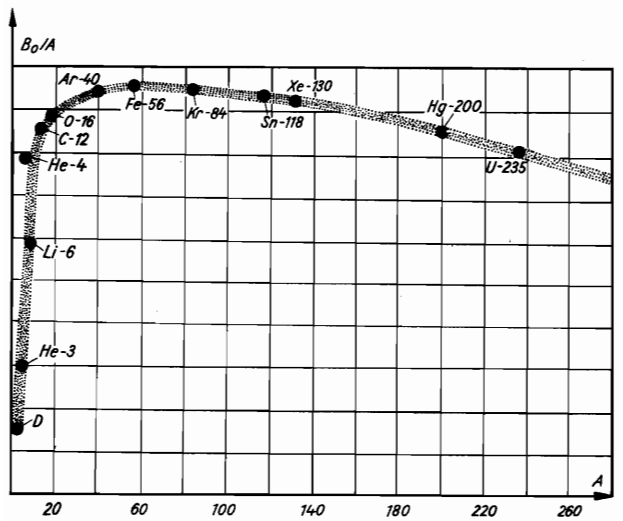
$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{Stabilitätslinie}} = 1 + \frac{d}{2c} A^{2/3} = 1 + \frac{A^{2/3}}{66{,}8}.$$

Die Bindungsenergie längs der Stabilitätslinie kann als Funktion der Massezahl allein dargestellt werden (Abb. 3):

$$B(N, Z)_{\text{Stabilitätslinie}} = B_0(A) = aA + bA^{2/3} + \frac{cA}{1 + \dfrac{4c}{dA^{2/3}}},$$

sie durchläuft ein flaches Maximum bei $A = 60 \cdots 65$, also im Bereich mittlerer Kerne. Daher kann sowohl durch Verschmelzung leichter Kerne (→ Kernfusion) als auch durch α-Zerfall oder Kernspaltung schwerer Kerne Energie gewonnen werden. Die Schwächung der Bindung beruht bei leichten Kernen auf der Oberflächenenergie, bei schweren auf der Coulomb-Energie, deren Einfluß durch den sich einstellenden Neutronenüberschuß bei gleichzeitigem Auftreten einer Symmetrieenergie bereits so weit wie möglich abgeschwächt ist.

Auf jedem Isobarenschnitt, d. h. A = konst., durch die Oberfläche ergibt sich bei Entfernung von der Stabilitätslinie ein quadratischer Abfall der Bindungsenergie, der wesentlich in die Energiebilanz aller längs eines solchen Isobarenschnittes verlaufenden Kernprozesse eingeht; solche Prozesse sind Elektronen- und Protonenemissionen ($\beta^{\mp}$-Prozesse) und Elektroneneinfang.



3 Bindungsenergie B_0/A in MeV je Nukleon als Funktion der Massezahl A für stabile Kerne

Eine absolute energetische Stabilität in dem Sinne, daß weder durch Kernfusion noch durch Kernspaltung oder α-Zerfall die Bindungsenergien der Endprodukte kleiner als die der Ausgangskerne sind, liegt nur in einem wesentlich kleineren Bereich von Massezahlen vor, als es dem tatsächlich beobachteten Stabilitätsbereich entspricht. So würde bei der Kernspaltung bereits für $A > 120 \cdots 130$ und beim α-Zerfall für $A > 160$ Energie frei. Die tatsächliche Stabilität wesentlich schwererer Kerne beruht auf der Ausbildung von hohen Potentialbergen (Coulomb-Wall, Gamow-Berg, kritische Deformation bei der Spaltung) zwischen Ausgangs- und Endzustand, also auf der Existenz einer Aktivierungsenergie für den Umwandlungsprozeß. Erst wenn diese Aktivierungsenergie klein genug ist, wird der Prozeß als spontaner Prozeß, d. h. ohne äußere Anregung, mit einer meßbaren Wahrscheinlichkeit durch Tunneleffekt möglich.

Massengleichung, svw. Massenformel.

Massenmittelpunkt, svw. Schwerpunkt.

Massenoperator, in der Quantenfeldtheorie der Operator $\hat{M} = \frac{1}{c}\sqrt{\hat{P}_\mu \hat{P}^\mu}$, wobei $\hat{P}^\mu$ der Operator des Vierimpulses mit den Eigenwerten $p^\mu = (E/c, \vec{p})$ ist. Wegen des Zusammenhangs $E^2/c^2 - \vec{p}^2 = m^2c^2$ zwischen Energie E, Impuls $\vec{p}$ und Masse m eines Teilchens (c = Vakuumlichtgeschwindigkeit) sind die Eigenwerte von $\hat{M}$ gerade gleich m. Häufig bezeichnet man auch $\hat{M}^2 = \hat{P}_\mu \hat{P}^\mu/c^2$ als M. (→ Lorentz-Gruppe).

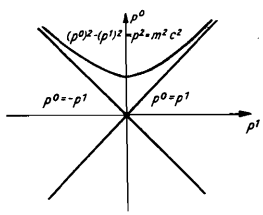
Massenormal, die Verkörperung einer bestimmten Masseeinheit, die zum Prüfen von Wägestücken und Waagen benutzt wird. Höchstes M. für die Staaten, die der Internationalen Meterkonvention angeschlossen sind, ist der Internationale Kilogrammprototyp. Das Kilogramm war ursprünglich von der Längeneinheit, dem Meter, abgeleitet und als die Masse eines mit reinem Wasser größter Dichte gefüllten Würfels der Kantenlänge 1 dm definiert. Es wurde durch einen geraden Kreiszylinder von 39 mm Durchmesser und 39 mm Höhe aus Platinschwamm, dem mètre des archives, verkörpert. 1868 wurde dieser durch einen ebenso ausgeführten Zylinder aus Platin-Iridium (90% Pt, 10% Ir) ersetzt, der aber nur als Prototyp galt und ein Volumen von 46,3947 ml hat. Er wird im Pavillon de Breteuil in Sèvres bei Paris vom Bureau International des Poids et Mesures aufbewahrt. In den Jahren 1868 bis 1888 diente er zum ersten Vergleich der später an die Mitgliedstaaten der Meterkonvention verteilten nationalen Prototype. Heute besitzt das Bureau International des Poids et Mesures zusätzlich sechs internationale Kontrollnormale, deren Masse auf 2 bis $3 \cdot 10^{-9}$ bestimmt ist und deren Massekonstanz von 0,01 mg für einen Zeitraum von mehr als 1000 Jahren gewährleistet sein soll. Deutschland hatte 1889 den Prototyp Nr. 22 erhalten, der jedoch während des zweiten Weltkriegs beschädigt und als nationales Urnormal untauglich wurde. Die DDR erwarb deshalb 1954 den Prototyp Nr. 55, dessen Masse mit der gleichen Meßunsicherheit bestimmt ist wie die übrigen Prototype. An diesen sind über Haupt-, Kontroll- und Gebrauchsnormale alle eichpflichtigen Wägestücke der DDR angeschlossen.

Für die M.e ergibt sich folgende Staffelung: An den Prototyp in Paris werden die nationalen Prototype in Fristen von $\approx$ 30 Jahren oder, sofern dies aus besonderen Gründen erforderlich sein sollte, in kürzerer Frist angeschlossen. An den nationalen Prototyp werden die Arbeitsnormale der Staatsinstitute für Metrologie nach Bedarf angeschlossen. Hauptnormale werden alle 10 Jahre, Kontrollnormale alle 5 Jahre und die Gebrauchsnormale der Eichämter zum Eichen von Handelswägestücken alljährlich mit dem nächsthöheren M. verglichen. Bei Normalanschlüssen von Wägestücken aus Werkstoffen sehr verschiedener Dichte müssen Luftdichte, Luftfeuchtigkeit, Lufttemperatur und Luftdruck, erforderlichenfalls auch die Luftzusammensetzung, berücksichtigt werden. Beim Vergleich von M.en nahezu gleicher Dichte, bei denen die Auftriebsdifferenz relativ klein ist, genügt im allgemeinen die Berücksichtigung der Luftdichte. Bei der Prüfung von Sätzen von M.en reicht der unmittelbare Vergleich eines Stücks mit einem M. höherer Stufe aus, weil der Satz in sich geprüft werden kann. Bei höheren M.en ist zuweilen die Kenntnis des Volumens erwünscht. Wägungen unter Wasser sind nicht empfehlenswert, da sich dadurch die Meßunsicherheit auf Jahre, wenn nicht Jahrzehnte wesentlich verschlechtert. Deshalb ist die Bestimmung des Volumens aus den geometrischen Abmessungen der M.e wesentlich zweckmäßiger.

M.e in Form von Wägestücken haben eine Masse von 50 kg bis herab zu 0,5 mg. Für die Prüfung von Waagen großer Höchstlast werden größere M.e als 50 kg benötigt, die unter dem Namen Wägegerätschaften zusammengefaßt werden. Es sind dies Blockwägestücke, Rollwägestücke und Gruppen von 50-kg-Wägestücken, die als Gruppe justiert und beglaubigt werden, sowie Schienenbündel, die auf eine bestimmte Masse justiert sind. Die Massewerte betragen 200 kg bis 5 t. Für die Eichung von Gleis- und Straßenfahrzeugwaagen sowie für große Kranwaagen werden Eichfahrzeuge benutzt.

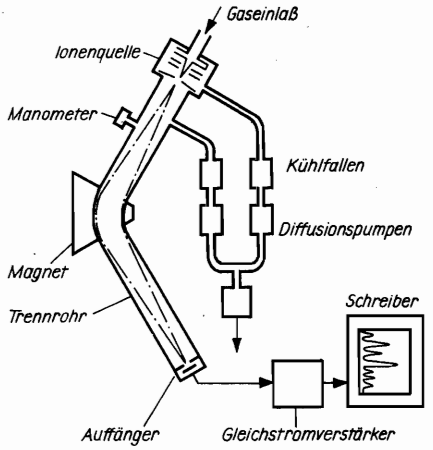
Massenrenormierung, → Renormierung.

Massenschale, dreidimensionale Hyperfläche im vierdimensionalen Impulsraum, auf der wegen des relativistischen Zusammenhangs $E^2/c^2 - \vec{p}^2 = m^2c^2$ zwischen Energie E, Impuls $\vec{p} = (p^1, p^2, p^3)$ und der Masse m eines Teilchens die Energie-Impuls-Vektoren (Vierimpulse) $p^\mu \equiv (p^0 - E/c, p^1, p^2, p^3)$ liegen. Man spricht von einer M., weil die Projektion von $p_\mu p^\mu \equiv (p^0)^2 - \vec{p}^2 = m^2c^2$ auf die (p^0, p^i)-Ebenen ($i = 1, 2, 3$) jeweils Hyperbeln mit den Asymptoten $p^0 = \pm p^i$ sind (Abb.).



Massenschale

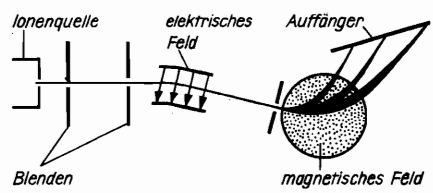
Massenspektrograph, *Massenspektrometer,* Gerät zur Analyse eines Ionenstrahles auf Bestandteile verschiedener Masse und zur genauen Massebestimmung. Abb. 1 zeigt das Grundprinzip eines M.en. Die zu analysierende Substanz wird



1 Grundprinzip eines Massenspektrographen

einer Ionenquelle zugeführt und dort ionisiert. Die Ionen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt. Es entsteht ein gebündelter Ionenstrahl (→ Fokussierung 2), der z. B. durch Ablenkung im magnetischen Feld in seine verschiedenen Masseanteile zerlegt wird. Die elektrische Ladung der einzelnen Bestandteile wird an den Auffänger abgegeben. Der dort gemessene Strom ist der Intensität der jeweiligen Masse proportional. Die ankommenden Ionen können auch photographisch registriert werden. Ionentrennung und Massentrennung müssen im Hochvakuum erfolgen. Die Leistungsfähigkeit eines M.en wird durch sein Auflösungsvermögen $A = \Delta M/M$ charakterisiert. Man versteht darunter die Fähigkeit des M.en, zwei eng benachbarte Massen mit der Massendifferenz ΔM noch zu trennen, wenn M der Mittelwert der beiden Massen ist. Ein Auflösungsvermögen von 1 000 bedeutet, daß zwei Massen, die sich um $^1/_{1000}$ unterscheiden, noch getrennt werden können.

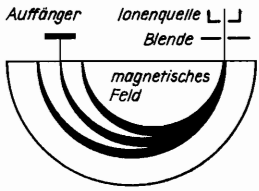
Der erste moderne M. ist der von Aston 1919 gebaute *Aston-Massenspektrograph* mit Geschwindigkeitsfokussierung (Abb. 2). Bei die-



2 Aston-Massenspektrograph (schematisch)

sem hängen Bildbreite und Auflösungsvermögen sehr stark von der Bündelöffnung ab, so daß durch einen relativ langen Kollimator mit sehr engen Blendenöffnungen ein sehr feines Parallelstrahlenbündel ausgeblendet werden muß. Deshalb sind Transmission und Nachweisempfindlichkeit sehr klein, bei photographischem Nachweis ist daher eine sehr lange Belichtungszeit erforderlich. Durch die Anordnung der Felder wird erreicht, daß auch Ionen gleicher Masse, aber etwas unterschiedlicher Geschwindigkeit eine scharfe Linie auf der Photoplatte ergeben.

Das *Dempster-Massenspektrometer* (Abb. 3) arbeitet mit Richtungsfokussierung. Dabei werden Ionen, die mit etwas unterschiedlicher Richtung in den Magneten eintreten, nach einer Ablenkung um 180° wieder in einem Punkt gesammelt. Wegen der fehlenden Geschwindigkeitsfokussierung werden hohe Anforderungen

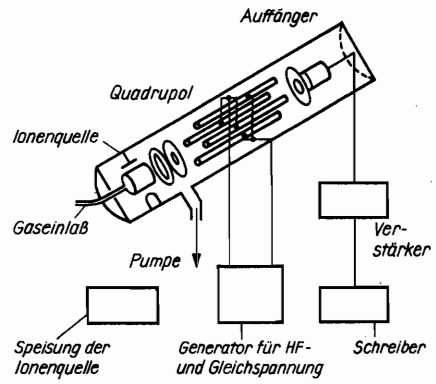


3 Dempster-Massenspektrometer (schematisch)

an die Energiehomogenität der Ionen, d. h. an die Ionenquelle und die Beschleunigungsspannung, gestellt. Das Abtasten des Massenspektrums erfolgt durch Variation des Magnetfeldes.

Der *Mattauchsche M.*, ein von Mattauch und Herzog entwickelter M., arbeitet mit Doppelfokussierung. Er wird in der Kernphysik zur Präzisionsmassenbestimmung benutzt. Die einzelnen Massenwerte können teilweise auf 10^{-6} Einheiten genau gemessen werden.

In *Hochfrequenzmassenspektrometern* werden Ionenschwingungen mit masseabhängiger Frequenz in elektrostatischen Potentialmulden ausgenutzt. Durch Anlegen eines zusätzlichen hochfrequenten Wechselfeldes können Ionen einheitlicher Masse bzw. eines engen Massebereiches zu derartigen Schwingungen angeregt werden, wenn die Erregerfrequenz mit der zur Ionenmasse gehörenden Eigenfrequenz in Resonanz ist. Das *Quadrupolmassenfilter*, kurz *Massenfilter*, zuerst 1953 von Paul und Steinwedel

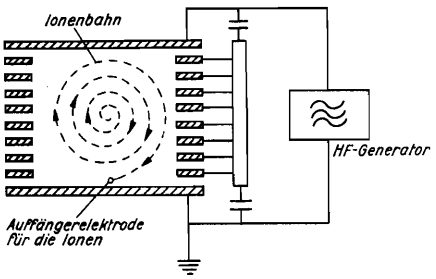


4 Aufbau eines Quadrupolmassenfilters (nach Paul)

angegeben, hat ein durch vier stabförmige Elektroden erzeugtes Quadrupolfeld (Abb. 4). Die zu trennenden Ionen gelangen von einer Ionenquelle als feiner Strahl in das Quadrupolsystem. Am Quadrupolsystem liegen eine Gleichspannung und eine hochfrequente Wechselspannung,

die die Ionenschwingungen anregt. Bei vorgegebenem Gleichspannungswert sowie vorgegebener Amplitude und Frequenz der Wechselspannung sowie bei festem Elektrodenabstand können nur Ionen mit einer bestimmten Masse den Ausgang des Quadrupolsystems erreichen. Die übrigen Massen werden defokussiert und treffen auf die Elektroden. Ein anderes Hochfrequenzmassenspektrometer ist das *Bennett-Massenspektrometer*, bei dem zwischen Ionenquelle und Auffänger eine Reihe paralleler Gitter angeordnet sind, an denen eine Gleichspannung zur Beschleunigung der Ionen liegt. Außerdem liegt an gewissen Gittern eine hochfrequente Wechselspannung, die die Ionen auf dem Wege zum Auffänger ihrer Masse nach trennt.

Nicht immer klar abgrenzbar von den Hochfrequenzmassenspektrometern sind die *Laufzeitmassenspektrometer*. Bei ihnen wird als Auswahlprinzip entweder die massenabhängige Umlaufzeit der Ionen im Magnetfeld oder die massenabhängige Laufzeit der Ionen gleicher kinetischer Energie bei geradliniger Bewegung (→ Flugzeitmethode) angewandt. Zu den Laufzeitmassenspektrometern gehört das *Massensynchrometer*, das die Massenbestimmung aus der unterschiedlichen Laufzeit bzw. Bahn der Ionen im Magnetfeld ermöglicht. Ein anderes Laufzeitmassenspektrometer ist das *Omegatron* (Abb. 5). Die Ionen werden im Zentrum der



5 Wirkungsweise des Omegatrons (schematisch). Das Magnetfeld H steht senkrecht zur Zeichenebene

Kammer durch Elektronenstoß gebildet und durch ein elektrisches Hochfrequenzfeld beschleunigt, das senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld steht. Ionen der Ladung Ze und Masse m haben die Zyklotronfrequenz $\omega_c = ZeB/m$. Dabei gibt Z den Ionisationsgrad an, e ist die Elementarladung und B die magnetische Induktion. Ist ω_c gleich der Frequenz des angelegten Hochfrequenzfeldes, so bewegen sich die Ionen auf einer spiralförmigen Bahn und erreichen den Auffänger, während Ionen mit anderer Masse zum Zentrum zurückkehren. Das Auflösungsvermögen des Omegatrons wird durch die natürliche Größe der Ionenquelle und Magnetfeldhomogenität bestimmt; es kann bisher maximale Auflösungsvermögen von $M/\Delta M \approx 10000$ erreichen. Im gleichen Magnetfeld kann auch die Larmor-Frequenz ω_L gemessen werden. Dafür gilt $\omega_L = \mu B/I$, wobei I der Spin und μ das magnetische Moment des Atomkerns ist. Aus dem Verhältnis $\left(\frac{\omega_c}{\omega_L}\right)^{-1}$ erhält man das magnetische Moment mit großer Genauigkeit. In der Technik werden Omegatrons auch zur Messung sehr kleiner Partialdrücke im Hochvakuum- und Ultrahochvakuumgebiet, zur Restgasanalyse, zur Lecksuche (→ Lecksuchmassenspektrometer) sowie in der Desorptionsspektrometrie verwendet.

M.en eignen sich neben den bereits genannten Anwendungsmöglichkeiten auch zur qualitativen und quantitativen Analyse, z. B. zur Untersuchung von Isotopenhäufigkeiten, zu physikalisch-chemischen Untersuchungen und zur Untersuchung der Wechselwirkung von Ionen mit Materie.

Lit. → Massenspektroskopie.

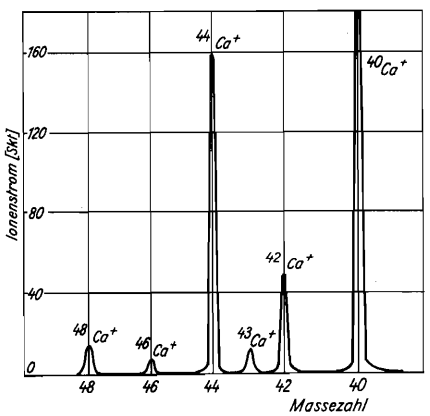
Massenspektrometer, svw. Massenspektrograph.

Massenspektroskopie, Gesamtheit der experimentellen Verfahren zur Ermittlung von Aussagen über Massenspektren, absolute Massen und relative Häufigkeiten von Teilchen, speziell von Isotopen. Die M. ist aus der klassischen Methode der e/m-Bestimmung hervorgegangen, wobei e die Elementarladung eines Teilchens und m die Masse ist. Sie beruht auf der Eigenschaft elektrischer und magnetischer Felder, Ionen hinsichtlich ihrer Masse und kinetischen Energie (Geschwindigkeit) zu trennen. Die massenspektroskopische Analyse umfaßt vier Arbeitsgänge: 1) Erzeugung positiver Ionen in einer Ionenquelle; 2) Bündelung der Ionen zu einem Ionenstrahl und Beschleunigung in einem elektrischen Längsfeld; 3) Aufspaltung des Ionenstrahles nach Anteilen von e/m durch Ablenkung im Magnetfeld; 4) Registrierung und Messung der Intensitäten aller Anteile des Ionenstrahles.

Lit. Birkenfeld, Haase, Zahn: Massenspektrometrische Isotopenanalyse (Berlin 1962); Ewald u. Hintenberger: Methoden und Anwendung der M. (Weinheim 1953); Rieck: Einführung in die M. (Berlin 1956); Schpolski: Atomphysik (2 Bde dtsch Berlin 1954).

Massenspektrum, 1) Hochenergiephysik: Gesamtheit der Massenwerte der verschiedenen Elementarteilchen. Da die Massen der Elementarteilchen entsprechend $E = mc^2$ gewöhnlich in MeV angegeben werden, spricht man auch von ihrem *Energiespektrum* oder *Teilchenspektrum*. Die Erklärung des experimentell beobachteten M.s ist Aufgabe einer Theorie der Elementarteilchen (→ axiomatische Quantentheorie).

2) Kernphysik: die Häufigkeitsverteilung von Massen in Abhängigkeit von der Massezahl (Abb.). Das M. ist die Gesamtheit aller Massen



Massenspektrum der Kalziumisotope

einschließlich ihrer Intensitäten, die in dem zu analysierenden Ionenstrahl vorhanden sind. Man gewinnt es mittels Massenspektrographen.

Massensynchrometer, → Massenspektrograph.

Massenverhältnis, → Rakete

Massenwirkungsgesetz, von Guldberg und Waage auf Grund kinetischer Überlegungen 1867 aufgestelltes Gesetz zur Berechnung der Lage des chemischen Gleichgewichtes. Die Lage des Gleichgewichts hängt von den gegebenen Bedingungen, d. h. von der Temperatur, dem Druck und den Anfangskonzentrationen der Ausgangsstoffe ab. Für die allgemeine Reaktion

$$\nu_1 A_1 + \nu_2 A_2 + \nu_3 A_3 + \cdots \rightleftarrows \nu_n A_n + \nu_{n+1} A_{n+1} + \cdots \quad (1)$$

lautet die allgemeine Gleichgewichtsbedingung

$$\nu_1 \mu_1 + \nu_2 \mu_2 + \cdots = \nu_n \mu_n + \nu_{n+1} \mu_{n+1} + \cdots \quad (2)$$

Dabei sind A_i die sich umsetzenden Stoffe, ν_i die stöchiometrischen Koeffizienten, μ_i die chemischen Potentiale. Für ein Gemisch idealer Gase gilt

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \cdot \ln p_i, \quad (3)$$

so daß für dieses aus (2) das M. in der Form

$$p_n^{\nu_n} \cdot p_{n+1}^{\nu_{n+1}} \cdots / p_1^{\nu_1} \cdot p_2^{\nu_2} \cdots = K_p(T) \quad (4)$$

folgt. Dabei ist p_i der Partialdruck der Komponente i im Gleichgewichtszustand, R die universelle Gaskonstante, T die absolute Temperatur und

$$K_p(T) = \exp[(1/RT)\{(\nu_1\mu_1^0 + \nu_2\mu_2^0 + \cdots) - (\nu_n\mu_n^0 + \nu_{n+1}\mu_{n+1}^0 + \cdots)\}]$$

die *Gleichgewichtskonstante* oder *Massenwirkungskonstante*. Geht man von einem gegebenen Anfangszustand aus – gegebene Partialdrücke –, so kann man also voraussagen, in welcher Richtung die chemische Reaktion ablaufen wird, damit sich die Gleichgewichtsdrücke ergeben. Weiter folgt aus (4), daß bei einer homogenen Reaktion keine Komponente verschwinden kann.

Als Konzentrationsmaß können anstelle der Partialdrücke p_i in Gleichung (4) die Molenbrüche $x_i = p_i/p$ (p ist der Gesamtdruck) eingesetzt werden, und man erhält

$$x_n^{\nu_n} \cdot x_{n+1}^{\nu_{n+1}} \cdots / x_1^{\nu_1} \cdot x_2^{\nu_2} \cdots = K_x(T, p). \quad (5)$$

In realen Gasen werden statt der Molenbrüche x_i die Aktivitäten a_i eingesetzt.

Die Massenwirkungskonstanten hängen über $K_x(T, p) = p^{\nu_1+\nu_2+\cdots-\nu_n-\nu_{n+1}-\cdots} K_p(T)$ zusammen.

Führt man die Konzentrationen $c_i = n_i/V$ ein, so lautet das M.

$$c_n^{\nu_n} \cdot c_{n+1}^{\nu_{n+1}} \cdots / c_1^{\nu_1} \cdot c_2^{\nu_2} \cdots = K_c(T) \quad (6)$$

mit $K_c = (RT)^{\nu_1+\nu_2+\cdots-\nu_n-\nu_{n+1}-\cdots} K_p(T)$. K_c und K_p hängen nur von der Temperatur ab. Bleibt der Gesamtdruck p während der Reaktion konstant, d. h., bleibt die Molekülzahl unverändert, ist auch K_x nur von T abhängig.

Für reale Gase gilt die Gleichung (3) für die chemischen Potentiale nur dann, wenn man den Partialdruck p_i durch die Fugazität p' ersetzt. Man erhält so das M. für Reaktionen in realen Gasen:

$$p_n'^{\nu_n} \cdot p_{n+1}'^{\nu_{n+1}} \cdots / p_1'^{\nu_1} \cdot p_2'^{\nu_2} \cdots = K_p(T).$$

Die Fugazitäten sind keine reinen Konzentrationsvariablen mehr, sondern sie sind im allgemeinen von allen Zustandsvariablen abhängig.

Die Massenwirkungskonstante K_p hängt eng mit der Reaktionsenthalpie zusammen. Setzt man in (4) das chemische Potential ein, erhält man

$$\ln K_p = -\frac{1}{RT} \sum_{i \geqq n} \nu_i \mu_i^0 = -\frac{\Delta G^0}{RT}. \quad (7)$$

ΔG^0 ist die Änderung der freien Enthalpie bei einem Formelumsatz, wenn alle Reaktionsteilnehmer sich im Standardzustand befinden. Sie hängt mit der Änderung der freien Enthalpie ΔG während der tatsächlich stattfindenden Reaktion zusammen über $\Delta G = \Delta G^0 + RT \sum_i \nu_i \cdot \ln x_i$, woraus mit (4) die *van't Hoffsche Reaktionsisotherme* folgt

$$\Delta G = -RT \ln \frac{p_n^{\nu_n} \cdot p_{n+1}^{\nu_{n+1}} \cdots}{p_1^{\nu_1} \cdot p_2^{\nu_2} \cdots} + RT \ln \frac{p_{A_n}^{\nu_n} \cdot p_{A_{n+1}}^{\nu_{n+1}} \cdots}{p_{A_1}^{\nu_1} \cdot p_{A_2}^{\nu_2} \cdots}.$$

Die p_{A_i} sind die Partialdrücke, in denen das Gas gemischt wurde, also zu Beginn der Reaktion. Eine spontan ablaufende Reaktion ist nur mit $\Delta G < 0$ möglich. Kennt man K_p, kann man die Anfangsdrücke so wählen, daß die Reaktion abläuft oder nicht, je nachdem ob $\Delta G \gtrless 0$ ist. Entsprechendes gilt, wenn man das M. in der Form (5) oder (6) benutzt.

Das M. läßt sich auch für homogene Reaktionen in flüssigen Mischungen und Lösungen, z. B. für Dissoziation, Ionenreaktionen, anwenden. Für die chemischen Potentiale der reagierenden Komponenten gilt $\mu_i = \mu_i^0 + RT \cdot \ln a_i$. Dabei ist $a_i = f_i \cdot x_i$ die Aktivität mit f_i als Aktivitätskoeffizienten. Setzt man die a_i in (5) ein, so erhält man

$$a_n^{\nu_n} \cdot a_{n+1}^{\nu_{n+1}} \cdots / a_1^{\nu_1} \cdot a_2^{\nu_2} \cdots = K(T, p).$$

In idealen Mischungen ist $f_i = 1$ und statt a_i geht der Molenbruch x_i in das M. ein. Sind feste Stoffe an der Reaktion in der Lösung beteiligt, so können sie oft dadurch berücksichtigt werden, daß man ihre Aktivität gleich 1 setzt.

Die *Temperaturabhängigkeit* der Massenwirkungskonstanten wird durch die van't Hoffschen Reaktionsisochore bzw. -isobare beschrieben. Ausgehend von den Gibbs-Helmholtzschen Gleichungen, die man auf die Reaktionsumsätze ΔG^0 und ΔF^0 für Standardreaktionen anwendet, erhält man

$$\left(\frac{\partial \Delta F^0/T}{\partial T}\right)_V = -\frac{\Delta U}{T^2}, \quad \left(\frac{\partial \Delta G^0/T}{\partial T}\right)_p = -\frac{\Delta H}{T^2}.$$

Mit (6) und (7) folgen die *Reaktionsisobare* $(\partial \ln K_p/\partial T)_p = \Delta H/RT^2$ und die *Reaktionsisochore* $(\partial \ln K_c/\partial T)_V = \Delta U/RT^2$.

Es bedeuten ΔF^0 die Änderung der freien Energie bei einem Formelumsatz. ΔU und ΔH sind die Reaktionswärmen. Aus diesen Gleichungen kann man Aussagen über die Verschiebung des Gleichgewichtes bei Temperaturänderungen machen.

Lit. Kortüm: Einführung in die chemische Thermodynamik (5. Aufl. Göttingen 1966).

Massenwirkungskonstante, → Massenwirkungsgesetz.

Massenzahl, → Massezahl.

Masseprozent, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration.

Massepunkt, fiktiver materieller Punkt, der als Idealisierung eines Körpers anzusehen und mit dessen Schwerpunkt, in dem man sich die gesamte Masse vereinigt denkt, zu identifizieren ist. Eine solche Abstraktion von der Ausdehnung der Körper ist dann erlaubt, wenn deren Abmessungen klein sind im Vergleich zur Länge und zum Krümmungsradius ihrer Bahnkurven sowie zu ihren gegenseitigen Abständen. Beispielsweise betrachtet man die Planeten bei der Untersuchung ihrer Bewegung um die Sonne als M.e. Innere Eigenschaften und Deformationen der Körper dürfen bei dieser Idealisierung keine Rolle spielen; zur Erklärung von Ebbe und Flut z. B. kann die Erde nicht als M. angesehen werden. Während Atome und Moleküle in idealen Gasen als M.e betrachtet werden, ist dies zur Erklärung ihrer chemischen Eigenschaften und der chemischen Bindung nicht möglich. Elektronen und andere Elementarteilchen können im allgemeinen als punktförmig angenommen werden; sie sind jedoch nicht als M.e schlechthin anzusehen, da sie Träger noch weiterer Eigenschaften außer der Masse sind. Die Behandlung eines Körpers als M. schließt eine Betrachtung seiner Eigendrehbewegungen aus; diese lassen sich erst am starren Körper untersuchen.

Massestück, Ausgleichsmasse bei Meßgeräten zur Erzielung des Gleichgewichts, z. B. als Beschwerungsmasse an Pendeluhren für den „Gewichtsaufzug".

Masse und Energie, → Trägheit der Energie.

Masseveränderlichkeit, Abhängigkeit der trägen Masse eines Körpers von seiner Geschwindigkeit gemäß $m = m_0 \Big/ \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ (→ Viererimpuls).

Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der trägen Masse ist ein kinematischer Effekt, der auf die Zeitdilatation und die Messung der Geschwindigkeit eines Körpers als Verhältnis von Raum- und Zeit-Koordinatendifferenzen zurückzuführen ist.

Die Bewegungsgleichung eines Massepunktes lautet in der speziellen Relativitätstheorie nach den Newtonschen Axiomen und der Definition der → Eigenzeit $\vec{F} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \cdot \vec{v}]$. m_0 ist dabei die Ruhmasse des Massepunktes. Da die Geschwindigkeit direkt immer als dreidimensionale Geschwindigkeit $\vec{v}$ und nicht als Vierergeschwindigkeit gemessen wird, erscheint in Korrespondenz zu den Begriffen der Newtonschen Mechanik über $\vec{F} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\vec{v})$ die Größe $m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ als träge Masse des Massenpunktes.

Ist die Kraft parallel zur Geschwindigkeit, so ergibt sich weiter $\vec{F} = m_0(1 - v^2/c^2)^{-3/2}\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$, während für $\vec{F}$ senkrecht zu $\vec{v}$ die Konstanz des Betrages von $\vec{v}$ und damit $\vec{F} = m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2} \times \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$ folgt. Im Vergleich mit der Formel $\vec{F} = m\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$ bezeichnet man $m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{3}{2}}$ auch als *longitudinale* und $m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$ als *transversale Masse*. Beide Begriffe werden aber nicht mehr benutzt, weil die Formel $\vec{F} = m \times \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$ nur für konstante Massen richtig ist.

Ist die Geschwindigkeit relativ zum Beobachter gleich Null, so wird als träge Masse die Ruhmasse m_0 beobachtet. Die Ruhmasse m_0 kann als Lorentz-Skalar nicht vom Bezugssystem und somit auch nicht von der Geschwindigkeit abhängen. Für kleine Geschwindigkeiten ist die träge Masse annähernd $m = m_0 + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{m_0 v^2}{2}$. Die M. hängt also mit der Änderung der kinetischen Energie zusammen (→ Trägheit der Energie).

In einem geschlossenen System bleibt die gesamte träge Masse erhalten, da die vierte Komponente des Viererimpulses proportional der trägen Masse ist. Die kinetische Energie der Teilsysteme kann sich aber verändern, somit sind auch deren träge Massen veränderlich. Die M. kann mit dem Prinzip des → Massenspektrographen nachgemessen werden und ist bereits bis zu $m = 6\,m_0$ mit der Genauigkeit $5 \cdot 10^{-4}$ an Elektronen bestätigt worden.

Die M. ist für die Dynamik schneller Teilchen entscheidend und bei der Teilchenbeschleunigung zu berücksichtigen.

Die spezielle Relativitätstheorie erlaubt prinzipiell auch stetige Veränderungen der Ruhmasse, die Viererkraft muß dazu nur geeignet eingerichtet werden. Die Lorentz-Kraft (→ Relativitätselektrodynamik) erhöht die Ruhmasse der Ladungsträger nicht.

Die Quantentheorie erklärt, wieso die Ruhmassen der Elementarteilchen nicht stetig variieren können. Das quantenhafte Verhalten der Elementarteilchen sichert die Konstanz ihrer Ruhmasse, solange nicht Elementarprozesse auftreten. Die Ruhmasseänderungen stellen Teilchenumwandlungen dar.

Massezahl, A oder M, die Summe der in einem Atomkern enthaltenen Neutronen und Protonen. Sie entspricht dem gerundeten Wert der relativen Atommasse.

Maßstab, 1) allgemein das Verhältnis der Lineardimensionen von Abbild zu Objekt bei der graphischen Darstellung geometrisch interpretierbarer Objekte. Beispiele sind der kartographische M. bei Landkarten und der M. von Abszisse und Ordinate in Koordinatensystemen.

2) *M. der optischen Abbildung,* das gegenseitige Verhältnis konjugierter Größen von Bild und Objekt (Strecken und Winkel) bei der geometrisch-optischen → Abbildung. Es wird unterschieden zwischen → *Abbildungsmaßstab* (senkrecht zur optischen Achse), *Tiefenmaßstab* (in Achsrichtung) und → *Winkelverhältnis* (bild- und objektseitige Öffnungswinkel).

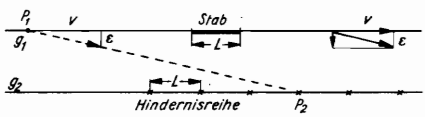
3) Meßtechnik: Längenmaßstab mit oder ohne Teilung, je nach Ausführung als Endmaß oder als Strichmaßstab, wobei das Endmaß eine

Maßstabparadoxon

Maßgröße verkörpert, das Strichmaß dagegen unendlich viele. Zusammenlegbare Maßstäbe sind als Gliedermaßstäbe bekannt.

Maßstabparadoxon, Gegenstück zum → Zwillingsparadoxon (Uhrenparadoxon der → speziellen Relativitätstheorie). Das M. ist ein Beispiel zur Anwendung der Längenkontraktion. Die hierin formulierte scheinbar widersprüchliche Aussage der Längenkontraktion zeigt, daß auch die Parallelität zweier Geraden eine relative Feststellung sein kann. Aufgeklärt wird das M. durch die Beachtung der → Relativität der Gleichzeitigkeit.

Eine Reihe von punktförmigen Hindernissen und ein dazu paralleler Stab stehen sich gegenüber (Abb. 1). Die Hindernisse haben im Ruh-



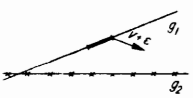
1 Formulierung des Maßstabparadoxons

system der Reihe den Abstand L, die Ruhlänge des Stabes sei ebenfalls L. Der Stab bewege sich mit der Geschwindigkeit v parallel zur Hindernisreihe und mit einer sehr kleinen Geschwindigkeit ε auf die Reihe zu. Vom Ruhsystem der Hindernisreihe aus gesehen erscheint der Stab verkürzt (→ Längenkontraktion); zu geeignetem Zeitpunkt kann er also die Hindernisreihe passieren. Vom Ruhsystem des Stabes aus betrachtet erscheinen dagegen die Hindernisse zusammengerückt, der Stab kann also nicht passieren. Das ist aber ein Widerspruch. Die Abstände können zwar wechselseitig verkürzt erscheinen, die Aussage des Passierens oder Nichtpassierens kann aber nicht vom Bezugssystem abhängen. Die Lösung erfordert zu zeigen, daß die Parallelität von Stab und Hindernisreihe vom Bezugssystem abhängt und damit die Standpunkte von Hindernisreihe und Stab physikalisch verschiedene Situationen beschreiben.

Jeder Punkt P_1 auf der Geraden g_1 fällt zu einem bestimmten Zeitpunkt t_P mit einem bestimmten Punkt P_2 auf g_2 zusammen (Abb. 1). Die Geraden g_1 und g_2 sind genau dann parallel, wenn die Ereignisse t_P gleichzeitig sind, d. h. wenn g_1 die Gerade g_2 in allen Punkten gleichzeitig überquert. Ist aber Gleichzeitigkeit und damit Parallelität in einem Bezugssystem festgestellt, so sind wegen der Relativität der Gleichzeitigkeit die Zeitpunkte t_P in einem anderen Bezugssystem nicht mehr gleichzeitig und damit die Geraden nicht mehr parallel.



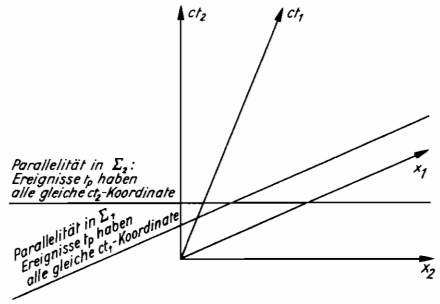
3 Beobachtung in Σ_1 bei Parallelität in Σ_2



4 Beobachtung in Σ_2 bei Parallelität in Σ_1

Situation 1: Sind die Geraden im Ruhsystem Σ_2 der Hindernisreihe parallel, d. h. sind die Ereignisse des Überquerens in Σ_2 gleichzeitig (Abb. 2), so sind diese Ereignisse im Ruhsystem Σ_1 des Stabes in Bewegungsrichtung früher; in Σ_1 wird dann also Eintauchen beobachtet (Abb. 3). Von Σ_2 aus beurteilt ist der Stab parallel und verkürzt, er kann also passieren. Dann ist nach dem Standpunkt von Σ_1 die Hindernisreihe zwar verengt, der Stab kann aber wegen seiner Eintauchstellung trotzdem passieren.

Situation 2: Sind die Geraden in Σ_1 parallel, so liegt tatsächlich eine andere Situation vor. Es ist also nicht verwunderlich, wenn man zu



2 Einfluß der Relativität der Gleichzeitigkeit

einem anderen Ergebnis gelangt. Gleichzeitigkeit der Ereignisse t_P in Σ_1 bedeutet, daß in Σ_2 diese Ereignisse in Bewegungsrichtung des Stabes später liegen (Abb. 4), in Σ_2 wird also Auflaufen beobachtet. Nach dem Standpunkt Σ_1 ist die Hindernisreihe verengt, und wegen der parallelen Lage ist Passieren unmöglich. Von Σ_2 aus beurteilt ist der Stab zwar verkürzt, aber in eine Auflaufstellung verdreht, so daß er dennoch nicht passieren kann. Das M. löst sich also in der Weise, daß die beiden vermengten Situationen getrennt werden.

Maßsystem, vor der Einführung des Système International d'Unités (SI) verwendete systematische Zusammenstellung von Einheiten und Maßen zum Messen physikalischer Größen (→ Größenarten, → Einheiten, → Meterkonvention). Von der französischen Revolution ging der Gedanke aus, natürliche Einheiten zu verwenden: das Meter als Teil des Erdmeridians, das Kilogramm als die Masse von destilliertem Wasser mit dem Volumen 1 dm^3 und die Sekunde als Schwingungsdauer des Sekundenpendels für $\varphi = 45°$. Aus diesem *MKS-System* oder *metrischen M.* entwickelten Gauß und Weber 1832 das *Gaußsche M.* mit den Einheiten Zentimeter, Gramm und Sekunde. Dieses *CGS-System* nannte man absolut, weil keine eigenen Etalons bestanden. Es wurde 1881 vom Elektrikerkongreß anerkannt und galt in der Wissenschaft bis 1954. Durch Hinzunahme der Dielektrizitätskonstante ε_0 erweiterte Gauß dieses M. zum *elektrostatischen CGS-System* mit den elektrostatischen Einheiten esE und durch Hinzunahme der absoluten Permeabilität μ_0 zum *elektromagnetischen CGS-System* mit den elektromagnetischen Einheiten emE. Die Vereinigung beider ergab ein symmetrisches oder gemischtes *Fünfersystem* mit den Einheiten cm, g, s, $\varepsilon_0 \equiv 1$ und $\mu_0 \equiv 1$. Dieses *elektromagnetische M.* hat wie die meisten anderen, durch die Hinzunahme nur einer Einheit vorgeschlagenen *Vierersysteme* den Nachteil, daß physikalisch verschiedene Größen mit gleichen Einheiten gemessen und bezeichnet wurden; z. B. war die esE für Länge und für Kapazität 1 cm, für Geschwindigkeit und für den elektrischen Leitwert 1 cm/s, für Zeit und für den elektrischen Widerstand 1 s. Um eine bessere Übereinstimmung der Aussagen aus einem M. mit den Gegebenheiten der Wirklichkeit zu erreichen, wurde eine Reihe von weiteren M.en entwickelt. Im *Lorentzschen M.* wurde der Faktor 4π in die Definitionsgleichungen eingeführt, um geometri-

sche Übereinstimmung zu erzielen, und man definierte z. B. den ebenen Winkel rational durch $\varphi = \frac{1}{2\pi}\frac{b}{r}$ statt nichtrational durch $\varphi = \frac{b}{r}$. Das *Miesche M.* basierte auf den Einheiten Zentimeter, Sekunde, Volt_{Int} und $\text{Ampere}_{\text{Int}}$. Die abgeleitete Masseeinheit Hyle hatte den Wert 1 Hyle $= 10^7$ g $= 10$ t. Im *Kalantaroffschen M.* wurde an die Stelle der Masse die Wirkung mit der Einheit Quadratmeter mal Kilogramm je Sekunde oder in Symbolen $m^2 \cdot kg/sec$ gesetzt. Aus ihr ergab sich die Krafteinheit Sthen, die 10^2 N entspricht. De Boer entwickelte zwei Vierersysteme: Das *CGSFr-Maßsystem* war um die Ladungseinheit Franklin mit 1 Fr $= 3{,}333 \cdot 10^{-10}$ C erweitert und das *CGSBi-Maßsystem* um die Stromeinheit Biot mit 1 Bi $= 10$ A. Giorgi forderte 1901 die Rückkehr zum MKS-System und die Hinzunahme einer elektrischen Einheit für die Ladung oder für die Stromstärke, also ein Vierersystem. Das *Giorgische MKSA-System* wurde zur Grundlage des SI. Für die Elektrotechnik wurden auch Fünfersysteme aufgestellt, um die Dimensionsgleichheit der Vierersysteme zu vermeiden.

Im *Technischen M.* war an die Stelle der Masseeinheit Kilogramm kg die Krafteinheit *Kilogramm-Kraft* kg^*, auch kg_f, gesetzt worden, die 1939 den Namen *Kilopond* kp oder *kilogramme-force* kgf erhielt. Die abgeleitete technische Masseeinheit ME oder TME wurde auch Kilohyl genannt, sie hatte den Wert 9,80665 kg. In dem von Maxwell vorgeschlagenen *Quadratsystem* sollte die Länge des Erdmeridianquadranten Längeneinheit sein, die 10^9 cm $= 10^7$ m entspricht. Danach ergaben sich 1881 z. B. die folgenden Definitionen: $1\,\Omega = 10^9$ cm/sec; $1\,V = 10^8 cm^{3/2} \cdot g^{1/2}/sec^2$; $1\,A = 10^{-1}$ emE $= 10^{-1} cm^{1/2} \cdot g^{1/2}/sec$. Das Maxwellsche M. bildete die Grundlage für die Definitionen der internationalen elektrischen Einheiten (1898 in Deutschland, 1908 international eingeführt). Das *Hartree-M.* wurde für die Atomphysik bzw. die Quantenmechanik entwickelt. Einheit der Länge sollte die Länge $0{,}529 \cdot 10^{-10}$ m der ersten Bohrschen Kreisbahn im Wasserstoffatom, Masseeinheit sollte die Elektronenmasse $m_e = 9{,}108 \cdot 10^{-31}$ kg sein, Zeiteinheit $t_0 = 2{,}419 \cdot 10^{-17}$ sec sollte $1/\pi$ der Umlaufzeit des Elektrons auf der ersten Bohrschen Kreisbahn sein.

Unter den *ausländischen M.en* sind die in England und den USA gebräuchlichen am weitesten verbreitet, und zwar das foot-pound-second-M., das yard-pound-second-M., das foot-pound-second-degree-Rankine-M., das foot-lambert-second-M. sowie das technische foot-pound-force-second-M. Innerhalb der Masseeinheiten werden in England und den USA drei unterschiedliche Systeme angewandt: das avoirdupois-System für den Handel, das apothecaries-System für Drogen und Apothekerwaren und das troy-System für den Handel mit Edelmetallen und Edelsteinen.

Die Einheiten des technischen M.s in England und den USA wurden ursprünglich durch Großschreibung gekennzeichnet, doch hat sich in den letzten Jahren z. B. statt des Lb für pound-force das Symbol lbf eingebürgert.

In der UdSSR gab es vor Einführung des SI eine Vielzahl von Maßen, die z. T. durch Zahlenwertbeziehungen verknüpft waren.

In Frankreich galt von 1919 bis 1961 das *MTS-System* mit den Einheiten Meter, Tonne und Sekunde.

Lit. Oberdorfer: Die M.e in Physik und Technik (Wien 1956); Padelt u. Laporte: Einheiten und Größenarten der Naturwissenschaften (2. Aufl. Leipzig 1967); Stille: Messen und Rechnen in der Physik (2. Aufl. Braunschweig 1961); Wallot: Größengleichungen, Einheiten und Dimensionen (Leipzig 1953).

Maßverkörperung, ein Meßmittel, das einen oder mehrere Einzelwerte einer Meßgröße oder einer Einheit oder aber Vielfache oder Teile einer Einheit verkörpert, z. B. ein Längenmaßstab mit Teilung, ein Wägestück, ein Widerstand. Charakteristisch für M.en ist, daß sie keine während der Messung beweglichen Ableseeinrichtungen haben, sie werden deshalb auch → Maße genannt. Der Anzeige von M.en entspricht das Nennmaß bzw. der Nennwert oder die Aufschrift. → Fehler.

Maßzahl, 1) → Größenart, 2) → Vektor.

Master-Gleichungen, → Nichtgleichgewichtsschwankungen.

Materialgleichungen, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes, → Relativitätselektrodynamik.

Materialkonstanten, svw. Stoffkonstanten.

Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, → Grobstrukturuntersuchung, → Feinstrukturuntersuchung, → Röntgenspektralanalyse.

Materie, „philosophische Kategorie zur Bezeichnung der objektiven Realität, die dem Menschen in seinen Empfindungen gegeben ist, die von unseren Empfindungen ... abgebildet wird und unabhängig von ihnen existiert" (Lenin). Die Erscheinungsformen der M. sind äußerst vielgestaltig. Sie reichen von den einfachsten unbelebten Objekten über Mikroorganismen, Pflanzen und andere Lebewesen bis zu biologischen Gesellschaften auf der einen Seite; auf der anderen Seite befinden sich die physikalisch beschreibbaren Objekte der M.

In der Physik werden die meßbaren Eigenschaften unbelebter M. und die der belebten M. nur insoweit untersucht, wie sie den für die unbelebte M. entwickelten Meßmethoden unterworfen werden können. Häufig wird der Materiebegriff einschränkend nur für M. mit von Null verschiedener Ruhmasse gebraucht, z. B. für Elektronen, Protonen und die aus ihnen zusammengesetzten Systeme, nicht aber für Photonen, Neutrinos und Gravitonen bzw. die zugeordneten physikalischen Felder. Dies ist insofern inkonsequent, als Elementarteilchen mit Ruhmasse, wie Baryonen und Mesonen, in solche ohne Ruhmasse umgewandelt werden können und umgekehrt (→ Antiteilchen), ferner die ruhmasselosen Felder sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, daher eine endliche Energie und wegen der Einsteinschen Äquivalenz von Masse und Energie auch eine endliche Masse $m = E/c^2$ haben.

Die allseitige Wechselwirkung der M. kann in 4 Klassen von Wechselwirkungen verschiedener Stärke unterteilt werden: die Gravitationswechselwirkung, die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung, die außerdem im allgemeinen orts- und zeitab-

hängig sind (Näheres → Wechselwirkung). Diese Eigenschaften der Wechselwirkungen ermöglichen es, die M. durch nahezu isolierte, relativ stabile, lokalisierbare Systeme zu beschreiben und ihre Eigenschaften und ihre Bewegung als Folge der Wechselwirkung und dadurch bedingte Veränderung von Untersystemen zu erklären.

Als die heute kleinsten bekannten physikalischen Systeme sind die Elementarteilchen anzusehen; wegen der Kleinheit ihrer Masse spielt für sie die Gravitation nahezu keine Rolle. Aus den Nukleonen bauen sich die Atomkerne auf, da bei Entfernungen von $\leqq 10^{-13}$ cm die aus der starken Wechselwirkung resultierenden Kernkräfte eine Bindung der Nukleonen bewirken. Die elektromagnetische Wechselwirkung bindet durch die Coulomb-Kraft an diese Kerne eine Elektronenhülle; es entstehen Atome mit etwa 10^{-8} cm Durchmesser. Die Atome vereinigen sich zu Molekülen (→ chemische Bindung). Organische Moleküle können sich zu Makromolekülen mit einigen 100 Atomen zusammenschließen; diese wiederum können Kolloide mit 10^3 bis 10^9 Atomen und Durchmessern von 10^{-7} bis 10^{-4} cm bilden. Bestimmte organische Moleküle, und zwar Aminosäuren, Fettsäuren, Eiweiße und Enzyme, sind die Bausteine der lebenden M.

Atome und Moleküle der idealen Gase wechselwirken nur sehr selten bei direkten Stößen. Ionisierte Gase, in denen geladene Teilchen eine wesentliche Rolle spielen, heißen Plasma. Sonderfälle von Gasen sind das Elektronen- und das Photonengas. Im idealen Festkörper dagegen sind alle Bausteine unverrückbar in der regelmäßigen Gitterstruktur eines Einkristalls gebunden. Zwischen idealem Gas und idealem Festkörper gibt es viele Zwischenstufen: reale Gase, ideale, d. h. reibungsfreie Flüssigkeiten, zähe Flüssigkeiten, Gläser und amorphe Körper, mikrokristalline Festkörper und schließlich Realkristalle. Diese homogenen reinen Stoffe sind durch eine Reihe makrophysikalischer Eigenschaften charakterisiert, und zwar durch 1) mechanische: Gleitmodul und Kompressibilität, 2) thermische: Ausdehnungskoeffizient und spezifische Wärme, 3) elektrische und magnetische: Dielektrizitätskonstante, Permeabilität und elektrische Leitfähigkeit, 4) optische: Brechungsindex und Absorptionsvermögen, 5) Transportgrößen: Zähigkeit, Wärmeleitfähigkeit und Diffusionskoeffizient. Andere Eigenschaften, z. B. Dichte, Schallgeschwindigkeit und Refraktion, lassen sich im wesentlichen aus den genannten ableiten. Zum Verständnis des Verhaltens der Stoffe ist die Abhängigkeit dieser Eigenschaften von Druck, Temperatur und anderen äußeren Bedingungen notwendig (→ Stoffkonstanten).

Komplizierter gebaute Systeme bestehen oft aus mehreren homogenen Bereichen, den Phasen. Enthält die Phase nur einen Stoff, so ist sie rein, andernfalls, z. B. bei Lösungen, gemischt. Die Grenzflächen zwischen zwei Phasen sind durch ihre Oberflächenspannung und elektrische Grenzflächenpotentiale charakterisiert. Phasenübergänge sind durch Schmelz- und Verdampfungswärmen, chemische Gleichgewichte durch Reaktionswärmen und Gleichgewichtskonstanten, chemische Reaktionen durch Reaktionsgeschwindigkeiten und Aktivierungsenergie charakterisiert.

Die mannigfachen Formen der makroskopischen M. gründen sich im wesentlichen auf die elektromagnetische Wechselwirkung ihrer atomaren Bausteine. Ziel der Physik ist es, Eigenschaften der M. aus diesen mikroskopischen Bausteinen und deren Wechselwirkungen zu erklären. Bei sehr großen (astronomischen) Objekten spielt die Gravitation eine wesentliche Rolle; die gravitativen Eigenschaften der M. bestimmen die Geometrie der Welt, d. h. die Struktur von Raum und Zeit (→ Riemannscher Raum). Beim Aufbau und der Entwicklung der Sterne und deren Eigenschaften sind Elementarprozesse der Mikrophysik, die sich jedoch in gewaltigen Ausmaßen abspielen, im Wechselspiel mit der Gravitation von wesentlicher Bedeutung, so Kernfusion und Kernspaltung. Die Entwicklung der M. als Ganzes, als → Kosmos, wird fast ausschließlich durch die Gravitationswechselwirkung bestimmt (→ Kosmologie).

Weiteres → interstellare Materie, → intergalaktische Materie, → interplanetare Materie.

Materietensor, → Energie-Impuls-Tensor.

Materiewellen, *de-Broglie-Wellen,* nach der Wellenmechanik jedem Teilchenstrom zugeordnete Wellen. Die Existenz der M. wurde 1924 von de Broglie in Analogie zum Dualismus des Lichtes, zugleich Wellen- und Korpuskeleigenschaften zu haben, als Ergänzung des bis dahin allein betrachteten Korpuskelbildes der Materie hypothetisch angenommen; danach sollte jedem Strom von Teilchen mit der Teilchenenergie E eine Materiewelle mit der Frequenz $\nu = E/h$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist, und der Wellenlänge $\lambda = h/p$ (*de-Broglie-Wellenlänge*), wobei $p = mv$ der Impuls der Teilchen mit der Masse $m = m_0/\sqrt{1 - (v/c)^2}$, m_0 die Ruhmasse und v die Geschwindigkeit der Teilchen sowie c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist, zugeordnet werden. In der Statistik wird mitunter eine statistische de-Broglie-Wellenlänge benutzt, wobei für den Impuls der aus $p^2/2m \sim kT$ folgende mittlere Impulsbetrag $p \sim \sqrt{mkT}$ eines Teilchens der Masse m in einem System mit der Temperatur T eingesetzt wird. Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante. Der Zusammenhang $\lambda = h \cdot \sqrt{1 - (v/c)^2}/m_0 v$ wird als *de-Broglie-Beziehung* bezeichnet.

Für Elektronen mit der Ruhmasse $m_e = 9{,}11 \cdot 10^{-28}$ g ergeben sich bei den angegebenen Beschleunigungsspannungen U_0 folgende Zusammenhänge:

U_0 in V	v in cm/s	λ in nm
10^3	$0{,}187 \cdot 10^{10}$	0,0388
10^4	$0{,}585 \cdot 10^{10}$	0,0122
10^5	$1{,}644 \cdot 10^{10}$	0,0037
10^6	$2{,}822 \cdot 10^{10}$	0,0009

Für nichtrelativistische Geschwindigkeiten der Elektronen hängt die Wellenlänge in Å von Elektronenstrahlen wegen $p = \sqrt{2m_e/E}$ nur von der Beschleunigungsspannung U_0 in Volt nach der Beziehung $\lambda = \sqrt{150\ \text{V}/U_0}$ ab. Die Wellenlänge von schwereren Teilchen der Masse M ist entsprechend um den Faktor m_e/M kleiner.

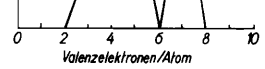
Die M. müssen in Analogie zu den Lichtwellen die Erscheinung der Interferenz und Beugung aufweisen (→ Wellentheorie der Materie). Tatsächlich gelang Davisson und Germer 1927 analog der Beugung von Röntgenstrahlen an den Atomen eines Kristalls die Beugung von Elektronenstrahlen an einem Zn-Einkristall.

Haben die Teilchen einen Spin, dann können diese in einem Magnetfeld ausgerichtet werden, d. h., die M. zeigen eine Polarisation.

mathematisches Pendel, → Pendel.

mathematisches Vakuum, → Vakuumzustand.

Mathiassche Regel, *Valenzelektronenregel,* eine von Mathias aufgestellte empirische Beziehung zwischen der Valenzelektronenzahl je Atom und der kritischen Temperatur T_c bei Supraleitern. Man findet bei supraleitenden Elementen, daß die ungeraden Werte der Valenzelektronenzahl 3, 5 und 7 von der Supraleitung bevorzugt werden (Abb.). In Legierungen und intermetallischen Verbindungen kann man eine mittlere Valenzelektronenzahl je Atom angeben, die nicht ganzzahlig sein muß. In diesem Fall ergibt sich als günstigster Wert eine Zahl von etwa 4,5 Valenzelektronen je Atom.



Die Mathiassche Regel für das Auftreten der Supraleitung

Es ist schwierig und deshalb bis heute noch nicht befriedigend gelungen, die M. R. aus der mikroskopischen Theorie der Supraleitfähigkeit abzuleiten, da diese nur das Leitfähigkeitsband berücksichtigt und nicht die tiefer liegenden Bänder der weiteren Valenzelektronen. Die M. R. hat eine wesentliche Hilfe bei der Suche nach Supraleitern mit hoher kritischer Temperatur geleistet.

Matrix, Menge von $m \cdot n$ Elementen a_{ik}, die reelle oder komplexe Zahlen, aber auch Vektoren, Polynome, Differentiale oder selbst wieder Matrizen sein können und in einem Schema von m Zeilen und n Spalten angeordnet sind:

$$A = (a_{ik}) = \begin{pmatrix} a_{11}a_{12} \cdots a_{1n} \\ a_{21}a_{22} \cdots a_{2n} \\ \vdots \quad \vdots \\ a_{m1}a_{m2} \cdots a_{mn} \end{pmatrix}.$$

Der Typ (m, n) der M. gibt die Anzahl m der Zeilen und die Anzahl n der Spalten an. Beide Anzahlen sind bei einer *quadratischen M.* einander gleich; ist die M. vom Typ (m, m), so hat sie die *Ordnung m.* Ein *Zeilenvektor* kann als M. vom Typ $(1, n)$, ein *Spaltenvektor* als M. vom Typ $(m, 1)$ aufgefaßt werden.

In einer *Diagonalmatrix* (a_{ik}) sind nur die Elemente in der Hauptdiagonalen, für die $i = k$ gilt, von Null verschieden; dagegen ist $a_{ik} = 0$ für $i \neq k$. Eine *Einheitsmatrix* E ist eine quadratische Diagonalmatrix, deren Diagonalelemente a_{ii} sämtlich 1 sind. Ist sie vom Typ (r, r), so gilt nach den Regeln für das Multiplizieren von Matrizen $EA = A$, wenn A vom Typ (r, p) ist, und $BE = B$ für eine M. B vom Typ (q, r).

1) Die *Addition* zweier Matrizen $A = (a_{ik})$ und $B = (b_{ik})$ ist nur definiert, wenn beide vom gleichen Typ, z. B. (m, n), sind. Dann gilt $A + B = C = (c_{ik})$ mit $c_{ik} = a_{ik} + b_{ik}$ oder

$$A + B = \begin{pmatrix} (a_{11} + b_{11})\,(a_{12} + b_{12}) \cdots (a_{1n} + b_{1n}) \\ \vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\qquad\qquad \vdots \\ (a_{m1} + b_{m1})\,(a_{m2} + b_{m2}) \cdots (a_{mn} + b_{mn}) \end{pmatrix}.$$

2) Eine M. $A = (a_{ik})$ wird *mit einer Zahl* λ *multipliziert,* indem jedes Element der M. mit λ multipliziert wird: $\lambda A = (\lambda a_{ik})$.

3) Das *Produkt* $C = AB$ einer M. $A = (a_{ik})$ vom Typ (m, n) mit einer M. $B = (b_{pq})$ vom Typ (r, l) ist nur für den Fall *verketteter Matrizen,* d. h. $n = r$, erklärt durch $c_{iq} = \sum_{j=1}^{n} a_{ij} b_{jq}$ mit $i = 1, \ldots, m$ und $q = 1, \ldots, l$. Dieses Element c_{iq} läßt sich auffassen als das *Skalarprodukt* des i-ten Zeilenvektors von A mit dem q-ten Spaltenvektor von B. Die Produktmatrix ist vom Typ (m, l):

$$C = AB = \begin{pmatrix} \sum a_{1j}b_{j1} \cdots & \sum a_{1j}b_{jl} \\ \vdots & \vdots \\ \sum a_{mj}b_{j1} \cdots & \sum a_{mj}b_{jl} \end{pmatrix}.$$

Das *Kommutativgesetz* der Multiplikation gilt nicht. Ist AB wegen $n = r$ definiert, so muß BA wegen der zusätzlichen Voraussetzung $l = m$ nicht definiert sein. Existieren aber AB und BA, so ist im allgemeinen $A \cdot B \neq B \cdot A$. Das Assoziativgesetz $(AB)\,C = A(BC)$ gilt dagegen für Matrizen, falls die Produkte existieren.

Die Matrizen vom Typ $(n, 1)$ können hinsichtlich der Addition und der Multiplikation mit einer komplexen Zahl λ einen *komplexen Vektorraum* $\mathfrak{C}^n$ bilden; n bezeichnet man als seine *Dimension.* In $\mathfrak{C}^n$ gibt es stets ein System von n → linear unabhängigen Vektoren, so daß jeder Vektor in $\mathfrak{C}^n$ als Linearkombination dieser Vektoren dargestellt werden kann; $n + 1$ Vektoren in $\mathfrak{C}^n$ sind immer linear abhängig. *Transformationen* in diesem Vektorraum sind durch quadratische Matrizen der Ordnung n gegeben. Das *Skalarprodukt* zweier Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ des $\mathfrak{C}^n$ wird durch

$$(\vec{a}, \vec{b}) = \vec{a}^{*\mathrm{T}}\vec{b} = (a_1^*, \ldots, a_n^*) \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} = \sum_{i=1}^{n} a_i^* b_i$$

definiert. Dabei ist a_i^* die konjugiert komplexe Zahl zu a_i, und $\vec{a}^{\mathrm{T}}$ ist die *transponierte M.* zur Spaltenmatrix $\vec{a}$.

Die *transponierte M.* A^{T} geht aus A durch Vertauschen der Zeilen und Spalten hervor:

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} \cdots a_{1n} \\ \vdots \quad \vdots \\ a_{m1} \cdots a_{mn} \end{pmatrix}; \quad A^{\mathrm{T}} = \begin{pmatrix} a_{11} \cdots a_{m1} \\ \vdots \quad \vdots \\ a_{1n} \cdots a_{mn} \end{pmatrix}.$$

Eine quadratische M. heißt *symmetrisch,* falls gilt $A = A^{\mathrm{T}}$ bzw. $a_{ik} = a_{ki}$. Die zu einer quadratischen M. A konjugiert komplexe und transponierte M. heißt die zu ihr *adjungierte M.* $A^{\dagger} = A^{*\mathrm{T}}$, z. B.

$$A = \begin{pmatrix} a_{11}a_{12} \cdots a_{1n} \\ \vdots \quad \vdots \quad \vdots \\ a_{n1}a_{n2} \cdots a_{nn} \end{pmatrix}; \quad A^{\dagger} = \begin{pmatrix} a_{11}^* a_{21}^* \cdots a_{n1}^* \\ \vdots \quad \vdots \quad \vdots \\ a_{1n}^* a_{2n}^* \cdots a_{nn}^* \end{pmatrix}.$$

Für zwei Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ im n-dimensionalen komplexen Vektorraum $\mathfrak{C}^n$ ist dann $(A\vec{a}, \vec{b}) = (\vec{a}, A^{\dagger}\vec{b})$ das Skalarprodukt.

Für eine *hermitesche* oder *selbstadjungierte* M. gilt $A = A^{\dagger}$. Ist A eine hermitesche M., so gilt für ihre Elemente $a_{ik} = a_{ki}^{*}$ und für das Skalarprodukt zweier Vektoren $\vec{x}_1$, $\vec{x}_2$ die Beziehung $(A\vec{x}_1, \vec{x}_2) = (\vec{x}_1, A\vec{x}_2)$.

Als *hermitesche Form* bezeichnet man das Skalarprodukt $(A\vec{x},\vec{x}) = \sum_{ik} a_{ik}x_i^{*}x_k$, wenn die x_i Komponenten des Vektors $\vec{x}$ sind.

Jeder quadratischen M. $A = (a_{ik})$ kann die aus ihren Elementen in der gegebenen Anordnung gebildete Determinante $||A|| = ||a_{ik}||$ zugeordnet werden, die eine bestimmte Zahl darstellt. Die M. A heißt *regulär*, falls $||A|| \neq 0$, und *singulär*, falls $||A|| = 0$. Durch Streichen von Zeilen und Spalten gewinnt man aus einer beliebigen M. *Untermatrizen*. Zu jedem quadratischen Schema aus Elementen der gegebenen M. kann die *Unterdeterminante* gebildet werden. Ist r die höchste Ordnung der von Null verschiedenen Unterdeterminanten einer M., so hat sie den *Rang* r. In diesem Fall gibt es in ihr r voneinander linear unabhängige Zeilen bzw. Spalten. Ist die M. A selbst quadratisch, etwa vom Typ (n, n), und hat den Rang n, so ist $||A|| \neq 0$. Für eine singuläre quadratische M. gilt $r < n$ bzw. $||A|| = 0$. Sind A und B reguläre Matrizen und hat C den Rang r, dann gilt die Gleichung Rang (ACB) = Rang $(C) = r$.

Da mit A und B auch $A \cdot B$ regulär ist, bilden die regulären Matrizen eine *Gruppe* bezüglich der Matrizenmultiplikation.

Von einer regulären M. A ist die *reziproke M.* A^{-1} definiert, für die gilt $AA^{-1} = A^{-1}A = E$, wenn E die Einheitsmatrix bedeutet. Bezeichnet A_{ik} das algebraische Komplement des Elements a_{ik} (→ Determinante), so gilt

$A^{-1} = ||A||^{-1}(A_{ki})$ oder

$$A^{-1} = \frac{1}{||A||}\begin{pmatrix} A_{11}A_{21}\cdots A_{n1} \\ A_{12}A_{22}\cdots A_{n2} \\ \\ A_{1n}A_{2n}\cdots A_{nn} \end{pmatrix}.$$

Für eine *unitäre M.* U gilt $U^{\dagger} = U^{*\mathrm{T}} = U^{-1}$, d. h., ihr Produkt $U^{\dagger}U = U^{-1}U = E$ mit der zu ihr adjungierten M. ist die Einheitsmatrix E. Ihre Elemente genügen den *Unitaritätsbedingungen* $\sum_i u_{ik}^{*}u_{ij} = \delta_{kj}$ und $\sum_m u_{lm}^{*}u_{nm} = \delta_{nl}$, wenn δ_{pq} das *Kronecker-Symbol* ist. Das Skalarprodukt bleibt bei unitären Transformationen invariant, d. h. $(\vec{a}, \vec{b}) = (U\vec{a}, U\vec{b})$. Eine reelle unitäre M. heißt *orthogonale M.* In der Physik sind Matrizen zum unentbehrlichen Hilfsmittel geworden, besonders in der Matrizenmechanik zur Matrixdarstellung eines → Operators. Über Pauli-Matrizen → Spin. In der → Funktionalanalysis ist der Matrixkalkül auf unendliche Matrizen, d. h. Matrizen mit unendlich vielen Elementen, erweitert worden.

Matrixdarstellung, → Quantenmechanik.

Matrixeffekte, → Röntgenspektralanalyse.

Matrizenmechanik, → Quantenmechanik.

Mattauchsche Regeln, svw. Isobarenregeln.

Mattauchscher Massenspektrograph, → Massenspektrograph.

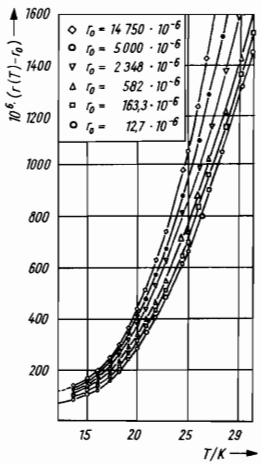
Matthiessensche Regel, additive Überlagerung von Restwiderstand r_0 und idealem elektrischem Widerstand r_i zum Gesamtwiderstand r einer Metallprobe:

$$r(T) = r_0 + r_i(T). \qquad (1)$$

Dieser Zusammenhang folgt aus der von Matthiessen 1867 gefundenen Konstanz des Produktes des elektrischen Widerstandes und dessen Temperaturkoeffizienten bei verschiedenen Proben eines Metalls mit nicht zu starken Gitterstörungen: $r(T) \cdot \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}T} \;/\; r(T) = f(T)$.

Diese Regel wurde genähert an vielen Metallen bestätigt und wird immer noch in vielen Fällen zur Bestimmung des idealen elektrischen Widerstandes verwandt. Präzise Experimente ergeben jedoch Abweichungen von der M.n R., die folgende Ursache haben können: 1) Veränderung des Phononenspektrums durch Verunreinigungen (Änderung der → Debye-Temperatur); 2) anisotrope Elektronen-Phonon-Streuung; 3) Anisotropie der Fermi-Fläche; 4) die Gitterschwingungen erzeugen ein effektives Punktdefekt-Streupotential; 5) Punktdefekte und Gitterschwingungen modifizieren die Fermi-Fläche und die effektive Leitungselektronenanzahl; 6) es existieren zwei oder mehrere Leitungsbänder (bzw. zwei oder mehrere Gruppen von Ladungsträgern mit unterschiedlichen Relaxationszeiten τ) in Verbindung mit zwei oder mehreren Arten von Streuprozessen.

Die Abb. zeigt Abweichungen von der M.n R.



Abweichungen von der Matthiessenschen Regel für unterschiedlich wolframdotierte Molybdän-Einkristalle als Ausdruck unterschiedlicher Differenzen von Gesamtwiderstandsverhältnis und Restwiderstandsverhältnis

für eine Legierungsreihe von Molybdän-Einkristallen mit Wolfram. Im Temperaturbereich $T \leqq 30$ K wurde für jeden Kristall nach (1) die Differenz von Gesamtwiderstand und Restwiderstand dargestellt. Bei Gültigkeit der M.n R. sollte sich ein einziger Kurvenzug für alle Proben ergeben. Die Auffächerung in eine Kurvenschar zeigt, daß Beziehung (1) korrigiert werden muß: $r(T) = r_0 + r_i(T) + \Delta r_0(T)$. Bei einer exakten Bestimmung des idealen Widerstandes $r_i(T)$ müssen die Abweichungen $\Delta r_0(T)$ durch Extrapolation eliminiert werden.

Mattscheibenebene, svw. Einstellebene.

Maupertuissches Prinzip, genauer *Maupertuissches Prinzip der kleinsten Wirkung, Euler-Maupertuissches Prinzip,* spezielles Integralprinzip (→ Prinzipe der Mechanik), das die Bewegung holonomer und konservativer mechanischer Systeme mit vorgegebener Gesamtenergie E zu

bestimmen ermöglicht. Verglichen mit dem Hamiltonschen Prinzip wird beim Maupertuisschen P. die Zeit völlig aus dem Variationsprinzip eliminiert, so daß unmittelbar ein Prinzip für die geometrische Form der Bahnkurven entsteht. Durch die Einschränkung auf den Vergleich von Bewegungen, die alle zur gleichen Gesamtenergie E gehören (Abb. 1), wobei natürlich auch auf jeder Einzelbahn die Energie konstant bleiben muß, kann im Wirkungsintegral $S = \int_{t_0}^{t_1} L\,dt$ die obere Grenze nicht mehr festgehalten werden, vielmehr ist t_1 eine Funktion des gewählten Bahnverlaufs und der vorgegebenen Energie E; L ist die Lagrange-Funktion. Für die Variation von S gilt dann nicht mehr $\delta S = 0$, sondern $\delta S = -H\delta t_1$, wobei H die Hamilton-Funktion ist (→ Hamilton-Jacobische Differentialgleichung). Andererseits kann mit $L = \sum_i p_i\dot{q}_i - H$ und $H(p, q) = E \equiv$ konst. die Variation von S als $\delta S = \delta \int_{t_0}^{t_1} \sum_i p_i\dot{q}_i\,dt - E\delta t_1$ geschrieben werden, so daß sich insgesamt $\delta \int_{t_0}^{t_1} \sum_i p_i\dot{q}_i\,dt = \delta S_0 = \delta \int_{q_A}^{q_E} \sum_i p_i\,dq_i = 0$ als zeitunabhängige Variationsforderung ergibt; q_A und q_E geben Anfangs- und Endlage des Systems an, $p_i = \partial L/\partial\dot{q}_i = \sum_j a_{ij}\cdot\dot{q}_j$ sind die kanonischen Impulse. Falls L wie üblich eine bilineare Funktion der verallgemeinerten Geschwindigkeiten $\dot{q}_i$ ist, stimmt der Integrand des Zeitintegrals mit der doppelten kinetischen Energie $2T$ des Systems überein. Definiert man im durch die Koordinaten q_i aufgespannten f-dimensionalen Lageraum eine Metrik durch das Linienelement $(ds)^2 = 2T(dt)^2 = \sum_{ij} a_{ij}\,dq_i\,dq_j$, wobei s die Bogenlänge ist, so ergibt sich $dt = ds/\sqrt{2T}$, und unter Berücksichtigung von $T = E - U$ mit

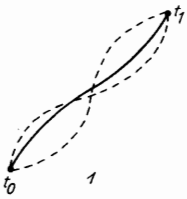
$$\sum_i p_i\,dq_i = \sum_{i,j} a_{ij}\frac{dq_j}{dt}\,dq_i = \frac{(ds)^2}{dt} = \frac{(ds)^2}{ds}\sqrt{2(E-U)}$$

folgt dann

$$\delta S_0 = \delta \int_{q_A}^{q_E} \sqrt{(E-U)}\,ds = 0.$$

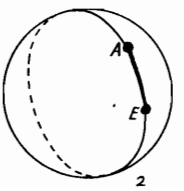
Das ist die von Jacobi stammende Fassung (1842) des Maupertuisschen P.s, das in dieser Form auch *Jacobisches Prinzip* genannt wird. Für ein einzelnes Teilchen stimmt ds bis auf einen unwesentlichen Faktor $\sqrt{m}$ mit dem Element der geometrischen Bogenlänge der durchlaufenen Bahn überein. Mit einem zu $\sqrt{E-U}$ proportionalen Brechungsindex erhält man genau die in der Optik übliche Form des → Fermatschen Prinzips. Für die kräftefreie Bewegung, für die $U = 0$ gilt, ergibt sich speziell $\delta \int ds = 0$, da $\sqrt{E}$ konstant ist und daher zur Variation keinen Beitrag liefert. Danach verläuft die kräftefreie Bewegung auf einer Geodätischen im Lageraum; für einen einzelnen Massepunkt ist dies das *Fermatsche Prinzip des kürzesten Weges*: Die Bewegung eines kräftefreien Massepunktes zwischen zwei Punkten, z. B. denen einer gekrümmten Fläche, erfolgt auf kürzestem Weg. Da in diesem Fall die Bahngeschwindigkeit des Massepunktes $v = \frac{ds}{dt}$ konstant ist, kann statt dessen auch $\delta \int_{t_0}^{t_1} dt = \delta(t_1 - t_0) = 0$ gefordert werden, d. h., die Bewegung erfolgt in der kürzesten Zeit (*Fermatsches Prinzip der kürzesten Ankunft*); in dieser Form spielt das Maupertuissche P. in der Optik eine wichtige Rolle.

In der Form $\delta \int \vec{p}\,d\vec{r} = 0$ ist das Maupertuissche P. auch auf die Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld anwendbar, wobei die Lagrange-Funktion nicht in der Form $T - U$ darstellbar und $\vec{p} = m\dot{\vec{r}} - q\mathfrak{A}(\vec{r})$ nicht mit dem gewöhnlichen mechanischen Impuls $m\dot{\vec{r}}$ übereinstimmt; q ist die Ladung des Teilchens, $\mathfrak{A}$ das Vektorpotential des Magnetfeldes. Die Bewegung von Elektronen im magnetischen Ablenksystem ist ein wesentliches Element der Elektronenoptik.



Maupertuissches Prinzip

Die von Maupertuis vertretene teleologische Interpretation des Prinzips der kleinsten Wirkung, daß die Natur unter allen möglichen Bewegungen diejenige auswähle, die ihr Ziel mit dem kleinsten Aufwand an Wirkung erreiche, muß als verfehlt betrachtet werden. Einerseits verlangt die Fassung als Variationsproblem nur das Vorliegen eines Extremums, das gegebenenfalls auch als Maximum realisiert werden kann, z. B. sind die Geodätischen auf einer Kugel Großkreise, das Prinzip sagt jedoch nichts darüber aus, ob der längere oder der kürzere Großkreisbogen zwischen zwei Punkten A und E (Abb. 2) zu wählen ist; es handelt sich lediglich um eine mathematisch besonders eindrucksvolle Fassung von Extremaleigenschaften der dynamischen Gesetze. Andererseits sind die Integralprinzipe den in Gestalt von Differentialgleichungssystemen formulierten Bewegungsgleichungen äquivalent, deren Lösung durch die Angabe eines vollständigen Satzes von Anfangswerten eindeutig bestimmt ist.



Maupertuissches Prinzip

Lit. → Prinzipe der Mechanik.

Mavar, → Reaktanzverstärker.

Maximalbeobachtung, → Meßprozeß in der Quantenmechanik.

maximale Analytizität, → analytische S-Matrix-Theorie.

maximale magnetische Energiedichte, früher *Güteziffer*, *Gütewert*, *Güteprodukt*, $(BH)_{max}$, Kenngröße zur Beurteilung von hartmagnetischen Werkstoffen und Grundlage für die Berechnung von Dauermagnetkreisen. $(BH)_{max}$ ist der Höchstwert des Produktes, das sich für die Punkte der Entmagnetisierungskurve aus den zugehörigen Koordinaten B und H bilden läßt.

maximale Messung, → Meßprozeß in der Quantenmechanik.

Maximalpermeabilität, → Permeabilitätskonstante.

Maximum, → Extremwert.

Maximumprinzip nach Pontrjagin, Weiterentwicklung der Variationsrechnung, um Beschränkungen von Steuervariablen auf abgeschlossene Mengen bei der Lösung von Optimierungsaufgaben zuzulassen. Werden stetige Systeme durch die Modellgleichungen $dz/dt =$

$f(z, y)$ mit $z = (z_1, z_2, \ldots, z_n)$ als Zustandsvektor und $y = (y_1, y_2, \ldots, y_m)$ als Steuervektor beschrieben, so ist eine optimale Steuerung $y = y^*$ aus einer Menge y zulässiger Steuerungen, z. B. mit $a_i \leqq y_i \leqq b_i$ auszuwählen, die das System aus dem Anfangszustand $z(t_1)$ in den Endzustand $z(t_2)$ so überführt, daß eine Kostenfunktion $x(t) = \int_{t_1}^{t} f_0(z(t'), y(t'))\,dt'$ im Punkte t_2 einen minimalen Wert annimmt. Mit *adjungierten Variablen* l_i, $i = 0, 1, 2, \ldots, n$, bildet man eine *Hamilton-Funktion* $H(l, z, y) = l_0 f_0 + l_1 f_1 + \cdots + l_n f_n$. Dann spannen die optimalen Trajektorien von Zustandsvariablen $(x, z_1, \ldots, z_n)$ mit gleichen minimalen Kosten eine Hyperfläche im $(n + 1)$-dimensionalen Zustandsraum auf. Hierbei sind die $l_i(t)$ die Komponenten des Flächennormalenvektors längs einer optimalen Trajektorie mit einer Orientierung in Richtung minimaler Kosten. Die adjungierten Variablen l_i genügen dabei den Differentialgleichungen $\frac{dl_i}{dt} = -\sum_j \frac{\partial f_j(z, y)}{\partial z_i} l_j(t)$. Gibt man den Systemgleichungen und den adjungierten Gleichungen die Gestalt $\frac{dz_i}{dt} = \frac{\partial H(l, z, y)}{\partial l_i}$ und $\frac{dl_i}{dt} = \frac{-\partial H(l, z, y)}{\partial z_i}$, so unterscheidet sich diese von den aus der analytischen Mechanik bekannten Hamiltonschen Bewegungsgleichungen mechanischer Systeme nur durch das Auftreten der Steuergrößen y, die in optimaler Weise noch festgelegt werden müssen. Diese Festlegung ergibt sich aus der Hauptforderung des Maximumprinzips: Nichtoptimale Trajektorien müssen die Flächen konstanter optimaler Kosten nach oben, d. h. in Richtung wachsender Kosten verlassen. Dies bedeutet für die optimale Trajektorie $z^*(t)$, für die zugehörige optimale Steuerung $y^*(t)$ und für den entsprechenden Flächennormalenvektor $l^*(t)$ die Forderung $H(z^*, l^*, y^*) = \max_y H(l^*, z^*, y) = 0$. Hieraus erhält man im Prinzip $y^* = y(z^*, l^*)$ und durch Einsetzen in die Gleichungssysteme eine Rückführung auf die Hamiltonschen Gleichungen der Mechanik.

Mechanische Systeme sind in diesem Sinne als autonome Systeme aufzufassen, weil steuernde Kräfte durch Felder ersetzt sind. Die Gesamtheit der äußeren Einwirkungen erfaßt man durch die *potentielle Energie U*, und das Maß der inneren treibenden Ursachen mechanischer Systeme ist die *kinetische Energie T*. Das Optimierungsprinzip mechanischer Systeme besteht darin, im integralen Mittel ständig die kinetische Energie T an die potentielle Energie U anzugleichen, denn der Integrand des Gütefunktionals ist die *Lagrange-Funktion* $L = T - U$.

Maxwell, M oder Mx, alte elektromagnetische Einheit des magnetischen Flusses. $1\ M = 1\ G \cdot cm^2 = 10^{-8}\ Wb$.

Maxwell-Boltzmann-Gesetz der Plasmaphysik, → Plasmastatistik.

Maxwell-Boltzmann-Statistik, klassische (nichtquantenmechanische) Gleichgewichtsstatistik im μ-Raum (→ Phasenraum). Voraussetzung ist also, daß die betrachteten Teilchen, z. B. Gasmoleküle, nicht oder nur sehr schwach in Wechselwirkung stehen. Die M.-B.-S. gilt also streng nur für das ideale Gas. Weiterhin ist für sie die Annahme charakteristisch, daß gleichartige Teilchen im Prinzip unterscheidbar, also auch numerierbar sind. Die M.-B.-S. beschreibt somit das Verhalten des idealen Gases nur in Bereichen, in denen Quanteneffekte nicht wirksam werden. Im Fall der Gasentartung treten an die Stelle der M.-B.-S. die → Bose-Einstein-Statistik oder → Fermi-Dirac-Statistik.

Ausgangspunkt der von Boltzmann angegebenen *Abzählmethode* zur Herleitung der Formeln der M.-B.-S. sind die Begriffe Makrozustand, Mikrozustand und thermodynamische Wahrscheinlichkeit. Unter einem *Makrozustand* oder *thermodynamischen Zustand* versteht man einen Zustand des betrachteten Systems, z. B. eines Gases, der durch makroskopische Angaben, wie Druck und Temperatur, charakterisiert, also durch eine Messung erfaßbar ist. Dieser Makrozustand kann im allgemeinen durch sehr viele Molekülkonstellationen im Phasenraum realisiert werden. Eine solche konkrete mikroskopische Realisierung eines Makrozustandes nennt man *Mikrozustand* oder (eine) *Komplexion*. Die Zahl der Mikrozustände, durch die ein Makrozustand realisiert wird, heißt *thermodynamische Wahrscheinlichkeit* w dieses Makrozustandes. Die thermodynamische Wahrscheinlichkeit ist im Gegensatz zum üblichen Wahrscheinlichkeitsbegriff stets eine ganze Zahl und im allgemeinen größer als 1. Sie hängt mit der Entropie S des betrachteten Systems durch die Gleichung $S = k \ln w$ zusammen (Boltzmannsches Prinzip). Die Berechnung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit eines Zustandes geschieht nach Boltzmann durch Abzählverfahren, die auf der Basis der Kombinatorik arbeiten. Der Phasenraum wird in Zellen eingeteilt, die alle gleich groß sind. In der klassischen Statistik ist die Größe dieser Phasenzellen weitgehend unbestimmt, durch die Quantentheorie wird für das Zellenvolumen der Wert h^{3f}, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und f die Zahl der Freiheitsgrade der betrachteten Teilchen ist, festgelegt. Man nimmt an, daß alle Zellen gleichberechtigt sind und ihr Fassungsvermögen nicht begrenzt ist. Diese Annahme hängt eng mit der Ergodenhypothese (→ Statistik) zusammen.

Die mittlere Besetzungszahl einer Phasenzelle, also die mittlere Anzahl der darin befindlichen Moleküle, wird durch die → Verteilungsfunktion geliefert. Infolge der Unterscheidbarkeit der N Teilchen kann man durch Vertauschen $N!$ Permutationen erhalten. Der betrachtete Makrozustand werde nun dadurch charakterisiert, daß sich N_1 Teilchen in Zelle Nr. 1, N_2 Teilchen in Zelle Nr. 2, usw. und schließlich N_l Teilchen in Zelle Nr. l befinden. Da eine Vertauschung zweier Teilchen innerhalb einer Zelle demselben Mikrozustand entspricht, während eine Vertauschung zweier Teilchen aus verschiedenen Zellen einen anderen Mikrozustand, aber denselben Makrozustand liefert, ist $w = N!/N_1! \cdot N_2! \cdot \cdots \cdot N_l!$, d. i. gerade die Zahl der Mikrozustände, durch die der betrachtete Makrozustand realisiert wird, also genau die thermodynamische Wahrscheinlichkeit des betrachteten Makrozustandes.

Gemäß der Herleitung ist für w auch die Bezeichnung *Permutabilität* gebräuchlich.

Es wird nun die Verteilung mit der größten thermodynamischen Wahrscheinlichkeit bzw. mit maximaler Entropie gesucht. In Übereinstimmung mit dem Gesetz der phänomenologischen Thermodynamik, daß die Entropie im Gleichgewicht ein Maximum hat, ist das die Gleichgewichtsverteilung. Dabei sind als Nebenbedingungen zu berücksichtigen, daß die Gesamtteilchenzahl und die Gesamtenergie des Systems konstante, vorgegebene Werte haben. Auf diese Weise erhält man die Energieverteilung im Gleichgewicht

$$n_i = g_i \, e^{\frac{\mu - E_i}{kT}} = g_i \frac{N}{Z} e^{-\frac{E_i}{kT}}.$$

Dabei ist n_i die mittlere Besetzungszahl des Zustandes Nr. i mit der Energie E_i, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Das chemische Potential μ bzw. die Zustandssumme Z bestimmen sich aus der Nebenbedingung konstanter Gesamtteilchenzahl $\Sigma n_i = N$, und g_i ist das statistische Gewicht des Zustandes mit der Energie E_i. Der Ausdruck $\exp(-E_i/kT)$, der die Energieabhängigkeit der Besetzungszahl enthält, heißt → Boltzmann-Faktor.

In der klassischen Statistik treten meist kontinuierliche Energieverteilungen auf. Die Verteilungsfunktion wird dann durch die Proportionalität $dn \sim e^{-E/kT} dE$, wobei dn die Zahl der Teilchen mit Energien zwischen E und $E + dE$ ist, charakterisiert. Setzt man für E die kinetische Energie $E = mv^2/2$ ein, so erhält man als ein Beispiel einer solchen kontinuierlichen Verteilung unmittelbar die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle des idealen Gases (→ Verteilungsfunktion). Eine weitere wichtige Schlußfolgerung aus der M.-B.-S. ist der → Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik. Die quantisierte oder quantenmechanisch korrigierte M.-B.-S. berücksichtigt die (klassisch allerdings unverständliche) Nichtunterscheidbarkeit gleichartiger nichtlokalisierter Teilchen durch Hinzufügen von Faktoren $1/N!$ (wobei N die Anzahl der gleichartigen Teilchen des Systems ist) an die entsprechenden Formeln, z. B. die Formel für das Zustandsintegral (→ Zustandssumme). Die Behandlung von Systemen, bei denen die Wechselwirkung der Moleküle untereinander wesentlich ist, erfordert die Methoden der → Gibbssche Statistik.

Maxwell-Gas, Gas, das aus Maxwellschen Molekülen (→ Molekülmodell der Gastheorie) besteht.

Maxwell-Relation, svw. thermodynamische Relation.

Maxwellsche Beziehung, *Maxwellsche Relation,* gibt den Zusammenhang wieder zwischen dem Brechungsindex, der relativen Permeabilität μ_r und der relativen Dielektrizitätskonstanten ε_r eines Mediums. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Medium ist nach der Maxwellschen Theorie $v = c/\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$. c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Das Verhältnis von c und v definiert den Brechungsindex n: $n = c/v = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$. Da sich aber in Ferromagnetika, deren relative Permeabilität μ_r sehr viel größer als Eins ist, elektromagnetische Felder nicht ausbreiten können, für die meisten anderen Stoffe aber μ_r sehr nahe bei Eins liegt, erhalten wir daraus die M. B. $n = \sqrt{\varepsilon_r}$.

Die M. B. hält einer experimentellen Überprüfung nur bei elektromagnetischen Wellen nicht zu hoher Frequenzen stand, bei sichtbarem Licht ist sie nicht mehr erfüllt. Das liegt daran, daß die Maxwellsche Theorie die atomistische Struktur von Materie und Ladungen vernachlässigt. Bei hohen Frequenzen sind die Eigenschaften der Materie stark frequenzabhängig, was erst in der Lorentzschen Elektronentheorie berücksichtigt wurde.

Maxwellsche Ergänzung, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes.

Maxwellsche Flüssigkeit, *Maxwellscher Körper,* in der Modelldarstellung der Rheologie ein Material, das sich aus einem Hookeschen Körper und einer Newtonschen Flüssigkeit in Reihenanordnung aufbaut. Entsprechend der Reihenanordnung werden die Verformungsanteile der einzelnen Elemente zur Gesamtverformung addiert, so daß sich für eine eindimensionale Scherverformung die Gleichung $\dot{\gamma} = \frac{\dot{\tau}}{G_{fl}} + \frac{\tau}{\eta}$ ableiten läßt. G_{fl} ist eine die Flüssigkeit charakterisierende Elastizitätsgröße, die die Steifigkeit der Flüssigkeit ausdrückt, τ ist die Schubspannung, η die Viskosität, γ die relative Winkeländerung. Bei konstanter Spannung verhält sich die M. F. wie eine rein viskose Flüssigkeit. Bei schlagartiger Beanspruchung werden nur die elastischen Anteile angesprochen, das Material wirkt wie ein elastischer Körper. Wird das Material zur Zeit $t = 0$ mit der Spannung τ belastet, so stellt sich sofort der elastische Anteil ein, während der viskose Deformationsanteil bei konstant gehaltener Spannung mit der Zeit linear zunimmt. Dieser Vorgang wird als Kriechen, die Größe τ/η als Kriechgeschwindigkeit bezeichnet. Bei plötzlicher Entlastung verschwindet der elastische Anteil, die durch das Kriechen entstandene Verformung bleibt als irreversible Verformung zurück. Bei vorgegebener und konstant gehaltener Verformung wird zunächst für $t = 0$ der elastische Spannungsanteil auftreten, der aber gemäß $\tau = \gamma G_{fl} e^{-\frac{G_{fl}}{\eta} t}$ mit der Zeit asymptotisch gegen Null geht. Dieser Vorgang wird Relaxation genannt. Für die Größe G_{fl}/η ist die Bezeichnung Relaxationszeit üblich (→ Relaxation).

Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung, → Verteilungsfunktion.

Maxwellsche Gleichungen, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes.

Maxwellsche Moleküle, → Molekülmodelle der Gastheorie.

Maxwellscher Dämon, von Maxwell erdachtes mikroskopisches Wesen mit der Eigenschaft, in molekulare Vorgänge ordnend eingreifen zu können, um unter Ausnutzung mikroskopischer Schwankungserscheinungen makroskopische Wirkungen zu erzielen. Der M. D. könnte z. B. nach einem Gedankenexperiment von Maxwell im Widerspruch zum 2. Hauptsatz der Thermodynamik eine makroskopische Tempe-

raturdifferenz hervorrufen, indem er an einer kleinen Öffnung in der Trennwand zweier ursprünglich gleichmäßig temperierter Behälter in der einen Richtung nur die langsamen, in der anderen Richtung nur die schnellen Moleküle passieren läßt. Daß der Widerspruch zum 2. Hauptsatz der Thermodynamik im Grunde nur scheinbar ist, wurde von Szilard gezeigt, der die Entropieänderungen bei den ständig notwendigen Meßprozessen des Maxwellschen D.s mit in die Entropiebilanz einbezog. Die Unmöglichkeit des Maxwellschen D.s oder eines analog wirkenden physikalischen Gerätes ergibt sich daraus, daß er als irgendwie geartetes physikalisches System selbst Schwankungserscheinungen unterworfen sein muß.

Maxwellsche Regel, → van-der-Waalssche Zustandsgleichung.

Maxwellsche Relation, svw. Maxwellsche Beziehung.

Maxwellscher Spannungstensor, Hilfsmittel zur Berechnung elektrischer und magnetischer Kräfte in statischen bzw. quasistationären Feldern. Die Kräfte auf elektrische Ladungen und Ströme können entweder als Raumintegrale über die Kraftdichte $\vec{f} = \varrho\vec{E} + \vec{j} \times \vec{B}$, häufig aber bequemer als Flächenintegrale über Spannungen berechnet werden, die an den Oberflächen des betrachteten Volumens angreifen. Alle diese Spannungen sind im Maxwellschen S. zusammengefaßt. Befinden sich im Innern des Volumens keine Ladungen, so verschwindet das Flächenintegral der Spannungen. Für rasch zeitabhängige Felder sind die Kräfte nicht durch Spannungen darstellbar, der Spannungsbegriff ist also im allgemeinen nicht anwendbar. Er ist durch den Begriff Impulsstromdichte zu ersetzen, → Energie-Impuls-Tensor. Ist $\vec{n}$ die nach außen positiv gerichtete Flächennormale, so erhält man für Komponenten der Spannung $\vec{T}$ nach den 3 Koordinatenrichtungen x, y und z

$$T_x = T_{xx}\cos(\vec{n}, x) + T_{xy}\cos(\vec{n}, y) + T_{xz}\cos(\vec{n}, z)$$

$$T_y = T_{yx}\cos(\vec{n}, x) + T_{yy}\cos(\vec{n}, y) + T_{yz}\cos(\vec{n}, z)$$

$$T_z = T_{zx}\cos(\vec{n}, x) + T_{zy}\cos(\vec{n}, y) + T_{zz}\cos(\vec{n}, z).$$

Die Koeffizienten T_{lk} bilden den Maxwellschen S.

$$\mathfrak{T} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{pmatrix}.$$

Der Tensor ist symmetrisch, d. h. $T_{lk} = T_{kl}$. Die Komponenten des Maxwellschen S.s lassen sich getrennt für elektrostatische und magnetostatische Felder berechnen. Für quasistationäre elektromagnetische Felder erhält man die Komponenten des Maxwellschen S.s durch Addition der Komponenten des elektrischen und magnetischen Maxwellschen S.s. Man erhält

$$T_{xx} = H_xB_x + D_xE_x - w$$

$$T_{yy} = H_yB_y + D_yE_y - w$$

$$T_{zz} = H_zB_z + D_zE_z - w$$

$$T_{xy} = T_{yx} = H_xB_y + D_xE_y$$

$$T_{xz} = T_{zx} = H_xB_z + D_xE_z$$

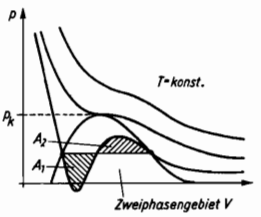
$$T_{yz} = T_{zy} = H_yB_z + D_zE_y$$

Dabei ist $w = \frac{1}{2}(\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H})$ die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes. Ist $\vec{n}$ parallel zu $\vec{E}$, so ergibt sich im elektrischen Feld reine Zugspannung. Bei einem Winkel von 45° zwischen beiden erhält man reine Schubspannung. Steht $\vec{n}$ senkrecht auf $\vec{E}$, so ist $\vec{T}$ antiparallel zu $\vec{n}$, und man erhält reine Druckspannung. Entsprechendes erhält man für das magnetostatische Feld, wenn man $\vec{E}$ durch $\vec{H}$, ε_r durch μ_r und ε_0 durch μ_0 ersetzt. → Relativitätselektrodynamik.

Maxwellsche Sätze, → Gegenseitigkeit der Verschiebungen.

Maxwellsche Schraubenregel, → Schraubenregel.

Maxwellsches Kriterium, folgt aus thermodynamischen Überlegungen und besagt, daß die Flächen A_1 und A_2 zwischen der aus der van-der-Waalsschen Zustandsgleichung folgenden Isotherme und der experimentell beobachteten Geraden gleich sein müssen (Abb.).



Maxwellsches Kriterium

Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes, *Faraday-Maxwellsche Theorie*, beschreibt die elektromagnetischen Erscheinungen im Vakuum und in ruhenden Medien. Die M. T. wurde von J. C. Maxwell auf Grund der Faradayschen Vorstellungen über das elektrische und magnetische Feld in den Jahren 1861 bis 1864 aufgestellt. Sie revolutionierte die Vorstellungen über die elektrischen und magnetischen Erscheinungen und stellt eine außerordentlich eindrucksvolle begriffliche Fassung eines physikalischen Erscheinungsgebietes dar. Ein entscheidender Schritt Maxwells bestand darin, daß er sich von der bis dahin herrschenden Fernwirkungstheorie (→ Feld) abwandte und eine *Nahwirkungs-* oder *Feldtheorie* aufstellte. Nach der M.n T. wird durch eine elektrische Ladung in dem umgebenden Raum ein bestimmter physikalischer Zustand erzeugt, der durch das elektrische Feld dieser Ladung beschrieben wird. Jeder Punkt besitzt eine gerichtete elektrische Feldstärke. Man erhält auf diese Weise ein Vektorfeld, das zum Gegenstand der Theorie gemacht wird. Alle Wirkungen werden durch dieses Feld übertragen. Entsprechend werden von Dauermagneten oder bewegten Ladungen herrührende magnetische Felder als Vektorfelder beschrieben. Jedes Volumenelement eines Raumes, in dem ein elektrisches oder magnetisches Feld existiert, besitzt eine von der elektrischen oder magnetischen Feldstärke an dieser Stelle abhängige Energie (→ elektrische Energie, → magnetische Energie).

Der wichtigste Schritt Maxwells bestand darin, daß er bei der Aufstellung seiner Theorie die von Ampère und Faraday erfaßten Gesetzmäßigkeiten über Ströme in geschlossenen Leitern verallgemeinerte, indem er den Verschie-

bungsstrom einführte. Der Verschiebungsstrom ergänzt den Leitungsstrom formal zu einem quellenfreien Gesamtstrom.

Maxwell erfaßte die bis dahin bewiesenen Grundgesetze über elektrische und magnetische Felder, verallgemeinerte durch seine Überlegungen ihren Geltungsbereich und erhielt als Ergebnis die nach ihm benannten *Maxwellschen Gleichungen*. Diese lauten in integraler Schreibweise (im praktischen Meßsystem):

$$\oiint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{f} = 0, \tag{1}$$

$$\oint \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{r} = -(\mathrm{d}/\mathrm{d}t)\iint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{f} = -\iint \dot{\vec{B}}\,\mathrm{d}\vec{f}, \tag{2}$$

$$\oiint \vec{D}\,\mathrm{d}\vec{f} = Q, \tag{3}$$

$$\oint \vec{H}\,\mathrm{d}\vec{r} = I + (\mathrm{d}/\mathrm{d}t)\iint \vec{D}\,\mathrm{d}\vec{f} = I + \iint \dot{\vec{D}}\,\mathrm{d}\vec{f}. \tag{4}$$

Dabei sind $\vec{B}$ die magnetische Induktion oder Flußdichte, $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebung, $\vec{E}$ bzw. $\vec{H}$ die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, Q die elektrische Ladung und I der elektrische Strom. Die einzelnen Gleichungen bedeuten folgendes:

(1) Das magnetische Feld $\vec{B}$ ist quellfrei, daher verschwindet der magnetische Fluß $\Phi = \iint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{f}$ durch eine geschlossene Oberfläche. Die magnetische Induktion $\vec{B}$ ist definiert durch die Kraft $\vec{F} = Q\vec{v} \times \vec{B}$, die auf eine im Magnetfeld, dessen magnetische Induktion die Größe $\vec{B}$ hat, mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegte Ladung Q ausgeübt wird. Entsprechend ist die elektrische Feldstärke $\vec{E}$ definiert durch die Kraft $\vec{F} = Q \cdot \vec{E}$, die auf eine Ladung Q im elektrischen Feld $\vec{E}$ wirkt.

(2) Zeitliche Änderungen der magnetischen Flußdichte bewirken Wirbel der elektrischen Feldstärke, d. h., (2) gibt das Induktionsgesetz (→ Induktion) wieder.

(3) Die elektrischen Ladungen sind Quellen der elektrischen Verschiebung.

(4) Die elektrischen Ströme, und zwar die Leitungs- und Verschiebungsströme, bestimmen die Wirbel der magnetischen Feldstärke. Der den Verschiebungsstrom darstellende zweite Summand wird auch *Maxwellsche Ergänzung* genannt. (4) stellt das allgemein gefaßte *Durchflutungsgesetz* dar.

Für Rechnungen oft bequemer ist eine differentielle Schreibweise der Maxwellschen Gleichungen. Sie entsteht, wenn man (1) und (3) mit Hilfe des Gaußschen Satzes sowie (2) und (4) mit Hilfe des Stokesschen Satzes umformt. Man erhält (im praktischen Meßsystem):

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \tag{5}$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \tag{6}$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \varrho \tag{7}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\imath} + \dot{\vec{D}}. \tag{8}$$

Dabei bedeuten $\vec{\imath}$ die Flächenstromdichte und ϱ die Raumladungsdichte. Dazu kommen noch die „Materialgleichungen", die das elektrische und magnetische Verhalten des Mediums widerspiegeln. Sie lauten für isotrope Medien

$$\vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} \tag{9}$$

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \tag{10}$$

und bei stromleitenden Medien

$$\vec{\imath} = \sigma \vec{E} \tag{11}$$

Dabei bedeuten ε_0 und μ_0 die elektrische bzw. magnetische Feldkonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, μ_r die relative Permeabilität und σ die elektrische Leitfähigkeit.

Vollzieht man in (4) den Grenzübergang zu einer geschlossenen Fläche, so verschwindet die linke Seite, da man damit das Linienintegral auf einen Punkt zusammenzieht. Es ergibt sich die Kontinuitätsgleichung für den elektrischen Strom, die den Erhaltungssatz der elektrischen Ladung formuliert:

$$I + \oiint \dot{\vec{D}}\,\mathrm{d}\vec{f} = I + \dot{Q} = 0. \tag{12}$$

Mit $\operatorname{div}\operatorname{rot} \vec{H} = 0$ folgt entsprechend aus den Gleichungen (7) und (8)

$$\dot{\varrho} + \operatorname{div} \vec{\imath} = 0. \tag{13}$$

Das ist die differentielle Formulierung der Ladungserhaltung.

Die Maxwellschen Gleichungen sind ein System von Differentialgleichungen, die die Grundeigenschaften elektrischer und magnetischer Felder, ihren Zusammenhang mit den elektrischen Ladungen und Strömen und ihre gegenseitige Verknüpfung im Falle zeitlich veränderlicher elektrischer und magnetischer Felder umfassen. Mit ihrer Hilfe kann man unter Beachtung der Definitionen der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke aus ihren Kraftwirkungen auf elektrische Ladungen sowohl schnell veränderliche Felder als auch quasistationäre, stationäre und statische Felder behandeln. Alle Gesetze der Elektrostatik, der Magnetostatik sowie der Elektrodynamik im engeren Sinne lassen sich aus ihnen ableiten, und alle Probleme dieser Gebiete sind durch sie zu lösen.

Darüber hinaus konnte Maxwell mit Hilfe dieser Gleichungen die Möglichkeit des Auftretens elektromagnetischer Wellen voraussagen, die erst mehr als 20 Jahre später von Hertz (→ Hertzsche Versuche) nachgewiesen wurden. Auf Grund der mathematischen Untersuchung dieser Wellen kam er zu dem Schluß, daß ihre Eigenschaften analog zu denen der Lichtwellen sind. Auf dieser Grundlage entstand seine elektromagnetische Lichttheorie, die die gesamte Wellenoptik in die Elektrodynamik einbezieht.

Ein wichtiges Charakteristikum der M.n T. ist ihre kausale Struktur. Durch die Größen $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$, ϱ und $\vec{\imath}$ des elektromagnetischen Zustands zu irgendeinem Zeitpunkt sind durch die Gleichungen (5) bis (8) auch $\dot{\vec{B}}$, $\dot{\vec{D}}$ und $\dot{\varrho}$ bestimmt sowie durch die Materialgleichungen $\dot{\vec{E}}$ und $\dot{\vec{H}}$. Das bedeutet aber, daß die ganze Zukunft des beschriebenen Systems durch den Zustand in irgendeinem Augenblick bestimmt wird.

Die Maxwellschen Gleichungen sind außerdem invariant gegen Lorentz-Transformation, und es ist eine relativistisch exakte Darstellung der Elektrodynamik ohne Änderung ihres physikalischen Inhalts möglich, → Relativitätselektrodynamik. Nach Vorarbeiten von H. A. Lorentz und Minkowski gelang Einstein 1905 die Formulierung der Elektrodynamik bewegter Medien in seiner speziellen Relativitätstheorie.

In der M.n T. werden die Eigenschaften des Mediums mit Hilfe der Materialkonstanten ε_r, μ_r und σ beschrieben. Das elektromagnetische Feld wird durch die elektrischen Ladungen und deren Bewegung hervorgerufen. Da die Materialkonstanten makroskopische Mittelwerte sind, die durch Mittelung über die atomistische Struktur des Mediums entstehen, versagt die

M. T. dort, wo die atomistische Struktur der Materie und der elektrischen Ladungen von Bedeutung ist. Das ist bei elektromagnetischen Feldern hoher Frequenzen der Fall, wo die Materialeigenschaften von der Frequenz abhängen. In der Lorentzschen Elektronentheorie wurde die atomistische Struktur berücksichtigt. Die Maxwell-Lorentzschen Gleichungen stellen das Feld im Vakuum zwischen den einzelnen Ladungen dar und ergeben als Mittelung die Maxwellschen Gleichungen.

Lit. Becker: Theorie der Elektrizität, 3 Bde (19. Aufl. Stuttgart 1969); Hund: Theoretische Physik, Bd 2 (4. Aufl. Stuttgart 1963); Macke: Elektromagnetische Felder (3. Aufl. Leipzig 1965).

Maxwell-Verteilung, → Verteilungsfunktion.

Maxwell-Wien-Brücke, → Meßbrücke.

Mayer-Bogoljubowsche Zustandsgleichung, spezielle Virialform der thermischen Zustandsgleichung. Die M.-B. Z. lautet

$$pV = RT\left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{n+1} A_n / V^n\right).$$

Es bedeuten p den Druck, V das Volumen, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur und A_n die Virialkoeffizienten, die von Mayer und Bogoljubow aus dem Wechselwirkungspotential der Gasatome erstmals errechnet wurden.

M-Band, → Frequenz.

M-Bande, → Farbzentrum.

McIlwainsche Koordinaten, svw. *BL*-Koordinaten.

McLeod-Vakuummeter, → Vakuummeter.

Md, → Mendelevium.

ME, 1) → Masseeinheit. **2)** → Mache-Einheit.

Mechanik, *allgemeine Mechanik*, Lehre von der Bewegung materieller Körper und Systeme unter dem Einfluß von Kräften, deren spezielle Herkunft jedoch unberücksichtigt bleibt. Die M. gliedert sich in die → Kinematik, d. i. die reine Bewegungslehre, die lediglich die raumzeitlichen Änderungen der Körper und Systeme untersucht, und die → Dynamik, die auch die bewegenden Kräfte betrachtet und als Spezialfall die → Statik enthält. Ziel der M. ist die Aufstellung eines Systems von Grundbegriffen und -gesetzen (→ Axiomensystem) oder diesen äquivalenter allgemeiner Prinzipe (→ Prinzipe der Mechanik) zur Beschreibung und praktischen Lösung mechanischer Probleme. Die M. nimmt unter den Teilgebieten der Physik eine besondere Stellung ein, da sie die historische Entwicklung der Physik einleitete und lediglich die allgemeinen Eigenschaften der Bewegungen und der Kräfte in den Mittelpunkt der Untersuchung stellte; ihre allgemeinen Begriffe, wie Arbeit, Energie, Masse oder Kraft, und ihre mathematischen Methoden, wie die Behandlung der Bewegung durch Differential- und Integralgleichungen, sind für die gesamte Physik grundlegend.

Die *klassische* oder *Newtonsche M.* von Massepunktsystemen ist auf den → Newtonschen Axiomen aufgebaut; sie gilt nur für Geschwindigkeiten, die klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit sind, und wenn die auftretenden Wirkungen groß gegenüber dem Planckschen Wirkungsquantum sind. Je nach den Umständen werden die materiellen Objekte als Massepunkte oder Systeme von solchen, insbesondere → starre Körper, oder als Kontinua betrachtet. Man unterscheidet daher *M. der Massepunkte* (*Punktmechanik*), *M. der Massepunktsysteme* und *M. des starren Körpers* (*Stereomechanik*) sowie die *M. der deformierbaren Medien* (*M. der Kontinua*), zu der Elastomechanik (→ Elastizität, → Kontinuumsmechanik), → Hydromechanik und → Aeromechanik gehören. Ein wichtiges Teilgebiet der M. ist die Lehre von den Schwingungen und der Ausbreitung von mechanischen Wellen; hierher gehört insbesondere die → Akustik.

Die Erweiterung der klassischen M. auf den Fall beliebiger, physikalisch zulässiger Geschwindigkeiten erfolgt in der relativistischen M. (→ Relativbewegung, → spezielle Relativitätstheorie), während die Bewegungsgesetze von Mikroobjekten zunächst in der nichtrelativistischen → Quantenmechanik formuliert werden; die Vereinigung der Relativitäts- und Quantenmechanik zu einer relativistischen Quantenmechanik (→ Quantenfeldtheorie) ist bisher noch nicht in allgemein gültiger Weise gelungen.

Geschichtliches. Die Entwicklung der M. begann im Altertum im wesentlichen mit der Statik durch Aristoteles und Archimedes; sie wurde erst im 16. Jh. von Leonardo da Vinci und Stevin wieder bereichert. Die Entwicklung der Kinematik begann mit der Beschreibung der Planetenbewegung durch Kepler; die Dynamik setzte erst mit der Behandlung des freien Falls und der Trägheit der Körper durch Galilei ein. Die M. des Massepunktes wurde durch Newton mit der Aufstellung der Newtonschen Axiome und deren Anwendung auf die Bewegung der Himmelskörper gekrönt. Die Ausdehnung auf die Bewegung der Massepunktsysteme und des starren Körpers erfolgte im wesentlichen durch Euler und d'Alembert.

Die abstrakte analytische Behandlung mechanischer Probleme wurde durch Lagrange begründet und in der Folgezeit von Poisson, Gauß, Jacobi, Hamilton, H. Hertz, Maupertuis, Hölder, Routh und Appell fortgesetzt; die anschaulich-geometrischen Untersuchungen wurden von Poinsot und Chasles begonnen.

Die Begründung der Relativitätsmechanik erfolgte durch Einstein im Jahre 1905, nachdem Poincaré und Lorentz Vorarbeit geleistet hatten. Die Entwicklung der Quantenmechanik begann mit der Quantenhypothese Plancks im Jahre 1900; sie wurde von Bohr, Sommerfeld und de Broglie wesentlich vorangetrieben, bis schließlich 1926/1927 Schrödinger, Heisenberg, Born und Jordan ihr die heute gültige Gestalt gaben.

Lit. Budó: Theoretische M. (dtsch Berlin 1956); Flügge: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd 1 (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961); Hamel: Theoretische M. (Berlin 1949); Hund: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd 1 (Leipzig 1945); Joos: Lehrb. der theoretischen Physik (Leipzig 1956); Kompanejez: Theoretische Physik (dtsch Leipzig 1969); Landau u. Lifschitz: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd 1 (dtsch Berlin 1962); Macke: M. der Teilchen, Systeme und Kontinua. Ein Lehrb. der theoretischen Physik (3., durchg. Aufl. Leipzig 1967); Nikolai: Theoretische M. (dtsch Tl 1 Berlin 1955, Tl 2 Berlin 1956); Planck: Einführung in die allgemeine M. (3. Aufl. Leipzig 1921); Sommerfeld: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd 1 (Leipzig 1956); Weizel: Lehrb. der theoretischen Physik Bd 1 (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1949).

mechanische Ähnlichkeit, *dynamische Ähnlichkeit*, Analogie zweier mechanischer Systeme S und S', wenn ihre Bahnkurven geometrisch ähnlich sind und sich die Zeitdifferenzen t und t' für das Durchlaufen ähnlicher Abschnitte der Bahnkurven verhalten wie $t/t' = (l/l')^{\lambda}$, wobei l/l' das Verhältnis der linearen Abmessungen der beiden Bahnkurven ist. Die m. Ä. tritt auf für konservative Systeme, wenn die potentielle Energie U eine homogene Funktion der Koordinaten q_i vom Grade k ist, d. h., $U(\alpha q_i) = \alpha^k U(q_i)$. Die Lagrange-Funktion des mecha-

nischen Systems multipliziert sich lediglich mit dem konstanten Faktor α^k, der die Bewegungsgleichungen nicht beeinflußt, wenn man die Transformation $q_i \to \alpha q_i$, $t \to \beta t$ mit $\beta = \alpha^\lambda$, $\lambda = 1 - k/2$ ausführt. Die Invarianz der Bewegungsgleichungen bei dieser Transformation bedeutet, daß mit $q_i(t)$ zugleich $\alpha q_i(t/\beta)$ Lösung dieser Gleichungen ist.

Im Falle der Wechselwirkungen zweier Massen bzw. Ladungen über das Newtonsche Gravitationsgesetz bzw. das Coulombsche Gesetz ist $U \sim 1/r$, wobei r der gegenseitige Abstand beider Teilchen ist. Daher gilt $U(\alpha r) = \alpha^{-1} U(r)$, so daß $k = -1, \lambda = 3/2$ sowie $t/t' = (l/l')^{3/2}$ gilt, dies entspricht der Aussage des dritten → Kepler-Gesetzes. Ein anderes Beispiel ist die für ein konstantes homogenes Kraftfeld, z. B. das Schwerefeld der Erde in der Nähe der Erdoberfläche, folgende Tatsache, daß die Quadrate der Fallzeiten beim freien Fall dem durchfallenen Weg proportional sind, d. h., $t^2 \sim s$.

mechanische Energie, → Energie.

mechanische Impedanz, in der Akustik der Quotient aus Schalldruck und Schallschnelle. Einheit ist das mechanische Ohm (→ Ohm 3).

mechanisches Ohm, → Ohm 3).

mechanisches Potential, → Potential.

mechanisches System, Massepunkte und starre Körper sowie deren System mit einer endlichen Anzahl von Freiheitsgraden. Zwischen den Massepunkten eines mechanischen S.s können Bindungen bestehen, die gewöhnlich als reibungsfrei angesehen werden und zu Zwangs- oder Reaktionskräften Anlaß geben, die bei virtuellen Verrückungen keine Arbeit leisten. Je nach der Art der → Bindungen heißt das System *holonom* bzw. *anholonom* oder *nichtholonom*, *skleronom* (starr) bzw. *rheonom* (fließend). Ein skleronomes m. S. heißt *konservativ*, wenn die eingeprägten Kräfte konservativ sind, d. h. ein rein ortsabhängiges Potential haben.

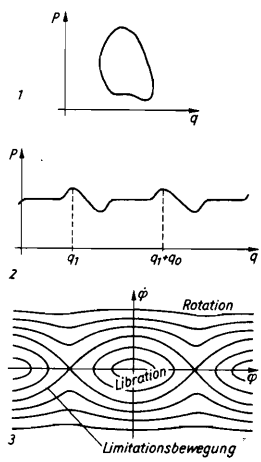
Der Zustand eines abgeschlossenen mechanischen Systems zur Zeit t ist durch die Angabe der verallgemeinerten Koordinaten $q_i(t)$ ($i = 1, 2, \ldots, f$, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist) und der zu diesen kanonisch konjugierten (verallgemeinerten) Impulse $p_i(t)$ bestimmt. Er hängt für ein abgeschlossenes m. S. auf Grund der Erhaltung von Energie, Impuls, Drehimpuls und Schwerpunktsbewegung für das Gesamtsystem wesentlich von den Werten dieser Größen ab. Der Zustand zu einem späteren Zeitpunkt $t' > t$ folgt aus den Bewegungsgleichungen des mechanischen S.s, die sich aus den Prinzipen der Mechanik ergeben.

Die Untersuchung der Bewegung eines mechanischen S.s erfolgt gewöhnlich in folgenden Schritten: 1) Untersuchung der Bindungen, 2) Wahl geeigneter verallgemeinerter Koordinaten, 3) Bestimmung der eingeprägten Kräfte und Bestimmung der verallgemeinerten Kräfte (→ verallgemeinerte Koordinaten), 4) Aufstellung der Gleichgewichtsbedingungen bzw. Bewegungsgleichungen, 5) Integration der Bewegungsgleichungen und 6) physikalische Interpretation der gewonnenen mathematischen Ergebnisse (→ Axiomensystem).

Man nennt die Bewegung eines mechanischen S.s *endlich*, wenn die q_i und p_i betragsmäßig stets endlich bleiben, d. h., wenn $|q_i(t)| < \infty$ und $|p_i(t)| < \infty$ für alle t gilt; anderenfalls wird die Bewegung *unendlich* genannt. Beispiel einer endlichen Bewegung ist die stets auf elliptischer Bahn verlaufende Planetenbewegung, während die Kometenbewegung parabolisch oder hyperbolisch verläuft und daher unendlich ist. In der Quantenmechanik sind die analogen Beispiele die gebundene Bewegung der Elektronen im Atom bzw. die Streuung von Elektronen an Protonen oder Atomkernen.

Die Bewegung mechanischer S.e ist im allgemeinen *aperiodisch*, d. h., das System erreicht im Laufe der Zeit einen bereits durchlaufenen Zustand nicht noch einmal. Ein einfaches Beispiel hierfür ist die Bewegung eines anisotropen Oszillators bei nichtrationalem Verhältnis ω_1/ω_2 der beiden Eigenfrequenzen ω_1 und ω_2.

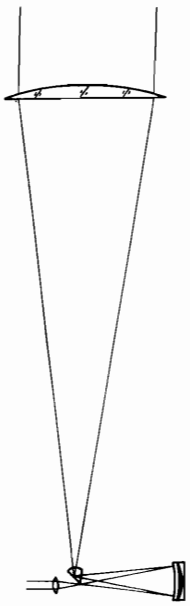
Die *periodische Bewegung* eines mechanischen S.s von einem Freiheitsgrad teilt man in zwei Klassen ein: 1) *Librationsbewegungen*, bei denen die Phasenbahn eine geschlossene Kurve im zweidimensionalen Phasenraum ist und daher $q(t + T) = q(t)$ und $p(t + T) = p(t)$ für eine bestimmte Periodendauer T gilt (Abb. 1), 2) *Rotationsbewegungen*, bei denen p eine periodische Funktion von q ist und daher $p(q_1 + q_0) = p(q_1)$ gilt (Abb. 2). In beiden Fällen ist das über eine volle Periode erstreckte Phasenintegral $I = \oint p \, dq$ konstant. Der Grenzfall zwischen Librations- und Rotationsbewegung ist die *Limitationsbewegung*. Diese Typen der Bewegung sind für das Kreispendel (→ Pendel) realisiert, wobei q und p durch φ und $\dot{\varphi}$ vertreten sind (Abb. 3); die Limitationsbewegung verläuft durch $\varphi = \pi$, wobei dieser Punkt erst im Limes einer unendlich langen Zeit erreicht wird.



mechanisches System

Man nennt eine Bewegung *bedingt periodisch*, wenn nach einer hinreichend langen Zeit ein dem ursprünglichen Zustand beliebig benachbarter eingenommen wird; dies ist für *ergodische* bzw. *quasiperiodische* (*fastperiodische*) Bewegungen der Fall, bei denen das mechanische S. jeden Punkt der durch die Bedingung E = konst. im Phasenraum ausgezeichneten Hyperebene erreicht bzw. ihm beliebig nahe kommt (Ergodenhypothese, → Statistik).

mechanisches Wärmeäquivalent



Medial nach Schupmann

Bei endlichen Bewegungen des mechanischen S.s kann Periodizität bezüglich einer oder auch mehrerer Koordinaten q_l vorliegen, d. h., in den von q_l und p_l aufgespannten Phasenebenen (i beliebig fest) findet jeweils eine Librations- oder Rotationsbewegung statt. Dann verringert sich die Anzahl der unabhängigen Phasenintegrale oder *Wirkungsvariablen* $I_l = \frac{1}{2\pi} \oint p_l \, dq_l$, wobei die Integration über einen vollen „Hin- und Hergang" des endlichen Variabilitätsbereichs Δq_l von q_l zu erstrecken ist: Die Energie E des mechanischen Systems hängt dann nämlich nicht mehr von den I_l direkt, sondern nur von der Summe $n_1 I_1 + n_2 I_2 + \cdots$ bzw. im allgemeinen Fall von $\sum_{j=1}^{r} n_j I_j$ ab; man nennt eine solche Bewegung *entartet*, und die Grundfrequenzen $\omega_l = \partial E / \partial I_l$ sind kommensurabel, d. h., es ist $\omega_1/\omega_2 = n_1/n_2$ mit ganzzahligem n_1 und n_2. Bei vollständiger Entartung ist die Bewegung streng periodisch. Der Grad der Entartung wird durch die Zahl s der Grundfrequenzen ω_l bestimmt, die sich rational durch die übrigen ausdrücken lassen. Ein m. S. bzw. eine Bewegung heißt dann *s-fach entartet* oder *(f − s)-fach periodisch*, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist. Die Wirkungsvariablen I_l sind insgesamt f eindeutige Bewegungsintegrale. Die übrigen $f - 1$ nichteindeutigen Bewegungsintegrale lassen sich als Differenzen $w_l \omega_k - w_k \omega_l$ angeben, wobei $w_l = (\partial E/\partial I_l) \cdot t +$ konst. die *Winkelvariablen* sind und sich bei einer vollen Änderung der Koordinaten q_l jeweils um 2π ändern. Im Entartungsfall lassen sich neben den f Wirkungsvariablen I_l noch insgesamt s weitere, ebenfalls eindeutige Bewegungsintegrale angeben; ein Beispiel ist $\sin(w_l n_k - w_k n_l)$. Bei der Kepler-Bewegung ergibt sich daher neben der Erhaltung der Energie E und des Drehimpulses $\vec{L}$ noch ein Erhaltungssatz für die Größe $\vec{v} \times \vec{L} - \alpha \vec{r}/r$.

Die Entartung der Bewegung eines mechanischen S.s spiegelt sich in dem korrespondierenden quantenmechanischen System in einer zufälligen Entartung bezüglich der Energie wider. Im Fall der Kepler-Bewegung der Quantenmechanik, d. h. beim Wasserstoffatom, drückt sich dies in der Abhängigkeit der Energieniveaus von der Hauptquantenzahl n allein aus, während die verschiedenen magnetischen oder Nebenquantenzahlen der Elektronen m bzw. l nicht eingehen, d. h., $E_{nlm} = E_n$. Die Größen I_l sind bei der Bewegung eines endlichen abgeschlossenen mechanischen S.s konstant, d. h., sie sind Integrale der Bewegung. Ist das mechanische S. nicht abgeschlossen, sondern ändert es sich unter dem Einfluß eines äußeren Feldes, jedoch so, daß sich ein diesen Einfluß beschreibender Parameter $\lambda(t)$ adiabatisch ändert, dann sind die I_l konstant und heißen *adiabatische Invariante*. Diese Aussage wird als *Adiabatensatz* bezeichnet. Die besagte Änderung ist adiabatisch, wenn die Zeit, während der sich λ wesentlich ändert, groß gegenüber derjenigen Zeit T ist, während der das mechanische S. auf Grund seiner bedingten Periodizität dem ursprünglichen Zustand nahekommt. Für eine eindimensionale endliche Bewegung bedeutet daher die adiabatische Invarianz, daß eine Funktion $I = I(E, \lambda)$ existiert, die bei der Bewegung des mechanischen S.s ungeändert bleibt, dies ist gerade die Wirkungsvariable.

mechanisches Wärmeäquivalent, → Energieäquivalent.

mechanische Wärmetheorie, → kinetische Theorie, Abschn. Geschichtliches.

mechanokalorischer Effekt, Erscheinung, daß durch eine Druckdifferenz zwischen zwei mit supraflüssigem Helium II gefüllten Behältern, die durch eine Kapillare verbunden sind, eine Temperaturdifferenz hervorgerufen wird. Der Behälter unter höherem Druck hat dabei die höhere Temperatur. Der mechanokalorische E. ist die Umkehrung des → thermomechanischen Effektes.

Medial, ein → Fernrohr nach L. S. Schupmann mit Linsenobjektiv, Kompensationssystem und Okular. Das Kompensationssystem besteht aus einem Linsenspiegel oder einem Linsen-Spiegelsystem und einem 90°-Umlenksystem (→ Brachy-Medial).

Medium, allgemein Mittel, Träger bestimmter Eigenschaften; in der Kontinuumphysik im Gegensatz zum Vakuum, dem leeren Raum, der stofferfüllte Raum als Träger z. B. elastischer Wellen. Wie die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Vakuum beweist, ist für diese kein M. erforderlich. Das gilt auch für Gravitations- und Materiewellen.

Meereskunde, svw. Ozeanologie.

Meeresströmungen, horizontale Wasserversetzungen in den Weltmeeren. M. werden ausgelöst durch die an der Meeresoberfläche wirkende Schubkraft des Windes, durch innere und äußere Druckkräfte sowie durch die gezeitenerzeugenden Kräfte. Die vorhandenen M. unterliegen dem Einfluß der ablenkenden Kraft der Erdrotation und der Reibung.

Die Schubkraft des Windes beruht darauf, daß die Luft nicht über der Wasseroberfläche dahingleitet, sondern eine Reibung ausübt und das Oberflächenwasser nachschleppt. Durch innere turbulente Reibung wird die Bewegung eines dünnen Oberflächenfilms auf die darunterliegenden Schichten übertragen. Der für den theoretischen Fall eines unbegrenzten Meeres ohne Schichtung und eines beständigen Windes abgeleitete Triftstrom würde auf der Nordhalbkugel an der Meeresoberfläche eine um 45° nach rechts von der Windrichtung abweichende Bewegung mit etwa 1,5% der Windgeschwindigkeit haben. Mit zunehmender Tiefe dreht die Strömung weiter nach rechts, und die Geschwindigkeit nimmt ab.

Die inneren Druckkräfte im Meer entstehen durch Druckunterschiede, die von horizontalen Unterschieden der Temperatur und des Salzgehaltes bedingt werden, sowie durch horizontale Druckunterschiede infolge eines windbedingten Wasseranstaus. Die äußeren Druckkräfte beruhen auf Änderungen des Luftdrucks. Die Druckkräfte äußern sich in einer Neigung der Meeresoberfläche oder der Flächen gleichen Druckes senkrecht zur Strömungsrichtung. Diese Neigungen sind aber nur sehr klein. Sie betragen selbst im Golfstrom, einer der stärksten M., nur 1 m auf 100 km Entfernung. Im Unterschied zu dem auf die oberflächennahen Schichten beschränkten Triftstrom erfassen die durch die

Druckkräfte erzeugten Gradientströmungen auch tiefere Wasserschichten.

Bei den M. unterscheidet man Oberflächen- und Tiefenströmungen. Die *Oberflächenströmungen* bilden die großen planetarischen Strömungssysteme in den einzelnen Ozeanen. Hierzu gehören westwärts gerichtete Äquatorialströmungen in den niederen Breiten, polwärts gerichtete Strömungen vor den Ostküsten der Kontinente, z. B. der Golfstrom im Atlantik oder der Kuroshio im Pazifik, ostwärts gerichtete Strömungen in den mittleren Breiten, die meist schwächer ausgebildet sind, und schließlich äquatorwärts gerichtete Strömungen an den Westküsten der Kontinente, z. B. der Humboldtstrom. Im Indischen Ozean kommt es in den niederen Breiten als Folge der Monsunwinde im Gegensatz zu den anderen Ozeanen zu einer jahreszeitlichen Umstellung der Oberflächenströmungen.

Die in der Tiefsee auftretende Tiefenzirkulation ist bisher nur teilweise untersucht. Die vorliegenden Forschungsergebnisse lassen deutlich den Austausch von Wassermassen zwischen den polaren und tropischen Gebieten erkennen.

Durch den Transport von unterschiedlich temperierten Wassermassen, z. B. von Warmwasser in den Ausläufern des Golfstromsystems oder von Kaltwasser im Humboldtstrom, können die M. in Verbindung mit einer entsprechenden Luftzirkulation die klimatischen Verhältnisse des angrenzenden Festlandes beeinflussen.

Zur direkten Messung der M. dienen → Strömungsmesser. Strömungsmessungen sind jedoch sehr aufwendig, da die Schaffung eines Bezugspunktes schwierig ist. Der größte Teil der Kenntnisse über das planetare System der M. wurde auf indirektem Wege gewonnen.

Meereswellen, wellenförmige Bewegungen im Meer. M. werden hauptsächlich durch den Wind, aber auch durch Luftdruckänderungen, durch die gezeitenerzeugenden Kräfte, durch Erdbeben und durch Vulkanausbrüche hervorgerufen. An den Grenzflächen von Wassermassen unterschiedlicher Dichte im Meer entstehen interne Wellen. Die Perioden der M. reichen von Sekunden bis zu Tagen und können in dem folgenden Spektrum angeordnet werden.

Bezeichnung	angeregt durch	Periode
Kapillarwellen Ultra-Schwerewellen	Wind	bis 1 s
Gewöhnliche Schwerewellen: Windsee	Wind	1···≈12 s
Dünung		10···≈30 s
Infra-Schwerewellen	Wind, gewöhnliche Schwerewellen	0,5···5 min
langperiodische Wellen: Seiches, Tsunami	Wind und Luftdruckänderungen, Erdbeben	5 min··· mehrere Stunden
Gezeitenwellen	Mond, Sonne	12, 24 h
Trans-Gezeitenwellen	Stürme, Sonne und Mond	größer als 24 h

Ferner unterscheidet man Tiefwasser- und Seichtwasserwellen. Bei den *Tiefwasserwellen* ist die Wellenlänge klein im Vergleich zur Wassertiefe, die Wellenbewegung nimmt mit der Tiefe ab. Beispiele sind die Windsee und die Dünung. Bei den *Seichtwasserwellen* oder *langen Wellen* ist die Wellenlänge groß im Vergleich zur Wassertiefe; die Wellenbewegung erfaßt die ganze Wassersäule. Beispiele sind Brandungswellen, die Gezeiten des Meeres und die Tsunami.

Von besonderer Bedeutung ist der *Seegang*, d. s. die winderzeugten M. an der Meeresoberfläche. Hierzu gehören die *Windsee*, bei der die Wellen noch unter dem Einfluß des erregenden Windes stehen, die → Dünung und die → Brandung. Der genaue Mechanismus für die Entstehung der winderzeugten M. ist noch nicht geklärt. Unter dem Einfluß des Windes entstehen zunächst kleine Kapillarwellen, die nur durch die Oberflächenspannung des Wassers bestimmt werden. Bei den größeren Schwerewellen überwiegt dann als Richtkraft der Schwingung die Schwerkraft. Unter dem anhaltenden Einfluß des Windes entstehen zunächst kurze, steile Wellen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kleiner ist als die Windgeschwindigkeit. Sie werden instabil und brechen über. Infolge ständiger Energiezufuhr durch den Wind bilden sie sich immer wieder neu. Da die Geschwindigkeit der Wellen von ihrer Länge abhängt, wandern längere Wellen schneller und überholen die kürzeren, die beim Überbrechen ihre Energie auf sie übertragen. Die Windsee wächst an. Ihre Eigenschaften hängen im wesentlichen davon ab, wieviel Energie durch den Wind auf die obersten Wasserschichten übertragen wird. Diese Energiezufuhr wird bestimmt von der Windgeschwindigkeit und von der Dauer der Windeinwirkung oder der Streichlänge, über die der Wind weht. Sind schließlich Energiezufuhr und Energiedissipation z. B. durch das Überbrechen gleich, so ist der Seegang ausgereift.

Infolge der auftretenden Unregelmäßigkeiten der winderzeugten Wellen läßt sich der Seegang nur statistisch beschreiben.

Lit. Bruns: Handb. der Wellen der Meere und Ozeane (2. Aufl. Berlin 1955); Walden: Der Seegang und seine Vorhersage, in: Erforschung des Meeres (Frankfurt/M. 1970).

Meerwasser, das in den offenen Weltmeeren vorhandene Wasser, eine Lösung von Salzen (hauptsächlich Natriumchlorid NaCl, Magnesiumchlorid $MgCl_2$, Magnesiumsulfat $MgSO_4$ und Kalziumsulfat $CaSO_4$). Der Salzgehalt des M.s ist weitaus höher als der des Süßwassers des Binnenlandes; er beträgt in den offenen Ozeanen etwa $35^0/_{00}$, in der Ostsee 6 bis $12^0/_{00}$ und im Mittelmeer etwa $38^0/_{00}$. Die anomalen physikalischen Eigenschaften des reinen Wassers, die sich letztlich aus dem unsymmetrischen Bau des Wassermoleküls herleiten, sind auch dem M. eigen. So sind die thermischen Grundwerte des Wassers, wie spezifische Wärme, Schmelz- und Verdunstungswärme, ungewöhnlich hoch. Auf Grund der hohen spezifischen Wärme ist Wasser der beste Wärmespeicher, so daß in den → Meeresströmungen ein großer Wärmetransport erfolgt. Im M. bleiben die Anomalien des reinen Wassers erhalten, sie werden lediglich abgewandelt. Teilweise sind die Auswirkungen be-

deutungslos, wie bei der Zähigkeit, Oberflächenspannung, Wärmeleitfähigkeit, spezifischen Wärme, Verdunstungswärme und Lichtabsorption; teilweise sind sie wichtig, wie bei der Zusammendrückbarkeit und der Schallgeschwindigkeit. Entscheidend sind die Änderungen bei der Temperatur des Dichtemaximums, bei der Gefrierpunkterniedrigung, bei dem osmotischen Druck und bei der elektrischen Leitfähigkeit.

Die Dichte des M.s hängt ab von der Temperatur, dem Salzgehalt und – da das Wasser etwas zusammendrückbar ist – auch vom Druck. An der Meeresoberfläche kommen nach den Beobachtungen Dichtewerte zwischen 0,9960 und 1,0283 g/cm³ vor. Die Dichteverteilung bestimmt die inneren Druckkräfte im Meer und damit die Zirkulationsvorgänge. Daher gehört die Dichte zu den wichtigsten Grundgrößen der Ozeanologie. Die Temperatur, bei der das Dichtemaximum eintritt, verringert sich mit steigendem Salzgehalt. Bei einem Salzgehalt von $24{,}7^0/_{00}$ beträgt sie $-1{,}33$ °C und fällt mit dem Gefrierpunkt des M.s zusammen. Bei höheren Salzgehalten liegt die Temperatur unterhalb des Gefrierpunktes, d. h., bei einem Salzgehalt von über $24{,}7^0/_{00}$ verhält sich M. beim Gefrieren anders als Süßwasser. Im M. bleibt der vertikale Austausch bis zum Gefrierpunkt erhalten, d. h., die gesamte Wassersäule muß sich bis zum Gefrierpunkt abkühlen, ehe das M. gefriert. Damit kommt der Wärmeinhalt einer ozeanischen Wassersäule bei Abkühlung der Atmosphäre zugute.

Der osmotische Druck hängt sehr stark vom Salzgehalt des M.s ab. Während er in Ostseewasser von $7^0/_{00}$ Salzgehalt 4,5 at ist, beträgt er im Ozean bei $34^0/_{00}$ 23,1 at. Der osmotische Druck beeinflußt die Zellflüssigkeiten der Lebewesen, woraus sich die enge Verknüpfung der Flora und Fauna im Meer mit bestimmten Salzgehalten im Meer erklärt.

Die im M. gelösten Salze sind fast völlig dissoziiert. Daher ist M. ein guter elektrischer Leiter, dessen Leitfähigkeit mit steigendem Salzgehalt stark zunimmt. Diese Abhängigkeit der Leitfähigkeit wird zur Bestimmung des Salzgehalts ausgenutzt, → Bathysonde.

Geschwindigkeit, Brechung und Absorption des Schalls im M. bestimmen die Schallausbreitung im Meer. Ihre Kenntnis ist von besonderem Interesse für die akustischen Ortungsverfahren, wie Echolot und Sonar. Die Schallgeschwindigkeit im M. ist von Temperatur, Salzgehalt und Druck abhängig und liegt an der Meeresoberfläche zwischen den Extremen 1400 m/s im Finnischen Meerbusen und 1550 m/s im Roten Meer.

Die optischen Eigenschaften des M.s bestimmen die Eindringtiefe und die spektrale Zusammensetzung des Lichtes im Meer und damit die Wassertemperatur, die Farbe des M.s und die biologisch wichtige Assimilationsgrenze der Planktonalgen. Die Lichtbrechung hängt ab von Temperatur und Salzgehalt. Lichtabsorption und Lichtstreuung, die zusammen für die Extinktion oder Schwächung des einfallenden Lichtes verantwortlich sind, hängen stark von der Wellenlänge des Lichtes ab. Der langwellige Teil des Spektrums wird sehr rasch absorbiert, kurzwellige Strahlung kann tiefer ins Meer eindringen. Die Farbe des Meeres entspricht dem Wellenlängenbereich des Lichtes, in dem das Verhältnis von Streuung und Absorption des einfallenden Lichtes ein Maximum hat. Das ist in reinem M. bei 470 nm, d. h. im Kobaltblauen der Fall. Durch gelöste Humusstoffe, Plankton und Schwebstoffe kommt es zu Farbverschiebungen.

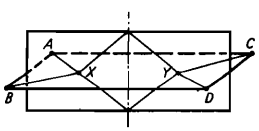
Mega, M, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^6, → Vorsätze.

Megawatt-Tag je Tonne, MWd/t, in der Reaktorphysik gebräuchliche Maßeinheit für die *Energiemenge*, die je Tonne Kernbrennstoff im Reaktor nutzbar freigesetzt wird.

Mehrebenenschaltung, eine aus mehreren Schichten bestehende → gedruckte Schaltung.

Mehrelektronenanregung, *Mehrfachanregung*, in der Atomhülle der Übergang aus dem Grundzustand in einen angeregten Zustand mit einer Elektronenkonfiguration, in der zwei oder mehr Elektronen energetisch höher gelegene Einteilchenzustände als im Grundzustand besetzen. Diese Elektronen werden als → Leuchtelektronen bezeichnet. Durch M. entstehen vor allem hoch angeregte Zustände.

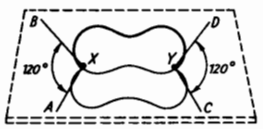
Mehrfachbindung, eine kovalente Bindung zwischen zwei Atomen, an der außer einer σ-Bindung (→ Sigma-Bindung) ein oder zwei π-Bindungen (→ Pi-Bindung) beteiligt sind. Die *Doppel-* oder *Zweifachbindung* enthält neben der σ-Bindung nur eine π-Bindung, die *Dreifachbindung* dagegen zwei π-Bindungen. Die Beschreibung der Bindungsorbitale kann auf zweierlei Art erfolgen: 1) mit Hilfe des Tetraedermodells. Für eine Doppelbindung sind von jedem der beteiligten Atome zwei Valenzorbitale erforderlich, die als Tetraederorbitale angenommen werden und nach zwei Ecken eines Tetraeders weisen (→ Tetraedervalenz). Diese zwei Ecken bilden mit zwei Tetraederecken des anderen Atoms eine gemeinsame Kante, so daß die Doppelbindung durch zwei gebogene Einfachbindungen dargestellt wird. Hieraus folgen die ebene Anordnung der Doppelbindungsatome mit ihren vier Liganden und die Behinderung der Drehbarkeit um die Doppelbindung. In einem Molekül vom allgemeinen Typ ABX=YCD sollten nach dem Tetraedermodell die Winkel AXY, CYX usw. ungefähr 125° und die Winkel AXB und CYD etwa 109° betragen (Abb. 1). Die Dreifachbindung wird durch ein



1 Tetraedermodell der Doppelbindung

Modell veranschaulicht, in dem die beiden durch Tetraederorbitale aufgespannten Tetraeder eine gemeinsame Grundfläche haben. Daraus folgt in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß die beiden Dreifachbindungsatome und ihre zwei Liganden linear zueinander angeordnet sind. Die Beschreibung der M. durch das Tetraedermodell weist einige Mängel auf, indem sich zu kleine Bindungslängen ergeben und sich die im Vergleich zu den Einfachbindungen abweichen-

den physikalischen Eigenschaften, z. B. Lichtabsorption und Polarisierbarkeit sowie die für M.en charakteristische Reaktionsfähigkeit, nicht erklären lassen. 2) auf quantenmechanischer Grundlage. In einem Molekül vom Typ ABX=YCD hat jedes der Atome X und Y einen Satz von je drei Hybridfunktionen mit sp^2-Charakter, die aus den s-, p_x- und p_y-Atomorbitalen zusammengesetzt sind (→ Hybridisation). Zwei Hybridfunktionen jedes Satzes werden benutzt, um Bindungen mit den Atomen A und B bzw. C und D zu bilden. Die dritte Hybridfunktion dient zur Bildung einer σ-Bindung zwischen den Atomen X und Y. Die verbleibenden p_z-Bahnfunktionen am X- und Y-Atom kombinieren unter Bildung einer π-Bindung (Abb. 2). Mit



2 π-Elektronenmodell der Doppelbindung

Hilfe der → Methode der Molekülzustände läßt sich bestätigen, daß bei der Drehung eines der beiden Molekülteile um die X=Y-Bindung die Überlappung der π-Elektronen abnimmt. Das bedeutet, daß die ebene Atomanordnung und die parallele Stellung der atomaren π-Orbitale energetisch am günstigsten sind. Abweichungen von der bei sp^2-Hybridisation zu erwartenden Bindungswinkel von 120° werden auf den unterschiedlichen Einfluß der Atome A, B, C und D zurückgeführt. Wegen der zusätzlichen π-Bindungsenergie ist die X=Y-Doppelbindung gegenüber der X−Y-Einfachbindung verkürzt; z. B. beträgt die C=C-Bindungslänge 0,1353 nm, die Bindungslänge der C−C-Einfachbindung dagegen 0,1543 nm. Bei Molekülen vom Typ AX≡YB mit einer Dreifachbindung hat jedes der Atome X und Y zwei *sp*-Hybridorbitale, durch die je eine σ-Bindung mit den Atomen A und B sowie die σ-Bindung zwischen X und Y gebildet werden. Die an den Atomen X und Y verbleibenden p_y- und p_z-Atombahnen, deren Achsen miteinander einen rechten Winkel bilden und senkrecht zur Achse der *sp*-Hybridorbitale stehen, überlappen unter Bildung zweier π-Bindungen. Die Bindungslänge der C≡C-Dreifachbindung beträgt 0,1207 nm. Die charakteristische Ladungsverteilung der π-Elektronen erklärt die physikalischen Besonderheiten, die bei Molekülen mit M.en auftreten. Die große Polarisierbarkeit der M.en ist auf die leichte Verschiebbarkeit der π-Elektronen unter dem Einfluß elektrischer Felder zurückzuführen. Infolge der lockeren Bindung der π-Elektronen absorbieren Mehrfachbindungssysteme im Vergleich zu gesättigten Verbindungen im längerwelligen Gebiet des Spektrums und benötigen eine bedeutend geringere Ionisierungsenergie als die σ-Bindungselektronen einfacher Bindungen.

Mehrfachempfang, *Diversityempfang*, ein in der kommerziellen Empfangstechnik im KW-Bereich übliches Verfahren, das dazu dient, durch Mehrfachempfang die vor allem im Überseeverkehr auftretenden, durch selektiven Schwund bedingten Empfangsstörungen zu verbessern. Die Verbesserung wird durch gleichzeitige mehrfache Aufnahme der Nachricht mit verschiedenen Übertragungsbedingungen erreicht. Man unterscheidet verschiedene Arten des M.s. Bei der *Raumdiversity* werden zwei oder mehrere Antennen räumlich im Abstand mehrerer Wellenlängen voneinander entfernt angeordnet. Bei der *Polarisationsdiversity* besitzen zwei Empfangsantennen verschiedene Polarität hinsichtlich des aufgenommenen Feldstärkevektors. Bei der *Frequenzdiversity* wird die Nachricht auf verschiedenen Frequenzen ausgesendet und empfangen.

Die häufigste Methode, die verschiedenen empfangenen Signale auszuwerten, verwendet für n Übertragungswege n Empfänger; man bezeichnet diese Methode als Mehrfachempfangsverfahren nach dem Empfängerauswahlsystem (*Empfängerdiversity*). Dabei gehen die Empfängerausgänge zu einem Diversityablösegerät, das automatisch den Empfänger mit dem störungsärmsten Ausgangssignal auswählt.

Im Gegensatz dazu ist noch eine Methode gebräuchlich, bei der für n Übertragungswege nur ein Empfänger benötigt wird. Diese Methode wird als Mehrfachempfangsverfahren nach dem Antennenauswahlsystem (*Antennendiversity*) bezeichnet. Bei diesem Verfahren wird mit Hilfe von Diodenschaltern die Antenne mit dem störungsärmsten Signal automatisch an den Empfängereingang geschaltet. Dieses Verfahren eignet sich nicht für Frequenzdiversity.

Der M. hat größte Bedeutung für die Telegrafieübertragungen, da dort der Nachrichteninhalt im wesentlichen in einer Frequenz enthalten ist, so daß ein selektiver Schwund dieser Frequenz den vollständigen Verlust der Nachricht bedeutet.

Mehrfachsterne, Gruppen von mehr als 2 Sternen, die infolge ihrer gegenseitigen Anziehung eine physische Einheit bilden, → Doppelstern.

Mehrfachstoß, → Stoß.

Mehrfachstreuung, → Streuung, → ionisierende Strahlung 2.3).

Mehrkanalanalysator, svw. Vielkanalanalysator.

Mehrkanalstreuung, → Streuexperiment.

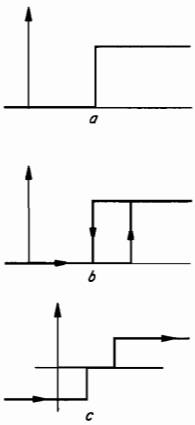
Mehrkörperkräfte, Wechselwirkungen, bei denen sich die Kraft auf ein Teilchen nicht mehr als Summe zweier Wechselwirkungen schreiben läßt, das Superpositionsprinzip für das Kraftfeld also verletzt wird. Die potentielle Energie hat dann die Form $V = \sum_{i<j} v_{ij} + \sum_{i<j<k} v_{ijk} + \cdots$, wobei der erste Anteil die üblichen Paarwechselwirkungen, der zweite Dreiteilchenwechselwirkungen beschreibt. M. sind gelegentlich für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Atomkern angenommen worden, insbesondere zur theoretischen Erklärung der Absättigung.

Mehrkörperproblem, svw. n-Körperproblem.

Mehrpunktfunktion, → Ausbreitungsfunktion.

Mehrpunktglieder, statische nichtlineare Glieder, deren Eingangsgröße ein beliebiges Signal sein kann, während die Ausgangsgröße nur endlich viele unterschiedliche Zustände annehmen kann. Diese Glieder werden in Regelkreisen vielfältig verwendet und wirken durch ihre Begrenzungseigenschaft vielfach stabilisierend (→

Mehrschicht-transistor



Relaiskennlinien: *a* ideale Relaiskennlinie, *b* Relaiskennlinie mit Hysterese, *c* Relaiskennlinie (Signum) mit Totzone

Impulsrelaisregelsystem). Die einfachsten, die *Zweipunktglieder*, lassen sich durch eine *Relais-Kennlinie* beschreiben (Abb.), z. B. die meisten *Schalter*, die Grundbausteine von Schaltsystemen, da an ihrem Ausgang immer die Belegung einer binären Größe entsteht. Beim Aufwärtsfahren und beim Abwärtsfahren der Eingangsgröße unterscheiden sich die Schaltpunkte meist etwas voneinander; man spricht hier von der *Hystereseerscheinung*. Liegt zwischen beiden Schaltzuständen eine Totzone, die zu einem Ruhezustand gehört, so spricht man von einem *Dreipunktglied*. Die Zweiaufglieder der Antriebstechnik haben z. B. eine Totzone, innerhalb derer wegen zu niedriger Spannung der Antrieb nicht läuft, und zwei Zustände, einen des Rechtslaufs und einen des Linkslaufs. Kodescheiben, die für A/D-Wandler verwendet werden und einen stetigen Drehwinkel in einen Digitalkodewert umsetzen, sind ebenfalls als M. gemäß der allgemeinen Definition anzusprechen.

Mehrschichttransistor, → Transistor.

Mehrstärkenglas, → Augenoptik.

Mehrstrahlinterferenzen, *Vielstrahlinterferenzen*, Interferenzerscheinungen, die an durchsichtig verspiegelten Platten (z. B. Fabry-Perot-Interferometern) durch Zusammenwirken vieler Teilstrahlen entstehen. M. haben einen wesentlich steileren Intensitätsverlauf als Zweistrahlinterferenzen und liefern durch die dadurch exaktere mögliche Lokalisation der Maxima eine höhere Meßgenauigkeit als diese. Die *Mehrstrahlkeil-interferenzen* bilden die Grundlage für spezielle Interferometer und Interferenzmikroskope zur Oberflächenuntersuchung (Tolansky, Abb. 1). Hier sind die einzelnen wirksamen Strahlen wegen der unterschiedlichen Weglängen im allgemeinen nicht phasengleich. Überdies fällt für Interferenz im Punkte D der n-te Teilstrahl um so weiter vom ersten entfernt auf die Keilplatte, je größer Keilwinkel θ und Keildicke sind.

Bei Stufen in Kristallen können Meßgenauigkeiten von $\lambda/500$ des verwendeten Lichtes erzielt werden. Bei großen Keilwinkeln können Verfälschungen dadurch entstehen, daß die Rauhigkeit der Oberfläche zu gering gemessen wird, da die beteiligten Teilstrahlen von zu großen Gebieten der Oberfläche zusammenwirken, über die dann gemittelt wird (Abb. 2a, b, c). In solchen Fällen ist es besser, Zweistrahlinterferenzen zu verwenden und diese mit Äquidensiten auszuwerten.

Mehrstrahlröhre, → Katodenstrahlröhre.

Mehrtreffervorgang, → biologische Strahlenwirkung.

Meile, altes Entfernungsmaß, entstanden aus dem lateinischen milia passuum = 1000 Doppelschritte ≈ 6000 m = 6 km; später 15ter Teil des Äquatorgrades, geographische Meile oder Landmeile. Demgegenüber hatte die M. im metrischen System eine Länge von 7500 m. Sie gilt seit 1873 nicht mehr.

Meißner-Effekt, svw. Meißner-Ochsenfeld-Effekt.

Meißner-Ochsenfeld-Effekt, *Meißner-Effekt*, Erscheinung, daß ein Magnetfeld aus einer Substanz verdrängt wird, die aus dem normalleitenden in den supraleitenden Zustand übergeht. Man findet den M.-O.-E. in Supraleitern 1. Art. In Supraleitern 2. Art tritt er nur unterhalb des unteren kritischen Feldes H_{c1} auf. → Supraleitfähigkeit.

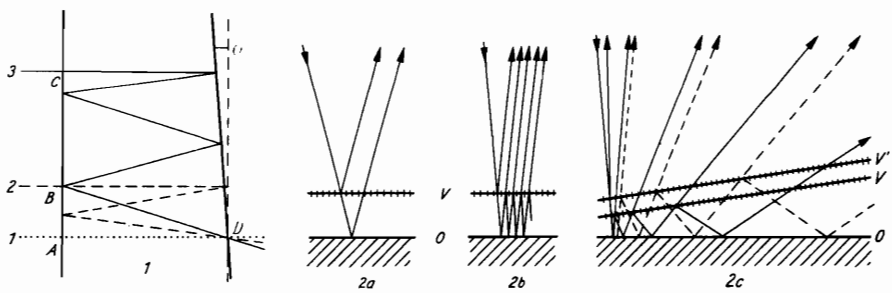
Meldometer, Gerät zur Messung hoher Schmelztemperaturen. Das M. besteht aus einem Platinband, das elektrisch aufgeheizt werden kann. Aus der Wärmeausdehnung des Platinbandes wird gleichzeitig die Temperatur bestimmt.

Membrangleichgewicht, das isotherme Gleichgewicht zwischen zwei Lösungen, die durch eine semipermeable Membran voneinander getrennt sind. Beim osmotischen Gleichgewicht (→ Osmose) ist die Membran ausschließlich für das Lösungsmittel, beim → Donnan-Gleichgewicht für das Lösungsmittel und kleinere Ionen, nicht aber für Ionen kolloider Größenordnung durchlässig.

Membranspannungen, Tangentialspannungen in dünnwandigen Bauteilen, wie Scheiben, Platten, Schalen.

Membrantransportvorgänge, Sammelbezeichnung für alle mit Austausch von Stoffen und Energie verknüpften Transportvorgänge, die zwischen zwei Phasen über eine dritte, die beide voneinander trennt, hinweg erfolgen. Diese dritte Phase hat zumeist eine gegenüber der Flächen- und der Volumenausdehnung der angrenzenden Phasen kleine Schichtdicke und wird gewöhnlich als *Membran* bezeichnet. Ihre physikalische und chemische Struktur kann dabei sehr verschiedenartig sein.

Die Zahl der möglichen Kombinationen ist sehr groß. Die Thermodynamik irreversibler Prozesse führt zu einigen sehr weitgehenden allgemeinen Aussagen, ohne daß Struktur der Membran und Art des Transportprozesses



1 Mehrstrahlinterferenzen an Keilplatten (nach Tolansky). *2* Strahlenverlauf bei Zweistrahl- und Mehrstrahlinterferenzen: *2a* Zweistrahlinterferenzen. *O* Objekt, *V* Vergleichsfläche. *2b* Mehrstrahlinterferenzen, kleiner Keilwinkel zwischen *O* und *V*. *2c* Mehrstrahlinterferenzen, großer Keilwinkel zwischen *O* und *V*, bzw. *O* und *V'* (größere Keildicke)

bekannt sein müssen. Eine der wichtigsten Aussagen ist, daß die Durchtrittsgeschwindigkeit oder der Fluß Φ_A einer Teilchensorte A nicht allein vom Gradienten bzw. von der Differenz des chemischen Potentials μ dieser Teilchenart, sondern auch vom Gradienten bzw. von der Differenz aller anderen Teilchenarten abhängt, bei zwei Teilchensorten A und B gilt z. B. $\Phi_A = L_A \Delta\mu_A + L_{AB}\Delta\mu_B$ und $\Phi_B = L_{BA}\Delta\mu_A + L_B\Delta\mu_B$. Nach der Theorie gilt für die phänomenologischen Koeffizienten L: $L_A \geqq 0; L_B \geqq 0$; $L_{AB} = L_{BA}$; $L_A L_B \geqq L_{AB}^2$. Das Auftreten eines von Null verschiedenen Wertes von L_{AB} bezeichnet man als *Flußkopplung*. Diese kann bei geeigneten Werten von L_A und L_{AB} dazu führen, daß z. B. Φ_A die entgegengesetzte Richtung aufweist als dem Vorzeichen von $\Delta\mu_A$ entspricht, d. h., daß die Substanz in Richtung wachsender Aktivität bzw. Konzentration wandert. Eine derartige Anreicherung der Substanz wird als *inkongruenter Transport* bezeichnet. Dieser ist im isotherm-isobaren System zwangsläufig mit dem kongruenten Transport einer anderen Substanz gekoppelt. Die Größe $q = L_{AB}/\sqrt{L_A L_B}$ $(-1 \leqq q \leqq 1)$ ist der *Kopplungsparameter*. Besteht zwischen den beiden Phasen ein Druckunterschied Δp, so tritt ein *Volumenfluß* $Q = V_A\Phi_A + V_B\Phi_B$ auf. Für kleine Konzentrationsdifferenzen Δc_A gilt dann z. B. $\Phi_A = \omega_A RT\Delta c_A + c_A(1 - \sigma)Q$ und $Q = L_P(\Delta p - \sigma RT\Delta c_A)$.

Der *hydraulische Permeabilitätskoeffizient* L_P bestimmt den von einer Druckdifferenz Δp allein verursachten Anteil des Volumenflusses; ω_A ist der chemische Fluß, d. h. der von der Konzentrationsdifferenz hervorgerufene Fluß, der *chemische Permeabilitätskoeffizient*, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur. Der Volumenfluß Q kann demnach durch Einwirkung einer Druckdifferenz p_0 Null werden, wenn diese gleich $\sigma RT\Delta c$ gewählt wird. Wäre die Membran für die Substanz A impermeabel, so würde (bei kleinem Δc) die Größe $RT\Delta c$ der Differenz der osmotischen Gleichgewichtsdrücke entsprechen; σ ist der Reflexionskoeffizient, der das Verhältnis von „scheinbarem" osmotischem Druck Δp_0 und dem osmotischen Druck angibt, also ein Maß für den osmotisch „wirksamen", d. h. den im Sinne der van't-Hoffschen kinetischen Theorie des osmotischen Druckes an der Membran „reflektierten" Anteil der gelösten, aber permeationsfähigen Moleküle; σ ist konzentrationsabhängig. Für semipermeable Membranen ist $\sigma = 1$, für unselektive $\sigma = 0$. Der Reflexionskoeffizient bestimmt auch das Verhalten einer Mischung bei der Filtration durch eine sehr engporige Membran (→ Ultrafiltration). Für $\sigma = 1$ besteht das Filtrat aus reinem Lösungsmittel, $\sigma = 0$ bedeutet das Ausbleiben einer Filterwirkung. Wenn $\sigma < 1$ wird, so hat das Filtrat eine höhere Konzentration als die filtrierte Lösung; diese als *negativer Filtriereffekt* bezeichnete Erscheinung tritt z. B. bei der Filtration von Salzsäure höherer Konzentration ($c > 0{,}3$ m) an stark basischen Anionenaustauschermembranen ein.

Beim Transport in weitporigen Membranen ist $\sigma = 0$, dagegen $q \neq 0$; es tritt positive Flußkopplung auf. In den Löslichkeitsmembranen, in denen keine Poren vorliegen und der Transport über molekulare Platzwechsel erfolgt, tritt dagegen eine weitgehende Flußentkopplung auf; die permeierenden Teilchen wandern unabhängig voneinander; der Transport ist durch das Produkt aus Verteilungskoeffizient und Diffusionskoeffizient im Membranmaterial bestimmt. Löslichkeitsmembranen aus hochmolekularen Stoffen sind sehr geeignet für Trennprozesse, die auf dieser Kombination von Verteilung (Löslichkeit) und Diffusion beruhen. Bei hohen Konzentrationen an permeierenden, quellend oder lösend wirkenden Substanzen können bei solchen Membranen Strukturumwandlungen auftreten, die zu abnormen Erscheinungen, z. B. zum Auftreten nicht-Fickscher Diffusion, führen.

Eine extrem starke Flußkopplung tritt in solchen Membranen auf, deren Poren so eng sind, daß benachbarte Teilchen in ihnen ihre Plätze nicht mehr vertauschen können (*Transport in einer linearen Kette*, in „intranichtpermutierenden" Membranen).

Bei dem *Trägertransport* erfolgt auf der einen Seite der Membran die Bildung eines Komplexes des Moleküls mit einem auf den Membranbereich beschränkten Träger (Carrier), der das Molekül auf der anderen Seite wieder freisetzt. Maßgebend für die Transportgeschwindigkeit ist entweder die Bildungsgeschwindigkeit des Komplexes oder — vorzugsweise — der in der Membran entstehende Gradient der Komplexkonzentration. Im letzteren Falle tritt ein Sättigungseffekt auf; alle Trägermoleküle liegen oberhalb einer bestimmten Konzentration der aufzunehmenden Moleküle als Komplexe vor, eine weitere Steigerung der Konzentration ergibt somit keine Steigerung des Gradienten in der Membran.

Als *aktiver Transport* wird vorwiegend ein kongruenter oder inkongruenter Transport bezeichnet, der mit einer chemischen Reaktion gekoppelt ist. Diese kann unter anderem dazu dienen, für eine oder mehrere Substanzen eine bestimmte Aktivitätsdifferenz aufrechtzuerhalten, die dann ihrerseits über Flußkopplung für den inkongruenten Transport der betreffenden Substanz sorgt. Bei biologischen Membranen, für die der aktive Transport charakteristisch ist, sind die chemischen Vorgänge jedoch wahrscheinlich in einer vorläufig noch ungeklärten Weise viel enger mit dem aktiven Transport gekoppelt.

Bei Membranen, die im Inneren elektrische Ladungen tragen, z. B. Ionenaustauschermembranen, sind die Flüsse sämtlicher Ionenarten über die elektrischen Felder gekoppelt. Es treten die → elektrokinetischen Erscheinungen auf. An den Grenzflächen der Membranen und z. T. auch im Inneren, z. B. bei heterogen zusammengesetzten Membranen, ergeben sich elektrische Potentialdifferenzen (Diffusions- und verallgemeinerte Donnan-Potentiale). In besonderen Fällen — wenn die Koionen beweglicher als die Gegenionen sind — kann bei bestimmten Konzentrationsverhältnissen die anomale oder negative Osmose (mit negativem Reflexionskoeffizienten) auftreten, die mit einem Volumenfluß aus der konzentrierten in die verdünntere Elektrolytlösung, d. h. mit einem inkongruenten Transport von Wasser, gleichbedeutend ist.

Membranvakuummeter, → Vakuummeter.

Mendelevium, Md, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 101, ein Transuran. Bekannt sind drei Isotope der Massezahlen 252, 256 und 259. Das längstlebige Isotop ist ^{256}Md mit einer Halbwertszeit von etwa 1,5 Stunden. Es wandelt sich durch K-Einfang zu ^{256}Fm um. M. wurde 1955 von Ghiorso, Harvey, Choppin, Thompson und Seaborg durch die Reaktion $^{253}\mathrm{Es}(\alpha, \mathrm{n})^{256}\mathrm{Md}$ erstmals dargestellt.

Menge, Zusammenfassung gewisser Objekte zu einem Ensemble; die Objekte x nennt man Elemente der M. M und schreibt $x \in M$. Eine *endliche M.* enthält nur endlich viele Elemente, z. B. $\{a, b, c\}$ die Elemente a, b und c. Bei unendlichen M.n unterscheidet man zwischen abzählbaren und nichtabzählbaren M.n. Es heißt eine M. genau dann *abzählbar*, wenn sich umkehrbar eindeutig jedem Element der M. eine natürliche Zahl als Index zuordnen läßt. Die Elemente lassen sich dann als eine Folge $\{x_1, x_2, \ldots, x_n, \ldots\}$ schreiben. Zwei M.n M und N heißen *äquivalent* oder von gleicher *Mächtigkeit*, wenn ihre Elemente sich umkehrbar eindeutig einander zuordnen lassen. Daher ist jede abzählbare M. äquivalent zur M. der natürlichen Zahlen. Eine M. M heißt Teilmenge oder Untermenge von N, in Zeichen $M \subseteq N$, wenn für jedes $x \in M$ gilt $x \in N$. $N \supseteq M$ ist dann Obermenge von M.

Die *Vereinigung* $V = M_1 \cup M_2 \cup \ldots$, der M.n $M_1, M_2, \ldots$ wird von den Elementen aller M.n $M_1, M_2, \ldots$ gebildet, jedes ihrer Elemente $x \in V$ gehört mindestens einer der Mengen M_i, $i = 1, 2, \ldots,$ an. Der *Durchschnitt* der M.n $M_1, M_2, \ldots,$ auch ihr *Mengenprodukt* genannt, ist die M. $D = M_1 \cap M_2 \cap \ldots$, deren Elemente gleichzeitig jeder der M.n M_i angehören; d. h., $x \in D$ dann und nur dann, wenn $x \in M_i$ für alle i gilt Haben die M.n M_i kein gemeinsames Element, dann ist der Durchschnitt eine leere M. Solche M.n werden als *Null-M.n* bezeichnet.

Aus dem weiteren Aufbau der Mengenlehre werden am Beispiel der M. aller Punkte $P(\vec{r})$ des dreidimensionalen Raumes einige Begriffe angeführt.

Die *ε-Umgebung* $U(P)$ eines Punktes $P(\vec{a})$ ist die M. aller Punkte $P(\vec{r})$, für die $|\vec{a} - \vec{r}| < \varepsilon$ ist. Ein Punkt $P \in M$ heißt *innerer Punkt* der M. M, wenn eine Umgebung $U(P)$ existiert, so daß $U(P) \subseteq M$ ist. $Q \in M$ heißt *äußerer Punkt* von M, wenn es keine Umgebung $U(Q) \subseteq M$ gibt. P heißt *Randpunkt*, wenn in jeder Umgebung von P Punkte von M und Punkte, die nicht zu M gehören, liegen. Die Randpunkte einer M. brauchen nicht Elemente dieser M. zu sein; z. B. die Punkte im Inneren einer Kugel. Enthält eine M. nur innere Punkte, so heißt sie *offen*. Ein Punkt P heißt *Häufungspunkt* der M. M, wenn in jeder Umgebung $U(P)$ unendlich viele Punkte liegen. Ist die M. M' der Häufungspunkte von M in M enthalten, $M' \subseteq M$, dann heißt M abgeschlossen. Schließlich sei noch der grundlegende *Satz von Bolzano-Weierstrass* erwähnt: Jede beschränkte unendliche M. hat mindestens einen Häufungspunkt.

Mengendurchsatz, das durch die Zeiteinheit dividierte Produkt aus Druck und Volumen der Gasmenge, die ohne zu- oder abzunehmen durch ein Leitungselement strömt.

Mengenmessung, svw. Durchflußmessung.

Mengenprodukt, → Menge.

Meniskuslinse, → Linse.

Mensuren, charakteristische Maßbeziehungen bei Musikinstrumenten, insbesondere die die Tonerzeugung beeinflussenden geometrischen Proportionen betreffend, durch die Tonhöhe und Klangfarbe der Instrumente bestimmt werden.

Mercalli-Skala, → seismische Intensität.

Merging (engl.), das Verschmelzen von Feldlinien im Schweif der → Magnetosphäre. Es spielt in manchen Magnetosphärenmodellen (→ Reconnectionmodell) eine ausgezeichnete Rolle und wird vor allem im Gebiet der magnetischen → Neutralschicht vermutet. Mit dem M. ist eine Teilchenbeschleunigung in der Plasmaschicht des magnetischen Schweifs verbunden.

Meridional-, *Tangential-*, in Wortverbindungen wie Meridionalebene, Meridionalschnitt, Meridionalstrahl Bezeichnung für den Hauptschnitt durch ein optisches System, in dem ein außeraxialer Objektpunkt, sein konjugierter Bildpunkt sowie die optische Achse liegen. Das ist in der üblichen Darstellung durch die Zeichenebene verwirklicht. → Abbildungsfehler.

Merkur, der sonnennächste Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 47,9 km/s in einem mittleren Abstand von 0,387 AE in 0,24 Jahren einmal um die Sonne. Die Exzentrizität mit 0,2056 ist die zweitgrößte aller Planetenbahnen. M. hat eine Masse von nur 0,056 Erdmassen, sein Durchmesser beträgt 4840 km. Seine mittlere Dichte mit 5,6 g/cm^3 ist fast genau so groß wie die der Erde. Der M. weist große Temperaturunterschiede zwischen der von der Sonne beleuchteten Seite (+350 °C) und der der Sonne abgekehrten Seite (−200 °C) auf. M. rotiert mit einer Periode von 58,65 Tagen, die gleich $^2/_3$ seiner Umlaufperiode ist. Wegen der geringen Masse und der infolge der Sonnennähe hohen Temperatur hat M. nur eine dünne Atmosphäre. Trotzdem ist wegen der ungünstigen Beobachtungsmöglichkeiten nur wenig über die Oberflächenbeschaffenheit bekannt.

Die → Periheldrehung des M. dient als ein Prüfstein für die allgemeine Relativitätstheorie.

meroedrisch, → holoedrisch.

meromorphe Funktion, eine komplexwertige Funktion $f(z)$ der komplexen Veränderlichen z, die bis auf Pole in der ganzen endlichen Ebene regulär und eindeutig ist; z. B. die Funktion $\operatorname{ctg} z = \dfrac{\cos z}{\sin z}$, die in den unendlich vielen Punkten Pole hat, die Nullstellen der Funktion $\sin z$ sind. Eine m. F., die endlich viele Pole hat, ist eine *gebrochenrationale Funktion*. Für m. F.en gilt nach dem *Theorem von Mittag-Leffler* folgende in einem beliebigen endlichen Kreis absolut und gleichmäßig konvergierende Darstellung:

$$f(z) = f_0(z) + \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ g_k\left(\frac{1}{z - a_k}\right) - h_k^{(p_k)}(z) \right\}.$$

Hierbei sind $f_0(z)$ eine ganze Funktion, a_k die *Pole* von $f(z)$, $g_k\left(\frac{1}{z-a_k}\right) = G_k(z)$ die *Hauptteile der Pole* a_k, d. h., die Glieder mit negativen Potenzen in $(z-a_k)$ der Laurent-Reihe von $f(z)$ im Pol a_k, p_k sind ganze Zahlen, und $h_k^{(p_k)}$ ist definiert durch

$$h_k^{(p_k)}(z) = G_k(0) + G_k'(0)\cdot z + \cdots + \frac{G_k^{(p_k)}(0)}{p_k!} z^{p_k}.$$

Merrington-Effekt, ein auf das Wirken von positiven Normalspannungen zurückzuführender Effekt, der bei viskoelastischen Flüssigkeiten, aber auch bei Reiner-Rivlin-Flüssigkeiten und bei Rivlin-Ericksenschen Flüssigkeiten auftritt. Derartige Flüssigkeiten zeigen beim Austreten aus einem Rohr oder einer Düse ein starkes Aufschwellen, wobei der Durchmesser des austretenden Strahles ein Vielfaches des Rohr-(Düsen-)durchmessers ist. Die Aufweitung ist um so größer, je kleiner der Rohrdurchmesser und je größer der Durchsatz ist.

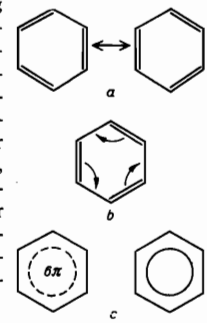
Mesatechnik, ein Verfahren in der Halbleitertechnik zur Herstellung von Halbleiterbauelementen in der Dünnschichttechnik, Mikroelektronik und zur Herstellung von Festkörperschaltkreisen. Die M. stellt meist eine Kombination aus → Diffusionstechnik und → Legierungstechnik dar, sie ist speziell dadurch gekennzeichnet, daß z. B. bei einem Transistor Basis und Emitter einseitig auf der Kollektorzone sitzen. So werden z. B. in p-leitende Germaniumkristalle Donatoren mittels Diffusion eingebracht, wodurch sich eine n-leitende Diffusionsschicht (→ n-Leitung) bildet. Die Kristalle werden dann durch die Öffnungen einer Metallmaske mittels einer Metallaufdampfvorrichtung mit Gold- und Aluminiumstreifen bedampft. Dabei kann eine große Anzahl von Metallstreifen mit Dicken von 0,1 μm in Abständen von etwa 10 μm aufgebracht werden. Eine nachfolgende Erwärmung bringt eine Legierung dieser Metallstreifen mit der Diffusionsschicht. Gold bildet dabei sperrschichtfreie Kontakte, Aluminium jedoch liefert Akzeptoren. Der p-leitende Kristall wird zum Kollektor, die n-leitende, mit Gold kontaktierte Diffusionsschicht zur Basis und die p-leitende Zone an den Aluminiumkontakten zum Emitter eines pnp-Transistors. Schließlich wird die Deckschicht des Kristalls einschließlich Teilen der Metallstreifen so weit abgeätzt, daß einzelne Transistorsysteme entstehen, die voneinander getrennt werden können. Da Basis und Emitter als Erhebungen auf dem Kristall erscheinen, hat dieses Verfahren die Bezeichnung „Mesatechnik" [span. mesa 'Berg'].

Mesatransistor, → Transistor.

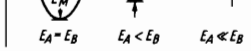
MESFET, → Transistor.

mesische Atome, svw. Mesonenatome.

Mesomerie, nach Pauling auch *Resonanz*, die 1933 begründete Theorie (Ingold), daß bei bestimmten Molekülen der Zustand minimaler Energie (*Grundzustand*), in dem sich das Molekül tatsächlich befindet, durch Überlagerung von zwei oder mehreren fiktiven → Grenzstrukturen beschrieben werden kann. Die Aufzeichnung des Grundzustandes kann mit Hilfe von Grenzformeln erfolgen, die man zur Kennzeichnung der M. mit einem Doppelpfeil (↔) verbindet und die als unreale Extremzustände den Grundzustand eingrenzen (Abb. 1a). Nach Ingold kann man die Verlagerung der π-Elektronen auch durch gebogene Pfeile symbolisieren (Abb. 1b). Ferner kann das in Wechselwirkung getretene π-Elektronensystem in seiner Gesamtheit dargestellt werden (Abb. 1c). Die quantenmechanischen Vorstellungen von der M. wurden vor allem zur Aufklärung der Bindungsverhältnisse in konjugierten und speziell aromatischen Verbindungen verwendet. Mit Hilfe der → Valenzstruktur-Methode läßt sich nachweisen, daß die Energie eines mesomeren Bindungszustandes nicht zwischen den Energiewerten der Grenzzustände liegt, sondern um die *Mesomerieenergie* E_M (*Resonanzenergie, Konjugationsenergie*) erniedrigt ist (Abb. 2). Diese Mesomerieenergie ist als Differenz zwischen der Energie des tatsächlichen Grundzustandes und der Energie der energieärmsten Grenzstruktur definiert und stabilisiert das Molekül zusätzlich. Sie führt dazu, daß der Grundzustand konjugierter Moleküle stabiler ist als der energieärmste der beteiligten Grenzzustände. Experimentell wird E_M bestimmt, indem man die wirkliche Energie des Moleküls aus den Verbrennungs- oder Hydrierwärmen ermittelt und davon den auf Grund des Prinzips der Additivität der Einzelbindungsenergien (→ Bindungsenergie 1) berechneten fiktiven Energieinhalt der energieärmsten Grenzstruktur subtrahiert. Wegen der beschränkten Gültigkeit des Additivitätsprinzips haben die so ermittelten Mesomerieenergien nur qualitative Bedeutung.

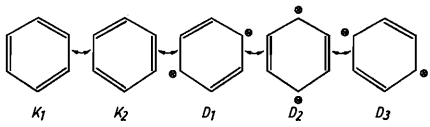


1 Mesomerie



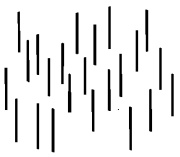
2 Mesomerieenergien. E_M Mesomerieenergie, E_A und E_B Energie der Grenzzustände A und B

Die Anwendung der Valenzstruktur-Methode hat zu den folgenden allgemeinen Bedingungen für die M. geführt: 1) M. existiert nur, wenn sich zwei oder mehrere Grenzstrukturen angeben lassen und ein Übergang von einer in die andere prinzipiell möglich ist. Insbesondere muß bei Grenzstrukturen die Anzahl gepaarter oder ungepaarter Elektronen gleich sein. 2) M. ist nur möglich zwischen Elektronenkonfigurationen der gleichen räumlichen Struktur. 3) M. wird nur dann bedeutsam, wenn die beteiligten Grenzstrukturen Energieinhalte nahezu gleicher Größe haben. Nur die Konfigurationen können wesentlich zum mesomeren Grundzustand beitragen, deren Energie sich nur wenig von der Energie der energieärmsten Konfiguration unterscheidet. Beispielsweise entfällt beim Benzol mit 78% der Hauptanteil der energetischen Stabilisierung auf die beiden Kekulé-Strukturen K_1 und K_2, während die energiereichen Dewar-Strukturen D_1, D_2 und D_3 (Abb 3) nur 22% zur Energiesenkung des Systems beitragen. Abb. 4 zeigt qualitativ die Energieverhältnisse bei der M. der Grenzstrukturen des Benzol-

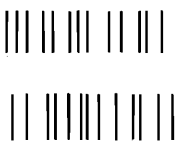


3 Darstellung der Mesomerie des Benzols. K_1 und K_2 Kekulé-Strukturen, D_1, D_2, D_3 Dewar-Strukturen

moleküls. 4) Die Mesomerieenergie nimmt dann einen maximalen Wert an, wenn das an der M. beteiligte Bindungsgerüst eben gebaut ist, weil es dann wegen der stärkeren Überlappung zu einer größeren Wechselwirkung der senkrecht zu dieser Ebene angeordneten π-Elektronen kommen kann. Die Mesomerieenergie wird kleiner, wenn sich infolge sterischer Behinderungen keine ebene Anordnung ausbilden kann.

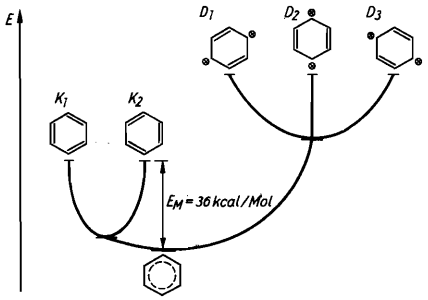


a



b

Schematische Darstellung einer nematischen (*a*) und einer smektischen (*b*) Struktur



4 Mesomerieenergien des Benzols

Die M. ist streng von der → Tautomerie zu unterscheiden. Während bei der Tautomerie ein echtes Gleichgewicht zwischen verschiedenen chemischen Molekülformen vorliegt, die die Möglichkeit haben, ineinander überzugehen, kommt bei der M. den Grenzstrukturen keine reale Bedeutung zu. Es gibt nur einen molekularen Zustand, der durch die Überlagerung der Grenzstrukturen beschrieben wird.

mesomorphe Phase, *Mesophase, flüssige Kristalle, kristalline Flüssigkeiten,* Phase (im thermodynamischen Sinn), die sich einerseits von kristallinen Phasen dadurch unterscheidet, daß sie nicht dreidimensional periodisch ist, andererseits aber im Gegensatz zu Flüssigkeiten nicht isotrop ist.

Während die Mehrzahl der anorganischen und organischen Kristalle beim Erhitzen über den Schmelzpunkt unmittelbar in eine isotrope Flüssigkeit, die Schmelze, übergeht, sind physikalische Eigenschaften der Schmelzen einiger organischer Verbindungen (z. B. die Polarisierbarkeit) anisotrop (thermotrope Phasen). Ähnliche Erscheinungen zeigen auch Lösungen einiger organischer Verbindungen (z. B. Seifen) in gewissen Konzentrationsbereichen (lyophile Phasen). All diese organischen Verbindungen haben langgestreckte, stab- oder lattenförmige Moleküle.

Thermotrope Phasen gehen bei einer definierten höheren Temperatur in eine andere Phase über: entweder in die isotrope, klar erscheinende flüssige Phase oder in eine andere m. P. Die m.n P.n sind jeweils in den Temperaturbereichen zwischen den Umwandlungspunkten stabil, sie treten daher bei Abkühlung der isotropen Flüssigkeit in umgekehrter Reihenfolge, und zwar ohne Unterkühlung auf. Den Umwandlungspunkt von einer m.n P. zur Flüssigkeit nennt man *Klärpunkt*.

M. P.n erkennt man am sichersten an der optischen Doppelbrechung von Mikro- oder Makrobereichen.

Nach ihrem optischen Verhalten und ihren Röntgenbeugungsdiagrammen unterscheidet man nematische, smektische und cholesterische Phasen.

1) In *nematischen Phasen* sind die Moleküle innerhalb größerer oder kleinerer Gebiete mit ihren Längsachsen parallel gerichtet (Abb.). Sie können jedoch in Richtung dieser Achse beliebig gegeneinander verschoben und um diese Achse gegeneinander verdreht sein.

2) In *smektischen Phasen* liegen die Moleküle auch mit ihren Längsachsen parallel, aber in Schichten (Abb.). Wie aus dem optischen Verhalten erschlossen werden konnte, gibt es mindestens 5 verschiedene smektische Modifikationen, die nach H. Sackmann als smektisch *A* bis *E* bezeichnet werden. Lückenlos mischbar sind smektische Phasen verschiedener Substanzen nur dann, wenn sie in derselben smektischen Modifikation vorliegen (*Mischbarkeitsauswahlregel*). Die strukturellen Unterschiede der verschiedenen smektischen Modifikationen sind noch unbekannt.

3) Die *cholesterische* (*cholesterinische*) *Phase* tritt besonders bei Cholesterinderivaten auf und ist durch ihr abnorm hohes optisches Drehungsvermögen (bis zu etwa 10000 Grad/mm) ausgezeichnet. Zur Erklärung dieser Erscheinung wurde folgende Modellvorstellung entwickelt: Die cholesterische Phase besteht aus monomolekularen Schichten, wobei in jeder Schicht die Moleküle mit ihren Längsachsen parallel gerichtet, aber in Richtung dieser Achsen gegeneinander beliebig verschoben sind. Derartige Schichten sind so aufeinandergestapelt, daß die Schichtebenen zueinander parallel liegen, die Richtungen der Längsachsen jedoch von Schicht zu Schicht um einen kleinen konstanten Winkel verdreht sind. Die Verdrillung scheint die Folge einer molekularen Asymmetrie zu sein, da die cholesterische Phase nur bei optisch aktiven Verbindungen auftritt. Cholesterische Phasen zeigen oft eine stark von der Temperatur abhängige Farbe.

Durch magnetische oder elektrische Felder sowie auch durch mechanische Einwirkungen können ausgedehnte Proben von m.n P.n einheitlich orientiert werden (flüssige Einkristalle).

Dünne Schichten von Lösungen bestimmter Farbstoffe in m.n P.n zeigen Farberscheinungen, die empfindlich von der Temperatur bzw. von der elektrischen Feldstärke abhängen. Diese Erscheinung wird einerseits zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen, z. B. in der Medizin, und als Nachweis für Infrarot- oder Mikrowellenstrahlung verwendet. Andererseits ermöglicht diese Eigenschaft die bildmäßige Darstellung von Feldverteilungen bei außerordentlich kleinen Steuerleistungen. Entwicklungsarbeiten zur Ausnützung dieses Phänomens für den Fernsehempfang sind an einer Reihe von Stellen im Gange.

Lyophile Phasen (*lyotrope Phasen*) haben nicht nur technisch z. B. als Wasch- und Schmier-

mittel, sondern vor allem im biologischen Geschehen eine große Bedeutung. So wird vermutet, daß gewisse Zellmembranen derartige Strukturen aufweisen. Von einigen solchen m.n P.n wurde festgestellt, daß sie OD-Strukturen sind (→ Kristall).

Mesonen, veraltet *Mesotronen*, Familie instabiler Elementarteilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen und daher zu den Hadronen gehören, die Baryonenzahl $A = 0$, im Gegensatz zu den Baryonen aber ganzzahligen Spin haben und daher der Bose-Einstein-Statistik genügen, also Bosonen sind. Außer dem → Pion (π), dem → Kaon (K) und dem Eta-Meson (η), die gegenüber starker Wechselwirkung – jedoch nicht gegenüber elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung – stabil sind, kennt man heute noch eine Vielzahl von Mesonenresonanzen, d. s. angeregte Zustände dieser Teilchen, die nach einer mittleren Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-23}$ s zerfallen und Massen bis zu etwa 2000 MeV haben (→ Elementarteilchen, Tab. A und B). π- und K-Mesonen wurden zunächst – wie auch die Hyperonen – in der kosmischen Strahlung entdeckt. Da ihre Masse zwischen der des Elektrons und der des Protons lag, erhielten sie den Namen M., d. h. mittelschwere Teilchen. Die Existenz der π-Mesonen war 1930 von Yukawa auf Grund seiner Mesonentheorie der Kernkräfte vorausgesagt worden (→ Müon). Die M. werden in demselben Sinne, wie man das Photon (γ) als Quant der elektromagnetischen Wechselwirkung betrachtet, als Quanten der starken Wechselwirkung angesehen, obwohl sie im Gegensatz zu γ eine von Null verschiedene Ruhmasse haben. Sie werden heute bei Stößen von hochenergetischen Protonen oder Elektronen auf Materie, z. B. Wasserstoff, von einer durch die Ruhmasse der M. bestimmten Schwellenenergie an künstlich erzeugt.

Mesonenatome, *mesische* oder auch *mesonische Atome*, Atome, in denen ein Elektron der innersten Schale gegen ein negativ geladenes Meson ausgetauscht ist. Auf Grund der starken Wechselwirkung der Mesonen mit den Nukleonen des Atomkerns sind M. nur sehr kurzlebig und konnten lediglich bei Atomen mit kleiner Ordnungszahl Z beobachtet werden. Bisher konnten π- und K-Mesonenatome beobachtet werden. π-Mesonenatome werden zur Bestimmung von Kernradien benutzt. Die genaueste Massebestimmung der π-Mesonen wurde mit Hilfe von π-Mesonenatomen durchgeführt. Die Existenz von M.n kann z. B. durch Beobachtung der Röntgenstrahlung dieser Atome nachgewiesen werden.

Als M. werden fälschlich auch die → Müonenatome bezeichnet.

Mesonenbremsstrahlung, die beim Durchdringen der Materie von geladenen Mesonen auf Grund der elektromagnetischen Wechselwirkung mit den Atomkernen erzeugten Photonen. Die Abstrahlung der Photonen bedingt einen Energieverlust und damit ein Abbremsen der Mesonen. Der Wirkungsquerschnitt dieses für alle geladenen Teilchen gültigen Mechanismus der Bremsstrahlung ist proportional $1/m^2$, wobei m die Masse der Teilchen ist; er hängt aber auch noch vom magnetischen Moment der Teilchen und logarithmisch von der Energie E ab. Bei genügend hohen Energien, und zwar von $\approx 10^{11}$ eV an, wie sie in der kosmischen Strahlung vorkommen, überwiegt dieser letzte Faktor, und die M. wird merklich. Die Bremsstrahlung der Müonen ist für die weiche Kaskadenstrahlung verantwortlich; die M. von Pionen und Kaonen ist wegen deren kurzer Lebensdauer nicht beobachtet worden.

Mesonenfabrik, → Teilchenbeschleuniger.

Mesonenfeld, *Kernfeld*, Feld der starken Wechselwirkung. Der Begriff M. wurde in Analogie zum Photon- oder Lichtquantenfeld als Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung eingeführt, da Mesonen wie auch das Photon stets ganzzahligen Spin haben und die starke Wechselwirkung als Austausch von Mesonen (als Quanten des Kernfeldes) zwischen den Baryonen verstanden werden kann (→ Mesonentheorie der Kernkräfte). Im stationären Fall, z. B. für Nukleonen im Atomkern, befinden sich im M. der Nukleonen virtuelle Mesonen, die als Mesonenwolke die innere Struktur der Nukleonen bestimmen; im nichtstationären Fall, z. B. bei Streuprozessen, kann die Energie der Nukleonen ausreichen, um reale Mesonen zu erzeugen, d. h. gewissermaßen einen Teil der Mesonenwolke abzustreifen, und zwar dann, wenn die Stoßenergie im Ruhsystem der stoßenden Teilchen größer als die mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit multiplizierte Ruhmasse ist.

Mesonenmultiplett, → Elementarteilchenmultiplett.

Mesonenresonanz, → Elementarteilchen.

Mesonenspektrum, → Elementarteilchen.

Mesonentheorie der Kernkräfte, Theorie, bei der in Analogie zur Quantenelektrodynamik, bei der die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Positronen durch den Austausch virtueller oder realer Photonen erklärt wird, die Kernkraft durch den Austausch von Mesonen, und zwar von Pionen (π), gedeutet wird. Proton (p) und Neutron (n) werden dabei wegen ihres Spins $s = 1/2$ in Analogie zum Elektron jeweils durch einen Dirac-Spinor ψ_p bzw. ψ_n beschrieben, die zu dem Nukleon-Spinor $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ im zweidimensionalen Isotopenspinraum zusammengefaßt werden, während die zugehörigen Antiteilchen, das Antiproton ($\bar{p}$) und das Antineutron ($\bar{n}$), durch die entsprechenden ladungskonjugierten Spinoren $\psi_{\bar{p}}^c$ und $\psi_{\bar{n}}^c$ bzw. ψ^c beschrieben werden. Das freie Nukleon genügt dann der Wellengleichung

$$\sum_{\mu=0}^{3} (i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi = 0$$

(mit $M = m_p/\hbar c$, übrige Symbole → Dirac-Gleichung). Die Pionen werden als Teilchen mit Spin $s = 0$ durch die Klein-Gordon-Gleichung $(\Box - \varkappa^2)\varphi = 0$ beschrieben; die drei verschiedenen Ladungszustände der Pionen werden dadurch erfaßt, daß die drei Wellenfunktionen dieser Teilchen zu einem Isovektor φ_α (mit $\alpha = 1, 2, 3$) zusammengefaßt werden.

Die Wechselwirkung des Nukleonfeldes mit dem Pionfeld wird durch die Gleichungen

$$(\Box - \varkappa^2)\varphi_\alpha = -ig\bar{\psi}\tau_\alpha\gamma_5\psi$$

und

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi = -g \sum_{\alpha=1}^{3} \tau_\alpha\gamma_5\psi\varphi_\alpha$$

(im Fall pseudoskalarer Kopplung) beschrieben, wobei τ_α die Isospinmatrizen sind und g die Kopplungskonstante (als *nukleare Ladung*, gelegentlich auch als *mesonische Ladung* bezeichnet, nicht identisch mit der elektrischen → Ladung von Nukleonen und Mesonen) ist. Diese Kopplung der Felder ist die aussichtsreichste, jedoch nicht die einzig mögliche; es läßt sich auch eine skalare (ohne γ_5) und vor allem eine vektorielle Kopplung einführen. Bei letzterer wird das Meson als Vektorfeld (Vektormeson) und daher mit Spin 1 betrachtet (→ Elementarteilchenmultiplett).

Die (nichtrelativistischen) Potentiale dieser verschiedenen Kopplungen, das *pseudoskalare Potential* V_{ps} und das *Vektorpotential* V_v, die sich bei der Beschränkung auf den statischen Anteil der Wechselwirkung zweier Nukleonen und daher der Vernachlässigung aller relativistischen Effekte ergeben, sind

$$V_v = \{(g_1 g_2 + f_1 f_2([\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2 - 3(\vec{\tau}_1\vec{r})(\vec{\tau}_2\vec{r})/r^2] \times \times [(\varkappa r)^{-2} + (\varkappa r)^{-1} + 1/3] + + (2/3)(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2))\} e^{-\varkappa r}/r$$

bzw.

$$V_{ps} = -f_1 f_2 \{[\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2 - 3(\vec{\tau}_1\vec{r})(\vec{\tau}_2\vec{r})/r^2] \times \times [(\varkappa r)^{-2} + (\varkappa r)^{-1} + 1/3] + + (2/3)(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\} e^{-\varkappa r}/r,$$

wobei sich die Indizes 1 bzw. 2 auf die Nukleonen 1 und 2 beziehen und r der Abstand derselben ist. Das Glied

$$[\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2 - 3(\vec{\tau}_1\vec{r})(\vec{\tau}_2\vec{r})/r^2$$

wird als Tensorpotential zweier nuklearer Dipole bezeichnet. Das Glied $g_1 g_2 e^{-\varkappa r}/r$ entspricht der Coulomb-Wechselwirkung in der Elektrostatik und ist gegenüber der Vertauschung der beiden mesonischen Ladungen symmetrisch; wird dieser Anteil allein betrachtet, so spricht man auch von der *symmetrischen Theorie der Kernkräfte*.

Eine konsequente Durchführung dieser M. d. K. ist jedoch in dieser Form nicht möglich, da die angegebene Wechselwirkung nicht renormierbar ist (→ Quantenfeldtheorie). Das recht anschauliche Bild, wonach die Nukleonen ständig von einer virtuellen *Pionenwolke* umgeben sind, ist aber auch nicht völlig falsch (→ Nukleon, → elektromagnetische Formfaktoren).

Eine korrekte Beschreibung der Kernkräfte erfordert die Einbeziehung auch der übrigen Mesonen, d. h., es bildet sich auch eine Wolke anderer Mesonen aus, und kann nur mit einer Theorie der starken Wechselwirkung erfolgen; eine solche Theorie gibt es bisher nicht, die analytische S-Matrix-Theorie und die Dispersionsrelationen bilden einen brauchbaren Ausgangspunkt. Solange eine solche Theorie fehlt, muß die Behandlung der Kernkräfte notwendigerweise auf phänomenologische Potentialansätze zurückgreifen. Die M. d. K. wurde 1935 von Yukawa begründet (→ Yukawasche Theorie der Kernkräfte).

Mesonenwolke, → Mesonentheorie der Kernkräfte.

mesonische Atome, svw. Mesonenatome.

Mesopause, → Atmosphäre.

Mesophase, svw. mesomorphe Phase.

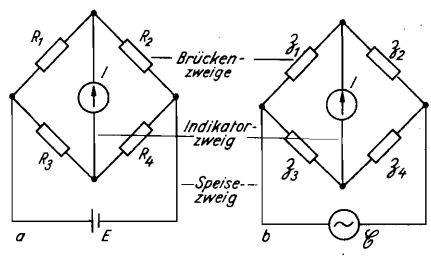
Mesosphäre, → Atmosphäre.

Mesothorium, → Thorium.

Mesotronen, → Mesonen.

Meßblende, svw. Drosselscheibe.

Meßbrücke, eine elektrische Meßschaltung. Sie besteht aus vier passiven Brückenzweigen, die im Viereck zusammengeschaltet sind, einem Indikatorzweig mit einem Nullinstrument und einem weiteren Zweig, der die speisende Spannungsquelle der M. enthält. Indikatorzweig und Speisezweig werden an jeweils zwei gegenüberliegende Verbindungspunkte der Brückenzweige angeschlossen. Abb. 1a zeigt die Grundschaltung einer M. für Gleichstrom (*Wheatstone-Brücke*). Sie enthält in den Brückenzweigen die vier ohmschen Widerstände R_1 bis R_4, im Indikatorzweig das Nullinstrument I und im Speisezweig die Spannungsquelle E. M.n für Wechselstrom (Abb. 1b) werden nach dem gleichen Grundprinzip aufgebaut, jedoch sind im allgemeinen Fall in den Brückenzweigen komplexe Widerstände $\underline{Z}_1$ bis $\underline{Z}_4$ zu berücksichtigen, die je nach Verwendungszweck der M. aus parallel- und reihengeschalteten Induktivitäten, Kondensatoren und ohmschen Widerständen zusammengesetzt sein können. Als Speisequelle dient bei der Wechselstrommeßbrücke die sinusoidale Spannungsquelle $\underline{E}$. Die komplexen Größen sind in den Abbildungen durch deutsche Buchstaben gekennzeichnet.



1 Grundschaltungen einer Meßbrücke: *a* Wheatstone-Meßbrücke für Gleichstrom, *b* allgemeine Wechselstrombrücke

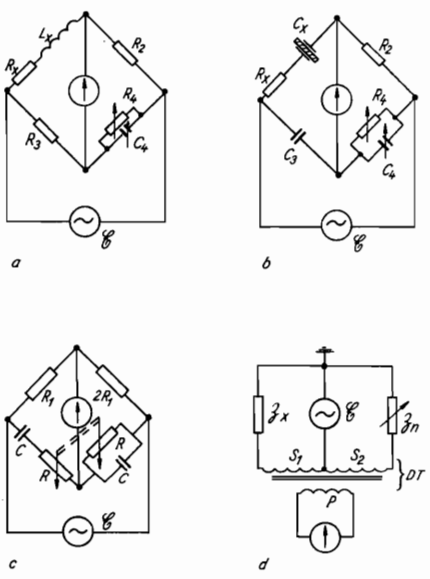
Nach der Art der verwendeten Elemente in den verschiedenen Zweigen kann die M. für die unterschiedlichsten Aufgaben eingesetzt werden, z. B. zur Widerstands-, Induktivitäts-, Kapazitäts-, Frequenz- und Verlustfaktormessung. Gemessen wird grundsätzlich so, daß durch Einstellung von variablen Elementen in den Brückenzweigen der Strom durch den Indikatorzweig zu Null gemacht wird. Dann gilt die fundamentale Abgleichbedingung $R_1/R_2 = R_3/R_4$ im Gleichstromfall bzw. analog $\underline{Z}_1/\underline{Z}_2 = \underline{Z}_3/\underline{Z}_4$ im Wechselstromfall. Aus der fundamentalen Abgleichbedingung wird die zu messende Größe bestimmt, d. h., die Genauigkeit der Messung hängt in erster Linie von der Genauigkeit der Brückenzweigelemente ab. Das Nullinstrument muß lediglich eine ausreichende Empfindlichkeit zum Nachweis des Verschwindens des Stromes, jedoch keine besondere Genauigkeit aufweisen. Für die Spannungsquelle bestehen überhaupt keine Genauigkeitsforderungen.

1) *Gleichstrommeßbrücken.* Abb. 1a zeigt, wie bereits angeführt, die ursprüngliche, von Wheatstone angegebene Grundschaltung der Gleich-

strommeßbrücke, die zur Messung ohmscher Widerstände etwa von 1 Ω bis 1 MΩ dient (*Wheatstone-Brücke*). R_1 ist der zu messende ohmsche Widerstand und wird deshalb meist als R_x bezeichnet; einer der übrigen bekannten Widerstände R_2 bis R_4 ist einstellbar. Bei Nullabgleich ergibt sich $R_x = R_2R_3/R_4$. In einfachen Ausführungen werden die Widerstände R_3 und R_4 als Schleifdraht ausgebildet, während Präzisionsmeßbrücken mit einer Genauigkeit von $10^{-3}...10^{-4}$ Normalwiderstände sowie als Einstellglied eine Präzisionswiderstandsdekade (→ Meßwiderstand) aufweisen. Als Nullindikatoren werden → Drehspulinstrumente oder Drehspulgalvanometer (→ Galvanometer) benutzt. Kleine Widerstände (unter 1 Ω) werden mit der *Thomson-Brücke* gemessen, bei der durch eine zusätzliche Kunstschaltung der Einfluß der Übergangswiderstände sehr stark reduziert wird. Große Widerstände (bis 10^{12} Ω) lassen sich mit der *Elektrometerbrücke* bestimmen, bei der ein Quadrantenelektrometer (→ Elektrometer) in Brückenschaltung arbeitet.

2) *Wechselstrommeßbrücken*. Da die komplexen Widerstände $\underline{Z}_1$ bis $\underline{Z}_4$ (Abb. 1 b), die im Wechselstromfall anzusetzen sind, durch jeweils zwei Bestimmungsgrößen (Betrag und Phasenwinkel) eindeutig festgelegt sind, werden in der Regel auch zwei einstellbare Elemente für den Abgleich benötigt. Als Nullindikatoren werden bei tiefen Frequenzen bis zu 120 Hz Vibrationsgalvanometer verwendet (→ Galvanometer), für 500 bis 2000 Hz Kopfhörer und darüber hinaus elektronische Spannungsmesser hoher Verstärkung (→ elektronischer Spannungsmesser).

Abb. 2 zeigt die am häufigsten verwendeten Wechselstrommeßbrücken. Die mit einem Pfeil markierten Elemente dienen zum Abgleich. Die *Maxwell-Wien-Brücke* (Abb. 2a) dient zum Messen von Induktivitäten (L_x) und ihrer Verlustwiderstände (R_x); diese ergeben sich nach dem Nullabgleich zu $L_x = R_2R_3C_4$ und $R_x = R_2R_3/R_4$, wobei die ohmschen Widerstände R_2 bis R_4 und der Kondensator C_4 Normalwiderstände bzw. Normalkondensatoren sind. R_4 und C_4 sind variabel und dienen zum Abgleichen der M. Mit der *Schering-Brücke* (Abb. 2b) werden Kapazitäten (C_x) und ihre Verlustwiderstände (R_x) bzw. der daraus gebildete Verlustfaktor, bezogen auf die Ersatzreihenschaltung, gemessen. Die Abgleichbedingungen lauten $C_x = C_3R_4/R_2$ und $R_x = R_2C_4/C_3$. Daraus erhält man den Verlustfaktor des Kondensators $\tan\delta = \omega C_xR_x = \omega C_4R_4$. Dabei ist ω die Kreisfrequenz der Spannungsquelle. R_2, R_4 sowie C_3, C_4 sind wiederum Normalwiderstände bzw. Normalkondensatoren, wobei R_4 und C_4 für den Abgleich variabel ausgeführt sind. Diese Brücke wird auch zur zerstörungsfreien Prüfung von Isolierfolien und -platten benutzt, die zwischen die Platten eines ebenen Plattenkondensators geschoben werden, welcher wie C_x ausgemessen wird. Dabei läßt sich die Brücke auch so dimensionieren, daß der Isolierstoff mit Hochspannung belastet werden kann. Die *Wien-Robinson-Brücke* (Abb. 2c) enthält in den unteren Zweigen jeweils zwei gleiche Kondensatoren C und Widerstände R; letztere werden gemeinsam durch Doppelkurbelwiderstände eingestellt. Die Wien-Robinson-Brücke wird für die Messung der Frequenz f der Wechselspannungsquelle benutzt, denn für den Abgleich gilt $f = 1/2\pi CR$. Hohe Meßgenauigkeiten erzielt man auch mit den *Differentialmeßbrücken* (Abb. 2d), bei denen die Zweige 3 und 4 der Grundschaltung als zwei symmetrische Teilsekundärwicklungen (S_1, S_2) eines Differentialtransformators (*DT*) ausgebildet sind. Die in der Primärwicklung (*P*) induzierte und dem Indikator zugeführte Spannung ist der Differenz der Ströme durch S_1 und S_2 proportional und verschwindet, wenn diese gleich sind, d. h. bei $\underline{Z}_x = \underline{Z}_n$. Durch die Symmetrie der Anordnung und die Möglichkeit, die Spannungsquelle, das Meßobjekt ($\underline{Z}_x$) und die einstellbaren Vergleichselemente ($\underline{Z}_n$) gleichermaßen an Erde legen zu können, werden Stör- und Abschirmprobleme, die bei Wechselstrommeßbrücken von Einfluß sind, verringert. Die Differentialmeßbrücken werden häufig in Universal- und Präzisionsmeßgeräten eingesetzt. $\underline{Z}_n$ wird in der Regel aus parallelgeschalteten Widerstands- und Kapazitätsdekaden gebildet.



2 Wechselstrommeßbrücken: *a* Maxwell-Wien-Brücke, *b* Schering-Brücke, *c* Wien-Robinson-Brücke, *d* Differentialmeßbrücke

Meßdose, → Kraftmeßdose.

Meßdüse, → Düse.

Meßeinrichtung, die Zusammenstellung aller technischen Meßmittel bzw. die Glieder oder Baugruppen einer längeren Meßkette zum Lösen einer bestimmten meßtechnischen Aufgabe nach einem bestimmten Meßverfahren. Wesentlicher Bestandteil von Meßeinrichtungen sind → Meßgeräte. M.en werden nach einem vorgegebenen Schema zur Anwendung eines bestimmten Meßverfahrens zusammengestellt oder zusammengebaut. Zu einer M. gehören z. B. ein oder mehrere Meßgeräte, die gleichzeitig oder nacheinander zur Wirkung kommen, und die sie verbindenden Glieder, ferner die sie ergänzenden Hilfsmeßgeräte und Hilfseinrichtungen, z. B. Visiergeräte, Meßwandler und/oder Zusatzeinrichtungen für Fernanzeige oder für

Meßwerterfassung und -verarbeitung. Zu einer Meß- und Prüfeinrichtung für Strahlenschutzdosimetrie gehören z. B. Ionisationskammer, Meßkondensatoren, Anodenbatterie und Photozellenkompensator; dazu kommen verschiedene Hilfsmeßgeräte, wie Stoppuhr, Thermometer, Barometer, Maßstäbe u. ä., sowie eine Anzahl Hilfseinrichtungen, z. B. Leuchtschirme, Strahlenschutzwände, Taschendosimeter, Spannungsregler usw. M.en mit mehreren Meßgeräten werden meist dann eingesetzt, wenn gleichzeitig mehrere Meßgrößen veränderbar sind, z. B. Druck, Temperatur, Dichte, Durchflußstärke. Kombinationen mehrerer M.en für eine bestimmte Meßaufgabe werden oft als *Meßanlagen* bezeichnet.

Meßfühler, svw. Meßgrößenaufnehmer.

Meßgeräte, alle Geräte, die unmittelbar zu Meßzwecken dienen. Sie werden zur qualitativen und/oder quantitativen Bestimmung von physikalischen, technischen oder chemischen Meßgrößen oder von charakteristischen Merkmalen eines Meßgegenstandes benutzt, z. B. von einer Geschwindigkeit, Induktivität, Temperatur, Konzentration, Farbe, Umkehrspanne. M. liefern oder verkörpern stets Meßwerte in Form von Größen, in speziellen Fällen auch das Verhältnis von Meßwerten.

Ihrem Aufbau nach werden die M. unterteilt in M. im engeren Sinne, in → Maße oder Maßverkörperungen und in → Meßeinrichtungen.

M. im engeren Sinn können folgenden Zwecken dienen: 1) Sie nehmen den gemessenen Wert selbst auf, um ihn als Meßgröße unmittelbar zur Anzeige zu bringen; 2) sie wandeln den gemessenen Wert einer Größe in eine Anzeige oder in eine dieser äquivalente Information bzw. in ein Signal um; 3) sie wandeln die Beträge bestimmter Meßgrößen in Beträge anderer Meßgrößen um, z. B. bei der elektrischen Messung nichtelektrischer Größen; 4) sie überführen die gemessenen Beträge einer Meßgröße in andere Beträge der gleichen Meßgröße (Übersetzer); 5) sie ermöglichen den Vergleich von Meßgrößen (Komparatoren), z. B. Hebelwaagen. Die Unterteilung der M. im engeren Sinn kann nach verschiedenen Gesichtspunkten vorgenommen werden. Dem Anwendungsgebiet nach unterscheidet man z. B. physikalische, chemische, geodätische, medizinische M., der Meßgröße nach z. B. mechanische, elektrische, thermische, optische, akustische, radiologische M., dem Meßprinzip nach z. B. statische, dynamische, hydrodynamische, pneumatische, elektronische M. Dabei sind gewisse Überschneidungen in der Bezeichnung nicht immer zu vermeiden. In der elektrischen Meßtechnik ist es überdies üblich, M. im engeren Sinn auch als „Instrumente" zu bezeichnen, → elektrische Meßinstrumente.

Nach der Anzeigeeinrichtung unterscheidet man folgende M.: *Anzeigende M.* geben durch eine einfache, meist einmalige Anzeige den gemessenen Wert der Meßgröße an. Anzeigende M. mit einfachen Hilfseinrichtungen zum Erleichtern der Messung bzw. der Ablesung werden als *Meßzeuge* bezeichnet, z. B. Planimeter, Meßzeuge für Flüssigkeiten. Bei *integrierenden M.n* wird der Wert der Meßgröße durch Integration über verschiedene gleichartige Meßwerte bestimmt. Sie sind häufig mit einer Nullstelleinrichtung versehen, damit jeder Meßvorgang einzeln gezählt werden kann, z. B. bei Flüssigkeitsmeßgeräten. *Summierende M.* geben den Wert der gemessenen Größe als Summe der Teilwerte an. Sie werden deshalb zum Abgeben bestimmter gleicher Volumina, Massen oder Energien benutzt, z. B. Abfüllmaschinen. Auch hier sind Nullstellwerke üblich, z. B. bei manchen Zählern. *M. mit Mengeneinstellwerk* arbeiten stetig oder diskontinuierlich. Die Messung wird selbsttätig unterbrochen, wenn der zuvor eingestellte Wert erreicht ist, z. B. Abfüllwaagen. *Dosierende M.* führen verschiedene Stoffe in unterschiedlichen oder gleichen Mengen zusammen. Diese M. arbeiten periodisch, z. B. Dosierwaagen. *Registrierende M.* registrieren die ermittelten Meßwerte für eine oder mehrere Meßgrößen, gegebenenfalls ohne sie unmittelbar zur Anzeige zu bringen. Die Registrierung kann stetig in Kurvenform erfolgen, z. B. bei Thermographen, oder springend oder in Zahlenwerten (digital). *Druckende M.* drucken das Meßergebnis in Form von Zeichen, Buchstaben oder Ziffern bzw. in entsprechenden Kombinationen. *Umformende M.* sind → Meßwandler.

Feinmeßgeräte sind hochempfindliche M. verschiedener Art, z. B. Feinmeßokulare in Mikroskopen zur Ablesung von Längen- und Winkelteilungen (Zehntelmillimeter werden an der Okularplatte, Hundertstel und Tausendstel an der Teilung einer archimedischen Spirale abgelesen, Zehntausendstel werden geschätzt), Feinzeiger zur Sichtbarmachung geringer Längenänderungen, Feinmeßschrauben, Spiegelgalvanometer, Feinwaagen u. a.

M. gelten als *Hilfsmeßgeräte*, wenn sie zum Messen von Einflußgrößen oder anderen Größen dienen, die die meßtechnischen Eigenschaften von M.n während des Gebrauchs beeinflussen, z. B. Thermometer an Durchflußmeßgeräten oder M., die den unsachgemäßen Gebrauch anderer M. verhindern, z. B. Libellen zum Aufstellen von Feinwaagen, ferner M. zur Erleichterung und/oder zur Beschleunigung der Messung, z. B. Ablesemikroskope.

Zusatzeinrichtungen an M.n gelten nicht als selbständige M., sie können jedoch die Messung erleichtern (Nonien), die Empfindlichkeit eines Meßgerätes beeinflussen (Ablesevergrößerungen) oder Einflußgrößen erfassen. Dazu gehört in manchen Fällen die Abschirmung von M.n gegen Fremdfelder mittels Faraday-Käfigs. Zur Schonung können M. erschütterungsfrei aufgehängt werden, z. B. mittels kardanischer Aufhängung. Auch Arretierungen und Astasierungen sind Zusatzeinrichtungen zur Schonung der M.

Zu den wichtigsten *Eigenschaften der M.* gehören → Empfindlichkeit, → Zuverlässigkeit, in bestimmten Fällen auch die Beweglichkeit, z. B. bei Waagen, weil davon unter anderem die Empfindlichkeit abhängt, und der → Fehler. Der Meßbereich von M.n ist derjenige Teil des Anzeigebereiches (→ Anzeige), für den der Fehler der Anzeige innerhalb angegebener oder vereinbarter Fehlergrenzen liegt. Bei M.n mit mehreren Meßbereichen können für die einzelnen Meßbereiche unterschiedliche Fehlergrenzen festgelegt sein. Unterdrückungsbereich ist der Bereich von Meßgrößen, die nicht angezeigt oder

abgelesen werden können, z. B. bei Fieberthermometern der Bereich unterhalb 35,5 °C. Der Unterbrechungsbereich ist der Teil, für den die Teilung unterbrochen ist, z. B. bei manchen Thermometern.

Meßglied, der messende oder umformende Teil einer Meßkette oder eines Signalflusses, der meist als Teil eines Blockschaltbildes dargestellt wird. Sein statisches oder dynamisches Verhalten ist von der gerätetechnischen Aufgabe im Wirkungsweg einer Steuer- oder Regeleinrichtung unabhängig. Es ergibt sich z. B. bei einem thermoelektrischen Thermometer mit Millivoltmeter als Anzeigegerät folgende Reihenfolge von M.ern: 1) Das Thermoelement als Meßwertaufnehmer für eine Temperatur T formt diese in eine elektromotorische Kraft E um (als Funktion von T); ein Meßwertumformer, z. B. ein geschlossener Stromkreis, formt den Strom I unter Einwirkung von E in eine Funktion von E um; das elektromagnetische System des Millivoltmeters wandelt I in ein Drehmoment M als Funktion von I um; eine Feder läßt bei einem Drehmoment M einen Winkel α als Funktion von M entstehen.

Das erste M. einer Meßkette wird meist als Meßwertaufnehmer, Meßfühler oder Sonde bezeichnet, das letzte als Meßwertausgeber bzw. als Anzeige des Meßwertes.

Meßgröße, physikalische Größe, deren Zahlenwert durch eine Messung in einer physikalisch-technischen Einheit bestimmt werden soll. Innerhalb eines Regelkreises ist die M. meist mit der Regelgröße identisch. Durch *Meßwandler* kann die M. in eine andere Größe umgewandelt werden, bei einem Thermoelement z. B. wird die *Eingangsgröße* Temperatur in eine elektrische Spannung als *Ausgangsgröße* umgewandelt, bei einem Voltmeter die Spannung in die Bewegung eines Zeigers oder eines Zählwerks. Für analoge Anzeigen verwendet man *Meßumformer*, für digitale Anzeigen *Meßumsetzer*. Durch Störgrößen kann die M. beeinflußt werden, z. B. durch Feuchte oder Temperatur, in Regelkreisen auch durch Belastungsschwankungen in elektrischen Anlagen. Weitere *Einflußgrößen* sind Abweichungen von der Justiertemperatur, Beschleunigungen, innerer Widerstand, elektrische und magnetische Störfelder, Strahlung, Wärmeleitung und Konvektion.

Meßgrößenaufnehmer, *Meßgrößenfühler*, *Meßfühler*, das erste Glied einer → Meßkette. Es hat die Aufgabe, den Verlauf der Meßwerte in eine für die Weiterverarbeitung günstige Form umzuwandeln, die den speziellen Bedingungen angepaßt ist.

Meßgrößenfühler, svw. Meßgrößenaufnehmer.

Meßgrößenumformer, → Meßwandler.

Meßgrößenwandler, → Meßwandler.

Meßinstrument, unexakte Bezeichnung für Meßgerät.

Meßkette, eine Aufeinanderfolge von → Meßgliedern in einem Meßgerät bzw. in einer Meßeinrichtung. Sie beginnt mit dem Meßgrößenaufnehmer und endet mit dem Meßwertausgeber. Die Empfindlichkeit einer M. hängt von der Empfindlichkeit der einzelnen Meßglieder ab.

Meßkondensator, ein elektrischer Kondensator hoher Genauigkeit, der als Element von Meß- und Eichschaltungen benützt wird. M.en müssen geringe Verluste, geringe Frequenzabhängigkeiten und hohe zeitliche Konstanz der Kapazität aufweisen. Sie sind im allgemeinen durch ein Metallgehäuse geschirmt; als Dielektrikum wird Luft oder Glimmer benützt. Höchste Genauigkeit (10^{-4}) erzielt man mit *Normalkondensatoren*, die auf feste Kapazitätswerte zwischen 10 pF bis 1 μF abgeglichen sind. Als veränderliche M.en dienen *Luftdrehkondensatoren* von hoher mechanischer Qualität, die eine Maximalkapazität von einigen 100 pF besitzen können, und *Kapazitätsdekaden*, die durch Kurbelschalter in mehreren Zehnerpotenzen eingestellt werden können.

Meßleitung, *Eichleitung*, eine Meßeinrichtung zur Bestimmung komplexer Widerstände nach Betrag und Phase im Höchstfrequenzbereich. Die M. besteht aus einem Leitungsstück mit über die ganze Länge konstantem Wellenwiderstand und einer längs der Leitung verschiebbaren Spannungsmeßsonde. An dem einen Ende der M. wird ein Meßgenerator und am anderen Ende der zu messende Widerstand angeschaltet. Dabei treten stehende elektromagnetische Wellen mit Maxima und Minima der Spannung auf. Die Abstände der Extrema und die Spannungswerte werden mit der Sonde gemessen, und aus den Meßwerten läßt sich mit Hilfe von Gleichungen oder Diagrammen (Smith-Diagramm) der komplexe Widerstand bestimmen.

Meßmikroskop, ein Mikroskop, bei dem der Prüfling nach einem → optischen Längenmeßverfahren in einer Koordinate oder in zwei Koordinaten rechtwinklig zur optischen Achse des M.s ausgemessen wird. Dies kann nach zwei Verfahren erfolgen. 1) Verschiedene Meßpunkte des Prüflings werden mit dem M. nacheinander visuell angetastet (beispielsweise mit einem Fadenkreuz). Hierzu wird der Prüfling gegenüber dem M. verschoben und die Verschiebung mit Maßstäben oder ähnlichen Einrichtungen gemessen. 2) Die Messung wird durch Vergleich in der Zwischenbildebene des M.s vorgenommen, in der sich eine Längenteilung (*Okularmikrometer*) oder ein verschiebbares Fadenkreuz befindet, dessen Verschiebung abgelesen wird (*Okularschraubenmikrometer*). Hierzu muß der Abbildungsmaßstab des Mikroskopobjektivs bekannt sein.

Die M.e werden angewendet zur Ausmessung von Teilstrichabständen, kleinen Bohrungsdurchmessern und -abständen, Profilen usw., ferner zum Auswerten von Vickers- und Brinellhärteeindrücken.

Meßmittel, alle zur Durchführung einer Messung erforderlichen Gegenstände. Dazu gehören insbesondere Maße oder Maßverkörperungen, Meßgeräte, Meßeinrichtungen einschließlich der Meßwandler und Stabilisatoren sowie die Verbindungen zwischen den Meßgliedern (Kabelleitungen u. dgl.), ferner Zuführungseinrichtungen für Meßgut, z. B. eine Schneckenzuführung vor einer Abfüllwaage, außerdem Normale, Hilfsmeßgeräte und -einrichtungen und gegebenenfalls auch das Meßgut, wenn dessen Beschaffenheit für die Messung von Bedeutung ist, z. B. bestimmte Kohlenwasserstoffe zur Prüfung von Mineralölzählern.

Meßprozeß in der Quantenmechanik

M. werden eingeteilt in *aktive M.*, die unmittelbar zum Messen eingesetzt werden, und *passive M.*, die nur mittelbar an der Messung beteiligt sind.

In der Längenmeßtechnik werden zuweilen unter M.n lediglich Längenmeßgeräte nach Art der Meßzeuge sowie Längenmaße und die in der Längenmeßtechnik benutzten optischen Meßgeräte verstanden. Zu letzteren gehören Längenmeßgeräte, die mit Lichtinterferenzen messen, und Meßgeräte, bei denen ein optisches System zum Anvisieren bzw. zum Positionieren dient, sowie diejenigen Meßgeräte, bei denen ein Mikroskop zum Ablesen eines als Normal eingebauten Maßstabes benutzt wird. Diese Einteilung ist nicht international anerkannt.

Meßprozeß in der Quantenmechanik. Jede Messung setzt eine Wechselwirkung zwischen Meßobjekt, d. h. dem zu untersuchenden physikalischen System, und dem Meßinstrument voraus. In der klassischen Physik wird angenommen, daß die mit dem Meßprozeß verbundene Störung des Systems, also z. B. die Änderung des elektrischen Feldes durch das Einbringen einer kleinen Probeladung, durch Übergang zu immer feineren Meßmethoden im Grenzfall prinzipiell beseitigt werden kann; für makroskopische Systeme ist diese Annahme gerechtfertigt, wegen der Endlichkeit der Planckschen Konstanten $\hbar$ ist sie jedoch prinzipiell unrichtig. Die sorgfältige Analyse des Meßprozesses wird für mikrophysikalische Objekte, wie Atome und Moleküle, wesentlich, sie führte historisch zur Aufstellung der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation. Nach der Quantentheorie sind in einem bestimmten Zustand des Systems gleichzeitig nicht mehr beliebige, sondern nur solche physikalische Größen meßbar, die durch paarweise vertauschbare Operatoren repräsentiert werden, man nennt sie daher *kommensurable Größen*. Nicht kommensurabel sind beispielsweise Ort und Impuls eines Teilchens.

Die maximale Information, die man über den Zustand eines quantenmechanischen Systems erhalten kann, ist die Angabe der Werte aller voneinander unabhängigen kommensurablen Größen; ihre Bestimmung heißt *maximale Messung* oder *Maximalbeobachtung*. Läßt sich der so bestimmte Zustand als Einheitsstrahl bzw. eindimensionaler Unterraum eines Hilbert-Raumes auffassen, dann wird die Messung *vollständig* genannt; entsprechend unterscheidet man zwischen maximalen bzw. vollständigen Sätzen kommensurabler Größen oder kommutierender Observablen.

Die Inkommensurabilität verschiedener physikalischer Größen führt insbesondere dazu, daß quantenmechanisch auch bei vollständiger Kenntnis des Systemzustands nur Wahrscheinlichkeitsaussagen über das Ergebnis einer Messung gemacht werden können (→ statistische Interpretation). Eine Meßapparatur besteht prinzipiell aus drei Teilen: a) einem präparativen Teil, in dem die Mikroobjekte einer bestimmten Vorbehandlung unterzogen werden, z. B. durchlaufen Elektronen bestimmte Beschleunigungsstrecken und Blendensysteme; b) einem analysierenden Teil oder Filter, der das eigentliche Kernstück der Anordnung darstellt und meist zu einer bestimmten Zuordnung verschiedener Raumgebiete und Werten bestimmter physikalischer Größen der Mikroobjekte führt; ein einfaches Beispiel liefert das inhomogene Magnetfeld beim Stern-Gerlach-Versuch, durch das die Atome nach ihrer Spineinstellung „sortiert" werden; c) einem registrierenden Teil (Photoplatte, Zählrohr), in dem das Mikroobjekt in Wechselwirkung mit makroskopischen, nicht durch eine Wellenfunktion beschreibbaren Körpern tritt, die — bzw. deren Untersysteme — sich stets in metastabilen Zuständen befinden und durch Wechselwirkung mit dem Mikroobjekt in neue stabilere Zustände übergehen.

Während die Teile a) und b) des Meßprozesses im Rahmen des quantenmechanischen Formalismus ohne weiteres beschreibbar sind, gilt das für c) nicht. Aber gerade c) enthält die wesentliche Situation eines „Entscheidungszwangs", wobei über die Wechselwirkung von Mikroobjekt und makroskopischer Registriereinrichtung nur eine der vorher noch offen gelassenen, im Filter herausgearbeiteten und im quantenmechanischen Formalismus durch komplexe Wahrscheinlichkeitsamplituden bewerteten Möglichkeiten wirklich realisiert wird, und zwar mit einer durch das Absolutquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude gegebenen Wahrscheinlichkeit. Dieser Prozeß ist als physikalischer Prozeß noch nicht voll verstanden, in ihm kommen fundamentale Zusammenhänge zwischen Quantentheorie und statistischer Mechanik zum Tragen (→ Präparation, → Reduktion der Wellenfunktion, → Beobachtung).

Meßreihe, die vom gleichen Beobachter unter gleichen Bedingungen wiederholt vorgenommene Messung ein und derselben Meßgröße mit ein und demselben Meßgerät zur Gewinnung einer größeren Anzahl von Meßwerten. Als Meßwert einer M. gilt der Mittelwert der n Einzelwerte.

Meßschieber, früher *Schieblehre* oder *Schublehre*, ein einfaches anzeigendes Meßgerät (Meßzeug) zur unmittelbaren Längenmessung. Der M. besteht aus einer Schiene mit einem Strichmaßstab sowie einem festen und einem auf der Schiene verschiebbaren Meßschenkel, die meist in Meßschnäbeln enden. Der verschiebbare Schenkel dient zugleich als Visierlinie bei der Ablesung. Die einander zugekehrten Flächen der Meßschnäbel werden zu Außenmessungen benutzt. Sind die Schnabelenden abgesetzt, so können damit auch Innenmessungen vorgenommen werden, wenn die Dicke der beiden Schnabelenden zu dem abgelesenen Wert addiert wird. Dieser Nachteil wird vermieden, wenn der M. nach oben schneidenförmige Verlängerungen hat, deren Schneiden voneinander abgewandt sind und bei Nullstellung übereinander liegen. Der verschiebbare Meßschenkel hat meist eine Aussparung für den Nonius; zuweilen ist außerdem eine Klemmschraube vorhanden, mit der der verschiebbare Schenkel festgestellt werden kann, wenn der M. als feste Lehre verwendet werden soll. Der verschiebbare Schenkel wird häufig mit einem Tiefentaster verbunden, der aus einer auf der Rückseite des M.s geführten Leiste besteht; diese schließt bei Nullstellung mit der Führungsschiene ab und wird nur für Tiefenmessungen

hervorgezogen. Die Ablesung wird an dem Strichmaßstab und dem Nonius vorgenommen.

Der Meßbereich üblicher M. liegt bei 120 mm bis 150 mm, in Ausnahmefällen reicht er bis 1000 mm. Der Skalenwert beträgt je nach Ausführung 0,1 mm, 0,05 mm oder 0,02 mm, für den Nonius je nach Teilung $\pm 5\,\mu m$ bis $\pm 15\,\mu m$.

Spezialausführungen sind *Tiefen-*, *Zahndicken-* und *Keilnutmeßschieber*. Zur Vergrößerung der Anzeige sind M. zuweilen mit einer Lupe ausgerüstet.

Meßschraube, früher *Mikrometer* oder *Mikrometerschraube* genannt, ein Feinmeßgerät zur Längenmessung, bei dem als Längenmaß eine Gewindespindel mit sehr genauer Steigung verwendet wird. Der zu messenden Länge entspricht eine bestimmte Anzahl von Spindelumdrehungen. Die vollen Spindelumdrehungen, die eine Verschiebung der Spindel gegenüber dem feststehenden Mutterstück (Amboß) bewirken, werden an einer Längsteilung, die Bruchteile einer Spindelumdrehung an der Rundteilung der Meßtrommel angezeigt. Die M. wird als Meßgerät in verschiedenen Meßeinrichtungen verwendet, z. B. eingebaut in einen biegesteifen Bügel als *Bügelmeßschraube*, als Einbaumeßschraube an Koordinatenmeßtischen von Meßmikroskopen u. a. M.n lassen sich als induktive oder kapazitive Meßgeräte bauen, wenn damit ein entsprechender Meßwandler gekoppelt wird.

Meßschreiber, *Registrierinstrument*, ein Meßgerät zum Aufzeichnen des zeitlichen Verlaufes von veränderlichen Größen, z. B. von Kräften, Durchflüssen, Temperaturen, elektrischen Spannungen und Strömen auf Papier. Die M. erhalten in der Regel die gleichen Meßwerke wie die dafür üblichen Zeigerinstrumente. Diese sind jedoch mit einem höheren Drehmoment ausgestattet, um die zusätzliche Reibung der Schreibfeder auf dem Papier und des Schreibmechanismus zu überwinden, und haben dementsprechend einen höheren Leistungsverbrauch.

Bei der einfachsten Ausführung wird die Drehung des Meßwerkes auf eine Schreibfeder übertragen. Bei M.n mit fremder Hilfskraft wird die Schreibfeder z. B. mit einem kleinen Motor bewegt. Das schwache Meßwerk kontrolliert nur die richtige Schreibfedereinstellung und steuert den Motor. Dadurch ist auch die Aufzeichnung von Größen, die kein Meßwerk mit ausreichendem Drehmoment betätigen könnten, möglich. Beim *Punktschreiber* spielt der Zeiger eines schwachen Meßwerkes leicht über dem Schreibpapier und wird in gewissen zeitlichen Abständen durch eine Hilfskraft niedergedrückt. Auf dem bewegten Papierband reihen sich dann Punkte zu einer Meßkurve aneinander. Bei dem empfindlichen *Lichtschreiber* ist auf dem beweglichen Meßwerkteil ein Spiegel angebracht, der die Ablenkung eines Lichtstrahles bewirkt. Dies erfordert ein lichtempfindliches Papier und einen Entwicklungs- und Fixierprozeß. Punktschreiber und Lichtschreiber sind vielfach so gestaltet, daß mehrere Vorgänge auf einen Papierstreifen geschrieben werden. Hierzu werden sie durch eine Automatik periodisch auf verschiedene Meßstellen geschaltet.

Große Bedeutung haben in letzter Zeit die sehr universell einsetzbaren elektronischen *Kompensationsschreiber* oder *Kompensographen* erhalten. In diesem Fall erfolgt die Aufzeichnung auf einem lichtempfindlichen Papier (Photopapier), das nach dem Messen entwickelt und fixiert werden muß. Lichtschreiber enthalten einen elektrischen Kompensator, welcher von einem Nullmotor selbstständig auf die zu messende Spannung abgeglichen wird. Die Bewegung des Motors wird automatisch von der Differenzspannung zwischen Meß- und Kompensationsspannung, die noch geeignet verstärkt wird, gesteuert. Das Kompensationsprinzip gestattet eine sehr leistungsarme und genaue Registrierung.

Nichtelektrische Größen werden durch einen Wandler in eine elektrische Gleichspannung umgesetzt und können somit ebenfalls registriert werden. Mit Hilfe zweier Kompensationsschreiber werden sogenannte *XY-Schreiber* aufgebaut, die das Aufzeichnen von Kurven in zwei Koordinaten gestatten.

Lit. Palm: Registrierinstrumente (2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959).

Meßsender, ein Generator mit Elektronenröhren zum Erzeugen hochfrequenter, einstellbarer Wechselspannungen. Die Ausgangsspannung wird mit einem eingebauten Instrument gemessen und kann mittels kalibrierter Spannungsteiler bis auf 10^{-6} V herabgesetzt werden. Wahlweise kann die Ausgangsspannung auch mit einer Niederfrequenzschwingung frequenz- oder amplitudenmoduliert werden. M. werden vorwiegend zum Prüfen und Abgleichen von Rundfunk- und Fernsehempfängern, aber auch zu anderen Labormessungen im Hochfrequenzbereich eingesetzt.

Meßstrecke, 1) Volumenmessung: ein Meßfühler für den Volumenstrom. Die M. arbeitet nach dem Wirkdruckverfahren und ist in die Rohrleitung fest eingebaut. Sie besteht aus Blende, Einlauf- und Auslaufstrecke. An der Blende wird der Differenzdruck abgegriffen und von einem Wandler in eine Durchflußanzeige oder in ein dieser äquivalentes Signal umgewandelt.

2) Regelungstechnik: eine Meßanordnung, in der der Meßwert in ein Signal umgewandelt wird.

meßtechnischer Grundsatz, → optische Längenmeßverfahren.

Meßuhr, Meßgerät zur unmittelbaren Messung von Längen. Das Meßwerk besteht meist aus Zahnstange, Ritzel und Zahnrad, seltener aus Schnecke und Schneckenrad. Der Skalenwert beträgt 0,01 mm, der Meßbereich 10 mm, die Meßkraft zwischen 70 und 130 p.

Meßumformer, → Meßwandler.

Meßumsetzer, → Meßwandler.

Messung, experimentelle Bestimmung der Quantität einer physikalischen Größe durch Vergleich mit einem im Prinzip willkürlich wählbaren Normal, der Einheit der zu messenden Größe. Zur Erzielung vergleichbarer Meßergebnisse werden heute durch internationale Konvention einheitlich festgelegte Einheiten und Normale benutzt. Das Ergebnis einer M. wird ausgedrückt durch den *Meßwert*, das Produkt aus Maßzahl und Einheit; er ist um den syste-

Meßunsicherheit

matischen Fehler zu berichtigen. Die Maßzahl gibt an, wie oft die Einheit in der vorliegenden Größe enthalten ist. Um die → Meßunsicherheit zu verringern, sind zufällige Fehler sowie Beeinflussungen der zu messenden Größe bei der M. durch physikalische Bedingungen der Umgebung zu berücksichtigen. Die direkte M., z. B. einer Länge, erfolgt durch unmittelbares Anlegen der Längeneinheiten bzw. von Vielfachen oder Teilen derselben; die meisten M.en erfolgen jedoch indirekt, indem sie unter Ausnutzung bekannter physikalischer Gesetze, z. T. auch nur empirisch festgestellter, aber eindeutiger Zusammenhänge auf eine Zeigerablesung reduziert werden. Außerordentlich häufig werden in den Meßgeräten in Abhängigkeit von den Werten der primär zu messenden Größen elektrische Ströme oder Spannungen erzeugt, die – unter Umständen nach entsprechender Verstärkung – einfach gemessen werden können. Die Genauigkeit der M. ist durch unvermeidliche Ableseungenauigkeiten, die endliche Empfindlichkeit der Meßinstrumente und die Abweichungen der ausgenutzten Gesetzmäßigkeiten von der Wirklichkeit begrenzt. Oft mißt man auch eine oder mehrere andere physikalische Größen, aus denen die gesuchte mittels derartiger Gesetzmäßigkeiten bestimmt wird. Außer der Maßzahl, der Einheit und der Qualität, d. h. der Art der physikalischen Größe, werden im Meßergebnis zuweilen die Fehlergrenzen der M. angegeben. Bei *absoluten* oder *fundamentalen M.en* werden die zur Definition der verwendeten Einheit vorgeschriebenen Methoden benutzt, z. B. die M. einer Länge mittels Lichtwellenlängen oder die Dichtebestimmung aus Masse und Volumen. Dagegen sind M.en von Längen mittels elektrischer Verfahren (kapazitive oder induktive Wegmessung) oder der Dichte mittels eines Aräometers *relative M.en*. Bei *Ausgleichs-* oder *Kompensationsmessungen* z. B. in Meßbrücken oder bei Wägungen, ergibt sich die unbekannte Größe durch Vergleich oder durch Kompensation mit einer bekannten Größe. Bei *absoluten Vergleichsmessungen* zeigt das Meßgerät ohne Beeinflussung durch die zu messende Größe Null an (Nullmethode), bei *differentiellen Vergleichsmessungen* einen beliebigen Vergleichswert, bei der M. des absoluten Drucks eines Gases z. B. den atmosphärischen Luftdruck. In vielen Meßgeräten verursacht die unbekannte Größe einen *Ausschlag* oder eine *Abweichung* von einer Nullage, die nach der M. besonders bei Galvanometern, Manometern und Thermometern wieder angezeigt werden muß. Wird beim Ausschlag kein Gleichgewicht erreicht, weil die Meßgröße nur kurze Zeit einwirkt bzw. das Meßgerät zu langsam reagiert, so spricht man von einer *ballistischen M.* Bei der M. der Ladung eines Kondensators mit einem Galvanometer z. B. erreicht die Abweichung ein Maximum, dessen Wert der Energie proportional ist, die ihm die Entladung erteilt hat.

Bei *Nullmethoden* wird die Meßgröße x unmittelbar mit einer bekannten Größe y gleicher Art und gleichen Betrags verglichen, so daß sich $x - y = 0$ ergibt. Es ist auch möglich, die Größe x mit einer ihr proportionalen Größe y zu vergleichen, so daß sich $ax - by = 0$ ergibt, z. B. bei Wägungen mit der Dezimalwaage. Im allgemeinsten Fall sind Funktionen zwischen x und y bekannt, und es besteht die Beziehung $f(x) - g(y) = 0$. Die M.en mit Meßbrücken sind meist Nullmethoden. Das Prinzip der gleichen Werte wird durch die Gleichung $x = y$ dargestellt. Die zu bestimmende und die messende Größe sind in diesem Fall gleich, so daß ein von ihnen erzeugtes Phänomen zum Verschwinden gebracht wird, z. B. beim Fettfleckphotometer oder bei der Wägung mit einer gleicharmigen Hebelwaage. In manchen Fällen reicht es aus, die Summe $x + y =$ konst. zu halten.

Eine berührungsfreie M. zur Verringerung der Meßunsicherheit ist mit optischen und radioaktiven Gebern möglich, z. B. bei der M. von Banddicken.

Eine *subjektive M.* beruht auf der subjektiven menschlichen Wahrnehmung, z. B. bei der Farbbestimmung. Man versucht sie durch eine *objektive* M. mittels Meßgeräten (z. B. in Verbindung mit Photozellen) zu ersetzen.

Bei *analogen M.en* wird der Wert der Meßgröße an einer Skale angezeigt, deren Zeiger sich auf den gemessenen Wert einstellt, z. B. bei einem Amperemeter. In der Regelungstechnik ist in diesem Fall das Signal als Träger der Information mit der Meßgröße durch ein Gesetz verknüpft, und die Anzeige ist der gemessenen Größe analog. Die Ergebnisse *numerischer* oder *digitaler M.en* werden vom Meßgerät durch Zahlen angegeben und verursachen seltener Irrtümer.

Auch die reine *Zählung* kann als M. angesehen werden, z. B. die der Zerfallsakte bei ionisierender Strahlung oder die der Umdrehungen im Maschinenbau. Dabei kann die Zählung mit einem Zählrohr durchgeführt oder unmittelbar von einem Zählwerk übernommen werden.

Meßunsicherheit, u, früher *Genauigkeit*, in der Metrologie das Kennzeichen der bei einem Meßergebnis oder einem Meßverfahren nach Berücksichtigung des Fehlers verbleibenden Unsicherheit. Die M. umfaßt unter bestimmten Gebrauchsbedingungen die zufälligen Fehler und den Zuverlässigkeitsfehler. Sie wird rechnerisch durch die Standardabweichung s oder durch den Vertrauensbereich ausgedrückt (→ Fehler). In der Praxis wird häufig angegeben: $u = t\sigma$, wobei t von der geforderten statistischen Sicherheit P abhängt; σ ist die Standardabweichung der Grundgesamtheit bei Normalverteilung. Sie wird stets mit $\pm$-Zeichen versehen, z. B. bei der Angabe der 2. Planckschen Strahlungskonstante $c_2 = (1{,}438\,79 \pm 0{,}000\,19) \cdot 10^{-2}$ mK, das bedeutet, daß der Zahlenwert zwischen 1,438 60 und 1,438 98 liegt.

In der Elektronik gelten für Meßgeräte die *Genauigkeitsklassen* 0,1; 0,2; 0,5; 1; 1,5; 2,5; 5, für Zubehörteile auch 0,05 in Prozenten des Meßbereichsendwerts als Fehlergrenzen.

Der *Genauigkeitsgrad* von Lehren bezeichnet die Fehlergrenzen der betreffenden Geräte, er wird meist in Mikrometer (μm) angegeben.

Meßverstärker, eine Schaltungseinheit zur Verstärkung kleiner elektrischer Ströme und Spannungen in Größenordnungen, die zur Aussteuerung eines Meßinstrumentes ausreichen. M. sind heute vorzugsweise mit Transistoren, sel-

tener mit Elektronenröhren bestückt. Sie werden als komplette Geräte, aber auch als Baugruppen in größeren Geräten, z. B. Elektronenstrahloszillographen und elektronischen Spannungsmessern, eingesetzt. Von einem M. spricht man erst dann, wenn gewisse Qualitätsforderungen erfüllt werden, die sich z. B. auf die Konstanz der Verstärkung, die Störspannungsfreiheit, das Frequenzverhalten und die Verzerrungsfreiheit bezüglich des zu übertragenden Signals beziehen können. Besonders hohe Anforderungen werden an die M. in Analogrechnern gestellt, die dann als *Operationsverstärker* bezeichnet werden.

Meßvorschrift, Anweisung zur Benutzung bestimmter Meßgeräte bzw. zur Anwendung bestimmter Meßverfahren mit dem Ziel der qualitativen und/oder quantitativen Bestimmung einer Meßgröße. Dazu gehört z. B. auch die Einhaltung einer bestimmten Temperatur, der Aufbau einer größeren Meßanlage hinsichtlich elektrischer oder anderer Anschlüsse, also Umweltbedingungen, Schaltpläne u. ä.

Meßwandler, früher auch *Transmitter*, in eine Meß- oder Regeleinrichtung bzw. in eine Meßkette eingeschaltetes Meßgerät zur Umwandlung einer Meßgröße in eine andere (*Meßgrößenwandler*, *Meßgrößenumformer*) oder zur Umwandlung eines Meßwertes in einen anderen (*Meßwertwandler*, *Meßwertumformer*). In Meß-, Steuerungs- und Regelungssystemen dienen M. dazu, den Übergang auf Einheitssignalbereiche zu ermöglichen. Da die physikalischen Größen am Ausgang eines M.s als Ersatzgrößen der Eingangsgrößen in einem Einheitsbereich abgebildet werden können, ist die Möglichkeit gegeben, daß alle nachfolgenden Geräte und Baugruppen mit vereinheitlichten Ein- und Ausgangsbereichen arbeiten. Damit ist ihre universelle Anwendung und Kombinierbarkeit gewährleistet, was für den Aufbau von Meß- und Regeleinrichtungen nach dem Baukastenprinzip von großer wirtschaftlicher Bedeutung ist.

Meßgrößenwandler oder *Meßgrößenumformer* sind z. B. bei der elektrischen Messung nichtelektrischer Größen die Thermoelemente zur Temperaturmessung. Die Eingangsgröße erzeugt oder steuert dabei die Ausgangsgröße, oder physikalisch ausgedrückt: Es wird eine Dimensionsänderung hervorgerufen, z. B. erzeugt die Temperatur ϑ beim Thermoelement eine Gleichspannung U.

Meßwertwandler oder *Meßwertumformer* nehmen eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Meßwertes durch Teilung vor, z. B. mit Spannungsverteiler, oder aber durch Verstärkung, z. B. Spannungsverstärker. In beiden Fällen bleibt die Dimension U unverändert, es ändert sich nur ihr Betrag.

In der Analogtechnik werden M. auch *Meßumformer*, in der Digitaltechnik *Meßumsetzer* genannt, da sie die von einem Meßfühler erfaßte Größe in eine erste zur Weiterverarbeitung geeignete Größe umformen.

Speziell werden M., hier auch kurz als *Wandler* bezeichnet, in der Elektrizitätsversorgung und der Hochspannungsprüftechnik verwendet. Dabei wird vom M. verlangt, daß die maßstabsgetreue Umwandlung, das Übersetzungsverhältnis, im gesamten Meßbereich konstant bleibt und keine Phasendrehung auftritt. Beim *Stromwandler* wird die Transformation der Ströme beim Transformator, das Stromübersetzungsverhältnis, ausgenutzt, um hohe Stromstärken auf einen leicht meßbaren Wert (5 A) herabzusetzen und außerdem den Meßkreis vom Hochspannungskreis galvanisch zu trennen. Dabei darf der Wechselstromwiderstand (*Bürde*) der sekundärseitig angeschlossenen Verbraucher (Meßinstrumente, Zähler, Relais u. a. Schutzeinrichtungen) keinen Einfluß auf das Meßergebnis besitzen. Außerdem müssen im Störungsfall die hohen Über- oder Kurzschlußströme weitgehend maßstabsgetreu ungewandelt werden, um die Leistungsschalter sicher und zeitabhängig (→ Selektivschutz) auszulösen. Um eine hohe Genauigkeit zu erzielen, wählt man die Sekundärwindungszahl sehr groß und stellt den Kern aus ferromagnetischem Material sehr hoher Anfangspermeabilität her. Beim *induktiven Spannungswandler* wird als Sekundärspannung 110 V (100 V) gewählt. Niederspannungswandler werden wie Kleintransformatoren ausgeführt. Bis 60 kV werden Isolierpasten mit Porzellan oder Gießharz (*Gießharzwandler*) als Isolation gewählt. Ab 60 kV baut man ölisolierte Spannungswandler. Ab 220 kV ist der *kapazitive Spannungswandler* billiger. Bei diesem wird ein induktiver Spannungswandler an einen kapazitiven Spannungsteiler angeschlossen. Der Spannungsteiler kann gleichzeitig für die Hochfrequenztelefonie ausgenutzt werden.

Induktive Spannungs- und Stromwandler sind nur für reine Wechselströme (ohne Gleichstromkomponente) anwendbar, da andernfalls die Vormagnetisierung des Eisenkerns das Meßergebnis verfälscht.

Soll bei einer Hochspannungsdurchführung ein *kapazitiver Spannungsteiler* geschaffen werden, so wird als erste Kapazität die Kapazität zwischen dem Leiter und einem Schirmbelag in der Isolation gewählt und als zweite Kapazität ein äußerer Festkondensator oder die Kapazität zwischen einem weiteren Schirmbelag und Erde. *Ohmsche Spannungsteiler*, z. B. für hohe Gleichspannungen, werden aus Schichtwiderständen gebildet.

Vor allem für höchste Gleichstromstärken wurden weitere M. entwickelt. So kann bei einer Ausführung im Feld des zu messenden Stromes ein kleiner Gleichstromanker gedreht und die induzierte Spannung gemessen werden. Bei einem anderen M. verursacht das Feld des zu messenden Stromes eine Gleichstromvormagnetisierung in einem Eisenkreis mit praktisch rechtwinkliger Magnetisierungskurve, wobei die Permeabilitätsänderung bestimmt wird. In einer ähnlichen Meßanordnung wird der Feldeinfluß des zu messenden Stromes auf einen Wechselstrom-Magnetkern durch einen Hilfsgleichstrom kompensiert; seine Größe ist ein Maß für den zu messenden Strom.

Lit. Grave: Elektrische Messung nichtelektrischer Größen (Leipzig 1962).

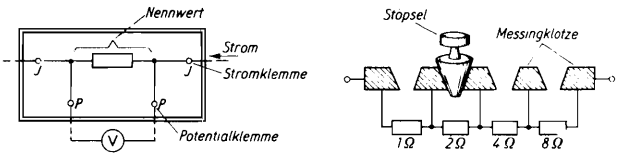
Meßwertumformer, → Meßwandler.

Meßwertwandler, → Meßwandler.

Meßwiderstand, früher als *Rheostat* bezeichnet, ein elektrischer Widerstand hoher Genauigkeit, der in der elektrischen Meßtechnik in Meß-

brücken, Kompensatoren, für die Meßbereichserweiterung von Strom- und Spannungsmessern usw. eingesetzt wird. Für tiefe Frequenzen werden Drahtwiderstände verwendet. Die aus möglichst temperaturunabhängigen Legierungen (z. B. Manganin, Novokonstant, Goldchrom) hergestellten Drähte werden nach besonderen Wickelschemen kapazitäts- und induktivitätsarm auf meist zylindrische Wickelkörper aufgebracht. Für hohe Frequenzen werden Kohle- und Metallschichtwiderstände verwendet, die besonders sorgfältig produziert und durch mehrfache Verlackung geschützt werden.

Die höchste Genauigkeit (10^{-4}) besitzen die *Normalwiderstände*, die als drahtgewickelte Festwiderstände mit Werten zwischen 0,0001 Ω bis 100 kΩ im Handel sind. Sie weisen neben den zwei Stromklemmen noch zwei Potentialklemmen auf, über die durch Anschluß eines Spannungsmessers die Spannung über dem Nennwert des Normalwiderstands gemessen werden kann, wodurch die unvermeidlichen Übergangswiderstände aus der Meßstrecke eliminiert werden (Abb. 1).



1 2

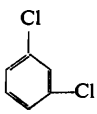
Meßwiderstand: *1* Schaltung eines Normalwiderstandes. *2* Stöpselwiderstand

Präzisionswiderstandsdekaden oder *Präzisionskurbelwiderstände* ermöglichen eine stufenweise Einstellung in mehreren Zehnerpotenzen, und zwar meist zwischen 0,1 Ω und 100 kΩ. Die Genauigkeit kann bis $2 \cdot 10^{-4}$ betragen. Ebenfalls einstellbar sind die noch genaueren *Stöpselwiderstände* (Abb. 2). Bei ihnen sind zweckmäßig gestufte Festwiderstände zwischen Messingklötzen geschaltet, die durch das Einstecken von Stöpseln überbrückt werden können.

Bei den stufenlos einstellbaren *Schiebewiderständen*, *Drehwiderständen* und *Wendelwiderständen* gleitet ein Schleifer über den aufgewickelten Draht oder die Hartkohleschicht. Dreh- und Wendelwiderstände werden auch als Meßpotentiometer (→ Potentiometer) bezeichnet. Bei hochwertiger Ausführung, die z. B. die Verwendung kalibrierten Widerstandsdrahtes erfordert, können Genauigkeiten von 10^{-12} bis 10^{-3} erreicht werden.

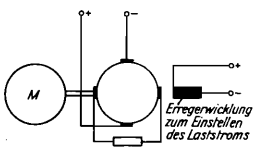
Meßzeuge, → Meßgeräte.

meta-, m-, Bezeichnung für die 1,3-Stellung von zwei Substituenten am Benzolring, z. B. m-Dichlorbenzol.



m-Dichlorbenzol

Metadyne, eine → Querfeldmaschine mit Zwischenbürstensatz, die als Umformer konstanten Strom liefert. Die Ankerwicklung wird über ein Bürstenpaar eingespeist. Das zugehörige Ankerquerfeld bildet die Erregung für den Anker in der Querrichtung. Die induzierte Spannung treibt einen Strom durch den Zwischenbürstenkreis und den Verbraucher. Die Größe dieses Stromes kann durch eine zusätzliche Erregerwicklung eingestellt werden. Der Antriebsmotor für die M. deckt nur die Leerlaufverluste.



Schaltbild einer Metadyne mit einer Erregerwicklung. *M* Antriebsmotor zur Deckung der Verlustleistung

Metagalaxis, hypothetisches System, dem viele → Sternsysteme, unter anderem auch das Milchstraßensystem, angehören sollen.

Metall, ein Stoff, in dem im Grundzustand bewegliche Leitungselektronen vorhanden sind und der charakteristische Eigenschaften, wie hohe elektrische Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit sowie hohes optisches Reflexionsvermögen, hat. Die Leitungselektronen bedingen die chemische Valenz des M.s und sind in einem kondensierten M. nicht an einzelne Atome gebunden. Sie bilden bei der metallischen Bindung (→ chemische Bindung 4) ein Elektronengas, das sich mit hoher Beweglichkeit durch das M. bewegen kann. Ein M. läßt sich auch dadurch charakterisieren, daß die nichtlokalisierten Elektronen eine von Null verschiedene Zustandsdichte an der Fermi-Energie haben. Das bedeutet, daß die Fermi-Energie innerhalb gewisser Energiebänder (→ Bandstruktur) liegt, die als Leitungsbänder bezeichnet werden. Die Leitungselektronen besetzen die Zustände in den Leitungsbändern nur teilweise, während die Zustände aller energetisch tiefer liegenden Bänder vollständig mit weiteren Elektronen besetzt sind. Durch Zufuhr beliebig kleiner Energien, zum Beispiel durch ein elektrisches Feld, können Leitungselektronen in unbesetzte Zustände im Leitungsband übergehen und den elektrischen Strom leiten. — In einem festen Nichtmetall liegt dagegen die Fermi-Energie zwischen den Energiebändern in der verbotenen Zone (→ Bändermodell), so daß keine Leitungselektronen im Grundzustand vorhanden sind und ein endlicher Energiebetrag zur Anregung von Elektronen erforderlich ist.

Ein *einfaches M.* ist ein M., dessen Leitungselektronen sich in vieler Hinsicht wie freie Elektronen in einem homogenen positiv geladenen Medium verhalten, das die negative Ladung der Elektronen kompensiert. Die positiv geladenen Metallionen sind in einem einfachen M. relativ klein. Die gebundenen Elektronen in den Metallionen haben eine wesentlich geringere Energie als die Leitungselektronen. Demzufolge wird die Bewegung der Leitungselektronen nur wenig durch die Metallionen beeinflußt. Zu den einfachen M.en gehören die einwertigen Alkalimetalle Lithium, Natrium, Kalium, Rubidium, Zäsium, die zweiwertigen Metalle Beryllium, Magnesium, Kalzium, Strontium, Zink, Kadmium sowie die dreiwertigen Metalle Aluminium, Gallium und Indium (→ Halbmetall, → Übergangsmetall, → Edelmetalle).

Lit. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch München und Wien 1968).

Metalldampflampe. → Gasentladungslichtquelle.

Metallinienstern, ein Stern mit ungewöhnlich starken Metallinien im Spektrum.

metallische Bindung, → chemische Bindung 4).

Metalloptik, ein Zweig der Optik, der sich mit den für Metalle charakteristischen Eigenschaften sowie deren praktischer Anwendung befaßt.

Die Metalle zeichnen sich in ihren optischen Eigenschaften durch ein hohes Reflexionsvermögen in einem weiten Spektralbereich (bei typischen Metallen größer als 99%) und durch geringe Eindringtiefe des Lichtes (einige 10^{-5} cm) aus. Daraus resultiert das glänzende Aussehen der meisten Metalle.

Im Rahmen der klassischen Optik werden die optischen Eigenschaften der Metalle mit Hilfe eines komplexen Brechungsindexes beschrieben. Der gewöhnliche Brechungsindex n und der Absorptionsindex k hängen mit dem komplexen Brechungsindex n' zusammen durch $n' = n - ik$, dabei ist $i = \sqrt{-1}$. Die Tabelle gibt den Brechungsindex n, den Absorptionsindex k sowie das Reflexionsvermögen R bei senkrechter Inzidenz für einige wichtige Metalle bei der Wellenlänge $\lambda = 5893$ Å an.

Optische Konstanten einiger Metalle (für $\lambda = 5893$ Å)

Metall	n	k	R (%)
Na	0,05	2,61	99,8
Ag	0,18	3,64	95,0
Au	0,37	2,82	85,1
Cu	0,64	2,62	70,1
Ni	1,97	1,30	43,3
Fe	1,51	1,63	32,6

Die Frequenzabhängigkeit von n und k sowie des Reflexionsvermögens der Metalle zeigt im ultravioletten Spektralbereich charakteristische Strukturen, die optischen Eigenschaften der Metalle in diesem Spektralbereich ähneln denen von Isolatoren (→ Absorptionsspektrum von Festkörpern). Im sichtbaren und infraroten Spektralbereich unterscheiden sich die Eigenschaften der Metalle jedoch grundlegend von denen der Isolatoren und meisten Halbleiter. Die Abhängigkeit von n und k sowie des Reflexionsvermögens von der Wellenlänge in diesem Bereich ist bei Metallen vergleichsweise monoton. Im Infrarot ist bei typischen Metallen $k \gg n$, woraus das hohe Reflexionsvermögen folgt (→ Beersche Formel).

Auch bei Verwendung von polarisiertem Licht zeigen Metalle ein anderes Verhalten als Isolatoren. Bei Isolatoren gibt es für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht einen bestimmten Winkel, den Polarisationswinkel, bei dem kein in der Einfallsebene polarisiertes Licht reflektiert wird; bei Metallen dagegen erreicht das Reflexionsvermögen für parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht lediglich ein Minimum. Der zugehörige Winkel heißt Haupteinfallswinkel. Einfallendes linear polarisiertes Licht ist daher nach der Reflexion an einer Metalloberfläche elliptisch polarisiert.

Die für Metalle charakteristischen optischen Eigenschaften sind ebenso wie ihre große elektrische und thermische Leitfähigkeit dem Vorhandensein einer großen Zahl frei beweglicher Elektronen (Leitungselektronen) im Metall zuzuschreiben. Das einfachste Modell zum Verständnis der optischen Eigenschaften freier Elektronen ist die *Drudesche Theorie vom freien Elektronengas*, nach der die Leitungselektronen in Metallen durch äußere Felder gleichsam wie freie geladene Teilchen beschleunigt werden und durch Stöße mit anderen Teilchen ihren Geschwindigkeitszuwachs wieder verlieren. Wenn $\vec{v}$ die Geschwindigkeit, $\frac{d\vec{v}}{dt}$ die Beschleunigung, $1/\tau$ die Stoßfrequenz, e/m die spezifische Ladung des Elektrons und $\vec{E}$ das äußere elektrische Feld sind, so hat die Bewegungsgleichung eines freien Elektrons die Form:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m}\vec{E} - \frac{\vec{v}}{\tau}. \qquad (1)$$

Formal ist diese Gleichung mit der eines Oszillators mit der Eigenfrequenz Null identisch (→ Oszillatormodell für die Dielektrizitätskonstante).

Für ein zeitlich periodisches elektrisches Feld der Form $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$, wobei $\vec{E}_0$ die Amplitude des elektrischen Feldes, ω die Kreisfrequenz und t die Zeit sind, hat Gleichung (1) für die Ortskoordinate $\vec{r}$ eines freien Elektrons die Lösung

$$\vec{r}(t) = -\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} \vec{E}_0 e^{i\omega t}. \qquad (2)$$

Die komplexe Form für $\vec{r}(t)$ bringt zum Ausdruck, daß das von der Bewegung des Elektrons hervorgerufene Dipolmoment $e\vec{r}(t)$ gegenüber dem elektrischen Feld phasenverschoben ist. Die Dielektrizitätskonstante (Realteil ε_1, Imaginärteil ε_2) sowie die mit ihr verknüpften → optischen Konstanten n und k eines freien Elektronengases mit N Elektronen je cm^{-3} sind

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 = \varepsilon_\infty - \frac{e^2}{m\varepsilon_0} N \frac{\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2},$$
$$\varepsilon_2 = 2nk = \frac{e^2}{m\varepsilon_0} N \frac{\tau}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}. \qquad (3)$$

Die Größe $\frac{e^2N}{m}\tau$ ist die statische elektrische Leitfähigkeit σ_0 des Materials, ε_0 ist die Influenzkonstante. Die hierbei eingeführte Größe ε_∞ (→ Dielektrizitätskonstante 3) berücksichtigt, daß neben freien Elektronen auch gebundene Elektronen zur Dielektrizitätskonstante beitragen (→ Dispersionstheorie). Die Dispersion und Absorption auf Grund dieses Beitrages sind in Gleichung (2) nicht enthalten.

Charakteristische Größen im Spektrum der optischen Eigenschaften freier Elektronen sind die Stoßfrequenz $1/\tau$ und die Plasmafrequenz $\omega_p = \left(\frac{e^2N}{m\varepsilon_0}\right)^{1/2}$. Typische Werte bei Metallen sind hierfür $1/\tau \approx 10^{13}\,s^{-1}$ und $\omega_p \approx 10^{15}\,s^{-1}$. Die Frequenzen des Lichtes im sichtbaren und infraroten Spektralbereich liegen zwischen diesen beiden charakteristischen Frequenzen, daher sind für die M. vor allem die optischen Eigenschaften freier Elektronen in dem Bereich $1/\tau < \omega < \omega_p$ von Bedeutung. Der Absorptionskoeffizient in diesem Bereich ist proportional zu $\sigma_0\omega^{-2}$. Das Reflexionsvermögen bei senkrechter Inzidenz (→ Beersche Formel) in diesem Bereich wird durch das → Hagen-Rubens-Gesetz erfaßt. Für gut leitende Metalle ist das Reflexionsvermögen fast Eins. Die elementare Drudesche Theorie ist folglich in der Lage, das hohe Absorptions- und Reflexionsvermögen der Metalle auf einfache Weise zu erklären.

Eine tiefere Begründung für die optischen Eigenschaften freier Elektronen und für die

Existenz des freien Elektronengases überhaupt vermag erst die Quantentheorie zu geben. Nach ihren Vorstellungen haben die optischen Eigenschaften freier Elektronen ihre Ursache in Übergängen der freien Elektronen in einem nur teilweise besetzten Energieband. Die einfache quantenmechanische Behandlung ohne Berücksichtigung von Stößen ergibt als Beitrag zum Realteil der Dielektrizitätskonstanten $\frac{e^2N}{\varepsilon_0 m_{opt}\omega^2}$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem von Gleichung (3) für $\omega\tau \gg 1$ überein bis auf den Umstand, daß die Elektronenmasse durch eine *optische* Masse m_{opt} ersetzt wurde. Diese wird durch die Struktur des Bandes, in dem die Übergänge der freien Elektronen erfolgen, bestimmt. Liegt ein einfaches parabolisches Band vor, so ist $1/m_{opt} = (1/3) \cdot (1/m_1 + 1/m_2 + 1/m_3)$. Dabei sind m_1, m_2, m_3 die Komponenten des Effektivmasse-Tensors in den drei Hauptrichtungen eines Kristalls. Erst die Berücksichtigung der Wechselwirkung der freien Elektronen mit Phononen und Störstellen führt bei der quantenmechanischen Behandlung zur optischen Absorption. Modifizierungen gegenüber dem klassischen $\sigma_0\omega^{-2}$-Gesetz für den Absorptionskoeffizienten gibt es in jenen Fällen, in denen die kinetische Energie der am Übergang beteiligten Elektronen klein bzw. vergleichbar mit der Energie $\hbar\omega$ eines Lichtquants ist. $\hbar$ ist das Plancksche Wirkungsquantum geteilt durch 2π. Das trifft insbesondere auf die freien Elektronen bzw. Defektelektronen in nichtentarteten Halbleitern zu, deren mittlere kinetische Energie $kT \ll \hbar\omega$ ist. Dabei bedeuten T die absolute Temperatur und k die Boltzmannsche Konstante. Für den Absorptionskoeffizienten α hat man je nach Art des Streumechanismus folgende Gesetzmäßigkeiten zu erwarten: bei Streuung an akustischen Phononen $\alpha \sim \omega^{-1,5}$, bei Streuung an optischen Phononen $\alpha \sim \omega^{-2,5}$, bei Streuung an geladenen Störstellen $\alpha \sim \omega^{-3}$. Bei der Reflexion an Halbleiterflächen führen die optischen Eigenschaften freier Ladungsträger zum Auftreten der → Plasma-Resonanz-Reflexion.

Metamagnetismus, Erscheinung bei einigen Antiferromagnetika, die aus ferromagnetisch geordneten, in der Schichtebene magnetisierten Schichten bestehen, die untereinander antiferromagnetisch durch Dipolkräfte oder Superaustausch gekoppelt sind. Wird ein starkes äußeres Feld parallel zur Schichtebene angelegt, so klappen die magnetischen Momente in Feldrichtung, was zu einem ferromagnetischen Zustand führt. M. zeigen z. B. Kobalt(II)-chlorid, Eisen(II)-chlorid, -bromid und -karbonat.

Metametalle, tiefschmelzende Schwermetalle, deren Kristallgitter eine etwas geringere Symmetrie aufweist (Koordinationszahlen 8, 6, 4) als das der echten (Ortho-) Metalle (Koordinationszahlen 12 oder 8). Die spezifischen Leitfähigkeiten der M. liegen mit 10^4 bis 10^5 niedriger als bei den (Ortho-) Metallen, aber weit über den Werten der Halbmetalle. Die Hydroxide der M. sind amphoter, aber bevorzugt schwach alkalisch. Zu den M.n zählen Zink, Gallium, Kadmium, Indium, Quecksilber, Thallium und Blei. Zinn weist eine metametallische und eine halbmetallische Modifikation auf (weißes und graues Zinn). Mitunter wird auch Beryllium zu den M.n gerechnet und Gallium zu den Halbmetallen.

metastabile Phase, *Ostwald-Miers-Bereich,* Zustand eines Stoffes, der als übersättigte oder unterkühlte Phase vorliegt, ohne daß die neue Phase gebildet wird. Übersteigt die Übersättigung oder Unterkühlung einen kritischen Wert, die *metastabile Grenze*, so geht der metastabile Zustand in den labilen über, und es bildet sich eine neue Phase. Fügt man der metastabilen Phase Kondensations- oder Kristallisationskerne hinzu – z. B. in der Nebelkammer –, dann braucht die metastabile Grenze nicht überschritten zu werden. Nach der Theorie der Keimbildung (→ Kristallkeim) ist der Phasenübergang stetig, er wird an der metastabilen Grenze auf Grund eines schnellen Anwachsens der Keimbildungshäufigkeit mit der Übersättigung sichtbar, während im metastabilen Zustand die Keimbildungshäufigkeit Null ist.

metastabile Zustände, relativ langlebige angeregte Zustände von Kernen, Atomen, Molekülen oder auch Festkörpern, deren Zerfall durch → Auswahlregeln verboten wird. Sie sind dennoch nicht vollständig stabil, da die Auswahlregeln meist nicht streng bzw. nur für einen Zerfalls- (Strahlungs-) Prozeß gelten, der normalerweise den Hauptprozeß bildet und schwächere Übergänge überdeckt.

Metatheorie, die einer mathematischen Theorie übergeordnete Theorie, die aussagt, was die mathematischen Symbole bedeuten und wie sie den physikalischen Größen zuzuordnen sind. Die M. einer Theorie bestimmt deren (mögliche) Interpretationen. Es kann durchaus sein, daß eine M. logisch fehlerfrei (und mit der entsprechenden Theorie prinzipiell verträglich), aber empirisch falsch ist, d. h. eine zwar mögliche, aber durch die Natur nicht realisierte Interpretation liefert.

Meteor *n*, die beim Eindringen eines → Meteoriten in die Erdatmosphäre hervorgerufene Leuchterscheinung. M.e mit → Helligkeiten schwächer als -4^m werden *Sternschnuppen* genannt, die helleren *Feuerkugeln*. Beim Eindringen eines Meteoriten in die Erdatmosphäre werden durch die auftreffenden Luftmoleküle Atome herausgeschlagen, die angeregt oder ionisiert werden. Dadurch kommt das *Meteorleuchten* zustande. Die Teilchen, die Sternschnuppen verursachen, haben einen Durchmesser von etwa 1 mm bis 1 cm und verdampfen in Höhen von etwa 90 bis 100 km über der Erdoberfläche. Die größeren Teilchen, die Feuerkugeln erzeugen und von nachleuchtenden Schweifen begleitet sind, erreichen Höhen von etwa 10 bis 50 km, gelegentlich fallen sie auch auf die Erdoberfläche. Die Temperaturen, die bei der aerodynamischen Bremsung auftreten, werden auf etwa 3000 K geschätzt. Neben den Abschmelzvorgängen kommt es manchmal auch zur Explosion der Meteoriten.

Helle und schwächere M.e sind nicht gleich häufig; Feuerkugeln sind wesentlich seltener als Sternschnuppen. Mit bloßem Auge sichtbare M.e treten in jeder Nacht auf, ganze Meteorströme dann, wenn die Erdbahn die Bahn eines schon ziemlich stark aufgelösten Kometen

schneidet, dessen Auflösungsprodukte in die Erdatmosphäre eindringen.

Meteorit, ein von außen in die Erdatmosphäre eindringender Kleinkörper, der dabei ganz oder teilweise verdampft und so eine als → Meteor bezeichnete Leuchterscheinung verursacht. Die kleinsten M.e sind staubartige Teilchen mit Massen von 10^{-6} g. Je größer die Masse eines M.en ist, desto tiefer kann er in die Erdatmosphäre eindringen, bevor er verdampft oder explodiert (→ Meteor). Nur relativ große M.e erreichen die Erdoberfläche. Haben die M.e Massen von mehr als 1 t, so verursachen sie beim Aufschlag auf die Erde Krater. Der größte bisher gefundene M. hat eine Masse von 60 t.

Nach der Zusammensetzung unterscheidet man *Eisenmeteorite* mit durchschnittlich 91% Eisen- und 8% Nickelgehalt und *Steinmeteorite*, die im Mittel unter anderem 42% Sauerstoff, 20,6% Silizium, 15,8% Magnesium und 15,6% Eisen enthalten. Es existieren aber auch Übergangsformen, z. B. die *Stein-Eisen-M.e*. Bei Meteoritenfällen werden Steinmeteorite am häufigsten beobachtet, sie machen etwa 93% aus. Betrachtet man aber die Meteoritenfunde, bei denen keine Meteorerscheinungen beobachtet wurden, so sind die Eisenmeteorite mit 66% häufiger, da sie weniger schnell verwittern. Für Steinmeteorite ergeben sich anhand radioaktiver Zerfallsprozesse Alterswerte von 1 bis 4 Milliarden Jahren, bei Eisenmeteoriten bis 6 Milliarden Jahre, wobei als Alter die Zeit seit der Verfestigung zu verstehen ist.

Meteorograph, Gerät zur automatischen Registrierung von zwei oder mehr meteorologischen Elementen in der freien Atmosphäre. M.en besitzen gewöhnlich Meßwertgeber für Druck, Temperatur und Feuchte, die auf ein und derselben Schreibtrommel synchron die zeitliche Veränderung der meteorologischen Elemente aufzeichnen. In Abhängigkeit von der Art ihres Aufstieges (Drachen, Fesselballon, Flugzeug) besitzen M.en konstruktive Besonderheiten.

M.en, die während des Aufstieges ihre Meßwerte drahtlos zur Bodenstelle übertragen, nennt man → Radiosonden.

Meteorologie, die Wissenschaft von der → Atmosphäre, in der antiken Naturphilosophie Lehre von dem in der Mitte – d. h. zwischen Erde und Himmelssphäre – Schwebenden. Die M. untersucht die vornehmlich physikalischen Zustände und Prozesse, die innerhalb der Atmosphäre und in Wechselwirkung mit der festen oder flüssigen Erdoberfläche sowie mit dem kosmischen Raum ablaufen. Die zunehmend betriebene mathematische Modellierung und numerische Simulation der genannten Zustände und Prozesse ist Grundlage für ihre Vorhersage und ihre noch in den Anfängen stehende gezielte künstliche Beeinflussung.

Als beobachtende Naturwissenschaft ist die M. im wesentlichen auf die messende Erfassung der atmosphärischen Zustände und Vorgänge in situ, in der Atmosphäre selbst, angewiesen, dagegen spielen Laboratoriumsuntersuchungen insgesamt eine geringere Rolle als in der Physik. Zur theoretischen Interpretation und Verallgemeinerung ihrer Ergebnisse stützt sich die M. in erster Linie auf die Physik und deren umfangreichen mathematischen Apparat, dabei spielen angesichts des massenhaft anfallenden Datenmaterials auch die Wahrscheinlichkeitsrechnung, die mathematische Statistik und die elektronische Datenverarbeitung sowie angesichts des komplexen Charakters der untersuchten Erscheinungen in Zukunft auch die Systemtheorie und die Kybernetik eine besondere Rolle.

Innerhalb der M. lassen sich nach unterschiedlichen Gesichtspunkten zahlreiche Teilgebiete abgrenzen. Theoretische Grundlage der M. ist die → physikalische Meteorologie. Nach der Arbeitsmethode kann unterschieden werden zwischen der vorwiegend phänomenologisch-beschreibenden *allgemeinen M.*, der *theoretischen M.* (wenig zutreffend auch *dynamische M.* genannt) und der *experimentellen M.* Während die *synoptische M.* mittels spezieller Methoden der gleichzeitigen Erfassung und Darstellung die raum-zeitliche Verteilung atmosphärischer Zustände und den Ablauf atmosphärischer Prozesse unter der besonderen Zielstellung ihrer Vorhersage untersucht (→ Wetter, → Wettervorhersage), befaßt sich die *Klimatologie* mit dem Studium des mittleren Zustandes und des durchschnittlichen Verlaufs der Vorgänge in der Atmosphäre (→ Klima). Eine unmittelbare Nutzanwendung meteorologischer Kenntnisse und Informationen in verschiedenen anderen Wissenschaften bzw. Zweigen der gesellschaftlichen Praxis erfolgt in der angewandten M., zu der unter anderem *Agrarmeteorologie*, *Forstmeteorologie*, *Humanbiometeorologie*, *Flugmeteorologie*, *Hydrometeorologie* und *technische M.* gehören, von denen einige bereits weiter unterteilt werden.

Andere Einteilungsprinzipien beziehen sich auf die räumliche Ausdehnung der untersuchten Phänomene (*Mikrometeorologie*, *Mesometeorologie*, *Makrometeorologie*), Besonderheiten der Unterlage (*maritime M.*, *Gebirgsmeteorologie*) bzw. der geographischen Lage (*Polarmeteorologie*, *tropische M.*) oder auf spezielle Beobachtungsmittel (*Radarmeteorologie*, *kosmische M.*, → Radar, → Wettersatellit). Speziell mit der reinen Atmosphäre befaßt sich die *Aerologie*. Die Physik der Hochatmosphäre wird wegen der qualitativen Besonderheiten der dort herrschenden physikalischen Zustände und Prozesse meist nicht zur M. im engeren Sinne gerechnet (→ Aeronomie).

meteorologische Optik, svw. atmosphärische Optik.

Meter, m, SI-Grundeinheit der Länge. Vorsätze erlaubt. Das Meter wird definiert als 1 650 763,73 Vakuumwellenlängen der Strahlung, die dem Übergang zwischen den Niveaus $2p_{10}$ und $5d_5$ des Krypton-86 entspricht. Diese Definition löste 1960 die durch den Meterprototyp gegebene Definition ab, nach der 1 m der Abstand der Mittelstriche der auf diesem angebrachten Strichgruppen bei 0 °C war (→ Urmeter). Daneben hatte seit 1927 die Wellenlängendefinition als 1 553 164,13 Wellenlängen der Strahlung der roten Kadmiumlinie bei einer Temperatur von 15 °C und 760 Torr Luftdruck in trockener Luft mit einem Kohlendioxidgehalt von 0,03% und dem Dampfdruck Null für die industrielle Längenmessung gegolten. Die ursprüngliche Definition des M.s als 10^7ter Teil des Erdmeridian-

quadranter (diese Länge des Meters weicht aber um etwa 0,02% davon ab, wie spätere Nachrechnungen durch Bessel ergaben) war bereits mit der Ausgabe der Platin-Iridium-Prototype an die Signatarstaaten der Internationalen Meterkonvention im Jahre 1889 aufgegeben worden. Danach war 1 m = 443,295938 Pariser Linien.

Über die interferentielle Darstellung des M.s → Länge.

Meterkilogramm, falsche Bezeichnung für → Kilopondmeter.

Meterkilopond, → Kilopondmeter.

Meterkonvention, *Internationale M.*, seit dem 20. Mai 1875 bestehender Zusammenschluß der Staaten, die das metrische System (→ Maßsystem) der → Einheiten bzw. seit 1960 das Système International d'Unités (Symbol SI) anwenden. Die M. gilt auch heute noch. Die Anzahl der in der M. zusammengeschlossenen Staaten hat sich inzwischen mehr als verdoppelt, doch sind bei weitem nicht alle Staaten, die das SI anwenden, der M. angeschlossen.

Mindestens alle 6 Jahre finden *Generalkonferenzen für Maß und Gewicht* der Vertreter der Signatarstaaten der M. in Paris statt, auf denen über Fortschritte des SI beraten wird. Die Generalkonferenz ist in allen Fragen des Internationalen Einheitensystems die entscheidende oberste Instanz.

Ein *Internationales Komitee für Maß und Gewicht* (Comité International des Poids et Mesures, Symbol CIPM) besteht aus 18 Spezialisten der Metrologie aus 18 verschiedenen Staaten. Es tritt alle zwei Jahre zusammen und berät aktuelle metrologische Probleme. Ihre Beschlüsse müssen durch eine Generalkonferenz bestätigt werden. Im Pavillon de Breteuil in Sèvres bei Paris unterhalten die Signatarstaaten der M. für wissenschaftliche metrologische Arbeiten eine Anzahl modern ausgestatteter Speziallaboratorien, die zum *Internationalen Büro für Maß und Gewicht* (Bureau International des Poids et Mesures, Symbol BIPM) gehören, dem auch die Leitung obliegt. Außerdem bestehen noch Comités Consultatifs für spezielle Aufgaben auf bestimmten Fachgebieten, z. B. für ionisierende Strahlung.

Im Pavillon de Breteuil werden auch die internationalen Prototype aufbewahrt. Bei den Generalkonferenzen wird den Teilnehmern Gelegenheit gegeben, die Prototype zu besichtigen. Im BIPM wird nur mit angeschlossenen Kopien gearbeitet.

Meterwellen, → Frequenz.

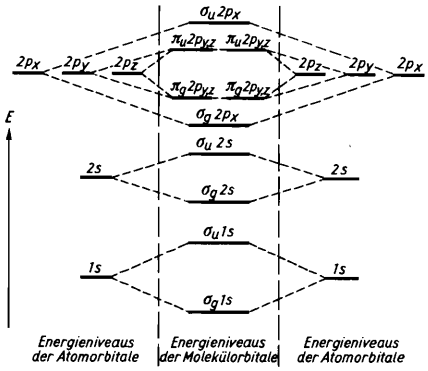
Methode der kleinsten Quadrate, → Ausgleichsrechnung.

Methode der Molekülzustände, *MO-Methode*, [engl. *m*olecular *o*rbital method], *Molekülorbitalmethode*, *Molekülbahntheorie*, *Hund-Mulliken-Methode*, besonders durch Hund, Mulliken und Lennard-Jones entwickeltes Näherungsverfahren zur Beschreibung der molekularen Bindungsverhältnisse. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Valenzelektronen unter Beachtung des → Pauli-Prinzips die durch Molekül-Einelektronenfunktionen beschriebenen Zustände (*Molekülorbitale*, *Molekülbahnen*) besetzen und sich im vereinigten Potentialfeld der Kerne und der anderen Elektronen des Moleküls bewegen. Die Ermittlung der Einelektronenfunktionen nach dem Hartree- und Hartree-Fock-Verfahren ist bei den Molekülen schwierig. Zur mathematischen Darstellung der Molekularbahnen [engl. molecular orbitals] wird die *LCAO-Methode* [engl. *l*inear *c*ombination of *a*tomic *o*rbitals] benutzt. Dabei werden die Moleküleigenfunktionen ψ_k als lineare Kombinationen von genäherten Atomeigenfunktionen (Atomorbitale) χ_p dargestellt: $\psi_k = \sum_p C_{kp}\chi_p$. Hierbei bedeuten die C_{kp} Konstanten, die ein Maß für den Beitrag der p-ten Atomeigenfunktionen χ_p zur k-ten Moleküleigenfunktion ψ_k darstellen. Diese Atomeigenfunktionen können Lösungen des Hartree-Fock-Verfahrens für das jeweilige freie Atom sein.

Für zweiatomige Moleküle mit gleichen Atomen a und b aus der 1. Periode des Periodensystems der Elemente (Li, Be, B, C, N, O, F) ergeben sich mit Hilfe der LCAO-Methode bei Berücksichtigung der empirisch bekannten Symmetrie der Moleküle (Symmetriegruppe $D_{\infty h}$) folgende (nicht normierte) Molekül-Einelektronenfunktionen:

$$\psi(\sigma_g 1s) = \chi^a(1s) + \chi^b(1s)$$
$$\psi(\sigma_u 1s) = \chi^a(1s) - \chi^b(1s)$$
$$\psi(\sigma_g 2s) = \chi^a(2s) + \chi^b(2s)$$
$$\psi(\sigma_u 2s) = \chi^a(2s) - \chi^b(2s)$$
$$\psi(\sigma_g 2p_x) = \chi^a(2p_x) + \chi^b(2p_x)$$
$$\psi(\sigma_u 2p_x) = \chi^a(2p_x) - \chi^b(2p_x)$$
$$\psi(\pi_g 2p_y) = \chi^a(2p_y) + \chi^b(2p_y)$$
$$\psi(\pi_u 2p_y) = \chi^a(2p_y) - \chi^b(2p_y)$$
$$\psi(\pi_g 2p_z) = \chi^a(2p_z) + \chi^b(2p_z)$$
$$\psi(\pi_u 2p_z) = \chi^a(2p_z) - \chi^b(2p_z)$$

Hierbei bedeuten $\chi(1s)$, $\chi(2s)$ und $\chi(2p)$ die $1s$-, $2s$- und $2p$-Atomorbitale, wobei den Atomen a und b je ein kartesisches Koordinatensystem derart zugeordnet ist, daß die y- und z-Achsen der Systeme einander parallel sind und die x-Achsen jeweils in Richtung des Partneratoms weisen. Die den Funktionen in Klammern beigefügten Symbole geben an, aus welchem Paar von Atomeigenfunktionen die betreffende Linearkombination gebildet ist und welche Symmetrieeigenschaft sie hat. Die Bezeichnung σ bedeutet, daß das Molekülorbital eine zur Kernverbindungsachse rotationssymmetrische Ladungsverteilung zeigt, während mit π diejenigen Molekülorbitale gekennzeichnet werden, die eine Knotenebene durch die Kernverbindungslinie aufweisen. Die Indizes g und u bedeuten, daß das Vorzeichen der Molekülfunktionen bei Spiegelung an der Symmetrieebene des Moleküls erhalten bleibt (g) oder sich ändert (u). Für die einzelnen Molekülzustände ermittelte man folgende Aufeinanderfolge der Energiewerte (Abb.): $E(\sigma_g 1s) < E(\sigma_u 1s) < E(\sigma_g 2s) < E(\sigma_u 2s) < E(\sigma_g 2p_x) < E(\pi_g 2p_y) = E(\pi_g 2p_z) < E(\pi_u 2p_y) = E(\pi_u 2p_z) < E(\sigma_u 2p_x)$. Die Energie der g-Zustände ist kleiner als die Energie der dazugehörigen Atomzustände, die Energie der u-Zustände dagegen größer. Wenn ein Molekül bei Besetzung eines Molekülorbitals durch ein Elektron stabiler wird, nennt man dieses Molekülorbital *bindendes Orbital* oder *bindenden Molekülzustand* und das Elektron *bindendes Elektron*. Andererseits bezeichnet man ein Molekülorbital als *lockernd*, wenn durch Be-



Energieniveauschema eines zweiatomigen Moleküls

setzung dieses Orbitals mit einem Elektron das Molekül eine geringere Stabilität erhält. Die Molekülzustände $(\sigma_g 1s)$, $(\sigma_g 2s)$, $(\sigma_g 2p_x)$, $(\pi_g 2p_x)$, $(\pi_g 2p_y)$ sind bindende Molekülzustände. Die Molekülzustände $(\sigma_u 1s)$, $(\sigma_u 2s)$, $(\pi_u 2p_y)$, $(\pi_u 2p_z)$, $(\sigma_u 2p_x)$ sind lockernde Molekülzustände. Bindende Elektronen haben eine große Ladungsdichte zwischen den Atomkernen, lockernde Elektronen dagegen eine kleine Ladungsdichte. Der Aufbau der Grundzustände der zweiatomigen Moleküle erfolgt wie der Aufbau der Grundzustände der Atome, indem – beginnend mit dem niedrigsten Energieniveau – nacheinander jedes Niveau unter Beachtung des Pauli-Prinzips mit je zwei Elektronen entgegengesetzten Spins besetzt wird. Die Zahl der Bindungen ist gleich der durch 2 geteilten Differenz der bindenden und lockernden Elektronen. Nach dieser Regel liegt im Sauerstoffmolekül eine Zweifachbindung vor, da sich von den insgesamt 16 Elektronen je zwei auf die bindenden Molekülorbitale $(\sigma_g 1s)$, $(\sigma_g 2s)$, $(\sigma_g 2p_x)$, $(\pi_g 2p_z)$ und $(\pi_g 2p_y)$ verteilen, während die lockernden Molekülorbitale $(\sigma_u 1s)$, $(\sigma_u 2s)$ mit je zwei Elektronen und $(\pi_u 2p_y)$, $(\pi_u 2p_z)$ mit je einem Elektron besetzt werden.

Die Molekülfunktionen für zweiatomige Moleküle mit verschiedenen Atomen haben in der LCAO-Näherung die Form $\psi = C_a\psi_a + C_b\psi_b$, wobei ψ_a und ψ_b die Atomeigenfunktionen sind. Es ist $C_{a,b} \neq \pm 1$. Wie bei den zweiatomigen Molekülen mit gleichen Atomen brauchen auch hier nur solche Molekülzustände berücksichtigt zu werden, die aus Atomeigenfunktionen mit etwa gleicher Energie zusammengesetzt sind.

Große Bedeutung hat die M. d. M. für die theoretische Behandlung mehratomiger Moleküle erlangt. Als besonders zweckmäßig und erfolgreich hat sich dabei die *Hundsche Methode* erwiesen, nach der die Molekülorbitale durch Linearkombination von Atomorbitalen der beiden unmittelbar an der Bindung beteiligten Atome zusammengesetzt werden. Neben der M. d. M. existiert ein zweites durch Heitler und London begründetes Näherungsverfahren zur Beschreibung molekularer Bindungsverhältnisse, die → Valenzstruktur-Methode.

Methode kleiner Schwingungen, → lineare mechanische Schwingungen.

Metrik, → Riemannscher Raum, → Minkowski-Raum.

Metriktensor, → Riemannscher Raum, → euklidischer Raum.

metrischer Fundamentaltensor, → Riemannscher Raum.

metrischer Raum, ein vollständiger linearer Raum, über dem eine *Metrik* erklärt ist, durch die zwei Elementen f und g eine reelle Zahl $\varrho(f, g)$ dergestalt zugeordnet wird, daß gilt:

a) $\varrho(f, g) \geqq 0$, wobei das Gleichheitszeichen nur für $f = g$ gilt;

b) $\varrho(f, g) = \varrho(g, f)$;

c) $\varrho(f, g) \leqq \varrho(f, h) + \varrho(h, g)$ (Dreiecksrelation).

Ein spezieller m. R. ist der → Hilbert-Raum.

metrischer Tensor, → Riemannscher Raum, → euklidischer Raum.

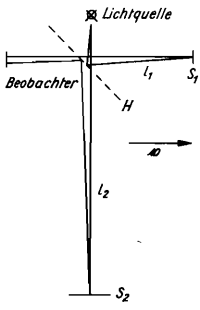
metrisches Potential, → Potential.

Metrologie, Teilgebiet der Physik, hat die Aufgabe, die wissenschaftlichen Grundlagen des Messens zu erarbeiten, die Einheitlichkeit des Messens zu sichern und die richtige Anwendung der Maße und Meßgeräte sowie der Meßverfahren zu gewährleisten. In diesem Zusammenhang wird unter Messen der unmittelbare oder mittelbare Vergleich einer vorgegebenen Größe mit einer durch Übereinkunft als Einheit festgelegten Größe gleicher Art verstanden.

Die M. läßt sich in drei Teilgebiete unterteilen, deren Aufgabe die Erarbeitung der wissenschaftlichen, technischen und gesetzlichen Grundlagen und Regelungen ist. 1) Die *Meßkunde* ist die Wissenschaft von der Theorie des Messens, von den Verfahren zur Auswertung von Meßergebnissen und von der Theorie der Meßfehler und der Grundlagen der Meßsysteme. 2) Die *Meßtechnik* ist die Technik der Meßmittel (d. h. der Maße und Meßgeräte, gegebenenfalls auch des Meßgutes), deren Eigenschaften und deren richtiger Anwendung. 3) Das *Meßwesen* ist der Teil der Organisationswissenschaft, der die Aufgabe hat, die gesetzlichen Maßnahmen zur Sicherung der Einheitlichkeit des Messens und der richtigen Durchführung von Messungen zu organisieren.

Zur M. gehören in diesem Sinne auch die Aufbewahrung von Prototypen und Etalons, z. B. des Kilogrammprototyps, der Standard-Radium-Strahlungsquellen und der Normalelemente, die Darstellung der physikalisch-technischen Einheiten durch entsprechende Etalons, z. B. Induktivitätsnormale, sowie ihrer Vielfachen und Teile durch Normale gestufter Meßunsicherheit oder durch Verfahren ihrer Darstellung, z. B. die Realisierung der Festpunkte der Temperaturskala.

Bis vor kurzem war es noch üblich, die M. nach anderen Gesichtspunkten zu gliedern, die sich teilweise mit den eingangs gegebenen etwas überschneiden. Die *allgemeine M.* umfaßt danach Aufgaben zur Lösung übergeordneter meßkundlicher und meßtechnischer Probleme allgemeiner Art, z. B. Fragen der Terminologie. Die *theoretische M.* hat die Aufgabe, das Aufstellen von Systemen von Grundgrößenarten in Zusammenhang mit den entsprechenden Einheiten zu kohärenten widerspruchsfreien Systemen vorzunehmen. Die *angewandte M.* hat meßtechnische Probleme zu lösen, insbesondere Probleme der praktischen Meßtechnik bestimmter Gebiete, die ihrerseits nach Spezialgebieten



1 Schema des Michelson-Versuchs

unterteilt werden können, z. B. Längenmeßtechnik, Wägetechnik, elektrische Meßtechnik, Hochfrequenzmeßtechnik usw. oder Meßtechnik in der Medizin, in der Landwirtschaft u. ä.

Ein weiteres Teilgebiet der M. ist die *gesetzliche M.* Ihr obliegt die Sicherung eines technisch einwandfreien Zustandes von Meßgeräten in bestimmten Bereichen des Warenumschlages im rechtsgeschäftlichen Verkehr, in der Produktion, im Gesundheitswesen, im Arbeitsschutz und Sicherheitswesen durch Eichung und periodische Nacheichung der einzelnen Meßgeräte. Ferner erstreckt sich die gesetzliche M. auf die Beglaubigung und Nachbeglaubigung solcher Meßgeräte, die als Normale verwendet werden, sowie auf die Kontrolle der Einhaltung der gesetzlichen Bestimmungen des Meßwesens, z. B. auf die richtige Angabe der Einheiten bei Warenangeboten und -abgaben.

Die Aufgaben der M. werden in der DDR vom Deutschen Amt für Meßwesen und Warenprüfung (DAMW) wahrgenommen, die meisten Aufgaben der gesetzlichen M. von den Eichämtern sowie von eigens dazu ermächtigten Prüfstellen der Industrie, z. B. die Eichung von Fieberthermometern in einem Herstellerbetrieb unter Aufsicht des DAMW.

MeV, Megaelektronenvolt, → Elektronenvolt.

MEZ, → Zeitmaße.

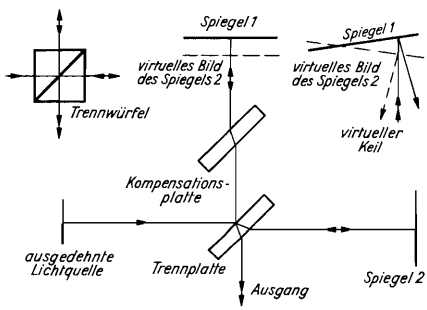
MF, → Frequenz.

MHD-Generator, svw. magnetohydrodynamischer Generator.

MHD-Triebwerk, → Raketentriebwerk.

mi, Tabelle 2, Länge.

Michelson-Interferometer, ein optisches Gerät, das von W. A. Michelson (1852 bis 1931) ursprünglich zum Nachweis der Erdbewegung relativ zum Äther entworfen wurde (→ Michelson-Versuch). Sein Aufbauprinzip wurde aber in der Folgezeit als Grundlage für zahlreiche Interferenzgeräte (z. B. Interferenzkomparatoren, Interferenzmikroskope) benutzt. Das Licht wird an einer teildurchlässig verspiegelten Trennplatte in einen reflektierten und einen hindurchgehenden Anteil aufgespalten und an den ebenen Spiegeln 1 und 2 reflektiert (Abb.). Die beiden Anteile gelangen nach Wiedervereinigung an der Trennplatte in den Ausgang; dort können die Interferenzen mit dem Auge, dem Fernrohr oder dem Mikroskop beobachtet bzw. auf einer Photoplatte festgehalten werden. Eine Kompensationsplatte dient dem optischen Wegausgleich; sie kann fortfallen, wenn man statt der Trennplatte einen Trennwürfel benutzt.



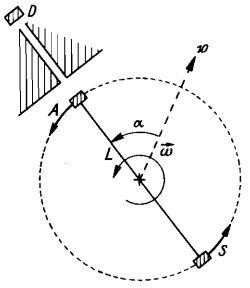
Strahlengang beim Michelson-Interferometer

Sind Spiegel 1 und das Spiegelbild von Spiegel 2 zueinander parallel, so entstehen Interferenzen gleicher Neigung im Unendlichen (virtuelle Planparallelplatte). Sind beide Spiegel etwas gegeneinander geneigt, so werden in der Nähe des so gebildeten virtuellen Keils Interferenzen gleicher Dicke erzeugt (virtueller Keil).

Michelson-Versuch, historisch experimentelle Grundlage der speziellen Relativitätstheorie. Ziel des M.-V.s ist es, die Geschwindigkeit der Erde gegen den → Äther, das Bezugssystem der isotropen Lichtausbreitung, durch Messung der Lichtgeschwindigkeit in verschiedenen Richtungen nachzuweisen. Gemessen werden Verschiebungen der Interferenzstreifen im → Michelson-Interferometer (Abb. 1).

Die Lage der Interferenzstreifen hängt von der Differenz der Zeit ab, die das Licht vom zentralen halbdurchlässigen Spiegel H zu den Spiegeln S_1 und S_2 und zurück braucht. Nach der Newtonschen Mechanik wird diese Zeitdifferenz von der Bewegung der Versuchsanordnung gegen das Isotropiesystem der Lichtausbreitung beeinflußt (→ Galilei-Gruppe). Die Zeit längs des in Bewegungsrichtung liegenden Arms ist $t = \frac{2l}{c}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1}$, die Zeit für den Arm senkrecht dazu ist $t = \frac{2l}{c}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$. Als Geschwindigkeit der Versuchsanordnung gegen das universelle Ruhsystem der Lichtausbreitung ist die Geschwindigkeit der Erde im Sonnensystem anzusetzen ($v \approx 30\ \mathrm{km\ s^{-1}}$, $v/c \approx 10^{-4}$). Die Streifen werden einmal beobachtet, wenn der Arm 1 in Bewegungsrichtung liegt, zum anderen nach Drehung der Anordnung um 90°, so daß nun der Arm 2 in Bewegungsrichtung liegt. Der Unterschied in den Zeitdifferenzen, die ja die Interferenzstreifen bestimmen, hat die Größe $\Delta(\Delta t) = \frac{l_1 + l_2}{c}\frac{v^2}{c^2} + 0\left(\frac{v^4}{c^4}\right)$. Dieser Effekt ist so groß, daß er gut beobachtbar sein müßte. Für die Erdgeschwindigkeit ist $v^2/c^2 \approx 10^{-8}$, und 10^{-15} könnte bereits nachgewiesen werden. Trotzdem wird der Effekt nicht gefunden. Man beobachtet keine Streifenverschiebung beim Drehen der Versuchsanordnung. Obwohl sich die Erde gegen das mittlere Ruhsystem des Sonnensystems bewegt, kann diese Bewegung nicht als Bewegung gegen das Isotropiesystem der Lichtausbreitung nachgewiesen werden. Mitführung des Mediums der Lichtausbreitung durch die Erde kommt wegen der entsprechenden Beobachtungen nicht in Betracht (→ Mitführungskoeffizient).

Versuch von Champeney: 1963 wurde der M.-V. in der Hinsicht verbessert, daß nicht mehr nur das harmonische Mittel der Lichtgeschwindigkeit in den einzelnen Richtungen und zurück gemessen und dann noch mit einer anderen Richtung verglichen wurde. Mit Hilfe der geringen relativen Linienbreite beim Mößbauer-Effekt kann ein einarmiger Versuch aufgebaut werden, in dem das Licht diesen Arm nur in einer Richtung durchmißt (Abb. 2). Ein Sender S und ein Absorptionsglied A rotieren in Gegenüberstellung um den Mittelpunkt der Verbindungslinie mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$. Der Detektor D mißt die Absorption bei genau einer Winkelstellung von AS. Die Absorption



2 Schema des Versuchs von Champeney und Mitarbeitern

ist ein Maß für die von A empfangene Frequenz, da sie stark frequenzabhängig ist. Bildet nun die Richtung $S-A$ den Winkel α mit der Richtung der Bewegung des Mediums der Wellenausbreitung, so ergibt sich die Laufzeit T des Signals von S nach A zu

$$T = \frac{L}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\cos\alpha + 0\left(\frac{v^2}{c^2}\right)\right),$$

wobei L der Abstand von S und A ist. Wegen der Drehung ändert sich diese Laufzeit, und die beobachtbare Frequenzänderung ist danach

$$\frac{\nu_A}{\nu_S} = \left[\frac{\mathrm{d}(t+T)}{\mathrm{d}t}\right]^{-1} = 1 - \frac{L\omega v}{c^2}\sin\alpha + 0\left(\frac{v^2}{c^2}\right).$$

Auch diese aus den Vorstellungen der Newtonschen Mechanik folgende Frequenzverschiebung wird nicht gefunden, obwohl die Genauigkeit noch größer als beim M.-V. ist: $v/c = 10^{-10}$ kann noch nachgewiesen werden.

Deutung der Versuchsergebnisse: Die Annahme, daß sich eine Länge in Bewegungsrichtung um den Faktor $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ verkürzt, sollte das negative Ergebnis des M.-V.s erklären (→ Längenkontraktion). Unter dieser Annahme kommt keine Streifenverschiebung der nachweisbaren Größenordnung zustande.

A. Einsteins viel weitergehende Hypothese der Isotropie der Lichtausbreitung und ihre Unabhängigkeit vom Bezugssystem revolutionierte die Anschauungen von Raum und Zeit. Obwohl sich die spezielle Relativitätstheorie auf den M.-V. stützt, hängt sie nicht mehr von ihm ab. Der M.-V. ist auch durch eine Reihe anderer Hypothesen erklärbar, die aber in anderen Phänomenen keine passende Erklärung liefern. Die Längenkontraktion allein kann das Ergebnis des Versuchs von Champeney nicht erklären. Dagegen hat sich die auf der Hypothese der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit aufbauende spezielle Relativitätstheorie in allen Fällen bewährt und zu neuen Erkenntnissen weit außerhalb der ursprünglichen Fragestellungen geführt.

Microstrip-Leitung, → Doppelleitung.

Miesche Theorie der Materie, die von G.Mie begründete und von anderen Autoren fortgeführte Theorie der Elementarteilchen, die die Maxwellschen Gleichungen der Elektrodynamik relativistisch invariant und nichtlinear abändert sowie die elektrische Ladung und die Masse der Elementarteilchen über ein Eigenwertproblem abzuleiten versucht. Trotz Hinzunahme von Quantenbedingungen führte diese Theorie nicht zum Erfolg.

Mie-Streuung, → Streuung B 6 b).

Migration [lat. migratio ‚Wanderung'], Bezeichnung für die gerichtete Bewegung von Partikeln molekularer oder kolloider Größe, die – im Gegensatz zur → Diffusion – unter dem Einfluß äußerer Kräfte, z. B. eines elektrischen Feldes in Elektrolytlösungen, eintritt.

Migrationslänge, *Wanderlänge*, ein wichtiger Begriff in der Theorie der Neutronendiffusion. Die M., meist mit M bezeichnet, ist definiert sowohl durch die Gleichung $M^2 = L^2 + \tau$, wobei L die → Diffusionslänge, τ das Fermialter bzw. $\sqrt{\tau}$ die ungefähre Bremslänge ist (→ ist Age-Theorie, → Neutronenbremsung), als auch durch die Gleichung $M^2 = \frac{1}{6}\,\overline{r^2}$ mit $\overline{r^2}$ als mittleres Quadrat derjenigen geradlinigen Strecke, die zwischen dem Entstehungsort eines Neutrons, z. B. einer Spaltung, und dem Absorptionsort liegt.

Mikratplatten, photographische Platten mit höchstauflösenden Schichten für extreme Verkleinerungen. Die Emulsionen für M. sind besonders feinkörnig, haben geringen Besatz mit Schleierkörnern und arbeiten sehr steil (→ photographische Schwärzung). Bei der außerordentlich geringen Korngröße ist die Empfindlichkeit niedrig. Zur Kennzeichnung der Abbildungsschärfe dient die Breite des Graubereichs bei der unter definierten Bedingungen hergestellten Abbildung einer Testkante. Sensibilisierung für das gelbgrüne Spektralgebiet gilt als günstig. M. brauchen wirksame Vorkehrungen zur Herabsetzung des Diffusions- und Reflexionslichthofes.

Mit M. hergestellten Verkleinerungen werden in der Regel in 2 Stufen gewonnen. Details der dabei aufgezeichneten Strukturen haben die Größe von wenigen nm. Bereits sehr kleine Verunreinigungen auf der Oberfläche oder im Innern der Schicht können daher Teile der Aufzeichnung undeutlich machen. Ebenso wie bei der Herstellung sind deshalb bei der Verarbeitung von M. außerordentliche Sauberkeitsvorkehrungen notwendig. Einsatzgebiete für M. → Photofabrikation.

Mikro, μ, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen $= 10^{-6}$, → Vorsätze.

Mikroaufzeichnung, *Mikrodokumentation*, die Anwendung von Mikrofilmen als Hilfsmittel der Dokumentation, Information und Rationalisierung, wobei die Originalunterlagen, wie Zeichnungen, Schriftstücke und Drucke, verkleinert in einheitliche Formen und Größe gebracht werden, um Raum zu sparen und einen schnelleren Zugriff zu ermöglichen.

Für die M. werden Filme verlangt, die neben hoher Schärfe, Feinkörnigkeit, Auflösungsvermögen und einwandfreier Kopierfähigkeit besonders widerstandsfähig gegen mechanische und chemische Beanspruchung sind. Als Aufzeichnungsmaterialien werden neben den herkömmlichen Halogensilberschichten solche aus Diazoverbindungen (→ Diazotypie), weiterhin Kalvarfilme (→ Kalvar-Verfahren), Photopolymere (→ Photopolymerisation) sowie Spezialmaterialien für Elektronenstrahlaufzeichnung verwendet. Die Filme haben eine Breite von 16 oder 35 mm, nach der Entwicklung werden sie in Klarsichttaschen u. a. eingelegt; von bes. Bedeutung sind *Mikrofilmblätter* (*Mikrofiches*) im Format A 6, auf denen neben einer Überschrift 60 Buchseiten gespeichert werden können. Zur Aufnahme dienen Mikrofilmschrittschaltgeräte, zur Entnahme der Information Lese- und Rück-

vergrößerungsgeräte, zur Aufbewahrung speziell konstruierte Mikrofiche-Speicheranlagen; jeder Mikrofiche trägt an festgelegter Stelle als Adresse eine Zahl, durch Sucheinrichtungen wird in Großspeichern eine Zugriffszeit unter 5 Sekunden erreicht.

Mikrodosimetrie, → Dosimetrie.

Mikroelektronik, ein Gebiet der Elektronik, das sich mit der Entwicklung und Anwendung kleinster Bauelemente für elektronische Schaltungen befaßt. In einer ersten Entwicklungsstufe entfallen zunächst die Zuleitungen zu den einzelnen Bauelementen, die Form der Bauelemente wird durch die Trägerplatte, das → Substrat, bestimmt. Eine weitere Verkleinerung bringt die *Funktionsblockmethode*, bei der die Funktion einer Schaltung oder Baugruppe — weitgehend unter Verwendung von Halbleiterbauelementen — in einem einzigen *Funktionsblock* verrichtet wird. Innerhalb eines solchen Funktionsblockes sind keine diskreten elektronischen Bauelemente oder Schaltkreise mehr feststellbar. Man spricht deshalb auch von *morphologisch integrierten Funktionsblöcken*.

Den nächsten Schritt zur Verkleinerung stellt die → Dünnschichttechnik dar, bei der zur Herstellung mikroelektronischer Schaltkreise halbleitertechnologische Verfahren angewendet werden.

Bei der *Hybridintegration* schließlich werden sämtliche aktiven Elemente des Schaltkreises eindiffundiert. Passive Bauelemente, z. B. Widerstände und Kondensatoren, werden ebenso wie verbindende Leiterbahnen nacheinander aufgedampft. Sie können auch auf einem getrennten Substrat aufgedampft sein, wobei zwischen diesem und dem die Halbleiterbauelemente tragenden Substrat mittels Thermokompressionskontaktierung Verbindungen hergestellt werden.

Für die Bildung der passiven Bauelemente werden zwar meist Verfahren der Dünnschichttechnik angewendet. Kapazitäten können aber auch durch diffundierte → pn-Übergänge gebildet werden, die in Sperrichtung vorgespannt sind und damit eine isolierende Trennschicht bilden. Sie wirken dann wie ein Dielektrikum (Kapazitätsdiode, → Halbleiterdiode). Legierte, in Sperrichtung vorgespannte pn-Übergänge haben wegen des abrupten pn-Überganges höhere Kapazitätswerte bei relativ kleinen Sperrspannungen. Es gibt auch epitaxiale vorgespannte pn-Übergänge, die als Trennschichten bei mikroelektronischen Kondensatoren eingesetzt werden.

Leiterbahnen werden mittels Aufdampfens von Metallen im Vakuum (→ Katodenzerstäubung) oder mittels Galvanisierung unter Verwendung von Masken erzeugt. Auf Metallen wie Tantal, Tellur, Aluminium oder Niob lassen sich auch isolierende Oxidzwischenschichten mittels Elektrolyse bilden. Ferner werden Zerstäubungsverfahren angewendet (→ Festkörperschaltkreis, → Multichiptechnik).

Lit. Khambata: Einführung in die M. (dtsch Berlin 1967).

Mikrofiche, → Mikroaufzeichnung.

Mikrointerferometer, svw. → Interferenzmikroskop.

mikrokanonische Gesamtheit, → Gibbssche Statistik.

Mikrokausalität, → Kausalität, → axiomatische Quantentheorie.

Mikrometer, 1) μm, früher *Mikron* oder *My*, inkohärente Einheit der Länge, der 10^6te Teil des Meters; $1\ \mu m = 10^{-6}$ m.

2) frühere Bezeichnung für → Meßschraube.

mikromorphes Material, ein Material, bei dem jedes Körperteilchen als infinitesimaler kleiner starrer Körper, der auch einen Drehimpuls haben kann, statt als materieller Punkt angesehen wird. Danach läßt sich die klassische Theorie der elastischen Materialien auf zwei Wegen erweitern: 1) durch Einführen der mikrokinematischen Freiheitsgrade, insbesondere der lokalen Drehung (Cosserat-Kontinuum mit echten Momentenspannungen) auf der Grundlage des Cosserat-Toupinschen Theorems; 2) durch Einführen höherer Deformationsgradienten, insbesondere des zweiten Gradienten, in die Speicherenergiefunktion zu dem Zweck, die endliche Reichweite der Kohäsionskräfte zu berücksichtigen.

Mikrophoneffekt, Modulation des Elektronenstroms in einer Elektronenröhre durch mechanische Schwingungen von Röhrenteilen, insbesondere Elektroden. Diese Schwingungen können z. B. auf akustischem Wege vom Lautsprecher her angeregt werden und schaukeln sich bei ungenügender Dämpfung bis zur Selbsterregung auf, wodurch ein Pfeifton entsteht.

Mikroplatten, photographische Platten für die Aufnahme kleiner Objekte mit Mikroskop und Kamera. M. sind für das gelbgrüne Spektralgebiet sensibilisiert, weil das menschliche Auge dafür am empfindlichsten ist und die Mikroskopobjektive in der Regel dafür korrigiert sind; der Gebrauch eines Gelbgrünfilters gibt optimale Voraussetzungen für die visuelle Scharfeinstellung. Für Mikroaufnahmen mit Kleinbildfilmen eignen sich Schwarzweiß- und Colormaterialien mit guter Auflösung.

Mikropulsationen, *geomagnetische M.*, kurzperiodische Fluktuationen des geomagnetischen Feldes mit einer Periode von Sekunden- bis Minutenlänge. M. sind vorübergehende Variationen kleiner Amplitude, gewöhnlich geringer als der 10^4te Teil des geomagnetischen Hauptfeldes. Ihr zeitlicher Mittelwert ist Null. In seltenen Fällen erreichen M. eine Amplitude von einigen 10γ ($1\gamma = 10^{-9}$ Vs m^{-2}). Beobachtet werden M. a) durch direkte Aufzeichnung der Komponenten des geomagnetischen Feldes mit Hilfe hochempfindlicher Variometer und schneller Filme; b) mit Hilfe des Induktionsmagnetographen, der die zeitliche Ableitung des geomagnetischen Feldes registriert; c) über die Beobachtung von Erdströmen.

M. können in die beiden großen Klassen der regulären und irregulären M. eingeteilt werden. Die Klasse der *regulären M.*, die einen kontinuierlichen, über längere Zeit anhaltenden Verlauf haben, umfaßt alle M. mit Perioden zwischen 0,2 und 600 s. Sie werden in fünf Gruppen Pc-1 bis Pc-5 eingeteilt entsprechend den Periodenintervallen 0,2···5 s, 5···10 s, 10···45 s, 45···150 s, 150···600 s. Die Klasse der *irregulären M.* hängt mit Störungen des geomagnetischen Feldes infolge von Störungen in der Hochatmosphäre zusammen. Man unterteilt sie in die Gruppen Pi-1 mit 1···40 s Periode und Pi-2 mit 40···150 s Pe-

riode. Die verschiedenen Typen von M. weisen unterschiedliche Bandbreiten, Eintrittszeiten im Ablauf eines Tages, planetare Verteilungen und Korrelationen mit geomagnetischen Störungen auf. Dementsprechend werden unterschiedliche Mechanismen für ihre Erzeugung verantwortlich gemacht. Als solche kommen z. B. in Frage: an der Magnetopause erzeugte magnetohydrodynamische Wellen, die sich längs der magnetischen Feldlinien ausbreiten (*toroidale M.*) bzw. senkrecht zu den Feldlinien laufen (*poloidale M.*); Transformation von magnetohydrodynamischen Wellen in der Ionosphäre in elektromagnetischen Wellen; Resonanzen und Ausbreitung im Wellenleiter Erde–Ionosphäre; magnetosphärische Resonanzen; Gyroresonanzphänomene zwischen im geomagnetischen Felde eingefangenen Teilchen und elektromagnetischen Wellen wie Whistlern oder Ionenzyklotronwellen, die zur Teilchenprecipitation und damit verbundenen irregulären Änderungen in der polaren Ionosphäre führen. Letzteres ist insbesondere zur Erklärung von kurzperiodischen M. von Bedeutung.

Die Theorie der M. kann nur im Zusammenhang mit der Theorie der Mikroprozesse in der Magnetosphäre gesehen werden. M. haben daher große theoretische und experimentelle Bedeutung zur Erklärung und Sondierung magnetosphärischer Vorgänge. Mit ihrer Hilfe kann die Geschwindigkeit des Sonnenwindes, der Magnetopausenabstand, die Plasmadichte und die Alfvèn-Geschwindigkeit der Magnetosphäre gemessen werden. Neuerdings wurden M. mit Hilfe von Satelliten auch unmittelbar in der Magnetosphäre registriert.

Mikroradiographie, → Grobstrukturuntersuchung, → Röntgenstrahlmikroskopie.

Mikrorheologie, → Rheologie.

Mikroröntgenbilderzeugung, → Röntgenstrahlmikroskopie.

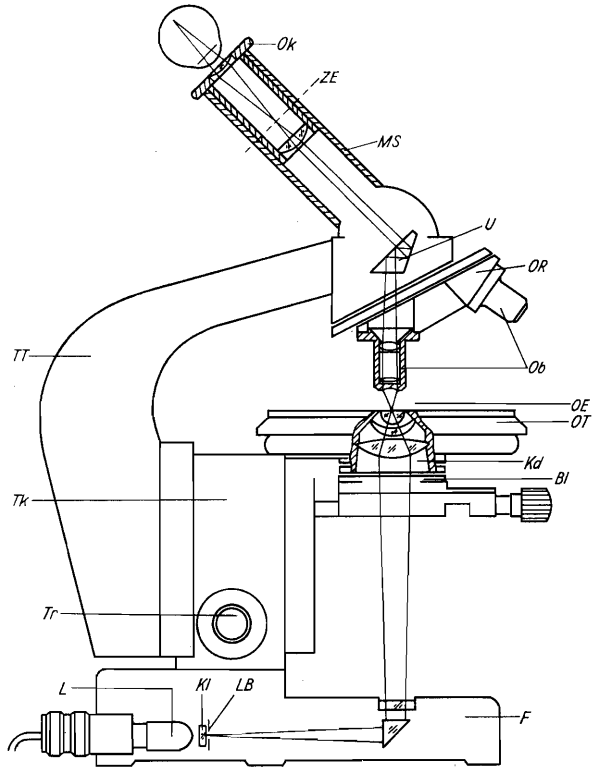
Mikroschall, svw. Hyperschall.

mikroseismische Bodenunruhe, → seismische Wellen, besonders Oberflächenwellen, die hauptsächlich durch Meereswellen, Brandung, Verkehr und Wind hervorgerufen werden. Sie stören die Aufzeichnung eigentlicher Erdbeben, so daß der Vergrößerung der Bodenbewegung natürliche Grenzen gesetzt sind. Diese Störungen lassen sich teilweise filtertechnisch unterdrücken. Ihre Stärke hängt auch vom unmittelbaren Untergrund des Beobachtungspunktes ab, was bei der Wahl des Standortes einer seismischen Station zu beachten ist. Da Böden mit starker m.r B. auch empfindlicher gegen Erdbebenwellen sind als solche mit schwacher m.r B., gestattet deren Untersuchung, die Erdbebensicherheit von verschiedenen Standorten für Industrieanlagen und andere Bauten eines Gebietes miteinander zu vergleichen und den günstigsten Standort auszuwählen.

Lit. Hardtwig: Theorien zur m.n B. (Leipzig 1962).

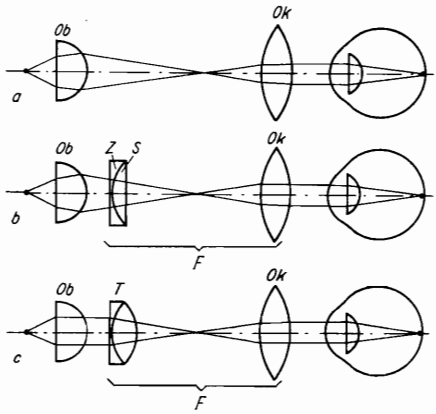
Mikroskop, ein optisches Gerät, das dem Auge kleine Gegenstände unter einem größeren Sehwinkel darbietet, als sie aus der konventionellen Sehweite erscheinen; sie werden also vergrößert abgebildet. Das M. besteht aus zwei optischen Systemen, dem Objektiv und dem Okular, einem Beleuchtungssystem und den mechanischen Teilen, die zum Halten und Führen der optischen Teile dienen. Nach der Art der Beleuchtung unterscheidet man Durchlicht- und Auflichtmikroskope.

1) Das *Durchlichtmikroskop* dient zur Beobachtung durchsichtiger (transparenter) Objekte. Aus Abb. 1 ist der Strahlengang für das Durchlichtmikroskop ersichtlich. Das Objekt befindet sich in der Objektebene *OE* auf dem Objekttisch *OT* und wird durch das Objektiv *Ob* vergrößert in die Zwischenbildebene *ZE* abgebildet. Hier wird es mit dem als Lupe wirkenden Okular *Ok* betrachtet und dadurch nochmals vergrößert. Der Beleuchtungsstrahlengang ist meist nach dem *Köhlerschen Prinzip* aufgebaut; dabei wird die Leuchtfeldblende *LB*, die vor der Kollektorlinse *Kl* angebracht ist, über den Kondensor *Kd* in die Objektebene abgebildet. Statt der eingebauten Beleuchtung kann auch eine außerhalb des M.s aufgestellte Mikroskopierleuchte verwendet werden, wenn unterhalb des Kondensors ein kippbarer Beleuchtungsspiegel vorgesehen ist. In diesem Falle wird die Lampenwendel in die untere Brennebene des Kondensors abgebildet, wo sich auch eine variable Kondensorblende *Bl* befindet. Die früher oft angewandte *kritische Beleuchtung*, bei der die Lichtquelle direkt in das Objekt abgebildet wird, setzt flächenhafte Lichtquellen (z. B. Tageslicht) voraus und gewährleistet bei den modernen Glühlampen keine gleichmäßige Ausleuchtung



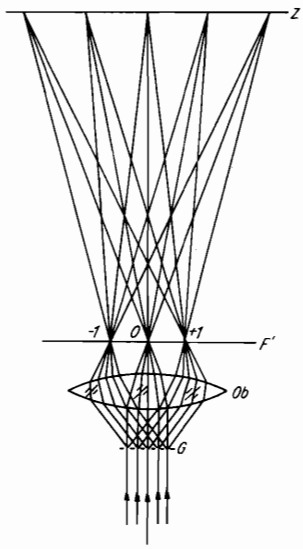
1 Mikroskop mit Schrägtubus und eingebauter Beleuchtung, Abbildungsstrahlengang. *Kl* Kollektorlinse, *L* Leuchte, *LB* Leuchtfeldblende, *F* Fuß, *Tr* Triebknöpfe (Grob- und Feintrieb koaxial), *TK* Triebkasten, *TT* Tubusträger, *Bl* Kondensorblende, *Kd* Kondensor, *OT* Objekttisch, *OE* Objektebene, *Ob* Objektive, *OR* Objektivrevolver, *U* Umlenkprisma, *MS* monokularer Schrägtubus, *ZE* Zwischenbildebene, *Ok* Okular

des Objektes. Die mikroskopische Abbildung kann nach Abbe durch Zerlegung des M.s in Lupe und Fernrohr erklärt werden (Abb. 2). In den schematischen Strahlengang des M.s (a) wird eine planparallele Platte $S + Z$ eingefügt (b), die aus einer Sammel- und einer Zerstreuungslinse zusammengesetzt gedacht ist und auf den Gesamtstrahlengang keinen Einfluß hat.



2 Zerlegung des Mikroskops in Lupe und Fernrohr nach Abbe. *Ob* Objektiv, *Ok* Okular, *Z* Plankonkavlinse, *S* Plankonvexlinse, *T* Tubuslinse, *F* Fernrohr. *a* Schematischer Strahlengang im Mikroskop, *b* Einfügung einer Planplatte nach der Auffassung von Abbe, *c* Schema eines Mikroskops nach der Abbeschen Zerlegung

Wird *Z* dem Objektiv hinzugefügt, so wird das vom Objektiv erzeugte Bild ins Unendliche verlegt. Das Okular *Ok* und *S* bilden zusammen ein Fernrohr *F*, mit dem das unendlich ferne Bild betrachtet wird. Das nach Abbe aufgebaute M. (c) besteht aus dem Objektiv *Ob* und dem Fernrohr *F*, dessen Objektiv *T* als Tubuslinse oder Tubussystem bezeichnet wird. Diese geometrisch-optische Betrachtungsweise erklärt die mikroskopische Abbildung nur in groben Zügen, für die Entstehung des mikroskopischen Bildes muß man wellenoptische Begriffe wie Interferenz und Beugung hinzuziehen. Die *Abbesche Theorie* legt für die Erklärung ein regelmäßiges Gitter mit der Gitterkonstanten *d* zugrunde, da man die mikroskopischen Objekte durch Absorptions- oder Phasengitter beschreiben kann. Die Spalte des Gitters *G* (Abb. 3) sind Erregungszentren von Kugelwellen, die das Objektiv *Ob* in verschiedenen Richtungen durchsetzen und durch Interferenz Helligkeit erzeugen; in den dazwischenliegenden Richtungen erhält man dagegen Dunkelheit. In der bildseitigen Objektivbrennebene *F'* entstehen daher Beugungsbilder 0., $\pm$1., $\pm$2., ..., $\pm m$-ter Ordnung der Lichtquelle (primäres Interferenzbild). Von den einzelnen Punkten der Beugungsbilder gehen wieder Elementarwellen aus, die im Bildraum des Objektivs miteinander interferieren (sekundäres Interferenzbild) und in der Zwischenbildebene *Z* ein Bild des Objektes erzeugen. Dieses wird um so objekttreuer sein, je mehr von dem gebeugten Licht in das Objektiv gelangt.

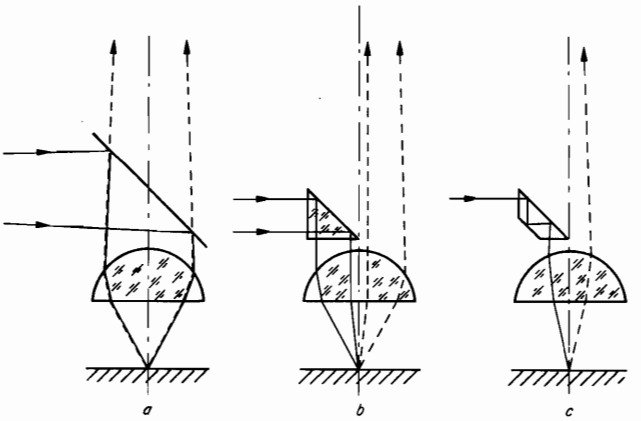


3 Zur Abbeschen Theorie. *G* Gitter, *Ob* Objektiv, *F'* hintere Objektivbrennebene, *Z* Zwischenbildebene

Die mechanische Einrichtung des M.s ergibt sich aus dem Schema der Abb. 1. Zum Scharfstellen muß der Tubus gegenüber dem Objekt mit Hilfe der Triebknöpfe *Tr* verschoben werden; je nach Konstruktion wird hierbei der Tubus oder der Tisch bewegt.

2) *Das Auflichtmikroskop* dient zum Beobachten von Oberflächen undurchsichtiger (opaker) Objekte. Bei Auflichtmikroskopen muß dafür Sorge getragen werden, daß das Licht auf das undurchsichtige Präparat auffällt. Dies geschieht durch *Illuminatoren* (auch Vertikal- oder Opakilluminatoren genannt), die das Licht durch halbdurchlässige Spiegel oder Prismen auf das Präparat lenken (Abb. 4). Diese Einrichtungen werden zwischen Objektiv und Okular — meist in den Tubus einschiebbar — angebracht oder sind mit dem Objektiv vereinigt.

Einzelne optische und mechanische Teile des M.s sind gegen andere austauschbar, um das Gerät besonderen Aufgaben anzupassen; insbesondere können die Objektive und Okulare ausgewechselt werden, wenn verschiedene Vergrößerungen gebraucht werden. Zur Auswechslung der Objektive sind heute Objektivrevolver üblich. In ihnen sind 2 bis 5 verschiedene Objektive eingeschraubt, die durch eine Drehung



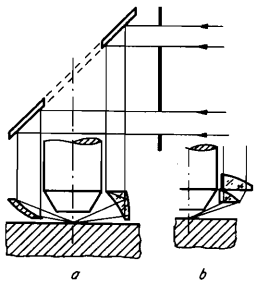
4 Auflichtilluminatoren: *a* Planglas, *b* Prisma, *c* Berek-Prisma

des Revolvers rasch nacheinander in den Strahlengang gebracht werden können.

Um die Objektive und Präparate beobachten zu können, gibt es verschiedene Verfahren der → Mikroskopie. Zur Beobachtung im polarisierten Licht wird das → *Polarisationsmikroskop* verwendet, zur Beobachtung von Phasenstrukturen das *Phasenkontrastmikroskop* (→ Phasenkontrastverfahren) bzw. das → *Interferenzmikroskop*. Das *Lumineszenz-* oder *Fluoreszenzmikroskop* macht fluoreszierende Präparate sichtbar (→ Fluoreszenzmikroskopie), das → *Ultramikroskop* wird zum Nachweis submikroskopischer Teilchen angewendet. Das *Stereomikroskop* besteht aus zwei Mikroskoptuben, die in verschiedenem Blickwinkel zum Objekt stehen und so eine stereoskopische Beobachtung mit beiden Augen ermöglichen. Davon zu unterscheiden ist der Binokulartubus, der an das normale einobjektivige M. angebracht wird. Bei diesem M. wird das vom Objektiv kommende Licht in zwei Anteile aufgespalten, die je einem Okular zugeführt werden und so die binokulare Beobachtung ermöglichen. Diese ist für die Augen weniger ermüdend als die monokulare Betrachtung.

Der Gebrauchswert des M.s wird durch zwei Größen bestimmt, die → Vergrößerung und das → Auflösungsvermögen. Beide werden im wesentlichen durch die *Apertur A* des verwendeten Objektivs bestimmt; sie ist gegeben durch $A = n \sin \alpha$, wobei α der Öffnungswinkel des Strahlenkegels ist, und kann also in Luft ($n = 1$) höchstens 1 betragen (Trockenobjektive). Für Immersionsobjektive (→ Immersionsmethoden) ergibt sich die Apertur aus dem Brechungsindex des Immersionsmittels; sie beträgt z. B. bei Verwendung von Zedernholzöl 1,4. Die maximal anwendbare Vergrößerung beim M. liegt zwischen $500 \times A$ und $1000 \times A$. Das Auflösungsvermögen hängt noch von der benutzten Lichtwellenlänge λ ab. Nach Abbe können zwei Objektpunkte noch getrennt werden, wenn sie nicht enger liegen als $\lambda/2A$, also im sichtbaren Licht ($\lambda = 0{,}4 \cdots 0{,}7\ \mu$m) $0{,}2 \cdots 0{,}5\ \mu$m. Dabei ist zu berücksichtigen, daß auch die Apertur des Kondensors von großem Einfluß ist; sie soll mindestens $^1/_3$ bis $^1/_2$ der Objektivapertur betragen. Bei Beleuchtung der Untersuchungsobjekte mit ultravioletter Strahlung (*Ultraviolettmikroskop*, $\lambda = 0{,}2 \cdots 0{,}4\ \mu$m, → Ultraviolettmikroskopie) wird eine entsprechend höhere Auflösung erzielt. Im *Elektronenmikroskop* (→ Elektronenmikroskopie) erreicht man mit den sehr kurzen Wellenlängen der Elektronenstrahlen ($\lambda \approx 0{,}05$ Å) ein extrem hohes Auflösungsvermögen.

Mikroskopie, Verfahren zum Beobachten, Sichtbarmachen oder Untersuchen mikroskopischer Objekte mit Hilfe des Mikroskops. In optischer Hinsicht unterscheiden sich die Verfahren der M. zunächst durch verschiedene Beleuchtungsmethoden. Bei der *Durchlichtmikroskopie* durchdringt das Licht das Objekt, bei der *Auflichtmikroskopie* wird in dem vom Objekt reflektierten Licht beobachtet (→ Mikroskop). Dringt das gesamte beleuchtende Licht in das Objektiv ein, spricht man von *Hellfeldmikroskopie*; die Objekte erscheinen dann hell auf dunklem Grund. Beide Verfahren können sowohl in der Durchlicht- als auch in der Auflichtmikroskopie Anwendung finden, wobei verschiedene Kondensoren in den Beleuchtungsstrahlengang eingesetzt werden. Behelfsmäßig läßt sich bei Durchlichtbeobachtungen der normale Hellfeldkondensor durch Einsetzen geeigneter Blenden in die Brennebene für Dunkelfeldbeobachtung verwenden. Für Auflichtdunkelfeldkondensoren gibt es verschiedene Ausführungsformen (Abb. 1) mit



1 Auflichtdunkelfeldkondensoren: *a* zwei verschiedene Ausführungsformen für Ringspiegelkondensoren, linke und rechte Seite des Bildes; *b* Ringlinsenkondensor

Ringspiegeln oder Ringlinsen, die in der Mitte zur Aufnahme des Objektivs durchbohrt sind.

Man unterscheidet Objektstrukturen, welche die Amplitude des durchgehenden Lichtes beeinflussen (Amplitudenstrukturen), und solche, die nur die Phase des Lichtes ändern (Phasenstrukturen). Die Amplitudenstrukturen verlangen häufig die Anwendung von Färbemethoden, um im Hellfeld besser beobachtbar zu werden. Phasenstrukturen sind im Hellfeld kaum sichtbar (z. B. biologische Dünnschnitte, lebende Zellen u. dgl.) und müssen durch besondere Verfahren (→ Phasenkontrastverfahren) sichtbar gemacht oder mit besonderen Geräten (→ Interferenzmikroskop, → Polarisationsmikroskop) untersucht werden. In vielen Fällen ist man auch in der Dunkelfeldmikroskopie in der Lage, Phasenstrukturen nachzuweisen. Spezielle optische Verfahren der M. sind die → Immersionsmethoden, die → Ultraviolettmikroskopie, die → Fluoreszenzmikroskopie und neuerdings auch die Mikroskopie mittels rekonstruierter Wellenfronten (→ Gabor-Verfahren). Mit dem → Ultramikroskop können auch Teilchen nachgewiesen werden, die unter der Auflösungsgrenze (→ Auflösungsvermögen 1) des Mikroskops liegen.

Die Untersuchungsobjekte werden meist auf einem Objektträger befestigt und in der Durchlichtmikroskopie mit einem dünnen Deckglas bedeckt. Die Objekte müssen zur Beobachtung meist präpariert werden; dies gilt insbesondere für biologische und medizinische Präparate, die fixiert (d. h. in einen dauerhaften Zustand übergeführt), entwässert, eingefärbt, eingebettet, geschnitten (Mikrotomie) und befestigt werden. Von Mineralen werden Dünnschliffe oder Anschliffe angefertigt. Zum Halten bestimmter Objekte oder zum Ausführen bestimmter Bewegungen werden Mikromanipulatoren verwendet, die auch bei stärksten Vergrößerungen gestatten, die Objekte in die richtige Lage zu bringen. Zur Untersuchung lebender Objekte in bestimmter Umgebungstemperatur benutzt man

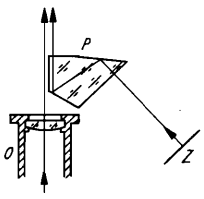
Temperaturregler in heizbaren Objekttischen (Heiztische).

Zur Längenmessung mikroskopischer Objekte werden Okular- und Objektmikrometer verwendet. Das *Okularmikrometer* ist ein Strichplättchen mit Intervallteilung, das in Verbindung mit einem Meßokular steht; es ist dort am Ort des Objektbildes eingelegt. Man mißt nicht am Objekt selbst, sondern am Objektbild, so daß die gemessene Größe noch mit dem Mikrometereichwert multipliziert werden muß. Dieser muß mit einem *Objektmikrometer* ermittelt werden, d. i. ein Glasträger mit Teilung, der wie ein Präparat auf den Objekttisch gelegt wird.

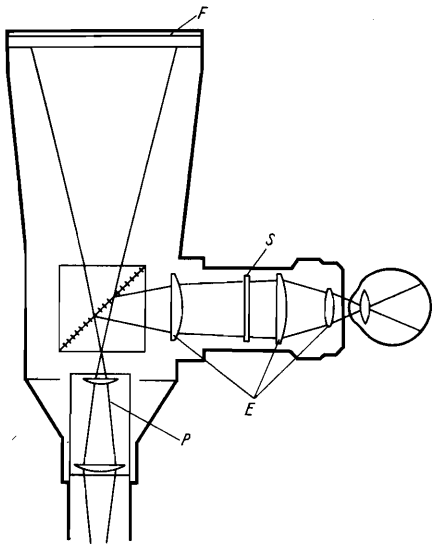
Zur Flächenmessung werden *Okularnetzmikrometer* angewandt.

Winkelmessungen können entweder mit drehbaren Objekttischen ausgeführt werden, die eine Gradeinteilung mit Noniusablesung haben, oder mittels Goniometerokulars, dessen Fadenkreuz meßbar gedreht werden kann.

Für die photographische Aufnahme des mikroskopischen Bildes werden Aufsatzkameras verwendet, die durch Zwischenstücke fest mit dem Mikroskop verbunden werden; es handelt sich meist um Plattenkameras (Abb. 2). Am Kameraansatzstück ist meist ein Beobachtungsokular (Einstellfernrohr) vorgesehen, mit dem die Scharfstellung des Objektes kontrolliert werden kann. Viele Aufsatzeinrichtungen ermöglichen auch die Verwendung von normalen Kleinbildkameras (ohne Kameraobjektiv). In gleicher Weise können auch mikrokinematische Aufnahmen von Bewegungsvorgängen im Objekt hergestellt werden. Die Wahl des Schwarz-Weiß-Materials hängt von der Farbe des beleuchtenden Lichtes ab.



3 Zeichenprisma. *O* Spezialokular, *P* Prisma, *Z* Zeichenbrett



2 Aufsatzkamera (Plattenkamera). *P* Projektiv, *E* Einstellfernrohr, *S* Strichplatte, *F* Filmebene

Zur Hervorhebung bestimmter farbiger Objektstrukturen dienen Kontrastfilter von der gleichen Farbe im Beleuchtungsstrahlengang; zur Unterdrückung solcher Strukturen beleuchtet man mit der Komplementärfarbe. Zur Anpassung des Lichtstroms an die spektrale Empfindlichkeit des Aufnahmematerials müssen Kompensationsfilter benutzt werden. Für Aufnahmen im monochromatischen Licht dienen Monochromatfilter (Interferenzfilter). Bei der Mikrofarbenphotographie muß weißes Licht verwendet werden. Die Belichtungszeit kann entweder durch Probeaufnahmen ermittelt oder einfach mit einem Belichtungsmesser bestimmt werden, wenn dieser nach Probeaufnahmen geeicht ist. Den Abbildungsmaßstab in der Aufnahmeebene erhält man, wenn man die Mikroskopvergrößerung mit einem Verhältnisfaktor multipliziert. Dieser Faktor ist der Quotient aus der optischen Kameralänge (gemessen von der Austrittspupille des Okulars bis zur Auffangebene) und der konventionellen Sehweite von 250 mm.

Bei der Mikroprojektion (zu Demonstrationszwecken) wird das aus dem Mikroskop austretende Bild durch ein über dem Okular angebrachtes Projektionsprisma auf die Projektionsfläche geworfen. Dieses Verfahren erfordert starke Lichtquellen und Spezialokulare.

Zeichnungen können mittels eines Zeichenprismas (Abb. 3) vom mikroskopischen Bild angefertigt werden. Diese optische Einrichtung wird anstelle des Okulars am Mikroskoptubus angebracht und besteht aus einem Spezialokular und einem Prisma. Man bringt das Auge so nahe an das Gerät, daß man gleichzeitig das Präparat im Mikroskop und die Spitze des Zeichenstiftes sieht, die auf dem schräg geneigten Zeichenbrett die Konturen des Objektes nachzeichnet.

mikroskopische Beschreibung, → phänomenologische Beschreibung.

Mikrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Mikrowellen, → Frequenz.

Mikrowellendiagnostik, → Plasmadiagnostik.

Mikrowellenerwärmung, die elektrische Erwärmung im Mikrowellenfeld, dessen Energie bei der Ausrichtung (dielektrische → Polarisation) natürlicher polarer Moleküle (z. B. Wassermoleküle) im dielektrischen Stoff in Wärmeenergie umgewandelt wird. Ist der Imaginärteil ε_r'' der komplexen Dielektrizitätskonstanten $\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r''$ des betrachteten Stoffes innerhalb des bestrahlten Volumens V konstant, so betragen die Wirkverluste je Zeiteinheit, d. i. die im Dielektrikum umsetzbare HF-Leistung, allgemein $P_{\text{Verl}} = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' \int_V |\vec{E}|^2 \, dV$. Speziell im homogenen Feld beträgt dementsprechend die räumliche Wirkleistungsdichte der umgesetzten Mikrowellenenergie $N = \omega\varepsilon_0\varepsilon_r'' |\vec{E}|^2 = 2\pi\nu E^2\varepsilon_0\varepsilon_r' \tan\delta$. Es bedeuten $\omega = 2\pi\nu$ mit ν als Mikrowellenfrequenz, δ den dielektrischen Verlustwinkel des bestrahlten Materials, ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke. Die Erwärmungsgeschwindigkeit dT/dt ergibt sich aus $V \cdot N(t_2 - t_1) = V \cdot N \cdot \Delta t = W = m \cdot c\,(T_2 - T_1) = m \cdot c \cdot \Delta T$, worin W die Wärmeenergie und V das erwärmte Volumen bedeutet, nach vollzogenem Grenzübergang $\Delta T/\Delta t \to dT/dt$ zu $\frac{dT}{dt} = \frac{V \cdot N}{m \cdot c} = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r' \cdot \tan\delta \cdot E^2 \cdot \nu}{\varrho \cdot c}$. In der Praxis wird für die Leistungsdichte häufig die folgende Formel

$N = 0{,}556 \cdot 10^{-12}\, \varepsilon_r'' E^2 \cdot \nu$ benutzt, wobei N in W/cm³ erhalten wird, wenn man ν in Hz und E in V/cm einsetzt. Die zur Erwärmung umgesetzte Leistungsdichte wächst also proportional der Frequenz der eingestrahlten Welle und proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke, deren Erhöhung infolge der Durchschlagsfestigkeit des zu erwärmenden Stoffes Grenzen gesetzt sind, so daß der Erwärmungsprozeß nur durch eine Frequenzerhöhung optimiert werden kann, zumal der Verlustfaktor im allgemeinen mit steigender Frequenz auch zunimmt. Deshalb gewinnen die Mikrowellen mit ihren hohen Frequenzen im Gigahertzbereich seit der Erstellung von leistungsfähigen Generatoren (Dauerstrichmagnetrons) zunehmende Bedeutung zur schnellen Erwärmung von tiefgefrorenen Speisen in Mikrowellenherden, zum Trocknen bzw. Aushärten von Kunststoffen in Taktstraßen und neuerdings auch im Bergbau zum thermischen Zersprengen von Gestein.

Lit. H. Püschner: Wärme durch Mikrowellen (dtsch Eindhoven 1964).

Mikrowellen-Gasspektroskopie, eine Methode der Mikrowellenspektroskopie, mit deren Hilfe die Rotationsspektren molekularer Gase und die Inversionsspektren einiger Moleküle, z. B. des Ammoniaks NH_3, untersucht werden. Die M.-G. umfaßt einen Wellenlängenbereich, der sich vom dm- und cm-Gebiet bis an das Ultrarotgebiet erstreckt. Sie liefert wichtige Aussagen über Molekülstrukturen. Mit Hilfe der M.-G. ist es möglich, Atomabstände und Bindungswinkel in Molekülen, Kernspins und Kernquadrupolmomente, elektrische Molekülдipolmomente, Isotopenmassen u. a. zu bestimmen. Die M.-G. ist der Ultrarotspektroskopie hinsichtlich Auflösungsvermögen und Genauigkeit der bestimmten Parameter weit überlegen. Sie wird eingesetzt zur Untersuchung von *Rotationsspektren* zwei- und mehratomiger Moleküle, die stets dann auftreten, wenn die Moleküle ein elektrisches oder magnetisches Dipolmoment aufweisen. Durch Wechselwirkung mit diesem permanenten Dipolmoment ist das elektromagnetische Feld der Mikrowellenstrahlung in der Lage, Übergänge zwischen den Rotationszuständen der Moleküle hervorzurufen. Beim Übergang von einem Rotationszustand mit der Energie E^1_{rot} zu einem energetisch höher gelegenen Zustand der Energie E^2_{rot} absorbiert ein Molekül die Differenzenergie $E^2_{rot} - E^1_{rot}$ aus dem Mikrowellenfeld. Diese Absorption läßt sich mikrowellentechnisch nachweisen. Um einen solchen Übergang zu induzieren, muß die Frequenz ν der Mikrowellenstrahlung der Bedingung $h\nu = E^2_{rot} - E^1_{rot}$ genügen. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Der Schwingungs- und Elektronenzustand des Moleküls ändert sich bei einem Rotationsübergang nicht.

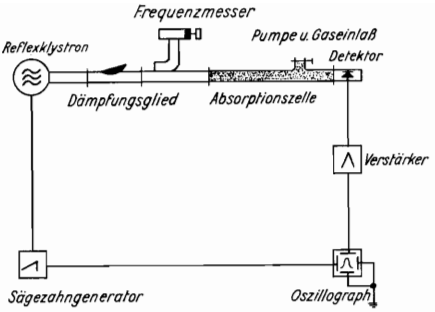
Fast alle Untersuchungen der M.-G. sind an Molekülen mit einem *elektrischen Dipolmoment* vorgenommen worden. Die Übergänge zwischen den Rotationszuständen und damit die Energieabsorption erfolgen hierbei durch Kopplung des rotierenden elektrischen Dipolmoments mit den elektrischen Komponenten des Mikrowellenfeldes. Das Sauerstoffmolekül O_2 ist eines der wenigen Beispiele, bei denen Rotationsspektren infolge eines *magnetischen Molekülдipolmoments* auftreten.

Beim *Inversionsspektrum von Ammoniak* spalten die Rotations- und Schwingungszustände des NH_3-Moleküls in *Inversionsdubletts* auf (→ Spektren mehratomiger Moleküle). Das Rotationsspektrum des NH_3 liegt im Ultraroten (Übergänge $\Delta J = +1$, $\Delta K = 0$). Im Mikrowellengebiet ist es infolge der geringeren Quantenenergien möglich, Übergänge zwischen den Inversionsniveaus eines Rotationsterms nachzuweisen ($\Delta J = 0, \Delta K = 0$). Zu jedem Rotationsniveau J_K gehört ein Inversionsübergang, den man in der Form J, K kennzeichnet. Die 3,3-Linie mit einer Frequenz von 23870,13 MHz ist die intensive Linie des NH_3-Inversionsspektrums. Sie wird zur Steuerung von Molekülуhren und beim NH_3-Maser ausgenutzt.

Zeeman- und Stark-Effekt der Rotationslinien. Zum gesamten magnetischen Moment eines Moleküls tragen die Spin- und Bahnmomente der Elektronen, die magnetischen Kernmomente und das durch die Molekülrotation entstehende magnetische Rotationsmoment bei. Bringt man die rotierenden Moleküle in ein äußeres Magnetfeld, so können die magnetischen Momente der Moleküle infolge der Richtungsquantelung bezüglich dieses Feldes bestimmte diskrete Orientierungen einnehmen. Den verschiedenen Orientierungen entsprechen unterschiedliche Energiebeträge, die das Molekül zusätzlich zu seiner Rotationsenergie erhält. Die dadurch entstehende Aufspaltung der Rotationslinien bezeichnet man als *Zeeman-Effekt*. Werden die Moleküle einem elektrischen Feld ausgesetzt, so tritt ein analoger Effekt ein. Die verschiedenen möglichen Orientierungen ergeben unterschiedliche Energien, die das elektrische Molekülдipolmoment im elektrischen Feld erhält. Die dadurch hervorgerufene Aufspaltung der Linien heißt *Stark-Effekt*. Zeeman- und Stark-Aufspaltungen liefern zusätzliche Informationen über die Molekülstrukturen und erleichtern oft die Linienzuordnung.

Hyperfeinstruktur der Molekülrotationslinien. Vor allem durch magnetische Kopplung der Atomkerne des Moleküls mit den magnetischen Feldern der Molekülrotation tritt eine Hyperfeinstrukturaufspaltung der Rotationslinien auf, die zur → Hyperfeinstruktur in Atomen analog ist. Die *Linienbreite* der Absorptionslinien bei der M.-G. wird durch eine Reihe von Faktoren bestimmt, z. B. durch die Sättigungsverbreiterung infolge zu großer Mikrowellenleistung und durch Zusammenstöße der Moleküle mit den Wänden der Absorptionszelle und untereinander (Druckverbreiterung).

Experimentelle Technik. Im Prinzip besteht ein Mikrowellenspektrometer zur Untersuchung der Absorptionslinien der Moleküle aus drei Teilen: einem frequenzvariablen Mikrowellengenerator, z. B. einem Reflexklystron, einer Absorptionszelle, in der sich das zu untersuchende Gas befindet, und einem Detektorglied, z. B. einer Diode, das die erfolgte Absorption von Mikrowellenenergie anzeigt. Das Spektrometer muß mittels Bauteilen der Mikrowellentechnik aufgebaut werden. Zur Übertragung der Mikrowellen werden Hohlleiter benutzt.



Blockschaltbild eines einfachen Mikrowellenspektrometers

Die Abb. zeigt das Blockschaltbild eines einfachen Spektrometers. Durch einen Sägezahngenerator wird die Klystronfrequenz moduliert und damit die Absorptionslinie abgetastet. Am Detektor erscheint dann mit der Frequenz des Sägezahngenerators periodisch das Absorptionssignal, das nach einer Verstärkung auf dem Oszillographen sichtbar gemacht wird. Als Absorptionszellen dienen abgedichtete Hohlrohrstücke, die einige Meter lang sein können. In ihnen befindet sich das zu untersuchende Gas bei Drücken von 1 bis 10^{-5} Torr. Oft werden die Absorptionszellen durch Hohlraumresonatoren ersetzt. An Stelle der Frequenzmodulation des Klystrons zum Signalnachweis kann unter Ausnutzung des Stark-Effekts eine Stark-Modulation treten.

Lit. Maier: Die Mikrowellenspektren molekularer Gase und ihre Auswertung, in: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd 24 (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1951).

Mikrowellenrauschen des Plasmas, → Rauschen III).

Mikrowellenröhren, Elektronenröhren für Frequenzen, bei denen der Laufwinkel, d. h. das Produkt aus Kreisfrequenz und Laufzeit nicht mehr klein gegen 1 ist, d. h. die Beziehungen $\omega\tau \ll 1$ bzw. $\omega \ll \frac{1}{\tau}$ nicht erfüllt sind. Die M. werden eingeteilt in → Scheibenröhren und → Laufzeitröhren. Spezielle M. sind auch die → Maser.

Mikrowellenschall, svw. Hyperschall.

Mikrowellenspektroskopie, ein Teilgebiet der Hochfrequenzspektroskopie. Die bei der M. nachgewiesenen Quantenübergänge liegen in einem Wellenlängenbereich, der bei Wellenlängen von weniger als 1 mm – also dem langwelligen Ultrarot – beginnt und sich bis ins Dezimeterwellengebiet erstreckt. Im weiteren Sinne umfaßt die M. die → Mikrowellen-Gasspektroskopie, bei der Rotations- und Inversionsübergänge von molekularen Gasen unter geringem Druck beobachtet werden, die → paramagnetische Elektronenresonanz, die Übergänge zwischen den verschiedenen Einstellungen der magnetischen Momente unpaariger Elektronen in einem äußeren Magnetfeld untersucht, sowie die speziellen Formen der → ferromagnetischen Resonanz und der → antiferromagnetischen Resonanz. Weiterhin gehört zur M. die → *Zyklotronresonanz*. Hierbei wird die Absorption von elektromagnetischer Energie durch die Elektronen und Löcher in Halbleitern und Metallen im äußeren Magnetfeld beobachtet. Im engeren Sinne versteht man unter M. oftmals nur die Mikrowellen-Gasspektroskopie.

Mikrowirbelstrom, → Wirbelstrom.

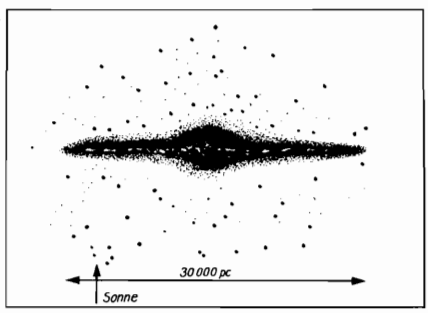
Mikrozustand, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

mil, Tabelle 2, Länge.

Milchstraße, schwach leuchtendes, unregelmäßig begrenztes Band, das den Himmel annähernd in einem Großkreis umspannt. Es wird durch eine große Menge Sterne und leuchtende interstellare Materie hervorgerufen, die wegen der geringen scheinbaren Helligkeit vom Auge nicht als Einzelobjekte wahrnehmbar sind. Alle Objekte der M. gehören zum → Milchstraßensystem.

Milchstraßensystem, *Galaxis*, ein Sternsystem, dem neben der Sonne etwa 10^{11} Sterne sowie große Mengen interstellarer Materie angehören Das M. bildet im wesentlichen eine diskusähnliche Scheibe mit einem Durchmesser von etwa 30 kpc. Es besitzt einen zentralen Kern von hoher Sterndichte, der eine Dicke von etwa 5 kpc hat. Die Sonne befindet sich rund 10 kpc vom Zentrum, aber nur etwa 15 pc von der Symmetrieebene der Scheibe entfernt. Einzelne Sterngruppen zeigen eine verschieden starke Konzentration zur Milchstraßenebene. So bilden die Objekte der extremen Population I ein sehr flaches Untersystem, die Mitglieder der älteren Population I und der Scheibenpopulation, z. B. die Sterne der Spektralklasse A bis M, die Planetarischen Nebel und die Novae, zeigen hingegen eine viel geringere Dichteabnahme senkrecht zur Symmetrieebene. Das größte, nahezu sphärische Untersystem wird von den Objekten der extremen Population II, der Halopopulation, gebildet, der z. B. die Kugelsternhaufen angehören. Es hat einen Durchmesser von etwa 40 bis 50 kpc und umschließt das eigentliche M. Um den Kern des M.s winden sich Spiralarme, die von den Objekten der extremen Population I, z. B. von O- und B-Sternen, offenen Sternhaufen und interstellarer Materie gebildet werden. Optisch lassen sich in Sonnennähe drei Spiralarme nachweisen. Mit Hilfe der im Radiofrequenzbereich liegenden 21-cm-Linie, die vom neutralen interstellaren Wasserstoff emittiert wird, konnte die Spiralstruktur auch über größere Entfernungen hin verfolgt werden.

Das gesamte M. rotiert um den Kern mit nach außen abnehmender Winkelgeschwindigkeit.



Schematisierter wahrscheinlicher Anblick des Milchstraßensystems für einen außergalaktischen Beobachter beim Blick in Richtung der Symmetrieebene. Die großen isolierten Punkte stellen Mitglieder der Halopopulation dar

Die Sonne hat eine Umlaufgeschwindigkeit von etwa 250 km/s und eine Umlaufzeit von etwa $2{,}5 \cdot 10^8$ Jahren. Der Rotation überlagert ist noch eine zufällige Geschwindigkeit der Sterne, Sternhaufen und interstellaren Wolken relativ zu ihrer Umgebung. Aus der Rotation errechnet sich die Masse des M.s zu etwa $2{,}3 \cdot 10^{11}$ Sonnenmassen. Etwa 1 bis 2% davon entfallen auf die interstellare Materie. Die mittlere Massendichte im M. ergibt sich näherungsweise zu 0,15 Sonnenmassen je pc^3 oder 10^{-23} g cm^{-3}.

Das Alter des M.s beträgt etwa 10 bis $15 \cdot 10^9$ Jahre.

mile, Tabelle 2, Länge.

Miller-Effekt, → Verstärker.

Millersche Indizes, → Indizes.

Milli, m, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-3}, → Vorsätze.

Millimeter Quecksilbersäule, mm Hg, mmHg, alte Einheit des Druckes, definiert als 760ster Teil des Druckes, den eine Quecksilbersäule von 760 mm Höhe im normalen Schwerefeld der Erde auf die Grundfläche ausübt, wenn das Quecksilber eine Dichte von 13,595 g/cm^3 bei 0 °C hat. Die Einheit M. Q. wurde durch das Torr ersetzt. 1 mm Hg = 1 Torr = 133,3 N/m^2 = 133,3 Pa.

Millimeter Wassersäule, mm WS, mmWS, inkohärente Einheit für kleine Drücke bei Angaben mit einer relativen Unsicherheit $> 5 \cdot 10^{-5}$, abgeleitet von der technischen Atmosphäre (at) als deren 10^4ter Teil. 1 mm WS = 10^{-4} at = 10^{-4} kp/cm^2 = 9,80665 N/m^2 = 9,80665 Pa.

Millimeterwellen, → Frequenz.

Millman-Struktur, → Verzögerungsleitung.

min, → Minute.

Mindestenergie, → Schwellenreaktionen.

Mineralisator, svw. Kristallisator 2).

Minimalpendel, → Pendel.

Minimeter, *Wasserminimeter*, ein Mikromanometer zum Messen sehr geringer Differenzdrücke nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren. Das M. besteht aus zwei durch einen Gummischlauch verbundenen Druckgefäßen verschiedenen Durchmessers. Das Gefäß mit dem größeren Durchmesser kann mittels Spindel gehoben und gesenkt werden, es dient als messendes Organ. Die Messung des Druckes erfolgt, indem die Lage des Meßgefäßes so geändert wird, daß sie einer in dem zweiten, engen Gefäß eingestellten Nullage entspricht. Der Druckunterschied wird an einer Skale und einem zugehörigen Teilkopf abgelesen. Mit dem M. können Druckdifferenzen von 0,01 mm WS gemessen werden. Nachteilig ist die verhältnismäßig lange Einstellzeit. Man verwendet M. im Bergbau zur Messung der z. B. durch Reibung der Wetter entstehenden kleinen Druckunterschiede an den Streckenstößen.

Minimum, → Extremwert.

Minimum der Ablenkung, → Brechzahlmessung.

Minimum Guidance, → Auswertung von Aufnahmen.

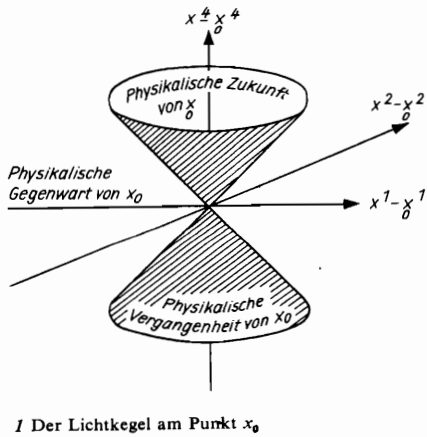
Minimumsatz von Castigliano, → Castiglianosche Sätze.

Minkowski-Raum, *Minkowski-Welt*, vierdimensionaler pseudoeuklidischer Raum mit der Metrik $ds^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 - (dx^4)^2 = \eta_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$ (→ Summationskonvention, → Minkowski-Symbol). Die spezielle Relativitätstheorie zeigt, daß der dreidimensionale Raum und die Zeit einen M.-R. bilden, wenn man die Koordinate x^4 mit ct identifiziert (ct = Lichtgeschwindigkeit · Zeitkoordinate). Die Invarianz-Gruppe des M.-R.s ist die → Lorentz-Gruppe. Vektoren und Tensoren des M.-R.es sind durch ihre Transformation mit der Lorentz-Gruppe definiert. Bei Lorentz-Transformationen der Koordinaten des M.-R.es bleibt die Form der Metrik erhalten. Die Koordinatensysteme mit der angegebenen Form der Metrik repräsentieren physikalisch die → Inertialsysteme.

Die Punkte des M.-R.es (Weltpunkte) werden in jedem Koordinatensystem durch die Angabe der drei Lagekoordinaten im Raum und eines Zeitpunktes festgelegt. Sie repräsentieren also abstrakte Ereignisse, die zu dieser Zeit an diesem Raumpunkt stattfinden. Die Vektoren im M.-R. sind Vierervektoren, d. h. Vektoren mit vier Komponenten. Jeder Vierervektor besitzt eine skalare Invariante analog der Metrik, die die Invariante des infinitesimalen Verbindungsvektors dx^μ ist: $a^2 = \eta_{\mu\nu} a^\mu a^\nu = (a^1)^2 + (a^2)^2 + (a^3)^2 - (a^4)^2$. Hierbei ist a^2 analog dem Quadrat der Länge eines Vektors im euklidischen Raum, nur kann a^2 im M.-R. sowohl positiv und gleich Null als auch negativ sein. Danach werden die Vektoren in *raumartige* ($a^2 > 0$), *zeitartige* ($a^2 < 0$) und Nullvektoren oder *lichtartige Vektoren* ($a^2 = 0$) eingeteilt. Analog klassifiziert man Punktepaare nach den Verbindungsvektoren. Die lichtartig zu einem festen Weltpunkt p_0 gelegenen Weltpunkte bilden einen Lichtkegel (Abb. 1), auch Nullkegel genannt:

$$(x^1 - x_0^1)^2 + (x^2 - x_0^2)^2 + (x^3 - x_0^3)^2 - (x^4 - x_0^4)^2 = 0.$$

Liegt ein Punkt x zeitartig zu x_0, so existiert ein Inertialsystem, in dem die drei ersten Koordinaten der beiden Punkte übereinstimmen; die beiden repräsentierten Ereignisse also am gleichen Qrt stattfinden, nur zu einem anderen Zeitpunkt. Die Zeitrichtung wird bei eigentlichen Lorentz-Transformationen nicht geändert. Damit ist das Innere des Lichtkegels von x_0 physikalisch Zukunft bzw. Vergangenheit des Ereignisses x_0 (Abb. 1). Analog gibt es zu jedem zeitartigen Vektor ein Inertialsystem, in dem die ersten drei Komponenten des Vektors gleich Null sind (→ Ruhsystem).



1 Der Lichtkegel am Punkt x_0

Liegt ein Punkt x raumartig zu x_0, so existiert ein Inertialsystem, in dem beide Weltpunkte die gleiche Zeitkoordinate haben und die repräsentierten Ereignisse gleichzeitig stattfinden. Die Gesamtheit der raumartig zu x_0 gelegenen Weltpunkte, das ist das Äußere des Lichtkegels, bildet also physikalisch die Gegenwart von x_0. Für einen raumartig zu x_0 gelegenen Punkt ist die zeitliche Reihenfolge bezüglich x_0 nicht eindeutig, je nach dem Bewegungszustand des Bezugssystems wird x früher, später oder gleichzeitig mit x_0 beobachtet (→ Relativität der Gleichzeitigkeit). Zusammen mit dem Prinzip, daß Ursache und Wirkung in einer eindeutigen zeitlichen Reihenfolge angeordnet sein müssen, können also Ursachenereignisse von x_0 nur in dessen Vorkegel stattfinden und Wirkungen von x_0 nur in dessen Nachkegel auftreten. Wirkungen können sich dann also maximal mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten.

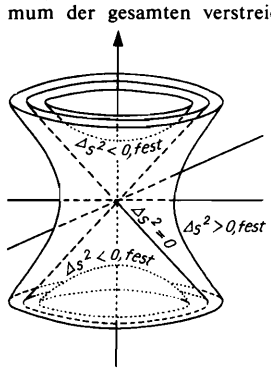
Das Skalarprodukt zweier Vektoren im M.-R. lautet

$$(a, b) = \eta_{\mu\nu} a^\mu b^\nu = \\ = a^1 b^1 + a^2 b^2 + a^3 b^3 - a^4 b^4.$$

Zwei Vektoren heißen orthogonal, wenn dieses Skalarprodukt gleich Null ist. Wegen des Minuszeichens gelten hier andere Ungleichungen als im euklidischen Raum. Dort ist $(a, b) = a^1 b^1 + a^2 b^2 + a^3 b^3 + a^4 b^4$, und es gilt $(a, b)^2 \leqq (a, a)\,(b, b)$ (Schwarzsche Ungleichung). Im M.-R. dagegen gilt die Ungleichung $(a, b)^2 \geqq (a, a)\,(b, b)$, also mit anderem Vorzeichen, und diese Ungleichung gilt auch nur für zeitartige Vektoren a und b. Entsprechendes gilt für die Dreiecksungleichung. Im euklidischen Raum gilt: $\sqrt{(a+b, a+b)} \leqq \sqrt{(a, a)} + \sqrt{(b, b)}$, im M.-R. dagegen $\sqrt{-(a+b, a+b)} \geqq \sqrt{-(a, a)} + \sqrt{-(b, b)}$ für zeitartige Vektoren a und b, wenn die vierte Komponente von beiden das gleiche Vorzeichen hat.

Für zeitartige Verbindungsvektoren ist aber $\sqrt{-(a, a)}$ die auf der Uhr eines sich längs a bewegenden Beobachters verstreichende Zeit. Daher liefert die Dreiecksungleichung die Aussage des → Zwillingsparadoxons, daß ein sich inertial bewegender Beobachter (längs $a + b$) schneller altert als ein anderer (längs a und b, → Zeitdilatation).

Aus der Dreiecksungleichung folgt, daß die geodätische Verbindungslinie zweier zeitartig zueinander gelegener Ereignisse (im M.-R. ist das die gerade Verbindungslinie) ein lokales Maximum der gesamten verstreichenden Eigenzeit liefert. In einem euklidischen Raum ist die Gerade dagegen die Kurve kürzester Länge zwischen zwei Punkten.



2 Flächen festen Abstands vom Ursprung im Minkowski-Raum

Während im euklidischen Raum die Punkte festen Abstands vom Ursprung auf einer Kugel liegen, befinden sie sich im M.-R. auf Hyperboloiden. Die Punkte mit festem positivem Δs^2 bilden ein einschaliges, die Punkte mit festem negativem Δs^2 ein zweischaliges Hyperboloid. Der Asymptotenkegel ist jedesmal der Lichtkegel (Abb. 2).

Minkowski-Symbol, metrischer Fundamentaltensor

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{Vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{Vmatrix}$$

des → Minkowski-Raums. Hierbei ist es in der speziellen Relativitätstheorie üblich, die Zeitkomponente mit $\mu = 4$ zu indizieren, so daß also $ct = x_4$ gilt, während in der allgemeinen Relativitätstheorie die Zeitkomponente mit $\mu = 0$ indiziert wird, so daß das M.-S. darin die Form

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

annimmt.

Minkowski-Welt, svw. Minkowski-Raum.

Minute, 1) Kurzzeichen min, inkohärente Einheit (international) der Zeit. Vorsätze nicht erlaubt. 1 min = 60 s.

2) Kurzzeichen ′, inkohärente Einheit (international) des ebenen Winkels Minute (Altminute). $1' = (1/60)° = 0{,}000291$ rad.

Mirastern, → veränderlicher Stern.

Miredskale, in der Farbphotographie eine auf den Temperaturschwerpunkt einer Lichtquelle bezogene Skale. Einheit ist *Mired*, Symbol M. $1\,\mathrm{M} = 10^6/\mathrm{K}$.

Mirror-Maschine, → Kernfusion.

Mischbande, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Mischbildentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Mischkristall, *feste Lösung*, eine Anordnung von Bausteinen (Atomen, Ionen, Molekülen), die zwei oder mehr Komponenten entstammen, mit einer Struktur, die sich aus der Kristallstruktur einer der Komponenten ableitet.

Bei einigen Stoffsystemen kommen M.e beliebiger relativer Konzentration der Komponenten vor, z. B. bei Silber und Gold (*unbeschränkte* oder *lückenlose Mischkristallbildung*). Meist ist die Mischkristallbildung auf bestimmte Konzentrations- und Temperaturbereiche beschränkt, z. B. bei Gold und Aluminium (*beschränkte Mischkristallbildung*). Die Konzentrationsbereiche, in denen keine Mischkristallbildung möglich ist, nennt man *Mischungslücken*.

Man unterscheidet drei Arten von M.en: Einlagerungsmischkristalle, Substitutionsmischkristalle und Adsorptionsmischkristalle. 1) *Einlagerungsmischkristalle* (*interstitielle M.*) entstehen aus einem geordneten Kristall der einen Komponente durch Besetzung von Gitterlücken (Zwischengitterplätzen) durch Atome oder

Ionen einer anderen Komponente. Voraussetzung für die Bildung von Einlagerungsmischkristallen ist ein vergleichsweise kleiner Atomradius der eingelagerten Komponente. Einlagerungsmischkristalle sind z. B. die Karbide mancher Metalle.

2) Bei *Substitutionsmischkristallen* sind Translations- oder symmetrieäquivalente Lagen (Gitterplätze) des Kristalls einer reinen Komponente teilweise durch Atome einer anderen Komponente besetzt. Dabei können die Lageparameter (Atomkoordinaten) dieser Gitterplätze je nach ihrer Besetzung etwas variieren, wenn Atome der verschiedenen Komponenten in verschiedener Weise gebunden sind.

Eine gute Mischbarkeit setzt bei Substitutionsmischkristallen eine gute Übereinstimmung der Atomradien und ähnliche Bindungseigenschaften der Komponenten voraus. Bei heteropolaren Kristallen muß die Ladungsneutralität des Kristalls gewahrt bleiben. Werden bestimmte Ionen durch andere mit abweichender Wertigkeit ersetzt, so müssen zur Ladungskompensation entweder Ionen einer zweiten Art ausgetauscht oder Leerstellen eingebaut werden.

Substitutionsmischkristalle sind viele Legierungen, z. B. von Kupfer mit Gold, aber auch zahlreiche Minerale, z. B. viele Silikoaluminate.

3) Als *anomalen* oder *Adsorptions-Mischkristall* bezeichnet man ein festes Stoffgemisch, das sich nicht auf ein einheitliches Translationsgitter beziehen läßt, in dem jedoch die einzelnen Komponenten in submikroskopischen Bereichen in gesetzmäßiger Weise verwachsen sind. Beispiele für Adsorptionsmischkristalle sind die mixed-layer-Strukturen.

Bei den ungeordneten (echten) M.en ist die Besetzung (→ Symmetrie) äquivalenter Lagen mit Bausteinen der Sorten *A*, *B*, ... entweder völlig regellos oder nur jeweils in kleinen Bereichen regelmäßig. Der regellose M. hat im Grunde keine Symmetrie. Jedoch ist es üblich, bei regellosen M.en von den Unterschieden der Bausteine *A*, *B*, ... abzusehen und dem regellosen M. die Symmetrie der reinen Komponente zuzuschreiben, weil das Röntgendiagramm eines regellosen M.s neben einem diffusen Untergrund, der von der Fehlordnung herrührt, Reflexe enthält, die einer Besetzung jeder einzelnen Lage der reinen Komponente mit einem „gemittelten Atom" entspricht. Sind benachbarte äquivalente Lagen stark bevorzugt von gleichartigen Bausteinen besetzt, so kommt es zu einer *Nahentmischung*. Dadurch entstehen im M. Bereiche, die im wesentlichen nur eine der Komponenten enthalten und als „*cluster*" oder „*Guinier-Preston-Zonen*" bezeichnet werden. Werden benachbarte Plätze bevorzugt von ungleichartigen Bausteinen eingenommen, so können sich kleine, geordnete Bereiche bestimmter Zusammensetzung – bei einem M. aus den Komponenten *A* und *B* z. B. von der Zusammensetzung *AB* oder AB_3 usw. – bilden; man spricht dann von *Nahordnung*. Unter bestimmten Bedingungen (spezielle stöchiometrische Verhältnisse, spezielle Kristallisationsbedingungen) kann es auch zu einer *Fernordnung* kommen, bei der die Anordnung der Atome auch in großen Bereichen regelmäßig ist, z. B. *AB AB A* .... Verglichen mit der Struktur der reinen Komponente hat der geordnete M. verminderte Symmetrie: gewisse Raumtransformationen (→ Symmetrie), die für die reine Komponente Symmetrieoperationen darstellen (Translationen oder andere Raumbewegungen), sind keine Symmetrieoperationen des geordneten M.s. Man spricht dann von einer *Überstruktur*.

Entfallen beim geordneten M. – verglichen mit der reinen Komponente – gewisse Translationen, Gleitspiegelebenen oder Schraubenachsen, so ist seine → Elementarzelle bzw. eine Projektierung der Elementarzelle größer als die der reinen Komponente, oder das Bravais-Gitter ist verschieden, und es treten, verglichen mit dem Röntgendiagramm des ungeordneten M.s, zusätzliche Reflexe auf, die *Überstrukturreflexe* genannt werden. Geht eine geordnete Besetzung durch Fehler entlang einer Grenze in die umgekehrte Besetzung über (... *ABAB BABA* ...), so nennt man diese Grenzen *Antiphasengrenzen* und die Bereiche innerhalb dieser Grenzen *Antiphasenbereiche*.

Lit. Schulze: Metallphysik (Berlin 1967).

Mischröhre, Elektronenröhre, in der zwei Wechselspannungen verschiedener Frequenz in einen Wechselstrom umgeformt werden. Dieser enthält die Summen- und die Differenzfrequenz der ursprünglichen Spannungen. Beim Rundfunkempfang werden die Empfangsfrequenz und eine Hilfsfrequenz, die in einem besonderen Oszillator erzeugt wird, gemischt. Es entsteht die sogenannte Überlagerungs- oder Zwischenfrequenz, die sich gut verstärken läßt. Als Mischröhren finden Verwendung → Hexoden, → Heptoden und → Oktoden, aber auch Dioden und Trioden in Spezialschaltung.

Mischphase, svw. Mischung.

Mischreibung, → Reibung.

Mischsteilheit, → Mischung.

Mischstrom, svw. Wellenstrom.

Mischung, 1) *Mischphase*, homogenes gasförmiges, flüssiges oder festes Mehrkomponentensystem mit im allgemeinen stetig veränderlichem Massenverhältnis. Meist liegen die Komponenten in etwa gleich großen Mengen vor, so daß man nicht zwischen Lösungsmittel und gelöstem Stoff wie bei der → Lösung unterscheiden kann. Im übrigen ist eine scharfe Trennung zwischen M. und Lösung kaum möglich. Die Komponenten einer M. durchdringen sich in molekularer Form und können nicht auf mechanischem Wege getrennt werden, im Gegensatz zu Aufschlemmungen, Suspensionen und Emulsionen. Bei vielen M.en kann das Mengenverhältnis der Komponenten beliebig sein (z. B. Wasser – Alkohol), häufig gibt es Einschränkungen (z. B. Wasser – Phenol), die im allgemeinen temperaturabhängig sind (→ Mischungslücke). Feste M.en werden als → Mischkristalle bezeichnet.

Nach ihren thermodynamischen Eigenschaften unterscheidet man ideale und nichtideale M.en. Bei *idealen M.en* setzen sich alle extensiven Zustandsgrößen *A* (z. B. Volumen, Energie, Enthalpie) additiv aus denen der reinen Komponenten zusammen. Es gilt also

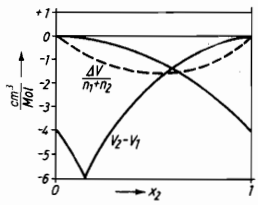
$$A = n_1 A_1 + n_2 A_2 + \cdots + n_k A_k. \qquad (1)$$

Dabei sind die n_i die Molzahlen und die A_i die molaren Größen der Komponente *i*. Da die

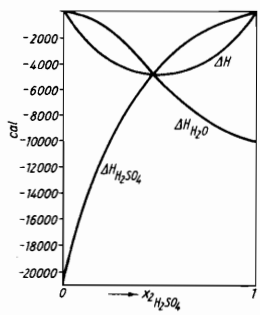
A_i unabhängig von der Zusammensetzung der M. sind, treten bei idealen M.en keine Mischungseffekte, wie Mischungswärme oder Volumenänderung, auf. Sehr verdünnte Lösungen, M.en chemisch ähnlicher Stoffe und idealer Gase verhalten sich ideal. Bei den meist vorliegenden *nichtidealen M.en* verhalten sich die extensiven Zustandsgrößen nicht mehr additiv. Statt (1) gilt

$$A = n_1 A_1 + n_2 A_2 + \cdots + n_k A_k \qquad (2)$$

Die A_i sind die partiellen molaren Größen, die vom Verhältnis der Molzahlen aller Komponenten der M. abhängen, also für verschiedene Zusammensetzung der M. verschieden sind. Es gilt $A_i = (\partial A/\partial n_i)_{p,V,n_j}$. Die Änderung ΔA einer Zustandsgröße bei der Herstellung einer M. ist somit $\Delta A = A_{\text{nach}} - A_{\text{vor}} = n_1(A_1 - A_1) + \cdots + n_k(A_k - A_k)$. An je einem Beispiel für eine binäre M. zeigt Abb. 1 die



1 Änderung der partiellen Molvolumina und des mittleren molaren Volumens im System Äthanol(1) — Wasser(2)



2 Mittlere molare und partielle molare Mischungswärmen von H_2O und H_2SO_4 bei 18 °C als Funktion des Molenbruchs

Änderung ΔV des Volumens und Abb. 2 die Änderung ΔH der molaren Enthalpie. Diese Änderung ΔH, bezogen auf 1 Mol der M., bezeichnet man als *integrale* oder *totale Mischungswärme* W_M. Als *differentielle Mischungswärme* führt man die partiellen Ableitungen von ΔH ein: $\partial\Delta H/\partial n_1 = dW_1$ und $\partial\Delta H/\partial n_2 = dW_2$. Dies sind die Mischungswärmen, die bei der Zumischung eines Mols eines Stoffes zu einer sehr großen Menge der M. von gegebener Konzentration auftreten.

Über das Gleichgewicht einer M. mit ihrem Dampf → Dampfdruck, → Dampfdruckerniedrigung. → Gibbs-Duhem-Gleichungen.

2) *Frequenzwandlung, Frequenzumsetzung, Transponierung*, eine spezielle Art der Überlagerung zweier Frequenzen in einem nichtlinearen Schaltungselement. Dabei entstehen neue Frequenzen, wobei die erwünschten weiterverarbeitet und die unerwünschten durch geeignete Schaltungselemente unterdrückt werden. Beim Rundfunkempfänger versteht man unter M. die Erzeugung der Zwischenfrequenz f_z als Differenz zwischen Oszillatorfrequenz f_0 und Empfangsfrequenz f_E. Dabei ist zu beachten, daß die Zwischenfrequenz auf zwei Arten entstehen kann: $f_z = |f_0 - f_E|$ und $f_z = |f'_E - f_0|$.

Das bedeutet aber, daß neben einem Sender mit der Frequenz f_E auch noch ein Sender mit der Frequenz $f'_E = f_E + 2f_z$ empfangen werden kann, wenn $f_0 > f_E$ ist, oder mit der Frequenz $f'_E = f_E - 2f_z$, wenn $f_0 < f_E$ ist.

Die Frequenz f_E wird als *Spiegelfrequenz* bezeichnet. Sie kann bei der M. nur durch auf die Empfangsfrequenz f_E abgestimmte Vorkreise (Vorselektion) ausgesiebt werden.

Man unterscheidet zwischen *additiver M.* und *multiplikativer M.*, je nachdem, ob die beiden Frequenzen additiv dem nichtlinearen Element (z. B. dem Steuergitter einer Triode bzw. Pentode, einem Transistor oder einer Röhren- bzw. Halbleiterdiode) zugeführt werden oder ob beide multiplikativ mittels verschiedener Steuergitter (z. B. mit einer Doppelsteuer-Mischröhre) überlagert werden (→ Modulation).

Als *Mischsteilheit* oder *Konversionssteilheit* S_c bezeichnet man das Verhältnis der Amplitude des Stroms der Zwischenfrequenz I_z zur Amplitude der Signaleingangsspannung U_E bei Kurzschluß des Ausgangs oder für den Fall, daß der Lastwiderstand R_A klein gegen den Innenwiderstand R_i ist.

Während im Frequenzbereich bis zu etwa 10^9 Hz zur M. vorwiegend Röhren und Transistoren verwendet werden, arbeiten die Überlagerungsempfänger im Mikrowellenbereich oberhalb 10^9 Hz mit Halbleiterdioden als nichtlineare Elemente.

Außer im Sinne von M. wird als *Frequenzwandlung* auch die Herleitung von Wechselströmen aus einem Wechselstrom gegebener Grundfrequenz bezeichnet, wobei die neuen Frequenzen zu der gegebenen in einem ganzzahligen Verhältnis stehen. Bei der *Frequenzvervielfachung* erreicht man die Bildung ganzzahliger Vielfacher der Grundfrequenz durch Verzerrung der sinusförmigen Ausgangsspannung mit Hilfe von Schaltelementen mit nichtlinearer Stromspannungscharakteristik. Nach Fourier läßt sich die verzerrte Wechselspannung in eine Summe reiner Sinusschwingungen zerlegen. Außer der Grundfrequenz f sind an der Zerlegung noch die höheren Harmonischen $2f$, $3f$, $4f$ ... beteiligt. Aus diesem Gemisch läßt sich die gewünschte Harmonische mit Hilfe von abgestimmten Schwingkreisen oder Resonatoren (bei höheren Frequenzen) aussieben und für sich weiterverstärken. Der Anteil der gewünschten Harmonischen im Frequenzgemisch kann durch Wahl des Arbeitspunktes in gewissen Grenzen beeinflußt werden. Als Schaltelemente mit nichtlinearer Stromspannungscharakteristik eignen sich z. B. gleichstromvormagnetisierte oder übersättigte Drosseln, Elektronenröhren, deren Arbeitspunkt weit in den negativen Bereich, d. h. in den stark gekrümmten Bereich der Kennlinie verschoben ist, sowie Halbleiterdioden und Ferrite bis ins Mikrowellengebiet. Bei der *Frequenzteilung* oder *Frequenzuntersetzung* liegt die erzeugte Frequenz niedriger als die Grundfrequenz. Ein Generator, der zur Erzeugung der gewünschten Frequenz geeignet ist, wird dabei so eingestellt, daß er die Schwingung verzerrt und unmittelbar unter der Selbsterregungsgrenze

liegt. In der verzerrten Schwingung ist dabei insbesondere die Harmonische vertreten, die der zum Vergleich verwendeten Grundfrequenz entspricht. Durch Einkopplung der Grundfrequenz z. B. in den Gitterkreis einer Röhrenschaltung wird die Mitnahme des Senders erzwungen, d. h., dieser fängt an, auf der niedrigeren Frequenz zu schwingen, und zwar in dem durch die Grundfrequenz vorgeschriebenen Rhythmus. In nachfolgenden Verstärkerstufen kann man die höheren Harmonischen dann unterdrücken, so daß nur die gewünschte Frequenz in reiner Sinusform auftritt. Das Verhältnis der Vergleichsfrequenz (Grundfrequenz) zur untersetzten Frequenz kann dabei ganzzahlig sein oder einem unechten rationalen Bruch entsprechen (z. B. $^5/_3$). Die Bedeutung der Frequenzwandlung liegt vor allem darin, daß man aus einer gegebenen Normalfrequenz (Quarzuhr oder Atomuhr) eine beliebige Anzahl weiterer Frequenzen ableiten kann, die zur Normalfrequenz in einem festen Frequenz- und Phasenverhältnis stehen.

Mischungsentropie, die Entropieänderung, die bei Vermischung zweier oder mehrerer verschiedener Gase entsteht. Zwei verschiedene ideale Gase I und II z. B. seien durch eine Wand voneinander getrennt. Ihre Molzahlen seien n_1 und n_2, ihre Volumina V_1 und V_2, die Temperaturen seien gleich. Wird die Trennwand zwischen den Gasen entfernt, so diffundieren beide Gase ineinander und breiten sich gleichmäßig im neuen Gesamtvolumen $V_1 + V_2$ aus. Dieser irreversible Prozeß hat die Entropieerhöhung (→ Entropie)

$$\Delta S = n_1 R \ln [(V_1 + V_2)/V_1] + \\ + n_2 R \ln [(V_1 + V_2)/V_2] \qquad (1)$$

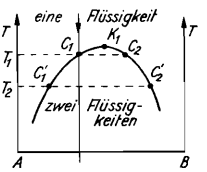
zur Folge, die die M. darstellt. Speziell für gleiche Volumina $V_1 = V_2$ und Molzahlen $n_1 = n_2 = n$ folgt daraus

$$\Delta S = nR\, 2 \ln 2. \qquad (2)$$

Die Abb. zeigt eine Vorrichtung, die eine reversible Durchmischung zweier Gase (mit gleichem Volumen) gestattet. Im linken Zylinder befindet sich zu Beginn der Durchmischung das Gas I unter dem Druck p_1, im rechten das Gas II unter dem Druck p_2. Die rechte Deckfläche des linken Zylinders sei nur für das Gas II durchlässig und die linke Deckfläche des rechten Zylinders nur für das Gas I (semipermeable Wände oder Membranen). Unter diesen Voraussetzungen können die Zylinder ohne Arbeitsleistung und Wärmeaufnahme ineinandergeschoben werden. Die beiden Gase befinden sich nach diesem Prozeß im Volumen $V = V_1 = V_2$. Die Entropie des Gasgemisches ist dann einfach gleich der Summe der ursprünglichen Entropien beider Gase, d. h., $S = S_I + S_{II}$. Diese Aussage wird als *Gibbssches Theorem* bezeichnet.

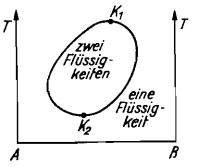
Läßt man sich das Gemisch unter Arbeitsleistung isotherm-reversibel auf das Volumen 2 V ausdehnen, so ist derselbe Zustand erreicht wie bei der oben beschriebenen irreversiblen Durchmischung (für $V_1 = V_2 = V$). Die isotherme Expansion führt gerade zur Entropieerhöhung (1). Wählt man die beiden Gase I und II immer ähnlicher und läßt sie schließlich gleich werden, so scheint allein die Entfernung der Trennwand ebenfalls nach der Beziehung (1) zu einer Entropieerhöhung zu führen (*Gibbssches Paradoxon*). Der Widerspruch löst sich, wenn man berücksichtigt, daß beide halbdurchlässigen Wände entweder für „beide" Gase I und II durchlässig oder undurchlässig sind, da Gas I mit Gas II identisch ist. Die „Durchmischung" ist nun nicht mehr ohne Arbeitsaufwand, sondern nur infolge Kompression möglich. Aus diesem Grunde gibt es hier keine M. In der klassischen Statistik oder Boltzmann-Statistik tritt das Gibbssche Paradoxon durch die Unterscheidbarkeit der Teilchen auf und läßt sich nicht lösen. In der Quantenstatistik, in der nur die Zustände, nicht aber die Teilchen unterscheidbar sind, tritt das Gibbssche Paradoxon nicht mehr auf, was ein wichtiges Argument zugunsten der Quantenstatistik darstellt.

Mischungslücke, temperaturabhängiger Konzentrationsbereich, in dem zwei oder mehrere begrenzt mischbare Komponenten keine Mischung bilden können. M.n können im festen und flüssigen Zustand auftreten, Gase dagegen mischen sich bei allen Temperaturen in beliebigen Mengenverhältnissen. Als *kritischen Mischungspunkt* bezeichnet man die Temperatur, bei der die M. verschwindet. Die Mischbarkeit kann mit sinkender Temperatur abnehmen, zunehmen oder innerhalb eines Temperaturintervalls eingeschränkt sein. Je nachdem unterscheidet man einen oberen und unteren Mischungspunkt. Bei binären Mischungen unterscheidet man vier verschiedene Typen: 1) Mischungen mit oberem kritischem Mischungspunkt (Abb. 1): Kühlt man eine solche Mischung gegebener Zusammensetzung ab, so erreicht man bei einer Temperatur T_1 die Löslichkeitskurve. Die Mischung zerfällt in zwei Phasen der Zusammensetzung c_1 und c_2. Kühlt man weiter ab, ändert sich die Zusammensetzung der beiden Phasen, bei T_2 z. B. beträgt sie c_1' bzw. c_2'. K_1 ist der obere Mischungspunkt. 2) Mischungen mit unterem kritischen Mischungspunkt K_2, 3) Mischungen mit geschlossener M., d. h. mit oberem und unterem Mischungspunkt (Abb. 2) und 4) Mischungen mit getrennten Entmischungsgebieten.



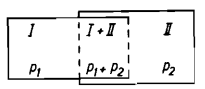
1 Mischungslücke mit oberem kritischem Mischungspunkt K_1

Begrenzt mischbar sind viele organische Flüssigkeiten untereinander und mit Wasser, einige Metallschmelzen, Metalle mit ihren Salzen. M.n im festen Zustand werden oft zur Verbesserung der Festigkeitseigenschaften ausgenutzt (→ Abschreckspannungen). Das Auftreten von M.n beeinflußt die Zustandsdiagramme (→ Schmelzdiagramm, → Siedediagramm).



2 In sich geschlossene Mischungslücke mit oberem und unterem kritischem Mischungspunkt K_1 und K_2

Mischungsmethode, in der Kalorimetrie häufig verwendetes Verfahren besonders zur Messung der spezifischen Wärmekapazität. Wird im Mischungskalorimeter in die Meßflüssigkeit (meist Wasser) mit der Temperatur T_1 der zu messende Körper mit der Temperatur T_2 eingetaucht, so stellt sich in der Meßflüssigkeit die Temperatur T_3 ein. Die Wärmeenergie muß vor und nach dem Eintauchen gleich sein. Deshalb gilt $C_K(T_2 - T_3) = C_F(T_3 - T_1)$, wobei C_K und C_F die Wärmekapazitäten des zu messenden Körpers bzw. der Meßflüssigkeit sind. Bei bekannter Wärmekapazität C_F kann daraus C_K bestimmt



Mischungsentropie

werden. Bei der experimentellen Bestimmung von C_K treten jedoch eine Reihe von Unsicherheitsfaktoren auf, die das Resultat verfälschen. So müssen bei genaueren Messungen die Wärmekapazität des Thermometers, das zur Messung von T_1 und T_3 benötigt wird, die Wärmekapazität des Rührwerkes und des Gefäßes sowie die Wärmeleitung und -strahlung berücksichtigt werden.

Mischungswärme, → Mischung.

Mischungsweg, der Abstand senkrecht zur Richtung der mittleren Geschwindigkeit, den ein Flüssigkeitsballen mit der mittleren Geschwindigkeit seiner Ausgangsschicht zurücklegen muß, bis der Unterschied zwischen seiner eigenen Geschwindigkeit und der des neuen Ortes gleich der mittleren Längsschwankung der turbulenten Strömung ist. Der von Prandtl eingeführte M. ist eine Länge, die in Analogie zur freien Weglänge der kinetischen Gastheorie vergleichbar ist mit dem Abstand der Flüssigkeitsballen. In turbulenter Strömung existieren molare Flüssigkeitsballen oder *Turbulenzballen,* die relativ zur übrigen Flüssigkeit einem zum M. l proportionalen Weg zurücklegen können, bevor sie durch Vermischung mit der Umgebung ihre Individualität verlieren. In einer turbulenten Strömung sei der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit $\bar{u}(y)$ quer zu den Stromlinien veränderlich. Durch eine zufällige Querschwankung gelangt der Flüssigkeitsballen auf eine neue Stromlinie $y \pm l$ und besitzt gegenüber seiner neuen Umgebung einen Geschwindigkeitsunterschied in x-Richtung:

$$\Delta u = u' = \mp l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y},$$ wobei nach der Kontinuität die Geschwindigkeitsschwankungen u' und v' in x- bzw. y-Richtung von gleicher Größenordnung sind. Damit kann die Reynoldssche Spannung $\tau = \varrho \cdot \overline{u'v'}$ wie folgt geschrieben werden: $\tau = \varrho l^2 \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right| \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$; ϱ ist die Dichte des Strömungsmediums. Diese Gleichung ist der *Prandtlsche Mischungsweganssatz.* Die Proportionalitätskonstanten sind in l enthalten; das Betragszeichen wurde geschrieben, weil τ und $\partial\bar{u}/\partial y$ dasselbe Vorzeichen haben. Die turbulente Schubspannung ist durch diese halbempirische Theorie mit der mittleren Strömung verknüpft worden. Dabei ist jedoch der M. unbekannt, für den im Einzelfall ein ergänzender Ansatz gemacht werden muß. Da die Querschwankungen in Richtung auf die Wand abklingen, muß für $y \to 0$ auch $l \to 0$ gehen. Für die turbulente Strömung an der ebenen Platte ergibt sich für l der einfache Ansatz $l = \varkappa \cdot y$, wobei $\varkappa$ eine dimensionslose Konstante ist, die experimentell bestimmt werden muß.

Der Mischungswegansatz ist eine brauchbare Näherung für Strömungen in geraden Rohren von Kreisquerschnitt und entlang ebener Platten. Ähnliche Ansätze für die turbulente Schubspannung stellten Taylor und v. Karman auf.

Misessche Theorie, Theorie des idealplastischen Körpers, die elastische Formänderungen vernachlässigt. Wenn die elastischen Formänderungen vernachlässigt werden, sind Gesamtformänderung und plastische Formänderung identisch. Die M. T. drückt aus, daß die Formänderungsgeschwindigkeit der Spannungsdeviation proportional ist:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \mu s_{ij} \qquad (1)$$

Hierin ist μ ein positiver Proportionalitätsfaktor. Die Huber-Misessche Fließbedingung ermöglicht die Bestimmung dieses Faktors.

$$I_2 = \tfrac{1}{2}\dot{\varepsilon}_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij} \qquad (2)$$

ist die zweite Invariante des Formänderungsgeschwindigkeitstensors, $J_2 = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij}$ diejenige des Spannungstensors. Wird (1) in (2) eingesetzt, entsteht

$$I_2 = \mu^2 J_2 \qquad (3)$$

Mit der Huber-Misesschen Fließbedingung

$$J_2 - K_0 = 0 \quad \text{ist} \quad \mu = \frac{\sqrt{I_2}}{K_0}.$$

Damit lautet die Beziehung (1) schließlich

$$s_{ij} = \frac{K_0 \dot{\varepsilon}_{ij}}{\sqrt{I_2}}. \qquad (4)$$

MIS-Halblelterbauelement, ein Halbleiterbauelement mit *M*etall-*I*solator-*S*ilizium-Struktur. Die Oberfläche des MIS-H.es besteht aus Isolator und Metall, wobei als Isolator eine Schicht aus Siliziumdioxid mit einer darüberliegenden Schicht aus Siliziumnitrid dient. Damit wird die Oberfläche gegen äußere Einflüsse geschützt und eine erhöhte Zuverlässigkeit erzielt.

Missing-Mass [engl., ‚fehlende Masse'], *MM,* eine in der experimentellen Hochenergiephysik benutzte Größe, die Aufschluß über die Masse nichterfaßter Teilchen bei der Untersuchung der Wechselwirkung von Elementarteilchen gibt. Werden in einer Wechselwirkung von Elementarteilchen $A + B \to C + D + \cdots$ die Primärteilchen A und B und die Sekundärteilchen C und D gemessen, so wird die M.-M. definiert als $(MM)^2 = (E_p - E_s)^2 - (\vec{P}_p - \vec{P}_s)^2$, wobei E_p und $\vec{P}_p$ die Summe der Energie und der Impulse der gemessenen Primärteilchen und E_s und $\vec{P}_s$ entsprechend die Summe der Energie und der Impulse der gemessenen Sekundärteilchen sind. Auf Grund des Energie-Impuls-Satzes gilt $E_p - E_s = 0$ und $\vec{P}_p - \vec{P}_s = 0$, wenn alle Teilchen erfaßt werden. Wird ein Teil der Sekundärteilchen nicht erfaßt, so ist $E_p - E_s = E_M \neq 0$ gleich der Summe der Energie der fehlenden Teilchen und $\vec{P}_p - \vec{P}_s = \vec{P}_M \neq 0$ gleich der Summe ihrer Impulse. Nach der Einsteinschen Beziehung $M^2 = E^2 - \vec{P}^2$ ist $(MM)^2 = E_M^2 - (\vec{P}_M)^2$ dann gleich der Ruhmasse des fehlenden Teilchens oder, wenn es mehrere sind, gleich der totalen Energie dieser Teilchen in ihrem Ruhesystem ($\vec{P}_M = 0$). Bei diesen Betrachtungen wurde die Vakuumlichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt.

Werden bei der Untersuchung einer bestimmten Wechselwirkung alle Teilchen erfaßt, so sind die Werte der M.-M. für eine Vielzahl solcher Ereignisse um Null verteilt. Wurde ein bestimmtes Teilchen nicht gemessen, so verteilen sich die Werte von MM um den Wert der Masse dieses Teilchens; wurden mehrere Teilchen übersehen, so erhält man eine breite Verteilung der MM. Diese Verteilungen der MM benutzt man daher häufig zum Nachweis von Resonanzen.

mitbewegter Beobachter, ein mit einem physikalischen Körper starr verbundener Beobachter, der dessen Translationen und Drehungen mit ausführt. Ein m. B. sieht den betreffenden Körper als ruhend an.

Mitbewegungseffekt, durch die Mitbewegung des Atomkerns verursachter Beitrag zur Bindungsenergie der Atomhülle. In erster Näherung wird der Atomkern als ruhende Punktladung betrachtet (→ Hamilton-Operator). Beim Einelektronenproblem kann man die Mitbewegung exakt durch den Übergang zur reduzierten Masse berücksichtigen. Bei Atomen mit mehreren Elektronen treten kompliziertere, durch die → Korrelation der Elektronen verursachte Ausweichbewegungen des Atomkerns auf.

Mitführungskoeffizient, von Fresnel 1818 vorausgesagter und 1851 zuerst von Fizeau experimentell bestimmter Koeffizient $F = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$. Die Lichtgeschwindigkeit und die Geschwindigkeit v des Körpers, in dem sich das Licht ausbreitet, addieren oder subtrahieren sich nicht einfach, sondern die Lichtgeschwindigkeit c' im bewegten Körper beträgt $c' = (c/n) \pm (1 - 1/n^2)\, v = (c/n) \pm Fv$. Die Geschwindigkeitskomponente v des betreffenden Körpers in (+) bzw. entgegen (−) der Ausbreitungsrichtung des Lichtes muß mit einem verkleinernden Faktor, dem *Fresnelschen M. F*, versehen werden. Es bedeutet n den Brechungsindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Quantitativ bekommt man den genaueren Wert des M.en aus der Lorentz-Transformation der Relativitätstheorie zu $L = 1 - \frac{1}{n^2} - \frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}$, der sich von dem Fresnelschen M.en durch das Glied $-\frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}$ unterscheidet, das die Frequenz- bzw. Wellenlängenänderung des Lichtes im bewegten Körper infolge des Doppler-Effektes berücksichtigt.

Fizeau konnte in einem Versuch zeigen, daß durch die Mitführung der eine Teilstrahl beschleunigt, der andere verzögert wurde beim Durchgang der Strahlen durch eine U-förmige Röhre, wobei der eine Lichtstrahl in der Richtung, der andere entgegen der Richtung des Wasserflusses in der Röhre hindurchging. Wichtig ist aber, daß es sich nicht um eine dem M.en entsprechende teilweise Mitführung eines angenommenen „Äthers" handelt, sondern um eine Änderung der Phasengeschwindigkeit, d. h. also um eine Änderung der Brechungszahl des Mediums. Die Bewegung hat den Einfluß, als ob das Medium seine Dichte ändert, so daß mehr oder weniger Moleküle je Zeiteinheit von der Lichtbewegung erfaßt werden als beim ruhenden Medium. Das bewirkt aber eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phasen entsprechend der Brechungszahl.

Dieses Ergebnis ist eine Stütze der speziellen Relativitätstheorie, da es eine Erklärung des → Michelson-Versuchs mittels Mitführung ausschließt. Das „Medium" der Lichtausbreitung wird durch andere Medien nicht vollständig und durch Luft fast gar nicht mitgenommen. Sollte die Mitführung das negative Ergebnis des Michelson-Versuches erklären, so müßte $F = 1$ gelten. Das Einsteinsche → Additionstheorem der Geschwindigkeiten erklärt den M.en, ohne konkrete Annahmen über die Struktur des Mediums zu benötigen:

$$c' = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{nc}} = c\left\{\frac{1}{n} + \frac{v}{c}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right)\right\}.$$

Lorentz leitet den M.en ohne explizite Anwendung der speziellen Relativitätstheorie ab. Er stützt sich dabei auf eine konkrete Untersuchung des atomaren Mechanismus der Lichtbrechung. In der Theorie des Elektromagnetismus ist die spezielle Relativitätstheorie allerdings implizit enthalten.

Mitkopplung, → Rückkopplung.

Mitteleuropäische Zeit, → Zeitmaße.

Mittelfrequenzmaschine, eine → elektrische Maschine zum Erzeugen von Einphasen-, seltener Dreiphasenwechselspannungen mit Frequenzen von 200 bis 10000 Hz, maximal 30000 Hz für Mittelfrequenzerwärmungsanlagen. Der Ständer trägt die Wechsel- oder Drehstromwicklung. Anstelle der ausgeprägten Pole bei Maschinen für 50 Hz wird bei der M. ein genuteter Läufer ausgeführt; wobei nur jeder zweite Zahn eine Wicklung erhält. Diese Wechselpoltype kann auch mit einem Klauenpolläufer ausgerüstet werden mit einer Läuferwicklung auf der Welle, die von klauenförmig ineinandergreifenden Polen umfaßt wird. Die Wechselpoltype wird bis 1000 Hz und bis zu 4000 kVA gebaut.

Für Frequenzen über 1000 Hz werden Gleichpoltypen gebaut, die als → Reluktanzmaschinen arbeiten. Der Läufer wird geblecht als Doppelzahnrad ausgeführt; der Ständer besteht ebenfalls aus zwei Blechringen mit durchgehender Wechselstromwicklung. Der Läufer wird durch eine im Läufer oder Ständer zwischen den Ringen liegende Ringerregerspule erregt.

An Stelle der Ringerregerspule tritt bei der Lorenz- oder Guy-Bauart eine Axialerregerspule. Diese ist bei der Lorenz-Bauart in den neben den kleinen Nuten für die Wechselstromwicklungen liegenden größeren Nuten untergebracht. Bei der Guy-Bauart, zu der bei höheren Leistungen übergegangen wird, liegt auch die Wechselstromwicklung in wenigen großen Nuten. Die hohe Reaktanz der M. wird durch Kondensatoren kompensiert.

Mittellinie, → Kristalloptik.

Mittelspannung, → Hochspannung.

Mittelwellen, → Frequenz.

Mittelwert, allgemein der mittlere Wert einer Schwankungsgröße. Handelt es sich um eine Zufallsgröße (→ zufälliges Ereignis) im Sinne der Wahrscheinlichkeitsrechnung mit der Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion $F(u)$, so ist ihr statistischer M. durch das Stieltjes-Integral $M(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} u\, dF(u)$ gegeben. Bei differenzierbarer Verteilungsfunktion $F(u)$ existiert eine Wahrscheinlichkeitsdichte $f(u) = dF(u)/du$, und man erhält für den M. den Ausdruck $M(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} uf(u)\, du$.

Mittelwertsatz

Bei einer diskreten Zufallsgröße x_i ist die Verteilungsfunktion $F(u)$ eine Treppenfunktion $F(u) = \sum_i p_i \mathbf{1}(u - x_i)$ (→ Übergangsvorgang). Dann erhält man den M. als eine Summe $M(x) = \sum_i p_i x_i$. Dies gilt genau so für die eindimensionalen Zufallsgrößen, die man einem zufälligen Prozeß zu einem Zeitpunkt t entnimmt.

Ist der zufällige Prozeß stationär und ergodisch, so kann man die M.e durch Integralschätzungen $M(x(t)) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(u)\,du$ bestimmen. Hierbei ist $x(u)$ ein fester zeitlicher Verlauf dieses Prozesses.

Diese Integralmittelwerte kann man auch für stationäre deterministische Signale bilden, z. B. für *fastperiodische Funktionen*, die Überlagerungen harmonischer Schwingungen sind. Von besonderer Bedeutung sind auch die M.e von abgeleiteten nichtlinearen Zufallsgrößen, z. B. quadratische M.e, die über die in einem Prozeß enthaltene Leistung eine Aussage liefern, die Streuung oder Varianz, die Anfangs- und Zentralmomente und die Korrelationsfunktion.

Die besondere Bedeutung der M.e besteht darin, daß alle deterministischen Verläufe physikalischer Größen nichts anderes sind als Mittelwertsverläufe der realen, d. h. stets zufälligen Prozesse.

In der Wechselstromtechnik unterscheidet man zwischen arithmetischem und quadratischem M.

a) Der *arithmetische M.* einer Wechselstromgröße $w(t)$ über eine Schwingungsperiode T ist definiert zu $W_a = (1/T) \int_0^T |w(t)|\,dt$. Für $w(t)$ ist die entsprechende Wechselstromgröße (Strom, Spannung, magnetischer Fluß u. a.) einzusetzen.

Ist $w(t)$ eine harmonische Zeitfunktion, d. h. gilt $w(t) = W \sin(\omega t + \varphi)$, wobei W die Amplitude, ω die Kreisfequenz (also die mit dem Faktor 2π multiplizierte Frequenz) und φ die Anfangsphase darstellen, so ergibt sich $W_a = (2/\pi)\, W = 0{,}637\, W$.

b) Als *quadratischer M.* oder → Effektivwert einer Wechselstromgröße $w(t)$ über eine Periode T wird definiert: $W_{eff} = \sqrt{(1/T) \int_0^T w^2(t)\,dt}$. Für harmonische Größen $w(t) = W \sin(\omega t + \varphi)$ ergibt sich $W_{eff} = W/\sqrt{2} = 0{,}707\, W$.

Ein Maß für die Kurvenform ist der *Formfaktor*, der als Verhältnis des Effektivwertes zum arithmetischen M. definiert ist. Bei Sinuskurven beträgt er 1,11. Als *Scheitelfaktor* bezeichnet man das Verhältnis des Amplituden- oder Scheitelwertes zum Effektivwert. Bei sinoidalen Kurven beträgt er $\sqrt{2} = 1{,}41$.

Mittelwertsatz, → Differentialrechnung, → Integralrechnung.

mittlere freie Weglänge, svw. freie Weglänge.

mittlere Lebensdauer, → Lebensdauer, → Aktivität 2), → Neutronenbremsung.

mittlere Lückenlänge, → Ionisationsmessung.

mittlere quadratische Abweichung, der Ausdruck $[\int_a^b |f(x) - g(x)|^2\,dx]^{1/2}$, wenn eine Funktion $f(x)$ im Intervall (a, b) durch eine andere Funktion $g(x)$ approximiert wird. Der Wert dieses Integrals ist nie negativ und stellt ein quantitatives Maß für die Güte der Approximation dar. → Fehler 1), → Fehlerrechnung.

mittlere Reichweite, → ionisierende Strahlung.

mittlerer Fehler, → Fehlerrechnung.

mittlerer quadratischer Fehler, → Fehler, → Fehlerrechnung.

mittlerer Sonnentag, → Tag.

m · kp oder **mkp,** → Kilopondmeter.

MKSA-System, → Maßsystem.

MKS-System, → Maßsystem.

ML, → Frequenz.

MM, → Missing-Mass.

mm Hg oder **mmHg,** → Millimeter Quecksilbersäule.

M.M.-Skala, → seismische Intensität.

mm WS oder **mmWs,** → Millimeter Wassersäule.

Mode, svw. Schwingungsmode.

Modell, die Abbildung komplizierter Strukturen, Funktionen oder Verhaltensweisen eines Objektes oder Systems von Objekten in vereinfachter, nur auf die wesentlichsten Eigenschaften beschränkter, übersichtlicherer Form. M.e erlauben, Aufgaben zu lösen, deren Durchführung mit Hilfe direkter Operationen am Original nur bedingt möglich, überhaupt nicht möglich oder unter gegebenen Bedingungen zu aufwendig wären. M.e werden zu Mitteln der Erkenntnis über ein Original sowie einzelne seiner Eigenschaften, wenn durch Analogieschluß aus Eigenschaften des M.s hypothetisch auf entsprechende Eigenschaften des Originals geschlossen werden kann (z. B. Strukturmodell der Eiweißkörper, Tierexperiment in der Humanmedizin) oder am Original selbst nicht meßbare Eigenschaften im M. faßbar werden (z. B. spannungsoptisches M. der Bälkchenstruktur von Knochen). Das M. kann als *Modelltheorie* ohne direkten Bezug auf seine reale Existenz oder die Möglichkeit der realen Konstatierbarkeit zur Untersuchung von Teilaspekten physikalischer Systeme herangezogen werden (→ physikalische Theorie); es kann ferner als *Modellvorstellung* die Anschauung komplizierter Systeme ermöglichen, z. B. das Bohrsche Atommodell, oder Teilaspekte solcher Systeme durch Abbildung auf verstandene Erscheinungen in bekannten Theorien beleuchten, z. B. die Kernmodelle.

In der Kybernetik ist das M. ein nach einem meist konkreten System O geschaffenes System M, wenn bestimmte, als wesentlich ausgesonderte Größen beider Systeme einander umkehrbar eindeutig zugeordnet sind und wenn die Beziehungen zwischen diesen Größen in M eine homöomorphe Abbildung der Beziehungen in O sind. Da bei dieser Abbildung einige Eigenschaften von O unberücksichtigt bleiben, tritt ein Informationsverlust auf. Die *Nutzinformation* über O erscheint im Modell M in bestimmten physikalischen Größen und ist in den Beziehungen zwischen ihnen verschlüsselt. Die physikalischen Größen werden durch *Störgrößen* beeinflußt; dadurch kommt es zu einer Verfälschung der Nutzinformation, es tritt eine *Scheininformation* auf. Des weiteren kommt es zu Relationsfehlern bei der Widerspiegelung. Besonders große Bedeutung haben *Theorie-*

modelle. Sie sondern genau wie materielle M.e aus dem konkreten Objekt *O* gewisse wesentliche Größen aus und ordnen ihnen Grundobjekte der Theorie zu, die mit Namen belegt werden. Sie sondern Beziehungen zwischen den abgebildeten Größen als wesentlich aus und geben diese durch mathematische Relationen zwischen den Grundobjekten wieder. Es entsteht damit die Grundlage für eine Theorie über das widergespiegelte Objekt *O*. *Verhaltensmodelle* widerspiegeln ein Übertragungsverhalten, *Strukturmodelle* einen Aufbau aus Grundbausteinen und *Formmodelle* die räumliche Gestalt des Originals.

Künstliche Augen und Schablonen für Nachformeinrichtungen sind reine Formmodelle, künstliche Zähne und Gliedmaßen sind Form- und Verhaltensmodelle; die Herz-Lungenmaschine, die für eine gewisse Zeit den menschlichen Kreislauf steuert, und die künstliche Niere, die zeitweilig die Nierenfunktion ersetzt, sind reine Verhaltensmodelle. In der Technik bildet man Anlagen und Geräte durch Verhaltensmodelle auf Analogrechnern nach, aber auch Systeme aus einem technischen Bereich durch Systeme eines anderen technischen Bereichs. Dabei finden elektrische und mechanische Netzwerke vielfältige Verwendung. Über elektrische Analogien ist man in der Pneumatik und Hydraulik zu brauchbaren Regelungs- und Steuerungsgeräten gelangt. Besonders wichtig ist die Darstellung des Verhaltens durch M.e eines einheitlichen Bereichs dort, wo in Wandlern physikalische Größen eines technischen Bereichs in Größen eines anderen Bereichs umgesetzt werden, z. B. elektroakustische Wandler wie Lautsprecher, Mikrophone, Schwingquarze. Ähnlichkeitsgesetze der Hydromechanik gestatten die Modellierung umströmter Systeme, z. B. von Tragflügeln durch geometrisch verkleinerte M.e. Viele Erscheinungen der Wirklichkeit lassen sich durch die Potentialgleichung beschreiben. Jeder solche konkrete Sachverhalt kann zur Modellierung jedes anderen solchen Sachverhalts dienen. Man kann z. B. elektrische Felder durch Gummimembranmodelle oder durch M.e im elektrolytischen Trog wiedergeben.

Modellpotential, in der Festkörperphysik ein Potential, das anstelle der tiefen Potentialtrichter des Kristallpotentials einen nur schwach variablen Verlauf zeigt, aber dieselben Streueigenschaften wie das Kristallpotential hat.

Die Bandstruktur vieler Festkörper unterscheidet sich nicht allzu stark von den empty-lattice-Bändern. Die Ursache dafür ist, daß die zwar tiefen Potentialtrichter im Rumpfbereich des Kristallpotentials jedoch nur ein geringes Streuvermögen für Valenzelektronen haben. Interessiert man sich nicht für das Verhalten der Valenzelektronen im Rumpfbereich, das für viele Festkörpereigenschaften unwichtig ist, so kann man das Potential im Rumpfbereich durch eine Konstante A ersetzen, die so gewählt ist, daß die Streuphasen des M.s klein werden und sich von den Streuphasen der Kristallpotentialtrichter um ganzzahlige Vielfache von π unterscheiden. Das ist jedoch nur dadurch zu erreichen, daß A von der Energie und der Drehimpulsquantenzahl l abhängig wird, d. h., das M. ist nichtlokal und energieabhängig. Dafür ist es so schwach, daß alle nur von den Streueigenschaften abhängigen Größen des Festkörpers störungstheoretisch berechnet werden können. Das M. wird besonders für die einfachen Metalle benutzt. Seine Eigenfunktionen stimmen nur im interatomaren Bereich mit den Bloch-Funktionen überein. Im Rumpfbereich verlaufen sie glatt und haben nicht die für atomare Eigenfunktionen charakteristischen Knoten.

Meist wird das Potential des nackten Ions modelliert. Die Streueigenschaften des Ions führt man auf die atomaren Terme zurück. Das Modellion wird linear abgeschirmt (→ Abschirmung durch Leitungselektronen). Das so erhaltene M. kann man als Überlagerung von Potentialen einzelner Modellatome auffassen, so daß man Formfaktoren für das M. angeben kann. Diese Modellatome, d. h. ihre Formfaktoren, sind relativ unabhängig von ihrer Umgebung, so daß mit dieser Vorstellung viele Festkörpereigenschaften berechnet werden können, z. B. die Bandstruktur von idealen Kristallen und Legierungen, Streuquerschnitte für Transportphänomene, Elektron-Phonon-Wechselwirkung, Supraleitungs-Sprungtemperaturen, Stabilität von Kristallstrukturen und Phononenspektren (→ Kristallpotential).

Modellregeln, die aus der → Ähnlichkeitstheorie folgenden Regeln zur Übertragung der Versuchsergebnisse vom Modell auf die Großausführung. Aus ökonomischen und technischen Gründen ist man vor allen Dingen auf dem Gebiet der Strömungslehre und des Wärme- und Stoffaustausches oft gezwungen, physikalische Vorgänge an Modellen zu untersuchen. Nach der Dimensionsanalyse wird für die vollständige Ähnlichkeit zwischen zwei physikalischen Vorgängen die lineare Abhängigkeit entsprechender Größen in Modell und Hauptausführung voneinander gefordert. Aus der Gleichheit der charakteristischen dimensionslosen Kennzahlen für Modell und Großausführung erhält man die M. Die Größen einer dimensionslosen Kennzahl dürfen sich zwar ändern, aber immer nur so, daß sich dabei der Gesamtwert der Kennzahl nicht ändert. Zur richtigen Anwendung der Ähnlichkeitstheorie ist jedoch die eingehende Kenntnis der physikalischen Vorgänge erforderlich. So ist z. B. für die inkompressible Umströmung eines Tragflügels die → Reynoldszahl $\mathrm{Re} = c \cdot l/\nu$ die charakteristische Einflußgröße. Dabei bedeutet c die Strömungsgeschwindigkeit, l die charakteristische Körperabmessung und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Die Reynoldszahl des Modells $\mathrm{Re_M}$ muß gleich der Reynoldszahl der Großausführung $\mathrm{Re_G}$ sein. Am geometrisch ähnlich verkleinerten Modell tritt bei gleichbleibender Zähigkeit eine höhere Geschwindigkeit auf als an der Großausführung. Dabei darf jedoch die Geschwindigkeit nicht so weit gesteigert werden, daß sich am Modellflügel infolge des Kompressibilitätseinflusses ein qualitativ anderes Strömungsbild einstellt als an der Großausführung. Dann wäre nämlich noch die → Machzahl zu berücksichtigen.

Bei den Modellversuchen ist es meist nicht möglich, die vollständige Ähnlichkeit zu verwirklichen, man begnügt sich deshalb mit der partiellen Ähnlichkeit, z. B. bei Schiffen. Für

die Strömungsverhältnisse an Schiffen sind die Reynoldszahl $\mathrm{Re} = c \cdot l/\nu$ und die Froudezahl $\mathrm{Fr} = c/\sqrt{g \cdot l}$ die maßgebenden Ähnlichkeitskennzahlen; g ist die Erdbeschleunigung. Setzt man voraus, daß $g_M = g_G$ und $\nu_M = \nu_G$ sind, so gibt es kein von der Großausführung verschiedenes Modell, das die Forderung vollkommener Ähnlichkeit erfüllt. Man verzichtet deshalb auf die Bedingung $\mathrm{Re}_M = \mathrm{Re}_G$ und achtet nur darauf, daß die Strömung am Modell genau wie an der Großausführung turbulent verläuft. Die dadurch auftretenden Abweichungen sind gering und können abgeschätzt werden.

Modellstoßterm, *Stoßmodell,* phänomenologischer Ersatzausdruck für einen exakten Stoßterm, z. B. für das Stoßintegral der Boltzmann-Gleichung oder den Wechselwirkungsterm anderer kinetischer Gleichungen. Der M. beschreibt die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion infolge der Wechselwirkung der Teilchen untereinander und ist mathematisch einfacher als die exakten Stoßterme zu handhaben. In bestimmten wesentlichen Eigenschaften muß der M. mit dem exakten Stoßterm übereinstimmen. Er muß die Erhaltungssätze für Anzahl, Impuls und kinetische Energie der Teilchen erfüllen, das H-Theorem muß aus ihm ableitbar sein, und er muß für die Gleichgewichtsverteilung verschwinden. Die einfachste Form eines M.es stellt der *Relaxationsterm* $(\partial f/\partial t)_w = -(1/\tau)[f(t, \vec{r}, \vec{v}) - f^\circ(v)]$ dar. Hierbei ist τ die Relaxationszeit, d. i. eine phänomenologisch gegebene Zeit, die den Übergang zum Gleichgewicht charakterisiert und als Reziprokwert der mittleren Stoßfrequenz (→ kinetische Theorie) mikroskopisch gedeutet werden kann, $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die Einteilchen-Verteilungsfunktion, $f^\circ(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung für das Gleichgewicht, also die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung

$$f^\circ(v) = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/(2kT)}$$

mit der Teilchenmasse m, der Boltzmannschen Konstanten k, der Teilchenzahldichte n und der Temperatur T im Gleichgewicht. Der Relaxationsterm erfüllt allerdings nicht wie gefordert die Erhaltungssätze für Impuls und kinetische Energie der Teilchen.

Der bekannteste und am meisten verwendete M. ist der *BGK-Stoßterm* (zuerst angewandt von *B*hatnagar, *G*ross und *K*rook): $(\partial f/\partial t)_w = -(1/\tau)[f(t, \vec{r}, \vec{v}) - f^\circ(t, \vec{r}, \vec{v})]$. Formal ähnelt er dem Relaxationsterm, jedoch ist f° hier die lokale Maxwell-Verteilung (→ Boltzmann-Gleichung). Der BGK-Stoßterm, der sämtlichen geforderten Erhaltungssätzen genügt, beschreibt also die Relaxation zu einem lokalen Gleichgewicht. Während der BGK-Stoßterm die Eigenschaften der exakten Stoßterme qualitativ recht gut widerspiegelt, ergeben sich bei speziellen Anwendungen beträchtliche quantitative Abweichungen der berechneten Transportkoeffizienten von den aus exakten Stoßtermen berechneten bzw. experimentell bestimmten Werten. Es wurden daher in letzter Zeit für spezielle Anwendungen weitere M.e vorgeschlagen und verwandt, die auch quantitativen Anforderungen genügen, z. B. der M. von Dougherty.

Modelltheorie, → Modell.

Modell unabhängiger Elektronen, svw. Schalenmodell.

Modell von Eddington und Lamaitre, → Newtonsche Kosmologie.

Modellvorstellung, → Modell.

moderating ratio, engl. für Bremsverhältnis, → Neutronenbremsung.

Moderator *m, Verlangsamer, Bremssubstanz,* ein Stoff, der Neutronen hoher Energien auf geringere Energien abbremst. Die Bremswirkung eines M.s beruht auf Stoßprozessen zwischen den Neutronen einerseits und den Atomkernen der M.substanz andrerseits; je leichter die Stoßpartner sind, umso günstiger verhält sich i. a. ein Material als M. Außer dieser Forderung nach möglichst schneller Abbremsung erfüllt ein M. seine Aufgabe umso besser, je weniger Neutronen er absorbiert. Ein Maß für die Güte eines M.s ist das Bremsverhältnis (→ Neutronenbremsung, → Lethargie). Der Prozeß der Neutronenbremsung im M. ist dann beendet, wenn die kinetische Energie der Neutronen vergleichbar mit der Energie der Wärmebewegung der Atomkerne der Moderatorsubstanz geworden ist; die Neutronen verhalten sich dann wie ein Gas im M. (→ Neutronengas). M.en müssen in allen thermischen Reaktoren benutzt werden, damit die bei der Kernspaltung entstehenden schnellen Neutronen, die Spaltneutronen mit einer mittleren Energie um 2 MeV, auf thermische Energien von $\approx 0{,}025$ eV abgebremst werden. Bekanntlich kann eine → Kernkettenreaktion in natürlichem oder leicht angereichertem Uran nicht mit schnellen Neutronen aufrecht erhalten werden; bremst man aber die Neutronen schnell auf thermische Energien ab, so ist dies möglich, und man nutzt außerdem den großen thermischen Spaltquerschnitt aus. Der M. ist deshalb unmittelbar mit in der Spaltzone des Reaktors untergebracht. Eine schnelle Abbremsung der Spaltneutronen ist z. B. bei der Kernkettenreaktion in Uran deshalb nötig, um die Resonanzstellen (→ Resonanzabsorption) des U-238, die Neutronen wegfangen können, nach Möglichkeit zu überspringen (→ Vierfaktorenformel, → Bremsnutzung). Als M.en dienen u. a. H_2O, D_2O, Be-9, C sowie organische Verbindungen. Zu der guten Bremswirkung des gewöhnlichen Wassers — infolge seines hohen Wasserstoffgehalts — tritt noch eine unerwünschte, nachteilige Absorptionswirkung, weil sich langsame Neutronen leicht an Protonen anlagern und Deuteronen bilden. Wesentlich weniger werden Neutronen von Deuteronen, reinstem Graphit oder auch reinstem Beryllium absorbiert. Der kernphysikalisch und technisch günstigste und bequemste M. ist D_2O. Seiner großen Kosten wegen wird D_2O bei Leistungsreaktoren trotzdem wieder durch H_2O ersetzt. Jedoch hat sowohl D_2O wie auch H_2O einige Eigenschaften, die sich bei Reaktoren mit besonders hohen Betriebstemperaturen ungünstig bemerkbar machen. Ein Nachteil ist z. B. die Korrosion, die das Wasser an den Brennstoffelementen bewirkt. Als flüssige M.en, die diese Nachteile nicht oder nur in geringem Maße haben, empfehlen sich organische Substanzen mit sehr hoch liegendem Siedepunkt, z. B. Diphenyl, Terphenyl.

Modifikationen, unterschiedliche Kristallstrukturen bei Kristallen gleicher chemischer Zusammensetzung. Wandeln sich die verschiedenen M. einer Verbindung bei einer bestimmten Temperatur (Umwandlungstemperatur) und bestimmtem Druck ineinander um, so spricht man von *Enantiotropie*. *Bei Monotropie* erfolgt die Umwandlung nur in einer Richtung. Gibt es zwei M. einer Substanz, so liegt *Dimorphie* vor, bei mehreren M. *Polymorphie*. Polymorphie von chemischen Elementen wird *Allotropie* genannt. M. einer Verbindung werden meist mit Buchstaben α-, β- usw. bezeichnet, die dem Namen des Kristalls vorangestellt werden. Die bei niedrigster Temperatur stabile Modifikation wird mit α- oder als „Tief-" bezeichnet, z. B. α-Quarz oder Tiefquarz im Gegensatz zu β-Quarz oder Hochquarz. M. von Mineralen werden, vor allem wenn sie sich in ihrer Struktur und damit auch in ihren Gitterkonstanten oder ihrer Symmetrie stark unterscheiden, häufig mit verschiedenen Namen bezeichnet, z. B. Anatas und Rutil für TiO_2.

M., die sich als aus geometrisch definierten Schichten mit derselben Atomanordnung oder aus wenigen Arten von Schichten aufgebaut auffassen lassen und sich nur durch die Stapelung dieser Schichten unterscheiden, werden *Polytypen* genannt. Die wichtigsten Beispiele sind Siliziumkarbid und Zinksulfid. Im Zinksulfid besetzen die Schwefelatome einer Schicht die Gitterpunkte eines hexagonalen Netzes (→ Kugelpackung); die mit denselben x- und y-Koordinaten unmittelbar über den Schwefelatomen liegenden Zinkatome sind derselben Schicht zuzuordnen. Die so definierten Schichten sind in der Weise übereinander gestapelt, daß die Schwefelatome eine dichte Kugelpackung bilden. Dieselbe Beschreibung trifft auf Siliziumkarbid zu, wenn man an die Stelle der Schwefelatome Kohlenstoffatome und an die Stelle der Zinkatome Siliziumatome setzt. Es sind bisher Dutzende von Siliziumkarbid- und von Zinksulfid-Polytypen gefunden und von vielen ist die Stapelung der Schichten bestimmt worden.

Modulation, in der Nachrichtentechnik jede Art der Beeinflussung eines relativ höherfrequenten, periodischen Vorgangs (z. B. einer elektromagnetischen Hochfrequenzschwingung, einer Lichtwelle oder einer Impulsfolge) zur Nachrichtenübermittlung (z. B. Telegrafie, Rundfunk, Fernsehen) sowie zur Übertragung von Meßwerten (z. B. Meteorologie) und von Signalen.

1) Eine hochfrequente Schwingung $s = A\cos(\Omega t + \varphi)$ kann durch Veränderung der Amplitude A, der Frequenz Ω und der Phase φ beeinflußt werden. Dementsprechend unterscheidet man zwischen Amplituden-, Frequenz- und Phasenmodulation.

a) *Amplitudenmodulation* (abgekürzt AM). Bei ihr wird die Amplitude des Trägers entsprechend dem zeitlichen Verlauf des Modulierzeichens gesteuert. Wenn die Trägerschwingung mit der Kreisfrequenz Ω durch $A\cos\Omega t$ und die Modulierschwingung durch $a\cos\omega t$ gegeben ist, so lautet die Gleichung der Hüllkurve: $A + a\cos\omega t = A(1 + m\cos\omega t)$ und die der modulierten Schwingung $s = A(1 + m\cos\omega t) \times \cos\Omega t$. Dabei ist $m = \frac{a}{A} < 1$ der Modulationsgrad und a der Amplitudenhub. $m = 1$ bedeutet volle Aussteuerung und Rückgang der Amplitude der Trägerschwingung bis auf Null.

Für $m > 1$ (Übermodulation) entstehen im allgemeinen starke Verzerrungen.

Durch trigonometrische Umformungen erhält man aus der Beziehung für die modulierte Schwingung $s = A\cos\Omega t + \frac{m}{2}A\cos(\Omega + \omega)t + \frac{m}{2}A\cos(\Omega - \omega)t$. Außer der Trägerfrequenz mit unveränderter Amplitude treten noch die beiden Seitenschwingungen mit den Seitenfrequenzen $\Omega + \omega$ und $\Omega - \omega$ auf. Diese haben gleiche Amplitude, die dem halben Modulationshub entspricht. Wird statt mit einer Frequenz der Träger mit einem Frequenzgemisch moduliert, welches den Frequenzbereich zwischen ω_1 und ω_2 ausfüllt, so entsteht neben dem Träger ein unteres Seitenband mit Seitenfrequenzen zwischen $\Omega - \omega_2$ und $\Omega - \omega_1$ und ein oberes Seitenband mit Seitenfrequenzen zwischen $\Omega + \omega_1$ und $\Omega + \omega_2$. Jedes dieser Seitenbänder enthält dabei den vollständigen Nachrichteninhalt, während der Träger nur als Hilfsschwingung zur M. benötigt wurde, aber zur Übertragung nicht unbedingt erforderlich ist. Es genügt zur Nachrichtenübertragung, wenn eines der Seitenbänder ausgestrahlt wird.

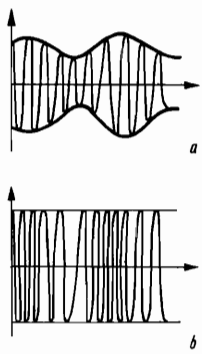
Trennt man das obere Seitenband ab, so erhält man ein Frequenzgemisch, das sich vom natürlichen Frequenzspektrum (der Niederfrequenz) nur dadurch unterscheidet, daß es um den Träger Ω verschoben ist. Man bezeichnet diesen Vorgang als *Frequenzumsetzung* oder *Konversion* und Ω als *Konversionsfrequenz*. Die Amplitudenmodulation ist eines der wichtigsten Modulationsverfahren und wird von den Rundfunksendern im Kurz-, Mittel- und Langwellenbereich angewandt.

b) *Frequenzmodulation* (abgekürzt FM). Als frequenzmoduliert bezeichnet man einen hochfrequenten Träger, wenn seine Momentanfrequenz sich im Takte einer zu übertragenden Nachricht zeitlich ändert. Die Amplitude bleibt dabei konstant. Bei der Frequenzmodulation ist die Trägerfrequenz nicht mehr konstant, es muß also Ωt durch $\int\Omega(t)\,dt$ ersetzt werden. Entsprechend der obigen Definition spricht man jedoch nur dann von einer frequenzmodulierten Schwingung, wenn sich die Kreisfrequenz Ω maximal um den *Frequenzhub*, im übrigen aber kosinusförmig ändert. Für eine einzelne modulierende Niederfrequenz ω gilt $\Omega(t) = \Omega + \Delta\omega\cos\omega t$, wobei $\Delta\omega$ der Frequenzhub ist. Damit ergibt sich für die frequenzmodulierte Schwingung

$$s = A\cos\int_0^t(\Omega + \Delta\omega\cos\omega t)\,dt =$$

$$= A\cos\left(\Omega t + \frac{\Delta\omega}{\omega}\sin\omega t\right).$$

Die Größe $\Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ ist der Phasenhub, der als *Modulationsindex* m_F bezeichnet wird. Der Frequenzhub $\Delta\omega$ ist proportional der Amplitude (Lautstärke) des Signals. Demgegenüber



Modulationsarten der Rundfunktechnik: *a* Amplitudenmodulation, *b* Frequenzmodulation

entspricht die Schnelligkeit, mit der die Hochfrequenz des Trägers zwischen ihren Extremwerten $\Omega + \Delta\omega$ und $\Omega - \Delta\omega$ hin- und herpendelt, der Frequenz ω. Das Frequenzspektrum enthält neben dem Träger unendlich viele Seitenfrequenzen. Für eine einwandfreie Nachrichtenübertragung rechnet man in der Praxis, daß bei einer Breite f_n des zu übertragenden Niederfrequenzbandes und bei einem Frequenzhub $\Delta\omega$ in Hertz eine Gesamtbandbreite von $B \approx 2(\Delta\omega + f_n)$ benötigt wird.

Die Frequenzmodulation wird wegen der erforderlichen großen Bandbreiten vorwiegend im UKW-Bereich und bei höheren Frequenzen angewendet.

c) *Phasenmodulation* (abgekürzt PM). Ein hochfrequenter Träger wird als phasenmoduliert bezeichnet, wenn sich der Phasenwinkel φ im Rhythmus der Niederfrequenz mit $\cos \omega t$ verändert. Auch bei dieser Modulationsart bleibt die Amplitude des Trägers konstant. Im Gegensatz zur Frequenzmodulation, bei der der Frequenzhub unabhängig von der Modulierfrequenz ω ist, ist bei der Phasenmodulation der Phasenhub $\Delta\varphi$ unabhängig von ω. Die hochfrequente Schwingung ist im Falle der Modulation mit nur einer Niederfrequenz ω ebenfalls durch $s = A \cos(\Omega t + \Delta\varphi \sin \omega t)$ gegeben. Der Frequenzhub $\Delta\omega = \omega\Delta\varphi$ ist bei der Phasenmodulation von ω abhängig. Wie bei der Frequenzmodulation sind neben der Trägerwelle unendlich viele Seitenfrequenzen im Frequenzspektrum enthalten. Ein Unterschied zwischen Frequenz- und Phasenmodulation läßt sich bei einer mit nur einem Sinuston modulierten Schwingung nicht feststellen; der Unterschied wird erst bemerkbar, wenn mit einem Frequenzband moduliert wird. In der Praxis wird meist die Frequenzmodulation angewandt.

2) Bei den bisher beschriebenen Arten der M. dient eine kontinuierliche Schwingung als Träger der Nachricht. Demgegenüber wird bei der *Impulsmodulation* oder *Pulsmodulation* eine Folge periodischer, äußerst kurzzeitiger Impulse (Impulsdauer 10^{-6} s und weniger) als Träger eingesetzt. Die Grundlage dieses Modulationsverfahrens bildet die Tatsache, daß es nicht notwendig ist, den zeitlichen Verlauf einer Nachricht kontinuierlich zu übertragen, sondern daß es genügt, der Nachricht genügend häufig kurzzeitige Amplitudenproben zu entnehmen. Theoretische Überlegungen und Versuche haben gezeigt, daß eine Sinusschwingung, wenn man diese als die zu übertragende Nachricht betrachtet, während einer Periode kurzzeitig etwas mehr als dreimal abgetastet werden muß, um sie richtig wiederzugeben. Das bedeutet, daß der zeitliche Abstand T_i der Impulse etwas kleiner sein muß als die halbe Periodendauer der höchsten in der Nachricht vorkommenden Frequenz. $f_i = \frac{1}{T_i}$ ist die *Tastfrequenz* oder *Pulsfrequenz*. In der Praxis hat sich für die Sprachübertragung erwiesen, daß bei einer höchsten zu übertragenden Frequenz von 3400 Hz die Tastfrequenz etwa 8000 Hz betragen muß. Die kontinuierlich verlaufende Nachricht läßt sich aus dieser Impulsfolge sehr einfach wiedergewinnen, indem im Spektrum der Impulse alle Frequenzen oberhalb der höchsten in der Nachricht vorkommenden Frequenz durch ein Tiefpaßfilter unterdrückt werden. Die der Nachricht entnommenen Amplitudenproben können einfach als Impulse schwankender Amplitude übertragen werden. Man bezeichnet dieses Verfahren dann als *Pulsamplitudenmodulation* (PAM) oder *Impulshöhenmodulation*.

Die Amplitudenschwankungen können auch einem anderen Kennzeichen des Impulses aufmoduliert werden, z. B. dadurch, daß die Länge (Breite) des Impulses entsprechend der Amplitude verändert wird. Dieses Verfahren wird *Pulszeitmodulation*, *Pulslängenmodulation* (PLM) oder *Impulsbreitenmodulation* genannt.

Eine dritte Möglichkeit besteht darin, den Abstand des Impulses gegenüber einer festen, den Einsatz des nichtmodulierten Impulses kennzeichnenden Zeitmarke entsprechend der Größe der Amplitudenprobe zu verändern. Man spricht dann von *Pulsabstandsmodulation* oder *Pulszeitpunktsmodulation*, auch als *Pulsphasenmodulation* (PPM) bezeichnet. Mit dieser verwandt ist die *Pulsfrequenzmodulation* (PFM), bei der die Impulsfrequenz verändert wird.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die der Nachricht entnommenen Amplitudenproben in bestimmte, den einzelnen Amplitudenwerten zugeordnete Kombinationen von Impulsen umzusetzen und diese zu übertragen. Das Verfahrent entspricht etwa der telegrafischen Übermittlung von Schriftzeichen und wird als *Pulscodemodulation* (PCM) bezeichnet. Die Impulsamplituden werden bei diesem Verfahren quantisiert, und für jeden Wert wird ein bestimmtes Zeichen übertragen. Insgesamt ist der Vorrat an Zeichen allerdings begrenzt.

Der Vorteil der Pulsmodulationsverfahren besteht darin, daß in der Zeit zwischen den einzelnen Impulsen z. B. ein zweites Telefongespräch übertragen werden kann (*Zeitmultiplexübertragung*). Das ist vor allem für die Übertragung von Nachrichten auf Richtfunkstrecken von Bedeutung, da hier die üblichen Trägerfrequenzverfahren sehr hohe Anforderungen an die Linearität der Verstärker stellen. Hinzu kommt, daß vor allem bei der Pulscodemodulation der Einfluß des Rauschens stark herabgesetzt wird.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Modulationsgitter, bei einer zur Modulation verwendeten Röhre dasjenige Gitter, an das die dem Träger aufzumodulierende NF-Spannung gelegt wird. In der Senderendstufe beispielsweise wird die Vorspannung des M.s im Takte der Modulation geändert; damit ändert sich entsprechend die HF-Amplitude im Anodenkreis der Endstufe.

Modulationsindex, → Modulation 1 b).

Modulationsrauschen, → Rauschen II, 6c.

Modulationsspektroskopie, die Untersuchung optischer Spektren bzw. ihrer Abhängigkeit von äußeren Parametern durch Messung des modulierten Transmissions-, Emissions- oder Reflexionsvermögens eines Stoffes, das durch die Modulation gewisser Parameter erzeugt wird. Der besondere Vorzug der M. ist, daß mit ihr auch sehr geringe Änderungen der

optischen Eigenschaften mit den modulierten Parametern untersucht werden können.

Man unterscheidet zwischen der *äußeren Modulation*, bei der die Eigenschaften der benutzten elektromagnetischen Strahlung – Wellenlänge oder Polarisation – moduliert werden, und der *inneren Modulation*, bei der der Zustand der Probe moduliert wird, z. B. Temperaturwechsel, Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes oder einer zeitlich periodischen mechanischen Spannung.

Ein typisches Modulationsspektrometer besteht aus folgenden Elementen: Modulationseinrichtung (unterschiedlich je nach Art des zu modulierenden Parameters), Lichtquelle, Monochromator, Detektor, Verstärker mit phasenempfindlichem Gleichrichter und Modulationsoszillator zur Erzeugung eines Referenzsignals, Schreiber und Datenverarbeitungssystem.

Mit der M. werden die 1. und 2. Ableitung der optischen Konstanten nach dem modulierten Parameter gemessen, weshalb die M. häufig auch als *Ableitungsspektroskopie* bezeichnet wird. Diese Eigenschaft macht die M. zur Untersuchung von Linienprofilen geeignet.

Modulator, 1) Schaltungstechnik: ein zur Modulation von Schwingungen dienendes elektrisches Schaltelement mit nichtlinearer Strom-Spannungs-Kennlinie. Als M.en werden vor allem Halbleiterdioden, Transistoren und Elektronenröhren (Dioden, Trioden und Mehrgitterröhren) verwendet; daneben eignen sich als M.en auch das Mikrophon und der Eisenmodulator, d. i. ein vormagnetisierter Hochfrequenzwandler. Ist Ω die Kreisfrequenz der Trägerschwingung und ω die Kreisfrequenz der Modulierschwingung, so erhält man bei einfachen Modulatorschaltungen eine große Anzahl von Modulationsprodukten $m\Omega \pm n\omega$, wobei m und n ganze Zahlen sind. Bei der Gegentaktschaltung und der Doppelgegentaktschaltung, die auch als Ringmodulator bezeichnet wird, ist die Zahl der Modulationsprodukte vermindert. Dadurch können bei geringen Frequenzdifferenzen zwischen Trägerfrequenz und Modulationsfrequenzen Überlagerungen von Oberwellen und Kombinationsfrequenzen vermieden werden, die zu Störungen Anlaß geben.

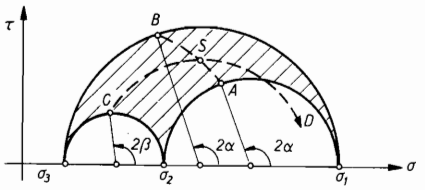
2) Vakuummeßtechnik: *M. nach Redhead*, Teil einer Meßeinrichtung, der in Verbindung mit dem beim Ionisationsvakuummeter angewandten Meßprinzip nach Bayard-Alpert Druckbestimmungen bis herab in den 10^{-12}-Torr-Bereich ermöglicht. Der M. nach Redhead ist ein dünner Wolframdraht, der parallel zum Ionenfänger innerhalb der Anode des Meßsystems angebracht ist und verschiedene Potentiale erhalten kann. Indem man an den M. nach Redhead zunächst Anodenpotential legt und den Ionenstrom mißt und dann das Potential des Ionenkollektors und wieder den Ionenstrom mißt, gelingt es, durch Differenzbildung den druckinvarianten Reststrom, hervorgerufen durch den Röntgen-Effekt und die Ionendesorption von Oberflächen des Elektrodensystems, unter bestimmten Voraussetzungen getrennt zu erfassen und dadurch die untere Druckgrenze nach extrem niedrigen Drücken hin zu untersuchen.

Modulschaltung, → Schaltung.

Mögel-Dellinger-Effekt, → Sonneneruptionseffekt.

Mohorovičić-Diskontinuität, → Erde.

Mohrsche Spannungskreise, die graphische Darstellung des Spannungszustandes an einem Materialpunkt. Auf der Abszisse wird die Normalspannung aufgetragen, auf der Ordinate die Schubspannung; α, β (und γ) sind Winkel in den Hauptebenen. Auf den 3 Kreisen liegen die Spannungskomponenten normal zu oder in den Hauptebenen. Die Komponenten in beliebiger Richtung sind durch den Spannungspunkt S dargestellt, der im schraffierten Gebiet liegt (Abb.).



Die drei Mohrschen Spannungskreise. Mit α und β wird A, B, C, D gefunden, daraus Spannungspunkt $S(\sigma/\tau)$

Mol, Kurzz. mol, SI-Grundeinheit der Stoffmenge oder der Teilchenmenge. Vorsätze erlaubt. Das Mol ist die Stoffmenge eines Systems bestimmter Zusammensetzung, das aus ebenso vielen Teilchen besteht, wie Atome in 0,012 kg ^{12}C enthalten sind. Die Teilchen, die Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen, andere Elementarteilchen oder auch spezielle Gruppen solcher Teilchen sein können, müssen in Zusammenhang mit dem Mol angegeben werden, z. B. 1 mol Fluor, 5 mol Schwefel. Nach älteren Definitionen war das Mol eine Masseeinheit der physikalischen Chemie (→ Grammolekül). Mit der neuen Definition, die 1971 international angenommen wurde, wird dem Bedürfnis der physikalischen Chemie entsprochen, abzählbare Vergleichsmengen zu verwenden.

Molalität, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration 4).

molare Größen, makroskopische extensive Größen, die auf ein Mol eines reinen Stoffes bezogen sind. So hat z. B. jeder Stoff unter gegebenen Bedingungen von Druck und Temperatur eine ganz bestimmte molare „spezifische Wärmekapazität".

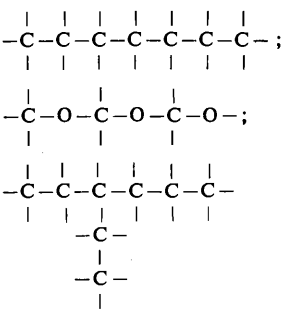
Molarität, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration 3).

Molekel, svw. Molekül.

Molekül, *Molekel*, ein aus zwei oder mehreren gleichen oder verschiedenartigen Atomen zusammengesetztes, durch → chemische Bindungen zusammengehaltenes Teilchen von bestimmter stöchiometrischer Zusammensetzung. Das M. stellt die kleinste selbständige Einheit eines chemischen Stoffes dar. Die Bindung der Atome im Molekül übertrifft größenordnungsmäßig die Stärke der Kräfte zwischen den Molekülen (→ zwischenmolekulare Kräfte, → chemische Bindung). Der Abstand zweier M.e, innerhalb dessen die Wechselwirkung zwischen ihnen wesentlich ist, wird als *Wirkungssphäre* der M.e bezeichnet. Charakteristische, die geometrische Gestalt eines Moleküls bestimmende Größen sind die → Bindungslänge und der → Valenz-

winkel. Die bisherigen Kenntnisse über den Molekülbau und die Elektronenstruktur der Moleküle sind vorwiegend der Analyse der → Molekülspektren zuzuschreiben. In der kinetischen Gastheorie betrachtet man die M.e in grober Vereinfachung als kleine Kugeln mit einem bestimmten Moleküldurchmesser, der aus Messungen der Reibung oder Wärmeleitfähigkeit in der Größe einiger Zehntel Nanometer-Einheiten gefunden wird. Exakt ist jedoch der Moleküldurchmesser wegen der komplizierten geometrischen Gestalt nicht definierbar.

Kettenmoleküle sind M.e, bei denen gleichartige Atome, z. B. Kohlenstoffatome oder verschiedenartige Atome, z. B. Kohlenstoff- und Sauerstoffmoleküle (Heteroketten), in einer Reihe aneinander gebunden sind. Man unterscheidet lineare (unverzweigte) und verzweigte Ketten:



Lit. Preuß: Die Methoden der Molekülphysik und ihre Anwendungsbereiche (Berlin 1959); Sutton: Chemische Bindung und Molekülstruktur (dtsch Berlin 1961); Wolkenstein: Struktur und physikalische Eigenschaften der M.e (dtsch Leipzig 1960).

Molekularakustik, Teil der Akustik, der sich mit den Wechselwirkungen hochfrequenter Schallwellen, d. s. Ultraschallwellen und Hyperschallwellen, mit den Molekülen und Atomen des Ausbreitungsmediums befaßt.

Im Bereich des Hörschalls sind die Wellenlängen groß gegenüber den die Struktur des Mediums bestimmenden Molekularabmessungen, so daß das Medium als Kontinuum aufzufassen ist. Für die Frequenzen des kurzwelligen Ultraschalls gilt dies nicht mehr. Vielmehr machen sich hier in Form von Resonanz- und Relaxationserscheinungen die individuellen und strukturbestimmenden Parameter in molekularen Dimensionen bemerkbar, so daß die Hochfrequenzakustik als Instrument molekularkinetischer Untersuchungen große Bedeutung erlangt hat. Da die Reichweite solcher Schallsignale aber sehr klein wird und an der oberen Grenze der Hyperschallwellen nur noch molekulare Dimensionen erreicht, werden auch neue, von älteren akustischen Meßverfahren abweichende instrumentelle Methoden erforderlich, um die obengenannten Wechselwirkungen zu erfassen.

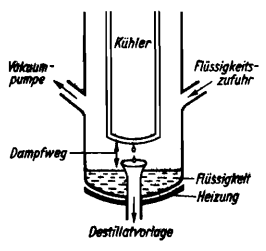
Man geht z. B. davon aus, daß die thermische Bewegung der Moleküle einer Flüssigkeit als eine Überlagerung zahlreicher nach und aus allen Richtungen laufender elastischer Wellen, sogenannter Hyperschallwellen, aufgefaßt werden kann. Bei der Reflexion einer monochromatischen Lichtwelle an solchen Wellenfronten erleidet das reflektierte Licht eine Aufspaltung infolge des Doppler-Effekts um den Betrag $\pm\Delta\lambda = \lambda \cdot (c_H/c) \sin\varphi$ der ursprünglichen Wellenlänge λ, wobei c_H Hyperschallwellengeschwindigkeit, c Lichtgeschwindigkeit und φ der Winkel zwischen den Wellenfronten von Licht und Schall sind. Die daraus berechenbare Hyperschallgeschwindigkeit erlaubt im Vergleich mit der bekannten Ultraschallgeschwindigkeit Aussagen über molekularkinetische Vorgänge.

Lit. Schaafs: Molekularakustik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1963).

Molekularbewegung, Bewegung der mikroskopischen Teilchen von Stoffen, die in Form der Wärmebewegung dieser Teilchen und der Bewegungen des Stoffes als Ganzes vonstatten gehen (Schwankungserscheinungen).

Molekularbiologie, die Erklärung des Lebens und aller biologischen Phänomene als materielle Erscheinungen auf der Grundlage molekularer und atomarer Vorgänge. Die M., entstanden durch das Eindringen physikalischer, chemischer, mathematischer und kristallographischer Methoden in die Biologie, hat die Aufgabe, das Wesen der Lebensvorgänge, speziell die physikalischen und chemischen Grundprozesse in der lebenden Zelle, zu erkennen und deren Wechselwirkung auch quantitativ faßbar zu machen. Kernstück der M. ist die → *Molekulargenetik*. In anderen Arbeitsrichtungen wie der Untersuchung der Nervenleitung, der Signalübertragung und -verarbeitung, der Informationsspeicherung (Gedächtnis), der Immunbiologie mit der Antigen-Antikörperwirkung und der *Bioenergetik*, die mit Atmung, Oxydation und Photosynthese als den Formen biologischer Energieumwandlung das zelluläre System der Energietransformation untersucht, gehen molekularbiologische und biophysikalische Fragestellungen ineinander über.

Molekulardestillation, *Kurzwegdestillation*, eine spezielle Form der Vakuumdestillation. Die M. ist, unabhängig von Verfahrensvarianten, eine Destillation, die bei einem Druck von etwa 10^{-3} Torr durchgeführt wird, d. h. unter Bedingungen, bei denen die mittlere freie Weglänge der Dampfmoleküle größer ist als der Abstand zwischen der Verdampfungs- und der Kondensationsfläche. Bei der Reinigung und Trennung hochsiedender Produkte verhindert die Vakuumdestillation häufig die thermische Zersetzung wertvoller Bestandteile bzw. den gewaltsamen Abbau hochmolekularer Verbindungen. Durch die Anwendung des Vakuums wird der Siedepunkt vieler Substanzen herabgesetzt. Zu diesem Zweck wird die zu destillierende Substanz in einen vakuumdichten Behälter gegeben und der Luftdruck über der Flüssigkeit mit



Molekulardestillation

Hilfe einer Vakuumpumpe erniedrigt. Bei Destillationen im Druckbereich unter 1 Torr werden die Dampfvolumina sehr groß, und es treten bei Verwendung von Außenkondensatoren große Druckdifferenzen zwischen dem Verdampfer und dem Kondensator auf. Über der siedenden Flüssigkeit findet eine Dampfstauung statt, die bewirkt, daß an der Flüssigkeitsoberfläche ein Druck von z. B. nur etwa 1 Torr erreicht wird. Eine Destillation unter einem wesentlich geringeren Druck von z. B. etwa 10^{-3} Torr erreicht man, wenn die Kondensation ganz in der Nähe der verdampfenden Flüssigkeit stattfindet. Der Dampf legt hierbei einen sehr kurzen Weg zurück, daher der Name Kurzwegdestillation. Da bei geeigneter Konstruktion der Einrichtungen die verdampfenden Moleküle auf ihrem Weg zur Kühlfläche nicht mehr mit fremden Molekülen, z. B. mit Luftmolekülen, zusammenstoßen, sondern jedes Dampfmolekül einzeln für sich abdestilliert, heißt diese Destillation auch M.

Molekulardichtung, svw. Diffusionsspaltdichtung.

Molekulardruckvakuummeter, → Vakuummeter.

Molekulareffusion, der Gasdurchtritt durch eine Öffnung in ebener Wand mit vernachlässigbarer Dicke, wobei der größte Durchmesser der Öffnung kleiner als die mittlere freie Weglänge ist.

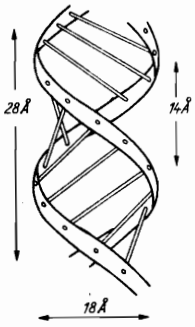
molekulares Chaos, → Boltzmann-Gleichung.

Molekularfeld, das in der → Weißschen Theorie des Ferromagnetismus den kleinen spontan magnetisierten Bereichen phänomenologisch zugeordnete Magnetfeld.

Molekulargenetik, ein Teilgebiet der Vererbungslehre, biologische Arbeitsrichtung, die sich mit der molekularen Struktur der Gene und ihrer Wirkungsweise beschäftigt. Nach den Ergebnissen klassischer Kreuzungsversuche waren Gene zunächst biologische Einheiten mit der Fähigkeit zur Selbstreproduktion (identische Reduplikation) und zur Auslösung art- und formbestimmender Merkmale als Voraussetzung für die Kontinuität des Lebendigen in allen Erscheinungsformen (Mannigfaltigkeit der Arten) sowie mit der Fähigkeit zur erblichen Merkmalsänderung (Mutation) infolge innerer Ursachen oder äußerer Einflüsse als Grundlage der Evolution.

Aus dem experimentell erbrachten Nachweis, daß bei Viren und Bakterien Nukleinsäuren die materiellen Träger der Erbinformation sind und bestimmte Abschnitte der hochpolymeren Desoxyribonukleinsäure (DNS) und Ribonukleinsäure (RNS) alle Eigenschaften der Gene aufweisen sowie aus der Tatsache, daß auch die Genörter in den Chromosomen der Pflanzen- und Tierzelle aus DNS bestehen, konnte geschlossen werden, daß die *Gene* allgemein gleichzusetzen sind mit Struktur und Wirkungsweise des DNS-Makromoleküls.

Die Konstruktion des 1953 von Watson und Crick beschriebenen *Strukturmodells der DNS* beruht im wesentlichen auf röntgenographisch gewonnenen Daten. Danach besteht die DNS aus zwei Polynukleotidsträngen, die als *Doppelhelix* entgegen dem Uhrzeigersinn aufsteigend um eine senkrechte Achse geschlungen sind, den Zusammenhalt beider Ketten bewirken Wasserstoffbrücken zwischen gegenüberliegenden Basen; es sind die Pyrimidinbasen Thymin (T) und Zytosin (C) sowie die Purinbasen Adenin (A) und Guanin (G). Die Basen des einen Helixstranges sind immer so an die des anderen gebunden, daß die Basenpaare entweder aus A und T oder G und C bestehen; aus der Basensequenz des einen Stranges folgt eindeutig die des anderen (Abb.). Bei der identischen Selbstreduplikation der DNS wird die Doppelhelix unter dem Einfluß spezifischer Enzyme wie ein Reißverschluß geöffnet. Mit der fortschreitenden Auftrennung der Helix wird das fehlende komplementäre Gegenstück mit der richtigen Nukleotidsequenz ergänzt, so daß nach erfolgter Reduplikation zwei identische Helixmoleküle vorliegen, die während der mitotischen Zellteilung gleichmäßig auf die Tochterzellen verteilt werden und deren genetische Ausstattung bedingen.



Ausschnitt aus der Doppelhelix eines DNS-Moleküls

Andere *Helixstrukturen* befinden sich in den Molekülen der Eiweiße; die α-Helix besitzt eine zweifache Asymmetrie; sie enthält asymmetrische Aminosäureglieder und ist als Ganzes asymmetrisch, was in den optischen Eigenschaften zum Ausdruck kommt. Bei der β-Helix befinden sich die Eiweißketten in gestreckterem Zustand als in der α-Helix. Diese Struktur wird nicht mehr innerhalb eines Moleküls stabilisiert, sondern intermolekular durch Wasserstoffbindungen zwischen den parallel gestreckten aber antiparallelen Ketten.

Molekulargewicht, → Molekularmasse.

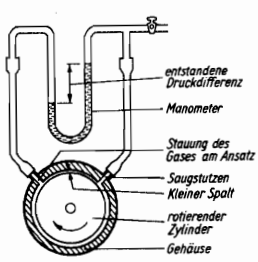
Molekularkräfte, svw. zwischenmolekulare Kräfte.

Molekularmagnet, → Elementarmagnet.

Molekularmasse, die Summe aller Atommassen der in einem Molekül vereinigten Atome. Die M. gibt das Verhältnis der Masse des betreffenden Moleküls zum zwölften Teil der Masse des Kohlenstoffisotops ^{12}C an (früher: zum sechzehnten Teil der Masse des Sauerstoffatoms ^{16}O). Der häufig verwendete Begriff Molekulargewicht ist unkorrekt, da es sich nicht um Gewichte, sondern um Massen handelt.

Molekularpumpe, eine → Turbopumpe, bei der die Gasmoleküle durch Zusammenstöße mit einer hinreichend schnell bewegten Fläche in Form einer rotierenden Scheibe oder eines Zylinders tangential zur Bewegungsrichtung dieser Fläche in einen Raum höheren Drucks gefördert werden.

Eine M. erreicht bei 10^{-2} Torr ihr volles Saugvermögen, das bis zu Drücken unter 10^{-8} Torr konstant bleibt. In neuerer Zeit sind M.n entwickelt worden, die, nachdem sie mehrere Tage bei etwa 100 °C ausgeheizt worden sind, Vakua



Arbeitsprinzip einer Molekularpumpe

Molekularrotation

in der Größenordnung von 10^{-10} Torr zu erreichen gestatten.

Da M.n. ohne Treibmittel arbeiten, deren Moleküle in den zu evakuierenden Vakuumbehälter zurückdiffundieren könnten, ist eine Kühlfalle zwischen M. und Vakuumbehälter nicht erforderlich. Weiter ist von Vorteil, daß sie schnell betriebsbereit und weitgehend unempfindlich gegen Lufteinbrüche sind.

Das Prinzip der M. ist bereits 1913 von Gaede theoretisch und praktisch ausgearbeitet und durch Siegbahn, Holland-Merten, Holweck und in neuerer Zeit vor allem durch Becker technisch weiterentwickelt worden.

Molekularrotation, → Drehvermögen 1).

Molekularsiebe, *Zeolithe*, ein in der Vakuumtechnik häufig verwendetes Adsorptionsmittel. Es besteht aus Natrium-Aluminium-Silikaten mit einer im Verhältnis zum Volumen des Materials sehr großen, porenreichen Oberfläche. Es wird für die Bestückung von Sorptionspumpen und Sorptionsfallen verwendet. Zum Absaugen von Quecksilberdampf ist es jedoch ungeeignet. Quecksilber verstopft die feinen Poren der M.; dieser Vorgang ist nicht reversibel. In neuerer Zeit werden besonders aktivierte M. in ständig steigendem Umfang in der Katalysetechnik eingesetzt.

Molekularstrahlen, svw. Molekülstrahlen.

Molekularströmung, die den Druckausgleich bewirkende Strömung zweier → Knudsen-Gase.

Molekularverstärker, svw. Maser.

Molekularwärme, svw. Molwärme.

Molekülbahn, → Methode der Molekülzustände.

Molekülbahntheorie, svw. Methode der Molekülzustände.

Moleküldurchmesser, → Molekül.

Molekülkristall, → Kristallchemie.

Molekülmodelle der Gastheorie, mathematische Modelle, in denen die Abhängigkeit der molekularen Anziehungs- und Abstoßungskräfte vom Abstand zum Molekülmittelpunkt durch mathematisch einfach zu handhabende Ausdrücke dargestellt wird. Die M. d. G. sind Ansätze zur Bestimmung der wahren Größe und radialen Abhängigkeit dieser Molekularkräfte, denn gaskinetische Berechnungen von Transportkoeffizienten, z. B. Thermodiffusionskoeffizienten, auf der Basis dieser Molekülmodelle und deren Vergleich mit experimentell bestimmten Werten dieser Größen gestatten eine Anpassung der M. d. G. an die wirklichen Molekularkräfte durch geeignete Wahl freier Parameter.

Folgende M. d. G. enthalten nur Abstoßungskräfte: Das einfache, bereits von Clausius 1858 benutzte *Modell starrer Kugeln* mit dem Radius d wird durch das Potential $\Phi(r) = \infty$ für $r < d$ und $\Phi(r) = 0$ für $r > d$ beschrieben. Das *Chapman-Enskog-Modell*, das durch das Potential $\Phi(r) = \text{konst.}/r^{\nu}$, wobei $\nu > 2$ ein zunächst unbestimmter Parameter ist, charakterisiert wird, liefert also ein allgemeines Potenzgesetz für die Abstoßungskraft. Ein Spezialfall dieses allgemeinen Potenzgesetzes für die Abstoßungskräfte sind die *Maxwellschen Moleküle*, die durch das Potential $\Phi(r) = \text{konst.}/r^4$ beschrieben werden und aus rechnerischen Gründen von besonderer Bedeutung in der Gastheorie sind.

Das *Sutherland-Modell* benutzt für die Abstoßungskräfte das Modell starrer Kugeln, während zusätzlich Anziehungskräfte durch ein Potenzkraft-Potential berücksichtigt werden, d. h. $\Phi(r) = \infty$ für $r < d$ und $\Phi = \text{konst.}/r^{\nu}$ für $r > d$. Mit dem *Lennard-Jones-Potential* $\Phi = \text{konst.} \left[\left(\frac{d}{r}\right)^{\nu_1} - \left(\frac{d}{r}\right)^{\nu_2}\right]$, das sowohl für Anziehungs- als auch für Abstoßungskräfte ein Potenzgesetz annimmt, erreicht man eine beträchtliche Annäherung an die realen Verhältnisse. Mit diesem Modell gelang erstmalig eine qualitativ befriedigende Berechnung eines Thermodiffusionskoeffizienten. Quantentheoretische Überlegungen legen es nahe, $\nu_2 = 6$ zu wählen, d. h. für die Anziehungskraft die Dispersionskraft (Potential $\sim 1/r^6$) einzusetzen. Für ν_1 wurden die Werte 12 und 8 besonders untersucht, während d etwa zwischen 0,2 und 0,5 nm liegt. Durch direkte quantentheoretische Berechnungen der Molekülkräfte erhält man das *Exponential-Potential-Modell* $\Phi = be^{-r/a} - c/r^6$. Die Konstanten a, b und c lassen sich für einfache Moleküle quantenmechanisch unmittelbar berechnen. In letzter Zeit gelang es durch Anwendung der modernen Rechentechnik, mathematisch komplizierte, die realen Molekularkräfte besser widerspiegelnde Molekülmodelle zu behandeln.

Molekülorbital, → Methode der Molekülzustände.

Molekülorbitalmethode, svw. Methode der Molekülzustände.

Molekülspektren, die Linien oder Banden bestimmter Frequenzen, die durch Absorption oder Emission von elektromagnetischer Strahlung bei Änderung des Rotations-, Schwingungs- und Elektronenzustandes von Molekülen auftreten. M. können den gesamten Frequenzbereich zwischen Vakuum-Ultraviolett und fernem Infrarot überstreichen. Änderung des Elektronenzustandes liegt auch den → Atomspektren zugrunde; die bei Molekülen zusätzlich auftretenden Möglichkeiten der Änderung der Schwingungs- und Rotationsbewegung des durch die Atomkerne gebildeten Molekülgerüsts führen zu einem veränderten Aussehen der M. gegenüber den Atomspektren. Je nach Spektralbereich und Auflösung beobachtet man einfache Linienfolgen, Banden (mehr oder weniger breite verwaschene Bänder) oder Bandensysteme. Die Banden freier Moleküle erweisen sich bei der Untersuchung mit hoher spektraler Auflösung im allgemeinen als *Vielliniensysteme*. Größere Wechselwirkung der Moleküle (bei hohen Temperaturen oder Drücken, im Festkörper, bei Einlagerung in Lösungsmitteln) führen meist zu einem Verlust an Feinstruktur, es entstehen *diffuse M.* Daneben gibt es echte → kontinuierliche Molekülspektren.

Je nach Anzahl der ein Molekül bildenden Atome unterscheidet man zwischen → Spektren zweiatomiger Moleküle und → Spektren mehratomiger Moleküle.

Durch Auswertung der M. erhält man mehrere grundlegende Molekülddaten, z. B. Energiezustände, Rotations- und Schwingungsfrequenzen, Trägheitsmomente, Kraftkonstanten, in speziellen Fällen ergeben sich Aussagen über

Kernspin, Potentialkurven, Dissoziationsarbeit und isotope Zusammensetzungen, über die Elektronenstruktur, Relaxationsmechanismen und die Kinetik chemischer Reaktionen in angeregten Zuständen.

Die wichtigsten Verfahren, M. zu charakterisieren (*Molekülspektroskopie*), sind die magnetische Kernresonanz, die Mikrowellenspektroskopie, die Mikrowellen-Gasspektroskopie, die Raman-Spektroskopie, die Ultrarotspektroskopie sowie auch die Röntgenspektroskopie.

Molekülspektroskopie, → Molekülspektren.

Molekülstrahlen, *Molekularstrahlen*, Strahlen neutraler Moleküle im Vakuum. Die Abstände der Moleküle im Strahl voneinander und von umgebenden Körpern sind so groß, daß Stöße und Wechselwirkungen vernachlässigt werden können. Die Geschwindigkeiten der Teilchen des Strahls sind durch die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung (→ Verteilungsfunktion) gegeben.

Besteht der Strahl aus neutralen Atomen, so bezeichnet man ihn als *Atomstrahl*.

Als Quelle der M. dient ein „Ofen", in dem die zu untersuchende Substanz bei definierter Temperatur verdampft wird. Bei Gasen genügt es, sie über einen Spalt im Vakuum zu leiten. Der Druck im Ofen darf nur so hoch sein, daß die mittlere freie Weglänge der Moleküle groß gegenüber der Breite des Austrittsspalts bleibt. Andernfalls kommt es zu unerwünschten Zusammenstößen außerhalb des Ofens.

Zum Nachweis der Atomstrahlen und M. verwendet man Vakuummeter, z. B. Pirani-Manometer, oder man kondensiert den Strahl auf einer polierten und gekühlten Fläche. Auch durch Ionisation der Moleküle ist ein Nachweis möglich, wobei die entstehenden Ionen in einem Massenspektrometer analysiert werden können.

Atomstrahlen und M. werden in der Physik zu vielfältigen Zwecken verwendet, so z. B. zu Untersuchungen der magnetischen Momente von Atomen und Molekülen durch → Atomstrahlresonanz und → Molekülstrahlresonanz, zur Schaffung von Frequenzstandards (Moleküluhren), zur Bestimmung von freien Weglängen und Geschwindigkeitsverteilungen in Gasen u. a. m.

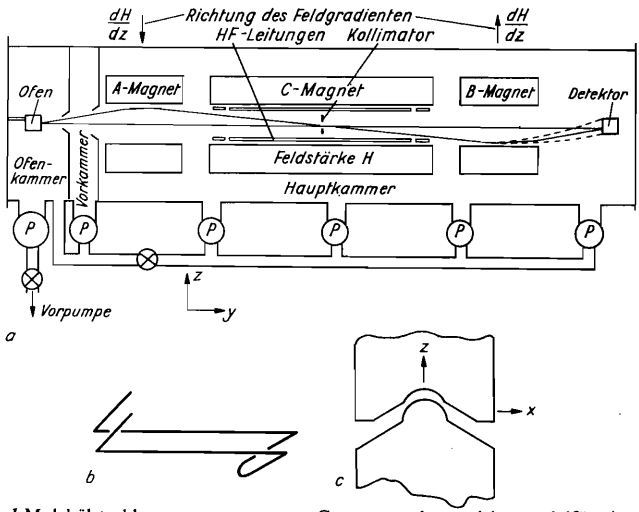
Lit. Kopfermann: Kernmomente (2. Aufl. Frankfurt am Main 1956).

Molekülstrahlresonanz, *Rabi-Methode*, eine 1938/39 von Rabi und Mitarbeitern entwickelte Methode der Hochfrequenzspektroskopie, die zu Präzisionsmessungen der magnetischen Dipolmomente von Atomkernen angewendet wird. Weiterhin kann man durch M. Informationen über Rotationsmomente, Quadrupolmomente und innere Wechselwirkungen in Molekülen erhalten. Diese Untersuchungen wurden vor allem an zweiatomigen Molekülen, wie H_2, HD und D_2, ausgeführt.

Die Molekülstrahlresonanzmethode stellt eine Abwandlung des klassischen → Stern-Gerlach-Versuchs dar. Je nachdem, ob das hochfrequente Feld magnetische oder elektrische Dipolübergänge in Molekülen induziert, spricht man von magnetischer oder elektrischer M.

Bei der *magnetischen M.* durchläuft der in einem „Ofen" erzeugte → Molekülstrahl nacheinander drei magnetische Felder (Abb. 1). Die Felder der Magnete *A* und *B* sind gleichgerichtet, aber infolge der Form der Polschuhe stark inhomogen. Die Feldgradienten $dH/dz \approx 10^5$ G/cm beider Magnete sind einander entgegengerichtet. Zwischen beiden Magneten befindet sich der *C*-Magnet, der ein homogenes Feld *H* erzeugt.

Um Kernmomente zu bestimmen, verwendet man einen Strahl von Molekülen, die kein resul-

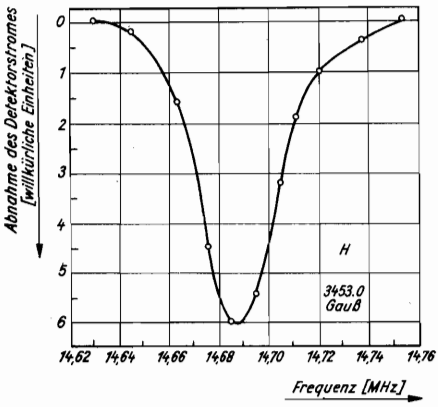


1 Molekülstrahlresonanzapparatur: *a* Gesamtanordnung, *b* haarnadelförmige Hochfrequenzleitung, *c* Schnitt durch den A- und B-Magneten. *P* Vakuumpumpe

tierendes magnetisches Moment der Elektronenhülle aufweisen, z. B. ^{7}LiCl zur Bestimmung des magnetischen Moments des ^{7}Li-Kerns. Beim Durchlaufen des *A*-Feldes stellen sich die Kernmomente in die nach der Richtungsquantelung möglichen Orientierungen bezüglich der Feldrichtung ein. Die Moleküle erfahren in diesem inhomogenen Feld eine ablenkende Kraft $\mu_z\, dH/dz$, die der Komponente μ_z des magnetischen Kernmoments in Feldrichtung proportional ist. Beim Durchfliegen des homogenen Feldes *C* werden die Kerne und damit die Moleküle nicht abgelenkt. Die Kerne behalten ihre Orientierung bei. Da der Feldgradient dH/dz des Feldes $\vec{B}$ entgegengesetzt zu dem des *A*-Feldes verläuft, wird in diesem Feld der Molekülstrahl wieder zur Achse zurückgelenkt und tritt in den Detektor *D*, meist ein Pirani-Vakuummeter, ein. Erzeugt man jedoch senkrecht zum homogenen Feld *H* des Magneten *C* durch eine haarnadelförmige Drahtschleife ein hochfrequentes Magnetfeld, dessen Frequenz ν der Resonanzbedingung $\nu = \frac{\gamma_I}{2\pi} H$ genügt, so werden die Kerne wie bei der → magnetischen Kernresonanz umorientiert. γ_I ist das gyromagnetische Verhältnis des Kerns. Die Kerne haben nunmehr beim Eintreten in den *B*-Magneten eine andere Orientierung, d. h. eine andere Komponente ihres magnetischen Moments in *z*-Richtung, als sie beim Austreten aus dem *A*-Magneten hatten. Auf sie wirkt somit eine andere Kraft, die Auslenkungen in den Magneten *A* und *B* sind nicht mehr gleich, und die Moleküle gelangen nicht in den Detektor. Der

Resonanzeffekt zeigt sich also darin, daß die am Detektor gemessene Strahlintensität abnimmt.

Als Beispiel einer Resonanzkurve ist in Abb. 2 die Änderung der Strahlintensität als Funktion der Frequenz des Hochfrequenzfeldes für ^{1}H-Resonanz an KOH-Strahlen dargestellt. Das



2 ^{1}H-Resonanz an KOH-Strahlen

C-Feld wurde konstant gehalten. Durch Messung der Resonanzfrequenz ν und des magnetischen Feldes H läßt sich das gyromagnetische Verhältnis der Kerne und bei bekanntem Kernspin auch das Kernmoment bestimmen. Mit einer modifizierten experimentellen Anordnung gelang es 1940 Bloch und Alvarez, das magnetische Moment des Neutrons zu ermitteln.

Mittels der *elektrischen M.* werden polare Moleküle untersucht. Die elektrischen Molekülstrahlresonanz-Spektrometer zeigen im Prinzip den gleichen Aufbau wie die oben beschriebenen magnetischen Anordnungen. Jedoch treten an die Stellen der magnetischen Felder elektrische. Die Resonanzübergänge werden durch ein hochfrequentes elektrisches Feld induziert.

Lit. Kopfermann: Kernmomente (2. Aufl. Frankfurt am Main 1956).

Molekülstruktur, die sich aus der Art der Bindungen ergebende räumliche Anordnung der Atome im Molekül. Die M. läßt sich aus der Beugung der Röntgen- und Elektronenstrahlen, aus spektroskopischen Untersuchungen, aus der Messung des elektrischen Dipolmoments u. a. m. ermitteln.

Moleküluhr, → Atomuhr.

Molekülzustand, ein durch die → Methode der Molekülzustände beschreibbarer Zustand von Elektronen im Molekül, auch Molekülorbital genannt, in dem die Elektronen nicht den einzelnen Atomen, sondern dem ganzen Molekül zugeordnet werden. Im Grundzustand eines Moleküls werden die Molekülzustände in ihrer energetischen Reihenfolge von unten her durch je zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin besetzt. Man unterscheidet lockernde und bindende Molekülzustände. Ist die Energie eines Molekülorbitals größer als die der Atomorbitale, aus denen das Molekülorbital angenähert wird, spricht man von einem *lockernden M.* und entsprechend von *lockernden Elektronen.* Tritt beim Übergang vom Atomorbital zum Molekülorbital eine Erniedrigung der Energie auf, so liegt ein *bindender M.* vor. Elektronen, die einen bindenden M. besetzen, werden *bindende Elektronen* genannt.

Molenbruch, ein Konzentrationsmaß, das vorwiegend für die Angabe der Zusammensetzung von Mischungen oder Lösungen von Nichtelektrolyten verwendet wird. Der M. ist gleich der Zahl der Mole des gelösten Stoffes dividiert durch die Zahl der Mole aller Stoffe in der Mischung bzw. der Lösung.

Möller-Prisma, → Reflexionsprisma.

Møllersche Wellenoperatoren, → S-Matrix.

Møller-Streuung, → Feynman-Diagramm.

Mollier-Diagramm, Diagramm für Zustandsänderungen, bei denen die Enthalpie H als eine Koordinate dient. Am meisten verbreitet ist das Enthalpie-Entropie-Diagramm, aber auch Enthalpie-Druck- und Enthalpie-Temperatur-Diagramme werden benutzt. M.-D.e werden besonders in der Dampftechnik verwendet.

Mollsche Thermosäule, → Aktinometer.

moll-Skala, → Tonskalen.

Mollwo-Ivey-Relation, eine empirische Beziehung zwischen der energetischen Lage des Maximums von Absorptionsbanden von Alkalihalogeniden und deren Gitterkonstanten a. Für das Maximum E_F der F-Bande gilt z. B. $E_F = 17{,}7\ a^{-1{,}84}$, wobei E_F in Elektronenvolt und a in Ångström einzusetzen sind. → Störstelle.

Molnormvolumen, → Molvolumen.

Molpolarisation, die mit der Loschmidtschen Zahl multiplizierte molekulare elektrische → Polarisierbarkeit.

Molprozent, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration.

Molverhältnis, ein Konzentrationsmaß. → Konzentration.

Molvolumen, V_{mol}, das Volumen eines Mols eines Stoffes. Es ist gegeben durch $V_{mol} = M/\varrho$, wobei M das Molekulargewicht und ϱ die Dichte bedeuten. Bei idealen Gasen ist das M. jedoch von der speziellen Substanz unabhängig und nur von Druck und Temperatur abhängig (→ Clapeyronsche Zustandsgleichung). Bei physikalischen Normalbedingungen beträgt das M. idealer Gase (*Molnormvolumen*) $V_{mol} = 22{,}414$ Liter. Nach der von H. Kopp 1855 aufgestellten empirischen Regel sind die Molvolumina der Flüssigkeiten bei ihren Siedepunkten gleich der Summe der Atomvolumina. Bei realen Flüssigkeits- und Gasgemischen setzt sich das M. nicht additiv aus den Molvolumina der einzelnen Komponenten zusammen; in solchen Fällen muß mit partiellen Molvolumina gerechnet werden.

Molwärme, die auf ein Mol eines Stoffes bezogene → spezifische Wärmekapazität.

Momente, allgemein die für eine beliebige diskrete oder kontinuierliche Verteilung $\mu(x_1, \ldots, x_n)$ im n-dimensionalen euklidischen Raum $\mathfrak{R}^n$ bezüglich des Koordinatenursprungs definierten Ausdrücke $M^{(n)}_{i_1 i_2 \ldots i_n} = \int x_{i_1} x_{i_2} \cdots x_{i_n}\, dm$ für $i_k = 1, \ldots, n$. Speziell für eine Masseverteilung $\varrho(\vec{r})$ im dreidimensionalen Raum sind die x_{i_k} mit der x-, y- oder z-Koordinate zu identifizieren, je nachdem ob die i_k die Werte 1, 2 oder 3 annehmen. Dabei sind x, y und z die Koordinaten des Masseelementes $dm = \varrho(\vec{r})\, d\tau$, wobei $d\tau$ das in-

finitesimale Volumenelement ist; der obere Index (n) zeigt an, daß ein Moment n-ter Ordnung vorliegt. Die *M. 1. Ordnung* $M_i^{(1)} = \int x_i \, dm$ liefern den Schwerpunkt des Systems, im homogenen Schwerefeld außerdem das Drehmoment. Die *M. 2. Ordnung* $M_{ij}^{(2)} = \int x_i x_j \, dm$ geben die Komponenten des Trägheitstensors; sie spielen für die Drehbewegung starrer Körper eine wichtige Rolle. Höhere M. werden bei der Behandlung des starren Körpers nicht benötigt, spielen aber bei mathematischen Problemen und bei Wahrscheinlichkeitsverteilungen wie auch für die Spektrenauswertung (→ Momentenmethode) eine Rolle.

Das Moment eines Vektors $\vec{v}$ im Punkte P bezüglich eines festen Bezugspunktes O ist das Vektorprodukt $\vec{r} \times \vec{v}$ mit $\vec{r} = \overrightarrow{OP}$, dem Radiusvektor $\vec{r}$ zum Punkte P (→ Drehmoment, → Drehimpuls). → magnetisches Moment.

momentane Auslenkung, → Schwingung.

Momentanleistung, → Wechselstromleistung.

Momentenbeiwert, → Druckpunkt.

Momentengleichungen, → Boltzmann-Gleichung.

Momentenmethode, eine Methode zur Analyse von experimentellen Absorptions- bzw. Emissionsspektren von Festkörpern. Das nullte Moment einer Absorptionsbande ist definiert als $M_0 = \int f(E)\,dE$, das erste Moment $M_1 = \frac{1}{M_0}\int f(E)\,E\,dE$ gibt den Schwerpunkt der Bande. Das n-te Moment ist $M_n = \frac{1}{M_0}\int f(E) \times \times (E - M_1)^n \, dE$ mit $f(E) = \frac{1}{E}\cdot\alpha(E)$; α ist der optische Absorptionskoeffizient für die Photonenenergie E. Die M. wird vor allem zur Analyse breiter, wenig strukturierter Banden angewandt, wenn eine Entartung der elektronischen Energieniveaus der Störstellen vorliegt, die die Banden verursachen.

Momentensatz, → Drehmoment.

MO-Methode, svw. Methode der Molekülzustände.

Monat, die Zeitdauer eines Umlaufes des Mondes um die Erde. Je nach Wahl des Bezugspunktes oder der Bezugslinie, gegenüber denen ein voller Umlauf gezählt wird, ergeben sich unterschiedliche Monatslängen. Der *drakonitische M.* mit 27 d 5 h 5 min 35,8 s mittlerer Sonnenzeit ist auf den aufsteigenden Knoten der Mondbahn bezogen, der *tropische M.* mit 27 d 7 h 43 min 4,7 s auf den Stundenkreis des Frühlingspunktes, der *siderische M.* mit 27 d 7 h 43 min 11,5 s auf den Stundenkreis eines Fixsternes, der *anomalistische M.* mit 27 d 13 h 18 min 33,2 s auf das Perigäum und der *synodische M.* mit 29 d 12 h 44 min 2,9 s auf gleiche Mondphase.

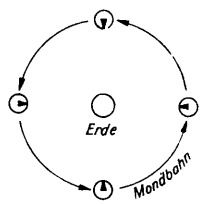
Monazitsand, isomorphes Gemisch von Silikaten und Phosphaten des Thoriums und der Seltenerdmetalle, das für deren Gewinnung – besonders des Thoriums – ein wichtiges Ausgangsmaterial ist. M. ist häufig radioaktiv, man findet ihn vor allem an den Mündungen großer Flüsse, z. B. in Süd-Norwegen, Indien, Ceylon, Brasilien, im Ural.

Mond, 1) im *engeren Sinne* der die Erde umkreisende Himmelskörper (*Erdmond, Erdtrabant*). Die mittlere Entfernung des M.es von der Erde beträgt 384400 km, die siderische Umlaufzeit 27,321 66 Tage, die synodische Umlaufzeit ist um 2,209 Tage länger (→ Monat). Der Durchmesser des M.es beträgt 3476 km, die Masse $7{,}35 \cdot 10^{25}$ g = 1/81,3 Erdmassen. Die mittlere Dichte ergibt sich damit zu 3,34 g/cm³. Die Schwerebeschleunigung an der Mondoberfläche beträgt 16,6% derjenigen an der Erdoberfläche. Die Temperatur schwankt zwischen +130 °C auf der Tagseite und etwa −160 °C auf der Nachtseite. Der M. strahlt im reflektierten Sonnenlicht, nur im Infraroten und im Radiogebiet tritt thermisches Eigenleuchten auf (→ Radioastronomie).

Der M. besitzt nur eine außerordentlich dünne Atmosphäre, die radioastronomisch nachweisbar ist. Die Elektronendichte liegt etwa um 10^4 Elektronen je cm³ über der des interplanetaren Gases.

Von der Oberfläche des M.es kann von der Erde aus nur etwas mehr als die Hälfte beobachtet werden, weil der M. infolge seiner gebundenen Rotation der Erde ständig die gleiche Seite zuwendet.

In der Abb. ist schematisch der M. an vier Stellen seiner Bahn um die Erde dargestellt. Die Pfeile sind gedachte Markierungen, die fest mit der Mondoberfläche verbunden sein sollen. Bei der gebundenen Rotation weisen die Pfeile immer zur Erde: Der M. kehrt der Erde stets die gleiche Seite zu. Verfolgt man die Veränderung der Pfeilrichtungen in den vier aufeinanderfolgenden Stellungen, so erkennt man, daß sich der M. während eines Umlaufes um die Erde gerade um 360° gedreht hat. Hätte der M. keine Rotation, so würde die Richtung der Pfeile immer gleich bleiben, der M. würde aber der Erde immer andere Teile seiner Oberfläche zukehren.



Zur Veranschaulichung der gebundenen Rotation des Mondes

Mit Hilfe von Raumsonden und künstlichen Mondsatelliten gelang es, auch die Rückseite des M.es zu untersuchen.

Bei den Oberflächenstrukturen unterscheidet man Ebenen und Gebirge. Es treten sowohl *Ketten-* als auch *Ringgebirge* auf. Die Ringgebirge, die oftmals einen Zentralberg umschließen, können Durchmesser bis zu 200 km haben. Mit Abnahme der Durchmesser steigt die Zahl der Ringgebirge steil an, sie werden dann als *Krater* bezeichnet. Über die Entstehung einzelner Mondformationen ist noch nichts Endgültiges bekannt; die Entstehung der Krater wird aber meist auf den Einschlag von Meteoriten zurückgeführt. In jüngster Zeit gelang die direkte physikalische und chemische Untersuchung der Mondoberfläche mit Hilfe weich gelandeter Mondsonden und durch die Untersuchung der auf die Erde gebrachten Proben von Mondgestein. Dabei ergab sich, daß die Mondoberfläche mit einer Schicht porösen, staubförmigen Materials bedeckt ist, in das feste Gesteinsbrocken eingebettet sind. Diese sind ähnlich dem irdischen Basalt, es wurden aber auch Minerale gefunden, die auf der Erde unbekannt sind. Der Mondstaub ist das Ergebnis einer durch Meteorite, Sonnenwind und kosmische Strahlung verursachten Erosion des Mondgesteins. Für das Alter der Mondbodenproben ergaben sich Werte zwischen 2 und mehr als 4 Milliarden Jahre.

Der M. ist Ziel zahlreicher Unternehmungen der Weltraumfahrt. Mit Lunik 2 (UdSSR) erreichte 1959 zum ersten Mal ein von Menschen gebautes Objekt den M. Die Mondrückseite wurde 1959 erstmalig durch Lunik 3 (UdSSR) photographiert. Die erste weiche Landung auf dem M. erfolgte 1966 durch Luna 6 (UdSSR).

Am 20. 7. 1969 betraten zum ersten Mal Menschen die Mondoberfläche, die Besatzung der Landefähre von Apollo 11 (USA).

Das erste automatische unbemannte fahrbare Mondlaboratorium war Lunochod I, gelandet am 17. 11. 1970.

2) im weiteren Sinne jeder Himmelskörper, der einen Planeten umkreist, → Satellit.

Mondbeben, durch Einschläge von Meteoriten oder eventuelle tektonische Vorgänge hervorgerufene Erschütterung des Bodens des Mondes. M. sind verglichen mit → Erdbeben äußerst schwach, dennoch können sie infolge des Fehlens der → mikroseismischen Bodenunruhe mittels hochempfindlicher Seismographen registriert werden. Die gewonnenen Seismogramme unterscheiden sich wesentlich von denen bei Erdbeben. Man kann sie als Schwingungsbilder vieler, auf ganz verschiedenen Wegen gelaufener Teilwellen deuten, was auf viele reflektierende große Spalten hinweist.

Monitor, ein Gerät oder eine Einrichtung zur Beobachtung oder Kontrolle der Funktion einer komplexen Anlage. Derartige Einrichtungen, zu denen die erforderlichen Signale oft über Entfernungen von vielen km übertragen werden, bestehen z. B. aus Fernsehbildwiedergabegeräten, Fernanzeigegeräten u. a. m.

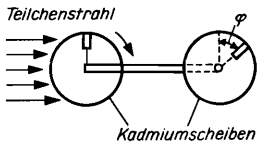
In der Hochenergiephysik ist ein M. im einfachsten Falle ein Zählrohr oder ein Szintillationszähler mit nachgeschaltetem elektronischem Impulszähler zur Absolutbestimmung der Teilchenstrahlintensität an einer Beschleunigungsanlage.

Im Strahlenschutz ist ein M. ein Überwachungsgerät für ionisierende Strahlung, das die Überschreitung vorgegebener Schwellwerte optisch oder akustisch signalisiert. Meist werden → Zählrohre oder → Ionisationskammern als Detektoren verwendet. Beispiele sind M.e für die Kontamination der Körperoberfläche (Hand-Fuß-Monitor, Personen-Monitor), der Kleidung oder des Fußbodens. Von besonderer Bedeutung sind M.e für die Ortsdosisleistung (Labormonitore, Raumwarnanlagen) sowie Luftmonitore, die wesentliche Überschreitungen der maximal zulässigen Äquivalentdosisleistung bzw. der maximal zulässigen Konzentration radioaktiver Stoffe in der Luft (→ Strahlenschutzgrenzwerte) signalisieren und damit das rechtzeitige Verlassen eines Raumes bei Gefahr ermöglichen. Zur groben Feststellung von → Inkorporationen dient der Inkorporations-Monitor, eine einfache Form des Ganzkörperzählers.

Monochromat, ein Linsensystem, bei dem die chromatischen Bildfehler (→ Abbildungsfehler) nicht behoben sind. Der M. kann also nur für eine ausgezeichnete Wellenlänge benutzt werden. Er findet oft für Abbildung im Ultravioletten Anwendung, weil hier für die Behebung der chromatischen Bildfehler keine geeigneten Linsenwerkstoffe zur Verfügung stehen.

Monochromator, eine Vorrichtung zur Auswahl von Teilchen nach ihrer Energie oder von Wellen nach ihrer Frequenz. Wegen des Welle-Teilchen-Dualismus können (meist in verschiedenen Energiebereichen) Teilchen- und Wellenmethoden für dieselbe Strahlungsart benutzt werden. Mit den Wellen-(Interferenz-)Methoden kann man eine höhere Genauigkeit (höheres Auflösungsvermögen) erreichen.

1) M. für Teilchenstrahlen. Es wird gefordert, daß die Energie der Teilchen nur wenig um einen Mittelwert schwanken soll. *Mechanische M.en* dienen z. B. zur Energieselektion thermischer Neutronen eines Reaktors. Auf einer Achse rotieren Kadmiumscheiben, in denen sich um den Winkel φ versetzte Schlitze befinden (Abb. 1). Entsprechend der Drehgeschwindigkeit der Scheiben gelangen nur Neutronen einer definierten Energie durch den M. (→ Chopper, → Flugzeitmethode, → Geschwindigkeitsselektor). Diese mechanischen M.en eignen sich nur für Neutronen geringer Energie. Monochromatische Neutronen hoher Energie erhält man lediglich durch spezielle Kernprozesse, in denen solche direkt erzeugt werden. *Elektromagnetische*

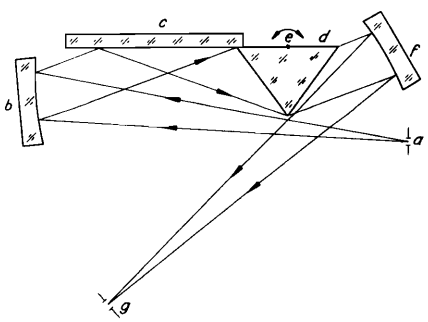


1 Monochromator für thermische Neutronen

M.en bewirken eine Geschwindigkeitsauswahl der geladenen Teilchen. Bei vorgegebener Geometrie kann dazu die Ablenkung eines geladenen Teilchens in einem homogenen elektrischen oder magnetischen Feld sowie in zueinander senkrechten elektrischen und magnetischen Feldern benutzt werden.

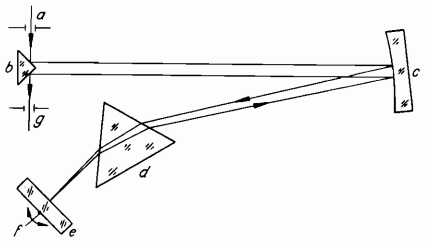
2) M. für Wellen. Im grundsätzlichen Aufbau ähnelt der M. einem → Spektrographen. Das vom Eintrittsspalt kommende Licht wird von einem Spiegel parallelgerichtet und auf das Prisma oder Beugungsgitter gelenkt. Das parallele Licht wird von einem zweiten Spiegel in die Ebene des Austrittsspaltes fokussiert. Auf diese Weise wird der Eintrittsspalt auf den Austrittsspalt abgebildet. Diese Abbildung ist nur für die eingestellte Wellenlänge vollständig. Eintrittsspaltbilder, die zu benachbarten Wellenlängen gehören, werden etwas seitlich versetzt abgebildet, so daß deren Licht nur noch teilweise oder gar nicht durch den Austrittsspalt gelangt. Zur Einstellung der gewünschten Wellenlänge wird das Prisma oder Gitter um eine bestimmte Achse gedreht.

Bei den M.en haben sich zwei Grundbauformen durchgesetzt, die Wadsworth- und die



2 Monochromator in Wadsworth-Aufstellung. *a* Eintrittsspalt, *b* Kollimatorspiegel, *c* Planspiegel, *d* Prisma, *e* Drehpunkt für Planspiegel und Prisma, *f* Hohlspiegel, *g* Austrittsspalt

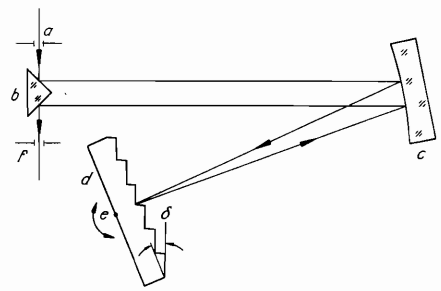
Littrow-Aufstellung. Bei der *Wadsworth-Aufstellung* (Abb. 2) ist mit dem Prisma ein Planspiegel (Wadsworth-Spiegel) starr gekoppelt. Beide werden um eine feste Achse gedreht, die sich in der Schnittlinie der Planspiegelebene mit der winkelhalbierenden Ebene des Prismas befindet. Auf diese Weise wird erreicht, daß das Prisma für jede Wellenlängenjustierung im Minimum der Ablenkung benutzt wird. Bei der *Littrow-Aufstellung* (Abb. 3) wird eine Auto-



3 Monochromator in Littrow-Aufstellung. *a* Eintrittsspalt, *b* Umlenkprisma, *c* Hohlspiegel, *d* Dispersionsprisma, *e* Planspiegel, *f* Drehpunkt zur Wellenlängenvariation, *g* Austrittsspalt

kollimationsanordnung benutzt. Das Prisma steht fest, während der dahinter befindliche Planspiegel gedreht wird.

Gittermonochromatoren werden unter Verwendung von Reflexions-Beugungsgittern gebaut. Eine Ausführungsform bedient sich der *Ebert-Aufstellung* (Abb. 4). Das vom Eintritts-



4 Monochromator in Ebert-Aufstellung. *a* Eintrittsspalt, *b* Umlenkprisma, *c* Hohlspiegel, *d* Reflexions-Beugungsgitter, *e* Drehpunkt zur Wellenlängenänderung, *f* Austrittsspalt

spalt kommende Licht wird von einem Hohlspiegel parallelgerichtet und auf das Beugungsgitter gelenkt. Von diesem gelangt das abgebeugte Licht auf einen zweiten Hohlspiegel, der das Licht auf den Austrittsspalt fokussiert.

Da sich einzelne *Beugungsordnungen* überlappen können, wird bei der Verwendung eines Gittermonochromators häufig eine angemessene Vorzerlegung notwendig.

M.en werden allgemein unter Verwendung von Spiegeln als abbildende Elemente gebaut, um die störende chromatische Aberration von Linsen zu vermeiden. Im vakuumultravioletten Bereich entstehen zusätzliche Nachteile durch die geringer werdende Reflexion der Spiegelbelegungen.

Der auf eine bestimmte Wellenlänge eingestellte M. läßt stets einen schmalen Wellenlängenbereich hindurch. Diesen Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Wellenlänge nennt man Apparatefunktion. Diese errechnet sich aus der Faltung der Intensitätsverteilung im Bild des Eintrittsspaltes eines Spektrographen mit der Funktion (Rechteck), die den Austrittsspalt beschreibt. Die Apparatefunktion eines M.s unterliegt den gleichen Einflüssen (Spaltbeleuchtung, Beugung, Abbildungsfehler, Prismen- und Gitterfehler) wie bei Spektrographen. Eine häufig ausreichende Näherung für die Apparatefunktion ist die Gauß-Kurve, deren Halbwertbreite $\Delta\lambda$ sich aus der Winkeldispersion und dem Beugungsauflösungsvermögen nach Rayleigh näherungsweise errechnet:

$$\Delta\lambda = \frac{S}{f\left(\frac{d\alpha}{d\lambda}\right)} + F(\omega)\,\Delta\lambda_{\text{Beug}} = \Delta\lambda_{\text{Beug}}\,[\omega + F(\omega)];\ \omega = \frac{SD}{\lambda f}.$$

Dabei bedeutet S geometrische Spaltbreite, f die Brennweite des Monochromators, $\frac{d\alpha}{d\lambda}$ die Winkeldispersion des Gitters bzw. Prismas, $F(\omega)$ die Gewichtsfunktion, $\Delta\lambda_{\text{Beug}}$ die Beugungsauflösung nach Rayleigh und D die genutzte Breite des parallelen Lichtbündels. $\Delta\lambda_{\text{Beug}} = \frac{\lambda}{A} = \frac{\lambda}{b\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)}$ für ein Prisma, dabei bedeutet b die Prismenbasis, $\frac{dn}{d\lambda}$ die Materialdispersion und A das Auflösungsvermögen. Für ein Gitter ist $\Delta\lambda = \lambda/A = \lambda/mN$, wobei m die Beugungsordnung und N die Gesamtstrichanzahl bedeutet.

Die Halbwertbreite der Apparatefunktion wird auch als *spektrale Spaltbreite* bezeichnet.

Die Kopplung zweier Einfachmonochromatoren ergibt einen *Doppelmonochromator*. Es gibt zwei Möglichkeiten der Kopplung. Die eine führt zu einer Addition der Dispersionen der beiden Einfachmonochromatoren, die zweite Kopplungsart ergibt eine Subtraktion der beiden Einzeldispersionen. Bei einem Doppelmonochromator ist der Mittelspalt der Austrittsspalt für den ersten M. und zugleich der Eintrittsspalt für den zweiten M. Die additive und subtraktive Dispersion entsteht durch das unterschiedliche Zusammenwirken der Bildumkehrung und der Dispersionrichtung im zweiten M. Bei der Bestimmung der Apparatefunktion sind eine Reihe von Spezialfällen zu unterscheiden. Der Vorteil eines Doppelmonochromators liegt im außerordentlich geringen Streulichtanteil und teilweise im größeren Auflösungsvermögen (bei additiver Dispersion).

Von besonderer Bedeutung ist der *M. für Röntgenstrahlen* zur Aussonderung eines gewünschten Wellenlängenintervalls aus dem Spektrum der Röntgenstrahlen. Diese M.en sind besonders für Röntgenbeugungsaufnahmen von Bedeutung. Für Pulvermethoden, Einkristallmethoden und beim Röntgendiffraktometer verwendet man in vielen Fällen die nicht reinmonochromatische, charakteristische Röntgenstrahlung des Antikatodenmaterials, insbesondere die Alphastrahlung von Kupfer, Molybdän, Kobalt, Eisen. M.en für Röntgenstrahlen beruhen auf der selektiven Reflexion des Röntgenstrahls an Einkristallen. Dabei wird der Kristall so orientiert, daß für die gewünschte Wellen-

länge die → Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist. Der Kristall muß unempfindlich gegen Röntgenstrahlung und gegen die Einflüsse der umgebenden Atmosphäre sein. Der zur Monochromatisierung benutzte Reflex sollte unter kleinem Glanzwinkel auftreten, damit die Polarisation des monochromatisierten Strahles möglichst gering ist.

Folgende Typen sind gebräuchlich: *a) M.en mit ebenem Einkristall*, der derart geschliffen oder gespalten ist, daß eine stark reflektierende Ebene parallel zur Oberfläche des Kristalls liegt. b) *„Tilted-Crystal-Monochromator"* nach Fankuchen, bei dem die Oberfläche des Einkristalls in solch einem Winkel zur reflektierenden Ebene geschliffen ist, daß der monochromatisierte Strahl auf eine geringere Breite und damit größere resultierende Intensität konzentriert wird. c) *Linienfokus-Monochromator* (*Johann-Monochromator*) aus einem zylindrisch gebogenen Einkristall. Die aus der Röhre austretenden divergenten Röntgenstrahlen werden mit dieser Anordnung auf eine Linie fokussiert. Der Abbildungsfehler wird verringert, wenn (nach Johansson) der auf den Zylinderradius $2R$ gebogene Kristall zusätzlich zylindrisch mit dem Radius R geschliffen wird. Die Linienfokus-Monochromatoren werden hauptsächlich bei Pulvermethoden angewandt. d) Bei *Punktfokus-Monochromatoren* wird entweder ein zu einem Ellipsoid verformter Einkristall verwendet oder ein Paar im Strahlengang hintereinander liegender Linienfokus-Monochromatoren. e) Für beste Monochromatisierung verwendet man M.en aus zwei nacheinander reflektierenden unverformten Einkristallen.

Die genannten M.en für Röntgenstrahlen dienen besonders zur Untersuchung von Kristallen mit sehr großen Gitterkonstanten, z. B. Eiweißkristallen, zur Untersuchung der Beugung an Flüssigkeiten, amorphen Substanzen oder Gasen sowie von Fehlstellen.

Genau so arbeitende Einkristallmonochromatoren werden auch als *Neutronenkristallspektrographen* eingesetzt. Aus Intensitätsgründen ist allerdings eine sehr große Flußdichte des primären Neutronenstrahls notwendig. Dabei läßt man Neutronen streifend unter einem Winkel φ auf einen Kristall auftreffen, so daß sie entsprechend ihrer de-Broglie-Wellenlänge gebeugt werden. Mittels der Braggschen Gleichung und der de-Broglie-Beziehung erhält man einen Zusammenhang zwischen Neutronengeschwindigkeit v und Einfallswinkel φ, nämlich $v = (h/2)\, Ma \sin\varphi$. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, M die Neutronenmasse und a die Gitterkonstante des Kristalls. Durch Veränderung von φ erhält man Neutronen mit der gewünschten Geschwindigkeit. Diese Methode eignet sich für Neutronen des Energiebereichs von 0,01 bis 100 eV.

monoklin, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, die eine ausgezeichnete Richtung, d. i. die *m.e Achse*, haben; parallel, zu der es 2zählige Symmetrieachsen oder senkrecht, zu der es Symmetrieebenen (oder beides) gibt, während Symmetrieachsen höherer Zähligkeit oder anderer Orientierung und anders orientierte Symmetrieebenen fehlen (→ Symmetrie, Tab. 3). Meist wird der Basisvektor $\vec{b}$ (seltener $\vec{c}$) parallel zur m.en Achse gewählt, die beiden anderen Basisvektoren sind dann senkrecht zur m.en Achse (→ Elementarzelle). Die Winkel zwischen diesen letzteren (β bzw. γ) nennt man *m.e Winkel*. M.e Raum- und Punktgruppen faßt man zum *m.en Kristallsystem* zusammen. Einen Kristall mit einer m.en Raumgruppe, sein Punktgitter, Translationsgitter und seine Elementarzelle nennt man ebenfalls m.

Monoschicht, dünne Schicht von der Dicke einer Atom- bzw. Molekülage. M.en können als Adsorptionsschichten auf Oberflächen fester oder flüssiger Körper vorliegen. Eine vollständige M. enthält die Höchstmenge von Atomen bzw. Molekülen, die unter den gegebenen Bedingungen in einer Schicht von monoatomarer bzw. -molekularer Dicke auf einer Oberfläche adsorbiert werden können. So sind z. B. die durch Chemisorption auf Festkörperoberflächen haftenden Gasschichten im allgemeinen M.en. Monomolekulare Schichten einiger wasserunlöslicher Substanzen, z. B. bestimmte Fettsäuren, Alkohole und Nitrile, lassen sich durch Spreitung auf einer Wasseroberfläche erzeugen.

Monotektikum, → Schmelzdiagramm.

monoton, → Funktion.

Monotonie, → Folge.

Monotropie, → Modifikation.

Monsun, jahreszeitlich wechselnde großräumige Luftströmung, besonders in Indien und Ostasien. Der *Sommermonsum* weht vom Meer zum Land und bringt Bewölkung, Niederschlag und Abkühlung, der *Wintermonsun* transportiert trockene, kühle Luft vom Land zum Meer (→ Windsysteme).

Monte-Carlo-Methoden, Methoden der Modellierung deterministischer Gesetzmäßigkeiten mit Hilfe zufälliger Prozesse, aus denen sich die deterministischen Gesetze als Mittelwertsverläufe ergeben. Die M.-C.-M. sind Verfahren zur Lösung analytischer Probleme durch Simulierung nacheinander erfolgender, mit wahrscheinlichkeitstheoretischen Kenngrößen behafteter Zufallsprozesse; zur Beschreibung und Auswertung von Vorgängen statistischen Charakters aus Kernphysik, Handel und Versorgung, Organisation der Produktion u. a. m.

Die M.-C.-M. werden z. B. angewendet zur Lösung von Gleichungssystemen, von Eigenwertproblemen, von gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen sowie zur Berechnung bestimmter Integrale und Mehrfachintegrale, deren analytische Lösung wesentlich aufwendiger wäre. Die Parameter der zufälligen Prozesse werden den Eingangs- und Ausgangsgrößen zugeordnet, zwischen denen die zu untersuchenden deterministischen Gesetze bestehen. Die gesuchten Größen ergeben sich als Schätzwerte entsprechender Mittelwerte des zufälligen Prozesses. Dafür ist die Konvergenz der Mittelwerte gegen die gesuchten deterministischen Werte entscheidend. Genauigkeitsaussagen können nur durch statistische Kriterien, z. B. die Varianz, erhalten werden.

Auch die Parameterschätzverfahren der angewandten Statistik und Verfahren der Korrelationsmeßtechnik zur Kennwertermittlung deterministischer Systeme müssen als M.-C.-M. angesehen werden. Von besonderer Bedeutung ist die Simulation dieser Prozesse auf Digitalrech-

nern. Sie erfordert die Erzeugung von Zufallszahlen oder Pseudozufallszahlen durch deterministische Algorithmen.

So kann z. B. der Durchgang von Neutronen durch Materie auf einer Rechenmaschine ausgewertet werden, indem individuelle Wege und Wechselwirkungsprozesse vieler Neutronen nacheinander simuliert, verfolgt und registriert werden. Das Prinzip dieser Methode besteht in folgendem: Ein Neutron mit bestimmtem Anfangszustand, dem Ort X_{i0} ($i = 1, 2, 3$), der Geschwindigkeit v_0 und der Richtung $\cos\varphi_{i0}$, wird gestartet und legt bis zu seiner ersten Wechselwirkung eine Strecke s_1 zurück. Wie groß s_1 ist, wird für das individuelle Neutron vollkommen dem Zufall überlassen, d. h. *irgendeiner* reellen Zahl, die an dieser Stelle des Programms von einem in der Rechenmaschine arbeitenden Zufallszahlengenerator abgefragt wird. Da die Wahrscheinlichkeit, eine Strecke s zu durchlaufen, gegeben ist durch $w(s) = e^{-\lambda s}$, wird mit Hilfe eines deterministischen Algorithmus gleichzeitig dafür gesorgt, daß die erzeugbaren Zufallsgrößen diesem exponentiellen Gesetz folgen. λ ist eine experimentell zu bestimmende Größe. Genauso wird mit der ersten Wechselwirkung verfahren. Ob das Neutron absorbiert, elastisch oder unelastisch gestreut wird, Spaltung o. ä. auslöst, wird wieder dem Zufall überlassen. Als statistische Gewichte fungieren jetzt die experimentell zu bestimmenden Wirkungsquerschnitte. Ist das Neutron absorbiert worden, wird dieser Fakt in der Rechenmaschine vermerkt und ein neues Neutron gestartet, wenn nicht, wird der neue Zustand x_{i1}, v_1, $\cos\varphi_{i1}$ vom Zufallsgenerator abgefragt; ebenso die Wegstrecke bis zur zweiten Wechselwirkung, die zweite Wechselwirkung usw.

Jedes der gestarteten Neutronen wird solange verfolgt, bis es entweder absorbiert wird oder das Materiestück wieder verlassen hat. Die Tatsache der Absorption oder der Zustand, mit dem das Neutron aus der Materie austritt, wird registriert. Die Wahrscheinlichkeiten für bestimmte Erscheinungen erhält man dann als Quotient aus der Häufigkeit des Auftretens und der Zahl der insgesamt gestarteten Neutronen. Daraus folgt auch, daß das Endergebnis um so genauer wird, je mehr Neutronen gestartet und verfolgt wurden. Auf diese Weise können Probleme der Neutronenstreuung, der Abschirmung, der Kernreaktorberechnung, der Diffusion von Teilchen, der Gas- und Magnetodynamik u. a. behandelt werden.

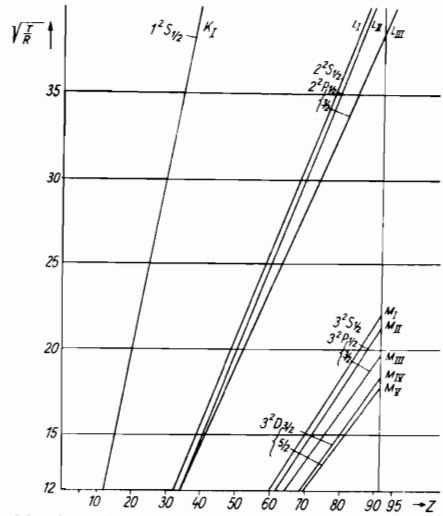
Morgenrot, → Dämmerung.

Mosaikblock, → Einkristall.

Mosaikkristall, → Einkristall.

Mosaikstruktur, → Einkristall.

Moseleysches Gesetz, von H. Moseley 1913 entdeckte Gesetzmäßigkeit in den Röntgenspektren. Moseley fand, daß sich eine gesetzmäßige Verschiebung der Frequenzen der Röntgenlinien nach größeren Werten mit zunehmender Ordnungszahl der emittierenden chemischen Elemente ergibt, und zwar ist die Frequenz ν analoger Serienglieder (Differenz von Röntgentermen) proportional zum Quadrat der Ordnungszahl Z, genauer zu $(Z - \sigma)^2$, wobei σ eine Abschirmkonstante ist (*Moseley-Diagramm*, Abb.). Das Moseleysche G. gilt vor allem für



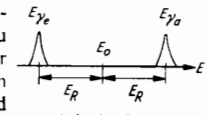
Moseley-Diagramm der Röntgenterme. K, L und M (→ Röntgenspektrum), Z Ordnungszahl, T Termwert, R Rydberg-Konstante

die K-Serie, während die anderen Serien Abweichungen zeigen. Das Gesetz hatte große Bedeutung für die Erkenntnis vom Aufbau der Atome. Mit seiner Hilfe wurde zum erstenmal die physikalische Bedeutung der zunächst formal eingeführten Ordnungszahlen als Kernladungszahlen erkannt. Das Moseleysche Gesetz ist eine wichtige Bestätigung der Bohrschen Atomtheorie und kann quantentheoretisch abgeleitet werden.

MOSFET, → Transistor.

Mosotti-Lorentz-Modell, → Lorentz-Feld.

Mößbauer-Effekt, rückstoßfreie, d. h. ohne gleichzeitige Anregung von Phononen erfolgende Absorption oder Emission von γ-Quanten durch im Festkörper gebundene Kerne, wodurch trotz der sehr geringen natürlichen Linienbreite der γ-Linien Resonanzfluoreszenz möglich wird. Es ergeben sich sehr scharfe Absorptions- und Emissionslinien (Abb. 1), die zu Präzisionsmessungen in vielen Bereichen der Physik benutzt werden. Beispielsweise können mit Hilfe des M.-E.s die Hyperfeinstruktur und die Lebensdauer von Kernzuständen, die Dipol- und Quadrupolmomente von Kernen, die Felder am Kernort (HFS-Wechselwirkung) und der Einfluß des Gravitationsfeldes auf γ-Quanten gemessen werden.



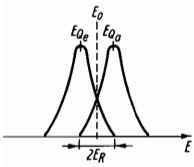
1 Linienbreiten und Rückstoßenergien bei γ-Emission und -Absorption. E_R Rückstoßenergie

Beim Kern eines freien Atoms beobachtet man eine Frequenz, die niedriger ist als die dem Übergang entsprechende, weil ein Teil der aus dem Übergang stammenden Energie für den Rückstoß des emittierenden Kerns verbraucht wird. Wenn der Kern im Kristall gebunden ist, äußert sich die Rückstoßenergie in der Änderung des inneren Zustandes und einer Translationsbewegung des Gesamtkristalls. Die Energie der letzteren kann wegen der vergleichsweise sehr großen Masse des makroskopischen Kristalls immer vernachlässigt werden. Für tiefe Temperaturen folgt aus der Quantenmechanik, daß mit großer Wahrscheinlichkeit eine Emission ohne Änderung des inneren Zustandes des Kristalls, d. h. ohne Phononenemission, erfolgt. Dieser Prozeß heißt rückstoßfreie Emission oder

Mößbauer-Spektroskopie

M.-E. Die Energie des γ-Quants ist daher genau gleich der Energiedifferenz der beiden Kernniveaus, die Linienbreite lediglich durch die endliche Lebensdauer des angeregten Zustands gegeben. Die beim freien Atom auftretende Verbreiterung durch den Doppler-Effekt entfällt hier. Die Rückstoßenergie beträgt bei einem freien Kern der Massezahl 100 etwa 10 eV bei einer γ-Energie von 1 MeV und ist damit wesentlich größer als die natürliche Linienbreite, im Gegensatz zu den Verhältnissen in der Hüllenphysik. Erst der M.-E. ermöglicht daher die Kernresonanzfluoreszenz bei voller Ausnutzung der extremen natürlichen Linienschärfe der Kernstrahlung.

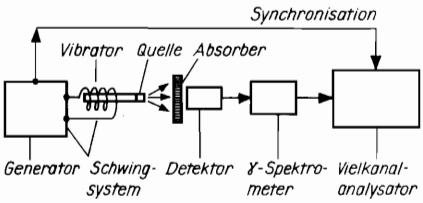
Der M.-E. ist ein wichtiger Effekt auf dem Grenzgebiet von Kern- und Festkörperphysik. Die Auswahl der Substanzen bei Präzisionsmessungen auf der Grundlage des M.-E.s erfolgt nach zwei Kriterien: Das erste Kriterium sind scharfe γ-Linien. Das ist immer dann erfüllt, wenn beim γ-Übergang eine große Drehimpulsdifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand vorliegt. Das zweite Kriterium ist die hohe Wahrscheinlichkeit für den rückstoßfreien Prozeß. Das wird bei Substanzen mit möglichst hoher Debye-Temperatur realisiert.



2 Resonanzfluoreszenz bei Überlagerung der Linien des emittierten Quants Q_e und des absorbierten Quants Q_a

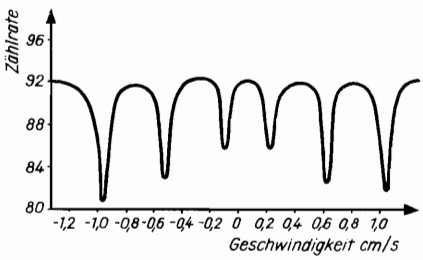
Die äußerst kleine Linienbreite (Abb. 2) erlaubt es, bei einer Resonanzfluoreszenzanordnung sehr kleine Frequenz- bzw. Energieverstimmungen nachzuweisen, so die Rotverschiebung im Schwerefeld oder eine Doppler-Verschiebung durch Bewegung der Quelle bereits bei Geschwindigkeiten der Größenordnung 2 cm/min.

Das Schema einer entsprechenden experimentellen Anordnung ist in Abb. 3 dargestellt. Ein



3 Schema einer Apparatur zur Untersuchung des Mößbauer-Effekts

Schwingsystem, das aus einem Schwingungsgenerator und einem Vibrator besteht, erzeugt die Bewegung der Quelle. Mit Hilfe des γ-Spektrometers wird die zu untersuchende γ-Linie ausgewählt, und die Zählrate wird in einem vom Schwingungsgenerator zeitlich gesteuerten Vielkanalanalysator als Funktion der Geschwindigkeit registriert. Abb. 4 zeigt ein typisches Mößbauer-Spektrum.



4 Mößbauer-Spektrum von Eisen-57. Übergang vom ersten angeregten Niveau zum Grundzustand

Über den *optischen M.-E.* → Null-Phonon-Übergang.

Lit. Mößbauer: Die rückstoßfreie Kernresonanzabsorption, ein neuer Effekt und seine Bedeutung als Präzisionsverfahren, in: Wissenschaft und Menschheit (Leipzig, Jena, Berlin 1965); Wegener: Der M.-E. und seine Anwendungen in Chemie und Physik (Mannheim 1966).

Mößbauer-Spektroskopie, Messung der Resonanzabsorption monochromatischer γ-Strahlung durch Kerne von in Festkörpern eingebauten Atomen in Abhängigkeit von der γ-Frequenz. Die Erzeugung der monochromatischen γ-Strahlung erfolgt durch rückstoßfreie γ-Emission angeregter Atomkerne, die in ein Festkörpergitter eingelagert sind (→ Mößbauer-Effekt). Die Strahlung entsteht durch Übergang eines Kernes vom ersten angeregten Kernzustand, der etwa 100 keV über dem Grundzustand liegt, in den Grundzustand. Die relative Frequenzbreite solcher Linien beträgt $\Delta\nu/\nu = 10^{-13}$, das ist eine relative Schärfe, wie sie sonst nirgends in der Physik erreicht wird.

Die zur Aufnahme eines Mößbauer-Spektrums erforderliche Variation der Primärfrequenz wird durch den → Doppler-Effekt erzielt. Die γ-Strahlenquelle und der Absorber werden relativ zueinander mit Geschwindigkeiten v bis zu 10 cm/s bewegt. Die Aufnahme eines Mößbauer-Spektrums erfolgt durch Registrierung der Zahl der vom Absorber absorbierten γ-Quanten in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit. Emitter und Absorber enthalten das gleiche Nuklid.

Apparatives. Als Emitter- und Absorberkerne eignen sich hinreichend stabile Kerne, die bei etwa 100 keV angeregte Niveaus haben. Es gibt mehr als 80 Nuklide dieser Art. Als Wirtskristalle sind solche mit Debye-Temperaturen von einigen 10^2 K günstig. Die Anregung zur γ-Emission ist durch β-Zerfall, K-Einfang, γ-Übergang, α-Zerfall, Coulomb-Anregung und Kernreaktion möglich. Die Relativbewegung, meist durch Bewegung der Quelle, kann linear sägezahnförmig oder auf einer Kreisbahn sinusförmig erfolgen, und zwar mechanisch, hydraulisch, elektromagnetisch (z. B. mittels Lautsprechersystems). Die Emitter- und Absorberkerne werden meist in dünne Kristallfolien physikalisch oder chemisch eingebaut und durch Kryostaten abgekühlt (mittels flüssigen Stickstoffs). Als Zählrohre werden für niedrige γ-Frequenzen Proportionalzähler mit Edelgasfüllung und für hohe Frequenzen Szintillationszähler (NaJ-Kristalle) verwendet.

Die Registrierung eines Mößbauer-Spektrums erfolgt im allgemeinen nach folgendem Prinzip: Die γ-Quanten erzeugen im Zähler elektrische Impulse, deren Höhe der Quantenenergie entspricht. Ein Einkanaldiskriminator scheidet die Impulse mit falscher Höhe (falsche Quanten) aus. Die richtigen Impulse erhalten im Modulator eine Höhe proportional zur Relativgeschwindigkeit von Quelle und Absorber (γ-Frequenz). Die Impulse werden einem Vielkanalanalysator zugeführt, der sie der Höhe nach in verschiedene Kanäle einsortiert (einige hundert Kanäle). Die Kanalnummer ist ein Maß für die Quellengeschwindigkeit. Als Bezugs-

strahlung wird eine Hilfsstrahlung ohne Mößbauer-Effekt mitgezählt; für jeden v-Wert muß die Zählrate der Meßstrahlung durch die der Vergleichsstrahlung dividiert werden. Mößbauer-Spektren können wichtige Daten der Kern- und der Festkörperphysik liefern. Die wichtigsten sind folgende:

1) *Magnetische Hyperfeinstruktur.* Herrscht am Ort des Absorberkerns ein magnetisches Feld, so spalten das angeregte Niveau und das Grundniveau in eine vom Gesamtdrehimpuls des Kerns (Kernspin) in diesem Zustand abhängige Zahl von Hyperfeinniveaus auf. Die Aufspaltungsgröße ist ein Maß für die Magnetfeldstärke. Das Mößbauer-Spektrum liefert das Produkt aus dem magnetischen Moment des Kerns und dem Magnetfeld am Ort des Kerns. Ist eine dieser Größen bekannt, so kann die andere aus dem Mößbauer-Spektrum ermittelt werden. Man benutzt diese Auswertung zur Bestimmung von magnetischen Kernmomenten im angeregten und im Grundzustand sowie zur Bestimmung von örtlichen Magnetfeldern im Kristallinneren. Die Magnetfelder am Kernort können herrühren von Hüllenelektronen des Probeatoms, von Leitungsbandelektronen des Wirtsgitters, von magnetischen Momenten der Nachbaratome sowie von äußeren Magnetfeldern. Besonders wichtig wurde die Bestimmung innerer Magnetfelder in Ferromagnetika und ähnlichen Stoffen sowie die von magnetischen Kristallstrukturen.

2) *Elektrische Quadrupolaufspaltung.* Sitzt ein Kern mit einer von der Kugelsymmetrie abweichenden Ladungsverteilung in einem inhomogenen elektrischen Feld, so spaltet die U-Linie in eine vom Kernspin abhängige Anzahl von Komponenten auf; die Aufspaltung ist proportional zu dem Produkt aus dem elektrischen Quadrupolmoment des Kerns und der Inhomogenität des elektrischen Feldes am Ort des Kerns. Ist eine dieser Größen bekannt, so kann die andere aus dem Mößbauer-Spektrum ermittelt werden. Man kann somit Kernquadrupolmomente, Kristallfeldparameter und Symmetrien bestimmen.

3) *Isomerieverschiebung.* Die Energiewerte der Kernzustände, deren Kombination zur Aussendung und zur Absorption des γ-Quants führt, hängen unter anderem vom Kernradius und von der Elektronendichte am Kernort ab. Der Kernradius kann im angeregten Zustand und im Grundzustand des Kerns verschiedene Werte haben; die Elektronendichte hängt ab von der chemischen Bindung des Atoms im Kristall. Unterschiede dieser Größen im strahlenden Kern und im Absorber führen zu einer Verschiebung des Schwerpunkts der Mößbauer-Linie gegenüber dem Wert bei der Relativgeschwindigkeit $v = 0$. Man wendet diese Isomerieverschiebung zur Bestimmung von Kernradien, Kerndeformationen und zur Bestimmung von Parametern der chemischen Bindung im Kristall, beispielsweise Wertigkeit und Bindungstyp, an.

4) *Weitere physikalische Effekte.* Die Genauigkeit der M.-S. erlaubt unter anderem die Bestätigung und Neuvermessung der aus der Relativitätstheorie folgenden Linienverschiebung im Gravitationsfeld der Erde, die Messung des transversalen Doppler-Effekts infolge der relativistischen Zeitdilatation an thermisch bewegten Atomen, die Lebensdauermessung angeregter Kernzustände, die Bestimmung von Molekülstrukturen in Molekülkristallen und die Bestimmung von Gitterschwingungsspektren und Debye-Temperaturen.

Mottsche Streuformel, → Streuformeln.

mph, Tabelle 2, Geschwindigkeit.

mS, → Siemens.

MSK 64, → seismische Intensität.

mSZ, → Zeitmaße.

mu, → atomare Masseeinheit 1).

MUF (Abk. von *m*aximum *u*sable *f*requency), in der Funknachrichtentechnik übliche Bezeichnung für die höchste Frequenz elektromagnetischer Wellen, die zu einem bestimmten Zeitpunkt auf einer vorgegebenen Übertragungsstrecke benutzt werden kann. Sie ist bestimmt durch die Grenzfrequenz der Ionosphäre auf dem Ausbreitungsweg der Welle.

muffin-tin-Potential, → Kristallpotential.

Multichiptechnik, ein Verfahren zur Herstellung mikroelektronischer Schaltkreise (→ Mikroelektronik), wobei ein Schaltkreis auf mehrere Substrate verteilt ist, die untereinander mit Drähten verbunden sind. Die Kontaktierung der Drähte erfolgt durch Thermokompressionskontaktierung.

multiperiphäres Modell, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

Multiphotowiderstand, eine Kombination einzelner → Photowiderstandszellen.

Multiple-Film-Technik, gleichzeitige Belichtung einiger hintereinander liegender Filme durch reflektierte Röntgenstrahlen bei der → Kristallstrukturanalyse. Die M.-F.-T. gestattet es, mit ein und demselben Aufnahmevorgang sehr starke und sehr schwache Reflexe in einem zur Intensitätsschätzung oder -messung günstigen Schwärzungsbereich des Filmmaterials zu erhalten. Anstelle von nur einem Film wird ein Packen von 2 bis 6 Filmen benutzt. Treffen die Röntgenstrahlen bei allen Reflexen unter gleichem Winkel auf den Filmpacken, so wirken die vorderen Filme als einheitliche Absorber und reduzieren die Intensität des Strahls, der die Filme durchdringt, jeweils um einen konstanten Faktor.

Multiplett, 1) Gruppe von Spektrallinien, die durch Übergänge zwischen Termen mit Feinstrukturaufspaltung entstehen.

2) Gruppe von Energieniveaus oder Termen, die zu einer Elektronenkonfiguration und unterschiedlichen Werten der Quantenzahl J des → Gesamtdrehimpulses gehören. Die M.s entstehen durch magnetische Wechselwirkung zwischen dem Magnetismus der Elektronenbahnbewegung und dem Eigenmagnetismus (→ Spin) der Elektronen. Die dadurch hervorgerufene Aufspaltung der Linien im Spektrum wird als → Feinstruktur bezeichnet.

Jeder Term eines M.s der Feinstruktur bildet im allgemeinen ein M. der Hyperfeinstruktur.

Die Anzahl der zu einem M. gehörenden Terme nennt man → Multiplizität (Vielfachheit). Ein Singulett, Dublett, Triplett, ... besteht aus 1, 2, 3, ... Termen.

Ein M. von Termen, bei dem die Reihenfolge der Terme der Umkehrung der → Landé-

Multiplettstruktur im Kern

schen Intervallregel entspricht, bezeichnet man als *verkehrtes M.*

Multiplettstruktur im Kern, in Analogie zur Atomhülle (→ Multiplett) beobachtete Zustände, die sich nur durch die Projektionen der Quantenzahlen, wie etwa Isospin und Spin, unterscheiden und unterschiedliche Energien haben. Die Energieunterschiede können bei Isospin- bzw. Ladungsmultipletts einige MeV zwischen den Zuständen benachbarter Projektionen betragen. Spinmultipletts haben bei Kernen so geringe Abstände, daß sie nur mit dem Mößbauer-Effekt nachgewiesen werden können. Abweichend von obiger Definition werden Zustände, die durch Kopplung des ungeraden Protons und Neutrons zum Gesamtspin I bei uu-Kernen entstehen, als *Kernmultiplett* bezeichnet. Die Energiedifferenzen dieser Zustände liegen bei einigen 10 keV.

Multiplex-Interferenzspektroskop von Gehrcke-Lau, *Multiplex-Interferenzspektrometer*, eine Kombination zweier Etalonplatten-Spektroskope (→ Fabry-Perot-Interferometer) verschiedener Dicken. Mit ihm kann man sowohl eine Verschärfung der Interferenzerscheinung als auch eine Vergrößerung des Dispersionsgebietes erzielen, wobei bestimmte Ordnungen unterdrückt werden. Bei Verwendung zweier Luftplatten anstelle der beiden Etalonplatten erhält man das *Compound-Interferometer nach Houston*. Die Verschärfung der Interferenzen bei diesen Anordnungen beruht auf Folgendem: Werden zwei einander gleiche Systeme zur Erzeugung Haidingerscher Ringe hintereinander angeordnet, so kommen bei entsprechender Justierung die von den beiden Platten erzeugten Interferenzen zur Deckung. Dabei fallen die Maxima der einen Platte auf diejenigen der anderen und ebenso Minima auf Minima. Die Interferenzen werden verschärft. Bei Hinzufügung weiterer Platten läßt sich diese Verschärfung weiter steigern. In ähnlicher Weise wird bei der Kreuzung zweier Interferenzsysteme eine Verschärfung, d. h. eine Vergrößerung des Auflösungsvermögens erzielt. Bei Verwendung verschiedener Plattenstärken ergibt sich der Vorteil, daß bei geeigneter Wahl der Dickenverhältnisse gewisse Ordnungen nahezu ganz ausgelöscht werden, während andere ebenso gut zur Deckung kommen wie für den Fall gleicher Etalons, also nach wie vor verschärft werden. Beim M.-I. ist bereits bei gleichem Dispersionsgebiet der „Nebel" geringer als beim Fabry-Perot-Interferometer, so daß die Linien klarer zu sehen sind. Außerdem braucht man für das gleiche Auflösungsvermögen nicht zu so extrem schmalen Dispersionsgebieten überzugehen.

Zur Anwendung des Gerätes ist eine Vorzerlegung des Lichts erforderlich, die z. B. bewirkt wird durch die Aufstellung hinter einem Monochromator oder im parallelen Strahlengang bzw. vor dem Eintrittsspalt eines Spektrographen. Damit die durch die Luftplatte zwischen den beiden Etalons entstehenden Interferenzen nicht in Erscheinung treten, stellt man beide in so großer Entfernung (30 bis 50 cm) voneinander auf, daß diese Interferenzen so dicht sind, daß sie nicht mehr aufgelöst werden können. Man kann auch zwischen den beiden Multiplexplatten eine unversilberte, etwa 40 mm dicke dritte Platte anbringen, deren Endflächen um etwa 1° gegen die Etalonflächen geneigt sind. Die Justierung eines M.-I.s ist einfacher als die eines Compound-Interferometers. Verwendung von Glas- oder Quarzplatten erhöht das Dispersionsgebiet, was für das sehr große Auflösungsvermögen solcher Spektroskope von Wichtigkeit ist.

Multiplier, svw. Sekundärelektronenvervielfacher.

Multiplikationsfaktor, → Vierfaktorenformel, → Kernkettenreaktion, → Neutronenvermehrung.

Multiplizität, *Vielfachheit*, 1) Anzahl der zu einem Multiplett von Spektrallinien gehörenden Komponenten. 2) Anzahl der zu einem Multiplett von Termen gehörenden Terme. Bei normaler Kopplung ist die M. gleich $2S + 1$ für $S \leqq L$ und $2L + 1$ für $S > L$. Hierbei ist S die Quantenzahl des Gesamtspindrehimpulses und L die des Gesamtbahndrehimpulses der Atomhülle. Innerhalb eines Termsystems (festes S) wird bei wachsendem L ein größter Wert der M. erreicht (*permanente M.*). $S = 0$ ergibt demnach ein Singulettermsystem mit der M. 1, der Gesamtspin $S = 1/2$ ein Dublettermsystem mit der M. 2 usw.

Multiplizitätenwechselsatz, besagt, daß beim Fortschreiten im Periodensystem geradzahlige und ungeradzahlige → Multiplizitäten einander abwechseln. Dabei gehören zu geraden Elektronenanzahlen im Atom bzw. Molekül ungerade Multiplizitäten und umgekehrt.

Multipol, 2^l*-Pol*, räumlich symmetrische Anordnung von 2^{l-1} ($l = 1, 2, \ldots$) negativen und 2^{l-1} positiven Ladungen (Unipolen, Monopolen) mit verschwindendem Abstand zwischen den Ladungen. Einfachster M. ist daher der → *Dipol* (Bipol, 2-Pol) mit der Ladungsanordung $(+\ -)$. Ein *Quadrupol* (2^2-Pol) kann in zwei unterschiedlichen Anordnungen auftreten, und zwar als $\begin{pmatrix} + & - \\ - & + \end{pmatrix}$ und $(+\ -\ -\ +)$; für *Oktupole* und M.e höherer Ordnung l wächst die Zahl verschiedener Anordnungen mit $2l + 1$, wenn man die Orientierung bezüglich der zueinander senkrechten Koordinatenebenen berücksichtigt.

Das Potential der M.e ergibt sich durch Überlagerung der Potentiale der einzelnen Unipole für den Grenzfall verschwindenden Abstands aller Ladungen $d \to 0$, wenn zugleich der Betrag e der einzelnen Ladungen so gegen Unendlich geht, daß endliche konstante Multipolmomente resultieren, proportional zu $r^{-l-1} P_m^l(\cos\vartheta)$, wobei $P_m^l(x)$ die zugeordneten Legendreschen Polynome mit $-l \leqq m \leqq l$ sind, r der Abstand des Aufpunktes Q vom Zentrum O der Ladungsverteilung und ϑ der Winkel zwischen der z-Achse und dem Radiusvektor $\overrightarrow{OQ}$ ist.

M.e aller Ordnungen l ergeben sich, wenn man das Potential $\varphi(\vec{r}) = \sum_a e_a/|\vec{r} - \vec{r}_a|$ einer beliebigen Ladungsverteilung mit den einzelnen Ladungen an den Punkten $\vec{r}_a$, wobei der Ursprung innerhalb der Ladungsverteilung liegt, für große Entfernungen vom Ursprung nach Potenzen von $1/r$ entwickelt: Sei $\varphi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \varphi^{(l)}(\vec{r})$ mit $\varphi^{(l)} \sim r^{-l-1}$, dann ergibt sich wegen

$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_a|} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{r_a^l}{r^{l+1}} P_l(\cos\chi_a)$ mit dem Winkel χ_a zwischen $\vec{r}$ und $\vec{r}_a$ auf Grund des Additionstheorems für die Kugelfunktionen P_l

$$\varphi^{(l)} = \frac{1}{r^{l+1}} \sum_{m=-l}^{l} \sqrt{\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \times$$
$$\times P_l^{|m|}(\cos\vartheta)\, e^{-im\varphi} D_m^{(l)}$$

mit

$$D_m^{(l)} = \sum_a e_a r_a^l \sqrt{\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \times$$
$$\times P_l^{|m|}(\cos\vartheta_a)\, e^{im\varphi_a},$$

wobei ϑ, φ bzw. ϑ_a, φ_a die Polarwinkel von $\vec{r}$ bzw. $\vec{r}_a$ sind; die $2l+1$ Größen $D_m^{(l)}$ bilden das 2^l-Polmoment der Ladungen, einen Tensor l-ter Stufe $T_{i_1 \dots i_l}$, der in allen Indizes $(i_1, \dots, i_l)$ symmetrisch ist und bei Verjüngung zweier beliebiger Indizes verschwindet. Die obige Entwicklung des Potentials φ kann auch mit Hilfe von Differentiationen nach der Aufpunktskoordinate $\vec{r}$ so geschrieben werden:

$$\varphi = \sum_a e_a \left(1 - (x_a)_i \frac{\partial}{\partial x_i} + \right.$$
$$+ \frac{1}{2!}(x_a)_i (x_a)_j \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} -$$
$$\left. - \frac{1}{3!}(x_a)_i (x_a)_j (x_a)_k \frac{\partial^3}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} + - \dots \right) \frac{1}{r},$$

d. h., $\varphi^{(0)} = \frac{1}{r}\sum_a e_a$ ist das Potential der im Ursprung vereinigten Gesamtladung,

$\varphi^{(1)} = -\sum_a e_a \vec{r}_a \cdot \operatorname{grad} \frac{1}{r} = \sum_i T_i x_i / r^3$ mit dem Dipolmoment $\vec{T} = \sum_a e_a \vec{r}_a$ ist das Potential eines im Ursprung befindlichen Dipols (mit Moment $\vec{T}$),

$$\varphi^{(2)} = \frac{1}{2}\sum_{a,i,j} e_a (x_a)_i (x_a)_j \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}\left(\frac{1}{r}\right)$$
$$= \frac{1}{6}\sum_{i,j} T_{ij} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}\left(\frac{1}{r}\right)$$
$$= \frac{1}{2}\sum_{i,j} T_{ij} x_i x_j / r^5$$

mit dem Quadrupolmoment

$$T_{ij} = \sum_a e_a (3(x_a)_i (x_a)_j - r_a^2 \delta_{ij})$$

ist das Potential eines im Ursprung befindlichen Quadrupols (T_{ij} erfüllt obige Bedingungen, da wegen der Gültigkeit der Laplace-Gleichung

$$\Delta \frac{1}{r} = \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} \cdot \frac{1}{r} = \sum_{i,j} \delta_{ij} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \cdot \frac{1}{r} = 0$$

gilt). Entsprechendes gilt für die höheren Entwicklungsglieder.

Obwohl es keine magnetischen Einzelladungen (→ magnetische Monopole) gibt, sind magnetische M.e definiert und spielen in der Magnetostatik eine wichtige Rolle. Bei der Abstrahlung durch elektromagnetische Systeme (z. B. Antennen, bewegte elektrische Ladungen, Strahlungsübergänge in Atomen) ergibt sich bei einer Entwicklung des Strahlungsfeldes nach Potenzen von $1/r$ in voller Analogie zur obigen eine Zerlegung in elektrische und magnetische Multipolstrahlung. — M.e und ihre Momente sind nicht nur für elektrische, sondern auch andere → Ladungen definiert, spielen gegenwärtig jedoch keine solch dominierende Rolle wie die erstgenannten (→ Massemultipol).

Multipolmomente, Momente einer Ladungs- oder Stromverteilung beliebiger Ordnung. Ein Multipolmoment nullter Ordnung ist die Gesamtladung einer Ladungswolke, M. erster Ordnung sind die elektrischen oder magnetischen Dipolmomente, ein Multipolmoment zweiter Ordnung ist das elektrische Quadrupolmoment. M. höherer Ordnung treten bei den Strahlungsübergängen in angeregten Atomkernen auf (→ Kernmomente).

Multipolordnung, → Multipolstrahlung, → Übergänge.

Multipolstrahlung, elektromagnetische Strahlung, die von einem strahlungsfähigen System in einer bestimmten Näherung bei einer Entwicklung nach Potenzen des meist kleinen Parameters R/λ emittiert wird. R kennzeichnet die lineare Ausdehnung der Quelle, λ ist die Wellenlänge der Strahlung. Die unterste Multipolordnung $L = 1$ ist die der *Dipolstrahlung*, darauf folgen mit $L = 2$ bzw. 3 *Quadrupol-* bzw. *Oktupolstrahlung*. Die abgestrahlte Intensität ist proportional zu $(R/\lambda)^{2L}$. Die verschiedenen Multipolordnungen sind jeweils durch eine bestimmte Winkelabhängigkeit der abgestrahlten Intensität charakterisiert. Diese ist proportional zu $P_L(\cos\vartheta)$, wobei ϑ der Winkel gegen eine durch die Quelle festgelegte Bezugsrichtung und P_L das Legendresche Polynom der Ordnung L ist.

Bei quantenmechanischen Systemen ist L die Quantenzahl des vom emittierten Lichtquant „wegtransportierten" Drehimpulses. Es ist $L \geqq 1$, da das Lichtquant stets einen Eigendrehimpuls (Spin) mit der Betragsquantenzahl 1 hat. Diese Kennzeichnung der Multipolordnung ist von einer Entwicklung nach Potenzen von R/λ unabhängig. Bei Atomen und Molekülen werden praktisch nur Dipolübergänge ($L = 1$) beobachtet. Ist für einen Übergang $L > 1$ notwendig, so hat er eine so kleine Übergangswahrscheinlichkeit, daß er von Konkurrenzprozessen, vor allem durch die Energieabgabe bei Stößen zwischen den Teilchen, überdeckt wird. Solche Strahlungsübergänge nennt man daher verboten. Bei Atomkernen können dagegen Strahlungsübergänge höherer Ordnung ohne weiteres beobachtet werden (→ Übergänge). Sie haben für $L > 2$ auch bei Kernen sehr kleine Wahrscheinlichkeiten; dadurch entstehen Isomere, d. h. angeregte Kerne mit sehr großer Lebensdauer.

Multirotation, → Drehvermögen.

Multizellularelektrometer, → Elektrometer.

Mündungsknall, → Geschoßknall.

Mündungskorrektion, die Korrektur der Länge einer realen, einseitig offenen Pfeife gegenüber der für einen bestimmten Ton berechneten Länge einer idealisierten Pfeife.

Die Nichtübereinstimmung einiger zur Integration der Differentialgleichung der Schwingung zylindrischer Gassäulen gemachter Annahmen mit den realen Bedingungen der Pfeifen, insbesondere die Vernachlässigung der Absorptionsvorgänge an der Phasengrenze

Gas—Pfeifenwand, des elastischen Nachgebens dieser Wand und die unexakte Ausbildung eines Druckknotens am offenen Ende der Pfeife, führt dazu, daß eine zu große Schallgeschwindigkeit der Berechnung der Pfeife zugrunde gelegt wird. Die kleinere Schallgeschwindigkeit in realen Pfeifen erfordert eine Verkürzung der berechneten Pfeifenlänge, um den gewünschten Ton erzeugen zu können.

Die M. α ist demnach die Zusatzstrecke, um die die Pfeifenlänge l vergrößert zu denken ist, damit man die derart *reduzierte* Länge $l + \alpha$ zur Berechnung der Eigenfrequenzen der Pfeife benutzen kann.

Müon, *My-Teilchen, μ-Teilchen, schweres Elektron,* veraltet *Barytron,* instabiles → Elementarteilchen (Tab. A) aus der Familie der Leptonen. Das M. hat die gleichen Quantenzahlen wie das Elektron, aber eine 207mal größere Masse als dieses. Das M. μ^- ist elektrisch negativ, sein Antiteilchen μ^+ elektrisch positiv geladen. Es wurde 1937 von Anderson und Neddermeyer in der kosmischen Strahlung mittels Nebelkammeraufnahmen entdeckt, zunächst für das von Yukawa vorhergesagte Meson der Kernwechselwirkung angesehen und wegen seiner mittleren, zwischen der des Elektrons und des Protons liegenden Masse als *My-Meson* (*μ-Meson*) bezeichnet. Seine Wechselwirkung mit den Nukleonen des Kerns ist jedoch so gering, daß es die Kernkraft nicht erklären kann. Das negativ geladene M. zerfällt mit $\tau_\mu = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s gemäß $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ in Elektron, Antielektron-Neutrino und Müon-Neutrino, und analog zerfällt das positiv geladene M. (ebenfalls mit τ_μ) gemäß $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$; dies ist der einzige Prozeß mit schwacher Wechselwirkung zwischen Teilchen, die nicht zugleich auch stark wechselwirken, und daher für das Studium der schwachen Wechselwirkung besonders wichtig.

Die M.en, die 90% der kosmischen Strahlung in Meereshöhe ausmachen, entstehen beim Zerfall der Pionen, die wiederum durch die Nukleonen der Primärkomponente beim Stoß mit den schweren Atomkernen der äußeren Atmosphäre erzeugt werden. Sie haben eine außergewöhnlich große Durchdringungsfähigkeit für Stoffe; fast ruhende M.en werden von den Atomkernen eingefangen und können ein Elektron der innersten Schale ersetzen (→ Müonenatome), oder sie wechselwirken mit den Nukleonen des Kerns direkt. Den gebundenen Zustand $\mu^- e^+$ eines M.s mit einem Positron bezeichnet man als → Müonium. Das M. kann theoretisch mit der Quantenelektrodynamik beschrieben werden.

Müonenatome, Atome, in denen ein Elektron der innersten Schale gegen ein negatives Müon (ein „schweres" Elektron) ausgetauscht ist. Da Müonen im Gegensatz zu den Mesonen nicht „stark" wechselwirken können, hat die Lebensdauer der M. die Größenordnung wie die des Müons selbst, d. h. etwa 10^{-6} s. Wegen der gegenüber den Elektronen 207mal größeren Masse der Müonen ist ihr mittlerer Kernabstand um diesen Faktor kleiner, und die Müonen sind entsprechend fester gebunden. Bei Strahlungsübergängen wird äußerst harte Röntgenstrahlung emittiert (0,35 MeV bei μ-Aluminium, 6 MeV bei μ-Blei); diese Röntgenspektren ermöglichen Rückschlüsse auf die Größe des Kerns und die Ladungsverteilung im Kern, da die Müonen besonders in die schweren Kerne stark eindringen.

Da die Müonen früher als Mesonen angesehen wurden, werden die M. fälschlich auch als → Mesonenatome bezeichnet.

müonische Leptonenzahl, → Leptonenzahl.

Müonium, wasserstoffähnlicher gebundener Zustand eines positiven Müons (μ^+) anstelle eines Protons mit einem Elektron. Dieser Zustand konnte erstmals 1960 nachgewiesen werden. M. entsteht, wenn ein freies μ^+ ein Elektron einfängt. Seine mittlere Lebensdauer ist mit der des Müons identisch; sie beträgt $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s. Die exakte Messung der Hyperfeinstrukturaufspaltung der Spektren des M.s, die gegenüber der des Wasserstoffatoms wegen der etwa neunmal kleineren Masse des Müons gegenüber dem Proton größer ist, ergab einen Test der Gültigkeit der Quantenelektrodynamik bis zu etwa 10^{-14} cm.

Müon-Neutrino, → Neutrino.

Musikinstrumente [lat. instrumentum 'Werkzeug', 'Gerät'], untrennbar mit dem durch sie erzeugbaren Produkt, der Musik, verbundene Geräte, mit denen Töne zum Erklingen gebracht werden. Wie jeder Schallerzeuger führen auch Teile der M. mechanische Schwingungen aus, die über bestimmte Übertragungselemente, z. B. die Resonanzböden, ihre Energie in Form von Luft-Schallwellen abgeben. Die Anregung dieser Schallgeneratoren kann mechanisch erfolgen, z. B. durch Streichen, Schlagen oder Zupfen, oder aber aerodynamisch, z. B. durch Blasen, oder auch elektrisch. Diesen Anregungsarten zufolge ließe sich eine Einteilung der M. in Streichinstrumente, Schlaginstrumente, Zupfinstrumente, Blasinstrumente und elektrische M. vornehmen.

A. Kalähne gibt eine die physikalischen Grundvorgänge berücksichtigende Einteilung der M. hinsichtlich der Art der die mechanischen Schwingungen ausführenden Teile des Schallgenerators, bei der die Anregungsart nur als weitere Unterteilung auftritt. Man unterscheidet danach:

1) Instrumente mit Saiten. Die Saiten werden gestrichen, gezupft, angerissen oder geschlagen, z. B. Geige, Harfe, Cembalo, Klavier.

2) Instrumente mit Stäben, Röhren oder Zungen, z. B. Triangel, Xylophon, Harmonium, Ziehharmonika, Mundharmonika.

3) Instrumente mit Membranen, z. B. Pauke, Trommel.

4) Instrumente mit Platten, z. B. Becken, Glocke, Gong.

5) Instrumente mit schwingenden Luftsäulen, z. B. alle Blasinstrumente, Orgel.

Weiteres → Blasinstrumente, → elektrische Musikinstrumente, → Saiteninstrumente, → Schlaginstrumente.

Mutarotation, → Drehvermögen.

Muttersubstanz, → radioaktive Familien.

mV, → Volt.

MV, → Volt.

MVA, → Voltampere.

Mvar, → Var.

mW, → Watt.

MW, → Watt.

MWd/t, → Megawatt-Tag je Tonne.
Mx, → Maxwell.
My-Meson, → Müon.
Myopie, → Augenoptik.
My-Raum, → Phasenraum.
Myria, ma, alter französischer Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-4}, international nicht mehr gültig, → Vorsätze.
Myriameterwellen, → Frequenz.
myriotische Darstellung, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.
My-Teilchen, svw. Müon.
mZ*, → Zeitmaße.
MZD, maximal zulässige Äquivalentdosis, → Strahlenschutzgrenzwerte.
M-Zentrum, → Störstelle.
MZIA, maximal zulässige inkorporierte Aktivität, → Strahlenschutzgrenzwerte.
MZK, maximal zulässige Konzentration radioaktiver Stoffe, → Strahlenschutzgrenzwerte.
MZZ, maximal zulässige jährliche Aktivitätszufuhr, → Strahlenschutzgrenzwerte.

n, 1) → Neutron, **2)** → Nano, **3)** *n*, → Brechung.
N, 1) → Newton, **2)** → Nukleon, **3)** *N*, → Entmagnetisierungsfaktor, → Entelektrisierungsfaktor, **4)** N_L, → Loschmidtsche Konstante.
nA, → Ampere.
Nabla-Operator, Differentialoperator

$$\vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z} = \sum_{i=1}^{3} \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i},$$ der mit

$\frac{\partial}{\partial \vec{r}}$ oder ∇ bezeichnet wird. Er ist als symbolischer Vektor aufzufassen. Die Anwendung des N.s auf ein → Skalarfeld $\varphi(\vec{r})$ ergibt den *Gradienten* $\operatorname{grad} \varphi(\vec{r}) = \nabla \varphi$, ein Vektorfeld. Das *skalare Produkt* des N.s mit einem Vektor ordnet dem Vektorfeld $\vec{a}(\vec{r})$ das Skalarfeld

$$\nabla \cdot \vec{a}(\vec{r}) = \operatorname{div} \vec{a}(\vec{r}) = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}$$

zu (→ Divergenz).

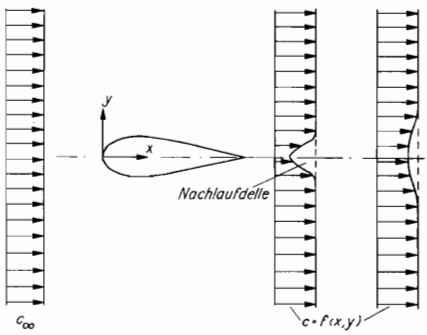
Das *vektorielle Produkt* des N.s mit dem Vektor $\vec{a}(\vec{r})$ ergibt den Vektor

$$\nabla \times \vec{a}(\vec{r}) = [\nabla \vec{a}(\vec{r})] = \operatorname{rot} \vec{a}(\vec{r}) =$$

$$\begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ a_x(\vec{r}) & a_y(\vec{r}) & a_z(\vec{r}) \end{vmatrix} = \vec{e}_x \left(\frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z} \right) +$$

$$+ \vec{e}_y \left(\frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x} \right) + \vec{e}_z \left(\frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y} \right)$$

(→ Rotation 1). Mehrfache Produkte sind auf vielfältige Weise möglich und finden sich in allen gängigen Formelsammlungen. → Vektorgradient.
Nachbeschleunigungsanode, → Katodenstrahlröhre.
Nachentladung, Impulse, die im Anschluß an einen von einem Teilchen ausgelösten Impuls zusätzlich auftreten. N.en werden besonders im Auslösebereich von selbstlöschenden Zählrohren beobachtet. Ursache der N. sind Sekundärelektronen, die durch Ionen aus der Katode herausgeschlagen werden.
Nachhall, → Raumakustik.
Nachkegel, die Zukunft eines Ereignisses darstellender Teil des → Lichtkegels (→ Minkowski-Raum, → spezielle Relativitätstheorie, → Kosmologie).
Nachlauf, *Nachstrom, Wirbelschleppe, Kielwasser,* Gebiet verminderter Strömungsenergie hinter Körpern. Der N. wird bei ablösungsfreier Umströmung von Flüssigkeitsteilchen gebildet, die in den → Grenzschichten abgebremst wurden. Bei Grenzschichtablösung ist der N. breiter, da das im → Totwasser befindliche Material noch hinzukommt. Das Nachlaufprofil der Geschwindigkeit weist eine Delle auf, deren Breite durch Impulsaustausch mit der Außenströmung mit zunehmendem Abstand vom Körper zunimmt, während deren Tiefe abnimmt (Abb.). Die Größe der Nachlaufdelle hängt unmittelbar mit dem → Strömungswiderstand des Körpers zusammen. Das Nachlaufprofil ist in großem Abstand vom Körper bis auf einen Maßstabsfaktor unabhängig von der Gestalt des Körpers; unmittelbar hinter dem Körper wird es durch die Grenzschicht des Körpers und eventuell auftretende Ablösung bestimmt. Mit Ausnahme sehr kleiner Reynoldszahlen ist die Nachlaufströmung turbulent, und zwar auch dann, wenn die Grenzschicht am Körper laminar anliegend ist, da die Geschwindigkeitsprofile im N. instabil sind und in den turbulenten Zustand umschlagen. Die turbulente Nachlaufströmung wird auch als *Windschatten* bezeichnet. Aus der Geschwindigkeitsverteilung im N. kann mit Hilfe des → Impulssatzes der Widerstand berechnet werden.



Nachlauf hinter einem symmetrischen Tragflügelprofil. c_∞ Zuströmgeschwindigkeit, c örtliche Geschwindigkeit

Nachrichtenübertragung, zusammenfassende Bezeichnung für die Verfahren und technischen Lösungen zur Aufnahme von Nachrichten an der Quelle, die Übertragung nach einem entfernten Bestimmungsort und die Wiedergabe. Die Gesamtheit der Einrichtungen, die für eine bestimmte Nachrichtenart und Aufgabe bestimmt sind und zusammenwirken, wird als *Nachrichtenübertragungssystem* bezeichnet.

1) Grundprinzip. Ein Nachrichtenübertragungssystem besteht aus der Nachrichtenquelle, dem Sender mit den Aufnahmeeinrichtungen, dem Übertragungskanal oder Übertragungsmedium und dem Empfänger mit einer Einrichtung zur Wiedergabe der Nachricht. Die in Form einer physikalischen Erscheinung auftretende Nachricht muß zunächst in ein übertragbares Signal umgewandelt werden. Der Wandler ist daher ein Bestandteil des Senders.

1) *Nachrichtenübertragungssysteme (Beispiele)*

Nachrichtenübertragungssystem	Nachrichtenquelle	Nachrichtenart	Sender (Wandler)	Signalart	Übertragungsmedium	Empfänger (Wandler)
mechanischer Wasserstandsmelder	Wasserspiegel	vertikale Koordinate	Schwimmer	mechanische Bewegung	Drahtseil	Zeigerinstrument
pneumatische Alarmanlage	Behälter	Gasentwicklung	Druckdose	Druckänderung	Rohrleitung	Zeigerinstrument
Fernsprechen	Mensch	Sprache	Mikrophon	elektrische kontinuierliche Ströme	Kabel	(Kopf-) Hörer
Fernschreiber	Schreibmaschine	Buchstaben, Zahlen, Satzzeichen	mechanisch betätigte Kontakte	elektrische Impulse	Kabel	Schreibmaschine (Papierstreifen)
Ton-Rundfunk	z.B. Orchester	z. B. Musik	Mikrophon, Funksender	modulierte elektromagnetische Wellen	freier Raum	Lautsprecher
Fernsehen	Objekt, z. B. Haus	Bild	elektronischer Bildwandler, Funksender	modulierte elektromagnetische Wellen	freier Raum	Elektronenstrahlröhre (Fernsehbildröhre)
digitale Datenübertragung	Speicher allgemein, Speicher von Rechnern	alphanumerische Zeichen	elektromagnetischer Abtaster bzw. direkter Anschluß	elektrische Impulse oder modulierte elektromagnetische Wellen	Kabel oder freier Raum	Speicher allgemein, Speicher von Rechnern
Funkortung	Bake	Position	Funksender	elektromagnetische Wellen	freier Raum	Zeigerinstrument
Radar	Fahrzeug	Position, Geschwindigkeit	passive Rückstrahlung	elektromagnetische Wellen	freier Raum	Elektronenstrahlröhre (Radarbildröhre)

Der Sender liefert das ausreichend verstärkte Signal für die Übertragung. Über das Übertragungsmedium gelangt das Signal zum Empfänger. Nach Verstärkung des Signals erfolgt in einem Wandler die Rückwandlung des Signals in eine entsprechende Nachricht. Die auf der Empfängerseite wiedergegebene Nachricht soll sich möglichst wenig von der an der Quelle auftretenden Nachricht unterscheiden. Abweichungen haben ihre Ursache in den Störungen, die in den Einrichtungen zur Aufnahme, Übertragung und Wiedergabe entstehen oder in diese von außen eindringen. Die Störungen können durch die Signale selbst verursacht werden, oder sie treten unabhängig von vorhandenen Signalen auf.

Von den zahlreichen in der Praxis vorkommenden Nachrichtenübertragungssystemen sind einige in Tab. 1 angeführt. Von größter Bedeutung sind die elektrischen Nachrichtenübertragungssysteme; mechanische, pneumatische und hydraulische Systeme erfordern vor allem für den Übertragungskanal einen wesentlich höheren Aufwand. Außerdem ist der Umfang der von ihnen lieferbaren Nachrichten relativ gering, da wegen der Trägheit keine schnellen Zustandsänderungen wiedergegeben werden können.

2) Güte der Nachricht. Die Güte der auf der Empfängerseite wiedergegebenen Nachricht wird durch das Verhältnis der gewünschten Signalleistung, in der die Nachricht enthalten ist, zur unerwünschten Stör- oder Geräuschleistung ausgedrückt. Dieses Verhältnis wird als *Signal-Geräusch-Verhältnis* oder *Störabstand* bezeichnet. Die Angabe erfolgt meist mit dem 10fachen Logarithmus, d. h. in Dezibel. Nur bei ausreichend großem Störabstand ist eine unverfälschte Nachrichtenübertragung und -wiedergabe gewährleistet.

3) Störungen. Für die Nachrichtenübertragung sind Störungen, die der Nachricht *ähnlich* sind, besonders nachteilig.

Sie entstehen vor allem durch Beeinflussung von benachbarten ähnlichen Nachrichtenübertragungssystemen sowie durch Nichtlinearitäten im gesamten Übertragungsweg. Die Nichtlinearitäten verursachen im allgemeinen verzerrte Signale, die sich aus Harmonischen der Signalfunktion zusammensetzen.

Periodische Störungen entstehen durch Quellen, die periodischen Spannungen und Felder erzeugen, z. B. durch den Zündvorgang in Kraftfahrzeugen und durch störende Funksender.

Unregelmäßige Störungen sind statistisch schwankende Vorgänge, die man in ihrer Gesamtheit als → Rauschen bezeichnet.

Nachrichtenähnliche und periodische Störungen können durch schaltungstechnische Maßnahmen reduziert oder sogar ganz beseitigt werden. Das Rauschen läßt sich dagegen nicht beseitigen, da es sich um statistisch schwankende Vorgänge handelt. Die Kenntnis der Rauschquellen ist daher für die Nachrichtentechnik von hoher Bedeutung. Die auf die Bandbreite von $B = 1$ Hz bezogene verfügbare thermische Rauschleistung ist bei der Zimmertemperatur $T = T_0 = 293$ K gleich $P_0 = kT_0B = 4 \cdot 10^{-21}$ W, wobei $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ws/K die Boltzmannsche Konstante ist. Diese Rauschleistung dient in der Nachrichtentechnik als Bezugsleistung.

Bei der Nachrichtenübertragung über eine Funkverbindung dringt Rauschleistung in den Übertragungskanal ein, indem die Antenne

kosmisches und ionosphärisches Rauschen sowie Gewitterstörungen aufnimmt. Diese Rauschleistungen sind stark frequenzabhängig, auch hängen sie vom Neigungswinkel der Antennenachse ab.

Weitere Rauschquellen sind die in Röhren und Halbleiterbauelementen vorhandenen Elektronenströmungen, wobei zwischen Konvektionsstrom- und Geschwindigkeitsschwankungen zu unterscheiden ist.

Bei niedrigen Frequenzen entstehen durch Oberflächeneffekte in Halbleitern, Schichtwiderständen und Katoden zusätzliche Schwankungen, das Stromrauschen und der Funkeleffekt.

Die Empfindlichkeit eines Empfängers wird durch seine *Rauschzahl* ausgedrückt. Sie gibt an, um welchen Faktor die an den Eingang des Empfängers zu liefernde Signalleistung gegenüber der Rauschleistung $P_0 = kT_0B$ größer sein muß, damit am Ausgang des linearen Empfängers ein Signal-Geräusch-Verhältnis von 1 herrscht. Die Rauschzahl ist stets größer als 1, nur ein idealer Empfänger hat die Rauschzahl 1.

4) Kanalkapazität. Durch eine Fourier-Entwicklung kann die Anzahl der unterscheidbaren Zeichen oder Signale berechnet werden, die über einen Übertragungskanal mit der Bandbreite B in der Zeit t ohne Fehler übertragbar sind. Die Anzahl z der unterscheidbaren Zeichen ist bei einer mittlere Signalleistung P_S und einer mittleren Störleistung P_R gleich $z = \left(1 + \frac{P_S}{P_R}\right)^{Bt}$. Es ist stets möglich, z verschiedene Zeichen durch eine Folge von Zweierschritten (binary digits, abg. Bit) zu kennzeichnen. Für jedes Zeichen sind $\log_2 z = \mathrm{ld}\, z$ Zweierschritte erforderlich.

Wenn in der Zeit t aus der Menge von z Zeichen ein beliebiges Zeichen übertragen wird, so entspricht das dem Transport von $\frac{\mathrm{ld}\, z}{t} = \mathrm{ld}\left(1 + \frac{P_S}{P_R}\right) B$ Bits je Zeiteinheit; mit t in s sind das bit/s. Diese Größe wird als *Kanalkapazität* bezeichnet.

5) Bestandteile eines Nachrichtenübertragungssystems. Nachrichten können in verschiedenen physikalischen Erscheinungsformen und somit in verschiedenen Energieformen auftreten. Für die Übertragung der Nachricht müssen aus ihr analoge Signale gebildet werden, deren Energieform dem Übertragungsmedium angepaßt ist.

a) Übertragungsmedium. In Tab. 2 sind die wichtigsten Arten der Übertragungsmedien und die dafür geeigneten Energieformen angegeben. In weit überwiegendem Maße benutzt man als Übertragungsmedium die metallische Leitung, und zwar die *Drahtleitung* und das *Kabel*; davon dient der größte Teil den Fernsprech- und Fernschreibverbindungen. In zunehmendem Maße werden jedoch drahtlose Verbindungen, d. h. *Funk-Verbindungen*, verwendet, und zwar nicht nur für Aufgaben, die sich nur mit funktechnischen Mitteln erfüllen lassen, sondern auch für das Fernsprechen und Fernschreiben. In Zukunft wird als Übertragungsmedium auch das Hohlkabel und der optische Wellenleiter benutzt werden. Insgesamt hat die elektrische N. im Rahmen der gesamten Nachrichtentechnik eine überragende Bedeutung.

2) *Übertragungsmedium und Energieform (Beispiele)*

Übertragungsmedium	Energieform	Übertragungsmittel
Drahtleitung Kabel	elektrisch	Leitungsströme
freier Raum Hohlleiter Hohlkabel Lichtwellenleiter	elektromagnetisch	Wellen
Rohrleitung	mechanisch Übertragung: pneumatisch	Gas
Rohrleitung	mechanisch Übertragung: hydraulisch	Flüssigkeit
Drahtseil Gestänge	mechanisch Übertragung: mechanisch	festes Material

b) Wandler. Zur Erzeugung der für die Übertragung der Nachricht erforderlichen Signale dienen Wandler, die im allgemeinen Bestandteile der Sender und der Empfänger sind. In Tab. 3 sind die zur elektrischen N. eingesetzten Wandler zusammengestellt. Einige der angeführten Wandler können auch in nichtelektrischen Nachrichtensystemen verwendet werden.

c) Sender. Sender haben die Aufgabe, die im Wandler erzeugten Signale so aufzubereiten und zu verstärken, daß sie nach Durchlaufen des Übertragungsmediums am Empfängereingang noch eine ausreichende Leistung besitzen. Das Signal-Geräusch-Verhältnis muß am Empfängereingang so groß sein, daß durch das Geräusch keine Verfälschung der wiedergegebenen Nachricht auftritt. Da die Übertragung der Signale entweder in der Originalfrequenzlage per Draht oder Kabel oder mit Hilfe eines Trägers mit höherer Frequenz im freien Raum erfolgt, gehört die → Modulation des Trägers mit zu den Aufgaben des Senders, da sich niederfrequente elektrische Schwingungen infolge zu starker Dämpfung nicht im Raum ausbreiten und somit nicht zur N. benutzt werden können. Das Signal in der Originalfrequenzlage bzw. der modulierte Träger wird in einem Leistungsverstärker auf die notwendige Leistung gebracht. In Tab. 5 sind als Beispiele einige aktive Bauelemente angegeben, die sich zur Leistungsverstärkung in Sendern eignen. Die meisten Typen sind für Funksendeanlagen bestimmt; für die Verstärker bei drahtgebundenen Verbindungen kommen als Verstärkerelemente z. Z. nur Transistoren in Frage.

d) Empfänger. Empfänger haben die Aufgabe, die übertragenen Signale aufzunehmen und zu verstärken, sie dann in die Nachricht umzuwandeln (→ Demodulation) und wiederzugeben. Die Empfänger unterscheiden sich auf Grund des Übertragungsverfahrens der Signale. Erfolgt die Übertragung in der Originalfrequenzlage, so wird meist ein *Geradeaus-Verstärker* verwendet, d. h., die Verstärkung erfolgt unter Beibehaltung der Frequenzlage. Bei der Übertragung mit einem modulierten hochfrequenten Träger wird meist ein Empfänger mit

3) *Wandler für die elektrische Nachrichtenübertragung*

Umwandlungsart	Umwandlungsmethode	Prinzip	Erläuterung	prakt. Anwendung
akustische Energie in elektrische Energie	direkt	elektrodynamisch oder induktiv	Induktionsvorgang	dynamisches Mikrophon
desgleichen	indirekt	elektrostatisch	Kapazitätsänderung	kapazitives Mikrophon, kapazitiver Geber
desgleichen	indirekt	Widerstandsänderung	druckabhängige Widerstandsänderung	Kohlemikrophon
elektrische Energie in akustische Energie	direkt	elektrodynamisch	Kraftwirkung auf stromdurchflossenen Leiter	Lautsprecher, Drehspulmeßinstrument
desgleichen	direkt	elektromagnetisch	Kraftwirkung auf ferromagnetischen Stoff	Hörer, Lautsprecher, Relais
mechanische Energie in elektrische Energie	direkt	piezoelektrisch	Ladungserzeugung an der Oberfläche von Kristallen	Kristalltonabnehmer, piezoelektrischer Geber
desgleichen	indirekt	desgleichen	elastische Verformung eines Leiters	Dehnungsmeßstreifen
elektrische Energie in mechanische Energie	direkt	elektrostatisch	Kraftwirkung geladener Körper aufeinander	Elektrometer
desgleichen	direkt	piezoelektrisch	Kompressions- und Dilatationswirkung von Kristallen im elektrischen Feld	Ultraschallsender
desgleichen	direkt	magnetostriktiv	Längenänderung ferromagnetischer Stoffe	Ultraschallsender
desgleichen	direkt	elektrothermisch	Wärmeausdehnung stromdurchflossener Leiter	Bimetallrelais
magnetische Energie in elektrische Energie	indirekt	galvanomagnetisch	Erzeugung einer Potentialdifferenz	Hall-Element
Wärmeenergie in elektrische Energie	indirekt	Widerstandsänderung	Widerstandsänderung von Halbleitern	Bolometer
elektromagnetische Energie in elektrische Energie	direkt	äußerer Photoeffekt	Elektronenauslösung bei Bestrahlung	Photozelle, Sekundärelektronenvervielfacher
desgleichen	direkt	Sperrschicht-Photoeffekt	desgleichen	Photoelement
desgleichen	indirekt	innerer Photoeffekt	Leitfähigkeitsänderung bei Bestrahlung	Photodiode, Phototransistor
elektrische Energie in elektromagnetische Energie	direkt	Temperaturstrahlung	Strahlung fester und flüssiger Körper	Glühlampe
desgleichen	direkt	Anregungsleuchten	Anregung von Quantensprüngen	Glimmentladung
desgleichen	indirekt	Intensitätsänderung	Doppelbrechung isotroper Stoffe	Kerr-Zelle
elektromagnetische Energie in elektromagnetische Energie	direkt	Anregung	Lichtemission	Fluoreszenz, Phosphoreszenz
desgleichen	indirekt	Elektrolumineszenz	Reihenschaltung von Photoleitern	Bildverstärker
desgleichen	indirekt	äußerer Photoeffekt und Phosphoreszenz	Photokatode, elektronenoptische Abbildung	Bildwandler

4) *Empfangsverstärker*

aktives Bauelement Verstärkerart	Rauschzahl F*)	Rauschtemperatur
	(typische Meßwerte)	
Elektronenröhre		
Triode	4,5 dB bei 300 MHz	
Wanderfeldröhre (Vorstufentyp)	5 dB bei 7 GHz ohne Kühlung 1,7 dB mit Kühlung der Wendel (nicht handelsüblicher Typ)	
Halbleiter		
Transistor	2,5 dB bei 2 GHz	
Tunneldiode	5 dB bei 4 GHz	
parametrischer Verstärker		15 K bei 4 GHz, Kühlung mit flüssigem Helium 80 K bei 4 GHz, ohne Kühlung
Maser		3,5 K bei 4 GHz

*) Rauschfaktor $n = 10^{F/10}$, Rauschleistung $P_R = nkT_0 = n \cdot 4 \cdot 10^{-21}$ W

Frequenzumsetzung (→ Mischung), auch *Überlagerungsempfänger* oder *Superhet* genannt, benutzt. Hierbei wird das empfangene Signal in eine andere, im allgemeinen niedrigere Frequenzlage (Zwischenfrequenz), umgesetzt und in dieser Frequenzlage durch Selektionsmittel von benachbarten Störsignalen befreit. Außerdem erfolgt in dieser Frequenzlage die notwendige Verstärkung.

Die wichtigsten Kenngrößen von Empfängern sind Empfindlichkeit und Verstärkungsgrad. Die *Empfindlichkeit* wird durch die Rauschzahl ausgedrückt (siehe Abschn. 3). Je größer die Rauschzahl, desto größer muß die Signalleistung am Eingang des Empfängers sein. Die Größe des notwendigen Verstärkungsgrades hängt einmal von der Rauschzahl und zum anderen von der Spannung oder Leistung ab, die der Wandler des Empfängers bzw. die Wiedergabeeinrichtung benötigt. In Tab. 4 sind einige Empfangsverstärker angegeben, die für die Praxis von Bedeutung sind.

e) Antennen. Funk- und Nachrichtenübertragungssysteme benötigen zur Abstrahlung und zum Empfang der elektromagnetischen Wellen → Antennen.

6) Übertragungsverfahren. a) Die *kontinuierlichen Modulationsverfahren* bestehen in Amplituden-, Frequenz-, Winkel- und Phasenmodulation (→ Modulation). Setzt sich das Modulationssignal aus einer Summe von sinusförmigen Signalen zusammen, so treten zwei Seitenbänder auf, deren Umfang dem Frequenzband des Modulationssignals entspricht.

Bei der Amplitudenmodulation ist das Modulationssignal in beiden Seitenbändern enthalten. Für die Demodulation und Signalauswertung auf der Empfangsseite genügt *ein* Seitenband; auch kann auf die Übertragung des Trägers verzichtet werden, da er eine konstante Größe ist, die auf der Empfangsseite erzeugt und dort zugesetzt werden kann. Somit genügt es bei Amplitudenmodulation, nur ein Seitenband zu übertragen; dieses Verfahren wird auch als Einseitenband-Amplitudenmodulation bezeichnet. Der Vorteil besteht darin, daß zur Übertragung nur die halbe Bandbreite und eine kleinere Leistung benötigt wird.

Kommt bei der Übertragung in der Originalfrequenzlage oder bei der Einseitenband-AM-Übertragung EAM zu dem Nutzsignal noch ein Stör- oder Rauschsignal hinzu, so wird dieses genau so wie das Nutzsignal übertragen. Das Signal-Geräusch-Verhältnis am Eingang ist somit gleich demjenigen am Ausgang: $a_{EAM} = \frac{P_S}{P_R} = \frac{P}{P_R}$. Dabei ist P_S die Nutzsignalleistung, P die gleich große Sendeleistung und P_R die Rauschleistung im Basisband, d. h. in der Originalfrequenzlage.

Bei der Übertragung beider Seitenbänder (ZAM) und des Trägers wird dagegen das Signal-Geräusch-Verhältnis gleich $a_{ZAM} = \frac{P_s}{2P_R} = \frac{m^2}{2 + m^2} \frac{P}{P_R}$. Mit m wird der Modulationsgrad der Amplitudenmodulation bezeichnet. Bei voller Modulation, d. h. $m = 1$, ist daher bei gleicher Sendeleistung und doppelter Übertragungsbandbreite die Zweiseitenband-Amplitudenmodulation-Übertragung um den Faktor 3

5) *Aktive Bauelemente für Sendeverstärker*

Art	physikalisches Grundprinzip	Leistung/Frequenz (typische Meßwerte)
Halbleiter		
Transistor	pn-Übergänge	CW*): 6 W bei 3 GHz
Lawinendiode	Lawineneffekt	CW: 0,5 W bei 12 GHz
Gunn-Element	Elektronenüberführungseffekt, Volumeneffekt	CW: 10 mW bei 25 GHz Puls**): 500 W bei 8 GHz
Elektronenröhren		
Triode	Stromdichtesteuerung	CW: 750 kW bei 500 kHz
	Drei-Elektroden-Anordnung	CW: 30 kW bei 30 MHz CW: 1 W bei 7 GHz
Tetrode	Vier-Elektroden-Anordnung	CW: 500 kW bei 1 MHz CW: 250 kW bei 30 MHz CW: 10 kW bei 800 MHz
	Laufzeitsteuerung	
Reflexklystron	Elektronengruppenbildung im Drift-raum, Ein-Kreis-Anordnung	CW: 20 mW bei 120 GHz
Mehrkammerklystron	desgleichen mit 2 und mehr Kreisen	CW: 100 kW bei 400 MHz Puls: 30 MW bei 1,5 GHz
Wanderfeldröhre	Elektronengruppenbildung in mitlaufendem Feld	CW: 10 kW bei 6 GHz
Wanderfeldklystron	verteilte Wechselwirkung in Resonatoren mit Verzögerungsstruktur	CW: 20 kW bei 800 MHz
Magnetron	Elektronengruppenbildung bei gekreuzten Feldern	CW: 10 kW bei 500 MHz Puls: 10 MW bei 300 MHz Puls: 1 MW bei 10 GHz

*) CW = Dauerstrichbetrieb. Puls**) = Pulsbetrieb, z. B. bei Radaranlagen

schlechter. Die Einseitenband-Amplitudenmodulation-Übertragung stellt das ideale Übertragungsverfahren dar und wird daher als Bezugsverfahren benutzt.

Bei der Winkelmodulation tritt ein Spektrum auf, das bei einem einzelnen sinusförmigen Modulationssignal aus dem Träger und zwei Seitenbändern mit einer unendlichen Reihe von Frequenzen besteht. Die Amplituden des Trägers und der Seitenbänder verlaufen nach den Bessel-Funktionen. Der Vorteil der Winkelmodulation gegenüber der Amplitudenmodulation liegt in der Unabhängigkeit von Pegelschwankungen und vor allem in der Reduzierung des Einflusses von Störungen und Rauschen bei ausreichend großem Phasen- bzw. Frequenzhub oberhalb eines bestimmten Schwellwertes. Diese Reduzierung wird durch eine gegenüber der Amplitudenmodulation größere Bandbreite erkauft. Bei idealer Demodulation ist bei einer Störung, die aus einem einzelnen sinusförmigen Signal besteht, das Signal-Geräusch Verhältnis am Ausgang bei Phasenmodulation gleich $a_{PM} = \left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta\varphi_R}\right)^2 = \Delta\varphi \cdot a_{EAM}$ und bei Frequenzmodulation $a_{FM} = \left(\frac{\Delta f}{\Delta f_R}\right)^2 = \left(\frac{\Delta f}{f_m}\right)^2 \cdot a_{EAM}$. Dabei sind $\Delta\varphi$ der Phasenhub des Nutzsignals, $\Delta\varphi_R$ der Phasenhub des Störsignals, Δf der Frequenzhub des Nutzsignals, Δf_R der Frequenzhub des Störsignals und f_m der Frequenzabstand des Störsignals vom Träger. a_{EAM} stellt das Signal-Geräusch-Verhältnis bei Einseitenband-AM-Übertragung dar.

b) Diskontinuierliche Modulationsverfahren. Beim Zeitmultiplexverfahren werden die Signale der einzelnen Nachrichtenkanäle mit einer Frequenz abgetastet, die größer ist als die doppelte maximale Frequenz des Signals. Beim Abtastvorgang entsteht ein Impuls, dessen Amplitude gleich ist dem Momentanwert des Signals zum Zeitpunkt der Abtastung. Dieser Vorgang stellt eine Pulsamplitudenmodulation PAM dar. Da mit Amplitudenmodulation und daher auch mit PAM keine Verbesserungen des Signal-Geräusch-Verhältnisses zu erzielen ist, findet PAM in der Praxis keine Anwendung.

Um eine Geräuschverminderung zu erreichen, müssen Modulationsverfahren benutzt werden, die der Winkelmodulation bei kontinuierlichen Modulationsverfahren ähnlich sind, d. h., die Proportionalität zur Nachricht darf nicht in der Amplitude liegen, sondern muß in der zeitlichen Lage oder der Dauer des Impulses zum Ausdruck kommen. Von praktischer Bedeutung sind Pulsphasenmodulation PPM und Pulsdauermodulation PDM.

Die Vergrößerung des Signal-Geräusch-Verhältnisses hängt bei PPM vom Zeithub des Impulses und von der Steilheit der Flanken des Impulses und damit von der Bandbreite ab. Die Vergrößerung ist bei PPM proportional dem Quadrat der Bandbreite, bei PDM proportional der Bandbreite.

c) Pulscodemodulation. Die diskontinuierliche Modulation ermöglicht es, kontinuierliche Signale in digitale Zeichen umzuwandeln. Das Verfahren setzt sich aus zwei Schritten zusammen: Quantisierung des Signals und Codierung des Signals. Das Verfahren wird als Pulscodemodulation PCM bezeichnet.

Quantisierung bedeutet, daß die durch Abtastung gewonnenen Momentanwerte eines Signals nicht genau übertragen werden. Es erfolgt vielmehr eine Einordnung in eine vorgegebene Anzahl von Quantisierungsstufen. Der Variationsbereich bei den in der Praxis vorkommenden Signalen liegt in der Größenordnung von 1 : 100 bis 1 : 1000. Erfahrungsgemäß kann z. B. das Signal der Sprache mit etwa 250 Stufen gut übertragen werden. Die Codierung dieser 250 Stufen erfordert 8 zweiwertige Symbole, mit denen sich $2^8 = 256$ verschiedene Zeichen bilden lassen. Da die wirklichen Abtastwerte mit einem Fehler, der maximal die halbe Stufenhöhe erreicht, übertragen werden, entsteht ein Quantisierungsgeräusch, das mit dem Quadrat der relativen Stufenhöhe steigt.

7) Dämpfung von Leitungen.

a) Drahtleitungen und Kabel. In der drahtgebundenen elektrischen Nachrichtentechnik werden symmetrische und unsymmetrische Leitungen und Kabel verwendet. Leitungen und Kabel werden durch folgende Kenngrößen beschrieben: Gleichstromwiderstand, Wirkwiderstand als Funktion der Frequenz, Isolationswiderstand, Betriebskapazität, Betriebsinduktivität, Verlustleitwert, Wellenwiderstand, Übertragungskonstante und daraus Dämpfungskonstante und Phasenkonstante.

Die Übertragungskonstante homogener Leitungen ist gleich

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}.$$

Für $\omega L \gg R$ gilt näherungsweise für die Dämpfungskonstante $\alpha = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}$ und für die Phasenkonstante $\beta = \omega\sqrt{LC}$. Die Dämpfungskonstante setzt sich somit aus der Widerstandsdämpfung und der Ableitungsdämpfung zusammen. Es bedeuten f die Frequenz in Hz, R den Wirkwiderstand in Ω/km, L die Induktivität in H/km und C die Kapazität in F/km; $\omega = 2\pi f$.

Mit Hilfe der Gleichungen können die Dämpfungen von Kabelverbindungen berechnet werden. Da die für den Empfänger erforderliche Signalleistung bekannt ist, kann somit die notwendige Senderleistung bestimmt werden.

b) Hohlleiter. In der Funktechnik werden bei hohen Frequenzen, insbesondere oberhalb 1 GHz, als Energieleiter innerhalb der Geräte und für die Leitungen zu den Antennen bevorzugt metallische Hohlleiter mit rechteckigem und rundem Querschnitt verwendet. Die Dämpfung eines Rechteckhohlleiters aus Kupfer für die H_{10}-Welle in dB/m ist gleich

$$\alpha_{H_{10}} = \frac{0{,}21}{\sqrt{\lambda}} \cdot \frac{1}{a \cdot b} \cdot \frac{\frac{a}{2} + b\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}},$$

wobei a die Länge der langen Innenkante in cm, b die Länge der kurzen Innenkante in cm und λ die Betriebswellenlänge in cm ist.

Für die Überbrückung größerer Entfernungen ist der Rundhohlleiter wegen der geringeren Dämpfung günstiger. Es wird dann mit der H_{01}-

Welle gearbeitet. Für noch größere Entfernungen sollen in Zukunft Hohlkabel (→ Hohlkabelnachrichtenübertragung) eingesetzt werden.

8) Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Bei der drahtlosen N. werden elektromagnetische Wellen mit Wellenlängen von etwa 10 mm bis zu 10000 m verwendet, das sind Frequenzen von 30 kHz bis zu 30 GHz. Demzufolge sind auch die Ausbreitungserscheinungen sehr unterschiedlich. Bei der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen ist zu unterscheiden zwischen der ungestörten Ausbreitung im freien Raum, die als Freiraumausbreitung bezeichnet wird, und der Ausbreitung längs der Erdoberfläche oder in der Nähe der Erdoberfläche.

Die von der Empfangsantenne bei Freiraumausbreitung aufgenommene Leistung ist gleich $P_e = P_s \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2 G_e G_s$; dabei ist P_s die Sendeleistung in W, λ die Wellenlänge in m, r die Entfernung in m, G_e der Gewinn der Empfangsantenne und G_s der Gewinn der Sendeantenne. Der Zusammenhang zwischen Gewinn G der Antenne und wirksamer Antennenfläche A ist gegeben durch $A = G\frac{\lambda^2}{4\pi}$. Für die effektive elektrische Feldstärke in V/m ergibt sich somit folgende Beziehung: $E_d = \sqrt{30} \cdot \frac{\sqrt{P_s G_s}}{r}$.

Die Grenze für den Gültigkeitsbereich der Freiraumausbreitung in Nähe der Erdoberfläche ist durch die quasioptische Sichtweite gegeben. Befinden sich die Sendeantenne in der Höhe h_1 oberhalb der Erdoberfläche und die Empfangsantenne in der Höhe h_2, so gibt es einen Strahl, der die Erdoberfläche gerade berührt. Die Entfernung zwischen Sender und Empfänger ist in diesem Fall gleich $r = \sqrt{2R'}\,(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$; dabei ist $R' = k_R R = 8470$ km der effektive Erdradius, $R = 6370$ km der geometrische Erdradius und k_R die Refraktionszahl. Bei Normalatmosphäre ist $k_R = 4/3$.

Die Bedingungen der Freiraumausbreitung gelten im wesentlichen für Anlagen, die mit Wellenlängen unterhalb etwa 3 m arbeiten, d. h. im UKW-Bereich und darunter. Außerdem gelten sie natürlich für Verbindungen zu und zwischen Raumflugkörpern.

Tritt zu der Freiraumwelle noch die am Erdboden reflektierte Welle, so addieren sich beide Wellen entsprechend ihren Phasenwinkeln. Unter der Voraussetzung, daß der reflektierte Strahl flach auf die Erde fällt und der Reflexionsfaktor gleich 1 ist, ergibt sich in Näherung folgende Beziehung für die Feldstärke:

$$E_p = E_d\, 2 \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{r\lambda}.$$

Es entsteht eine Interferenzstruktur, die von den Antennenhöhen h_1 und h_2 sowie von der Wellenlänge und der Entfernung r abhängt. Diese Interferenzstruktur findet unter anderem zur Erzeugung von speziellen Strahlungscharakteristiken bei Anlagen für die Funkortung und Funknavigation Anwendung.

Im Kurzwellenbereich, d. h. bei Wellenlängen zwischen etwa 10 m und 100 m, wird ein Teil der sich ausbreitenden Welle an Schichten der Ionosphäre reflektiert und als *Raumwelle* am Boden in größerer Entfernung vom Sender empfangen. Am Tage wird diese Raumwelle durch die Absorption in den unteren Schichten der Ionosphäre stark gedämpft, nachts geht die Absorption jedoch zurück, und die Raumwelle tritt mit nutzbarer Intensität in Erscheinung. Die Ausbreitung der Kurzwellen wird daher im wesentlichen von der Reflexion in den oberen Ionosphärenschichten und von der Dämpfung in den unteren Schichten bestimmt. Die auf der Erde vorkommenden Entfernungen lassen sich mit Kurzwellen unter Berücksichtigung des tageszeitabhängigen Zustandes der Ionosphäre überbrücken.

Bei längeren Wellen, d. h. bei Wellenlängen oberhalb 100 m (Mittelwellenbereich), tritt die *Bodenwelle* auf. Die Bodenwelle beugt sich um die kugelförmige Erdoberfläche und gelangt auch an Orte, die jenseits der optischen Sichtweite, also hinter dem Horizont, liegen. Die Feldstärke im Beugungsschatten ist abhängig von der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit des Erdbodens, von der Wellenlänge, den Antennenhöhen, der Richtwirkung der Antenne, der Polarisation der Welle, der Sendeleistung und der Entfernung. Als Bezugswert wird die Feldstärke am Boden angesehen, die ein vertikaler Dipol mit $G_s = 1{,}5$ auf dem Erdboden stehend bei einer Sendeleistung von $P_s = 1$ kW liefert. Die Feldstärke in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und der Entfernung r nähert sich mit zunehmendem Verhältnis λ/r folgendem Wert in μV/m: $E = \frac{1}{r} 3 \cdot 10^5$, wobei r in km einzusetzen ist. Beispielsweise wird dieser Wert annähernd erreicht bei $\lambda = 1000$ m und $r = 100$ km.

Für sehr lange Wellen, d. h. λ oberhalb 3000 m, wird die Ausbreitungsdämpfung der Wellen besonders klein und die Empfangsfeldstärke stabiler als bei kürzeren Wellen. In Entfernungen zwischen etwa $r = 2000$ und 18000 km gilt in Annäherung für die durchschnittlichen Tageswerte der Feldstärke in mV/m: $E = \frac{300}{r}\sqrt{P_s}\sqrt{\frac{r/R}{\sin(r/R)}}\, e^{-\frac{0{,}0014}{\lambda^{0{,}6}} r}$; dabei ist P_s die Sendeleistung in kW, λ die Wellenlänge in km, r die Entfernung und R der Erdradius in km.

Mit Hilfe der angegebenen Gleichungen können die Sendeleistungen berechnet werden, die notwendig sind, um in einer vorgegebenen Entfernung vom Sender eine bestimmte Feldstärke zu erreichen.

9) Klassifizierung der elektrischen Nachrichtenübertragungssysteme. Die elektrischen Systeme der N. lassen sich nach verschiedenen Gesichtspunkten klassifizieren.

a) *Art der Nachricht*:
- alphanumerische Zeichen
- Meßwerte
- Fernschreiben
- Fernsprechen
- Rundfunkton
- Faksimile
- Fernsehen
- Ortungssignale im allgemeinen (→ Funkortung)
- Radar

b) *Übertragungsmedium*:
Drahtleitungen
symmetrische Leitungen und Kabel
unsymmetrische Leitungen und Kabel
Hohlleiter, Hohlkabel (→ Hohlkabelnachrichtenübertragung)
Lichtwellenleiter (→ Lichtnachrichtenübertragung)
drahtlose Verbindung
Funkverbindung
Lichtverbindung ohne Lichtwellenleiter

c) *Übertragungsverfahren*
kontinuierliche Übertragung
Einzelkanal
in natürlicher Frequenzlage
mit moduliertem Träger
mehrere Kanäle gleichzeitig
Frequenzmultiplex
diskontinuierliche Übertragung
Einzelkanal
mehrere Kanäle
Zeitmultiplex

Nachspannungen, svw. Eigenspannungen.

Nachstrom, 1) bei selbsttätigen *Waagen* zum Abwägen die Menge des Wägegutes, die nach dem Absperren der Wägegutzufuhr noch in die Lastschale der Waage fällt.

2) svw. Nachlauf.

Nachwirkung, 1) *magnetische N.*, das gegenüber einer Feldänderung verspätete Einstellen eines Gleichgewichtes der Magnetisierung. Die sowohl mathematisch als auch physikalisch einfachste Annahme, daß die Änderungsgeschwindigkeit der Magnetisierung, die Relaxation, proportional der Differenz von Gleichgewichtsmagnetisierung und Augenblicksmagnetisierung ist, führt zu einem exponentiellen Anstieg bzw. Abfall der Magnetisierung mit der Zeitkonstanten τ, der *Relaxationszeit*. Einschalt- und Ausschaltvorgang werden im allgemeinen durch je eine Relaxationszeit beschrieben, die außerdem stark temperaturabhängig sind. Karbonyleisen besitzt bei -12 °C eine Relaxationszeit von einigen Minuten, bei 100 °C beträgt sie nur noch etwa 10^{-2} s. Ursachen der magnetischen N. sind die bei allen ferromagnetischen Stoffen auftretenden Wirbelstrom- und Spinrelaxationserscheinungen (→ ferromagnetische Resonanz), wobei ihr Anteil an der magnetischen N. von der Leitfähigkeit des Materials abhängt (Ferrite $\approx 10^{-8}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$, Eisen $\approx 10^{5}\,\Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$). Die auftretenden Relaxationszeiten sind jedoch viel länger, als daß sie allein durch Wirbelstrom-und Spinrelaxation verursacht werden könnten. Zum anderen läßt sich dadurch auch noch nicht die starke Temperaturabhängigkeit erklären. Diese Tatsachen weisen auf eine enge Verbindung mit der mechanischen N. hin. Bei Wandverschiebungen der Bloch-Wände entstehen infolge der Magnetostriktion innere Spannungen. Ein Gleichgewichtszustand stellt sich wegen der mechanischen N. nicht sofort ein. Einfluß auf das Gleichgewicht haben die Diffusion von Verunreinigungen, der Zerfall fester Lösungen, die Ordnung der Atome im Kristallgitter u. a. Da es sich bei der Ausbildung des Gleichgewichtes um einen Diffusionsprozeß handelt, bezeichnet man diesen Vorgang als *Diffusionsnachwirkung*. Die Relaxationszeit τ ist sehr stark von der Temperatur abhängig: $\tau \sim \exp(A/T)$ (Desakkommodation). Dabei ist T die absolute Temperatur und A eine Materialkonstante. Ein weiterer Bestandteil der magnetischen N. ist die *thermische* oder *Jordansche N.* Die thermischen Schwankungen sind nach Neel einem statistisch schwankenden Zusatzfeld äquivalent, dessen wahrscheinliche Maximalamplitude mit der Zeit zunimmt. Werden durch dieses Feld irreversible Magnetisierungsprozesse ausgelöst, so nimmt der zeitliche Mittelwert der Magnetisierung zu.

Die magnetischen Eigenschaften hängen ferner stark von den Gefügeeigenschaften der Substanz ab, die sich im Laufe der Zeit ändern, und zwar um so schneller, je höher die Temperatur ist. Diese Veränderungen können sich über Wochen bis Jahre hinziehen. Die Alterung sollte für technisch verwertbare Stoffe im benutzten Temperaturbereich gering bleiben. Man nimmt deshalb eine künstliche Alterung vor, damit der Körper schneller sein Gleichgewicht erreicht. Die Remanenz bei Permanentmagneten und die Anfangspermeabilität nehmen zwar etwas ab ($\approx 10\%$), bleiben aber nach der Behandlung weitgehend konstant. Die künstliche Alterung erfolgt nach empirisch ermittelten Methoden, z. B. durch Erwärmen auf etwa 100 °C und leichte Erschütterungen.

Befindet sich ein ferromagnetischer Körper in einem magnetischen Wechselfeld, so treten infolge der magnetischen N. Energieverluste auf. Die Summe der Verluste, die nicht auf Wirbelströme oder Hysterese zurückzuführen sind, bezeichnet man als *magnetische Nachwirkungsverluste*. Sie sind proportional der Frequenz.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962); Wonsowski: Moderne Lehre vom Magnetismus (Berlin 1956); Becker u. Döring: Ferromagnetismus (Berlin 1939).

2) *dielektrische N.*, die Erscheinung, daß in einem Dielektrikum die elektrische Polarisation in einer endlichen Zeit einer Änderung des elektrischen Feldes folgt, → dielektrischer Rückstand.

3) *thermische N.*, tritt bei Thermometern in Form der Nullpunktdepression in Erscheinung.

4) *elastische N.*, → Kriechen, → Retardation.

Nachwirkungsbeiwert, → Jordansche Konstanten.

Nachzerfallswärme, der verzögerte Anteil der bei der Kernspaltung freiwerdenden Gesamtenergie, die sich auf einen prompten und einen verzögerten Anteil verteilt. Der letztere ist durch den radioaktiven Zerfall der gebildeten Spaltprodukte bedingt und gibt einen Beitrag von ungefähr 6% zur Reaktorleistung. Während der prompte Anteil mit dem Abschalten des Reaktors, d. h. mit Unterbrechen der Kernkettenreaktion, verschwindet, gibt der verzögerte Anlaß zur N. Ihre Größe läßt sich praktisch nicht beeinflussen, und es ist Aufgabe der → Reaktorsicherheit, ein Abführen der N. durch natürliche oder erzwungene Konvektion zu gewährleisten.

Für lange Betriebszeiten läßt sich eine empirische Formel $N = N_0 \cdot 5{,}7 \cdot 10^{-2}\, t^{-0{,}2}$ angeben, die die zeitliche Abnahme der N. beschreibt. Dabei bedeuten N_0 die stationäre Reaktorleistung, N die Leistung zum Zeitpunkt t (in Sekunden) nach Abschalten des Reaktors. So beträgt die

Leistung nach 1 s noch 5,7%, nach 1 min noch 2,5%, nach 1 h noch 1,1% und nach 1 d noch 0,6% der ursprünglichen Reaktorleistung.

Nacken-Kyropoulos-Verfahren, → Kristallzüchtung.

„nackte" Teilchen, → Vakuumzustand.

Nadelkristall, svw. Whisker.

Nahentmischung, → Mischkristall.

Näherungsverfahren der Quantenfeldtheorie, die im Rahmen der Quantenfeldtheorie entwickelten, relativistisch invarianten Verfahren zur approximativen Bestimmung der Matrixelemente des Streuoperators. Dazu gehören die → Störungstheorie und die im Rahmen der analytischen S-Matrix-Theorie entwickelten Verfahren der → Dispersionsrelationen für die Streuamplitude, die N/D-Methode und eine Reihe von Modellen, wie das Regge-Pol-Modell, das Veneziano-Modell und das Interferenzmodell (→ analytische S-Matrix-Theorie), und eine Reihe von phänomenologischen Beschreibungen der Elementarteilchenprozesse, die ein einseitiges, näherungsweises Verhalten der Elementarteilchen wiedergeben (→ Phänomenologie der Elementarteilchen).

Näherungsverfahren der Quantenmechanik, zur approximativen Bestimmung der Eigenwerte und Eigenfunktionen hauptsächlich des Hamilton-Operators quantenmechanischer Systeme sowie zur Berechnung der Zeitabhängigkeit der Wellenfunktion entwickelte Verfahren, wenn eine exakte Behandlung versagt. Falls der vorliegende Hamilton-Operator nur geringfügig von einem andern, dem ungestörten, abweicht, für den das Problem exakt lösbar ist, bedient man sich der → Störungstheorie; die Variationsverfahren wendet man bei der Bestimmung der Eigenfunktionen vor allem des Grundzustandes (→ Ritzsches Verfahren) bzw. der Eigenfunktionen von Mehrteilchensystemen (→ Hartree-Fock-Verfahren) an; Vielteilchensysteme werden auch mit statistischen Methoden behandelt (→ Thomas-Fermi-Modell). Im Fall langsam veränderlicher Potentiale läßt sich eine quasiklassische Näherung durchführen (→ WKB-Näherung). Alle N. d. Q. sind spezielle Abwandlungen, Weiterentwicklungen oder Kombinationen der genannten Methoden.

Nahkraft, → Kraft.

Nahordnung, → Mischkristall.

Nahwirkungstheorie, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes, → Feldtheorie.

naives Quarkmodell, → Quarkmodell.

NAND-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

Nano, n, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen $\triangleq 10^{-9}$, → Vorsätze.

Natriumdampflampe, → Gasentladungslichtquelle.

Naturgesetze, in der Natur existierende, allgemeine und wesentliche Zusammenhänge zwischen den Erscheinungen, denen gemäß die Natur strukturiert ist und sich verändert. Die → Naturwissenschaften haben die Aufgabe, die N. aufzufinden, zu analysieren und auf diesem Wege weitgehend unter die Herrschaft des Menschen zu stellen. Dies geschieht durch Aufdeckung und Reproduktion der spezifischen Wirkbedingungen und der Ursachen bestimmter Erscheinungen und durch das Studium von deren Wirkung mittels der Beobachtung bzw. des Experiments. Durch Messung der Ursachen, Wirkungen und Bedingungen werden die N. auf mathematische Beziehungen abgebildet und deren Gültigkeitsbereich bestimmt. Gestützt auf die Methoden und Ergebnisse der Mathematik, werden die Zusammenhänge verallgemeinert und verschiedene N. über eine bestimmte Klasse von Erscheinungen zu einer Theorie derselben zusammengefaßt. Häufig werden die mathematischen Abbilder der N. mit den in der Natur objektiv und real wirkenden N.n identifiziert; dies ist nur insofern sachlich begründet, als eine wissenschaftliche Formulierung der N. notwendig ist und diese zweckmäßig mit Hilfe der Mathematik geschieht. Das Eintreffen von Voraussagen naturwissenschaftlicher Theorien beweist die Zweckmäßigkeit dieses Gebrauchs und die Realität der N.

Man unterscheidet *allgemeine N.*, wie die Erhaltungssätze von Energie und Impuls, die in der gesamten Natur gelten, und *spezifische N.*, wie die Maxwellschen Gleichungen oder die mechanischen Gesetze, die sich nur auf bestimmte Bereiche der Natur (elektromagnetische Erscheinungen) oder bestimmte Betrachtungsweisen der Natur (Mechanik) beziehen. Ferner unterscheidet man zwischen dynamischen und statistischen N.n. *Dynamische N.* beschreiben das Verhalten einzelner Systeme exakt und enthalten im Spezialfall des Gleichgewichts der Kräfte auch die *statischen N.*, während sich die *statistischen N.* stets auf eine Gesamtheit sehr vieler Einzelsysteme beziehen und über diese Einzelsysteme nur Wahrscheinlichkeitsaussagen machen. Trotzdem spiegeln statistische N. einen Zusammenhang der objektiven Realität wider, der aber erst bei einer großen Anzahl von Einzelsystemen wirksam wird (→ Thermodynamik, → Statistik). Nach ihrem Gültigkeitsbereich können die N. eingeteilt werden in physikalische, die man noch in mikrophysikalische und makrophysikalische untergliedern kann (→ Physik), chemische und biologische Gesetze. Die physikalischen Gesetze gelten in allen Bereichen, können aber allein nicht die ganze Mannigfaltigkeit der Erscheinungen erklären. Diese Einteilung entspricht der wachsenden Strukturierung und der Höherentwicklung der Bewegungsformen der Materie.

Naturkonstanten, in die mathematische Formulierung der Naturgesetze eingehende im allgemeinen dimensionsbehaftete Konstanten, deren Zahlenwerte vom gewählten Maßsystem abhängen. In einigen Fällen werden durch im Prinzip willkürliche Festlegung der Zahlenwerte von Konstanten die Maßeinheiten physikalischer Grundgrößen definiert. Die Zahl der im Experiment zu messenden Größen ist daher von der Zahl der benutzten Grundgrößen abhängig. So werden z. B. im Gaußschen System die beiden Vakuumkonstanten ε_0 und μ_0 durch die Wahl des Maßsystems definitiv festgelegt. Viele Konstanten können auf andere, allgemeinere, die → *universellen Naturkonstanten* zurückgeführt werden, die alle quantitativen Aussagen der bekannten Naturgesetze ermöglichen. Zu den → *universellen Zahlenkonstanten* gelangt man durch Verknüpfung bestimmter universeller Naturkonstanten. Die universellen Zahlenkonstanten sind

dimensionslos und vom gewählten Maßsystem unabhängig.

Weitere Unterteilungen der N. lassen sich nach ihrem Wirkungsbereich festlegen; alle im atomphysikalischen Bereich auftretenden Konstanten werden unter dem Begriff *Atomkonstanten* oder *atomare Grundkonstanten* zusammengefaßt; alle übrigen grundlegenden Konstanten, die in den Wirkungsbereich der nichtatomaren Physik fallen, werden *allgemeine physikalische Konstanten* genannt. Die das elektromagnetische Feld im Vakuum charakterisierenden Konstanten sind die → *Vakuumkonstanten*, die auch als *Fundamentalkonstanten* bezeichnet werden.

Neben den allgemeinen Konstanten werden für die Beschreibung der Eigenschaften und des Verhaltens der Materie viele *Stoffkonstanten* verwendet, z. B. die spezifische Leitfähigkeit σ oder der Ausdehnungskoeffizient α bestimmter Metalle. Prinzipiell können auch diese Konstanten auf allgemeinere und universelle Konstanten zurückgeführt werden. Die genaue Durchführung solcher Vorhaben scheitert aber bisher an mathematischen Schwierigkeiten, so daß auf eine experimentelle Bestimmung einer Vielzahl der Stoffkonstanten nicht verzichtet werden kann.

natürliche Blende, → Abbildungsfehler.

natürliche Breite, Energiebreite der Resonanz des Wirkungsquerschnittes einer Kernreaktion. Die n. B. ergibt sich nach der Heisenbergschen Unschärferelation aus der Lebensdauer des Zwischenzustandes. Ihr Wert liefert Informationen über den Mechanismus der Kernreaktion und über den Charakter des Zwischenzustandes (→ Breit-Wigner-Formel).

natürlicher Homomorphismus, → Algebra.

natürliches Licht, → Polarisation des Lichtes.

natürliche Strahlung, die Gesamtheit der → ionisierenden Strahlung, die ohne Zufuhr radioaktiver Stoffe oder sonstige Veränderungen durch den Menschen an der Erdoberfläche anzutreffen ist. Die n. S. setzt sich aus der terrestrischen und der → kosmischen Strahlung zusammen. Durch die terrestrische Strahlung wird sowohl eine äußere Strahlungsbelastung, z. B. durch γ-strahlende Nuklide im Boden und in Baumaterialien, als auch eine innere Bestrahlung, z. B. durch das natürlich radioaktive Nuklid ^{40}K, verursacht. Gegenwärtig ist an der Erdoberfläche außer der n. S. auch eine durch die Tätigkeit des Menschen verursachte künstliche Strahlung anzutreffen (Fallout, → radioaktiver Niederschlag).

Naturmaße, → Maß 1).

Naturwissenschaften, Wissenschaften, die sich mit der Erkennung und systematischen Erforschung der → Naturgesetze sowie ihrer Wechselbeziehungen und mit der adäquaten Abbildung von Naturvorgängen auf wissenschaftliche Theorien über die Natur oder deren Teilbereiche befassen mit dem Ziel der Erkenntnis der Natur und Nutzanwendung der Naturgesetze im Dienste des Menschen. Die N. bilden somit eine Grundlage für eine wissenschaftliche materialistische Weltanschauung und liefern die theoretischen Voraussetzungen für Technik, Landwirtschaft und Medizin. Die Methoden der N. sind Beobachtung und Experiment, Messung, Beschreibung und Vergleich, ferner Abstraktion, Induktion und Synthese sowie Analyse von Hypothesen und Deduktion aus Theorien. Die Exaktheit der N. wächst mit ihrer Mathematisierung, die in immer stärkerem Maße voranschreitet und die Anwendung logischen Schließens erleichtert; dies setzt jedoch die vollständige Quantifizierung der zu beschreibenden Erscheinungen durch Experiment und Messung voraus. Prüfstein der Richtigkeit wissenschaftlicher Theorien ist die Praxis, die experimentelle Verifikation ihrer Schlußfolgerungen. Man trennt die N. im allgemeinen nach der unbelebten und der belebten Natur in die physikalischen (im weitesten Sinne) und die biologischen Wissenschaften; zu ersteren gehören Physik im engeren Sinne, Chemie, Kosmologie, Astronomie, Geologie, physische Geographie und Meteorologie; letztere gliedern sich in Botanik und Zoologie mit den Disziplinen Genetik, Zytologie, Ökologie u. a.

Der Prozeß der Herauslösung der einzelnen N. aus der griechischen Naturphilosophie und die Entwicklung naturwissenschaftlicher Methoden begannen mit Aristoteles. Nach einer durch den Einfluß der Kirche bedingten Stagnation im Mittelalter setzte sich diese Entwicklung, im Beginn vermittelt durch die Araber und später getragen von der europäischen Renaissance, mit der Hinwendung zum Experiment und der systematischen Analyse fort. Die von Galilei und Newton im 17. Jh. geschaffene Mechanik war die erste mathematisierte Theorie. Der Versuch, mit ihr alle Erscheinungen der Natur zu erklären (Mechanistik), zunächst ein großartiger Versuch zu einem einheitlichen Weltbild mit progressiver Kraft, scheiterte schließlich im 19. Jh. durch den Beweis, daß die Elektrodynamik nicht mechanisch erklärt werden kann. Wichtig für die Entwicklung der N. waren die ebenfalls im 19. Jh. sich durchsetzenden Ideen der Evolution, wie sie im Gesetz von der Erhaltung und Umwandlung der Energie (R. Mayer 1842, Helmholtz 1847), in der Theorie vom Aufbau lebender Organismen aus Zellen, der Entstehung der Arten (Darwin) und den Vorstellungen von der Entwicklung der Erdkruste zum Ausdruck kamen.

Neben der immer weitergehenden Differenzierung der N. ist heute eine Integration der N. zu beobachten, die einerseits gegenstandsorientiert ist, wie dies z. B. bei Biophysik und -chemie sowie Astro- und Geophysik der Fall ist, und die andererseits im Zuge der ständig wachsenden Abstraktion und damit zugleich sich erweiternden Anwendungsmöglichkeiten methodisch bedingt ist, wie dies z. B. bei der physikalischen Chemie und den verschiedenen Zweigen der Physik selbst zutrifft, oder es werden gemeinsame Gesetzmäßigkeiten vieler Bewegungsformen der Materie zum Gegenstand neuer Disziplinen gemacht, z. B. in der Kybernetik. Charakteristisch für die N. ist ferner eine immer stärker werdende Prozeßorientierung und damit eine engere Bindung an die industrielle Produktion.

Obwohl die Mathematik sich in enger Wechselbeziehung mit den N., besonders der Physik und Astronomie, entwickelte, viele in der Mathematik untersuchte Strukturen direkt aus den N. stammen und der Grad der Mathematisie-

rung sowie der damit verbundene theoretische Entwicklungsstand das Niveau der N. wesentlich bestimmt, gehört die Mathematik selbst nicht zu den N. Der besondere Wert ihrer abstrakten Ergebnisse besteht in der Anwendbarkeit auf die unterschiedlichsten Systeme.

Lit. Bernal: Die Wissenschaft in der Geschichte (2. Aufl. Berlin 1967).

nautical mile, Tabelle 2, Länge.

nautischer Strich, $^-$, inkohärente Winkeleinheit, früher in der Seefahrt üblich gewesen.

$$1^- = 11° 15' = \frac{\pi}{16}\,\text{rad}.$$

NAVARHO, → Funkortung 3e).

Navier-Stokes-Gleichungen, Bewegungsgleichungen einer isotropen zähen Flüssigkeit. Sie stellen eine Erweiterung der → Eulerschen Gleichungen dar und gehen aus diesen durch Berücksichtigung der Reibungskräfte hervor. Die Grundgleichung der Dynamik lautet in Vektorform $\varrho(\mathrm{d}\vec{c}/\mathrm{d}t) = \vec{K} + \vec{P}$. Es bedeutet ϱ die Dichte des Strömungsmediums, $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor, t die Zeit, $\vec{K}$ den Vektor der Massenkraft je Volumeneinheit. Dabei sind dieselben Bezeichnungen verwendet wie bei den Eulerschen Gleichungen, nur bedeutet hier $\vec{P}$ die Oberflächenkraft, die Summe von Druck- und Reibungskraft je Volumeneinheit. Die aus dem Spannungszustand an dem Volumenelement $\mathrm{d}V = \mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}y \cdot \mathrm{d}z$ herrührende Oberflächenkraft je Volumeneinheit ist

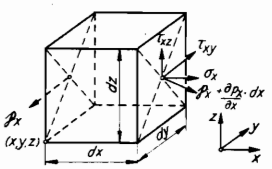
$$\vec{P} = \partial\vec{p}_x/\partial x + \partial\vec{p}_y/\partial y + \partial\vec{p}_z/\partial z.$$

Die Spannungsvektoren $\vec{p}_x$, $\vec{p}_y$, $\vec{p}_z$ haben die Komponenten

$$\vec{p}_x = \vec{\imath}\cdot\sigma_x + \vec{\jmath}\cdot\tau_{xy} + \vec{k}\cdot\tau_{xz}$$
$$\vec{p}_y = \vec{\imath}\cdot\tau_{yx} + \vec{\jmath}\cdot\sigma_y + \vec{k}\cdot\tau_{yz}$$
$$\vec{p}_z = \vec{\imath}\cdot\tau_{zx} + \vec{\jmath}\cdot\tau_{zy} + \vec{k}\cdot\sigma_z.$$

Dabei sind $\vec{\imath}, \vec{\jmath}, \vec{k}$ die Einheitsvektoren in x-, y- und z-Richtung.

Die Normalspannung σ steht senkrecht zu dem Flächenelement, der Index gibt die Richtung von σ an. Die Komponente in der Ebene des Flächenelements heißt Schubspannung τ und erhält einen Doppelindex. Die erste Stelle kennzeichnet, zu welcher Achse das Flächenelement, an dem τ angreift, senkrecht steht; die zweite Stelle kennzeichnet, in welche Richtung die Schubspannung zeigt (Abb.). Da $\tau_{xy} = \tau_{yx}$,



Allgemeiner Spannungstensor einer strömenden zähen Flüssigkeit

$\tau_{xz} = \tau_{zx}$ und $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ gilt, ergibt sich eine zur Hauptdiagonale symmetrische Spannungsmatrix:

$$\pi = \begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{pmatrix}.$$

Damit lautet die Bewegungsgleichung in Komponentenschreibweise

$$\varrho\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = X + \left(\frac{\partial\sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial z}\right)$$
$$\varrho\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = Y + \left(\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial z}\right)$$
$$\varrho\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = Z + \left(\frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_z}{\partial z}\right).$$

Der Flüssigkeitsdruck ist gleich dem negativen arithmetischen Mittel der Normalspannungen: $p = -(1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$.

Nach Stokes werden die von den Reibungskräften herrührenden Spannungen proportional zur Formänderungsgeschwindigkeit gesetzt (→ Newtonscher Schubspannungsansatz). Für den allgemeinen Fall einer kompressiblen zähen Flüssigkeit gelten die Beziehungen

$$\sigma_x = -p + \eta\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right),$$
$$\sigma_y = -p + \eta\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right),$$
$$\sigma_z = -p + \eta\left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right),$$
$$\tau_{xy} = \eta\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right),$$
$$\tau_{yz} = \eta\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right),$$
$$\tau_{xz} = \eta\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right).$$

Die dynamische Zähigkeit η ist besonders in kompressiblen Strömungen vom Ort abhängig, da erhebliche Temperaturunterschiede auftreten können. Die N.-S.-G. lauten damit in Komponentenschreibweise

$$\varrho\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} = X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right],$$
$$\varrho\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)\right],$$
$$\varrho\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}t} = Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left[\eta\left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\operatorname{div}\vec{c}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\eta\left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\eta\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)\right]$$

und in vektorieller Schreibweise

$$\varrho\frac{\mathrm{d}\vec{c}}{\mathrm{d}t} = \varrho\frac{\partial\vec{c}}{\partial t} + \varrho(\vec{c}\ \operatorname{grad})\,\vec{c} =$$
$$= \vec{K} - \operatorname{grad} p + \eta\Delta\vec{c} + \tfrac{1}{3}\eta\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{c},$$

wobei $(\vec{c}\ \operatorname{grad})\,\vec{c}$ der Vektorgradient von $\vec{c}$ ist.

Um die unbekannten Größen berechnen zu können, müssen noch die Kontinuitätsgleichung, die Zustands- und Energiegleichung der Thermodynamik und das empirische Zähigkeitsgesetz $\eta = f(\text{Temperatur})$ hinzugezogen werden.

Für inkompressible Strömungen vereinfachen sich die N.-S.-G. erheblich, da $\operatorname{div}\vec{c} = 0$ ist und die dynamische Zähigkeit auf Grund der geringen Temperaturdifferenzen als konstant angenommen werden kann. In vektorieller Schreib-

weise lauten dann die Gleichungen für $\varrho =$ konst.:

$$\varrho \frac{d\vec{c}}{dt} = \vec{K} - \operatorname{grad} p + \eta \Delta \vec{c},$$

bzw. wegen $(\vec{c}\ \operatorname{grad})\ \vec{c} = \frac{1}{2} \operatorname{grad} \vec{c}^2 - \vec{c} \times \operatorname{rot} \vec{c}$ und

$\Delta \vec{c} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{c} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{c}$ folgt

$$\varrho \left(\frac{\partial \vec{c}}{\partial t} + \operatorname{grad} \frac{\vec{c}^2}{2} - \vec{c} \times \operatorname{rot} \vec{c} \right) = \vec{K} - \operatorname{grad} p - \eta \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{c};$$

dabei bedeutet Δ den Laplace-Operator:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Von den Eulerschen Gleichungen unterscheiden sich die N.-S.-G. nur durch das Reibungsglied. Dieses ist aber maßgebend dafür, daß die N.-S.-G. von zweiter Ordnung sind und somit die → Haftbedingung erfüllt werden kann. In kartesischen Koordinaten lauten die N.-S.-G., wenn die substantiellen Beschleunigungsglieder ausführlich geschrieben werden, wie folgt:

$$\varrho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = X - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = X - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \Delta u;$$

$$\varrho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) = Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \Delta v;$$

$$\varrho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) = Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \eta \Delta w.$$

Das Strömungsfeld kann unter Hinzuziehung der Kontinuitätsgleichung bestimmt werden.

Es gilt als gesichert, daß die N.-S.-G. alle wirklichen Flüssigkeitsbewegungen — also sowohl laminare als auch turbulente — beschreiben. Die Integration dieses Systems nichtlinearer Differentialgleichungen zweiter Ordnung ist so schwierig, daß sie nur in folgenden Spezialfällen gelungen ist (→ Strömung):

a) Potentialströmungen: Die Reibung ist Null, die N.-S.-G. gehen in die Eulerschen Gleichungen über.

b) Schleichende Strömungen: Die Zähigkeitskräfte sind sehr groß, so daß die Trägheitskräfte vernachlässigt werden können.

c) Stationäre laminare voll ausgebildete Rohrströmung: Die Trägheitskräfte sind vernachlässigbar.

d) Für große Reynoldszahlen vereinfachen sich die N.-S.-G. zu den Grenzschichtgleichungen, die Reibungskräfte sind klein verglichen mit den Trägheitskräften.

e) Einige exakte Lösungen, wie für ebene und räumliche Staupunktströmung, Strömung zwischen zwei konzentrisch rotierenden Zylindern, ebene Wirbelfelder u. a.

Geschichtliches. Die N.-S.-G. wurden 1827 von Navier für inkompressible Strömungen und 1831 von Poisson für kompressible Strömungen auf Grund von hypothetischen Vorstellungen über die Molekularkräfte aufgestellt. De Saint-Venant und Stokes leiteten die Gleichungen 1843 bzw. 1845 neu ab unter der Annahme, daß die Spannungen proportional zu den Deformationsgeschwindigkeiten sind.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Kotschin, Kibel, Rose: Theoretische Hydromechanik, Bd 1 und 2 (dtsch Berlin 1955); Landau u. Lifschitz: Lehrb. der theoretischen Physik Bd VI, Hydrodynamik (dtsch Berlin 1966); Schlichting: Grenzschichttheorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965).

N-Bande, → Farbzentrum.

NCL, → leuchtende Nachtwolken.

Nd, → Neodym.

N/D-Gleichungen, → analytische S-Matrix-Theorie.

N/D-Methode, → analytische S-Matrix-Theorie.

Nebel, 1) Thermodynamik: in Gas feinverteilte Flüssigkeit, ein disperses System mit gasförmigem Dispersionsmittel und flüssigem dispersem Anteil.

2) Meteorologie: kondensierter Wasserdampf in den untersten, bodennahen Luftschichten, der eine Lufttrübung verursacht. Bei N. liegt die Tagessichtweite unter 1 km, eine geringere Lufttrübung bezeichnet man als → Dunst. N. und Wolken sind ihrem Wesen nach gleich und bilden sich durch Abkühlung wasserdampfhaltiger Luft unter die Taupunktstemperatur bei Vorhandensein von Kondensationskernen. Nach den Ursachen der Nebelbildung unterscheidet man 1) *Advektionsnebel*, der durch Transport warmer Luft über eine kalte Oberfläche oder kalter Luft über eine warme Wasseroberfläche entsteht; 2) *Strahlungsnebel*, der infolge mangelnder Gegenstrahlung bei wolkenarmem, windschwachem Wetter durch starke Bodenabkühlung verursacht wird, über dem Lande die häufigste Nebelart; 3) *Maritimnebel*, der bei Abkühlung einer maritimen Polarluftmasse über dem Lande entsteht und meist dichten Dauernebel bringt; 4) *Stadtnebel* (Smog).

3) Astronomie: dunkles oder schwach leuchtendes, nicht scharf begrenztes Gebiet am Sternhimmel. Die *galaktischen N.* sind Ansammlungen von → interstellarer Materie im Milchstraßensystem, die *extragalaktischen N.* sind selbständige → Sternsysteme.

Nebelbogen, → Regenbogen.

Nebelkammer, *Wilson-Kammer*, Gerät zur Untersuchung energiereicher Teilchen. In der N. werden die Teilchenspuren direkt sichtbar. Sie können photographisch registriert und vermessen werden. Die N. wurde 1912 von C. T. R. Wilson erfunden. Ihre Wirkung beruht darauf, daß im übersättigten Wasserdampf Ionen Kondensationskeime für Wassertröpfchen bilden. Das in die Kammer eindringende Teilchen ionisiert den Wasserdampf längs seiner Bahn. Die entstehenden Wassertröpfchen können durch geeignete Beleuchtung sichtbar gemacht werden. Die Übersättigung des Wasserdampfes wird durch schnelles Vergrößern des Kammervolumens erreicht, dadurch ist für einen Bruchteil einer Sekunde der Nachweis von Teilchen möglich. Die Auslösung des Übersättigungsmecha-

nismus und die Beleuchtung des Übersättigungsbereiches in der Kammer können durch das anfliegende Teilchen selbst gesteuert werden (*automatische N.*). In *Diffusionsnebelkammern*, bei denen die Übersättigung des Dampfes einer organischen Flüssigkeit durch ein Temperaturgefälle in einem Teil ihres Volumens gewährleistet ist, kann man ständig Spuren beobachten. Bringt man die N. in ein starkes Magnetfeld, so kann man aus der Krümmung der Teilchenbahn die Energie und das Vorzeichen der Ladung bestimmen. Neuerdings werden auch stereoskopische Bilder von Nebelkammerspuren aufgenommen.

Nebellinien, → interstellare Materie.

Nebenbilder, Störbilder, die bei der Abbildung durch Reflexion an den Flächen eines optischen Systems entstehen und sich dem eigentlichen Bild überlagern.

Nebengruppe, → Periodensystem der Elemente.

Nebenquantenzahl, eine → Quantenzahl des Bahndrehimpulses.

Nebenschluß, 1) *elektrischer N.*, die Parallelschaltung eines Stromzweiges, z. B. die Überbrückung eines Widerstandes durch Parallelschalten eines weiteren Widerstandes. Bei der Meßbereichserweiterung von Strommessern wird der im N. geschaltete Widerstand als Nebenschlußwiderstand oder Shunt bezeichnet. Bei elektrischen Maschinen bezeichnet N. die Parallelschaltung der Erreger- zur Ankerwicklung und hiervon abgeleitet ein entsprechendes Drehzahlverhalten.

2) *magnetischer N.*, der magnetische Parallel- oder Nebenweg für das magnetische Feld in magnetischen Kreisen elektrischer Maschinen und Geräte. Damit kann der magnetische Fluß an bestimmten Stellen verringert werden (Schweißtransformator, Meßinstrumente), oder es wird bei magnetischen Wechselfeldern eine zeitliche Phasenverschiebung der beiden Flüsse erzielt (Induktionszähler).

Nebenschlußmaschine, eine → elektrische Maschine mit Nebenschlußverhalten. Meist ist speziell die Gleichstromnebenschlußmaschine gemeint.

Nebenschlußverhalten, → Drehzahlverhalten.

Nebenschlußwiderstand, *Nebenwiderstand*, der Parallelwiderstand zu einem elektrischen Gerät in einem elektrischen Stromkreis. In Verbindung mit einem Meßgerät, z. B. einem Amperemeter, bezeichnet man den N. auch als *Shunt*. Der N. ruft eine Stromverzweigung hervor, er dient bei Strommeßgeräten zur Meßbereichserweiterung.

Nebensonne, → Halo.

Nebenvalenz(bindung), → chemische Bindung.

Nebenwiderstand, svw. Nebenschlußwiderstand.

Nebularhypothese, → Kosmogonie.

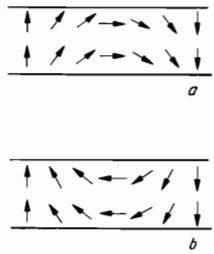
Néel-Temperatur, T_N, die Temperatur, bei der die antiferromagnetische Ordnung der atomaren magnetischen Momente (→ magnetische Struktur) zerstört wird und damit der Antiferromagnetismus verschwindet.

Néel-Wand, von Néel 1955 untersuchter Wandtyp zwischen Weißschen Bezirken in magnetischen dünnen Schichten: Bloch-Wände würden an den Durchstoßstellen durch die Probenoberfläche zu freien Polen führen. In dünnen Schichten sind die Oberflächen benachbart, und die Streufelder dieser Pole enthalten in dünnen Schichten so viel Energie, daß die Ausbildung von N.-W.en u. U. günstiger wird. Es gibt auch verschiedene Übergangsformen zwischen Bloch- und Néel-Wänden. Speziell treten auch Wände auf, bei denen Néel-Wände entgegengesetzter Polarität (Abb. a und b) durch kurze Bloch-Wände, Bloch-Linien genannt, getrennt werden. Durch die Beweglichkeit der N.-W. wird das → magnetische Kriechen verursacht.

Negation, → logische Grundschaltungen.

negative absolute Temperaturen, Temperaturen, die in thermodynamischen Systemen mit begrenztem Energiespektrum auftreten können. In thermodynamischen Zuständen mit n.n a.n T. sind die Mikrozustände höherer Energie stärker besetzt als die mit kleinerer Energie, das Verteilungsgesetz $w_n \sim \exp(-E_n/kT)$ bleibt ungeändert. Für die meisten Systeme scheiden negative Temperaturen aus, da wegen des im allgemeinen nach oben unbegrenzten Energiespektrums – die Teilchen können beliebig große kinetische Energien haben – sich für $T < 0$ sofort $w_n \to \infty$ für $E_n \to \infty$, also eine nicht mehr normierbare Verteilung ergeben würde. Bei einem begrenzten Energiespektrum fällt diese Einschränkung weg. Für $T \to +0$ ist nur der unterste Energiezustand besetzt, mit wachsender (positiver) Temperatur befindet sich das System mit zunehmenden Wahrscheinlichkeiten auch in höheren Zuständen, für $T \to +\infty$ werden alle Energiezustände gleich oft angenommen. Für sehr große negative Temperaturen entsteht zunächst eine schwache Besetzungsinversion der Mikrozustände, die sich in dem Maße verstärkt, wie sich T betragsmäßig verkleinert, für $T \to -0$ ist schließlich nur noch der Zustand mit der größten Energie besetzt. Der Energieinhalt $U(T)$ des Systems wächst also in der Reihenfolge $+0 \cdots +|T| \cdots \pm\infty \cdots -|T| \cdots -0$. Zwischen $T = +\infty$ und $-\infty$ besteht kein Unterschied, beides beschreibt die Gleichverteilung über alle Zustände, während $+0$ und -0 zwei vollkommen verschiedene Temperaturen bedeuten. Die Entropie $S(T)$ des Systems verschwindet für $T = \pm 0$, da sich das System in beiden Fällen mit Sicherheit in einem Mikrozustand (dem untersten bzw. dem obersten) befindet, während die für $T \to \pm\infty$ entstehende Gleichverteilung einen thermodynamischen Zustand maximaler Entropie charakterisiert. Die Unstetigkeit der Energie $U(T)$ bei $T = 0$ kann beseitigt werden, wenn man nicht T, sondern T^{-1} als Temperaturparameter benutzt, häufig wählt man $\beta = (kT)^{-1}$.

Realisierbar sind n. a. T. in Spinsystemen. Befinden sich z. B. Atomkerne mit dem Spin $I = 1/2$ in einem äußeren Magnetfeld, so gibt es für jeden Kern nur zwei Energieniveaus: ein unteres $E\uparrow\uparrow$, in dem das dem Kernspin proportionale magnetische Spinmoment parallel zum Feld steht, und ein oberes $E\uparrow\downarrow$ mit antiparalleler Einstellung. Bei der Temperatur $T = +0$ stellen sich alle Momente parallel zum Feld (*Grundzustand*). Mit wachsender Temperatur klappen mehr und mehr Spins durch thermische Anregung auch in die entgegengesetzte Richtung um. Bei der Temperatur $+\infty$ sind gleichviel Spins in beiden Richtungen orientiert, für $T < 0$



Zwei Néel-Wände entgegengesetzter Polarität

überwiegt die Zahl der antiparallel eingestellten Spins. Durch rasche Richtungsumkehr des Magnetfeldes gelang es Purcell und Pound 1951 erstmals, eine solche Besetzungsinversion, also einen Zustand n.r a.r T., zu realisieren. Kernspinsysteme können längere Zeit (bis zu einigen Tagen) im thermodynamischen Gleichgewicht mit n.n a.n T. existieren, da die Wechselwirkung mit anderen Freiheitsgraden, besonders mit den Phononen, klein gehalten werden kann. Beispiele für Nichtgleichgewichtssysteme mit „n.n a.n T." sind Laser und Maser.

negatives Glimmlicht, → Glimmentladung.

Negaton, svw. Elektron.

Neigungskorngrenze, → Korngrenze.

Neigungsmesser, empfindliches Meßgerät zur Bestimmung der Neigungsänderung einer Fläche (bis zu $< 10^{-2}$ Bogensekunden) mittels Schlauchwaagen oder Horizontalpendeln. Bei N.n mit Horizontalpendeln (→ Pendel) wird die Drehachse eines Meßsystems ganz wenig gegenüber der Lotrichtung geneigt. Mit diesen N.n können die Lotschwankungen infolge der Erdgezeiten registriert werden.

nematische Phase, → mesomorphe Phase.

Nenngrößen, die Nenndaten einer elektrischen Maschine oder eines Geräts, für die sie ausgelegt sind. Die N. sind auf dem Leistungsschild verzeichnet. Hierzu gehören die Nennleistung (bei Motoren die mechanische Leistung, bei Generatoren die elektrische Wirkleistung), die Nenn- oder Arbeitsspannung, der Nennstrom, die Nennfrequenz u. a.

Nennsaugleistung, bei Vorvakuumpumpen die errechnete Nominalsaugleistung gegeben durch das Produkt von Schöpfraum mal Atmosphärendruck mal Drehzahl.

Nennspannung, 1) in der Elektrizitätsversorgung die Spannung, für die ein Netz, eine Anlage, ein Gerät oder eine Maschine gebaut ist und die auftreten muß, damit bestimmte Betriebsgrößen (Nenngrößen) erreicht werden. Genormte Nennspannungen über 100 V für Gleichstrom sind 110, 220, 440, 600, 750, 1 500, 3 000 V, für Wechselstrom 110, 220 V, für Drehstrom 50 Hz 380 V, 500 V, 10 kV, 20, 25, 30, 110, 220, 380 kV.

2) → Kerbspannung.

Neodym, Nd, chemisches Element der Ordnungszahl 60. Von den natürlichen Isotopen der Massezahlen 142 bis 146, 148 und 150 ist ^{144}Nd schwach radioaktiv. Mit einer Halbwertszeit von 10^{15} Jahren sendet es α-Teilchen einer Energie von 1,830 MeV aus. Bekannt sind künstlich erzeugte Isotope mit Massezahlen zwischen 138 und 151.

Neodymlaser, → Laser.

Neonlampe, mit Neon gefüllte Gasentladungslichtquelle, die vorwiegend als Reklameleuchtröhre Verwendung findet. Wegen der mitunter erheblichen Länge ihrer positiven Säule ist zu ihrem Betrieb eine Spannung von mehreren Kilovolt erforderlich. Als N.n werden fälschlicherweise mitunter auch mit anderen Edelgasen oder mit Metalldämpfen gefüllte Reklameleuchtröhren bezeichnet.

Neopositivismus, → Positivismus.

Neper, Np, Kennwort für den natürlichen Logarithmus des Verhältnisses zweier gleicher Größen, z. B. zweier Spannungen, zweier Amplituden. Vorsätze erlaubt. Np = ln U_1/U_2. 1 Np = 8,686 dB.

Nephelometer, → Tyndall-Effekt.

Nephelometrie, → Tyndall-Effekt.

Neptun, ein Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 5,43 km/s in einem mittleren Abstand von 30,06 AE in 164,79 Jahren einmal um die Sonne. Die Masse von N. beträgt 17,22 Erdmassen, der Äquatordurchmesser 49200 km. Die mittlere Dichte mit 1,65 g cm^{-3} ist ebenso wie Masse und Durchmesser ähnlich den entsprechenden Werten von Uranus. Die Oberflächentemperatur dürfte bei etwa −110 °C liegen. Die Rotationsdauer von 15 h 40 min konnte nur spektroskopisch ermittelt werden, da N. nur einen scheinbaren Durchmesser von 1″ bis 2″ hat und daher keine Oberflächeneinzelheiten wahrnehmbar sind. Die Atmosphäre besteht aus Wasserstoff und sehr viel Methan, sie bewirkt eine sehr hohe Albedo von 0,84. N. wurde auf Grund der auf die Bewegung von Uranus ausgeübten Störungen nach Berechnungen von Leverrier im Jahre 1846 entdeckt. N. wird von 2 Satelliten, Triton und Nereide, umkreist. Triton übertrifft an Größe den Erdmond, während die Bahn von Nereide mit $\varepsilon = 0{,}7$ die größte numerische Exzentrizität aller Satellitenbahnen aufweist.

Neptunium, Np, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 93, ein Transuran. Bekannt sind elf Isotope der Massezahlen 231 bis 241. Das längstlebige Isotop ist ^{237}Np mit einer Halbwertszeit von $2{,}2 \cdot 10^6$ Jahren. Am schnellsten zerfällt ^{240}Np mit einer Halbwertszeit von 7,3 Minuten. ^{237}Np hielt man für das Ausgangsnuklid der Neptuniumreihe. Neuerdings weiß man, daß diese Reihe mit ^{241}Pu beginnt, das durch β-Zerfall in ^{241}Am übergeht. Durch anschließenden Zerfall des ^{241}Am bildet sich ^{237}Np. N. wurde erstmals 1940 von McMillan und Abelson durch die Reaktion $^{238}\mathrm{U}(\mathrm{n},\gamma)\xrightarrow{\beta^-}{}^{239}\mathrm{Np}$ dargestellt.

Neptuniumreihe, → radioaktive Familien.

Nernst-Effekt, → Thermoelektrizität 2), → galvanomagnetische Effekte.

Nernst-Einstein-Beziehung, Beziehung, die den Zusammenhang zwischen der Beweglichkeit μ von Teilchen und ihrem Selbstdiffusionskoeffizienten D ausdrückt: $\mu/D = 1/(kT)$. Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Nernst-Kalorimeter, ein → Kalorimeter, bei dem durch elektrische Aufheizung und Temperaturmessung die spezifische Wärmekapazität bestimmt wird. Ein Platindraht dient als Heizung und Widerstandsthermometer.

Nernstscher Verteilungssatz, → Absorption 1).

Nernstscher Wärmesatz, svw. 3. Hauptsatz, → Hauptsätze der Thermodynamik.

Nernstsches Vakuumkalorimeter, → Vakuumkalorimeter.

Nernst-Stab, → Wärmestrahlung.

Nernst-Stift, → Ultrarotspektroskopie.

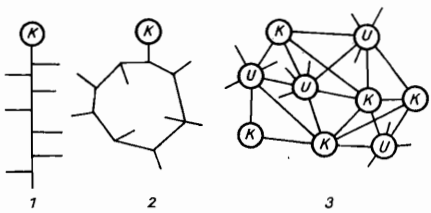
Nervenmodelle, physikalische oder physikalisch-chemische Systeme, die funktionale Eigenschaften der Nerven nachbilden.

Zur modellmäßigen Darstellung der saltatorischen Erregungsleitung, bei der eine Erregung

mit bestimmter Geschwindigkeit von einem Schnürring einer Nervenfaser mit Markscheide zum nächsten Schnürring springt, benötigt man ein Modell aus hintereinandergeschalteten aktiven Elementen, z. B. monostabile Flip-Flops. Eine solche Schaltung enthält zwei Elektronenröhren oder Transistoren, die so miteinander gekoppelt sind, daß immer nur eine Röhre oder ein Transistor stromdurchlässig ist. Dieses System wird als „erregt" bezeichnet, wenn durch einen äußeren Impuls eine Zustandsänderung des Systems erfolgt, d. h., wenn das vorher gesperrte Schaltungselement stromdurchlässig wird. Ein damit verbundenes Aufleuchten einer Glimmlampe kann diesen Vorgang nach außen sichtbar machen (Abb.). Mit diesem Modell lassen sich das Refraktärverhalten, die Hemmung und die Akkommodation von Nervenzellen simulieren.

Andere N. arbeiten mit passiven Eisendrähten in konzentrierter Salpetersäure. (Nervenmodell von Lillie) oder mit pneumatischen Anordnungen.

Netz, in der elektrischen Energieversorgung die Zusammenschaltung eines Systems von Kraftwerken, Freileitungen, Kabeln und Umspannwerken. Die N.e können nach der Ausführung eingeteilt werden (Abb.). Das *Strahlennetz* ist ein



Aufbau der Energieversorgungsnetze: *1* Strahlennetz, *2* Ringnetz, *3* vermaschtes Netz (Verbundnetz). *K* Kraftwerk, ⊢ Verbraucherabgang, *U* Umspannwerk

Linienverteilersystem, das *Ringnetz* ein in sich geschlossenes N.; beim *vermaschten N.* oder *Verbundnetz* sind auch Kraftwerke in das vielmaschige N. einbezogen. Durch das Verbundnetz lassen sich die Wirtschaftlichkeit der Energieversorgung durch Ausgleich von Belastungsspitzen und die Störanfälligkeit herabsetzen. Verbundnetze werden über die Landesgrenzen hinaus ausgedehnt, z. B. das Verbundnetz für Elektroenergie der europäischen Mitglieder des Rates für Gegenseitige Wirtschaftshilfe. Nach der Netzspannung unterscheidet man *Höchstspannungsnetze* (400 kV, 750 kV), *Hochspannungsnetze* (110 kV, 220 kV), *Mittelspannungsnetze* (10···30 kV) und *Niederspannungsnetze* (220/380/500 V).

Netzebene, Ebene durch drei nicht kollineare, translationsäquivalente Punkte einer dreidimensional periodischen Anordnung (eines Kristalls). Wegen der Periodizität der Anordnung gehört zu jeder N. eine Schar translationsäquivalenter paralleler, äquidistanter N.n, die *Netzebenenschar.* Der Netzebenenabstand d zweier benachbarter N.n einer Schar hängt mit den Gitterkonstanten a, b, c, α, β, γ wie folgt zusammen:

$d = a/\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ für kubische Kristalle,

$d = \frac{1}{2}\sqrt{3}a/\sqrt{h^2 + k^2 + hk + 3a^2l^2/4c^2}$ für hexagonale Kristalle,

$$d = \frac{a\sqrt{1 + 2\cos^3\alpha - 3\cos^2\alpha}}{\sqrt{(h^2+k^2+l^2)\sin^2\alpha + 2(hk+kl+lh)(\cos^2\alpha - \cos\alpha)}}$$

für rhomboedrische Kristalle,

$d = a/\sqrt{h^2 + k^2 + a^2l^2/c^2}$ für tetragonale Kristalle,

$d = 1/\sqrt{h^2/a^2 + k^2/b^2 + l^2/c^2}$ für orthorhombische Kristalle,

$d = \sin\beta \cdot \{h^2/a^2 + k^2\sin^2\beta/b^2 + l^2/c^2 - 2lh\cos\beta/(ca)\}^{-1/2}$
für monokline Kristalle,

$d = \{h^2a^{*2} + k^2b^{*2} + l^2c^{*2} + 2klb^*c^*\cos\alpha^* + 2lhc^*a^*\cos\beta^* + 2hka^*b^*\cos\gamma^*\}^{-1/2}$
für trikline Kristalle
mit

$$a^* = \frac{1}{D}bc \cdot \sin\alpha$$

$$\cos\alpha^* = \frac{\cos\beta\cos\gamma - \cos\alpha}{\sin\beta\sin\gamma}$$

$$b^* = \frac{1}{D}ca \cdot \sin\beta$$

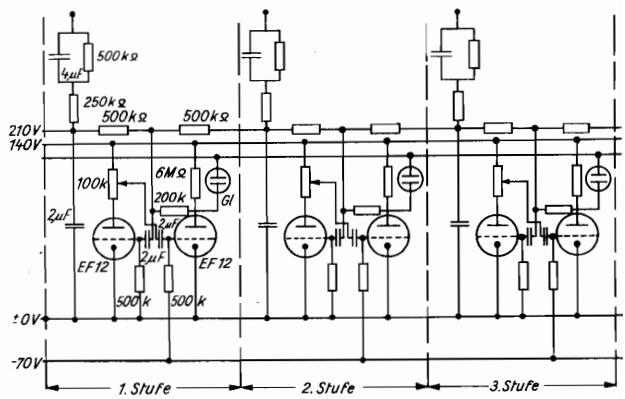
$$\cos\beta^* = \frac{\cos\gamma\cos\alpha - \cos\beta}{\sin\gamma\sin\alpha}$$

$$c^* = \frac{1}{D}ab \cdot \sin\gamma$$

$$\cos\gamma^* = \frac{\cos\alpha\cos\beta - \cos\gamma}{\sin\alpha\sin\beta}$$

$$D = abc \cdot (1 + 2\cos\alpha\cos\beta\cos\gamma - \cos^2\alpha - \cos^2\beta - \cos^2\gamma)^{1/2}$$

Dabei sind *hkl* die Braggschen bzw. Millerschen Indizes der Netzebenenschar. Unabhängig von der Symmetrie gilt $d = V/QF$, wobei V das Volumen der Qfach primitiven Elementarzelle und F den Flächeninhalt einer Elementarmasche der N. (*hkl*) bedeuten. Die Anzahl $1/A_{hkl}$ der Gitterpunkte je Flächeneinheit einer N. heißt die *Netzebenenbelastung* oder *Belastungsdichte.* Nach Bragg läßt sich die Beugung von



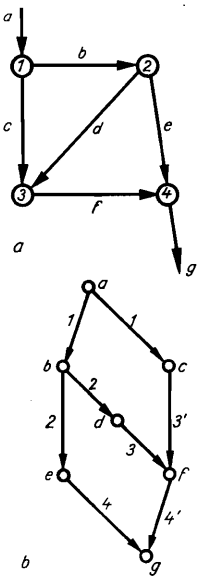
Drei Stufen eines elektronischen Nervenmodells

Röntgenstrahlen an Kristallen als Spiegelung des einfallenden Strahls an einer Netzebenenschar des Kristalls deuten, wobei die → Braggsche Reflexionsbedingung den Zusammenhang von Netzebenenabstand und Winkel zwischen einfallendem und gebeugtem Strahl angibt. Entsprechendes gilt für die Beugung von Elektronen- und Neutronenstrahlen an Kristallen.

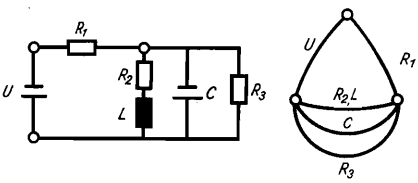
Netzhaut, → Auge.

Netzmodell, ein im bestimmten Maßstab verkleinertes Modell der Energieversorgungsnetze mit veränderbaren Elementen, so daß jedes beliebige elektrische Netz nachgebildet und das N. als Analogrechner betrachtet werden kann. Nach Speisefrequenz und Aufbau unterscheidet man *Gleichstromnetzmodelle* und *Wechselstromnetzmodelle*. Unter bestimmten Voraussetzungen können auch stationäre Betriebsverhältnisse des Wechselstromnetzes auf dem wesentlich billigeren Gleichstromnetzmodell nachgebildet werden. Wegen Schwierigkeiten der Modellierung von Induktivitäten geht man beim Wechselstromnetzmodell zu Speisefrequenzen um 500 Hz oder zur Nachbildung durch Kapazitäten über. Beim Wechselstromnetzmodell kann die Wirk- und Blindleistungsverteilung nachgebildet werden.

Netzplan, geometrische Darstellung der Struktur eines Systems durch Angabe der Teilsysteme oder der Funktionselemente, z. B. von Vorgängen oder Aktivitäten. In einem *Graphen* werden diese Teile als Knoten oder als Zweige dargestellt (Abb. 1). Die Knoten werden als Kreise oder Rechtecke angegeben, die Zweige durch Geraden oder durch Pfeile, um die Richtung der Verbindung zu kennzeichnen. *Zweignetze* bezeichnet man dann auch als *Pfeilnetze*. Mitunter werden Zweige, in denen die gleiche Wirkung fortgepflanzt wird, mehrfach aufgeführt, oder es werden zusätzliche Knoten eingeführt. Die *elektrischen* Netzwerke sind die ältesten; sie sind Zweignetze (Abb. 2). In jedem Zweig

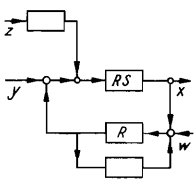


1 Knotennetze (*a*) und Zweignetze (*b*)



2 Beispiel für ein elektrisches Netzwerk

können sich eine Reihenschaltung aus einem ohmschen Widerstand, einer Kapazität und einer Induktivität, gegebenenfalls noch eine Spannungs- oder Stromquelle befinden. Eine Erweiterung durch Gegeninduktivitäten und aktive Elemente wie Röhren oder Transistoren ist möglich, Die mechanischen Netzwerke sind analog aufgebaut, dem ohmschen Widerstand entspricht eine geschwindigkeitsabhängige Reibkraft. der Induktivität eine Masse oder ein Trägheitsmoment, der Kapazität eine Feder, falls man der Spannung die Kraft und dem Strom die Geschwindigkeit zuordnet.



3 Regelkreis mit rückgeführtem Regler und Störgrößenaufschaltung

In der Automatisierungstechnik weit verbreitet sind die *Blockschaltbilder*, das sind *Knotennetze* mit beliebigen Übertragungsgliedern als Knoten. Die einfachsten dieser Netzpläne stellen die Grundschaltungen von Übertragungsgliedern dar.

Die Kontaktschaltungen sind Vorläufer beliebiger sequentieller Schaltungen. *Kontaktschaltungen* sind Zweignetze, in denen als Funktionselement in jedem Zweig ein Schalter, ein Relaisglied oder ein → Mehrpunktglied auftritt. Man unterscheidet öffnende und schließende Schalter. Ein schließender Schalter stellt die durch den Zweig festgelegte Verbindung zwischen einem Knotenpaar her, wenn er sich schließt, ein öffnender Schalter dann, wenn er sich öffnet. Jedem Schalter entspricht eine binäre Variable, die in dem betreffenden Zweig den Stromfluß herstellt oder negiert. Ein und dieselbe binäre Schaltervariable kann Funktionen in mehreren Zweigen ausüben, wenn einige Schalter synchron betätigt werden. Zwei beliebigen Knoten *A* und *B* einer Kontaktschaltung kann man eine Schaltfunktion zuordnen, die den Wert *L* genau dann annimmt, wenn zwischen den Knoten ein leitender Durchgang besteht.

Ein weiteres Beispiel für Netzpläne sind die *Flußdiagramme* der Rechentechnik. Sie sind Knotennetze. Es gibt zwei Arten von Knoten. Knoten, die Information verarbeiten, haben genau einen Ausgangszweig und beliebig viele Eingangszweige, Testknoten dagegen dienen der Überprüfung einer Bedingung. Die Information wird in ihnen nicht verändert, sondern entsprechend dem Ergebnis des Tests längs des einen oder des anderen der beiden Ausgangszweige weitergeleitet. Flußdiagramme unterscheiden sich von den bisher behandelten dadurch, daß Informationsänderungen zu einem beliebigen Zeitpunkt immer nur an genau einer Stelle des N.s stattfinden können (Tafel 11). Als Spezialfall der Flußdiagrammnetze können die Netzpläne der *Netzplantechnik* angesehen werden. Hier wird ein beliebiges Projekt im Bauwesen, in der Planung eines Automatisierungsvorhabens, in der Konstruktion einer Werkzeugmaschine oder beim Entwurf einer binären Steuerung in relativ abgeschlossene Teilaufgaben zerlegt. Diesen Teilaufgaben ordnet man Knoten oder Zweige eines N.s zu. Nach der danach gefundenen Entscheidung über den Projektablauf ist für jedes Teilprojekt der unmittelbare zeitliche Vorläufer festgelegt. Nach dieser Vorläuferbeziehung werden aufeinanderfolgende Teilprojekte durch einen Zweig oder einen Knoten verbunden. Im Unterschied zum Flußdiagramm müssen alle im N. vorhandenen Wege vom Anfangsschritt bis zum Endschritt wirklich durchlaufen werden. Danach kann jedes Teilprojekt nach einem passenden Kriterium bewertet werden, z. B. nach der erforderlichen Abarbeitungszeit oder nach der Bereitstellung von Mitteln. Nach dieser Festlegung läßt sich der Weg des größten Aufwands, der *kritische Weg* des N.s, ermitteln und danach die Güte des aufgestellten N.s einschätzen. Eventuelle Umgestaltungen des N.s durch den Entscheid für andere Tätigkeitsabläufe lassen in der Regel noch Optimierungen zu, z. B. zeitliche Verkürzungen der Realisierung des Gesamtprojekts.

Netzschutz, Einrichtungen und Maßnahmen zum Verhüten von Fehlern und ihren schädlichen Auswirkungen in der Elektrizitätsversor-

gung. Den N. gegen thermische Überbeanspruchung übernehmen Sicherungen und Leistungsschalter. Sie gewährleisten auch sicheres Abschalten bei Kurzschlüssen oder Erdschlüssen (→ Selektivschutz). Gegen elektrische Überbeanspruchungen schützen Überspannungsableiter.

Netzverluste, Stromwärmeverluste und Koronaverluste in elektrischen Energieversorgungsnetzen. Wegen der Stromwärmeverluste werden sehr hohe Übertragungsspannungen gewählt. Da aber mit der Spannung die Koronaverluste stark anwachsen, geht man bei sehr hohen Spannungen auch zur Hochspannungs-Gleichstromübertragung über, bei der die Koronaverluste nicht auftreten.

Netzwerk, 1) → Netzplan. **2)** → Fachwerk.

Neue Kerze, NK, vor 1948 gebräuchlicher Name für → Candela.

Neugrad, svw. Gon.

Neukurve, → Hystereseschleife.

Neumann-Koppsche Regel, *Kopp-Neumannsche Regel,* besagt, daß die Molwärme fester Verbindungen gleich der Summe der Atomwärmen der sie bildenden Elemente ist.

Neumannsche Formel, → Induktionskoeffizient.

Neumannsche Funktion, durch die Beziehungen

$$N_p(z) = \frac{J_p(z)\cos p\pi - J_{-p}(z)}{\sin p\pi}$$

$$N_p(z) = \frac{1}{2i} H_p^{(1)}(z) - H_p^{(2)}(z)$$

mit den Besselschen Funktionen J_p und den Hankelschen Funktionen $H_p^{(1)}$ und $H_p^{(2)}$ verknüpfte Funktion, die der *Besselschen Differentialgleichung* (→ Bessel-Funktionen) genügt. Für große Werte von z gilt die asymptotische Darstellung:

$$N_p(z) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin\left(z - \frac{p\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right).$$

Für $z \to 0$ divergiert die N. F. $N_n(z)$ wie z^{-n}.
Lit. → Bessel-Funktionen.

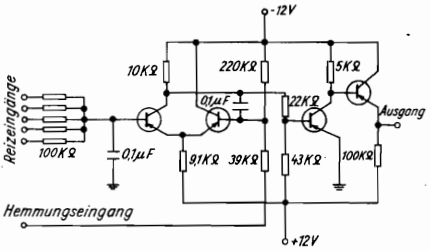
Neumannsche Reihe, → Integralgleichung.

Neumannsches Problem, → Potentialtheorie, → Differentialgleichung.

Neuminute, *Zentigon,* ^{c}, inkohärente Einheit (international) des ebenen Winkels. Keine Vorsätze. $1^c = (10^{-2})^g = \pi/(2 \cdot 10^4)$ rad = 15,708 · 10^{-5} rad.

Neun-jot-Symbole, *9j-Symbole,* → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Neuromime, aus einer elektrischen Schaltanordnung mit einem Schwellenwert, mehreren Eingängen und einem Ausgang bestehendes künstliches *Neuron.* Jedes N. besitzt Eingangsleitungen, die binäre Signale heranführen. Der Wert 1 dieser Signale bedeutet „erregt", der Wert 0 „nicht erregt". An der Berührungsstelle einer Eingangsleitung mit einem N.n, die einer Synapse (→ Neuron) entspricht, ist der synaptische Wert, eine sich sprunghaft verändernde reelle Variable, von Bedeutung; er bestimmt, in welchem Maße eine Erregung in der entsprechenden Eingangsleitung auf das N. einwirken soll. Die N. nehmen eine Unterteilung der Zeit in diskrete Intervalle vor; die Eingangs- und Ausgangssignale sowie die synaptischen Werte bleiben innerhalb eines Zeitintervalls konstant, sie ändern sich nur beim Übergang zum nächsten Intervall. Ist die Summe aller Reizeingänge eines N.n innerhalb eines Zeitintervalls größer oder gleich dem Schwellenwert, dann wird das N. erregt. Im nächsten Zeitintervall erscheint dann an der einzigen Ausgangsleitung ein Signal ($P(t+1) = +1$); andernfalls ist im folgenden Zeitintervall das Ausgangssignal gleich 0 (Abb.).



Beispiel eines Neuromime mit 2 m/s integraler Zeitkonstanten und einer Refraktärzeit von etwa 10 m/s

N. müssen nicht wirklich gebaut werden, sondern können als Programm in einen Computer gespeichert und zu neuralen Netzwerken wie dem → Perzeptron zusammengesetzt werden.

Neuron, jede Nervenzelle mit der Gesamtheit ihrer Fortsätze, die Erregung leiten, worauf die Wirkungsweise des Nervensystems beruht. Eine Nervenzelle besteht aus dem von Zytoplasma umgebenen Kern und endet in fadenförmigen Fortsätzen, den Nervenfasern, unterschiedlicher Länge und Anzahl. Meist leitet ein einziger langer Fortsatz (Neurit oder Axon) die Erregung vom Zellkörper weg, und mehrere kurze Fortsätze (Dendriten) nehmen die Erregung von anderen Axonen auf. An einem N. lassen sich funktionell drei Abschnitte unterscheiden: die als Rezeptor wirkende Zellmembran, das als Modulator wirkende Netzwerk der Dendriten und der als Effektor wirkende Neurit, der die in der Zelle entstehenden Impulse in die Peripherie und zu anderen Zellen leitet. Die Erregungsübertragung von einem N. auf das andere erfolgt in den *Synapsen,* den Berührungsstellen der Nervenfasern verschiedener Zellen. Diese Berührungs- oder Verbindungsstellen summieren die von verschiedenen N.en einlaufenden Impulse, verteilen neu entstandene Erregungen in andere Bahnen und begrenzen diese Erregungen als Voraussetzung für eine gesteuerte Ausbreitung. Zu ihren Leistungen werden die Synapsen durch elektrische Potentialänderungen und durch chemische Änderungen befähigt.

Neusekunde, ^{cc}, inkohärente Einheit (international) des ebenen Winkels. Keine Vorsätze. $1^{cc} = (10^{-2})^c = (10^{-4})^g = 15{,}708 \cdot 10^{-7}$ rad = $[\pi/(2 \cdot 10^6)]$ rad.

neutrale Faser, → Biegung.

neutrale Punkte, → Polarisation des Himmelslichtes.

neutrale Spannungsvariation, eine Änderung der Spannungen, wobei der Spannungszustand auf der Fließfläche verbleibt.

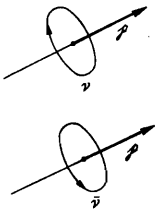
Neutralhörner, → Magnetosphäre.

Neutralisationswärme, die bei der Neutralisation einer Säure und Base auftretende Reaktionswärme. Da die Neutralisationsreaktionen fast ausschließlich bei konstantem Druck vor sich

gehen, ist die N. meist identisch mit der *Neutralisationsenthalpie* ΔH. Bei starken Elektrolyten ist die N. unabhängig von der Natur der Metallionen und Säurereste und immer gleich der Bildungsenthalpie des Wassers: $\Delta H = 13{,}75$ kcal/mol. Bei schwachen Elektrolyten ist die N. abhängig vom Dissoziationsgrad und weicht von obigem Wert ab.

Neutralkeil, svw. Graukeil.

Neutrallinien, → Polarisation des Himmelslichtes.



Neutrino

Neutralpunkte, *magnetische N.*, Punkte, an denen der Betrag $B(\vec{r})$ des magnetischen Feldes verschwindet. Entwickelt man die Feldgröße der magnetischen Induktion in eine Taylor-Reihe und vernachlässigt Glieder höher als der 1. Ordnung, so lassen sich Lösungen der Eigenwertgleichung $\vec{B}(\vec{r}) = \lambda\vec{r} = \vec{r}I$ im Falle $B(0) = 0$ finden. Entsprechend einer Klassifizierung von Dungey lassen sich in der 1. Ordnung zwei unterschiedliche Typen von N.n angeben, und zwar X-förmige und O-förmige. X-förmige N. spielen beim → Reconnectionmodell eine wesentliche Rolle. Bei Berücksichtigung höherer Ordnungen der Taylor-Entwicklung sind weitere Typen von N.n möglich.

Die an der Magnetopause auftretenden, ebenfalls als N. bezeichneten singulären Punkte sind keine N. im angegebenen engeren Sinne, sondern nur Verzweigungspunkte des Magnetfeldes.

Neutralschicht, Übergangsgebiet zwischen solarer und antisolarer Magnetfeldrichtung im Schweif der → Magnetosphäre. Entsprechend den Vorstellungen von Axford und Dungey ist die N. ein Gebiet warmen Plasmas, das erforderlich ist, um die Trennung zwischen dem antisolar gerichteten Magnetfeldfluß von der Südpolarregion in den Schweif und in umgekehrter Richtung zur Nordpolarregion aufrechtzuerhalten. Die Dicke dieser Schicht wird mit einigen Erdradien (R_e) angegeben. Auf Grund der mittels des Satelliten IMP-1 vorgenommenen Magnetfeldmessungen kehrt sich tatsächlich beim Durchgang des Satelliten durch die Neutralschicht das Feld um. Aus den Messungen kann geschlossen werden, daß die Dicke der Neutralschicht zwischen (1/10) R_e und 1 R_e liegt.

Neutretto, veraltete Bezeichnung für neutrales Meson.

Neutrino, ν, stabiles → Elementarteilchen (Tab. A) aus der Familie der Leptonen. Das N. wurde 1931 von Pauli hypothetisch eingeführt, um die Erhaltung der Energie und des Drehimpulses beim β-Zerfall gemäß $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ bzw. $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ zu sichern, wobei sich Neutronen (n) und Protonen (p) des Atomkerns unter Emission eines Elektrons (e^-) bzw. Positrons (e^+) und eines *Antineutrinos* ($\bar{\nu}$) bzw. N.s (ν) ineinander umwandeln. 1956 gelang es Cowan und Reines, die N.s in der Umgebung von Kernreaktoren über die Reaktion $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ direkt nachzuweisen. 1962 konnte eine Gruppe in Berkeley (USA) nachweisen, daß die beim β-Zerfall bzw. beim Zerfall der Pionen (π) gemäß $\pi \rightarrow \mu + \nu$ entstehenden N.s nicht identisch sind; sie werden, da sie stets zusammen mit einem Elektron bzw. einem Müon (μ) auftreten, *Elektron-Neutrino* oder *e-Neutrino* (ν_e) bzw. *Müon-Neutrino* oder *μ-Neutrino* (ν_μ) genannt (die Reaktion $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+$ findet nicht statt!); ν_e und ν_μ sind bis auf diese eigenartige Bindung an Elektron und Müon identisch, was in Einklang mit der bis auf die Masse vollständigen Identität von Elektron und Müon steht. Die Masse der N.s wird als Null angenommen, in Übereinstimmung mit den vom Experiment gegebenen oberen Grenzen, und zwar 60 eV für ν_e und 1,6 MeV für ν_μ. Der Spin beider N.s ist $\hbar/2$, und sie haben insbesondere dieselbe Helizität, die für N.s linkshändig oder negativ bzw. für Antineutrinos rechtshändig oder positiv ist, d. h., die Projektion des Spins auf die Bewegungsrichtung ist dieser entgegengesetzt bzw. gleichgerichtet (Abb.).

Die N.s werden wegen dieser Eigenschaften durch die → Weyl-Gleichung beschrieben, die gegenüber der Paritätsoperation, d. i. die Spiegelung am Koordinatenursprung, nicht invariant ist, sondern gegenüber der kombinierten Parität CP (→ Parität). Dies ist eine Folge davon, daß Teilchen und Antiteilchen im Falle des N.s nicht wie beim Photon identisch sind, und zieht die Verletzung der Parität bei der schwachen Wechselwirkung nach sich. N.s sind die einzigen Elementarteilchen, die nur schwach wechselwirken. Da sie weder Ladung noch Masse haben, durchdringen sie Stoffe nahezu ungehindert; ihr Wirkungsquerschnitt $\sigma \approx 10^{-43}$ cm^2 ist extrem klein, wächst jedoch für hohe Energien der N.s stark an. Da die N.s beim Zerfall der in der Sekundärkomponente der kosmischen Strahlung so häufig vorkommenden Pionen und Müonen entstehen, ist die *Neutrinostrahlung* in Meereshöhe und im Erdboden sehr intensiv; ihre Auswirkungen können jedoch nur vereinzelt festgestellt werden.

Wegen der hohen Durchdringungsfähigkeit der N.s könnte man mit ihrer Hilfe Aussagen über das Sonneninnere und unter Umständen das Innere auch anderer Sterne machen, wo sie ebenfalls bei Kernprozessen entstehen; gegenwärtig ist eine solche *Neutrinoastronomie* allerdings noch unmöglich. Ebenfalls wegen ihrer Inaktivität sollte sich im Weltraum eine ungeheure Anzahl von N.s befinden, da wesentlich mehr N.s entstehen, als durch Reaktionen wieder umgewandelt werden; so verliert die Sonne durch die Abstrahlung von N.s ständig an Masse.

Neutrinoastronomie, → Astrophysik, → Neutrino.

Neutrinohorn, svw. magnetisches Horn.

Neutrinostrahlung, → Neutrino.

Neutrinotheorie des Lichtes, von de Broglie diskutierte Hypothese, wonach sich die Photonen aus zwei Neutrinos so zusammensetzen sollten, daß deren Spins (jeweils 1/2) gerade den Spin $s = 1$ des Photons ergeben. Eine experimentelle Stütze ist hierfür nicht bekannt.

Neutron, n, ein instabiles, elektrisch neutrales Elementarteilchen mit einer Ruhmasse von $m_{n0} = 1{,}6747 \cdot 10^{-24}$ g, d. s. 1,008982 AME, üblicherweise mit dem Symbol n bezeichnet. Nachdem das N. bereits 1920 von E. Rutherford theoretisch vorhergesagt worden war, wurde es 1932 von I. Chadwick entdeckt. Es ist neben dem Proton ein Grundbaustein aller Atomkerne. Das N. unterscheidet sich vor allem durch die elektrische Neutralität vom positiv geladenen Proton. Deshalb können beide als die zwei möglichen Ladungsgegenstände eines Teilchens, des

Nukleons, angesehen werden. Als Nukleon gehört das N. zur Gruppe der Baryonen. Das N. hat den Spin 1/2, d. h., es genügt der Fermi-Dirac-Statistik, das magnetische Moment $\mu_n = -1{,}9131$ Kernmagnetonen und die Baryonenzahl $+1$. Als freies Teilchen wandelt es sich wegen seiner verglichen mit dem Proton um 1,4% größeren Ruhmasse durch Betazerfall mit einer Halbwertszeit von 932 s ≙ 15,5 min nach der Reaktion $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ in Proton, Elektron und Antineutrino um.

N.en wie Protonen haben eine elektromagnetische Struktur, die von einer sie umgebenden virtuellen Pionenwolke hervorgerufen wird (→ Nukleon), die das magnetische Moment der N.en und die Bindung der N.en und Protonen im Kern vermittelt. Bei den β-Strahlern, d. s. Kerne mit Neutronenüberschuß, findet Zerfall der im Kern gebundenen Neutronen genau wie bei den freien N.en statt. Dagegen wandeln sich bei Positronenstrahlern Protonen gemäß $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ in Neutronen um (→ Betazerfall).

Das Antiteilchen des N.s, das Antineutron $\bar{n}$, ist ebenfalls elektrisch neutral, hat aber das umgekehrte magnetische Moment. Es wurde 1956 entdeckt (→ Antiteilchen).

In der Nebelkammer oder auf Photoplatten erzeugen sie keine Spuren, man kann sie aber trotzdem in einer mit Wasserstoff gefüllten Nebelkammer erkennen, da die von ihnen gestoßenen Protonen Spuren geben. N.en werden bei Kernumwandlungen erzeugt. Die *Quellen* (→ Neutronenquelle) sind Reaktionen von leichten Kernen mit Wasserstoff- oder Heliumkernen, z. B. von der Art $^{9}_{4}\mathrm{Be}(\alpha, n)\,^{12}_{6}\mathrm{C}$, der Kernphotoeffekt mit harter Gammastrahlung und die Kernspaltung (→ Reaktor). N.en kann man nicht nachbeschleunigen, die maximale Energie ist also durch den betreffenden Kernprozeß und die Energie der Geschoßteilchen gegeben. Das Energiespektrum der erzeugten Neutronen ist oft recht breit. Monochromatische N.en im Energiebereich von 0,01 bis 100 eV erhält man mit dem Neutronenkristallspektrographen, bis etwa 1 000 eV durch mechanische Mittel. Zur Erzeugung annähernd monochromatischer N.en hoher Energie muß man spezielle Kernprozesse benutzen.

Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen werden Neutronen auch an Wasserstoff stark gestreut. Die Beugung von N.en an Substanzen, die Wasserstoffatome enthalten, ist daher viel effektiver als die Beugung mit Röntgenstrahlung, die wegen der geringen Kernladung keinen Effekt zeigt. Da Neutronen einen Spin und ein magnetisches Moment haben, können N.en polarisiert werden, z. B. durch Streuung an Targets mit polarisierten Wasserstoffkernen.

Die Wechselwirkung der N.en mit Materie hängt in starkem Maße von ihrer kinetischen Energie ab. Es ist deshalb üblich, N.en nach ihrer Energie in Gruppen zu klassifizieren. Tab. 1 enthält Energiegrenzen und Bezeichnungen der Gruppen für die gebräuchlichsten Energieintervalle.

Die ersten fünf Gruppen werden zuweilen als langsame N.en bezeichnet.

Üblich ist auch eine Klassifizierung der N.en nach ihrer Geschwindigkeit v, Wellenlänge λ, Wellenzahl k, Flugzeit t oder Temperatur T. Zwischen der Energie E und den genannten Größen bestehen folgende Beziehungen:

E [in eV] $= 0{,}523 \cdot 10^{-8} v^2$ [v in m/s] $=$
$= 0{,}523 \cdot 10^{4} t^{-2}$ [t in μs/m] $= 8{,}18 \cdot 10^{-2} \lambda^{-2}$
[λ in 10^{-8} cm] $= 0{,}207 \cdot 10^{-2} k^2$ [k in $10^{8}\,\mathrm{cm}^{-1}$]
$= 8{,}62 \cdot 10^{-5} T$ [T in K].

Tab. 1

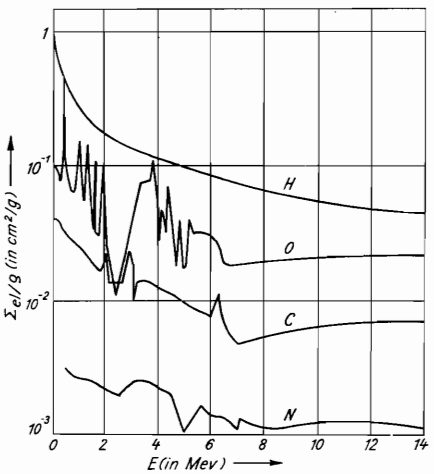
Energieintervall	Bezeichnung der N.en
$< 10^{-5}$ eV	ultrakalte N.en
$10^{-5} \cdots 5 \cdot 10^{-3}$ eV	kalte N.en
$5 \cdot 10^{-3} \cdots 0{,}5$ eV	thermische N.en
0,5 eV ··· 1 keV	epithermische N.en, auch intermediäre N.en genannt
als obere Grenze dieses Gebietes wird manchmal 100 keV angegeben	N.en über der → Kadmiumgrenze, Resonanzneutronen (für mittlere und schwere Kerne), mittelschnelle N.en (unterer Teil), in thermischen Reaktoren manchmal als „schnelle" N.en bezeichnet.
1 ··· 100 keV	Resonanzneutronen (für leichte Kerne), mittelschnelle N.en (oberer Teil)
0,1 ··· 50 MeV manchmal gelten als obere Grenze 10 MeV oder 200 MeV	schnelle N.en
> 50 MeV	sehr schnelle, relativistische N.en.

Infolge ihrer elektrischen Neutralität ionisieren N.en nicht und erleiden im durchquerten Stoff fast keine Wechselwirkung mit Elektronen oder mit Coulomb-Feldern, sondern nur unmittelbar durch seltene Treffer mit den Atomkernen, so daß sie starke Materieschichten durchdringen können. Man unterscheidet bei ihrem direkten Auftreffen auf Atomkerne elastische Streuung, unelastische Streuung und Absorption von Neutronen; zur Absorption gehören Strahlungseinfang, Kernreaktionen sowie Spaltung und Spallation. Für jede der Wechselwirkungen lassen sich die Abhängigkeit von der Neutronenenergie und vom durchquerten Stoff ein makroskopischer Wirkungsquerschnitt Σ und eine mittlere freie Weglänge $l = 1/\Sigma$ angeben. Der Wirkungsquerschnitt der Streuung wächst dabei im allgemeinen mit abnehmender Neutronengeschwindigkeit. Ähnlich wie bei Röntgen- und γ-Strahlung (→ ionisierende Strahlung) kann eine exponentielle Abnahme der Neutronen bestimmter Energie mit dem Abstand von einer Quelle angenommen werden, wenn die Umgebung der Quelle genügend ausgedehnt und homogen ist.

Kalte und *thermische N.en* dienen zur Untersuchung der Strukturen von Festkörpern und Molekülen, da ihre de-Broglie-Wellenlängen den charakteristischen Dimensionen dieser Objekte entsprechen (→ Neutronenbeugung). 1969 ist

es im Vereinigten Institut für Kernforschung in Dubna (UdSSR) erstmals gelungen, Neutronenstrahlen so stark abzubremsen, daß ihre Wellenlänge makroskopische Werte annahm; dadurch ergab sich die Möglichkeit der Ausbildung stehender Wellen und damit der Speicherung von N.en in makroskopischen Behältern.

Thermische N.en zeigen folgende Wechselwirkungen mit Medien: *Absorption thermischer N.en* vollzieht sich durch Strahlungseinfang, (n, p)- oder (n, α)-Prozesse bei einigen leichten und Kernspaltung bei einigen sehr schweren Kernen. Im thermischen Energiebereich ändert sich der Wirkungsquerschnitt jedes dieser Prozesse ungefähr nach dem $1/v$-Gesetz, die Größe des Querschnitts hängt von den Parametern der am nächsten gelegenen Neutronenresonanzen ab. Der wahrscheinlichste Wechselwirkungstyp des thermischen N.s ist die elastische *Streuung*, deren Winkelverteilung bezüglich des streuenden Atomkerns isotrop im Schwerpunktsystem ist. Thermische N.en werden durch *Abbremsung* schneller N.en aus Neutronenquellen und Kernreaktoren in Moderatoren gewonnen, d. h., die



Massenschwächungskoeffizient von Neutronen für elastische Streuung in Gewebe (bereits gewichtet mit der atomaren Häufigkeit der Elemente H, O, C und N in Gewebe)

schnellen N.en werden z. B. in Paraffin oder Wasser auf einem Weg von wenigen Zentimetern bis auf die Geschwindigkeit der thermischen Molekularbewegung abgebremst. An Kernreaktoren dient zu diesem Zweck die thermische Säule, ein Graphitblock, der sich an die aktive Zone des Reaktors anschließt. Das Neutronenspektrum in dieser Säule weist in einer Entfernung von den Uranblöcken, die groß gegenüber der freien Weglänge der N.en bzgl. zweier Wechselwirkungen, z. B. Streuung (→ Streuweglänge), ist, wenig schnelle N.en auf. Es entspricht der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. Dabei kommt die effektive Temperatur des → Neutronengases der tatsächlichen Temperatur des Moderators sehr nahe, wenn die Lebensdauer der N.en im Moderator sehr groß ist und das Neutronenspektrum nur unwesentlich durch den Prozeß der Absorption der thermischen N.en beeinflußt wird. Im thermischen Gleichgewicht der N.en mit dem Moderator ist die wahrscheinlichste Energie der N.en $E = kT$ und ihre mittlere Energie $E_{\text{mittl.}} = (3/2)\,kT$; dabei sind k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Eine vollständige Übereinstimmung des Neutronenspektrums mit der Maxwell-Verteilung wird jedoch nicht erreicht, da der Einfangquerschnitt üblicherweise dem $1/v$-Gesetz folgt und somit das Gebiet geringer Energien verarmt. Bei Zimmertemperatur beträgt die wahrscheinlichste Energie der thermischen N.en etwa 0,025 eV. Thermische N.en sind verantwortlich für den Hauptteil der Spaltprozesse in thermischen Reaktoren, denn sie führen z. B. bei U-235 und Pu-239 zur *Kernspaltung*.

Diffusion und Einfang thermischer N.en. Thermische und bedingt auch langsame N.en können manche Stoffe ohne starke Schwächung durchdringen, in anderen Stoffen, wie Kadmium, Gadolinium oder Bor, werden die N.en mit viel höherer Wirksamkeit auf Grund von Kernumwandlungen, für die diese Kerne einen besonders großen Querschnitt haben, absorbiert. Ist die Neutronendichte räumlich verschieden, so entsteht ein Diffusionsstrom, der näherungsweise den üblichen Gesetzen der Diffusion gehorcht. Für den *Diffusionskoeffizienten* gilt $D = \lambda_{tr} v/3$, wobei die Transportweglänge $\lambda_{tr} = \lambda_s/(1 - \overline{\cos\vartheta})$ wie angegeben mit der mittleren freien Weglänge λ_s für elastische Streuung, der *Streuweglänge*, und dem Betrag v der mittleren Geschwindigkeit der Neutronen zusammenhängt. ϑ ist der Streuwinkel im Laborsystem, und der Faktor $(1 - \overline{\cos\vartheta})^{-1}$ bei der Transportweglänge berücksichtigt die Anisotropie der Streuung im Laborsystem. Soll die Abnahme der Neutronendichte infolge Absorption und elastischer Streuung mit zunehmendem Abstand von einer Flächen- oder Punktquelle beschrieben werden, so ist als mittlere freie Weglänge die *Diffusionslänge* $L = \sqrt{\lambda_a \lambda_{tr}/3}$ einzusetzen; dabei wird die *Absorptionslänge* λ_a ausschließlich durch Einfangprozesse bestimmt.

Die Abschirmung thermischer N.en wird durch wenige Millimeter dicke Schichten von Stoffen mit hohen Einfangquerschnitten realisiert, z. B. bei Bor mit $\sigma_e = 750$ barn oder bei Kadmium mit $\sigma_e = 2400$ barn. Die von thermischen N.en an biologisches Gewebe übertragene Dosis rührt ausschließlich von Absorptionsprozessen her; dabei sind $^{14}N(n, p)^{14}C$ und $^{1}H(n, \gamma)^{2}H$ die wichtigsten. Die 0,62 MeV-Protonen aus der (n, p)-Reaktion werden lokal absorbiert, während die 2,2 MeV-γ-Strahlung der (n, γ)-Reaktion das bestrahlte Gewebe gut durchdringen kann. Der Dosisanteil der Protonen überwiegt deshalb in kleinen Gewebeproben, z. B. von 1 cm Durchmesser, der Anteil der γ-Strahlung in großen Organismen.

Bei der Wechselwirkung *epithermischer N.en* Neutronenresonanzen mit mittelschweren und schweren Kernen treten ausgeprägte Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten auf, da bei entsprechender Energie der N.en mit hoher Wahrscheinlichkeit angeregte Zwischenkerne gebildet werden, die nach relativ langer Lebensdauer von 10^{-15} bis 10^{-16} s wieder zerfallen (→ Breit-Wigner-Formel). Je nach der Zerfallsart des Compoundkerns liegt Resonanzstreuung,

Resonanzeinfang oder, bei einigen sehr schweren Isotopen, auch Resonanzspaltung vor.

Bremsung und Absorption epithermischer und schneller N.en. N.en mit höherer als thermischer Energie werden bei elastischen Stößen gebremst; dabei bleibt die kinetische Gesamtenergie des Systems Neutron/Kern erhalten. Die von einem N. der Energie E_n je Stoß an einen Kern der Massezahl A übertragene Energie E_A beträgt im Mittel $\bar{E}_A = \frac{2A}{(A+1)^2} \cdot E_n$. Die Kerne erhalten eine um so größere Energie, je kleiner A ist. Wasserstoff mit $A = 1$ ist deshalb die wichtigste Brennsubstanz. Die mittlere Anzahl der elastischen Stöße, durch die die N.en von 1 MeV auf 0,025 eV abgebremst werden, beträgt 18 bei H-1, 114 bei C-12 und 2170 be iU-238 (→ Lethargie).

Epithermische N.en werden bereits durch eine viel geringere Anzahl von Stößen auf thermische Energie abgebremst. Bei ihnen jedoch spielen die Resonanzstellen der Einfangquerschnitte vieler Materialien eine große Rolle (→ Neutronenresonanzen). Die Gesamtheit aller Wechselwirkungen wird in einem *fast-removal-Querschnitt* σ_{fr} zusammengefaßt, der die exponentielle Schwächung schneller Neutronen beschreibt. Für Wasserstoff gilt z. B. $\sigma_{fr} = \frac{11}{E_n + 1{,}65}$ in barn bei E_n in MeV. Für schwere Kerne gilt größenordnungsmäßig $\sigma_{fr} = 2\pi R^2 = 0{,}12\, A^{2/3}$ in barn. Dabei sind R der Kernradius und A die Massezahl. Den Schwächungskoeffizienten erhält man jeweils gemäß $\Sigma_{fr} = L \cdot \varrho \cdot \sigma_{fr}/A$ in cm^{-1}; dabei bedeuten L die Loschmidtsche Zahl und ϱ die Dichte des Stoffes.

Die an biologisches Gewebe durch elastische Stöße übertragene Dosis wird überwiegend durch Rückstoßprotonen bewirkt. Diese tragen im Bereich von 250 keV bis 14 MeV zu 85% zur Rückstoßkerndosis bei, bei 10 keV sogar zu 97%. Dies beruht insbesondere bei großen biologischen Organismen darauf, daß jedes schnelle N. viele Stöße innerhalb des bestrahlten Volumens ausführt (→ Dosimetrie 2.3). Außer elastischen Stößen tragen oberhalb der Schwellenenergie von einigen MeV auch unelastische Stoßprozesse zur Dosis bei, z. B. $^{16}O(n, n')\,^{16}O^*$; dabei emittiert der angeregte O-16-Kern ein 6,1 MeV γ-Quant. Der Beitrag dieser γ-Strahlung hängt wieder in komplizierter Weise von der Ausdehnung des bestrahlten Objektes ab. Die Bedeutung unelastischer Stöße nimmt mit wachsender Neutronenenergie zu und übertrifft die der elastischen Stöße im Bereich oberhalb 20 bis 30 MeV. Bei Energien über 100 MeV tritt auch Spallation auf, bei der durch Kernfragmente eine hohe lokale Energieübertragung erfolgt und außerdem durch Neutronen- und γ-Emission ein großer Energieanteil den Ort der primären Absorption verläßt. Die Bestimmung der räumlichen Verteilung und der Energieverteilung von N.en in einem bestrahlten Stoff sowie der Energieabsorption an verschiedenen Punkten in einem ausgedehnten Objekt erfordert großen mathematischen Aufwand.

Im Gebiet der *mittelschnellen N.en* kommt es bei vielen mittelschweren und schweren Atomkernen zur starken Überlappung der Resonanzen, die einzelnen Resonanzen verschwimmen und sind nicht mehr voneinander unterscheidbar. Der Einfangquerschnitt sinkt rasch mit steigender Energie, die elastische Streuung ist der dominierende Prozeß, daneben wird auch Spaltung für die gleichen Kerne beobachtet.

Für Neutronenenergien über 0,1 MeV, d. h. für *schnelle N.en*, werden *inelastische Streuung* und viele Kernreaktionen energetisch möglich, neben der elastischen Streuung und dem Neutroneneinfang können u. a. (n, n')-, (n, p)-, (n, α)-, (n, 2n)-Reaktionen einsetzen. In einigen schweren Isotopen setzt beim Überschreiten entsprechender Schwellenergien Kernspaltung ein, so z. B. bei U-238 für $E > 1{,}4$ MeV.

Während bei geringen Neutronenenergien der Mechanismus der Wechselwirkung mit Ausbildung eines Zwischenkerns überwiegt, steigt bei zunehmender Einschußenergie der N.en der Anteil direkter Kernreaktionen. Die Untersuchung der Spektren der Reaktionsprodukte und deren im allgemeinen Falle nichtisotropen Winkelverteilungen gibt Aufschluß über die Struktur der beschossenen Atomkerne und den Reaktionsmechanismus.

Bei *N.en im relativistischen Energiegebiet* kann die Wechselwirkung mit Elementarteilchen zur Bildung von π-Mesonen und anderen Teilchen führen. Die Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit schnellen und sehr schnellen N.en gibt Aufschluß über den Charakter der Kernkräfte und die innere Struktur des N.s.

Spaltneutronen gehören in das Gebiet der mittelschnellen N.en. Die Zahl der Spaltneutronen je γ-Spaltprozeß kann gleich 0, 1, 2 oder 3 sein. Die mittlere Zahl der je Spaltakt infolge des Eindringens eines thermischen N.s in den zu spaltenden Kern emittierten schnellen N.en wird meist mit ν bezeichnet und beträgt 2,61 für U-233; 2,46 für U-235; 2,9 für Pu-239 und 3,1 für Pu-241. Davon entstehen mehr als 99% als *prompte N.en* in einem Zeitintervall bis zu 10^{-13} s unmittelbar nach der Spaltung. Weniger als 1% werden als *verzögerte N.en* einige Zehntel Sekunden bis Minuten nach dem Spaltprozeß emittiert. Trotz ihres geringen Anteils spielen letztere eine wichtige Rolle bei der Steuerung von Kernreaktoren.

Als → Neutronenquellen für mittelschnelle und schnelle N.en dienen radioaktive Quellen, Beschleuniger, z. B. Neutronengeneratoren, sowie Kernreaktoren. N.en treten auch in der kosmischen Strahlung auf. Zum Neutronennachweis und zur Neutronenspektrometrie wurden spezielle Verfahren entwickelt, von denen sich die Flugzeitmethode als universellstes Verfahren im gesamten Energiebereich erwiesen hat.

Lit. Schalnow: Neutronen-Gewebedosimetrie (dtsch Berlin 1963); Wlassow: Neutronen (dtsch Berlin 1959).

Neutronenabschirmung, Maßnahmen und Vorrichtungen zur Abschwächung und Absorption von Neutronenstrahlung.

Das Absorptionsvermögen der Abschirmstoffe für Neutronen steigt mit kleiner werdender Neutronenenergie sehr stark an. Deshalb erfolgt die Abschirmung von Neutronenstrahlen in zwei Stufen:

1) Abbremsung der schnellen Neutronen durch unelastische Streuung an schweren Ker-

nen oder durch elastische Streuung an leichten Kernen, insbesondere an Wasserstoff bis auf thermische Energie E_{th} (→ Neutronenbremsung).

2) Absorption bzw. Einfang der thermisch gewordenen Neutronen in Materialien mit großem Absorptionsquerschnitt und möglichst vielen Atomkernen je Volumeneinheit, wie metallisches Kadmium (Kadmiumblech), Lithium und Borverbindungen, wie Boral und Borstahl.

Durch Neutronenabsorption bzw. Neutroneneinfang werden die meisten Atomkerne aktiviert und senden neben geladenen Teilchen auch γ-Strahlung aus. Auch bei der unelastischen Streuung schneller Neutronen entstehen durchdringende γ-Quanten. Deshalb ist das Problem der N. stets mit der Abschirmung der dabei entstehenden γ-Strahlung verknüpft. Zu ihrer Abschwächung eignen sich Elemente mit hoher Ordnungszahl und großer Dichte am besten, wie zum Beispiel Blei, Wolfram, Eisen, Kupfer. Gute Eigenschaften für die gleichzeitige Neutronen- und γ-Abschirmung in Strahlungsfeldern, wie sie an Reaktoren (→ Reaktorabschirmung) auftreten, hat Schwerbeton, dem Bor beigefügt ist. Bor ist ein günstiger Absorber, denn es sendet bei Neutroneneinfang nur eine weiche, leicht absorbierbare γ-Strahlung von 480 keV aus.

Neutronenabsorption, Oberbegriff für alle Prozesse, die zum Verschwinden von freien Neutronen führen. Der Begriff N. wird hauptsächlich auf thermische Neutronen angewandt, für die neben dem dominierenden → Neutroneneinfang bei einigen leichten Kernen (n, α)-Prozesse und für einige schwere Kerne die Spaltung zur N. beitragen. Materialien mit großer N. werden als *Neutronenabsorber* bezeichnet. Zu ihnen gehören beispielsweise B, Cd, Sm, Eu, Gd, Dy und Hf, die zur Steuerung von Kernreaktoren eingesetzt werden.

Neutronenbeugung, neutronenoptische Erscheinung bei der Wechselwirkung langsamer Neutronen mit Kristallgittern, die dadurch zustande kommt, daß die Wellenlänge λ_n langsamer Neutronen von etwa gleicher Größe wie der Abstand der Gitterebenen in Kristallen ist. In der folgenden Tabelle sind die Neutronenwellenlängen λ_n in cm für einige Neutronenenergien E_n in eV gemäß der nichtrelativistischen Beziehung $\lambda = h/\sqrt{2mE_n} = 2{,}86 \cdot 10^{-9}/\sqrt{E_n}$ angegeben.

E_n in eV	1/40	1	10^3	10^6	10^8
λ_n in cm	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	$2{,}86 \cdot 10^{-9}$	$0{,}9 \cdot 10^{-10}$	$2{,}86 \cdot 10^{-12}$	$2{,}86 \cdot 10^{-13}$

Im Bereich thermischer Neutronen, d. h. $E_n \approx 1/40$ eV, sind die Neutronenwellenlängen von $\lambda_n \approx 10^{-8}$ cm mit den Atomabständen in festen Körpern vergleichbar; im Energiebereich 1 MeV und höher liegen sie in der Größenordnung der Atomkerndurchmesser und darunter. Die Tatsache, daß man Neutronen einen Wellencharakter zuschreiben kann, ist durch die N. experimentell bewiesen. Die N. ist der Beugung des Lichtes an Beugungsgittern sowie der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallgittern analog und veranschaulicht somit den Wellencharakter des Neutrons.

Die N. eignet sich bei der → Kristallstrukturanalyse zum Nachweis leichter Kerne, zur Unterscheidung von Atomen mit benachbarten Ordnungszahlen und zur Aufklärung magnetisch geordneter Strukturen. (→ magnetische Raumgruppe).

Neutronenbilanz, → Neutronenökonomie.

Neutronenbremsung, gebräuchliche Bezeichnung für die Verminderung der kinetischen Energie E_n von Neutronen bei Stoßprozessen, d. h. für die Energieabgabe von Neutronen an Atomkerne bei Stößen mit den Atomkernen eines → Moderators. Durch Kernreaktionen erzeugte Neutronen haben im allgemeinen hohe Energien E_n (Größenordnung MeV), die weit oberhalb des Bereiches der thermischen Energien E_{th} (Größenordnung 1/40 eV) liegen. Bei Zusammenstößen eines schnellen Neutrons mit den Atomkernen des Streumediums können deshalb elastische und unelastische Stöße stattfinden; unterhalb $E_n \approx 1$ MeV sind es im allgemeinen nur elastische Stöße. Dabei sind gegenüber Neutronen mit Energien $E_n \gtrapprox 1$ eV die Atome des Streumediums als frei und vor dem Stoß ruhend anzusehen. Bei wesentlich kleineren Energien E_n ist dies jedoch nicht mehr der Fall; die chemischen Bindungen und die thermische Bewegung der Streuatome, die die Stoßpartner der Neutronen sind, beeinflussen dann den Prozeß der N.

Zur N. kann die elastische und die unelastische Streuung an Atomkernen ausgenutzt werden. Bei der elastischen Streuung wird der Teil der Energie des Neutrons, der auf den Rückstoßkern übertragen wird, vom Streuwinkel und dem Atomgewicht A des streuenden Kernes bestimmt. Aus Energie- und Impulssatz folgt für die Energie des Neutrons E_n nach dem Stoß: $E_0 \geqq E_n \geqq E_0\left[1 - \frac{4A}{(A+1)^2}\right]$, wobei E_0 die Energie vor dem Stoß ist. Daraus ersieht man, daß die leichtesten Elemente, insbesondere Wasserstoff, am besten zur Bremsung geeignet sind, während schwere Elemente die Energie der Neutronen durch elastische Streuung nur sehr schwach reduzieren. Das kommt noch deutlicher zum Ausdruck, wenn die Zahl der elastischen Streuergebnisse angegeben wird, die notwendig ist, um ein Neutron von der Energie E_1 bis zu einer Energie E_2 abzubremsen. Diese *Stoßzahl* beträgt zum Beispiel bei $E_1 = 1$ MeV und $E_2 = E_{\text{thermisch}} = 0{,}025$ eV für Wasserstoff 18, Kohlenstoff 114, Blei 1820 und Uran 2170. Für Neutronenenergien < 5 MeV ergeben sich die besten Werte für Wasserstoff, wasserstoffhaltige Verbindungen (Wasser, organische Verbindungen), Lithium- und Berylliumverbindungen. Neutronen mit Energien > 5 MeV werden zunächst mit schweren Elementen (Wolfram, Kupfer, Eisen) und anschließend weiter mit Wasserstoff oder anderen leichten Kernen gebremst; zum Beispiel werden Eisen-Wasser-Schichten verwendet. Schwere Elemente können Neutronen effektiv nur durch unelastische Streuung bremsen. Die unelastische Neutronenstreuung setzt merklich bei Energien $> 1{,}5$ MeV ein und steigt mit zunehmender Neutronenenergie. Bei 3 MeV erreicht ihr Wirkungsquerschnitt etwa die Größe des geometrischen Kernquerschnitts. Für schwere Kerne ist der unelastische Streuquerschnitt größer durch die höhere

Anzahl der möglichen Anregungsniveaus. Der mittlere Energieverlust ist ebenfalls für schwere Kerne größer als für leichte Kerne. Durch zwei oder drei unelastische Stöße können Neutronen von 10 MeV schon bis auf 1 MeV abgebremst werden. Die weitere Abbremsung geschieht danach durch elastische Streuung.

In Stoffen mit niedrigem Atomgewicht abgebremste und somit thermisch gewordene Neutronen können wegen der $1/v$-Abhängigkeit des Einfangquerschnittes z. B. in Kadmiumblech absorbiert bzw. eingefangen werden. Vorrichtungen zur → Neutronenabschirmung sind deshalb aus wasserstoffhaltigen Substanzen bzw. aus günstigen Verbindungen leichter Elemente und Schichten aus schweren Materialien in abwechselnder Reihenfolge zusammengestellt. Ein schnelles Neutron, das in ein solches Medium eintritt, kann einen elastischen Stoß an einem Wasserstoffkern erleiden, der sowohl mit starker Richtungs- als auch großer Energieänderung verbunden ist. Durch die Richtungsänderung verlängert sich der Weg des Neutrons im Medium, zudem wächst die Stoßwahrscheinlichkeit auch noch deshalb, weil der Streuquerschnitt für Wasserstoff mit kleiner werdender Neutronenenergie zunimmt. Man kann darum ein schnelles Neutron, das in solchem Medium einen Stoß mit einem Wasserstoffkern ausgeführt hat, in guter Näherung als absorbiert betrachten. Ebenso einzuschätzen sind der elastische und besonders der unelastische Stoß schneller Neutronen an einem schweren Kern innerhalb dieses Mediums, da auch diese Prozesse im allgemeinen mit einer Richtungsänderung der Neutronen verbunden sind; denn die Neutronen gelangen dabei in einen Energiebereich, in dem weitere Stöße mit Wasserstoffkernen sehr wahrscheinlich sind. Bei Neutronenenergien oberhalb $E_n \approx 5$ MeV ist die elastische Streuung allerdings stark anisotrop und trägt deshalb zur Abschirmung praktisch nicht bei (→ Transportweglänge).

Der Prozeß der N. ist für die thermischen Reaktoren von großer Wichtigkeit. Bekanntlich kann eine Kernkettenreaktion in natürlichem oder schwach angereichertem Uran nicht mit den bei der → Kernspaltung entstehenden schnellen Neutronen, den Spaltneutronen mit einer mittleren Energie um 2 MeV, aufrechterhalten werden; vielmehr müssen die Spaltneutronen in einer Bremssubstanz, dem → Moderator, auf thermische Energien E_{th} abgebremst werden. Eine Substanz bremst um so besser, d. h. der entsprechende Moderator im Reaktor erfüllt seine Aufgabe um so vollständiger, je größer der mittlere Energieverlust für das Neutron je Stoß ist (→ Lethargie) und je mehr Stöße pro Wegstrecke erfolgen. Man charakterisiert die Bremseigenschaft eines Moderators deshalb häufig durch das Produkt: mittlerer (logarithmischer) Energieverlust ξ je Stoß mal makroskopischer Streuquerschnitt Σ_s und nennt $\xi \cdot \Sigma_s$ das *Bremsvermögen* (engl. slowing down power). Für die dimensionslose Größe ξ hat man genähert

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{A-1}{A+1}$$

oder, noch einfacher, für $A > 2$,

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}.$$

Tab. 1

Element	H	D	He	Li	Be	C	O	U
ξ	1	0,72	0,42	0,27	0,21	0,16	0,12	0,00838
A	1	2	4	7	9	12	16	238

Die Tab. 1 gibt einige Werte von ξ in Abhängigkeit von der Massezahl A der Atomkerne an. Bei einem guten Moderator soll die N. nicht gleichzeitig zu starker Absorption der Neutronen führen, d. h. sein makroskopischer Absorptionsquerschnitt Σ_a muß klein sein. Z. B. ist das Bremsvermögen des Wassers das weitaus beste (siehe Tab. 2), aber seine Absorption ist beträchtlich. Ein besseres Maß für die Moderatoreigenschaft als $\xi \cdot \Sigma_s$ ist deshalb die Größe $\xi \cdot \Sigma_s/\Sigma_a$, die man *Bremsverhältnis* nennt (engl. moderating ratio). Das Bremsverhältnis ist eine dimensionslose Zahl. Aus der Tab. 2, in der die mittlere freie Streuweglänge $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ mit angegeben ist, sieht man, daß schweres Wasser ein besonders günstiger Moderator ist. Die Zeitdauer der N. von der Energie E_1 auf die Energie E_2 wird durch die *Bremszeit*

$$t_s = \frac{1}{\xi\sqrt{2m}} \cdot \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{\Sigma_s \cdot E^{3/2}}$$

gegeben, wobei allerdings die Einflüsse der chemischen Bindung und die thermische Bewegung der Atome des Streumediums unberücksichtigt sind. Die Masse des Neutrons ist mit m bezeichnet. In der Tabelle 2 sind die Bremszeiten t_s für die N. von der bei etwa 2 MeV liegenden Spaltenergie bis zu der etwa 1/40 eV betragenden thermischen Energie angegeben; vergleichsweise ist auch die *Diffusionszeit der Neutronen*, d. h. die Zeitdauer, während der die Neutronen bei thermischen Energien bis zu ihrer Absorption diffundieren, mit angegeben. Trotz der Tatsache, daß bei den angeführten Werten für die Diffusionszeit jegliche Korrektionen infolge Materialverunreinigungen oder Absorptionen im Medium — z. B. im Uran eines Schwerwasserreaktors — unberücksichtigt blieben, ist die Bremszeit stets viel kürzer als die Diffusionszeit. Die Diffusionszeit kann deshalb als *mittlere Lebensdauer der thermischen Neutronen* im Moderator betrachtet werden. Bremszeit und Diffusionszeit zusammen bestimmen die → Generationsdauer in der Kernkettenreaktion eines Reaktors.

Ein Maß für diejenige geradlinige Strecke, die ein Neutron während des Prozesses der N. zurücklegt, ist die *Bremslänge* (engl. slowing down length), die z. B. mit Hilfe der → Age-Theorie berechnet werden kann. Für eine punktförmige Neutronenquelle in einem unendlich ausgedehnten Medium gilt: Fermi-Alter τ = (Quadrat des mittleren Bremsabstandes)/6, damit ist $\sqrt{\tau} \sim$ Bremslänge. In der Tab. 2 sind einige Angaben über Fermi-Alter und Bremslängen zusammengestellt.

Gelegentlich bezeichnet man Neutronen, die den Prozeß der N. durchmachen, als → Bremsneutronen. Sie verhalten sich während des Bremsprozesses und besonders danach ähnlich wie ein

Tab. 2 *Neutronenbremsung*

Neutronendetektor

Stoff	Dichte ϱ	mittlere freie Streuweglänge $\lambda_s = 1/\Sigma_s$	Bremsvermögen $\xi \cdot \Sigma_s$	Bremsverhältnis $\xi \cdot \Sigma_s/\Sigma_a$	Bremszeit t_s	Diffusionszeit	Fermi-Alter [1] $\tau_{1,44}$	Fermi-Alter [2] $\tau_{1,44}$	Bremslänge [3] in cm für E_0 in MeV = 3	2	1	0,5	0,1
	g/cm³	cm	cm⁻¹	—	s	s	cm²	cm²					
H_2O	1	0,69	1,5	74	10^{-5}	$0{,}2 \cdot 10^{-3}$	30	47	6,4	5,3	3,8	3,1	2,8
D_2O	1,1	2,9	0,2	10000	$4 \cdot 10^{-5}$	0,15	100	157	11	10,5	9,9	9,6	9,0
Be	1,85	1,4	0,16	150	$6 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-3}$	80	—	—	—	—	—	—
C	1,6	2,66	0,06	200	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	$12 \cdot 10^{-3}$	310	360	19,5	18	16	14,8	13,2

[1]) für die Abbremsung von Spaltneutronen bis auf 1,44 eV (= Energie der Indium-Resonanz)
[2]) für die Abbremsung von RaBe-Neutronen bis auf 1,44 eV (= Energie der Indium-Resonanz)
[3]) für die Abbremsung von Neutronen der Energie E_0 bis auf 1,44 eV (= Energie der Indium-Resonanz)

Gas: Sie diffundieren durch das Medium, wobei im thermischen Gleichgewicht ihre mittlere Geschwindigkeit gleichbleibt. Thermische Neutronen haben deshalb eine Maxwellsche Energieverteilung (→ Neutronengas). Die rechnerische Behandlung der N. ist nicht einfach; es existieren Näherungsverfahren, z. B. die Age-Theorie. Für den wichtigen Prozeß der N. in resonanzartig absorbierenden Substanzen, z. B. Uran-238, hat die Größe der → Bremsnutzung eine hohe praktische Bedeutung, besonders in der Reaktortechnik.

Neutronendetektor, Vorrichtung zum Nachweis von Neutronen. Da Neutronen ladungslos sind, können sie nur nach Wechselwirkung mit Atomkernen nachgewiesen werden. Dafür kommen in Frage:

1) *Elastische Streuung.* Bei der elastischen Streuung wird dem Atomkern, je nach Streuwinkel und Masse des Kernes, ein Teil der kinetischen Energie des Neutrons übertragen. Dieser Rückstoßkern kann als geladenes Teilchen mit den üblichen Teilchendetektoren, wie Halbleiterdetektor, Ionisationskammer, Szintillationsdetektor, Proportionalzähler, Kernemulsion, Nebelkammer u. ä., nachgewiesen werden. Die größte Bedeutung besitzt die Erzeugung von → Rückstoßprotonen.

2) *Kernumwandlungen.* Bei (n, α)- und (n, p)-Kernreaktionen überträgt sich die Energie des Neutrons und der Q-Wert der Reaktion auf das α-Teilchen bzw. das Proton und den Endkern der Reaktion. Diese werden dann in Teilchendetektoren nachgewiesen. Die für den Neutronennachweis wichtigsten Kernumwandlungen sind:

$^{10}B(n, \alpha)^7Li, \quad Q = +2{,}9$ MeV,
$^{6}Li(n, \alpha)^3T, \quad Q = +4{,}78$ MeV,
$^{3}He(n, p)^3T, \quad Q = +0{,}76$ MeV.

In N.en wird Bor gasförmig als BF_3 oder als fester Überzug aus einer Borverbindung, Lithium als feste, dünne Schicht aus einer Verbindung und Helium gasförmig verwendet.

3) *Kernspaltung.* Bei der Spaltung eines Kernes nach Neutroneneinschuß wird ein bedeutend größerer Energiebetrag frei, etwa 150 bis 170 MeV, als bei den Reaktionen unter 2). Diese Energie, die den ionisierenden Spaltprodukten übertragen wird, bewirkt, daß sich die einzelnen Spaltereignisse in einem Teilchendetektor weit vom Detektorrauschen abheben.

Zum Nachweis langsamer Neutronen wird die Spaltung von U-235 und Pu-239 verwendet, während bei schnellen Neutronen Kerne mit geeigneten Schwellenergien Anwendung finden, zum Beispiel U-238 und Th-232.

4) *Methode der radioaktiven Indikatoren.* Eine Vielzahl von Atomkernen wird durch Neutroneneinfang instabil. Meist erleiden die so gebildeten radioaktiven Kerne → Betazerfälle.

Neutronen werden nachgewiesen, indem eine Probe dem Neutronenfluß ausgesetzt und anschließend die dabei künstlich erzeugte Radioaktivität ausgemessen wird. Die für diese Art des Neutronennachweises verwendeten Elemente heißen *radioaktive Indikatoren.*

Neutronendichte, die Gesamtzahl $n(\vec{r})$ der Neutronen in der Volumeneinheit am Ort $\vec{r}$. Die N. muß oft zusätzlich auch als Funktion von Zeit, Energie bzw. Geschwindigkeit und Flugrichtung der Neutronen angegeben werden (→ Neutronenfluß). In diesem Falle spricht man von der differentiellen N. $n(t, \vec{r}, E, \Omega)$ oder $n(t, \vec{r}, v, \Omega)$, die zum Zeitpunkt t die Anzahl der Neutronen mit der Energie E bzw. Geschwindigkeit v im Intervall dE bzw. dv mit den durch das Raumwinkelintervall $\Delta\Omega$ definierten Flugrichtungen um die Richtung Ω in 1 cm³ am Ort $\vec{r}$ angibt. Die Gesamtzahl der Neutronen einer bestimmten Geschwindigkeitsrichtung erhält man durch Integration über alle Geschwindigkeitsbeträge. Den Ausdruck $n(t, \vec{r}, \Omega)$ nennt man vektorielle N., die speziell dann an die Stelle der differentiellen N. tritt, wenn es sich um ein Feld von Neutronen konstanter Geschwindigkeit handelt. Durch Integration der differentiellen N. über alle Raumrichtungen erhält man die skalare N. $n(t, \vec{r}, E)$, wobei wiederum $n(t, \vec{r}, E) \cdot dE \cdot dV$ die Anzahl jener Neutronen angibt, die sich zum Zeitpunkt t im Volumenelement dV am Ort $\vec{r}$ befinden und deren kinetische Energien zwischen E und $E + dE$ liegen. Führt man schließlich noch die Integration der vektoriellen N. über alle Geschwindigkeitsrichtungen oder die Integration der skalaren N. über alle Neutronenenergien bzw. -geschwindigkeiten aus, so erhält man den eingangs erwähnten elementaren Begriff der N. Die Gesamtzahl der Neutronen im Volumenelement dV am Ort $\vec{r}$ ist durch $n(\vec{r})\,dV$ gegeben.

Neutronendiffusion, Spezialfall der allgemeinen Transporttheorie für die Beschreibung des räumlichen und zeitlichen Verhaltens eines Neu-

tronenfeldes thermischer bzw., im einfachsten Fall, konstanter Geschwindigkeit. Es werden dabei die Gesetzmäßigkeiten, die die Diffusion von chemisch inaktiven Gasen beherrschen, auf die Diffusion von Neutronen mit Rücksicht auf das Entstehen und Verschwinden von Neutronen angewendet; z. B. liegen im Falle eines Kernreaktors die Orte des Entstehens im Moderator, die Stellen des Verschwindens im Spaltmaterial.

In der elementaren Theorie der N. werden die Lösungen der elementaren Diffusionsgleichung $-D \cdot \Delta\Phi + \Sigma_a \cdot \Phi = q$ untersucht. Dabei bedeuten D die Diffusionskonstante, Φ den Neutronenfluß, Σ_a den makroskopischen Absorptionsquerschnitt und q die Quelldichte, d. i. die Zahl der insgesamt je cm³ und s entstehenden Neutronen; Δ ist der Laplace-Operator. An Voraussetzungen für die Behandlung der N. mit der angegebenen Diffusionsgleichung müssen erfüllt sein: 1) Alle Grenzflächen des Streumediums und die evtl. vorhandenen Flächenquellen müssen weit entfernt sein von dem Gebiet, in dem die N. untersucht wird; die entsprechenden Abstände sollen mindestens von der Größenordnung der → Transportweglänge sein.

2) Der makroskopische Absorptionsquerschnitt Σ_a muß klein sein gegenüber dem makroskopischen Streuquerschnitt Σ_s.

3) die räumlich verteilten Neutronenquellen müssen isotrop emittieren.

Man kann zeigen, daß ein Neutronenfeld auch im Inneren eines schwach absorbierenden Streumediums, solange sich nur die Dichteverteilung der Neutronen in Abständen der → Streuweglänge nicht wesentlich ändert, mit der Theorie der N., d. h. mit obiger Diffusionsgleichung beschrieben werden kann. Der Lösungsweg für diese Differentialgleichung wird je nach der durch die Quelle vorgegebenen Symmetrie immer so vorgenommen, daß im quellenfreien Bereich, d. h. für $q = 0$, Lösungen unter den Bedingungen gesucht werden, daß der Fluß Φ im Unendlichen verschwindet und die Anzahl der je Zeiteinheit von der Quelle ausgehenden Neutronen gleich der Anzahl der im Streumedium absorbierten Neutronen wird. Die Größe $L = \sqrt{D/\Sigma}$ nennt man → Diffusionslänge, sie hat eine anschauliche Bedeutung für das Abklingen der Neutronendichte um die Neutronenquelle herum. Die Bezeichnung Σ deutet darauf hin, daß bei Diffusionsvorgängen in nichtisotrop streuenden Medien entsprechende Größen aus der Transporttheorie, wie Transportquerschnitt u. dgl., anzuwenden sind. Bei punktförmiger Neutronenquelle im unendlich ausgedehnten Medium gilt $L^2 = \overline{r^2}/6$ mit $\overline{r^2}$ als mittlerem Quadrat der Entfernung des Absorptionsortes von der Quelle; für Kohlenstoff erhält man experimentell $L = 40$ cm, für Uran entsprechend $L = 1{,}5$ cm. Bei der Diffusion in einem Moderator werden die thermischen Neutronen allmählich durch Einfangreaktionen absorbiert. Mit λ_a als mittlere freie Weglänge für Absorption (→ Absorptionsweglänge) und v als Neutronengeschwindigkeit ergibt sich die *Diffusionszeit* $\vartheta_s = \lambda_a/v = 1/v \cdot \Sigma_a$. Diese Größe ϑ_s entspricht der mittleren Lebensdauer der thermischen Neutronen im Moderator. Obwohl sich die gesamte Lebensdauer eines abzubremsenden Neutrons aus Bremszeit und Diffusionszeit zusammensetzt, ist die Bezeichnung „mittlere" Lebensdauer für die Diffusionszeit allein insofern gerechtfertigt, als dieser Anteil bei weitem die meist nur Bruchteile davon große Bremszeit überwiegt. Einige Zahlenwerte sind unter → Neutronenbremsung zusammengestellt.

Neutroneneinfang, (n, γ)-*Prozeß*, Spezialfall des Strahlungseinfangs, das Eindringen eines Neutrons in den Atomkern mit anschließendem Übergang des dabei entstehenden neuen hochangeregten Kernes in den Grundzustand durch Emission eines oder mehrerer γ-Quanten. Im Ergebnis des N.s entsteht aus dem Targetkern mit der Massezahl A ein neues Isotop mit der Massezahl $A + 1$, dieses ist häufig β-aktiv und wandelt sich in ein neues Element mit nächsthöherer Ordnungszahl um. Die Gesamtenergie der emittierten γ-Quanten ist gleich der Summe aus kinetischer Energie und Bindungsenergie des eingedrungenen Neutrons. N. ist hauptverantwortlich für die Absorption von thermischen Neutronen. Neutronenresonanzen führen zum → Resonanzeinfang, wobei die Wahrscheinlichkeit des N.s mit wachsender Massezahl und sinkender Resonanzenergie steigt. In größerer Entfernung von Resonanzen sinkt die Wahrscheinlichkeit des N.s nach dem $1/v$-Gesetz. Für schnelle Neutronen hat der Prozeß des N.s nur einen sehr geringen Anteil am gesamten nichtelastischen Querschnitt.

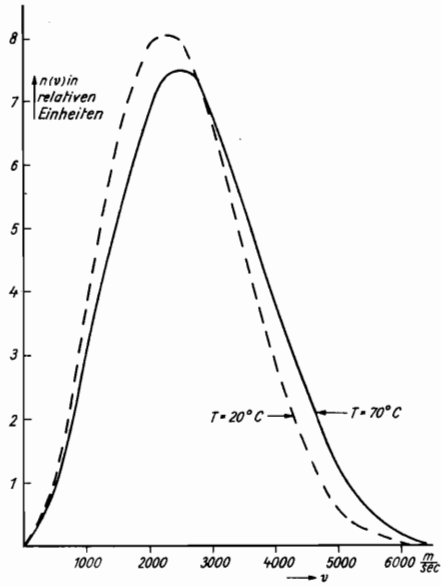
N. ist ein in Kernreaktoren unerwünschter Prozeß, der den Neutronenfluß verringert. Durch N. und anschließenden β-Zerfall können Entstehung und Häufigkeitsverteilung der Isotope auf der Erde erklärt werden.

Neutronenfluß, *Fluß der Neutronen*, das Produkt → Neutronendichte mal Neutronengeschwindigkeit. Ist die Zahl der Neutronen je cm³ am Ort $\vec{r}$ gleich $n(\vec{r})$ und der Betrag ihrer Geschwindigkeit gleich v, so heißt das Produkt $\Phi = n(\vec{r}) \cdot v$ der N., wobei in dieser einfachen Darstellung nichts über die Bewegungs*richtung* der Neutronen ausgesagt ist. Dies wird genauer berücksichtigt, wenn man das Produkt Teilchendichte mal Geschwindigkeit über alle Bewegungsrichtungen der Teilchen integriert, formelmäßig für den N. also schreibt $\Phi(\vec{r}, v) = \int n(\vec{r}', v, \Omega) \cdot v \cdot d\Omega$; hier bedeutet $n(\vec{r}', v, \Omega)$ die Zahl der Neutronen, die sich je Volumeneinheit an der Stelle $\vec{r}'$ befinden und mit der Geschwindigkeit v unter der Richtung Ω nach $\vec{r}$ bewegen. Das Produkt $n(\vec{r}', v, \Omega) \cdot v$ ist gleich der Zahl derjenigen Neutronen, die in der Zeiteinheit von $\vec{r}'$ nach $\vec{r}$ gelangen. Die Gesamtzahl der in ein Volumenelement dV am Ort $\vec{r}$ je Sekunde aus allen Richtungen einfallenden Teilchen ist dann das obige Integral. Die elementare Diffusionstheorie nimmt an, daß die Teilchendichte $n(\vec{r}', v, \Omega)$ durch die Teilchendichte $n(\vec{r}, v, \Omega)$ ersetzt werden kann. Damit wird die Definition des Neutronenflusses mathematisch wesentlich einfacher: $\Phi(v, \vec{r}) = \int n(v, \vec{r}, \Omega) \cdot v \cdot d\Omega$. Wenn die Geschwindigkeit v nicht von der Richtung abhängt, ist $\Phi(v, \vec{r}) = \int n(v, \vec{r}, \Omega) \cdot v \cdot d\Omega = n(v, \vec{r}) \cdot v$ und damit ergibt sich die eingangs erwähnte elementare Definition des Neutronen-

flusses; $n(v, \vec{r})$ ist die Zahl der Teilchen mit der Geschwindigkeit v und beliebiger Bewegungsrichtung an der Stelle $\vec{r}$, bezogen auf das Einheitsvolumen. Zur Benutzung der angegebenen zweiten, vereinfachten Formel für den N. ist man dann berechtigt, wenn über Strecken $|\vec{r}' - \vec{r}| \approx 2$ bis 3 freie Weglängen eine Homogenität der Neutronenverteilung und Isotropie herrschen. Das ist in der Regel im Inneren eines Mediums, aber nicht an seinen Grenzen erfüllt. In einem Kernreaktor unterscheidet man gewöhnlich den Fluß der schnellen und den der thermischen Neutronen. Die den schnellen Neutronen entsprechende Temperatur ist höher als die der Atomkerne des umgebenden Mediums, während für die thermischen Neutronen Übereinstimmung vorliegt (→ Neutronengas). Damit ein Abfall des thermischen Neutronenflusses in der Spaltzone eines Reaktors, wo die Kernspaltungen stattfinden, verhindert wird, benutzt man *Reflektoren aus Graphit*. Die Umwandlung eines vorgegebenen Neutronenflusses in einen energetisch anderen N. wird mittels *Flußumwandler* realisiert.

Neutronengas, Bezeichnung für das den Gasen vergleichbare Verhalten von Neutronen bei der Diffusion (→ Neutronendiffusion). Wenn der Prozeß der Neutronenbremsung in einem Moderator beendet ist, d. h., wenn die kinetische Energie der Neutronen von der Größenordnung der Energie der Wärmebewegung geworden ist, diffundieren diese thermischen Neutronen wie ein verdünntes Gas durch das Medium, wobei ihre mittlere Geschwindigkeit gleichbleibt. Im thermischen Gleichgewicht haben diese Neutronen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung, welche durch eine von der Moderatortemperatur T abhängige mittlere Energie $(3/2)\,kT$ gekennzeichnet ist, wobei k die Boltzmannsche Konstante bedeutet. Voraussetzung für das Zustandekommen des Temperaturgleichgewichts zwischen dem N. und den Atomkernen der Moderatorsubstanz ist, daß der Neutroneneinfangquerschnitt des Materials klein ist, damit die thermischen Neutronen viele Stöße ausführen können, ehe sie absorbiert werden. Wenn der Moderator ein guter Absorber ist, resultiert eine Verzerrung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung: Da Neutronen mit geringer Energie bevorzugt absorbiert werden, tritt eine Verarmung der langsamen Neutronenkomponente ein. Diesen Effekt nennt man *Härtung des Neutronenspektrums*. Sie kann so berücksichtigt werden, daß man zwar die Geschwindigkeitsverteilung wieder durch eine Maxwell-Verteilung beschreibt, jedoch eine andere Moderatortemperatur als die tatsächliche einsetzt. Die Korrektur liegt allgemein in der Größenordnung von +50 °C. In der Abb. sind zwei Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungen (20 °C, 70 °C) gezeigt; der Sachverhalt der Härtung des Spektrums, womit die Verschiebung der Verteilung und des Maximums zu höheren Geschwindigkeiten hin bezeichnet wird, ist klar ersichtlich.

Die recht schwierigen und umfangreichen Berechnungen und Messungen der jeweils vorliegenden Geschwindigkeitsverteilung können formal auch so in Übereinstimmung gebracht werden, daß man ein effektives Atomgewicht der Moderatorsubstanz einführt. Im Graphitgitter wird gebräuchlich ein effektives Atomgewicht von 30 bis 40 des Kohlenstoffatoms angesetzt.



Maxwell-Verteilung für die Neutronendichte $n(v)$ bei $T = 20$ °C und $T = 70$ °C

Lit. K. Wirtz u. K. H. Beckurts: Elementare Neutronenphysik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959).

Neutronengenerator, Anordnung zur Neutronenerzeugung, → Neutronenquelle.

Neutronengruppe, Bezeichnung für die einzelnen Anteile der verzögerten Neutronen, die jeweils vom gleichen Mutterkern bzw. vom gleichen neutronenaktiven Kern, einem Neutronenstrahler, stammen. Die Gesamtzahl der verzögerten Neutronen wird auf diese Weise in 6 verschiedene N.n eingeteilt (→ verzögerte Neutronen).

Weiterhin nennt man die Unterteilung eines Neutronenspektrums in einzelne Abschnitte, die für theoretische Überlegungen bzw. für praktische Rechnungen besonders geeignet sind, vor allem aber in solche Intervalle, innerhalb derer die Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungen der Neutronen mit den Atomkernen einigermaßen als konstant angenommen werden können, eine Einteilung in N.n; → Eingruppenmodell, → Gruppendiffusionsmethode.

Neutronenindikator, → Neutronendetektor.

Neutronenkaskade, → Kaskade.

neutronenkinetische Gleichungen, → Reaktorregelung.

Neutronenökonomie, Bezeichnung für die mehr oder weniger rationelle Verwendung der Neutronen in einem Reaktor im Sinne der Erhaltung einer Kernkettenreaktion bzw. auch im Hinblick auf die optimale Erzeugung weiterer Spaltelemente in einem Konverter- oder Brutreaktor. Der Ausdruck Neutronenbilanz ist ähnlich zu verstehen (→ Vierfaktorenformel). Unter *Neutronenbilanz* versteht man außerdem ganz allgemein die mathematische Erfassung der Neutronenquellen und Neutronenverluste, d. h. die

Gesamtzahl der momentan in einem bestimmten System vorhandenen Neutronen.

Neutronenpolarisation, die Ausrichtung der Spins der Neutronen in eine bestimmte Richtung, → Polarisation 2). Polarisierte Neutronen mit Energien von einigen MeV erhält man durch Kernreaktionen, wobei die Kernspin-Bahn-Wechselwirkung die entscheidende Rolle spielt. Die Polarisation langsamer Neutronen erhält man entweder durch Wechselwirkung des Neutrons mit polarisierten Atomkernen auf Grund der Spinabhängigkeit der Kernkräfte oder durch magnetische Wechselwirkung des Neutrons auf Grund seines magnetischen Moments. Im ersten Fall hängt der Streuquerschnitt der Neutronen stark davon ab, ob Neutronen- und Kernspin parallel oder antiparallel zueinander stehen, wodurch sich die Kernpolarisation auf die gestreuten Neutronen überträgt. Im zweiten Falle ergeben sich die effektivsten Möglichkeiten der Spinpolarisation langsamer Neutronen beim Durchgang durch Ferromagnetika. Der höchste Polarisationsgrad, der mit dieser Methode erreicht wurde, beträgt 60%. Auch durch Verwendung von „Spiegeln" aus ferromagnetischen Materialien gelingt es, ähnlich wie bei der Erzeugung polarisierten Lichtes durch Reflexion, langsame Neutronen zu polarisieren. Das Reflexionsvermögen derartiger Spiegel hängt von der Spinrichtung der auftreffenden Neutronen ab. Die Reflexion und Brechung von Neutronen an der Grenze Spiegel – Vakuum (Luft) kann durch den Brechungsindex n beschrieben werden: $n_{\pm} = 1 - \frac{1}{2}(N\lambda^2 b/\pi \pm \mu B/E)$. Dabei ist N die Zahl der ferromagnetischen Atome je cm³, λ die Wellenlänge der Neutronen im Vakuum (→ Materiewellen), b die mittlere Streulänge, μ das magnetische Moment des Neutrons, B die magnetische Induktion im Ferromagnetikum und E die Neutronenenergie. Das Vorzeichen + oder − bezieht sich auf die Richtung des Neutronenspins zur Magnetisierungsrichtung. Eine vollständige Reflexion des Neutronenstrahles erhält man für den Einfallwinkel $\theta \leqq \theta_{krit}$, mit $\theta_{krit} \approx \sin \theta_{krit} = \sqrt{1 - n_{\pm}}$. Burgy erreichte 1960 mit dieser Methode bei Reflexion an einem Kobaltspiegel einen Polarisationsgrad von 87%.

Weiterhin können langsame Neutronen durch Beugung an ferromagnetischen Einkristallen erzeugt werden. Mit dieser Methode erhält man polarisierte monochromatische Neutronen in einem breiten Energieintervall bis zu einigen keV. Am Einkristall werden nur solche Neutronen reflektiert, für die die Braggsche Bedingung $n\lambda = 2d \sin \theta$ erfüllt ist. n ist die Ordnungszahl der Interferenz, d ist die Gitterkonstante, θ der Winkel des gegen die Netzebene einfallenden Neutronenstrahles. Clark und Robson erhielten 1961 mit dieser Methode einen Polarisationsgrad von 92%, wobei die Wellenlänge λ der Neutronen 0,137 nm betrug.

Den Polarisationsgrad mißt man mit Hilfe eines Analysators, der im Prinzip wie der Polarisator arbeitet.

Mittels polarisierter Neutronen wurde das magnetische Moment des Neutrons mit großer Genauigkeit gemessen. Polarisierte Neutronen gewinnen in zunehmendem Maße sowohl in der Kern- als auch in der Festkörperphysik an Bedeutung.

Neutronenquelle, Anordnung zur Erzeugung freier Neutronen, die bei Kernreaktionen und bei der Kernspaltung entstehen. Die zum Auslösen der Kernreaktion auf einen geeigneten Targetkern geschossenen geladenen Teilchen oder γ-Quanten werden von Teilchenbeschleunigern oder von radioaktiven Nukliden geliefert.

1) *N. mit radioaktivem Nuklid.* Für die Neutronenerzeugung mittels radioaktiver Nuklide hat die $^9Be(\alpha, n)^{12}C$-Reaktion die größte Bedeutung. Diese Reaktion, die auch zur Entdeckung des Neutrons führte, ist exotherm mit $Q = +5{,}708$ MeV.

Eine N. dieses Typs enthält in einer Stahlkapsel im allgemeinen ein Gemisch aus Berylliumpulver und einer geeigneten Verbindung eines α-Teilchen aussendenden Nuklids, wonach die einzelnen N.n auch bezeichnet werden, so z. B. die Polonium-Beryllium-Neutronenquelle, wenn Polonium als α-Strahler dient. Entsprechendes gilt für die anderen verwendeten α-Strahler. In nachfolgender Tabelle sind die am häufigsten verwendeten α-Strahler, deren Halbwertszeiten und die Quellstärken, d. h. die Anzahl der Neutronen, die je s in den gesamten Raumwinkel von 4π emittiert wird, angegeben, die mit 1 mCi α-Aktivität, d. h. mit $3{,}7 \cdot 10^7$ α-Teilchen je s erreicht werden:

radioaktives Nuklid	Ra-226	Po-210	Am-241	Th-228	Ac-227
Halbwertszeit	1620 Jahre	138,4 Tage	458 Jahre	697 Tage	22 Jahre
Quellstärke Neutronenanzahl je s und mCi	$1{,}5 \cdot 10^4$	$2{,}5 \cdot 10^3$	$2{,}5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	$1{,}5 \cdot 10^4$

Es werden α-Aktivitäten bis zu einigen 10 Ci in einer Quelle verwendet.

Das Energiespektrum der Neutronen aus diesen Quellen reicht bis etwa 12 MeV und hat Intensitätsmaxima bei 4 bis 5 MeV. Neben Beryllium finden, wenn auch seltener, Bor, Fluor und Lithium als Targetsubstanzen Anwendung. Mit einem Be-B-F-Gemisch und Po-210 als α-Strahler kann eine Energie-Verteilung der erzeugten Neutronen erreicht werden, wie sie das Spaltspektrum aufweist. Durch (γ, n)-Reaktionen an geeigneten Targetkernen werden ebenfalls Neutronen erzeugt, indem an Stelle von α-aktiven Nukliden γ-Strahler verwendet werden. Diese *Kernphotoneutronen* sind monoenergetisch, wenn die Gammastrahlung des verwendeten Nuklids monoenergetisch ist. Da (γ, n)-Reaktionen einen Energieschwellwert haben, der gleich der Bindungsenergie des Neutrons im Targetkern ist, aber die verfügbaren γ-Strahler Quanten mit Energien < 3 MeV liefern, werden als Targetkerne Be-9 und D-2 verwendet, die die niedrigsten Bindungsenergien haben, nämlich 1,63 bzw. 2,23 MeV. Als γ-Strahler finden zum Beispiel Sb-124, Na-24, La-140 und Ra-226 Anwendung. Eine Sb-Be-Quelle mit 1 Ci γ-Aktivität liefert etwa 10^5 Neutronen/s.

2) *Teilchenbeschleuniger als N.* Werden beschleunigte Teilchen, z. B. α-Teilchen, Deutero-

nen, Protonen, Elektronen, auf geeignete Targetkerne geschossen, so entstehen Neutronen, deren Energie neben dem Q-Wert der jeweiligen Reaktion von der Energie der eingeschlossenen Teilchen und dem Winkel des auslaufenden Neutrons bezüglich der Einschußrichtung abhängt. Dadurch lassen sich mit Teilchenbeschleunigern monoenergetische N.n realisieren, deren Energie variiert werden kann. Außerdem können bedeutend größere Quellstärken als mit radioaktiven Nuklidquellen erreicht werden. Neben der ^{9}Be(α, n) ^{12}C-Reaktion, die auch an Teilchenbeschleunigern Anwendung findet, werden vor allem die folgenden Reaktionen ausgenutzt:

2.1) *(d, n)-Reaktionen.* Während bei der Reaktion ^{2}D(d, n) ^{3}He (→ d-d-Prozeß) und der Reaktion ^{3}T(d, n) ^{4}He (→ d-t-Prozeß) *monoenergetische* Neutronen erzeugt werden, liefert die ^{9}Be(d, n) ^{10}Be-Reaktion *fünf* Neutronen*energiegruppen*, und beim Deuteronenbeschuß von Lithium entstehen aus dem Reaktionsanteil ^{7}Li(d, n) 2 ^{4}He Neutronen mit *kontinuierlichem Energiespektrum* und aus der gleichzeitig stattfindenden Reaktion ^{7}Li(d, n) ^{8}Be *monoenergetische* Neutronen. Die angegebenen (d, n)-Reaktionen sind durchweg exotherm.

2.2) *(p, n)-Reaktionen* wie ^{7}Li(p, n) ^{7}Be mit $Q = -1{,}646$ MeV bzw. ^{3}T(p, n) ^{3}He mit $Q = -0{,}764$ MeV sind endotherm und besitzen demzufolge eine Reaktionsschwelle von 1,882 MeV bzw. 1,019 MeV. Die Energie der entstehenden *monochromatischen* Neutronen kann in einem weiten Bereich durch Veränderung der Einschußenergie der Protonen variiert werden.

2.3) *(γ, n)-Reaktionen.* In Linearbeschleunigern, Betatrons und Synchrotrons werden Elektronen hochbeschleunigt. Beim Auftreffen auf ein Target entsteht Bremsstrahlung, die durch Kernphotoeffekt Neutronen erzeugt. Da das γ-Spektrum der Bremsstrahlung kontinuierlich ist, ist das Energiespektrum der entstehenden Neutronen ebenfalls *kontinuierlich*. Man kann aber den impulsweisen Betrieb des Beschleunigers ausnutzen und mittels → Geschwindigkeitsselektors die Neutronen energetisch auseinanderziehen oder bestimmte Energien auswählen.

Als Targetmaterialien werden schwere Elemente verwendet, da der Wirkungsquerschnitt für den Kernphotoeffekt mit wachsendem Atomgewicht zunimmt. Das Target zur γ-Strahlenerzeugung kann gleichzeitig zur Neutronenerzeugung dienen. Intensität und Energie der γ-Quanten nehmen ebenfalls mit größer werdendem Atomgewicht der Targetkerne zu. Die unter 1) und 2) beschriebenen Neutronenquellen liefern *schnelle* Neutronen. *Thermische* Neutronen können erzeugt werden, wenn die Quellen mit einem geeigneten → Moderator umgeben werden.

3) *Der Kernreaktor als N.* Bei der Kernspaltung entstehen je Spaltakt etwa 1 bis 3 freie Neutronen. Die Energieverteilung unmittelbar nach der Spaltung läßt sich durch das Spaltspektrum beschreiben. Durch den Moderator im Reaktor werden diese Neutronen aber sehr schnell abgebremst, so daß das Energiespektrum der Neutronen im Reaktor im wesentlichen eine Maxwellsche Verteilung besitzt, zu der bei höheren Energien noch kleinere Anteile an Resonanzneutronen und schnellen Neutronen kommen.

Kernreaktoren sind außerordentlich intensive N.n. In der aktiven Zone eines Reaktors herrschen Stromdichten von 10^{12} bis 10^{15} Neutronen/(s · cm^2). Nach außen lassen sich Stromdichten von 10^{6} bis 10^{10} Neutronen/(s · cm^2) zu Experimentierzwecken abführen. Dabei können ebenfalls monochromatische Neutronen mit Hilfe eines Geschwindigkeitsselektors ausgesiebt werden.

Neutronenradius, → Kernradius.

Neutronenresonanzen, resonanzartiger Anstieg des effektiven Wirkungsquerschnittes für die Wechselwirkung von Neutronen mit Atomkernen bei diskreten Energiewerten.

N. werden als quasistationäre Zustände des sich aus dem einfallenden Neutron und dem Atomkern bildenden Zwischenkerns interpretiert. Die Lebensdauer dieser Zustände ist groß im Vergleich zur Durchlaufzeit des Neutrons durch den Kern, sie beträgt bis zu 10^{-15} s. *Isolierte N.* werden bei der Wechselwirkung mit mittelschweren und schweren Kernen in großer Zahl für Neutronenenergien von 0,5 eV bis zu einigen keV, d. h. für die *Resonanzneutronen*, beobachtet. In einigen Fällen wird die obere Grenze des Energiebereichs auch höher, bis zu 100 keV angegeben. Die Anregungsenergie des Zwischenkerns liegt damit dicht über der Bindungsenergie des Neutrons, also etwa bei 8 MeV. Die tiefstliegenden N. gehen vorzugsweise durch → Resonanzeinfang in den Grundzustand des Isotops mit einer um eins größeren Massezahl über. Mit steigender Energie und für leichte Kerne wächst die Wahrscheinlichkeit der → Resonanzstreuung, d. h. des Zerfalls des Zwischenkerns über den Eingangskanal. Neben diesen beiden Prozessen ist in einigen sehr schweren Kernen → Resonanzspaltung und in einigen leichten Kernen der Zerfall der N. durch Emission geladener Teilchen möglich. Bei geringen Einschußenergien werden hauptsächlich *s*-Wellen-Resonanzen angeregt. Der Wirkungsquerschnittsverlauf in der Nähe einer isolierten *s*-Wellen-Resonanz wird sehr gut durch die → Breit-Wigner-Formel beschrieben.

Mit steigender Energie wächst die Breite der N., ihr mittlerer Abstand verringert sich, so daß es zur Überlappung vieler N.n kommt und im Wirkungsquerschnittsverlauf keine isolierten Resonanzen, sondern statistische Fluktuationen beobachtet werden.

Neutronenspektrometrie, Bestimmung der Intensitätsverteilung der Neutronen in einer Neutronenstrahlung bezüglich der Energie der Neutronen.

Der Funktionsweise von Anlagen zur N. liegen die verschiedenen Wechselwirkungen der Neutronen mit Materie zugrunde.

1) Da Neutronen ladungslos sind, wechselwirken sie im wesentlichen nur mit den Atomkernen einer Substanz. Zur N. verwendet man (n, α)-, (n, p)- und (n, γ)-Kernreaktionen und auch die Spaltung geeigneter Kerne und registriert die geladenen α-Teilchen, Protonen und Spaltprodukte sowie die γ-Quanten.

Mittels Teilchendetektoren wie Halbleiterdetektoren, Proportionalzählern, Szintillationsdetektoren u. a. kann die kinetische Energie der

geladenen Reaktionsprodukte ermittelt werden, die um den bekannten Q-Wert der Reaktion größer als die Energie des einfallenden Neutrons ist.

Die Reaktion kann im Detektor ausgelöst werden, in dem die Reaktionsprodukte stecken bleiben, oder zwischen zwei Detektoren, die die nach verschiedenen Seiten herausfliegenden Reaktionsprodukte registrieren und deren entstehenden Impulsamplituden addiert werden.

Eine besondere Rolle für die N. spielt die Streuung von Neutronen n an Protonen p. Mit Kernstrahlungsdetektoren, die Wasserstoff enthalten oder vor denen eine dünne, wasserstoffhaltige Folie angebracht ist, wird das Rückstoßprotonenspektrum aufgenommen, das nach graphischer Differentiation das Neutronenspektrum ergibt. Die Differentiation des Rückstoßprotonenspektrums kann entfallen, wenn nur die Rückstoßprotonen p' spektrometriert werden, die bezüglich der Richtung der einfallenden Neutronen n unter einem Winkel φ gestreut werden. Die Energie der Neutronen E_n der einfallenden Neutronen ergibt sich direkt aus der Energie der Rückstoßprotonen $E_{p'}$ nach $E_n = E_{p'}/\cos^2\varphi$. Mit dieser Methode kann die Energieauflösung im Vergleich zur integralen Methode verbessert werden, allerdings auf Kosten der Effektivität des Spektrometers.

2) Zur N. können auch die Welleneigenschaften der Neutronen ausgenutzt werden. Nach der de-Broglieschen Gleichung ist ihre Wellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$, wobei m die Masse des Neutrons und E die kinetische Energie des Neutrons ist. Neutronen mit Energien in der Größenordnung 1 eV haben Wellenlängen wie Röntgenstrahlen und können deshalb durch Beugung und Reflexion an Kristallen, deren Gitterebenen einen Abstand in der Größenordnung der Wellenlängen haben, spektrometriert werden. Für diesen Zweck entwickelte Anlagen heißen → Kristallspektrometer.

3) Das am häufigsten verwendete Verfahren der N. besteht in der direkten Bestimmung der Geschwindigkeit der Neutronen. Man läßt Neutronen eine bestimmte Strecke durchlaufen und mißt die dafür benötigte Zeit direkt. In nichtrelativistischer Näherung gilt für die Flugzeit T: $T = L/\sqrt{2E/m}$, wobei L die Flugstrecke, E die Energie und m die Masse des Neutrons bedeuten.

Je Meter Flugstrecke betragen die Flugzeiten T in μs demnach

E in eV	1	10^3	10^6	10^8
T in μs	72,3	2,29	0,0723	0,0072

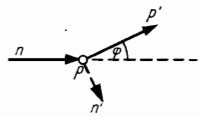
Je nach Intensität der Neutronenquelle können Flugstrecken in der Größenordnung zwischen 1000 und 1 m verwendet werden. Die Flugzeit wird gemessen zwischen einem elektrischen Impuls, der bei der Erzeugung oder bei der interessierenden Wechselwirkung des Neutrons mit Hilfe eines Kernstrahlungsdetektors abgenommen wird, und einem elektrischen Impuls, der beim Eintreffen des Neutrons im Detektor am Ende der Flugstrecke entsteht.

Bei Neutronenquellen, die impulsweise Neutronen abgeben, hervorgerufen entweder durch die Funktion der Anlage, zum Beispiel Impulsreaktor, Linearbeschleuniger, Synchrotron, oder durch zusätzliche Einrichtungen wie → Chopper an Reaktoren, Strahlablenk- und Gruppierungsvorrichtungen an van-de-Graaff- und Kaskadengeneratoren, wird die Flugzeit zwischen einem zum Neutronenimpuls synchronen elektrischen Impuls und dem Zeitpunkt des Eintreffens am Detektor bestimmt.

Anlagen, die nach diesem Prinzip, der → Flugzeitmethode, arbeiten, heißen Flugzeitspektrometer.

Neutronenspektroskop, → Monochromator.

Neutronenstern, ein als sehr wahrscheinlich existierend angesehener Stern, der im wesentlichen aus Neutronen besteht. Die Dichte eines N.s ist von der Größenordnung 10^{14} bis 10^{15} g/cm^3. Der Radius beträgt damit nur wenige km, wenn die Masse des N.s etwa einer Sonnenmasse entspricht. N.e entstehen wahrscheinlich bei Supernovaausbrüchen und stellen die Überreste der ursprünglichen Sterne dar, die beim Ausbruch nicht in den interstellaren Raum abgegeben werden. Rotierende N.e mit sehr hohen Magnetfeldern werden als mögliche Ursachen für Pulsare angesehen (→ Gravitationskollaps).



Neutronenspektrometrie

Neutronenstrahler, → verzögerte Neutronen, → Spaltprodukte.

Neutronenstrahlung, jede Art von ausgesandten Neutronen. N. ist Bestandteil der durchdringenden Strahlung einer Atom- oder Wasserstoffbombenexplosion, welche im Resultat der Kernprozesse, wie z. B. Spaltung oder Fusion, entsteht. Neutronen aus der Atomexplosion haben eine starke schädigende Wirkung, da wegen fehlender elektrischer Ladung ihre Durchdringungsfähigkeit sehr hoch ist. Mehr als 99% der Spaltneutronen werden in weniger als 10^{-13} s ausgesandt, ihre Energie beträgt etwa 3% der Gesamtenergie der Explosion. Die N. breitet sich mit einer Geschwindigkeit bis zu 20000 km/h aus. Sie ist außerordentlich gefährlich für den Organismus, da sie tief in das lebende Gewebe eindringt und dort von den Atomkernen eingefangen wird. Der Schutz vor N. erfordert eine spezielle Neutronenabschirmung (→ Reaktorabschirmung).

Neutronenstreuung in Festkörpern, eine Methode, mit Hilfe von Neutronen niedriger Energie (thermische und kalte Neutronen mit Energien kleiner als 1 eV) das dynamische Verhalten des Festkörpers zu untersuchen. Sie zeichnet sich gegenüber der Streuung elektromagnetischer Wellen (Infrarot- und Röntgenstreuung) dadurch aus, daß sowohl die Energie als auch der Impuls der Neutronen in der Größenordnung der Energie bzw. des Quasiimpulses der quantisierten Gitterschwingungen oder anderer Elementaranregungen liegen können. Die thermischen Neutronen können somit nur *elastisch* oder *unelastisch* an den Atomkernen gestreut werden. Bei elastischer Streuung bleibt die Energie des Neutrons erhalten, anderenfalls handelt es sich um unelastische Streuung. Infolge der periodischen Gitterstruktur können die Neutronen *kohärent* gestreut werden, in der Wellenvorstellung interferieren die gestreuten Neutronen miteinander. Andererseits gibt es dabei Ursachen, die die Kohärenz der gestreuten Neutronen stören können, die Wechselwirkung der Neutronenspins mit den Spins der Atome, eine

ungeordnete Verteilung verschiedener Isotope u. a. In diesen Fällen addieren sich die Intensitäten der an den einzelnen Zentren gestreuten Neutronen, man spricht von *inkohärenter* Streuung.

Mit Hilfe der N. i. F. lassen sich folgende Informationen über die Gitterschwingungen erhalten:

1) Die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen bei unelastischer kohärenter Streuung erlaubt bei Einphononenprozessen, unmittelbar auf das Dispersionsgesetz für die entsprechenden Phononen zu schließen.

2) In kubischen Kristallen ist der Wirkungsquerschnitt bei der inkohärenten, unelastischen Einphononenstreuung direkt proportional zur Spektraldichte $g(\omega)$ der Gitterschwingungen; somit kann man $g(\omega)$ direkt messen.

3) Die kohärente unelastische Neutronenstreuung erlaubt bei Einphononenprozessen, auch die Phonon-Phonon-Wechselwirkung in Kristallen zu untersuchen. Infolge dieser Wechselwirkung werden die Maxima im Interferenzbild verbreitert. Diese Verbreiterung kann man in Abhängigkeit von der Temperatur und der Wellenzahl messen.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgt unter zwei Grundvoraussetzungen: a) Die Wechselwirkung der thermischen Neutronen mit den Atomen an den Orten $\vec{R}(l)$ kann durch das Fermische Pseudopotential $V(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_l a_l \delta(\vec{r} - \vec{R}(l))$ beschrieben werden, wobei $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, m_n die Neutronenmasse, a_l die Streulängen für die gegebenen Atome bedeuten. b) Es wird die Bornsche Näherung verwendet, was bedeutet, daß die Neutron-Phonon-Wechselwirkung schwach sein soll.

Falls ein Neutron bei der Streuung in der Näherung der ebenen Wellen eine Impulsänderung $\hbar\vec{k} = \hbar(\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ und eine Energieänderung $\hbar\omega = \frac{\hbar}{2m_n}(k_2^2 - k_1^2) = E_2 - E_1$ erfährt, dann läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt, bezogen auf ein Atom, auf die Einheit des Raumwinkels Ω und auf die Energieeinheit des gestreuten Neutrons in der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE} = \frac{1}{2\pi\hbar}\frac{|\vec{k}_2|}{|\vec{k}_1|}\frac{1}{N}\sum_{ll'} a_l a_{l'} e^{-i\vec{k}[\vec{x}(l)-\vec{x}(l')]} \times \times \int_{-\infty}^{+\infty} dt\, e^{i\omega t} \langle e^{-i\vec{k}\vec{u}(l,t)}\, e^{i\vec{k}\vec{u}(l',0)}\rangle_T$$

darstellen, wobei die Lagen der Atome $\vec{R}(l) = \vec{x}(l) + \vec{u}(l)$ durch ihre auf die Gleichgewichtslagen $\vec{x}(l)$ bezogenen Verschiebungen $\vec{u}(l)$ ausgedrückt werden; $\vec{u}(l, t)$ ist diese Verschiebung im Heisenberg-Bild. Die Klammer $\langle \ldots \rangle_T$ bedeutet die quantenstatistische Mittelung über die Zustände des Phononensystems im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T. $\vec{k}_1$ ist der Wellenzahlvektor des Neutrons vor und $\vec{k}_2$ der nach der Streuung. Im Falle der elastischen Streuung der Neutronen erhält man nach der Integration über die Neutronenenergie

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\substack{\text{elast.}\\ \text{inkohär.}}} = (\overline{a^2} - \bar{a}^2)\, e^{-2W} \quad \text{und}$$

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\substack{\text{elast.}\\ \text{kohär.}}} = \frac{8\pi^3}{V_0}\bar{a}^2 e^{-2W} \sum_n \delta(\vec{k} - \vec{K}_n).$$

Hierbei sind $\bar{a} = N^{-1}\sum_l a_l$ und $\overline{a^2} = N^{-1}\sum_l a_l^2$ Mittelwerte über die N Atome des Kristalls, $\vec{K}_n$ Gittervektoren des reziproken Gitters und V_0 das Volumen der Einheitszelle. Der Ausdruck $\exp(-2W)$ mit $2W = \sum_{q,j} \frac{|\vec{k}\vec{e}_j(\vec{q})|^2}{2NM\omega_j(\vec{q})} \times \times \coth\frac{\hbar\omega_j(\vec{q})}{2k_BT}$ wird als *Debye-Waller-Faktor* bezeichnet. Es bedeuten k_B die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, M die Masse der Atome, N die Anzahl der Einheitszellen im Kristall, $\vec{e}_j(\vec{q})$ die Polarisationsvektoren, $\omega_j(\vec{q})$ die Eigenfrequenzen, $\vec{q}$ die Wellenzahlvektoren, j die Nummer des Energiezweiges der Phononen. Der Debye-Waller-Faktor dient als Maß des Einflusses der Wärmebewegung des Gitters auf mit verschiedenen spektroskopischen Methoden untersuchte Störungen der Periodizität des Kristallgitters.

Im Rahmen des Debye-Modells (→ Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität) läßt sich der Debye-Waller-Faktor durch

$$e^{-2W} = \exp\left\{-3\frac{\hbar^2k^2}{Mk_B\theta}\left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\theta}\right)^2 \int_0^{T/\theta} \frac{x\, dx}{e^x - 1}\right]\right\}$$

ausdrücken (θ ist die Debye-Temperatur). Für Untersuchungen des Phononenspektrums ist die unelastische Streuung von Neutronen an Phononen besonders wichtig. Dabei wird zwischen Neutronen und Phononen Energie und Impuls ausgetauscht. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für unelastische Streuung bei Einphononenprozessen betragen

$$\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}(\vec{q}j)\right|_{\substack{\text{unelast.}\\ \text{inkoh.}}} = \frac{|\vec{k}_2|}{|\vec{k}_1|}\{\overline{a^2} - \bar{a}^2\} \times \times \frac{\hbar\, e^{-2W}}{2M\omega_j(\vec{q})} |\vec{k}\vec{e}_j(\vec{q})|^2 \times \times \begin{Bmatrix} \bar{n}_j(\vec{q}) \\ \bar{n}_j(\vec{q}) + 1 \end{Bmatrix} \delta(E_1 - E_2 \pm \hbar\omega_j(\vec{q}))$$

und

$$\left.\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE}(\vec{q}j)\right|_{\substack{\text{unelast.}\\ \text{kohär.}}} = \frac{|\vec{k}_2|}{|\vec{k}_1|}\bar{a}^2 \times \times \frac{(2\pi)^3\hbar\, e^{-2W}}{V_0\, 2M\omega_j(\vec{q})} |\vec{k}\vec{e}_j(\vec{q})|^2 \times \times \begin{Bmatrix} \bar{n}_j(\vec{q}) \\ \bar{n}_j(\vec{q}) + 1 \end{Bmatrix} \delta(E_1 - E_2 \pm \hbar\omega_j(\vec{q})) \times \times \delta(\vec{k} \pm \vec{q} + \vec{K}_n)$$

Dabei ist

$$\bar{n}_j(\vec{q}) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_j(\vec{q})}{k_B\, T}\right) - 1\right]^{-1}$$

die mittlere Zahl von Phononen $(\vec{q}, j)$. Die kohärente unelastische Streuung von Neutronen erfolgt unter Erhaltung der Energie und des Gesamtquasiimpulses der an der Streuung beteiligten Quasiteilchen. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte gelten für die Streuung eines Neutrons unter Absorption (Faktor $\bar{n}$, $\vec{k} = \vec{K}_n - \vec{q}$, $\omega = \omega_j(\vec{q})$) bzw. Emission (Faktor $\bar{n} + 1$, $\vec{k} = \vec{K}_n + \vec{q}$, $\omega = -\omega_j(\vec{q})$) eines Phonons mit der Frequenz $\omega_j(\vec{q})$ und dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$.

Für die inkohärente Streuung gilt die Erhaltung des Quasiimpulses im Neutron-Phonon-

System nicht mehr. Bei Kristallen mit kubischer Symmetrie vereinfacht sich die Beziehung für den Wirkungsquerschnitt im Falle inkohärenter Streuung bedeutend:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}E}\Big|_{\substack{\text{unelast.}\\ \text{inkohär.}}} = \frac{|\vec{k}_2|}{|\vec{k}_1|}\,\frac{\vec{k}^2}{6M\omega}\,(\overline{a^2}-\bar{a}^2)\,\mathrm{e}^{-2W}\times \times \begin{Bmatrix}\bar{n}\\ \bar{n}+1\end{Bmatrix} g(\omega),$$

wobei $g(\omega)$ die Spektraldichte der Gitterschwingungen ist. Für Gitter mit mehratomigen Elementarzellen gelten ähnliche Relationen.

In den meisten Neutronenstreuexperimenten werden monoenergetische Neutronen gestreut, die man erhalten kann, wenn man den aus einem Reaktor kommenden Neutronenstrahl einer Bragg-Reflexion an Einkristallen unterwirft. Gemessen wird die Energie- und Impulsänderung der Neutronen bei der Streuung an Phononen. Als experimentelle Parameter können die Energie der zu streuenden Neutronen, der Streuwinkel und die Targetorientierung variiert werden. Die Frequenzen der Normalschwingungen werden bei fest gewählter Impulsänderung $\vec{k}$, die den Phononenwellenzahlvektor $\vec{q}$ festlegt, aus der Energieverteilung der gestreuten Neutronen bestimmt.

Für Neutronenstreuexperimente gibt es im Prinzip keine Beschränkungen der Anwendbarkeit auf Metalle, Halbleiter oder Isolatoren. Jedoch werden relativ große Kristalle gebraucht, die einen möglichst kleinen Absorptionswirkungsquerschnitt für thermische Neutronen haben und deren inkohärenter Beitrag zur Streuung klein gegenüber dem kohärenten ist.

Die kohärente unelastische Streuung von thermischen Neutronen ist gegenwärtig die fruchtbarste Methode zum Studium der → Gitterschwingungen, insbesondere zur Bestimmung der → Dispersionsrelation der Phononen (Abb.), obwohl die Experimente schwieriger als die mit optischen Methoden sind.

Über magnetische N. → Streuung B4).

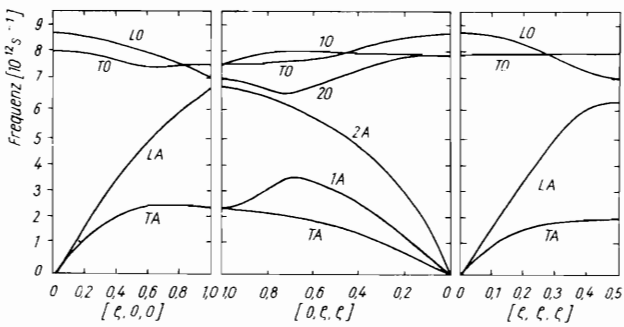
Neutronentemperatur, → Neutronengas.

Neutronenüberschuß, die Differenz zwischen den Anzahlen der Neutronen und Protonen im Atomkern. Mit Ausnahme einiger sehr leichter Atomkerne ist die Neutronenzahl gleich, meistens aber größer als die Protonenzahl; die Differenz steigt bis auf 58 bei den schwersten stabilen Kernen. Mit N. bezeichnet man gelegentlich auch eine entsprechende Abweichung von der Stabilitätslinie, → Massenformel von Bethe und Weizsäcker. Solche Atomkerne sind β-radioaktiv; in ausgeprägtester Form findet man das bei den Spaltprodukten der Kernspaltung (→ verzögerte Neutronen).

Neutronenverdampfung, Prozeß, bei welchem die überschüssige Energie eines stark angeregten Atomkerns durch die Emission eines oder mehrerer Neutronen abgegeben wird. Die Energieverteilung im Falle der Verdampfung von Neutronen wird durch das → Verdampfungsspektrum beschrieben.

Neutronenvermehrung, die Zunahme der Anzahl von Neutronen bei bestimmten Kernreaktionen. Außer (γ, n)-Reaktionen (→ Kernphotoeffekt), die je Elementarakt ein (zusätzliches) Neutron abgeben, bezeichnet man vor allem (n, 2n)-Prozesse als Reaktionen, die zur N. ausgenutzt werden können. Nur bei sehr leichten Atomkernen, Massezahl $A < 10$, sind die Schwellenenergien für den Beginn der (n, 2n)-Prozesse klein, z. B. beginnt die Reaktion $^9\mathrm{Be}(\mathrm{n}, 2\mathrm{n})^8\mathrm{Be} \rightarrow 2\alpha$ bereits bei 1,67 MeV Energie (Labor-System) der diesen Neutronenvermehrungsprozeß auslösenden Neutronen; für schwere Kerne mit $A \rightarrow 100$ liegen die (n, 2n)-Schwellenenergien oberhalb 6 bis 9 MeV, wohingegen diese Reaktionen der N. an mittelschweren Kernen, $10 < A < 100$, erst oberhalb 10 bis 17 MeV, je nach Atomkern, einsetzen. Die Endkerne aus (n, 2n)-Prozessen sind oft radioaktiv. Bei noch höheren Neutronenenergien, die sogar zu (n, 3n)- und weiteren ähnlichen Prozessen ausreichen, spricht man von Neutronenverdampfung; die Energieverteilung der dabei emittierten Neutronen wird Verdampfungsspektrum genannt. Prozesse der N. können für verschiedene Anlagen zur Realisierung der Kernfusion von Bedeutung werden.

Die technisch bisher wichtigsten Prozesse der N. sind durch *Kernspaltung* gegeben. Unter der Einwirkung von Neutronen können die Atomkerne der Spaltelemente im allgemeinen in 2 große Spaltprodukte und 2 bis 3 Spaltneutronen zerlegt werden, d. h., der Spaltungsprozeß liefert diejenigen Teilchen, hierbei also Neutronen, im Überschuß, die zum Auslösen des Prozesses benötigt werden. Damit ist die prinzipielle Mög-



Dispersionsrelation für GaAs aus Neutronenstreuexperimenten. *L* longitudinal, *T* transversal, *A* akustisch, *O* optisch

lichkeit zur Realisierung einer *Kernkettenreaktion* gegeben, die im einfachsten Fall mit der → *Vierfaktorenformel* beschrieben werden kann. Da bei der Absorption eines Neutrons im Spaltelement nicht immer eine Kernspaltung erfolgt, sondern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch (n, γ)-Prozesse ablaufen, muß zwischen dem Vermehrungsfaktor η, der die Anzahl der nach der Spaltung je absorbiertes Neutron noch vorhandenen Neutronen angibt, und dem Vermehrungsfaktor ν, der die Anzahl der je Spaltung entstehenden Neutronen mißt, unterschieden werden; es ist stets $\eta < \nu$. Anstelle der Bezeichnung Vermehrungsfaktor ist auch der Ausdruck Neutronenvermehrungskoeffizient gebräuchlich. Nicht alle η neu entstandenen Neutronen führen wieder zu Kernspaltungen, sofern ein endlicher, steuer- und regelbarer Reaktor betrachtet wird; vielmehr ergibt sich bei Berück-

sichtigung aller Wechselwirkungen, die die Neutronen in der Spaltzone des Reaktors erleiden können, schließlich als Vermehrungsfaktor der *Multiplikationsfaktor* k bzw. k_{eff}, der als Verhältnis der Gesamtzahlen der Neutronen von zwei aufeinanderfolgenden Generationen der Kernkettenreaktion im unendlich ausgedehnten bzw. endlichen Reaktor definiert ist und der für den stationären Betrieb bei konstanter Leistung eines Reaktors gleich eins gehalten werden muß.

Neutronenzählrohr, Zählrohr, das zur Registrierung von Neutronen geeignet ist.

Da im Zählrohrvolumen nur geladene Teilchen ionisierend wirken können, besteht entweder eine Elektrode oder die Gasfüllung des Zählrohres aus einem Material, in dem die einfallenden Neutronen Kernreaktionen auslösen (→ Neutronendetektoren).

Sehr häufig wird Bor in Form von BF_3 als Zählrohrgas verwendet. Dieses N., *Bortrifluorid-Zählrohr* genannt, ist besonders für langsame Neutronen empfindlich, weil der Wirkungsquerschnitt der ablaufenden $^{10}B(n, \alpha)^7Li$-Kernreaktion für niedrige Neutronenenergien sehr groß ist.

Newton, N, früher als *Großdyn* bezeichnet, SI-Einheit der Kraft. Vorsätze erlaubt. Das Newton ist die Kraft, die der Masse 1 kg die Beschleunigung 1 m/s² erteilt. $1\ N = 1\ m \cdot kg \cdot s^{-2}$.

Newton je Quadratmeter, N/m^2, SI-Einheit des Druckes, Eigenname → Pascal (Pa). Das N. je Q. ist der Druck, den eine gleichmäßig verteilte Kraft von 1 N senkrecht auf die Fläche 1 m² ausübt. $1\ N/m^2 = 1\ kg/m \cdot s^2 = 1\ Pa$.

Newtonmeter, $N \cdot m$, Nm, SI-Einheit für Arbeit, Energie (mit dem Eigennamen Joule (J) sowie des Kraftmoments. Vorsätze erlaubt. $1\ N \cdot m = 1\ J = 1\ W \cdot s = 1\ m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$.

Newton-Prisma, → Reflexionsprisma.

Newtonsche Axiome, die von Newton aufgestellten drei Axiome für die Mechanik eines Massepunktes: 1) *Lex prima, Trägheitsgesetz, Galileisches Trägheitsgesetz*: Jeder Körper verharrt in seinem Zustand der Ruhe oder gleichförmig geradlinigen Bewegung, wenn er nicht durch einwirkende Kräfte gezwungen wird, seinen Zustand zu ändern (→ Trägheit). 2) *Lex secunda, Newtonsche Bewegungsgleichung, dynamisches Grundgesetz*: Die zeitliche Änderung des Impulsvektors $\vec{p} = m\vec{v}$, wobei m die Masse und $\vec{v}$ die Geschwindigkeit des Massepunktes ist, ist der einwirkenden Kraft $\vec{F}$ proportional und geschieht längs derjenigen geraden Linie, in der $\vec{F}$ wirkt (→ Newtonsche Bewegungsgleichung). 3) *Lex tertia, Reaktions-* oder *Wechselwirkungsprinzip, Gesetz von Wirkung und Gegenwirkung, Gegenwirkungsprinzip, actio et reactio, Newtonsches Wechselwirkungsgesetz der Mechanik*: Die von zwei Körpern aufeinander ausgeübten Wirkungen, d. s. Kräfte und Momente, sind stets gleich groß und entgegengesetzt gerichtet.

Nach dem Trägheitsgesetz ist die kräftefreie Bewegung eines Körpers bereits durch seine Geschwindigkeit $\vec{v}$ eindeutig festgelegt. Die Newtonschen Bewegungsgleichungen verknüpfen die Änderung des Bewegungszustandes mit den einwirkenden Kräften. Wählt man die Maßeinheit der Kraft so, daß der Proportionalitätsfaktor gleich 1 wird, folgt die Newtonsche Bewegungsgleichung in der allgemein üblichen Form: $d\vec{p}/dt = \vec{F}$, die auch in der Relativitätsmechanik gültig ist. Wirken auf den Massepunkt mehrere Kräfte $\vec{F}_i$, bewegt er sich so, als wirke allein die vektorielle Summe $\vec{F} = \Sigma\vec{F}_i$ dieser Kräfte. Dies ist eine Folge des *Superpositionsprinzips*, das Newton als Corollar (Zusatz) zu den Axiomen formulierte: Zwei Kräfte, die am gleichen Massepunkt angreifen, setzen sich zur Diagonalen des von ihnen aufgespannten Parallelogramms zusammen (→ Parallelogrammsatz). Für konstante Masse, d. h. bei $dm/dt = 0$, folgt die speziellere Form der Newtonschen Bewegungsgleichungen: $m\vec{a} = \vec{F}$ oder $m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}$, wobei $\vec{a} = d\vec{v}/dt = d^2\vec{r}/dt^2 = \ddot{\vec{r}}$ die Beschleunigung des Massepunktes ist. Hieraus folgt das Trägheitsgesetz für $\vec{F} = 0$, da $\vec{v} =$ konst. aus $d\vec{v}/dt = 0$ folgt. Die Annahme konstanter Masse wird in der Relativitätsmechanik verletzt. Aber auch in der klassischen Mechanik ist die Betrachtung veränderlicher Massen bei der Behandlung offener mechanischer Systeme zweckmäßig, wenn diese (z. B. Raketen) ständig Masse ausstoßen; die Newtonschen Bewegungsgleichungen lauten dann $m(t)\,\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$.

Die beiden ersten N.n A. bestimmen den Bewegungsablauf in Inertialsystemen. In nichtinertialen Bezugssystemen, z. B. rotierenden Bezugssystemen, ist auch die kräftefreie Bewegung beschleunigt. Um die Gültigkeit der N.n A. zu sichern, muß man in diesem Fall Schein- oder Trägheitskräfte, z. B. die Zentrifugalkraft, einführen.

Das Wechselwirkungsprinzip spiegelt diejenige allgemeine Eigenschaft der Wechselwirkung beliebiger physikalischer Systeme wider, die von der speziellen Form der Wechselwirkung unabhängig ist; es ermöglicht die Behandlung mechanischer Systeme mit mehreren Massepunkten.

Geschichtliches. Die N.n A. stellen zusammen mit den Definitionen der benutzten physikalischen Begriffe das erste physikalische Axiomensystem dar, auf Grund dessen sich eine saubere mathematische Behandlung mechanischer Vorgänge durchführen läßt. Das Trägheitsgesetz wurde bereits von Galilei aus Versuchen mit der Fallrinne als Grenzfall bei verschwindender Neigung der Rinne abstrahiert und von Newton auf eine beliebige geradlinig gleichförmige Bewegung erweitert. Die anderen Axiome wurden erstmals von Newton in seinem Hauptwerk „Philosophiae naturalis principia mathematica" (London 1687) formuliert. Diese und die weitere Entwicklung der Mechanik waren mit der voneinander abhängigen Erfindung der Infinitesimalrechnung durch Newton und Leibniz eng verbunden.

Newtonsche Bewegungsgleichung, dynamisches Grundgesetz der Bewegung eines freien Massepunktes P; identisch mit dem zweiten → Newtonschen Axiom, das die Bestimmung des zeitlichen Ablaufs der Bewegung in einem Inertialsystem bei Kenntnis der Resultierenden $\vec{F}$ aller Kräfte gestattet. Ist m die Masse, $\vec{r}$ der Ortsvektor, $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ die Geschwindigkeit und $\vec{g} = m\vec{v}$ der Impuls des Massepunktes P, dann lautet die N. B. $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$ oder, unter der Voraussetzung konstanter Masse m, $m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}$. Im allgemeinen ist $\vec{F}$ eine Funktion des Ortes $\vec{r}$, der Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}$ und der Zeit t, so daß dieser Vektorgleichung in einem kartesischen Koordinatensystem die folgenden drei skalaren Glei-

chungen entsprechen: $m\ddot{x} = F_x(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t)$, $m\ddot{y} = F_y(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t)$, $m\ddot{z} = F_z(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t)$. Dabei sind F_x, F_y, F_z die kartesischen Komponenten von $\vec{F}$; dies ist ein System von drei gewöhnlichen, miteinander verkoppelten Differentialgleichungen 2. Ordnung für die Unbekannten $x(t)$, $y(t)$ und $z(t)$, die kartesischen Komponenten des Ortsvektors $\vec{r}(t)$. Die allgemeine Lösung dieses Systems enthält 6 willkürlich wählbare Konstanten, die man durch Vorgabe des Bewegungszustands zu einem beliebigen Zeitpunkt t_0, d. s. die Anfangswerte $x_0 = x(t_0)$, $y_0 = y(t_0)$, $z_0 = z(t_0)$ und $\dot{x}_0 = \dot{x}(t_0) = \left.\frac{dx}{dt}\right|_{t=t_0}$, $\dot{y}_0 = \dot{y}(t_0)$, $\dot{z}_0 = \dot{z}(t_0)$, bestimmen kann; dann existiert unter gewissen, für physikalische Probleme zumeist erfüllten Bedingungen für die Komponenten F_x, F_y, F_z von $\vec{F}$ stets eine eindeutige und stetige Lösung, die für $t = t_0$ die vorgeschriebenen Anfangswerte annimmt.

Ist das mechanische System abgeschlossen, d. h. ohne Wechselwirkung mit seiner Umgebung, dann braucht man nicht alle Integrationen der obigen Differentialgleichungen auszuführen, da sich aus den Erhaltungssätzen bereits erste oder intermediäre Integrale, auch Zwischenintegrale oder Bewegungsintegrale genannt, ergeben; deren Konstanz ergibt gewöhnlich Differentialgleichungen 1. Ordnung der Gestalt $\varphi(x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}, t) = C$, wobei C = konst. eine Bewegungskonstante ist, d. h. während der Bewegung unverändert bleibt. Solche Bewegungsintegrale sind z. B. die Energie und der Drehimpuls.

Newtonsche Flüssigkeit, Flüssigkeit, deren Viskosität vom Spannungs- bzw. Deformationszustand unabhängig ist. Flüssigkeiten, die vom Newtonschen Verhalten abweichen, werden als *nicht-Newtonsche F.en* bezeichnet, ihre Viskosität ist vom Spannungs- bzw. Deformationszustand abhängig.

Newtonsche Kosmologie, zur Newtonschen Gravitationstheorie und Mechanik gehörende Kosmologie.

Es wird angenommen, daß die Bewegung der Materie, die den Kosmos füllt, im wesentlichen durch das Gravitationsfeld bestimmt wird, das die Materie selbst erzeugt.

Das Potential dieses Feldes wird durch die Poisson-Gleichung

$$\Delta\Phi = -4\pi G\varrho \qquad (1)$$

bestimmt. Dabei ist ϱ die Materiedichte und G die Gravitationskonstante.

Ein unendlicher Kosmos mit einer räumlich und zeitlich konstanten Materiedichte führt auf ein Gravitationspotential $\Phi \sim r^2$. Auf die Materie wirkt also eine Kraft, so daß die Teilchen der Materie nicht in Ruhe bleiben können. Nach der Newtonschen Theorie ist daher kein statischer Kosmos möglich.

Um zu einem statischen → kosmologischen Modell zu kommen, wurde deshalb (1) durch die *Gleichung von v. Seeliger*

$$\Delta\Phi - \lambda\Phi = -4\pi G\varrho \quad (\lambda = \text{konst.})$$

ersetzt, die die Lösung Φ = konst. zuläßt, so daß auf die Materie keine Kraft wirkt. Gegen statische kosmologische Lösungen spricht nun das → Olberssche Paradoxon und die Entdeckung der → kosmologischen Rotverschiebung der Spektrallinien. Unter diesem Aspekt erübrigt sich die Einführung des λ-Gliedes in die Poisson-Gleichung.

Die Deutung der Rotverschiebung als → Doppler-Effekt liefert für die Entfernung r zwischen den Galaxien die Beziehung $\mathrm{d}r/r\,\mathrm{d}t = h(t)$, wenn man noch zuläßt, daß die Hubble-„Konstante" h (→ Hubble-Effekt) von der Zeit abhängen kann. Die Beschleunigung der Galaxien ist demzufolge $\frac{d^2r}{dt^2} = \left(h^2 + \frac{dh}{dt}\right) r$ und wird durch das Gravitationspotential $\Phi = -\frac{1}{2}(h^2 + \mathrm{d}h/\mathrm{d}t)\, r^2$ erzeugt. Aus der Poisson-Gleichung folgt für die Materiedichte

$$\tfrac{4}{3}\pi G\varrho = h^2 + \mathrm{d}h/\mathrm{d}t. \qquad (2)$$

Das → kosmologische Postulat erzwingt nun für die Geschwindigkeit v ein lineares Strömungsfeld $v = r\,\mathrm{d}R/R\,\mathrm{d}t$ mit einer noch zu bestimmenden Funktion der Zeit $R(t)$.

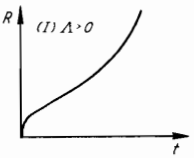
Für die Entfernung zwischen den Galaxien gilt somit $r = \text{konst.} \cdot R(t)$, und die Kontinuitätsgleichung liefert $4\pi\varrho R^3/3 = \text{konst.}' = M$. Aus (2) folgt dann für $R(t)$ die *Friedmannsche Gleichung*

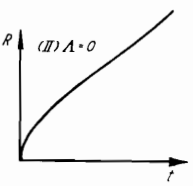
$$\dot{R}^2 - (2GM/R) + \beta = 0, \qquad (3)$$

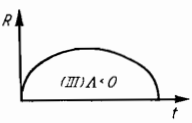
wobei β eine Integrationskonstante ist. In der zur Einsteinschen Gravitationstheorie (→ allgemeine Relativitätstheorie) gehörenden Kosmologie ergibt sich für die den Abstand zwischen den Galaxien bestimmende Funktion $S(t)$ (→ Robertson-Walkersches Linienelement) formal dieselbe Gleichung. Anstelle der Konstanten β steht in der Einsteinschen Theorie die Krümmung ε der dreidimensionalen Raumschnitte.

Newtonsche wie Einsteinsche Theorie führen also hier zu formal übereinstimmenden Ergebnissen, obwohl beide Theorien qualitativ sehr verschieden sind. Man sollte sich hier aber nicht dazu verleiten lassen, zu glauben, daß die Newtonsche Mechanik und Gravitationstheorie eine bedeutend einfachere Beschreibung des Kosmos liefern als die Einsteinsche Theorie und die letztere somit unnötig ist. Hier wurde nur gezeigt, wie sich ein Weltsubstrat nach der Newtonschen Theorie bewegen muß, um eine Deutung der Rotverschiebung als Doppler-Effekt zu liefern. Dabei ergab sich, daß die Geschwindigkeit mit unbegrenzt wachsendem Abstand zwischen den Galaxien ebenfalls unbegrenzt wächst, also auch größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit wird. Hier kommt also die N. K. mit der experimentell gesicherten speziellen Relativitätstheorie in Konflikt. Außerdem gibt es andere Erscheinungen, die die Einsteinsche, aber nicht die Newtonsche Theorie befriedigend erklärt. Mit der Deutung der Rotverschiebung als Fluchtbewegung der Galaxien ist auch folgende abgeänderte Gleichung $\Delta\Phi = -4\pi G\varrho - \Lambda$ für das Gravitationspotential Φ verträglich. Die Einführung von Λ ist analog der Einführung des → kosmologischen Gliedes in der Einsteinschen Theorie.

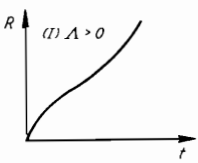
Für die verschiedenen Werte von β und Λ ergeben sich nun verschiedene Typen von Lö-

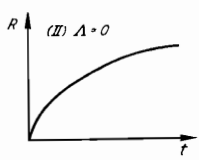






1 Fall 1: $\beta > 0$

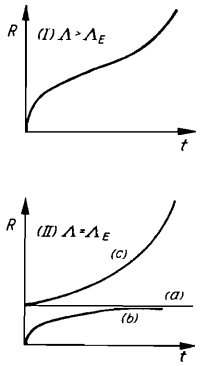




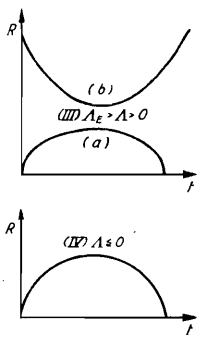


2 Fall 2: $\beta = 0$

Newtonsche Mechanik



3 Fall 3: $\beta < 0$. Unterklassen (*I*) und (*II*). (Λ_E ist der Wert der kosmologischen Konstanten des Einstein-Kosmos)



4 Fall 3: $\beta < 0$. Unterklassen (*III*) und (*IV*)

sungen der durch das Λ-Glied ergänzten Friedmannschen Gleichung (3)

$$\dot{R}^2 - (2GM/R) - (\Lambda R^2/3) + \beta = 0,$$

wie die Abbildungen 1 bis 4 zeigen.

Es gibt Modelle, in denen der Abstand zwischen den Galaxien wie folgt variieren kann:

1) Er oszilliert zwischen Null und einem endlichen Wert. Fälle 1 (III), 2 (III), 3 (III a), 3 (IV).

2) Er fällt von einem unendlichen Wert auf einen von Null verschiedenen Wert, um dann wieder gegen einen unendlichen Wert zu wachsen. Fall 3 (III b).

3) Er ist zu einem bestimmten Zeitpunkt Null und wächst dann ständig. Fälle 1 (I), 1 (II), 2 (I), 2 (II), 3 (I).

4) Er ist konstant. Fall 3 (II a).

5) Er hat in der unendlich fernen Vergangenheit einen endlichen Wert und wächst mit zunehmender Zeit unbeschränkt. Fall 3 (II c) (Modell von Eddington und Lemaître).

6) Er wächst von Null asymptotisch gegen einen endlichen Wert. Fall 3 (II b).

Newtonsche Mechanik, svw. klassische → Mechanik.

Newtonscher Eimerversuch, → Machsches Prinzip.

Newtonsche Ringe, → Interferenzerscheinungen.

Newtonscher Schubspannungsansatz, empirische Beziehung zwischen dem Betrag des Geschwindigkeitsgradienten $\partial c/\partial n$ senkrecht zur momentanen Strömungsrichtung und der Schubspannung τ in Strömungen: $\tau = \eta(\partial c/\partial n)$. Als Proportionalitätsfaktor erscheint die dynamische Zähigkeit η. Unter Verwendung räumlicher Koordinaten kann geschrieben werden:

$$\tau_{xy} = \eta(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$$
$$\tau_{yz} = \eta(\partial v/\partial z + \partial w/\partial y)$$
$$\tau_{xz} = \eta(\partial w/\partial x + \partial u/\partial z).$$

Diese Gleichungen werden auch als *Stokesscher Ansatz* bezeichnet. Es bedeuten x, y, z die kartesischen Koordinaten, u, v, w die Geschwindigkeitskomponenten in den Koordinatenrichtungen. Die Schubspannung erhält einen Doppelindex. Die erste Stelle kennzeichnet, zu welcher Achse das Flächenelement, an dem τ angreift, senkrecht steht; die zweite Stelle kennzeichnet, in welche Richtung die Schubspannung zeigt.

Der Newtonsche S. gilt sowohl für laminare Strömung als auch für turbulente Bewegungen, wenn diese in ihren Einzelheiten betrachtet werden, d. h., wenn der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c} = \vec{c}(x, y, z, t)$ im gesamten Strömungsfeld ermittelt wird. → Wirbel.

Newtonsches Abkühlungsgesetz, → Abkühlungsvorgänge.

Newtonsches Gravitationsgesetz, → Gravitationsgesetz.

Newtonsches Potential, → Potential.

Newtonsche Staubringe, → Interferenzerscheinungen 5).

Newtonsches Wechselwirkungsgesetz der Mechanik, → Newtonsche Axiome.

Newtonsekunde, N · s oder Ns, SI-Einheit des Impulses, der der Masse 1 kg eine Geschwindigkeit von 1 m/s erteilt. 1 N · s = 1 m · kg/s.

Newtonsekunde je Quadratmeter, N · s/m², SI-Einheit der dynamischen Viskosität, Eigenname Pascalsekunde (Pa · s). Die N. je Q. ist die dynamische Viskosität eines laminar strömenden, homogenen, isotropen Körpers, in dem zwischen zwei ebenen parallelen Schichten mit dem Geschwindigkeitsunterschied 1 m/s je 1 m Abstand in der Schichtfläche der Druck 1 N/m² = 1 Pa herrscht. 1 N · s/m² = 1 Pa · s = 1 kg/m · s.

Newton-Spiegelteleskop, → Spiegelteleskop.

nF, → Farad.

NF, → Frequenz.

N(h)-Profil, → Sondierung der Ionosphäre.

nichtabgeschlossenes System, → physikalische Systeme.

Nichtdiagrammlinien, → Röntgenspektrum.

nichtelastischer Querschnitt, totaler Wirkungsquerschnitt abzüglich des elastischen Wirkungsquerschnitts. Bei der Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen enthält der nichtelastische Q. alle Kernprozesse, die zur Änderung der Energie des Neutrons (→ unelastische Neutronenstreuung) im Schwerpunktsystem oder zum Verschwinden des Neutrons (→ Neutroneneinfang) führen, das sind hauptsächlich (n, n')-, (n, α)-, (n, p)-, (n, 2n)-, (n, γ)- und Spaltprozesse.

Der nichtelastische Q. wird meist nach der Transmissionsmethode in sphärischer Geometrie bestimmt. Dabei wird eine Neutronenquelle kugelförmig mit dem zu untersuchenden Material umschlossen und die durchgegangenen, *transmittierten*, Neutronen mit einem Neutronendetektor nachgewiesen.

nichteuklidischer Raum, → gekrümmter Raum.

nichtfokussierende Röntgenverfahren, → Pulvermethoden.

NICHT-Funktion, → logische Grundschaltungen.

Nichtgleichgewicht, Zustand eines thermodynamischen Systems bei zeitlicher Veränderung oder bei äußerem Eingriff. Demgegenüber stellt sich das → Gleichgewicht in einem abgeschlossenen System ohne äußere Eingriffe nach einer gewissen Zeit, der Relaxationszeit, ein. Prozesse, die Nichtgleichgewichtszustände durchlaufen, sind irreversibel und Gegenstand der Thermodynamik irreversibler Prozesse (→ Thermodynamik 5).

Nichtgleichgewichtsprozesse, → irreversible Prozesse.

Nichtgleichgewichtsschwankungen, Schwankungen physikalischer Größen in Nichtgleichgewichtsprozessen. Während die Thermodynamik irreversibler Prozesse Aussagen nur über die zeitlichen Mittelwerte physikalischer Größen im Nichtgleichgewicht, z. B. über den Wärmestrom beim Temperaturausgleich, macht, untersucht die moderne Theorie der N. auch Abweichungen von diesen Mittelwerten. Ausgangspunkt dieser Behandlung sind die *Master-Gleichungen*. Eine Master-Gleichung ist eine Bilanzgleichung für die zeitliche Änderung der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(A, t)$ einer physikalischen Größe A. Dabei gibt $f(A, t)$ an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmter Wert von A zum Zeitpunkt t gefunden werden kann. Die Master-Gleichungen können aus der Liouville-Gleichung abgeleitet werden und haben die Form

$$\frac{\partial}{\partial t} f(A, t) = \int \mathrm{d}A'[W(A|A')\, f(A', t) - W(A'|A) f(A, t)],$$

wobei $W(A|A')$ die Übergangs-

wahrscheinlichkeit im Gleichgewicht von einem Wert A' nach einem anderen Wert A der entsprechenden physikalischen Größe bedeutet. Indem man Mittelwert und höhere Schwankungsmomente der physikalischen Größe mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(A, t)$ ausdrückt, kann man Bilanzgleichungen für den Mittelwert und die Schwankungen unter Verwendung der Master-Gleichung gewinnen. Die so abgeleiteten Gleichungen für die Mittelwerte physikalischer Größen entsprechen den Gleichungen der Thermodynamik irreversibler Prozesse, berücksichtigen jedoch in Zusatzgliedern den Zusammenhang der Schwankungen mit dem Mittelwert. Außerdem können aus den Master-Gleichungen Bilanzgleichungen für die Schwankungen physikalischer Größen abgeleitet werden, über die die Thermodynamik irreversibler Prozesse keine Aussagen macht. Die Lösungen dieser Gleichungen geben an, wie durch äußere Störungen in einem System erzeugte Schwankungen abklingen und wie sich die Gleichgewichtsschwankungen einstellen.

Als phänomenologische Gleichung beschreibt die Master-Gleichung die Zeitabhängigkeit der Besetzungszahlen von quantenmechanischen Zuständen, zwischen denen Übergänge stattfinden. Sie lautet hierfür

$$\frac{\mathrm{d}N_i}{\mathrm{d}t} = \sum_{j \neq i} P_{ij} N_j - N_i \sum_{j \neq i} P_{ji}.$$

Dabei ist N die Besetzungszahl des Zustandes i und P_{ij} die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand j zum Zustand i je Zeiteinheit. Der erste Summand auf der rechten Seite der Master-Gleichung gibt die Zahl der Teilchen an, die in der Zeiteinheit in den Zustand i übergehen, der zweite Term erfaßt die Zahl der Teilchen, die infolge von Übergängen in der Zeiteinheit den Zustand i verlassen.

Die *Methode von Langevin* zur Untersuchung von N. geht von den phänomenologischen Gesetzen der Thermodynamik irreversibler Prozesse aus. In diesen Gleichungen wird eine stochastische Kraft hinzugefügt, die die Abweichungen von den stationären Lösungen der Gleichungen erzeugen soll und zu berechnen gestattet. Diese Methode ist besonders erfolgreich bei der Behandlung der Brownschen Bewegungen gewesen.

nichtholonome Bindung, → Bindung.

nichtholonome Geschwindigkeitsparameter, → Bindung.

nichtholonome Koordinaten, → Bindung.

nichtholonomes System, → mechanisches System.

nichtkommensurable Aussagen, → Aussagenkalkül der Quantentheorie.

nichtkonservative Kraftfelder, → Kraft.

nichtkonservatives System, → physikalische Systeme.

Nichtleiter, svw. Dielektrikum.

nichtlineare Feldtheorie, Theorie, in der die Feldgrößen nicht mehr Lösungen *linearer* Gleichungen sind, so daß das Superpositionsprinzip (→ Wellengleichung) keine Gültigkeit mehr hat.

In linearen Feldtheorien ist die Summe zweier Lösungen wieder eine Lösung und sollte demnach einer physikalisch möglichen Situation entsprechen. So müßte die Summe der Einzelfelder zweier ruhender Punktladungen, da die Maxwellschen Gleichungen linear sind, wieder einem möglichen physikalischen Zustand entsprechen. Tatsächlich können sich zwei Ladungen jedoch nicht in Ruhe befinden, sondern bewegen sich, weil sie sich anziehen bzw. abstoßen. Das wird in linearen Feldtheorien berücksichtigt, indem zusätzlich zu den Feldgleichungen Bewegungsgleichungen aufgestellt werden. Von einer einheitlichen Feldtheorie muß man jedoch verlangen, daß die Bewegungsgleichungen der Feldquellen ebenfalls aus ihr folgen. Im Rahmen von linearen Theorien ist das offensichtlich nicht möglich.

Da die Bewegung eines Körpers durch mindestens drei skalare Gleichungen zu beschreiben ist, und eine Feldtheorie, deren Feldgrößen einen Vektor bilden, nur eine Gleichung, den Erhaltungssatz für die Feldquellen zusätzlich liefert, muß eine Theorie, die auch die Bewegungsgleichungen liefern kann, eine n. F. für mindestens tensorielle Feldgrößen zweiter Stufe sein, Feldgleichungen ohne Quellen ausgenommen. Die Einsteinsche Gravitationstheorie ist der Prototyp einer solchen n.n F.; sie liefert auch automatisch das Bewegungsgesetz für Feldquellen (→ allgemeine Relativitätstheorie).

Da in einer n.n F. über die Nichtlinearität eine Rückwirkung der Feldgrößen auf sich selbst erfolgt, besteht die Hoffnung, daß nichtlineare Theorien in der Lage sind, z. B. den Zusammenhalt der elektrischen Ladung auf kleinstem Bereich zu erklären (→ einheitliche Feldtheorie). Nach A. Einstein müßte sich die korpuskulare Struktur der Materie aus einer nichtlinearen Theorie des allen physikalischen Erscheinungen zugrunde liegenden „materiellen Gesamtfeldes" in Form von singularitätsfreien Lösungen ergeben (→ Singularitätsproblem). Diese sollten kleine Bereiche starken Feldes enthalten und überall Lösungen der quellfreien Gleichungen sein. In den Bereichen starken Feldes würden die Potenzreihenentwicklungen nach kleinen Parametern, die im Bereich schwachen Feldes möglich sind, divergieren. Die Bereiche starken Feldes würden also vom Standpunkt der Näherungsmethoden für schwache Felder als Singularitäten und Quellen des schwachen Feldes erscheinen, ganz wie die korpuskulare Materie in den linearen Feldtheorien.

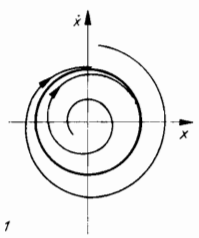
Von diesem Gesichtspunkt aus erscheint die Quantisierung linearer Feldtheorien zur Beschreibung diskreter Materie nur als Versuch, wesentlich nichtlineare Zusammenhänge mit Hilfe von statistischen Betrachtungen und linearen Methoden zu beschreiben (A. Einstein). Neben den n.n F.n im Anschluß an Einsteins Gravitationstheorie (→ einheitliche Feldtheorie) wurde auch in der Quantenfeldtheorie versucht, über nichtlineare Gleichungen zu einer eingeschränkten Anzahl von Lösungen zu kommen, die den Elementarteilchen mit ihren diskreten Massewerten entsprechen. Besonders ausgearbeitet ist die Heisenbergsche Theorie der Urmaterie.

Lit. A. Einstein: Grundzüge der Relativitätstheorie (Berlin 1969).

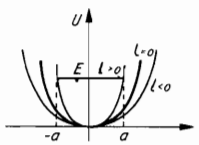
nichtlineare Filter, → Absorption.

nichtlineare Optik, das Teilgebiet der physikalischen Optik, das die Erscheinungen und Effekte

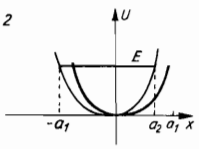
bei Einstrahlung hoher Intensitäten beschreibt. Nachweisbare Effekte der n.n O. treten bei der Bestrahlung gasförmiger, flüssiger und fester Medien mit intensiver elektromagnetischer Strahlung auf, deren Wellenlängen im nahen ultravioletten, sichtbaren und infraroten Spektralbereich liegen (→ Absorption). Im Gegensatz zur linearen Optik, deren Erscheinungen durch lineare Materialbeziehungen der Maxwellschen Gleichungen beschrieben werden können, sind für die n. O. auch nichtlineare Anteile in den Materialbeziehungen wesentlich. Die dielektrische Polarisation hängt somit nichtlinear von der Amplitude der sich im Medium ausbreitenden elektromagnetischen Welle ab (→ Brechung 2). Diese Nichtlinearitäten führen zu einer gegenseitigen Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen im Gegensatz zur linearen Optik, wo sich Lichtstrahlen gegenseitig wechselwirkungsfrei durchdringen. Das in der linearen Optik gültige Superpositionsprinzip, nach dem sich z. B. zwei elektromagnetische Wellen unterschiedlicher Frequenz unabhängig voneinander ausbreiten, ist in der n.n O. verletzt. Typische Effekte der n.n O. sind die Erzeugung von Harmonischen (→ Reflexion), Subharmonischen, Summen- und Differenzfrequenzen, induzierte Streuprozesse (z. B. Raman-Effekt), Mehrphotonenabsorption (in einem Elementarakt werden gleichzeitig mehrere Photonen absorbiert) und die Selbstfokussierung in einem Medium, dessen Brechungsindex von der Lichtintensität abhängt. Eine experimentelle Untersuchung dieser Erscheinungen verlangt eine Lichtstrahlungsquelle hoher Intensität, wie sie vor allem erst durch die Entwicklung der Laser mit ihrer hohen Kohärenz und spektralen Energiedichte geschaffen wurde.



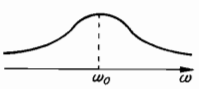
1



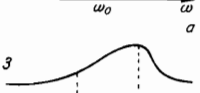
a



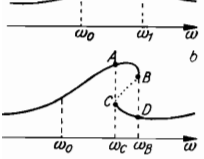
b



a



b



c

nichtlineare Schwingung

nichtlineare Schwingungen, Schwingungsvorgänge, deren theoretische Behandlung auf nichtlineare Differentialgleichungssysteme führt. Im Prinzip trifft dies für alle physikalischen Probleme zu, bei vielen kann man aber die von den nichtlinearen Gliedern herrührenden Beiträge vernachlässigen und in erster Näherung nur das linearisierte Problem behandeln (→ lineare mechanische Schwingungen). Bei vielen realen Vorgängen sind die Nichtlinearitäten jedoch wesentlich. Wegen des Fehlens einer mathematischen Theorie nichtlinearer Differentialgleichungen gibt es keine allgemeinen Verfahren zur vollständigen Lösung, sondern lediglich für spezielle, praktisch besonders wichtige Teilfragen der Existenz von Gleichgewichtszuständen sowie deren und der Schwingungen Stabilität. 1) Bei der indirekten Methode werden, im allgemeinen mittels Reihenentwicklung charakteristischer Größen, wie Amplituden, Frequenz und Abklingzeiten, recht genaue Informationen über einzelne Lösungen gewonnen. Sie ist besonders bei quasilinearen Systemen bzw. quasilinearen Schwingungen anwendbar, wo die Nichtlinearität mit einem Parameter verknüpft ist, der klein gegenüber den anderen charakteristischen Größen des Systems, also nur eine kleine Störung ist. Bei einem mechanischen System mit den Eigenfrequenzen ω_α treten dann in 2. Näherung (die 1. Näherung entspricht den linearen Schwingungen) harmonische Schwingungen, aber nur mit den Kombinationsfrequenzen $\omega_\alpha \pm \omega_\beta$, auf, also auch $2\omega_\alpha$ und 0 (d. i. eine konstante Verschiebung); die Amplituden dieser *Kombinationsschwingungen* sind den Produkten $A_\alpha A_\beta$ der Amplituden der Normalschwingungen proportional. In höheren Näherungen treten Kombinationsfrequenzen höherer Ordnung auf, z. B. $\omega_\alpha + \omega_\beta \pm \omega_\gamma$ usw.; die Lösung, d. h. die tatsächliche Schwingung, ergibt sich dann als Überlagerung dieser einzelnen Beiträge und ist wesentlich anharmonisch, d. h. eine komplizierte periodische Funktion. Dies trifft besonders bei Saitenschwingungen zu, wo neben der Grundschwingung mit der Frequenz ω_0 auch die Oberschwingung mit den Frequenzen $n\omega_0$ (n ganzzahlig) auftritt und sich überlagert; die Art der Überlagerung bestimmt die Tonfarbe. *Summationston* $\omega_1 + \omega_2$ und *Differenzton* $\omega_1 - \omega_2$, d. s. → Kombinationstöne, lassen sich z. B. bei gleichzeitigem starkem Erregen zweier geeignet dimensionierter Stimmgabeln hören, wenn bei der dann sehr großen Amplitude das lineare Kraftgesetz ungültig ist.

2) Bei der direkten Methode, die auf Ljapunow und Poincaré zurückgeht, werden allgemeine Aussagen über die Lösungsmannigfaltigkeit der Differentialgleichungen, vor allem über die Existenz von Gleichgewichtszuständen und stationären Schwingungen, gewonnen. In einigen Fällen konnte eine gewisse Selbststabilisierung des Systems nachgewiesen werden. So tritt z. B. beim van-der-Pol-Oszillator, der der Differentialgleichung $\ddot{x} - \varepsilon(1 - x^2)\dot{x} + x = 0$ mit $\varepsilon > 0$ genügt und bestimmte elektrische Schwingkreise beschreibt, in der $(\dot{x}, x)$-Ebene, der Phasenebene, ein stabiler Grenzzykel auf, auf den sich alle Phasenbahnen spiralig zusammenziehen (Abb. 1), so daß das System von selbst in eine Schwingung gerät (*Selbststeuerung* oder *Selbsterregung*). Ist ε klein, sind die Schwingungen fast harmonisch, andernfalls gehen sie in Kippschwingungen der Periode $T \approx \varepsilon\left(\frac{3}{A} - \ln 2\right)$ mit der Amplitude $A \approx 2$ über.

Im allgemeinen bezeichnet man ein System als quasiharmonisch und entsprechend seine Schwingungen als *quasiharmonische Schwingungen*, wenn das System einer Differentialgleichung $\ddot{x} + \omega_0^2 x = \varepsilon f(x, \dot{x}, t)$ genügt, wobei ε eine kleine positive Konstante ist, so daß die Bewegung nur wenig von der eines harmonischen Oszillators abweicht; trotzdem treten qualitative Besonderheiten auf. Da das lineare Kraftgesetz nur bei kleinen Amplituden gilt, muß bei größeren Amplituden der Kraftansatz abgeändert werden. Die einfachsten Möglichkeiten sind $F = -kx - lx^3$ und $F = -kx - lx^2$, wobei $k/m = \omega_0^2$ und $l/m = \varepsilon$ ist. Im ersten Fall erhält man ein symmetrisches Potential $U = \frac{k}{2}x^2 + \frac{l}{4}x^4$, weshalb man auch von *symmetrischer Schwingung* spricht (Abb. 2a); im zweiten Fall erhält man ein unsymmetrisches Potential $U = \frac{k}{2}x^2 + \frac{l}{3}x^3$ und dementsprechend eine *unsymmetrische Schwingung*, d. h., bei vorgegebener Energie E ist die Elongation nach einer Seite weiter als nach der anderen (Abb. 2b). Liegt das Potential der n.n S. inner-

halb des Potentials für die lineare Schwingung, spricht man von einem *harten* oder *überlinearen System* ($l > 0$, Abb. 2a), andernfalls von einem *weichen* oder *unterlinearen System* ($l < 0$, Abb. 2a); für die meisten Systeme trifft je nach der Auslenkung sowohl das eine als auch das andere zu (Abb. 2b).

Nichtlineare Systeme zeigen bei erzwungener Schwingung insbesondere in der Nähe der Resonanz Besonderheiten, die lineare Systeme nicht aufweisen. Ist die Erregung nur schwach, so ist die Resonanzkurve nur wenig verändert (Abb. 3a); bei stärkerer Erregung verschiebt sich das Maximum der Amplitude zu höheren Werten $\omega_1 > \omega_0$ (Abb. 3b), um dann von einer kritischen Stärke an zu einem Verlauf mit drei möglichen Schwingungsweiten innerhalb eines bestimmten Frequenzbereiches zu kommen (Abb. 3c). Schwingungen im Bereich *BC* sind instabil, d. h., bei dem kleinsten äußeren Anstoß wird der in *AB* oder *CD* liegende Schwingungstyp sprunghaft angenommen. Beim Anwachsen der Frequenz ω der Erregung werden zunächst die Amplituden im Bereich *AB* realisiert; wächst die Frequenz über ω_B, so reißt die Amplitude plötzlich ab, und die Resonanzkurve wird von *D* aufwärts durchlaufen, während bei anschließender Verminderung der Frequenz das System bis zum Punkt *C* gelangt und dann nach *A* springt.

Es führen aber nicht nur Erregungen mit Frequenzen in der Nähe der Eigenfrequenzen des nichtlinearen Systems zur Resonanz, sondern auch Erregungen mit Frequenzen $\omega = n\omega_0/m$ (n, m ganzzahlig). Ist $\omega = \omega_0/m$, so spricht man von *subharmonischer Resonanz* der Ordnung m, bei $\omega = n\omega_0$ von *ultraharmonischer Resonanz* der Ordnung n und im allgemeinen Fall $\omega = n\omega_0/m$ (n, m teilerfremd) von subharmonischer Resonanz der Ordnung n/m. Im allgemeinen sind die Amplituden subharmonischer Resonanz kleiner und nur für kleine Werte von n und m wesentlich.

nichtlineares System, → physikalische Systeme.

nichtlokales Potential, → Potential.

nichtlokale Wechselwirkung, → Wechselwirkung.

nichtlokalisierte Bindung, Bindung in einem Molekül, dessen Struktur nicht durch eine einzige Valenzstrichformel dargestellt werden kann, sondern durch Überlagerung von zwei oder mehreren → Grenzstrukturen beschrieben werden muß. Moleküle mit wesentlich n.n B.en werden auch als *mesomer* bezeichnet. Gegensatz: → lokalisierte Bindung.

nichtreziproke Bauelemente, im Bereich hoher Frequenzen (ab etwa 100 MHz) verwendete Bauelemente, deren Übertragungseigenschaften im Gegensatz zu denen der *reziproken Bauelemente* nicht für jede Ausbreitungsrichtung gleich sind. N. B. können sowohl als koaxiale Leitungsbauelemente als auch als Hohlleiterbauelemente ausgeführt werden.

Für die Ausbreitungskonstante g_{ik} eines Vierpols mit dem Dämpfungsmaß a_{ik} und dem Phasenmaß b_{ik} gilt $g_{12} = a_{12} + jb_{12} = g_{21} = a_{21} + jb_{21}$, wenn dieser reziprok ist; gilt dagegen $g_{12} = a_{12} + jb_{12} \neq g_{21} = a_{21} + jb_{21}$, so ist der Vierpol nichtreziprok. Es kann dann sowohl $a_{12} \neq a_{21}$ und/oder $b_{12} \neq b_{21}$ sein. Der Index 12 bedeutet dabei, daß die elektromagnetische Welle bei 1 eintritt und bei 2 austritt; entsprechend gilt für 21, daß die elektromagnetische Welle bei 2 eintritt und bei 1 austritt.

Durch das Einbringen von gyromagnetischen Werkstoffen (Ferrite, Granate), deren Anwendung auf der ferromagnetischen Resonanz beruht, in einen Hohlleiter oder in eine koaxiale Leitung kann man je nach dem verwendeten Werkstoff, nach dessen Anordnung und Form im Leiter sowie nach der Stärke des magnetischen Feldes Bauelemente mit reziproken und nichtreziproken Übertragungseigenschaften herstellen. In allen Fällen nutzt man die Tatsache aus, daß Ferrite für eine in einer bestimmten Richtung sich ausbreitende zirkular polarisierte Welle in der Nähe der ferromagnetischen Resonanz eine zusätzliche Dämpfung bzw. eine zusätzliche Phasenverschiebung aufweisen. Für die in der entgegengesetzten Richtung sich ausbreitende zirkular polarisierte Welle ist das nicht der Fall. In reziproken Bauelementen werden gyromagnetische Werkstoffe in Phasenschiebern und Dämpfungsgliedern mit fester oder variabler Phasenverschiebung bzw. Dämpfung, in Oberwellenfiltern, Einseitenbandmodulatoren sowie Mischern und Frequenzverdopplern verwendet. Die auf einer Dämpfungsänderung beruhenden Mikrowellenschalter weisen dabei Schaltzeiten von weniger als 10^{-7} s auf.

Die wichtigsten n.n B. sind Richtungsleitungen, Richtungsgabeln (Zirkulatoren) und Richtungsphasenschieber.

1) *Richtungsleitungen* oder *Isolatoren* haben die Eigenschaft, eine elektromagnetische Welle in einer (vorher festgelegten) Richtung sehr wenig (in der Regel weniger als 1 dB) zu dämpfen, während die Welle in der entgegengesetzten Richtung sehr stark gedämpft wird (normalerweise mehr als 20 bis 30 dB). Richtungsleitungen können auf dem Prinzip der Faraday-Drehung, der gyromagnetischen Resonanzabsorption und der nichtreziproken Feldverzerrung oder Feldverdrängung basieren.

2) *Richtungsgabeln* oder *Zirkulatoren* können drei oder vier Arme besitzen; die dreiarmigen werden auch als *Y-Zirkulatoren* bezeichnet. Richtungsgabeln haben die Eigenschaft, daß eine eingespeiste Welle nur in einem bestimmten Umlaufsinn weitergeleitet wird und nach jeweils 90° bzw. 120° ausgekoppelt werden kann. In der angegebenen Richtung wird die Welle dabei sehr schwach gedämpft (etwa 0,5 dB), während sie in der entgegengesetzten Richtung sehr stark gedämpft wird (etwa 30 bis 40 dB). Richtungsgabeln können nach dem Prinzip der Faraday-Drehung, der nichtreziproken Phasenverschiebung in Verbindung mit Brückenschaltungen (Gyrator) oder der nichtreziproken Feldverzerrung (Y-Zirkulator) gebaut werden.

Die Bandbreite von Richtungsleitungen und Richtungsgabeln liegt normalerweise in der Größenordnung von 10^2 bis 10^3 MHz.

3) *Richtungsphasenschieber* oder *nichtreziproke Phasenschieber* besitzen die Eigenschaft, die Phase einer in der einen Richtung hindurchlaufenden Welle um einen bestimmten Betrag zu verschieben, während die Phase der in der entgegengesetzten Richtung hindurchlaufenden Welle eine Verschiebung um den gleichen Be-

trag in der entgegengesetzten Richtung erfährt. Die Anwendung erfolgt z. B. im Gyrator.

nichtschwarzer Körper, → schwarzer Körper.

nichtstatische Prozesse, → irreversible Prozesse.

nichtumkehrbare Prozesse, → irreversible Prozesse.

Nichtunterscheidbarkeit von Mikroteilchen, → identische Teilchen.

Nicol, → Polarisationsprisma.

Nicolsches Prisma, → Polarisationsprisma.

Niederdruckentladung, elektrische Gasentladung bei niedrigen Drücken, die gewöhnlich als → Glimmentladung, seltener als → Bogenentladung brennt.

Niederdrucklampe, → Gasentladungslichtquelle.

niederenergetisches Theorem, → Stromalgebra.

Niederfrequenz, → Frequenz.

Niederschlagsbildung, das Zustandekommen der mittelbaren Kondensation in der Atmosphäre (→ Hydrometeore). Sie hat die unmittelbare Kondensation in der freien Atmosphäre zur Voraussetzung (Wasserwolken, Eiswolken). Der Anfangszustand der Wolkentropfenbildung ist die thermodynamische Aktivierung der → Kondensationskerne in leicht übersättigter Umgebung. Als Folge der Aktivierung wächst der so entstandene „Tröpfchenkeim" durch Diffusion von Wassermolekülen allmählich zu einem Tropfen. Der Einfluß der Kondensationskerne auf die Anzahl und Größe der Wolkentröpfchen beschränkt sich auf die untersten hundert Meter oberhalb der Wolkenbasis. Der weitere Wachstumsprozeß der Wolkentröpfchen besteht darin, daß größere Tröpfchen kleinere einholen, mit ihnen zusammenstoßen und sich mit ihnen vereinigen. Dieser Vorgang wird als *Koaleszenz* bezeichnet. Die Rolle der Koaleszenz bei der Auslösung von Regen variiert beträchtlich zwischen Wolken verschiedenen Typs, die in verschiedenen Gebieten und Jahreszeiten auftreten. Viele Details der Eiskristallbildung sind erst in jüngster Zeit aufgedeckt worden. Man unterscheidet zwischen primären und sekundären Quellen der atmosphärischen Eispartikeln. Primäre Quellen sind Kerne aus silikathaltigen Materialien der Erde mit einem Durchmesser von 0,1 bis 3 μm (primäre Eiskerne). Die Möglichkeit eines extraterrestrischen Ursprungs für einige der primären Eiskerne ist nicht ausgeschlossen. Allerdings zeigen die Messungen, daß primäre Eiskerne in der Regel zu selten sind für eine wirksame N. und für die Erklärung der in natürlichen Wolken beobachteten Eiskristall-Konzentration. Als sekundäre Quellen werden der Einfluß höher gelegener Wolken und das Zersplittern gefrorener Tropfen diskutiert. Der Splitterprozeß wird zurückgeführt auf das mechanische Zerbrechen eines äußeren Eisgürtels unter dem Druck des inwendigen Gefrierens. Auch konnte nachgewiesen werden, daß in einer Wolke einige anfängliche Eispartikeln mit unterkühlten Tropfen zusammenstoßen. Diese gefrieren und erzeugen verschiedene Splitter, wodurch eine Kettenreaktion in Gang gesetzt wird, die eine unterkühlte Wolke vollständig in eine Eiswolke umwandeln kann. Andererseits kann auch ein bereits gefrorener Tropfen (→ Gefrierkerne) beim Zusammenstoß mit einem Eiskristall diesen zertrümmern. Im Anschluß an die primäre und sekundäre Eiskernbildung entwickelt sich die weitere Wachstumsform allein als Funktion der Temperatur, während die Größe der Kristallentwicklung durch den Grad der Dampfsättigung kontrolliert wird. Die Kristallanhäufung zu Schneeflocken und das Auskehren unterkühlter Wolkentropfen durch Eispartikeln sind weitere Prozesse, die über die Bildung von Reifgraupeln, Frostgraupeln zum Hagelniederschlag führen. Beim Auskehren handelt es sich um den Wachstumsprozeß von Eispartikeln durch Reifansatz, bei dem Eispartikel unterkühlte Wolkentropfen „auskehren" (einfangen), die bei der Berührung alle oder teilweise gefrieren. Fallen die genannten Hydrometeore in fester Form jedoch durch wärmere Schichten in der Atmosphäre und verweilen sie in ihnen so lange, daß sie auftauen, so fällt am Boden Regen.

Niederschlagsmesser, *Regenmesser*, Gerät zur Bestimmung der Niederschlagshöhe. Der N. besteht aus einem zylindrischen Gefäß mit einem Auffangtrichter. Die in ihm gesammelte Niederschlagsmenge wird durch Umfüllen in ein Meßglas bestimmt, das meist in mm Niederschlagshöhe geeicht ist. 1 mm Niederschlagshöhe = 1 *l* Niederschlag auf 1 m^2.

Zur selbsttätigen Aufzeichnung von Höhe und zeitlichem Ablauf (Intensität) dienen Niederschlagsschreiber (*Pluviographen*). Bei Schneefall wird der im N. befindliche Schnee geschmolzen und danach die Niederschlagshöhe bestimmt.

Niederspannung, die → Spannung einer Spannungsquelle bzw. eines Energieversorgungsnetzes zwischen Kleinspannung (bis 42 V) und Mittelspannung (oberhalb 500 V). Zur N. gehören die üblichen Betriebsspannungen 110 V, 220 V und 440 V bei Gleichstrom, 110 V und 220 V bei Wechselspannung und 380 V und 500 V im verketteten Drehstromnetz.

Niedervoltbogen, elektrische Bogenentladung, die auf Grund einer zusätzlichen Fremdionisation (→ Dunkelentladung) einen vergleichsweise geringen Brennspannungsbedarf aufweist.

Nigglische Matrixdarstellung, die Charakterisierung einer Zelle eines Translationsgitters (→ Elementarzelle) durch die sechs skalaren Größen $S_{11} = a^2$, $S_{22} = b^2$, $S_{33} = c^2$, $S_{23} = bc\cos\alpha$, $S_{31} = ca\cos\beta$, $S_{12} = ab\cos\gamma$. Hierbei sind a, b, c, α, β und γ die zur Darstellung des Gitters verwendeten Gitterkonstanten (→ Elementarzelle). Die Matrix

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 \\ 0 & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & 0 & S_{33} \end{pmatrix}$$

ist die Nigglische Matrix. Die N. M. ist besonders zweckmäßig zur Durchführung von Achsentransformationen und zur Charakterisierung der verschiedenen Typen von reduzierten Zellen (Definition nach Buerger).

Nimbostratus, → Wolken.

Nit, nt, alte Einheit der Leuchtdichte, ersetzt durch → Candela/Quadratmeter. 1 nt = 10^{-4} sb = 1 cd/m^2. → Tabelle 1, Leuchtdichte.

Niton, frühere Bezeichnung für → Radon.

Niveau, in der Kernphysik svw. Kernniveau.

Niveaufläche, → Potential, → Äquipotentialfläche, → Skalarfeld.

Niveauschema, → Energieniveau.

NK, Neue Kerze → Candela.

n-Körperproblem, *Mehrkörperproblem*, Problem der Bewegung eines Systems von n miteinander wechselwirkenden, als Massepunkte idealisierten Körpern oder Teilchen. Beim n-K. der klassischen Mechanik, d. h. der Bewegung von n Massepunkten unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen, sich aus dem Newtonschen Gravitationsgesetz ergebenden Massenanziehung, handelt es sich um die Lösung von $3n$ gewöhnlichen Differentialgleichungen 2. Ordnung; sie ist für $n > 2$ nur in sehr seltenen Spezialfällen, die für das → Dreikörperproblem weitgehend bekannt sind, exakt möglich. In den übrigen Fällen ist man auf geeignete Näherungsverfahren angewiesen, z. B. um in der → Himmelsmechanik den Einfluß der Bewegung der Himmelskörper des Sonnensystems untereinander oder auf die Bewegung eines Satelliten zu bestimmen.

Streng genommen handelt es sich bei allen realen Bewegungsproblemen um n-K.e, wobei n sogar eine sehr große Zahl ist und die Art der Körper recht verschieden sein kann. In vielen Fällen finden sich jedoch solche Teilsysteme, die man als abgeschlossen, d. h. vom Rest des Systems als unabhängig betrachten kann; jedoch läßt sich eine solche Isolierung nur selten bis zu den exakt lösbaren → Zweikörperproblemen vortreiben. Besonders schwierig liegen die Verhältnisse, wenn n weder besonders klein noch besonders groß ist, denn dann ist weder die Störungsrechnung noch die Anwendung statistischer Methoden erfolgreich. Dies trifft insbesondere beim quantenmechanischen n-K. bei der äußerst schwierigen Behandlung von Atomen mittlerer Ordnungszahlen zu. Analog verhält es sich mit Problemen der Molekül- und Festkörperphysik.

Nl, → Normliter.

n-Leitung, der Ladungstransport, der vorwiegend durch Elektronen getragen wird. Sind die Ladungsträger überwiegend Defektelektronen oder → Löcher, so bezeichnet man das als *p-Leitung*. Im Halbleiter ist die n- bzw. p-Leitung durch → Störstellen in Form von Donatoren bzw. Akzeptoren bedingt.

N · m oder **Nm,** → Newtonmeter.

Nm^3, → Normkubikmeter.

n mile, Tabelle 2, Länge.

nmr oder **NMR,** → magnetische Kernresonanz.

No, → Nobelium.

Nobelium, No, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 102, ein Transuran. Es sind sieben Isotope mit den Massezahlen 251 bis 257 bekannt, die Halbwertszeiten konnten noch nicht genau festgestellt werden. Sie betragen einige Sekunden. ^{254}No ist ein α-Strahler. Über die erstmalige Herstellung des N.s herrscht Unklarheit. 1957 veröffentlichten Fields u. a. vom Nobel-Institut für Physik zu Stockholm die Entdeckung der Isotope ^{251}No und ^{252}No durch die Kernreaktion ^{244}Cm + ^{13}C. 1958 stellten Ghiorso, Sikkeland, Walton und Seaborg ^{254}No mittels der Reaktion ^{246}Cm (^{12}C,4n) ^{254}No her.

Noethersches Theorem, in der Feldtheorie der von Emmy Noether (1918) bewiesene mathematische Satz, daß die Invarianz (bis auf eine Divergenz) des n-dimensionalen Wirkungsintegrals $J = \int \mathscr{L}(x)\, \mathrm{d}^n x$ gegenüber einer r-parametrigen stetigen Transformationsgruppe G_r (→ Liesche Gruppe) die Existenz von r lokalen Erhaltungssätzen zur Folge hat. Das Noethersche T. ist für die Physik von überaus großer Bedeutung, da es die Symmetrieeigenschaften eines physikalischen Systems, ausgedrückt durch G_r, mit den Erhaltungssätzen in Beziehung setzt. Sei $x = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, \vec{r})$ ein beliebiger Punkt des Raum-Zeit-Kontinuums, $\mathscr{L}(x) = \mathscr{L}[\psi_\alpha(x), \partial\psi_\alpha/\partial x^\mu, \ldots]$ die Lagrange-Dichte und G_r durch die infinitesimalen Transformationen der Koordinaten x^μ und Felder $\psi_\alpha(x)$ gemäß $x^\mu \to x^{\mu\prime} = x^\mu + \delta x^\mu$ und $\psi_\alpha(x) \to \psi_\alpha(x') = \psi_\alpha(x) + \delta\psi_\alpha(x)$ charakterisiert, wobei die infinitesimalen Variationen δx^μ und $\delta\psi_\alpha(x)$ linear von den r Parametern a_ϱ ($\varrho = 1, \ldots, r$) der Gruppe G_r abhängen, $\delta x^\mu = \sum_\varrho a_\varrho \delta^{(\varrho)} x^\mu$ bzw. $\delta\psi_\alpha(x) = \sum_\varrho a_\varrho \delta^{(\varrho)}\psi_\alpha(x)$, dann genügen die r Größen

$$j_\mu^{(\varrho)}(x) = \frac{\partial \mathscr{L}}{\partial(\partial\psi_\alpha/\partial x^\mu)} \cdot \delta^{(\varrho)}\psi_\alpha(x) + \mathscr{L}\delta^{(\varrho)} x^\mu$$

der Kontinuitätsgleichung $\sum_{\mu=0}^{3} \partial j_\mu^{(\varrho)}/\partial x^\mu = 0$, und die Integrale $Q^{(\varrho)}(t) = \int j_0^{(\varrho)}(x)\, \mathrm{d}^3\vec{r}$ sind zeitunabhängig: $Q^{(\varrho)}(t) = \text{konst.}$ Insbesondere folgt aus der Invarianz gegenüber den vier Translationen $x^{\mu\prime} = x^\mu + a^\mu$ die Existenz eines Tensors

$$\theta_{\mu\nu} = -\frac{\partial \mathscr{L}}{\partial\left(\frac{\partial\psi_\alpha}{\partial x^\mu}\right)} \cdot \frac{\partial\psi_\alpha}{\partial x^\nu} + \delta_{\mu\nu}\mathscr{L}$$

mit dem Kronecker-Symbol $\delta_{\mu\nu}$, dessen Divergenz verschwindet:

$$\sum_{\mu=0}^{3} \frac{\partial\theta_{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0$$

($\theta_{\mu\nu}$ ist der kanonische Energie-Impuls-Tensor und $\theta_{00}(x)$ die Energiedichte des Feldes); aus dem Noetherschen T. folgt so die Erhaltung von Energie und Impuls des als abgeschlossenes System aufgefaßten Feldes $\psi_\alpha(x)$. Analog folgen die Erhaltung des Drehimpulses und der Schwerpunktsatz aus der Drehinvarianz, die im vierdimensionalen Raum-Zeit-Kontinuum die gewöhnlichen räumlichen Drehungen und die eigentlichen Lorentz-Transformationen einschließt. Aus der Invarianz gegenüber Eichtransformationen, die nur die Felder abändern, d. h., $\delta x^\mu \equiv 0$, folgt die Ladungserhaltung.

Nollsche Flüssigkeit, auf eine abgeschwächte Form des Bestimmtheitsprinzips aufgebauter Flüssigkeitstyp. Hierbei wird nicht die gesamte kinematische Vorgeschichte betrachtet. Die Spannung in einem materiellen Punkt wird lediglich durch die Vorgeschichte des Verformungsgradienten in einer beliebig kleinen Umgebung des materiellen Punktes bestimmt. Zu den N. n F.en gehören auch die Rivlin-Ericksenschen Flüssigkeiten. Die N.n F.en sind aber noch allgemeiner, was sich bei einer Betrachtung nichtstationärer Fließbewegungen zeigt.

Nominaldefinition, → Definition.

nonevolutionary, → Diskontinuitäten.

Nonius, *Vernier*, eine zusätzliche Strichteilung an Längen- und Winkelmeßgeräten, die dazu dient, Bruchteile oder Zwischenwerte an einer gleichmäßig geteilten Hauptskale abzulesen, statt zu schätzen. Der N. ist parallel der Hauptskale verschiebbar angeordnet und hat eine Tei-

lung, die um $1/n$ (n: Nenner des N., z. B. $n = 10$, Zehntelnonius; $n = 25$, Fünfundzwanzigstelnonius) enger geteilt (vortragender N.) oder weiter geteilt ist (nachtragender N.) als die Hauptskale. In der Technik wird der vortragende N. bevorzugt, und zwar meist als Zehntelnonius. Dabei entsprechen 10 Skalenteile des N. 9 Skalenteilen der Hauptteilung. Demgemäß hat der N. bei Millimeterteilung der Hauptskale einen Teilstrichabstand von 0,9 mm. Zur Ablesung am vortragenden N. wird zunächst die Hauptskale abgelesen, z. B. 3,6 cm; dann wird festgestellt, welcher Teilstrich der Noniusteilung einem Teilstrich der Hauptskale gegenübersteht, und die Anzahl der Noniusteilstriche von der Nullmarke bis zu diesem Punkt gezählt, z. B. 4. Das Gesamtergebnis lautet dann im vorliegenden Beispiel 3,64 mm.

Der N. kann mit unbewaffnetem Auge auf etwa 20 μm abgelesen werden, er ist also nur für $^1/_{10}$- bis $^1/_{20}$-mm-Teilung brauchbar. Für kleinere Werte, z. B. Fünfzigstelnonius, müssen Ablesehilfen, z. B. Visiermikroskope, benutzt werden. Nonien werden vornehmlich an Meßschiebern und zur Ablesung von Kreisskalen verwendet, z. B. Teilkreisen an Theodoliten.

Norburysche Regel, besagt, daß der elektrische Widerstandsbeitrag je Atom einer substitutionellen Verunreinigung mit dem Quadrat des Spaltenabstandes zwischen Wirtsmetall und Legierungsmetall im Kristall anwächst.

Nordabweichung, → Fall.

Nordlicht, → Polarlicht.

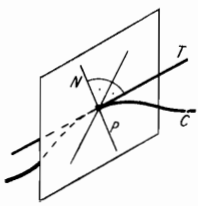
Nordlichtoval, → Polarlicht.

Norm, → Hilbert-Raum.

Normal, → Etalon.

Normalanisotropie von Blechen, → R-Faktor.

Normalatmosphäre, 1) svw. Atmosphäre 1).



Normale

2) *Standardatmosphäre*, Atmosphärenmodell auf der Grundlage realistischer Annahmen über die vertikale Verteilung von Temperatur und Luftfeuchte und der daraus folgenden Verteilung des Luftdruckes sowie weiterer Parameter mit der Höhe. Beispiele sind die N.n der internationalen Luftfahrtorganisation ICAO, die Standardatmosphäre GOST 4401-64 der UdSSR und die US-Standardatmosphäre.

Normalbedingungen. Bisher wurde zwischen technischen und physikalischen N. unterschieden, die bei der Prüfung und Anwendung von Meßgeräten gelten. Unter *technischen N.* wird eine Temperatur (*Normaltemperatur*) von 20 °C ± 1 K, ein Luftdruck (*Normaldruck*) von 101 325 N/m² oder 760 Torr bzw. ein Luftdruck von $9{,}80665 \cdot 10^4$ N/m² oder 1 kp/cm² verstanden. Die *physikalischen N.* bezogen sich bisher auf die Temperatur 0 °C und 101 325 N/m², was wahrscheinlich eng mit der früheren Meterdefinition zusammenhing. Inzwischen gilt für alle Prüfungen die Temperatur von 20 °C und 101 325 N/m² als Normalbedingung, so daß die Unterscheidung der N. kaum noch Bedeutung hat. In Spezialgebieten wird aus meßtechnischen Gründen außerdem des öfteren von diesen N. abgewichen.

Ein *Normalzustand* oder *Normzustand* liegt vor, wenn für ein System die Normalbedingungen erfüllt sind.

Normalbelastungsmaschine, Kraftnormal höchster Genauigkeit (Etalon) zur statischen Messung von Kräften. N.n werden nach dem Prinzip der hydrostatischen Druckwaage oder der zweiarmigen Hebelwaage gebaut. Die Belastung erfolgt mittelbar oder unmittelbar mit Massen in Form von Scheiben, die sehr genau auf die örtliche Schwerebeschleunigung abgeglichen sind. Sie werden bei der Messung auf einem dazu bestimmten Geräteteil elektromechanisch nahezu stoßfrei auf- und abgesetzt. Die gesamten Belastungseinrichtungen (fahrbarer Kran, hydraulische Pumpenanlagen, elektrische Schaltschränke) sind üblicherweise im Kellergeschoß eines Gebäudes untergebracht. Der Hauptteil der N. befindet sich dann im Erdgeschoß des gleichen Gebäudes in einer klimatisierten Halle.

Die Meßbereiche der N.n betragen: bei einer 10-Mp-Normalbelastungsmaschine bei mittelbarer Massewirkung über Hebel (1 : 50) 100 kp bis 10 Mp, Fehler der erzeugten Kräfte $< 0{,}1\,^0/_{00}$; bei einer 100-Mp-Normalbelastungsmaschine bei unmittelbarer Massewirkung 500 kp bis 5 Mp, Fehler $\leqq 0{,}02\,^0/_{00}$, bei mittelbarer Massewirkung über Hebel (1 : 20) 1 Mp bis 100 Mp, Fehler $< 0{,}1\,^0/_{00}$; bei einer 1-Gp-Normalbelastungsmaschine bei mittelbarer Massewirkung über eine hydraulische Druckwaage 2 Mp bis 200 Mp und 10 Mp bis 1 Gp, Fehler $0{,}1\,^0/_{00}$.

N.n dienen zur Beglaubigung von Kraftnormalen 1. Ordnung. Sie befinden sich bei den metrologischen Staatsämtern, in der DDR beim DAMW.

Normalbeschleunigung, → Beschleunigung.

Normaldampf, gesättigter Wasserdampf von 100 °C bei 760 Torr.

Normaldruck, → Normalbedingungen.

Normale, die auf der Tangente T bzw. der Tangentialebene TE im Punkte P einer Kurve C bzw. Fläche A senkrecht stehende Gerade. Im dreidimensionalen euklidischen Raum hat jede Kurve unendlich viele N.n. Sie liegen alle in der zu T senkrechten Ebene (Abb.). Zwei dieser N.n sind linear unabhängig; man wählt dafür die *Hauptnormale*, die in der Schmiegungsebene liegt, und die dazu senkrechte *Binormale*. Die Hauptnormale weist zum Krümmungsmittelpunkt der Kurve C im Punkte P. In höherdimensionalen Räumen gibt es entsprechend mehr unabhängige N.n.

normale Kopplung, svw. Russell-Saunders-Kopplung, → Vektormodell der Atomhülle.

Normalelement, *Weston-Normalelement*, ein 1908 durch die Internationale Elektrotechnische Kommission anerkanntes Spannungsnormal. Das N. besitzt ein H-förmiges Glasgehäuse. Als Zuleitungen werden Platindrähte verwendet, die in die unteren Enden des Gehäuses eingeschmolzen sind. Als positiver Pol dient reines Quecksilber, als negativer Pol ein aus einer flüssigen und einer festen Phase bestehendes Amalgam, das 10 bis 13 % Kadmium enthält. Der positive Pol ist mit einer Schicht aus einem Gemisch von Quecksilber(I)-sulfat und Kadmiumsulfathydratkristallen bedeckt, die als Depolarisator wirkt. Der negative Pol befindet sich unter einer Schicht von Kadmiumsulfathydratkristallen. Als Elektrolyt dient eine alkalifreie gesättigte Kadmiumsulfatlösung. Voraussetzung für einwandfreies Arbeiten ist höchste Reinheit der Materialien.

Bei 20 °C beträgt die Spannung des N.s bei stromlosem Zustand 1,018 65 V. Ihr Temperaturbeiwert beträgt $-4 \cdot 10^{-5}$ V/°C; bei zunehmender Temperatur wird die Spannung kleiner. Die Strombelastung darf 0,1 mA nicht überschreiten. Für Präzisionsmessungen werden die N.e in Thermostaten untergebracht. (→ Elemente 2.)

normale Termordnung, → Atomspektren.

Normalfeld, in der Geophysik Bezeichnung für die von → Störkörpern bestimmter Dimensionen bzw. von → Anomalien bestimmter Größe befreiten Meßwerte der örtlichen Verteilung eines geophysikalischen Feldes, z. B. der → Schwerkraft oder des Hauptfeldes (→ Erdmagnetismus).

Normalfrequenz, → lineare mechanische Schwingungen.

Normalinduktivität, eine Spule mit hoher Genauigkeit des Induktivitätswertes, die als Element von Meß- und Eichschaltungen verwendet wird. Sie ist meist in Form eines Toroids aus Hochfrequenzlitze auf einen mechanisch stabilen keramischen Körper mit geringen dielektrischen Verlusten gewickelt (→ Induktivitätsnormal).

Normalität, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration.

Normalkomplexe, → Komplexverbindungen.

Normalkondensator, → Meßkondensator.

Normalkoordinaten, zur mathematischen Beschreibung harmonischer Eigenschwingungen geeignete Koordinaten für ein System, in dem die rücktreibenden Kräfte der schwingungsfähigen Elemente des Systems linear von den Auslenkungen aller Elemente aus den Gleichgewichtslagen abhängen (→ lineare mechanische Schwingungen). Die potentielle Energie dieses Systems ist eine quadratische Form in den Auslenkungen, aus der durch Hauptachsentransformation die N. des Systems gewonnen werden können; dabei wird zugleich das hochgradig verkoppelte Gleichungssystem in den Auslenkungen durch Lösung des zugehörigen Eigenwertproblems entkoppelt. Bei jeder den N. entsprechenden *Normalschwingungen* schwingen alle Elemente des Systems mit einer Frequenz und jeweils zwei Elemente mit konstantem Amplitudenverhältnis und konstanter Phasendifferenz.

Es existieren so viel Normalschwingungen, wie es innere Bewegungsfreiheitsgrade des Systems gibt. Ein schwingungsfähiges Kontinuum hat unendlich viele Normalschwingungen. In Systemen mit N Elementen (Kristallgitteratomen, Atomen in einem Molekül) können $3N - f$ Normalschwingungen angeregt sein, wobei der Faktor 3 infolge der Schwingungsmöglichkeiten in den drei Raumrichtungen auftritt und f die Anzahl der Translations- und Rotationsfreiheitsgrade des Systems als Ganzes angibt. Für drei- und mehratomige Moleküle ist $f = 6$, für zweiatomige Moleküle $f = 5$, bei makroskopischen Kristallen kann $f = 6$ gegenüber $3N$ vernachlässigt werden.

Alle N. sind unabhängig voneinander. Durch spezielle Wahl der Anfangsbedingungen kann nur eine der Normalschwingungen angeregt werden. Bei beliebigen Anfangsbedingungen, aus denen sich die Amplituden und Anfangsphasen bestimmen, werden im allgemeinen gleichzeitig alle Normalschwingungen (mit unterschiedlicher Intensität) angeregt, diese überlagern sich. Daher stellt jede Schwingung eines Systems mit harmonischem Potential eine Überlagerung von Normalschwingungen dar; andererseits sind an jeder Normalschwingung im allgemeinen alle Elemente des Systems beteiligt. Die Bewegungsgleichungen der Normalschwingungen sind die unabhängiger harmonischer Oszillatoren.

N. des Kristallgitters. Die Auslenkung $\vec{u}\begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix}$ des $\varkappa$-ten Atoms in der l-ten Elementarzelle läßt sich nach den Eigenvektoren der Gitterschwingungen $\vec{e}(\varkappa|\vec{q}_j)$, d. s. Polarisationsvektoren, entwickeln, wobei $\vec{q}$ den Wellenzahlvektor und j den Zweigindex bedeutet:

$$\vec{u}_\alpha \begin{pmatrix} l \\ \varkappa \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{N M_\varkappa}} \sum_{qj} \vec{e} \begin{pmatrix} \varkappa | \vec{q} \\ j \end{pmatrix} Q \begin{pmatrix} \vec{q} \\ j \end{pmatrix} e^{i \vec{q} \vec{x}(l)}. \tag{1}$$

Hierbei gibt der Vektor $\vec{x}(l)$ die Gleichgewichtslage und $M_\varkappa$ die Masse des entsprechenden Atomes an. Die komplexen Koordinaten $Q(\vec{q}_j) = Q^*(-\vec{q}_j)$ erfüllen in harmonischer Näherung die Beziehungen $\frac{\partial^2 Q(\vec{q}_j)}{\partial t^2} + \omega_j^2(\vec{q})\, Q(\vec{q}_j) = 0$. Hierbei bedeuten $\omega_j(\vec{q})$ die Frequenzen der Normalschwingungen und t die Zeit. Diese komplexen N. sind Lösungen der Gleichungen harmonischer Oszillatoren und können entweder dargestellt werden durch reelle Koordinaten $q_1(\vec{q}_j)$ und $q_2(\vec{q}_j)$ mittels

$$Q(\vec{q}_j) = \frac{1}{\sqrt{2}} [q_1(\vec{q}_j) + i\, q_2(\vec{q}_j)]$$

oder durch die ebenfalls reellen Koordinaten $q(\vec{q}_j)$ mittels

$$Q(\vec{q}_j) = \frac{1}{2} \left[q(\vec{q}_j) - \frac{1}{\omega_j(\vec{q})} \frac{\partial q(\vec{q}_j)}{\partial t} \right].$$

In der quantenmechanischen Beschreibung lassen sich die N. durch die Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren für Phononen b_{qj}^+ bzw. b_{qj} ausdrücken:

$$\hat{Q}(\vec{q}_j) = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_j(\vec{q})}} (b_{-qj}^+ + b_{qj}).$$

Diese genügen den Vertauschungsregeln:

$[b_{qj}, b_{q'j'}^+] = \delta_{qq'} \delta_{jj'}$ und

$[b_{qj}, b_{q'j'}] = [b_{qj}^+, b_{q'j'}^+] = 0$.

In der harmonischen Näherung der Gitterschwingungen können den N. Eigenschaften von Quasiteilchen, den → Phononen, zugeordnet werden.

Normalkraft, → Kraft.

Normalkraftbeiwert, → Profilbeiwerte.

normalleitender Zustand, Zustand, in dem im Gegensatz zum → supraleitenden Zustand oder zum widerstandsbehafteten supraleitenden Zustand keine supraleitenden Ladungsträger vorhanden sind.

Normalleiter, ein metallischer Leiter, der im Gegensatz zu einem → Supraleiter die Eigenschaft der → Supraleitfähigkeit nicht aufweist. Man gebraucht die Bezeichnung „N." nur, wenn man den Gegensatz zu einem Supraleiter ausdrücken möchte.

Normalleitfähigkeit, die Elektronenleitung in Metallen. Man gebraucht die Bezeichnung „N." nur als Gegensatz zu „Supraleitfähigkeit".

Normalprodukt, *N-Produkt,* besondere Anordnung des Produktes von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, das bei der störungstheoretischen Behandlung quantenfeldtheoretischer Probleme eine ausschlaggebende Rolle spielt (→ Quantenelektrodynamik). Das N. ist für Bose- bzw. Fermi-Felder unterschiedlich definiert. Seien $\hat{A}^{(+)}, \hat{B}^{(+)}, \ldots$ bzw. $\hat{A}^{(-)}, \hat{B}^{(-)}$ Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren von im gleichen Hilbert-Raum definierten Bose-Feldern $A, B, \ldots$, so ist das N. einer beliebigen Anordnung dieser Operatoren dadurch definiert, daß sich sämtliche Erzeugungsoperatoren links von den Vernichtungsoperatoren befinden, z. B.

$$N(\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(-)}\hat{A}^{(-)}\hat{B}^{(+)}) = N(\hat{A}^{(-)}\hat{B}^{(-)}\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(+)}) =$$
$$= \hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(+)}\hat{A}^{(-)}\hat{B}^{(-)} \equiv \hat{B}^{(+)}\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(-)}\hat{A}^{(-)}.$$

Da die Erzeugungsoperatoren und die Vernichtungsoperatoren von Bosonen jeweils untereinander kommutieren, ist ihre relative Stellung in der Gruppe der Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren irrelevant. Das N. von Fermi-Operatoren ist analog definiert; da die Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren in diesem Falle untereinander antivertauschbar sind, ist noch ein Vorzeichen einzuführen, das angibt, ob die Anzahl der Transpositionen bei der Umordnung des ursprünglichen Produktes gerade (+) oder ungerade (−) ist, d. h., es gilt

$$N(\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(-)}\hat{A}^{(-)}\hat{B}^{(+)}) =$$
$$= -N(\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(-)}\hat{B}^{(+)}\hat{A}^{(-)}) =$$
$$= \hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(+)}\hat{B}^{(-)}\hat{A}^{(-)} = -\hat{A}^{(+)}\hat{B}^{(+)}\hat{A}^{(-)}\hat{B}^{(-)}.$$

Das N. wird häufig durch vor- und nachgesetzte Doppelpunkte bezeichnet, d. h., $N(\hat{A}^{(+)}\hat{A}^{(-)}) \equiv :\hat{A}^{(+)}\hat{A}^{(-)}:$. Der Vakuumerwartungswert beliebiger N.e verschwindet (→ Wicksches Theorem).

Normalprozeß, → Streuung B5), → Elektron-Elektron-Streuung, → Elektron-Phonon-Streuung.

Normalschall, eine ebene fortschreitende Schallwelle der Frequenz 1 kHz in Luft, die einen Schallempfänger senkrecht trifft und deren Schalldruck definiert ist (→ Thermophon). Der N. dient als Vergleichsstandard zur Bestimmung von Lautstärken.

Normalschwere, → Schwerkraft.

Normalschwingung, → lineare mechanische Schwingungen.

Normalsichtigkeit, → Augenoptik.

Normalspannung, → Spannung 1). *N. in Flüssigkeiten,* → Weissenberg-Effekt, → Merrington-Effekt.

Normalspannungseffekte, Effekte, die nur auf das Wirken von Normalspannungen zurückzuführen sind. M. Reiner und W. Prager benutzten unabhängig voneinander ein Theorem der Tensoralgebra (Hamilton-Caylaysches Theorem) und stellten erstmalig eine dreidimensionale rheologische Zustandsgleichung mit tensorieller Nichtlinearität auf. In Verbindung mit den Erhaltungssätzen der Mechanik gelingt es, für bestimmte Verformungsfälle N. vorauszusagen. N. sind z. B. → Merrington-Effekt, → Weissenberg-Effekt.

Normalteiler, → Gruppentheorie.

Normaltemperatur, → Normalbedingungen.

Normalwiderstand, → Meßwiderstand.

Normalzustand, → Normalbedingungen.

Normblende, *Normdüse,* Meßgerät zum Messen des Volumendurchflusses in Zusammenhang mit der Reynoldszahl.

Normdruck, 1) *physikalischer N.,* die physikalische Atmosphäre, Symbol atm; 1 atm = 101 325 N/m². **2)** *technischer N.,* die technische Atmosphäre, Symbol at; 1 at = 1 kp/cm² = 9,806 65 · 10⁴ N/m².

normierter Raum, ein vollständiger linearer Raum, in dem zu jedem Element f ein Betrag $\|f\|$ dergestalt erklärt ist, daß a) aus $\|f\| = 0$ sofort $f \equiv 0$ folgt, b) daß $\|a \cdot f\| = |a| \cdot \|f\|$ für eine beliebige reelle oder komplexe Zahl a gilt und daß c) die *Dreiecksungleichung* $\|f + g\| \leqq \|f\| + \|g\|$ gilt. Ein spezieller n. R. ist der Hilbert-Raum.

Normierung der Wellenfunktion, svw. Normierungsbedingung.

Normierungsbedingung, *Normierung der Wellenfunktion,* in der Quantenmechanik die Normierung des Skalarprodukts (ψ, ψ) des Zustandsvektors ψ mit sich selbst auf den Wert 1. Die N. ist eine Folge der → statistischen Interpretation der Wellenfunktion und hat je nach der gewählten Darstellung der Quantenmechanik verschiedene Gestalt; in der meist gebrauchten Ortsdarstellung gilt $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(\vec{r}, t)|^2 \, d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi \, d\tau = 1$, wobei ψ^* der konjugiert komplexe Zustandsvektor ist.

Normkubikmeter, Nm^3, nicht zulässige Einheitenbezeichnung für das Volumen von 1 m³ Gas im Normzustand bei 0 °C und 101 325 N/m² Luftdruck. Als Stoffmenge für ideale zweiatomige Gase entspricht dem N. das → Normvolumen: $V_{norm} \triangleq \frac{1 \text{ mol}}{22{,}40 \, l}$.

Normliter, Nl, nicht zulässige Einheitenbezeichnung für das Volumen von 1 l Gas im Normzustand, → Normkubikmeter.

Normspektralwerte, → Farbenlehre.

Normstimmton, der 1939 durch eine internationale Vereinbarung auf eine Frequenz von 440 Hz für a′ festgelegte Stimmton für musikalische Darbietungen, auch als Kammerton oder Normal-a′ bezeichnet (→ Tonskalen).

Normtemperatur, → Justierung.

Normtöne, Bezugshöhe zur Frequenzbestimmung; in der akustischen Meßtechnik 1 kHz, in der Musik 440 Hz und bei der Post (Rundfunk) 800 Hz.

Normvolumen, Symbol V_{norm}, das Volumen von Stoffen, insbesondere Gasen, bei einer Temperatur von 0 °C und einem Luftdruck von 101 325 N/m².

Normzahl, → Vorzugszahl.

Normzustand, → Normalbedingungen.

NOR-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

Nova, *Plur.* Novae, ein veränderlicher Stern, dessen Helligkeit innerhalb weniger Stunden um 7^m bis 16^m steigt, dessen Leuchtkraft also um den Faktor 10^3 bis 10^6 zunimmt. Danach fällt die Helligkeit in 1 bis 100 Jahren ab; aus einem Stern des meist unbekannten Zustandes, einer *Praenova,* ist eine *Postnova* oder *Exnova* vom Spektraltyp 0 oder B geworden. Aus dem

Spektrum einer N. erkennt man, daß beim Ausbruch Gashüllen mit 600 km/s bis 2500 km/s ausgestoßen werden. Während eine N. zunächst ein Absorptionsspektrum zeigt, treten mit zunehmender Expansion der Hüllen immer stärker Emissionslinien und bei weiterer Verdünnung des Hüllengases auch verbotene Linien (→ interstellare Materie) auf. Bei einem Ausbruch werden rund 0,001 Sonnenmassen ausgestoßen und eine Energie freigesetzt, wie sie die Sonne in etwa 2000 Jahren ausstrahlt. Die physikalischen Ursachen dafür sind vermutlich plötzlich einsetzende Kernprozesse, die zu Instabilitäten führen. Im Milchstraßensystem sind mehr als 150 Novae und etwa ebenso viele in anderen Sternsystemen beobachtet worden.

Die Helligkeitssteigerung einer *Supernova* erreicht 20^m, die Leuchtkraftsteigerung somit einen Faktor 10^8. Im Maximum ist die Leuchtkraft einer Supernova der eines ganzen Sternsystems vergleichbar; die Sonne strahlt die gleiche Energie erst in 10^7 bis 10^8 Jahren aus. Im Milchstraßensystem wurden in den Jahren 1054, 1572 und 1604 Supernovae beobachtet, in anderen Sternsystemen hat man aber bisher mehr als 180 entdeckt. Die bei einem Ausbruch ausgestoßene Materie macht einen beträchtlichen Teil der Sternenmasse aus und erreicht Geschwindigkeiten bis zu 10^4 km/s. Man vermutet, daß die Ursache eines Supernovaausbruches in dem Auftreten von Energie verbrauchenden Kernprozessen tief im Sterninnern zu suchen ist; die dadurch ausgelöste Kontraktion der zentralen Gebiete zieht eine Kontraktion der äußeren Bereiche nach sich, wodurch es zu Kernprozessen auch in diesem Gebiet kommt, die zur Explosion führen.

Nox, nx, alte Einheit für die Dunkelbeleuchtungsstärke beim Sehen mittels Stäbchen der Netzhaut des Auges im Bereich von Leuchtdichten $< 10^{-3}$ asb = 318,31 cd/m². 1 nx = 10^{-3} lx. → Skot.

Np, 1) → Neptunium, **2)** → Neper.

N-Produkt, svw. Normalprodukt.

N-Prozeß, → Elektron-Phonon-Streuung, → Elektron-Elektron-Streuung.

***n*-Punktfunktion,** → Ausbreitungsfunktion.

N*-Resonanzen, → Elementarteilchen.

N · s, Ns, → Newtonsekunde.

N-Stern-Resonanzen, → Elementarteilchen.

nt, → Nit.

Nt, → Radon.

NTC-Widerstand, → Heißleiter, → Thermistor.

Nu, → Nusseltzahl.

N-über-D-Gleichungen, → analytische S-Matrix-Theorie.

nuclear alignment, → polarisierte Kerne.

nuclear democracy, → analytische S-Matrix-Theorie.

nuklear [lat. nucleus ‚Kern'], svw. Kern ...

nukleare Energie, svw. Kernenergie.

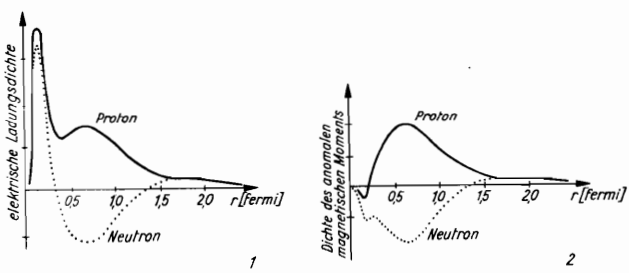
nukleare Meßgeräte, Geräte, die zum Nachweis und zur Messung von Korpuskeln und Quanten (→ Detektor) und zur elektronischen Weiterverarbeitung durch Verstärker, Diskriminatoren, Zählgeräte u. a. dienen.

Nuklearmedizin, Disziplin der Radiologie, die radioaktive Nuklide in offener Form für diagnostische und therapeutische Zwecke anwendet. Es können Lokalisations- und Funktionsuntersuchungen erfolgen, z. B. der Radiojodtest der Schilddrüsen- und Leberfunktion, Prüfungen der Lungenfunktion in bezug auf Ventilation und Durchblutung u. a. Ein besonderes Anwendungsgebiet ist die Lokalisation von Tumoren. Man mißt die in dem Organ gespeicherte Aktivität mit Szintillationszählern oder die ausgeschiedene oder mit Blutproben entnommene Aktivität. Für Lokalisationsuntersuchungen wird mit der *Scanningeinrichtung* die Körperregion punktweise mit einem Szintillationszähler abgetastet. Die Impulse werden in Form von Punkten, Strichen oder auf photographischem Wege zweidimensional registriert (*Szintigraphie*). Die für die Diagnostik wichtigsten Radionuklide sind Na-24 für Kreislaufuntersuchungen, P-32 und K-42 zur Tumorlokalisation, J-131 und J-132 für verschiedene Funktions- und Lokalisationsuntersuchungen, Xe-133 zur Lungenfunktionsprüfung, Au-198 zur Lokalisation in Lunge, Leber, Lymphsystem sowie Ag-203 zur Nierenfunktionsprüfung, zur Hirntumor- und Nierenlokalisation. Eine Therapie ist in verschiedenen Fällen mit Radionukliden möglich, wenn die Substanzen organ- bzw. tumorspezifisch eingelagert werden. Die wichtigsten Nuklide für therapeutische Zwecke sind J-131 bei Schilddrüsenerkrankungen, wie Karzinomen und deren Metastasen, bei Adenomen, P-32 bei Blutkrankheiten, wie z. B. erhöhter Erythrozytenproduktion, und Au-198 bei Leukämie und speziellen Karzinomen.

Nuklearphysik, svw. Kernphysik.

Nukleon, N, → Elementarteilchen (Tab. A und B) aus der Familie der Baryonen, gemeinsame Bezeichnung für → Proton (p) und → Neutron (n). Diese beiden Elementarteilchen unterscheiden sich bis auf den geringen Masseunterschied von $\approx 1{,}4^0/_{00}$ der Protonenmasse $m_p = 1{,}672\,4 \cdot 10^{-24}$ g nur durch die dritte Komponente I_3 des → Isospins und sind als zwei verschiedene Ladungszustände eines Teilchens, eben des N.s, anzusehen; es ist $I_3 = 1/2$ bzw. $-1/2$ für p bzw. n. Der Isospin I wurde ursprünglich von Heisenberg und Iwanenko zu dem Zwecke eingeführt, beide Teilchen einheitlich zu beschreiben.

Die N.en bilden zusammen mit den Elektronen die grundlegenden Bausteine der Atome; sie werden durch die Kernkraft im Atomkern zusammengehalten. Ihre → Antiteilchen, die Antiprotonen ($\bar{p}$) und Antineutronen ($\bar{n}$), kommen dagegen nur äußerst selten in der kosmischen Strahlung vor und konnten erst 1955 bzw. 1956 mit Hilfe der großen Teilchenbeschleuniger künstlich erzeugt werden.



Elektromagnetische Struktur der Nukleonen

Nukleonenformfaktor

Durch die Streuung hochenergetischer Elektronen (e^-) an Protonen und Nukleonen gelang es R. Hofstadter und Mitarbeitern 1960, eine elektromagnetische Struktur der N.en nachzuweisen, die auf deren Selbstwechselwirkung mit dem von ihnen erzeugten Kernfeld zurückgeführt werden kann. Diese Struktur läßt sich grob veranschaulichen durch ein *nacktes N.* von der Ausdehnung der Compton-Wellenlänge $\hbar/m_p c \approx 10^{-14}$ cm des N.s, das von einer Pionenwolke der Ausdehnung $\hbar/m_\pi c \approx 10^{-13}$ cm umgeben ist; die exakt gemessene Verteilung der Ladung ist in Abb. 1, die des magnetischen Moments in Abb. 2 wiedergegeben.

Diese Verteilungen können durch je drei → elektromagnetische Formfaktoren wiedergegeben werden, je einen isoskalaren Formfaktor für den nackten Kern und die Pionenwolke und einen zusätzlichen isovektoriellen Formfaktor für die Pionenwolke. Der Beitrag der einzelnen Anteile zur elektrischen Ladung und zum magnetischen Moment und deren als rotationssymmetrisch angenommene räumliche Verteilung ist in der Tab. angegeben. Danach hat der

	Ladung	Radius in Fermi = 10^{-13} cm	anomales magnetisches Moment in Pauli*)	Radius in Fermi
Kern	35%	0,2	−0,12	?
isoskalare Wolke	15%	1,37	0,08	1,24
isovektorielle Wolke	50%	0,57	1,0	0,79

*) 1 Pauli = 1,85 μ_K (μ_K = Kernmagneton)

Kern der Nukleonen einen Radius von 0,2 f = $0{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm und enthält 35% der elektrischen Ladung; beim Neutron tragen die Beiträge zur Ladung unterschiedliches Vorzeichen und heben sich gegenseitig gerade auf (Abb. 1).

Ein tieferes Verständnis dieser Formfaktoren ist mit Hilfe der Theorie der Dispersionsrelationen unter Einbeziehung der Pionenresonanzen mit Isospin und G-Parität $I^G = 0^+$ (isoskalare Mesonen) und $I^G = 1^-$ (isovektorielle Mesonen) möglich.

Nukleonenformfaktor, → Nukleon.

Nukleonenkaskaden, → Kaskade.

Nukleonenresonanz, → Elementarteilchen.

Nukleonenstruktur, → Nukleon.

Nukleon-Nukleon-Kraft, → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, die zwischen den Nukleonen innerhalb eines Atomkerns bestehende Wechselwirkung, die sich in der *Nukleon-Nukleon-Kraft*, auch *Kernkraft* genannt, äußert. → starke Wechselwirkung.

Wegen der Existenz von stabilen Atomkernen mit $Z > 1$ müssen zwischen den Nukleonen noch andersgeartete Kräfte als elektromagnetische, die Kernkräfte, wirken. Weil bei der Streuung geladener Teilchen (Protonen und α-Teilchen) an Atomkernen erst bei Stoßparametern von wenigen fm Abweichungen von der Coulomb-Streuung beobachtet werden, ist auf eine *geringe Reichweite* der Kernkräfte zu schließen. Die etwa 8 MeV betragende Bindungsenergie je Nukleon im Kern erlaubt die Schlußfolgerung, daß im Vergleich zu elektrischen Kräften die Kernkräfte innerhalb ihrer kurzen Reichweite *sehr stark* sind. Beispielsweise beträgt die potentielle Energie zweier Protonen in 2 fm gegenseitigem Abstand nach dem Coulombschen Gesetz $\approx$ 0,7 MeV. Die Kernkräfte zwischen Nukleonen sind ladungsunabhängig, d. h., es wirken die gleichen Kräfte zwischen zwei Neutronen, zwei Protonen oder einem Neutron (n) und einem Proton (p). Das hat zu der Auffassung von n und p als zwei Ladungszuständen eines Nukleons geführt, die durch die Einstellung des Isospins τ unterschieden werden. Die Kernwechselwirkung zwischen zwei Nukleonen ist abhängig von der gegenseitigen Spineinstellung und der Symmetrie der Wellenfunktion gegenüber Vertauschung der Ortsvektoren der Nukleonen, das Wechselwirkungspotential V enthält daher Operatoren $\hat{P}^s$ und $\hat{P}^r$ für den Austausch der Spins und der Orte der Nukleonen: $V = V(r)\,[W + M\hat{P}^r + B\hat{P}^s + H\hat{P}^r\hat{P}^s]$. W, M, B und H bezeichnen die Wigner-, Majorana-, Bartlett- und Heisenbergkraft, im letzteren Fall handelt es sich um einen vollständigen Austausch (Platzwechsel) beider Nukleonen, in den anderen werden nur die Spins oder Orte ausgetauscht. Die Annahme, daß alle Anteile der angegebenen Austauschkraft die gleiche Ortsabhängigkeit haben, ist eine Näherung, ebenso die, daß es sich um reine Zentralkräfte handelt. So wird z. B. am Quadrupolmoment des Deuterons ein tensorieller Anteil der Kernkraft, die → Tensorkraft, ersichtlich.

Die Austauschkräfte wurden von Heisenberg in die Kerntheorie eingeführt in der Hoffnung, die Absättigung der Bindungsenergie und des Volumens je Nukleon in Analogie zur homöopolaren chemischen Bindung erklären zu können, bei der jedes Atom nur mit einer begrenzten Anzahl von anderen eine bindende Wechselwirkung eingehen kann; denn die Kernkräfte müssen *Sättigungscharakter* haben, d. h. nur zwischen einer hinreichend kleinen Anzahl von Nukleonen anziehend wirken, weil die Bindungsenergie je Nukleon und die Dichte der Kerne nahezu konstant sind, also kaum von der Massezahl abhängen. Tatsächlich ist der aus Experimenten der Nukleon-Nukleon-Streuung ermittelte Anteil der Austauschkräfte zu gering, um die Absättigung zu erklären. Zu ihrer Deutung wurden nicht-monotone Potentiale mit starker Abstoßung bei kleinen Abständen (*hard core*) und geschwindigkeitsabhängige bzw. nichtlokale Potentiale untersucht.

Betrachtet man die Wellenfunktion des Nukleonensystems als Funktion von Orts-, Spin- und Isospinvariablen, so fordert das verallgemeinerte Pauli-Prinzip die Antisymmetrie der Wellenfunktion gegenüber Vertauschung aller drei Variablen zweier Nukleonen, also $\hat{P}^s\hat{P}^\tau\hat{P}^r = -1$, wobei $\hat{P}^\tau$ die Isospins austauscht. Wegen $\hat{P}^2 = 1$ kann also der Ortsaustauschoperator $\hat{P}^r = -\hat{P}^s\hat{P}^\tau$ auch durch Spin- und Isospinaustausch ausgedrückt werden. Die Analyse der Streudaten ((p, p)- oder (n, p)-Streuung) eines Zweinukleonensystems, das sich im Singulett- bzw. Triplettzustand befinden kann, je nachdem, ob die Spins antiparallel oder parallel eingestellt sind, zeigt die *Spinabhängigkeit* der Kernkräfte und weiterhin nach Abzug der elektro-

magnetischen Wechselwirkung auch die *Ladungsunabhängigkeit* der N.-N.-W.

Eine allgemeine mikroskopische Theorie der N.-N.-W. ist noch nicht vollständig ausgearbeitet. Mit der → Mesonentheorie der Kernkräfte wird gegenwärtig versucht, die verschiedenen Nukleon-Nukleon-Kräfte zu erklären. → skalares Feldmodell.

Nuklid, eine Atomkernart, die sich im Bau bzw. in der Zusammensetzung von anderen Atomkernarten unterscheidet, d. h. eine bestimmte Ordnungszahl Z und Massezahl A hat. Atomkerne mit Lebensdauern $>10^{-10}$ s in einem definierten Energiezustand können als N. bezeichnet werden. Der Begriff N. wurde 1950 international eingeführt, um den heute noch sehr verbreiteten, aber unkorrekten Gebrauch des Wortes Isotop für Atomart schlechthin auf seine ursprüngliche Bedeutung zu beschränken, denn Isotope sind N.e gleicher Kernladungszahl, die also im Periodensystem der Elemente an gleicher Stelle stehen. Beispiel: (Radioaktive) Isotope sind Phosphor-32 ($^{32}_{15}$P) und Phosphor-33 ($^{33}_{15}$P); dagegen sind Phosphor-32 und Kobalt-60 ($^{60}_{27}$Co) nur mit dem Sammelbegriff (radioaktive) N.e (oder → Radionuklide) zu bezeichnen, denn diese haben verschiedene Kernladungszahlen, sind also keine Isotope.

In der Tabelle S. 1066 ff. sind die wichtigsten Eigenschaften der N.e aufgeführt. Die Spalten bedeuten:

1. Spalte: Ordnungszahl Z des Elements, gleichbedeutend mit der Anzahl der Protonen im Kern.

2. Spalte: Symbol des Elements.

3. Spalte: Massezahl A des N.es.

4. Spalte: Massedefekt für das N. in der Einheit 10^{-6} u. Die Masseeinheit u ist so definiert, daß das Gewicht des neutralen ^{12}C Atoms 12,00000 u beträgt (→ atomare Masseeinheit 1). Die Masse eines N.es ergibt sich aus der Summe von Massezahl und Massendefekt unter Berücksichtigung des Faktors 10^{-6}.

5. Spalte: Relative Häufigkeit des N.es im natürlichen Element. Die in der Natur vorkommenden radioaktiven N.e sind in dieser Spalte durch den Buchstaben n gekennzeichnet.

6. Spalte: Drehimpuls in der Einheit $\hbar$ und Parität für den Grundzustand des Kernes. Bei langlebigen isomeren Kernzuständen sind diese Größen ebenfalls angegeben.

7. Spalte: Magnetisches Dipolmoment des Kernes in der Einheit Kernmagneton.

8. Spalte: Elektrisches Quadrupolmoment des Kernes in der Einheit $e^2\,10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$.

9. Spalte: Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen in der Einheit barn ($10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$). Bei den schweren Elementen ist durch den Buchstaben f angedeutet, daß es sich um den Spaltquerschnitt handelt.

10. Spalte: Halbwertszeit des Grundzustandes oder eines isomeren Zustandes des N.es. Die Abkürzungen bedeuten: s Sekunden, min Minuten, h Stunden, d Tage und a Jahre. Der Ausdruck $\times 10(5)$ bedeutet den Faktor 10^5.

11. Spalte: Radioaktivität des N.es. Es werden die Energien der emittierten Strahlungen in der Einheit keV angegeben. K-X deutet auf die Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung des Elements K (Kalium) hin.

nü, ν, **1)** Rayleigh-Konstante, → Rayleigh-Gesetz. **2)** → Viskosität. **3)** → Vierfaktorenformel.

Nü-Lambda-Kurve, ν_λ*-Kurve*, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Nulladungspotential, *Nullpotential*, *Lippmann-Potential*, das Potential einer Elektrode, deren Doppelschicht keine Überschußladungen enthält, gegenüber einer Bezugselektrode. Die Bezeichnung rührt daher, daß das Einzelpotential einer solchen Elektrode den Wert Null haben müßte und somit das N. zugleich den Absolutwert für das Einzelpotential der jeweiligen Vergleichs- oder Bezugselektrode ergeben würde. Annähernde Werte für das N. von Quecksilberelektroden gegen Quecksilbersalzlösungen (Hg/Hg^{++}) lassen sich aus Untersuchungen der Kapazität der Doppelschicht und der Elektrokapillarkurve gewinnen. Die Genauigkeit der Festlegung des N.s reicht jedoch nicht aus, um es zur Basis einer Standardisierung der Einzelpotentiale zu machen. Daher wird das Einzelpotential der Normalwasserstoffelektrode zu Null definiert und als Bezugspotential verwendet.

Nulleffekt, svw. Nullrate.

Nulleiter, unmittelbar geerdeter Mittelpunktsleiter oder Sternpunktsleiter in Netzen mit Nullung als Schutzmaßnahme (→ Erdung).

Nullfeldaufspaltung, → paramagnetische Elektronenresonanz.

Nullfläche, Fläche in der Raum-Zeit-Welt, $f(x^\mu) = 0$, deren Normalvektoren $q_\mu = \dfrac{\partial f}{\partial x^\mu}$ Nullvektoren sind. Diese Normalvektoren definieren ein Richtungsfeld $\dfrac{\mathrm{d}x^\mu}{\mathrm{d}\lambda} = g^{\mu\nu}q_\nu$ in der Fläche, dessen Integralkurven Nullgeodäten sind (→ Minkowski-Raum, → Riemannscher Raum).

Nullgeodäte, Nullinie, auf der formal die Geodätengleichung (→ geodätische Linie)

$$\frac{\mathrm{d}^2x^\mu}{\mathrm{d}\lambda^2} + \Gamma^\mu_{\nu\varrho}\frac{\mathrm{d}x^\nu}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\mathrm{d}x^\varrho}{\mathrm{d}\lambda} = 0$$

gilt. Die orthogonalen Trajektorien auf einer einbettbaren → Nullfläche sind N.en.

Nullinie, 1) *lichtartige Linie*, → Weltlinie eines Teilchens, das sich mit Vakuumlichtgeschwindigkeit bewegt. Die Tangentialvektoren haben den Betrag Null (→ spezielle Relativitätstheorie, → Minkowski-Raum).

2) → Nullgeodäte.

Nullinstrument, ein elektrisches Meßinstrument, das positive und negative Werte (meist des Stromes) anzeigen kann und den Nullpunkt in der Skalenmitte hat. N.e werden z. B. als Nullindikatoren für Gleichstrommeßbrücken (→ Meßbrücke) oder Gleichstromkompensatoren (→ Kompensator) benötigt. Sie besitzen in der Regel ein Drehspulmeßwerk (→ Drehspulinstrument).

Nullinvariante, svw. Abbesche Invariante.

Null-Phonon-Übergang, bei einer Störstelle in einem Kristall der optische Übergang eines an die Störstelle gebundenen Elektrons ohne gleichzeitige Emission oder Absorption von Phononen. Der Schwingungszustand des Kristalls bleibt bei dem optischen Übergang ungeändert. Der N.-P.-Ü. führt im Absorptions-

Tabelle Nuklide

1*)	2	3	4	5	6	7	8
0	n	1	8665,20		1/2+	−1,91314	
1	H	1	7825,20	99,9852	1/2+	2,79277	
		2	14102,22	0,0148	1+	0,857406	0,00282
		3	16049,71	n	1/2+	2,97885	
2	He	3	16029,73	0,00013	1/2+	−2,12755	
		4	2603,12	99,99	0+		
		5	12297				
		6			0+		
3	Li	6	15124,7	7,42	1+	0,822010	−0,0011
		7	16004,0	92,58	3/2−	3,25628	−0,040
		8	22487,1		2+	1,653	
4	Be	7	16928,9		3/2−		
		9	12185,5	100	3/2−	−1,17744	0,029
		10	13534,4		0+		
		11	21666		1/2+		
5	B	8	24609,3		2+		
		10	12938,8	19,61	3+	1,80063	0,074
		11	9305,3	80,39	3/2−	2,68857	0,036
6	C	10	16810		0+		
		11	11431,7		3/2−	±1,03	±0,031
		12	0	98,893	0+		
		13	3354,4	1,107	1/2−	0,702381	
		14	3241,97	n	0+		
		15	10599,5		1/2+		
		16	14700		0+		
7	N	12	18641		1+		
		13	5738,4		1/2−	±0,3221	
		14	3074,39	99,6337	1+	0,40361	0,011
		15	107,7	0,3663	1/2−	−0,28309	
		16	6103,3		2−		
		17	8450		1/2−		
8	O	14	8597,09		0+		
		15	3070,3		1/2−		±0,719
		16	−5084,98	99,759	0+		
		17	−867,1	0,0374	5/2+	−1,89370	−0,030
		18	−839,98	0,2039	0+		
		19	3577,9		5/2+		
		20	4079		0+		
9	F	17	2095,5		5/2+	4,722	
		18	936,6		1+		
		19	−1595,4	100	1/2+	2,6287	
		20	−13		2+	2,092	
		21	−49		5/2+		
10	Ne	18	5711		0+		
		19	1880,9		1/2+	−1,886	
		20	−7559,5	90,92	0+		
		21	−6151,4	0,257	3/2+	−0,66176	0,09
		22	−8615,3	8,82	0+		
		23	−5527,1		5/2+		
		24	−6387		0+		
11	Na	21	−2345		3/2+	2,39	
		22	−5563,4		3+	1,746	
		23	−10229,3	100	3/2+	2,21751	0,11
		24	−8418,4		4+	1,68	
		24			1+		
		25	−10045		5/2+		
		26	−8260		2∼3+		
12	Mg	23	−5875,0		3/2+		
		24	−14958,3	78,60	0+		
		25	−14161,0	10,11	5/2+	−0,85512	0,22
		26	−17407,0	11,29	0+		
		27	−15655,3		1/2+		
		28	−16125		0+		
13	Al	24			4+		
		25	−9588		5/2+		
		26	−13109,1		5+		
		26			0+		
		27	−18461,1	100	5/2+	3,64140	−0,15
		28	−18095,3		3+		
		29	−19558		5/2+		
		30	−18410		2∼3+		
14	Si	26	−7657		0+		
		27	−13297,2		5/2+		
		28	−23070,8	92,18	0+		
		29	−23504,2	4,71	1/2+	−0,55525	
		30	−26237,2	3,12	0+		
		31	−24651		1/2+		
		32	−25980		0+		
15	P	28	−8220		2∼3+		
		29	−18192		1/2+		
		30	−21683		1+		
		31	−26235,3	100	1/2+	1,13166	
		32	−26090,5		1+	−0,2523	
		33	−28271,8		1/2+		
		34	−26660		1+		

(* Erklärung der Spaltennummern im Stichwort Nuklid)

3	9	10	11
1		11,7 min	$\beta-$: 780
1	0,33	stabil	
2	0,0005	stabil	
3		12,26 a	$\beta-$: 18,6
3		stabil	
4		stabil	
5			
6		0,79 s	$\beta-$: 3508; kein γ
6	953	stabil	
7	0,04	stabil	
8		0,8 s	
7		53,4 d	γ: 477
9	0,009	stabil	
10		1,9×10 (6) a	$\beta-$: 555; kein γ
11		13,6 s	$\beta-$: 11500; γ: 2140, 4670, 5850, 6790
8		0,77 s	$\beta+$: 14000; γ: 511
10	3837	stabil	
11	0,005	stabil	
10		19,3 s	$\beta+$: 1870; γ: 511, 717, 1023
11		20,3 min	$\beta+$: 970; γ: 511
12	0,0034	stabil	
13	0,0009	stabil	
14		5730 a	$\beta-$: 156; kein γ
15		2,25 s	$\beta-$: 9820, 4510; γ: 5299
16		0,74 s	
12		0,011 s	$\beta+$: 16400; γ: 511, 4430; α: 195
13		9,96 min	$\beta+$: 1200; γ: 511
14	0,075	stabil	
15	0,00002	stabil	
16		7,1 s	$\beta-$: 1040, 4270; γ: 2750, 6130, 7110; α: 1700
17		4.2 s	$\beta-$: 8680, 7810, 4100; γ: 870, 2190
14		71,3 s	$\beta+$: 4120, 1811; γ:511, 2312
15		2,03 min	$\beta+$: 1740; γ: 511
16	0,00018	stabil	
17	0,235	stabil	
18	0,00021	stabil	
19		27 s	$\beta-$: 4600; γ: 197, 1370
20		13,6 s	$\beta-$: 2750; γ: 1060
17		66 s	$\beta+$: 1740; γ: 511
18		109,7 min	$\beta+$: 635; γ: 511
19	0,0098	stabil	
20		11,2 s	$\beta-$: 5410; γ: 1630
21		4,4 s	$\beta-$: 5400; γ: 350, 1380
18		1,47 s	$\beta+$: 3420; γ: 511, 1040
19		17,4 s	$\beta+$: 2220; γ: 511
20		stabil	
21		stabil	
22	0,04	stabil	
23		38 s	$\beta-$: 4380; γ: 439, 1640
24		3,38 min	$\beta-$: 1990; γ: 472, 880
21		23,0 s	$\beta+$: 2520; γ: 350, 511
22		2,62 a	$\beta+$: 1820, 545; γ: 511, 1275
23	0,40	stabil	
24		14,9 h	$\beta-$: 4170, 1389; γ: 1369, 2754;
24		0,02 s	$\beta-$: 6000; γ: 472
25		60 s	$\beta-$: 3830; γ: 390, 580, 980, 1610
26		1,04 s	$\beta-$: 6700; γ: 1820
23		12,1 s	$\beta+$: 3030; γ: 440, 511
24	0,03	stabil	
25	0,3	stabil	
26	0,027	stabil	
27	< 0,03	9,46 min	$\beta-$: 1750; γ: 180, 840, 1013
28		21,2 h	$\beta-$: 460; γ: 31, 400, 950, 1350;
24		2,1 s	$\beta+$: 8500; γ: 511, 1368, 2754, 4200, 5300
25		7,24 s	$\beta+$: 3240; γ: 511
26		7,4×10 (5) a	$\beta+$: 1170; γ: 511, 1120, 1810
26		6,37 s	$\beta+$: 3210; γ: 511
27	0,235	stabil	
28		2,31 min	$\beta-$: 2850; γ: 1780
29		6,6 m	$\beta-$: 2400; γ: 1280, 2430
30		3,3 s	$\beta-$: 5000; γ: 1270, 2230, 3510
26		2,1 s	$\beta+$: 3830; γ: 511, 820
27		4,14 s	$\beta+$: 3850; γ: 511
28	0,08	stabil	
29	0,3	stabil	
30	0,11	stabil	
31		2,62 h	$\beta-$: 1480; γ: 1260
32		≈650 a	$\beta-$: 210; kein γ
28		0,28 s	$\beta+$: 11000; γ: 511, 1780, 2600, 4440, 7600
29		4,45 s	$\beta+$: 3950; γ: 511, 1280, 2430
30		2,50 min	$\beta+$: 3240; γ: 511, 2230
31	0,19	stabil	
32		14,28 d	$\beta-$: 1710; kein γ
33		24,4 d	$\beta-$: 248; kein γ
34		12,4 s	$\beta-$: 5100; γ: 2130, 4000

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
16	S	30	−15127		0+		
		31	−20389		1/2+		
		32	−27926,3	95,0	0+		
		33	−28538,1	0,76	3/2+	0,64327	−0,1
		34	−32135,4	4,22	0+		
		35	−30969,2		3/2+	±1,00	0,05
		36	−32910	0,014	0+		
		37	−28990		7/2−		
		38	−28770		0+		
17	Cl	32	−13760		2+		
		33	−22560		3/2+		
		34	−26250		0+		
		34			3+		
		35	−31148,9	75,53	3/2+	0,82183	0,080
		36	−31691,1		2+	1,28538	−0,017
		37	−34101,5	24,47	3/2+	0,68409	−0,063
		38	−31995		2−		
		39	−31992		3/2+		
		40	−29600				
18	Ar	35	−24746		3/2+	0,632	
		36	−32455,5	0,337	0+		
		37	−33227,8		3/2+	1,0	
		38	−37272,2	0,063	0+		
		39	−35683		7/2−		
		40	−37615,8	99,600	0+		
		41	−35500		7/2−		
		42	−36052		0+		
19	K	37	−26635		3/2+		
		38	−30903		3+	1,373	
		38			0+		
		39	−36289,9	93,22	3/2+	0,39140	
		40	−36000,2	0,118	4−	−1,2981	−0,09
		41	−38167,7	6,77	3/2+	0,21483	0,11
		42	−37594		2−	−1,141	
		43	−39270		3/2+	±0,163	
		44	−37960		2−		
		45	−39320				
20	Ca	38	−23280		0+		
		39	−29309		3/2+		
		40	−37411,1	96,97	0+		
		41	−37725		7/2−	−1,5946	
		42	−41374,8	0,64	0+		
		43	−41220,4	0,145	7/2−	−1,3172	
		44	−44509,5	2,06	0+		
		45	−43810,5		7/2−		
		46	−46311	0,0033	0+		
		47	−45462		7/2−		
		48	−47469	0,185	0+		
		49	−44325		3/2−		
21	Sc	43	−38835		7/2−		
		44	−40505		2+	±2,56	±0,1
		44			6+	±4,0	±0,4
		45	−44081,1	100	7/2−	4,75626	−0,22
		46	−44827,4		4+	3,04	0,12
		47	−47587,1		7/2−		
		48	−47779		6+		
		49	−49974		7/2−		
22	Ti	44	−40428		0+		
		45	−41871		7/2−		
		46	−47368,4	7,99	0+		
		47	−48231,5	7,32	5/2−	−0,7881	0,29
		48	−52049,7	73,99	0+		
		49	−52129,7	5,46	7/2−	−1,1036	0,24
		50	−55214,1	5,25	0+		
		51	−53397		3/2−		
23	V	47	−45101		3/2−		
		48	−47741,3		4+		
		49	−51477,5		7/2−	±4,46	
		50	−52836,2	0,24	6+	3,347	±0,4
		51	−56038,8	99,76	7/2−	5,148	0,2
		52	−55220		3+		
24	Cr	48	−46240		0+		
		49	−48729		5/2−		
		50	−53945,5	4,31	0+		
		51	−55231,8		7/2−		
		52	−59486,9	83,76	0+		
		53	−59347,3	9,55	3/2−	−0,47434	−0,03
		54	−61118,5	2,38	0+		
		55	−59167		3/2−		
25	Mn	51	−51810		5/2−		
		52	−54432		6+	±3,0	
		52			2+	±0,0077	
		53	−58705		7/2−	±5,05	
		54	−59638		3+	±3,3	
		55	−61949,7	100	5/2−	3,4678	0,35
		56	−61089,8		3+	3,2403	

3	9	10	11
30		1,4 s	$\beta+$: 5090, 4420; γ: 511, 687
31		2,72 s	$\beta+$: 4420; γ: 511, 1270
32		stabil	
33		stabil	
34	0,27	stabil	
35		87,9 d	$\beta-$: 167; kein γ
36	0,14	stabil	
37		5,07 min	$\beta-$: 4700, 1600; γ: 3090
38		2,87 h	$\beta-$: 3000, 1100; γ: 1880
32		0,3 s	$\beta+$: 9900; γ: 511, 2240, 4290, 4770
33		2,53 s	$\beta+$: 4550; γ: 511, 2900
34		1,56 s	$\beta+$: 4460; γ: 511
34		32,0 min	$\beta+$: 2480; γ: 145, 511, 1170, 2120, 3300
35	44	stabil	
36	100	$3{,}1\times10$ (5) a	$\beta-$: 714; γ: 511
37	0,43	stabil	
38		37,29 min	$\beta-$: 4910; γ: 1600, 2170
39		55,5 min	$\beta-$: 3450, 2180, 1910; γ: 246, 1270, 1520
40		1,4 min	$\beta-$: 7500; γ: 1460, 2830, 3100, 5800
35		1,83 s	$\beta+$: 4940; γ: 511, 1220, 1760
36	6	stabil	
37		35,1 d	Cl—X
38	0,8	stabil	
39		269 a	$\beta-$: 565
40	0,61	stabil	
41	0,5	1,83 h	$\beta-$: 2490, 1198; γ: 1293
42		33 a	
37		1,23 s	$\beta+$: 5140; γ: 511, 2790
38		7,71 min	$\beta+$: 2680; γ: 511, 2170
38		0,95 s	$\beta+$: 5000; γ: 511
39	2,0	stabil	
40	70	$1{,}2\times10$ (9) a	$\beta-$: 1314; $\beta+$: 483; γ: 1460
41	1,2	stabil	
42		12,36 h	$\beta-$: 3520; γ: 310, 1524
43		22,4 h	$\beta-$: 1820, 1200, 830; γ: 220, 373, 390, 619
44		22,0 min	$\beta-$: 5200; γ: 1156, 1740, 2100, 2600, 3700
45		16,3 min	$\beta-$: 4000, 2100; γ: 175, 500, 1710, 1900
38		0,66 s	$\beta+$; γ: 511, 3500
39		0,87 s	$\beta+$: 5490; γ: 511
40	0,23	stabil	
41		8×10 (4) a	K—X
42	42	stabil	
43		stabil	
44	0,7	stabil	
45		165 d	$\beta-$: 252
46	0,3	stabil	
47		4,53 d	$\beta-$: 1980, 670; γ: 490, 815, 1308
48	1,1	stabil	
49		8,8 min	$\beta-$: 1950; γ: 3100, 4100
43		3,92 h	$\beta+$: 1200; γ: 375, 511
44		3,92 h	$\beta+$: 1470; γ: 511, 1159
44		2,44 d	γ: 271, 1020, 1140; SC—X
45	13	stabil	
46		83,9 d	$\beta-$: 1480, 357; γ: 889, 1120
47		3,43 d	$\beta-$: 600; γ: 160
48		1,83 d	$\beta-$: 650; γ: 175, 983, 1040, 1314
49		57,5 min	$\beta-$: 2010; γ: 1760
44		48 a	γ: 68, 78
45		3,09 h	$\beta+$: 1040; γ: 511, 718, 1408
46	0,6	stabil	
47	1,7	stabil	
48	8,0	stabil	
49	1,9	stabil	
50	0,14	stabil	
51		5,79 min	$\beta-$: 2140; γ: 320, 605, 928
47		33 min	$\beta+$: 1890; γ: 511, 1800, 2160
48		16,2 d	$\beta+$: 696; γ: 511, 945, 983, 1312, 2241
49		330 d	
50	80	stabil	
51	4,9	stabil	
52		3,75 min	$\beta-$: 2470; γ: 1434
48		23 h	γ: 116, 310; V—X
49		42 min	$\beta+$: 1540; γ: 63, 91, 153, 511
50	15,9	stabil	
51		27,8 d	γ: 320; V—X
52	0,76	stabil	
53	18,2	stabil	
54	0,38	stabil	
55		3,6 min	$\beta-$: 2590
51		46,5 min	$\beta+$: 2170; γ: 511, 2030
52		5,7 d	$\beta+$: 575; γ: 511, 744, 935, 1434
52		21 min	$\beta+$: 1630; γ: 383, 511, 1434
53		$1{,}9\times10$ (6) a	
54		303 d	γ: 835; Cr—X
55	13,3	stabil	
56		2,57 h	$\beta-$: 2850; γ: 847, 1811, 2110

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
26	Fe	52	−51883		0+		
		53	−54428		7/2−		
		54	−60383	5,82	0+		
		55	−61701,4		3/2−		
		56	−65063,7	91,66	0+		
		57	−64602,2	2,19	1/2−	0,090	
		58	−66718	0,33	0+		
		59	−65122,2		3/2−		
27	Co	55	−57987		7/2−	±4,3	
		56	−60153		4+	±3,80	
		57	−63704		7/2−	±4,85	
		58	−64239		5+		
		58			2+	±4,00	
		59	−66810,7	100	7/2−	4,583	0,40
		60	−66186,6		5+	±3,75	
		61	−67560		7/2−		
28	Ni	56	−57884		0+		
		57	−60231		3/2−		
		58	−64658	67,88	0+		
		59	−65657,7		3/2−		
		60	−69213	26,23	0+		
		61	−68944	1,19	3/2−	−0,74868	
		62	−71658	3,66	0+		
		63	−70336		1/2−		
		64	−72042	1,08	0+		
		65	−69928		5/2−		
		66	−70915		0+		
29	Cu	60	−62638		2+		
		61	−66543		3/2−	2,2	
		62	−67434		1+		
		63	−70408	69,09	3/2−	2,2261	0,16
		64	−70241		1+	±0,216	
		65	−72214	30,91	3/2−	2,3849	0,15
		66	−71129		1+	±0,283	
		67	−72241		3/2−		
30	Zn	62	−65620		0+		
		63	−66794		3/2−		
		64	−70855	48,89	0+		
		65	−70766		5/2−	0,7692	−0,024
		66	−73948	27,81	0+		
		67	−72855	4,11	5/2−	0,87552	0,16
		68	−75143	18,57	0+		
		69	−73459		9/2+		
		69			1/2−		
		70	−74666	0,62	0+		
		71	−72490		9/2+		
		71			1/2−		
		72	−73157		0+		
31	Ga	66	−68393		0+		
		67	−71784		3/2−	1,850	0,22
		68	−72008		1+	±0,0118	±0,031
		69	−74426,0	60,4	3/2−	2,01602	0,19
		70	−73965		1+		
		71	−75294,0	39,6	3/2−	2,56161	0,12
		72	−73628		3−	−0,13220	0,59
		73	−74874				
32	Ge	68			0+		
		69	−72036,8				
		70	−75748,5	20,52	0+		
		71	−75044		1/2−	0,6	
		72	−77918,2	27,43	0+		
		73	−76537,5	7,76	9/2+	−0,8788	0,2
		74	−78819,4	36,54	0+		
		75	−77117		1/2−		
		76	−78594,8	7,76	0+		
		77	−76400		1/2−		
		77			7/2+		
		78			0+		
33	As	73	−76139		3/2−		
		74	−76067,3		2−		
		75	−78403,6	100	3/2−	1,4390	0,3
		76	−77603		2−	−0,906	
		77	−79354		3/2−		
34	Se	74	−77524	0,87	0+		
		75	−77475,1		5/2+		1,1
		76	−80793	9,02	0+		
		77	−80089	7,58	1/2−	0,5344	
		78	−82686,3	23,52	0+		
		79	−81505,7		7/2+	−1,02	0,9
		80	−83472,7	49,82	0+		
		81	−82016		7/2+		
		81			1/2−		
		82	−83293	9,19	0+		
		83			1/2−		
		83			9/2+		
		84			0+		

3	9	10	11
52		8,2 h	$\beta+$: 800; γ: 165, 511
53		8,51 min	$\beta+$: 3000; γ: 380, 511
54	2,8	stabil	
55		2,60 a	Mn—X
56	2,7	stabil	
57	2,5	stabil	
58	1,2	stabil	
59		45 d	$\beta-$: 1570, 475; γ: 143, 192, 1095, 1292
55		18 h	$\beta+$: 1500; γ: 480, 511, 930, 1410
56		77,3 d	$\beta+$: 1490; γ: 511, 847, 1040, 1240, 3260
57		270 d	γ: 14, 122, 136, 692
58		9,15 h	Co—X
58		71 d	$\beta+$: 474; γ: 511, 810, 865, 1670
59	17	stabil	
60		5,26 a	$\beta-$: 1480, 314; γ: 1173, 1332
61		1,6 h	$\beta-$: 1220; γ: 67
56		6,1 d	γ: 163, 276, 472, 748, 812, 1560; Co—X
57		36,0 h	$\beta+$: 850; γ: 127, 511, 1370, 1890
58	4,4	stabil	
59		7,5×10 (4) a	Co—X
60	2,6	stabil	
61	2,0	stabil	
62	15	stabil	
63		92 a	$\beta-$: 67
64	1,52	stabil	
65		2,56 h	$\beta-$: 2130; γ: 368, 1115, 1481
66		55 h	$\beta-$: 200; γ: kein
60		23 min	$\beta+$: 3920, 3000, 2000; γ: 511, 1332, 4000
61		3,3 h	$\beta+$: 1220; γ: 67, 284, 380, 511, 1190
62		9,76 min	$\beta+$: 2910; γ: 511, 880, 1170
63	4,51	stabil	
64		12,8 h	$\beta-$: 573; $\beta+$: 656; γ: 511, 1340
65	2,3	stabil	
66		5,1 min	$\beta-$: 2630; γ: 1039
67		71,9 h	$\beta-$: 570; γ: 92, 184
62		9,13 h	$\beta+$: 660; γ: 42, 511, 590
63		38,4 min	$\beta+$: 2340; γ: 511, 669, 962, 1420
64	0,47	stabil	
65		245 d	$\beta+$: 327; γ: 511, 1115; Cu—X
66		stabil	
67		stabil	
68	1,09	stabil	
69		13,9 h	γ: 439; Zn—X
69		55 min	$\beta-$: 900
70	0,11	stabil	
71		3,9 h	$\beta-$: 1460; γ: 130, 385, 495, 609, 760, 1110
71		2,4 min	$\beta-$: 2610; γ: 120, 390, 510, 920, 1120
72		46,5 h	$\beta-$: 300; γ: 15, 46, 145, 192
66		9,3 h	$\beta+$: 4153; γ: 511, 828, 1039, 1910, 2183
67		78 h	γ: 93, 184, 296, 388; Zn—X
68		68,3 min	$\beta+$: 1900; γ: 511, 800, 1078, 1870
69	1,9	stabil	
70		21,1 min	$\beta-$: 1650; γ: 173, 1040
71	5	stabil	
72		14,1 h	$\beta-$: 3150; γ: 630, 835, 1860, 2201, 2500
73		4,8 h	$\beta-$: 1190; γ: 54, 295, 740
68		275 d	Ga—X
69		39 h	$\beta+$: 1220; γ: 511, 573, 872, 1107, 1335
70	3,4	stabil	
71		11 d	Ga—X
72	0,98	stabil	
73	14	stabil	
74	0,5	stabil	
75		83 min	$\beta-$: 1190; γ: 199, 265, 427, 628
76	0,2	stabil	
77		54 s	$\beta-$: 2900; γ: 159, 215
77		11,3 h	$\beta-$: 2200; γ: 210, 263, 368, 632, 930, 1090
78		88 min	$\beta-$: 710; γ: 277
73		76 d	γ: 54; Ge—X
74		17,7 d	$\beta-$: 1360; $\beta+$: 1540, 950; γ: 511, 596, 635
75	4,5	stabil	
76		26,4 h	$\beta-$: 2970; γ: 559, 657, 1220, 1789, 2100
77		38,8 h	$\beta-$: 680; γ: 239, 522
74	30	stabil	
75		120 d	γ: 121, 136, 265, 280, 401; As—X
76	85	stabil	
77	42	stabil	
78	0,43	stabil	
79		6,5×10 (4) a	$\beta-$: 160
80	0,61	stabil	
81		57 min	γ: 103; Se—X
81		18 min	$\beta-$: 1580; γ: 280, 560, 830
82	0,05	stabil	
83		69 s	$\beta-$: 3800; γ: 350, 650, 1010, 2020
83		23 min	$\beta-$: 1800; γ: 220, 360, 1880, 2290
84		3,3 min	

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
35	Br	77	−78624		3/2−		
		78	−78850		1+		
		79	−81670,9	50,537	3/2−	2,1056	0,33
		80	−81464,3		5−	1,3171	0,72
		80			1+	±0,5138	±0,19
		81	−83708	49,463	3/2−	2,2696	0,28
		82	−83198		5−	±1,6264	±0,73
		83	−84832		3/2−		
36	Kr	78	−79597	0,354	0+		
		79	−79932		1/2−		
		80	−83620	2,27	0+		
		81	−83390		7/2+		
		82	−86518	11,56	0+		
		83			1/2−		
		83	−85868,3	11,55	9/2+	−0,97017	0,25
		84	−88496,6	56,90	0+		
		85			1/2−		
		85	−87477		9/2+	−1,004	0,45
		86	−89384,1	17,37	0+		
		87	−86635		5/2+		
		88	−85730		0+		
37	Rb	84	−85619,3		2−	−1,32	
		85	−88200	72,15	5/2−	1,35267	0,286
		86	−88807		2−	−1,691	
		87	−90813,5	27,85	3/2−	2,7505	0,140
		88	−88730		2−		
38	Sr	84	−86569,3	0,56	0+		
		85	−87011		9/2+		
		86	−90715	9,86	0+		
		87			1/2−		
		87	−91107,8	7,02	9/2+	−1,0930	0,36
		88	−94359	82,56	0+		
		89	−92558		5/2+		
		90	−92253		0+		
		91	−89839		5/2+		
39	Y	87	−89260		1/2−		
		88	−90472		4−		
		89			9/2+		
		89	−94128,1	100	1/2−	−0,137316	
		90			7+		
		90	−92837		2−	−0,163	
		91	−92705		1/2−	±0,164	
40	Zr	88	−89940		0+		
		89			1/2−		
		89	−91086		9/2+		
		90	−95300,4	51,46	0+		
		91	−94358	11,23	5/2+	−1,30285	
		92	−94969,1	17,11	0+		
		93	−93550		5/2+		
		94	−93686,6	17,40	0+		
		95	−91965		5/2+		
		96	−91714	2,80	0+		
		97	−89034				
41	Nb	92	−92789		2+		
		93	−93618	100	9/2+	6,1671	−0,2
		94			3+		
		94	−92697		6+		
		95	−93168,2		9/2+		
42	Mo	92	−93189,9	15,84	0+		
		93			21/2+		
		93	−93170		5/2+		
		94	−94909,9	9,04	0+		
		95	−94161,0	15,72	5/2+	−0,9133	
		96	−95326,2	16,53	0+		
		97	−93978,5	9,46	5/2+	−0,9325	
		98	−94591,2	23,78	0+		
		99	−92280		1/2+		
		100	−92525,3	9,63	0+		
		101	−89647		1/2+		
43	Tc	95	−92380		1/2−		
		95			9/2+		
		96	−92170				
		97			1/2−		
		97	−93660		9/2+		
		98	−92890		7+		
44	Ru	96	−92402	5,51	0+		
		97			5/2+		
		98	−94711,3	1,87	0+		
		99	−94064,5	12,72	5/2+	−0,62	
		100	−95782	12,62	0+		
		101	−94423,2	17,07	5/2+	−0,7	
		102	−95652,2	31,61	0+		
		103	−93694		5/2+		
		104	−94570	18,58	0+		
		105	−92321		7/2+		
		106	−92678		0+		

3′	9	10	11
77		56 h	$\beta+$: 340; γ: 240, 300, 520, 580, 820, 1000
78		6,4 min	$\beta+$: 2550; γ: 511, 614
79	10,9	stabil	
80		4,4 h	γ: 37; Br—X
80		17,6 min	$\beta-$: 2000; $\beta+$: 870; γ: 511, 618, 666
81	3,26	stabil	
82		35,4 h	$\beta-$: 444; γ: 554, 619, 698, 777, 828, 1475
83		2,40 h	$\beta-$: 930; γ: 530
78	2	stabil	
79		34,9 h	$\beta+$: 600; γ: 261, 398, 511, 606, 836, 1336
80	14	stabil	
81		$2{,}1\times10$ (5) a	Br—X
82	45	stabil	
83		1,9 h	γ: 9; Kr—X
83	180	stabil	
84	0,142	stabil	
85	15	4,4 h	$\beta-$: 820; γ: 150, 305
85		10,76 a	$\beta-$: 670; γ: 514
86	0,06	stabil	
87	600	76 min	$\beta-$: 3800; γ: 403, 850, 2570
88		2,80 h	$\beta-$: 2800; γ: 166, 191, 360, 850, 1550, 2400
84		33 d	$\beta+$: 1660; $\beta-$: 910; γ: 511, 880, 1010, 1900
85	0,76	stabil	
86		18,7 d	$\beta-$: 1780; γ: 1078
87	0,12	stabil	
88	1,0	17,8 min	$\beta-$: 5300; γ: 898, 1863, 2680
84	0,69	stabil	
85		65 d	γ: 514; Rb—X
86	0,8	stabil	
87		2,8 h	γ: 388; Sr—X
87		stabil	
88	0,006	stabil	
89	0,5	50,5 d	$\beta-$: 1463; γ: 910
90	0,8	28,1 a	$\beta-$: 546
91		9,7 h	$\beta-$: 2670; γ: 645, 748, 930, 1025, 1413
87		80 h	$\beta+$: 700; γ: 483
88		108 d	$\beta+$: 760; γ: 898, 1836
89		16 s	γ: 910
89	1,28	stabil	
90		3,19 h	γ: 202, 482, 2315; Y—X
90	1,07	64,1 h	$\beta-$: 2270
91		58,5 d	$\beta-$: 1545; γ: 1210
88		85 d	γ: 394; Y—X
89		4,2 min	$\beta+$: 2400, 890; γ: 588, 1510
89		78,4 h	$\beta+$: 900; γ: 511, 910, 1710
90	0,1	stabil	
91	1,58	stabil	
92	0,25	stabil	
93		$1{,}5\times10$ (6) a	$\beta-$: 60
94	0,075	stabil	
95		65,5 d	$\beta-$: 890, 396; γ: 724, 756
96	0,05	stabil	
97		16,8 h	$\beta-$: 1910; γ: 747
92		10,2 d	γ: 934; Zr—X
93	1,1	stabil	
94		6,3 min	γ: 871; Nb—X
94	5	2×10 (4) a	$\beta-$: 490; γ: 702, 871
95	7	35 d	$\beta-$: 160; γ: 765
92	0,306	stabil	
93		6,9 h	γ: 264, 685, 1479; Mo—X
93		100 a	Nb—X
94		stabil	
95	14,5	stabil	
96	1,2	stabil	
97	2,2	stabil	
98	0,15	stabil	
99		66,7 h	β : 1230; γ: 181, 372, 740, 780
100	0,20	stabil	
101		14,6 min	$\beta-$: 2230; γ: 191, 590, 700, 890, 1020, 2080
95		60 d	$\beta+$: 680; γ: 204, 584, 780, 823, 838, 1042
95		20 h	γ: 768, 840, 1060; Mo—X
96		4,3 d	γ: 320, 778, 810, 851, 1120; Mo—X
97		91 d	
97		$2{,}6\times10$ (6) a	
98	2,6	$1{,}5\times10$ (6) a	$\beta-$: 300; γ: 660, 760
96	0,27	stabil	
97		2,9 d	γ: 215, 324; Tc—X
98		stabil	
99	4,37	stabil	
100	6,12	stabil	
101	5,48	stabil	
102	1,23	stabil	
103		39,5 d	$\beta-$: 700, 210; γ: 497, 610
104	3,65	stabil	
105	0,2	4,4 h	$\beta-$: 1870, 1150; γ: 263, 317, 475, 670, 726
106	0,15	1,0 a	$\beta-$: 39; γ: keine

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
45	Rh	102					
		102	−93158				
		103			7/2+		
		103	−94489,0	100	1/2−	−0,0883	
		104			5+		
		104	−93341		1+		
46	Pd	101	−91930		5/2+		
		102	−94391	0,96	0+		
		103	−93893		5/2+		
		104	−95989	10,97	0+		
		105	−94936	22,23	5/2+	−0,615	
		106	−96521	27,33	0+		
		107	−94868,4		5/2+		
		108	−96109	26,71	0+		
		109	−94046		5/2+		
		110	−94836	11,81	0+		
		111					
		111	−92330				
47	Ag	105	−93540		1/2−	±0,1012	
		106			6+		
		106	−93339		1+		
		107	−94906,0	51,35	1/2−	−0,113548	
		108			6+		
		108	−94051		1+	±4,2	
		109	−95244	48,65	1/2−	−0,130538	
		110			6+	3,55	
		110	−93905		1+		
		111	−94684		1/2−	−0,146	
48	Cd	106	−93537,4	1,215	0+		
		107	−93385		5/2+	−0,616	0,8
		108	−95813,4	0,875	0+		
		109	−95072		5/2+	−0,829	0,8
		110	−96988,2	12,39	0+		
		111	−95811,6	12,75	1/2+	−0,59501	
		112	−97237,5	24,07	0+		
		113	−95591,5	12,26	1/2+	−0,62243	
		114	−96639,7	28,86	0+		
		115			11/2−	−1,044	−0,6
		115	−94569		1/2+	−0,6469	
		116	−95238,2	7,58	0+		
		117			11/2−		
		117	−92761		1/2+		
49	In	111	−94640		9/2+	5,5	1,18
		112			4+		
		112	−94456		1+		
		113			1/2−	−0,21051	
		113	−95911	4,28	9/2+	5,5233	1,14
		114	−95095		5+	4,7	
		115	−96129	95,72	9/2+	5,5351	1,16
		116			5+	4,3	
		116	−94683		1+		
50	Sn	112	−95165	0,96	0+		
		113	−94813		1/2+		
		114	−97227	0,66	0+		
		115	−96654	0,35	1/2+	−0,91781	
		116	−98255,4	14,30	0+		
		117			11/2−		
		117	−97041,9	7,61	1/2+	−0,99983	
		118	−98394,2	24,03	0+		
		119			11/2−		
		119	−96686,7	8,58	1/2+	−1,04621	
		120	−97801,8	32,85	0+		
		121	−95773		11/2−		
		122	−96558,9	4,72	0+		
		123			3/2+		
		123	−94262		11/2−		
		124	−94728	5,94	0+		
		125			3/2+		
		125	−92254		11/2−		
51	Sb	120			8−		
		120	−94919		1+		
		121	−96183,9	57,25	5/2+	3,3590	−0,5
		122	−94817		2−	−1,90	0,47
		123	−95787,3	42,75	7/2+	2,547	−0,7
		124	−94027		3−		
		125	−94768		7/2+		
52	Te	120	−95977	0,089	0+		
		121			11/2−		
		121	−94801		1/2+		
		122	−96934	2,46	0+		
		123			11/2−		
		123	−95723	0,87	1/2+	−0,73585	
		124	−97158	4,61	0+		
		125	−95582	6,99	1/2+	−0,88715	
		126	−96678	18,71	0+		
		127			11/2−		
		127	−94791		3/2+		
		128	−95524	31,79	0+		
		129			11/2−		
		129	−93425		3/2+		

3	9	10	11
102		2,1 a	γ: 418, 475, 632, 768, 1050, 1110; Ru—X
102		206 d	$\beta-$: 1150; $\beta+$: 1290; γ: 475, 511, 628, 1570
103		57 min	γ: 40; Rh—X
103	150	stabil	
104	800	4,4 min	γ: 51, 78, 97, 560, 770; Rh—X
104	40	42 s	$\beta-$: 2440; γ: 560, 1240
101		8,3 h	$\beta+$: 780; γ: 270, 296, 590, 723, 993, 1300
102	4,8	stabil	
103		17 d	γ: 297, 362, 498; Rh—X
104		stabil	
105		stabil	
106	0,29	stabil	
107		7×10 (6) a	$\beta-$: 40
108	12	stabil	
109		13,5 h	$\beta-$: 1028; γ: 88, 129, 310, 410, 600, 640
110	0,24	stabil	
111		5,5 h	$\beta-$: 2000; γ: 170
111		22 min	$\beta-$: 2200; γ: 380, 600, 810, 1400
105		41,2 d	γ: 64, 280, 344, 443, 1088
106		8,3 d	γ: 221, 451, 512, 616, 800, 1046, 1830; Pd—X
106		24 min	$\beta+$: 1960; γ: 511, 512
107	35	stabil	
108		100 a	γ: 80, 434, 614, 722; Pd—X
108		2,4 min	$\beta-$: 1640; $\beta+$: 900; γ: 434, 615, 632
109	92	stabil	
110		253 d	$\beta-$: 1500, 530, 87; γ: 658, 680, 706, 885
110	82	24,4 s	$\beta-$: 2870; γ: 658
111	3,2	7,5 d	$\beta-$: 1050; γ: 247, 342
106	1,0	stabil	
107		6,5 h	$\beta+$: 302; γ: 511, 796, 829; Ag—X
108	2,0	stabil	
109		453 d	γ: 88; Ag—X
110	11	stabil	
111	24	stabil	
112	2,2	stabil	
113	20000	stabil	
114	0,44	stabil	
115		43 d	$\beta-$: 1620; γ: 485, 935, 1290
115		53,5 h	$\beta-$: 1110; γ: 230, 262, 490, 530
116	0,077	stabil	
117		3,1 h	$\beta-$: 2230; γ: 273, 314, 434, 1303, 1577
117		2,5 h	$\beta-$: 670; γ: 880, 1065, 1338, 1433, 2319
111		2,8 d	γ: 173, 247; Cd—X
112		21 min	γ: 156; In—X
112		14,4 min	$\beta-$: 660; $\beta+$: 1560; γ: 511, 617
113		1,66 h	γ: 393; In—X
113	11,1	stabil	
114		50 d	γ: 192, 558, 724; In—X
115	204	stabil	
116		54 min	$\beta-$: 1000; γ: 417, 819, 1090, 1293, 2111
116		14 s	$\beta-$: 3300; γ: 434, 950, 1293
112	1,25	stabil	
113		115 d	γ: 255; In—X
114		stabil	
115		stabil	
116	0,006	stabil	
117		14 d	γ: 158; Sn—X
117		stabil	
118	0,01	stabil	
119		245 d	γ: 24; Sn—X
119		stabil	
120	0,15	stabil	
121		76 a	$\beta-$: 420; γ: 37
122	0,18	stabil	
123		40 min	$\beta-$: 1260; γ: 160
123		129 d	$\beta-$: 1420
124	0,14	stabil	
125		9,7 min	$\beta-$: 2040; γ: 325
125		9,6 d	$\beta-$: 2340; γ: 342, 811, 1068, 1410, 2230
120		5,8 d	γ: 90, 200, 1030, 1171; Sn—X
120		15,9 min	$\beta+$: 1700; γ: 511, 1171; Sn—X
121	6,5	stabil	
122		2,68 d	$\beta-$: 1970; $\beta+$: 560; γ: 564, 686, 1140, 1260
123	2,5	stabil	
124	6,5	60,3 d	$\beta-$: 2310; γ: 603, 644, 967, 1370, 1692, 2088
125		2,7 a	$\beta-$: 610; γ: 176, 427, 463, 599, 634, 660
120	2,34	stabil	
121		154 d	γ: 212, 1100; Te—X
121		17 d	γ: 508, 573; Sb—X
122	3,1	stabil	
123		117 d	γ: 159; Te—X
123	410	$1,2\times10$ (13) a	Sb—X
124	6,8	stabil	
125	1,56	stabil	
126	1,0	stabil	
127		109 d	$\beta-$: 730; γ: 59, 89, 670
127		9,4 h	$\beta-$: 700; γ: 58, 210, 360, 417
128	0,169	stabil	
129		34,1 d	$\beta-$: 1600; γ: 690
129		69 min	$\beta-$: 1450; γ: 27, 455, 810, 1080

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
		130	−93762	34,48	0+		
		131			11/2−		
		131	−91425		3/2+		
53	J	125	−95422		5/2+	±3	−0,9
		126	−94369		2−		
		127	−95530,2	100	5/2+	2,8091	−0,7
		128	−94162		1+		
		129	−95013		7/2+	2,6173	−0,55
		130	−93324		5−		
		131	−93872,9		7/2+	2,738	−0,40
54	Xe	124	−93880	0,096	0+		
		125	−93380		1/2+		
		126	−95712	0,090	0+		
		127	−94780		1/2+		
		128	−96460	1,919	0+		
		129	−95216	26,44	1/2+	−0,77686	
		130	−96491	4,08	0+		
		131			11/2−		
		131	−94914,7	21,18	3/2+	0,69066	−0,12
		132	−95839,0	26,89	0+		
		133			11/2−		
		133	−94185		3/2+		
		134	−94602,9	10,44	0+		
		135	−92980		3/2+		
		136	−92779	8,87	0+		
		137	−88900				
55	Cs	133	−94645	100	7/2+	2,5789	−0,003
		134	−93177		4+	2,990	
		135	−94230		7/2+	2,7290	0,49
		136	−92660				
		137	−93230		7/2+	2,8382	0,050
56	Ba	130	−93755	0,101	0+		
		131	−93284		1/2+		
		132	−94880	0,097	0+		
		133	−94121		1/2+		
		134	−95388	2,42	0+		
		135	−94450	6,59	3/2+	0,83718	0,18
		136	−95700	7,81	0+		
		137	−94500	11,32	3/2+	0,93654	0,28
		138	−95000	71,66	0+		
		139	−91400		7/2−		
57	La	138	−93090	0,089	5−	3,7071	±1
		139	−93860	99,911	7/2+	2,7781	0,23
		140	−90562		3−		
58	Ce	136	−92900	0,193	0+		
		137			11/2−	±0,89	
		137	−92670		3/2+		
		138	−94170	0,250	0+		
		139	−93570		3/2+	±0,9	
		140	−94608	88,48	0+		
		141	−91781		7/2−	±0,97	
		142	−90860	11,07	0+		
		143	−87673		3/2−		
		144	−86409		0+		
59	Pr	141	−92404	100	5/2+	4,3	−0,059
		142	−90022		2−	±0,250	±0,03
60	Nd	142	−92337	27,11	0+		
		143	−90221	12,17	7/2−	−1,064	−0,482
		144	−89961	23,85	0+		
		145	−87462	8,30	7/2−	−0,653	−0,255
		146	−86914	17,22	0+		
		147	−83926		5/2−	±0,577	
		148	−83131	5,73	0+		
		149	−79878		5/2−		
		150	−79085	5,62	0+		
		151	−76230				
61	Pm	145	−87309		5/2+		
		146	−85368		3−		
		147	−84892		7/2+	2,8	±0,9
62	Sm	144	−88011	3,09	0+		
		145	−86606		7/2−		
		146	−87008		0+		
		147	−85133	14,97	7/2−	−0,80	−0,208
		148	−85209	11,24	0+		
		149	−82820	13,83	7/2−	−0,65	0,60
		150	−82724	7,44	0+		
		151	−80081		7/2−		
		152	−80244	26,72	0+		
		153	−77898		3/2+		
		154	−77718	22,71	0+		
		155	−75299		3/2−		
63	Eu	151	−80162	47,82	5/2+	3,465	0,9
		152			0−		
		152	−78251		3−	1,910	
		153	−78758	52,18	5/2+	1,52	2,4
		154	−76947		3−	±1,97	3,3
		155	−77070		5/2+		

3	9	10	11
130	0,26	stabil	
131		30 h	$\beta-$: 2460, 900; γ: 102, 200, 780, 850, 1965
131		25 min	$\beta-$: 2140; γ: 150, 453, 603, 950, 1147
125	894	60 d	γ: 35; Te—X
126		12,8 d	$\beta-$: 1250; $\beta+$: 1130; γ: 386, 667
127	6,2	stabil	
128		25 min	$\beta-$: 2120; γ: 441, 528, 743, 969
129	28	$1{,}7\times10$ (7) a	$\beta-$: 150; γ: 40
130	18	12,3 h	$\beta-$: 1700, 1040; γ: 419, 538, 669, 743, 1150
131		8,05 d	$\beta-$: 806, 606; γ: 80, 284, 364, 637, 723
124	100	stabil	
125		16,8 h	γ: 55, 188, 242; J—X
126	1,5	stabil	
127		36,4 d	γ: 58, 145, 172, 203, 375; J—X
128	<5	stabil	
129	21	stabil	
130	<26	stabil	
131		11,8 d	γ: 164; Xe—X
131	110	stabil	
132	0,27	stabil	
133		2,2 d	γ: 233; Xe—X
133	190	5,65 d	$\beta-$: 346; γ: 81
134	0,228	stabil	
135	$3{,}6\times10(6)$	9,15 h	$\beta-$: 920; γ: 250, 610
136	0,281	stabil	
137		3,9 min	$\beta-$: 4100; γ: 455
133	31,6	stabil	
134	134	2,05 a	$\beta-$: 662; γ: 570, 605, 796, 1365
135	8,7	2×10 (6) a	$\beta-$: 210
136		12,9 d	$\beta-$: 657, 341; γ: 67, 86, 340, 818, 1050, 1250
137	0,11	30,0 a	$\beta-$: 1176, 514; γ: 662
130	13,5	stabil	
131		12,0 d	γ: 124, 216, 373, 496, 924, 1048; Cs—X
132	8,5	stabil	
133		10,7 a	γ: 80, 276, 302, 356, 382; Cs—X
134	2	stabil	
135	5,8	stabil	
136	0,4	stabil	
137	5,1	stabil	
138	0,35	stabil	
139	4	82,9 min	$\beta-$: 2300; γ: 166, 1430
138		stabil	
139	9,55	stabil	
140	2,7	40,2 h	$\beta-$: 2175, 1690, 1360; γ: 329, 487, 1596
136	7,3	stabil	
137		34,4 h	γ: 255, 762, 825; Ce—X
137		9,0 h	γ: 446, 481, 698, 920; La—X
138	1,1	stabil	
139		140 d	γ: 165; La—X
140	0,54	stabil	
141	29	32,5 d	$\beta-$: 581; γ: 145
142	0,95	stabil	
143	6,0	33,4 h	$\beta-$: 1390; γ: 293, 493, 668, 725, 880, 1100
144	1,0	284 d	$\beta-$: 310; γ: 80, 134
141	10,9	stabil	
142		19,2 h	$\beta-$: 2160; γ: 1570
142	18	stabil	
143	335	stabil	
144	5,0	stabil	
145	52	stabil	
146	1,3	stabil	
147		11,1 d	$\beta-$: 810; γ: 91, 319, 430, 533
148	2,5	stabil	
149		1,73 h	$\beta-$: 1500; γ: 114, 210, 270, 424, 541, 654
150	1,0	stabil	
151		12 min	$\beta-$: 2000; γ: 118, 138, 174, 737, 1122, 1180
145		17,7 a	γ: 67, 72; Nd—X
146	8400	5,53 a	$\beta-$: 780; γ: 453, 750
147	154	2,62 a	$\beta-$: 224
144	0,7	stabil	
145	110	340 d	γ: 61, 485; Pm—X
146		7×10 (7) a	α: 2460
147	51	stabil	
148		stabil	
149	41000	stabil	
150	102	stabil	
151	15000	87 a	$\beta-$: 76; γ: 22
152	210	stabil	
153		46,8 h	$\beta-$: 800; γ: 70, 103
154	5,5	stabil	
155		22,4 min	$\beta-$: 1530; γ: 104, 246
151	8800	stabil	
152		9,3 h	$\beta-$: 1880; $\beta+$: 890; γ: 842, 963, 1315, 1389
152		12,4 a	$\beta-$: 1480; $\beta+$: 710; γ: 122, 245, 344, 1408
153	390	stabil	
154	1500	16 a	$\beta-$: 1850, 870; γ: 123, 724, 759, 876, 1278
155	14000	1,81 a	$\beta-$: 250; γ: 87, 105

Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
64	Gd	152	−80206	0,200	0+		
		153	−78497		3/2+		
		154	−79071	2,15	0+		
		155	−77336	14,73	3/2−	−0,242	1,1
		156	−77825	20,47	0+		
		157	−75975	15,68	3/2−	±0,323	1,0
		158	−75822	24,87	0+		
		159	−73632		3/2−		
		160	−72885	21,90	0+		
		161	−70280		5/2−		
65	Tb	159	−74649	100	3/2+	±1,90	1,3
		160	−72854		3−	±1,6	1,9
		161	−72428		3/2+		
66	Dy	156	−76070	0,0524	0+		
		157	−74730		3/2−		
		158	−75551	0,0902	0+		
		159	−74241		3/2−		
		160	−74798	2,294	0+		
		161	−73055	18,88	5/2+	−0,45	1,3
		162	−73197	25,53	0+		
		163	−71245	24,97	5/2−	0,63	1,6
		164	−70800	28,18	0+		
		165	−68184		7/2+		
67	Ho	165	−69579	100	7/2−	4,0	2,82
		166			7−		
		166	−67711		0−		
68	Er	162	−71260	0,136	0+		
		163	−69935		5/2−		
		164	−70713	1,56	0+		
		165	−69181		5/2−	±0,65	±2,2
		166	−69693	33,41	0+		
		167	−67940	22,94	7/2+	−0,565	2,83
		168	−67617	27,07	0+		
		169	−65390		1/2−	0,51	
		170	−64440	14,88	0+		
		171	−61870		5/2−	±0,70	±2,4
69	Tm	169	−65755	100	1/2+	−0,231	
		170	−63940		1−	±0,247	±0,57
		171	−63470		1/2+	±0,227	
70	Yb	168	−65840	0,135	0+		
		169	−64470		7/2+		
		170	−64980	3,03	0+		
		171	−63570	14,31	1/2−	0,4930	
		172	−63640	21,82	0+		
		173	−61940	16,13	5/2−	−0,678	3,1
		174	−61260	31,84	0+		
		175	−58860		7/2−	±0,13	
		176	−57320	12,73	0+		
		177	−54590		9/2+		
71	Lu	175	−59360	97,41	7/2+	2,23	5,7
		176	−57340	2,59	7−	3,18	8,1
		176			1−		
		177	−56070		23/2−		
		177			7/2+	2,24	5,5
72	Hf	174	−59640	0,18	0+		
		175	−58390		5/2−		
		176	−58430	5,20	0+		
		177	−56600	18,50	7/2−	0,61	
		178	−56120	27,14	0+		
		179	−53970	13,75	9/2+	−0,47	
		180	−53180	35,24	0+		
		181	−50895		1/2−		
73	Ta	180	−52456	0,0123			
		180			1−		
		181	−51993	99,9877	7/2+	2,35	3,9
		182	−49833		3−		
74	W	180	−53000	0,135	0+		
		181	−51789		9/2+		
		182	−51699	26,41	0+		
		183	−49676	14,40	1/2−	0,117224	
		184	−48975	30,64	0+		
		185	−46481		3/2−		
		186	−45560	28,41	0+		
		187	−42756		3/2−		
75	Re	185	−46941	37,07	5/2+	3,1718	2,8
		186	−44980		1−	1,728	
		187	−44167	62,93	5/2+	3,2043	2,6
		188	−41647		1−	1,777	
76	Os	184	−47250	0,018	0+		
		185	−45887		1/2−		
		186	−46130	1,59	0+		
		187	−44168	1,64	1/2−	0,065	
		188	−43919	13,3	0+		
		189	−41700	16,1	3/2−	0,65596	0,8
		190	−41370	26,4	0+		
		191	−39030		9/2−		
		192	−38550	41,0	0+		
		193	−35773				

3	9	10	11
152	<125	stabil	
153		242 d	γ: 70, 97, 103; Eu—X
154	23	stabil	
155	61000	stabil	
156	8,67	stabil	
157	254000	stabil	
158	3,5	stabil	
159		18,56 h	$\beta-$: 950; γ: 58, 363
160	0,768	stabil	
161		3,6 min	$\beta-$: 1600; γ: 102, 284, 315, 361
159	22	stabil	
160	525	72,1 d	$\beta-$: 1740, 860; γ:87, 299, 879, 966, 1272
161		6,9 d	$\beta-$: 590, 520; γ: 26, 57, 75
156		stabil	
157		8,06 h	γ: 326; Tb—X
158	96	stabil	
159		144 d	γ: 58; Tb—X
160	55	stabil	
161	600	stabil	
162	160	stabil	
163	125	stabil	
164	2700	stabil	
165	4700	2,35 h	$\beta-$: 1290; γ: 95, 361, 633, 716, 1080
165	66,5	stabil	
166		1200 a	$\beta-$: 70; γ: 81, 184, 280, 532, 711, 810, 830
166		26,7 h	$\beta-$: 1840; γ: 81, 1380, 1582, 1663
162	2,0	stabil	
163		75 min	$\beta+$: 190; γ: 430, 1100
164	1,65	stabil	
165		10,3 h	Ho—X
166	35	stabil	
167	650	stabil	
168	2,03	stabil	
169		9,5 d	$\beta-$: 340; γ: 8
170	9	stabil	
171	250	7,5 h	$\beta-$: 1490, 1060; γ: 122, 124, 296, 308
169	106	stabil	
170	150	130 d	$\beta-$: 970; γ: 84; Yb—X
171		1,92 a	$\beta-$: 97; γ: 67; Yb—X
168	5500	stabil	
169		32 d	γ: 63, 110, 131, 177, 198, 308
170	92	stabil	
171	46	stabil	
172	3,3	stabil	
173	20	stabil	
174	55	stabil	
175		4,2 d	$\beta-$: 466; γ: 114, 283, 396
176	5,5	stabil	
177		1,9 h	$\beta-$: 1400; γ: 122, 151, 1080, 1241
175	23	stabil	
176	2100	3×10 (10) a	$\beta-$: 430; γ: 88, 202, 306
176		3,68 h	$\beta-$: 1310; γ: 88
177		155 d	$\beta-$: 165; γ: 105, 113, 128, 153, 208, 414
177		6,7 d	$\beta-$: 497; γ: 113, 208
174	400	stabil	
175		70 d	γ: 89, 343, 433
176	15	stabil	
177	370	stabil	
178	80	stabil	
179	65	stabil	
180	12,6	stabil	
181	40	42,5 d	$\beta-$: 410; γ: 133, 346, 482
180		stabil	
180		8,1 h	$\beta-$: 710; γ: 93, 103
181	21	stabil	
182	8200	115 d	$\beta-$: 1710, 522; γ: 68, 100, 1122, 1189, 1222
180	<20	stabil	
181		130 d	γ: 6, 136, 152
182	20,7	stabil	
183	10,2	stabil	
184	1,8	stabil	
185		74 d	$\beta-$: 429
186	38	stabil	
187	90	23,8 h	$\beta-$: 1310, 630; γ: 72, 479, 618, 686, 773
185	105	stabil	
186		90 h	$\beta-$: 1070; γ: 137, 632, 768
187	73	5×10 (10) a	$\beta-$: 3
188		16,8 h	$\beta-$: 2120; γ: 155, 478, 633, 829, 932
184	<200	stabil	
185		94 d	γ: 646, 875
186		stabil	
187		stabil	
188		stabil	
189		stabil	
190	12,5	stabil	
191		15 d	$\beta-$: 143; γ: 129; Ir—X
192	1,6	stabil	
193	8	31 h	$\beta-$: 1130; γ: 139, 322, 380, 460, 558

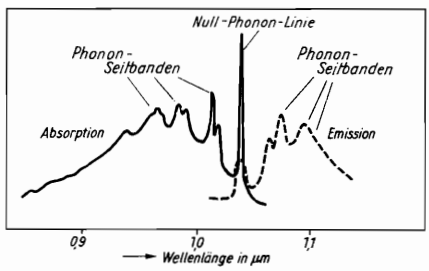
Tabelle (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7	8
77	Ir	191	−39360	37,3	3/2+	0,16	1,5
		192	−37300		4−	±1,9	
		193	−36988	62,7	3/2+	0,17	1,5
		194	−34875		1−		
78	Pt	190	−40050	0,0127	0+		
		191	−38550		3/2−		
		192	−38850	0,78	0+		
		193					
		193	−36940				
		194	−37275	32,9	0+		
		195	−35187	33,8	1/2−	0,60602	
		196	−35033	25,3	0+		
		197	−32653		1/2−		
		198	−32105	7,21	0+		
		199	−29420				
79	Au	197	−33459	100	3/2+	0,14485	0,6
		198	−31769		2−	±0,6	
		199	−31227		3/2+	±0,26	
80	Hg	196	−34180	0,146	0+		
		197			13/2+	−1,032	
		197	−32640		1/2−	0,52406	
		198	−33244	10,02	0+		
		199	−31721	16,84	1/2−	0,502702	
		200	−31673	23,13	0+		
		201	−29692	13,22	3/2−	−0,556701	0,50
		202	−29358	29,80	0+		
		203	−27120		5/2−		
		204	−26505	6,85	0+		
		205	−23790		1/2−		
		206	−22487		0+		
81	Tl	203	−27647	29,50	1/2+	1,61169	
		204	−26135		2−	±0,089	
		205	−25558	70,50	1/2+	1,62754	
		206	−23896		0−		
		207	−22550		1/2+		
		208	−17987	n	5+		
		210	−9946	n			
82	Pb	204	−26956	1,48	0+		
		205	−25520		5/2−		
		206	−25532	23,6	0+		
		207	−24097	22,6	1/2−	0,5895	
		208	−23350	52,3	0+		
		209	−18918		9/2+		
		210	−15813	n	0+		
		211	−11258	n	9/2+		
		212	−8095	n	0+		
		214	−234	n	0+		
83	Bi	209	−19606	100	9/2−	4,0802	−0,34
		210	−15879				
		210		n	1−	±0,0442	±0,13
		211	−12700	n	9/2−		
		212	−8721	n	1−		
		214	−1314	n	1−		
		215	1830				
84	Po	210	−17124	n	0+		
		211	−13343	n	9/2+		
		212	−11134	n	0+		
		214	−4799	n	0+		
		215	−577	n	9/2+		
		216	1922	n	0+		
		218	8930	n	0+		
85	At	209	−13833		9/2−		
		210	−12964		5+		
		211	−12538		9/2−		
86	Rn	219	9481	n			
		220	11401	n	0+		
		222	17531	n	0+		
87	Fr	223	19736	n	3/2+		
88	Ra	223	18501	n	1/2+		
		224	20218	n	0+		
		226	25360	n	0+		
		228	31139	n	0+		
89	Ac	227	27753	n	3/2+	1,1	
		228	31080	n			
90	Th	227	27706	n	3/2+		
		228	28750	n	0+		
		230	33087	n	0+		
		231	36291	n	5/2+		
		232	38124	100	0+		
		234	43583	n	0+		
91	Pa	231	35877	n	3/2−	1,98	
		234		n	0−		
		234	43298	n	4+		
92	U	234	40904	0,0056	0+		
		235	43915	0,7205	7/2−	±0,35	±3,8
		238	50770	99,2739	0+		
93	Np	237	48056		5/2+	±6	

3	9	10	11
191	910	stabil	
192	700	74 d	$\beta-$: 670; γ: 296, 308, 317, 468, 604, 612
193	110	stabil	
194		17,4 h	$\beta-$: 2240; γ: 328, 640, 939, 1480, 1700
190	150	6×10 (11) a	α: 3180
191		3,0 d	γ: 96, 129, 175, 269, 410, 457, 539, 624
192	2	stabil	
193		4,4 d	Pt—X
193		500 a	Ir—X
194	1,1	stabil	
195	27	stabil	
196	0,96	stabil	
197		18 h	$\beta-$: 670; γ: 77, 191
198	0,27	stabil	
199	15	31 min	$\beta-$: 1690; γ: 75, 197, 245, 475, 540, 960
197	98,8	stabil	
198	25800	2,70 d	$\beta-$: 962; γ: 412, 676, 1088
199	30	3,15 d	$\beta-$: 460, 300; γ: 158, 208
196	3199	stabil	
197		23,8 h	γ: 134, 279; Hg—X
197		64,14 h	γ: 77, 191, 268; Au—X
198		stabil	
199	2500	stabil	
200	<60	stabil	
201	<60	stabil	
202	5,0	stabil	
203		46,9 d	$\beta-$: 214; γ: 279
204	0,43	stabil	
205		5,5 min	$\beta-$: 1700; γ: 205
206		8,1 min	$\beta-$: 1300; γ: 310
203	8	stabil	
204		3,8 a	$\beta-$: 766; Hg—X
205	0,11	stabil	
206		4,3 min	$\beta-$: 1520
207		4,8 min	$\beta-$: 1440; γ: 897
208		3,1 min	$\beta-$: 1800; γ: 510, 583, 860, 2614
210		1,3 min	$\beta-$: 2300; γ: 296, 795, 1210, 1310, 2430
204	0,655	stabil	
205		3×10 (7) a	Tl—X
206	0,030	stabil	
207	0,709	stabil	
208	0,0006	stabil	
209		3,3 h	$\beta-$: 635
210		22 a	$\beta-$: 61; γ: 47; Bi—X; α: 3720;
211		36,1 min	$\beta-$: 1360; γ: 405, 427, 702, 766, 832;
212		10,6 h	$\beta-$: 580; γ: 239, 300;
214		26,8 min	$\beta-$: 1030, 670; γ: 242, 295, 352;
209	0,034	stabil	
210		$2,6\times10$ (6) a	α: 4960, 4920, 4570; γ: 262, 300, 340, 610;
210		5,0 d	$\beta-$: 1160; α: 4690, 4650;
211		2,15 min	α: 6620, 6280; γ: 351
212		60,6 min	$\beta-$: 2250; α: 6090, 6050; γ: 40, 288, 727
214		19,8 min	$\beta-$: 3260; α: 5510, 5450; γ: 609, 1764, 2445
215		7,4 min	
210		138,40 d	α: 5305; γ: 803
211		0,52 s	α: 7450; γ: 570, 900
212		$0,3\times10(-6)$s	α: 8780
214		$1,6\times10(-4)$s	α: 7690; γ: 799
215		$1,8\times10(-3)$s	α: 7380
216		0,15 s	α: 6780
218		3,05 min	α: 6000
209		5,5 h	α: 5650; γ: 195, 545, 780
210		8,3 h	α: 5520, 5440, 5360; γ: 245, 1180, 1436
211		7,2 h	α: 5868; Po—X
219		3,96 s	α: 6820, 6550, 6420; γ: 272, 401
220	$<0,2$	55,6 s	α: 6290; γ: 550
222	0,72	3,824 d	α: 5490; γ: 510
223		21,8 min	$\beta-$: 1150; γ: 50, 80, 234
223	130	11,43 d	α: 5750, 5710, 5610, 5540; γ: 149, 270
224	12	3,64 d	α: 5680, 5450; γ: 241
226	20	1600 a	α: 4780, 4600; γ: 186
228	36	5,75 a	$\beta-$: 50
227	830	21,8 a	α: 4950, 4860; $\beta-$: 46; γ: 70, 166, 190
228		6,13 h	$\beta-$: 2110; γ: 340, 908, 960
227	250 f	18,72 d	α: 6040, 5980, 5760, 5720; γ: 50, 237
228	123	1,913 a	α: 5430, 5340; γ: 84, 132, 167, 214
230	23	$7,5\times10$ (4) a	α: 4680, 4620; γ: 68, 142, 184, 253
231		25,6 h	$\beta-$: 300; γ: 26, 84
232	7,4	$1,4\times10$ (10) a	α: 4010, 3950; Ra—X
234	1,8	24,10 d	$\beta-$: 191; γ: 63, 93
231	200	$3,25\times10$ (4)a	α: 5060, 5020, 5010, 4950, 4730; γ: 27, 290
234	500 f	1,18 min	$\beta-$: 2290; γ: 765, 1001
234		6,75 h	$\beta-$: 1300, 1130, 530; γ: 100, 126, 220, 1080
234	95	$2,47\times10$ (5) a	α: 4770, 4720; γ: 53, 117
235	579,5 f	$7,1\times10$ (8) a	α: 4580, 4400, 4370; γ: 143, 185, 204
238	2,73	$4,51\times10$ (9) a	α: 4200, 4150; Th—X
237	170	$2,14\times10$ (6) a	α: 4780, 4650; γ: 30, 86, 145

1	2	3	4	5	6	7	8
94	Pu	239	52146		1/2+	0,200	
		240	53882		0+		
		242	58725		0+		
95	Am	241	56714		5/2−	1,58	4,9
		243	61367		5/2−	1,4	4,9
96	Cm	245	65371		7/2+		
		246	67202		0+		
		247	70280				
		248	72220		0+		
97	Bk	247	70260				
		249	74883		7/2+		
98	Cf	249	74749		9/2−		
		250	76384		0+		
		251	79260		1/2+		
		252	81500		0+		
99	Es	253	84730		7/2+		
		255					
100	Fm	252	82562		0+		
		253	84930				
101	Md	258					
102		255	92730				
103	Lr	256					
104	Ku	260					

bzw. Emissionsspektrum des Kristalls bei der gleichen Wellenlänge zum Auftreten einer sehr schmalen Linie (Null-Phonon-Linie, Abb.).



Null-Phonon-Linie und Phonon-Seitbanden im Absorptions- und Emissionsspektrum des M′-Zentrums in LiF bei 4 K

Zusätzlich werden im Absorptionsspektrum bei kleineren Wellenlängen und spiegelsymmetrisch im Emissionsspektrum bei größeren Wellenlängen *Phonon-Seitbanden* beobachtet (Abb.). Diese entstehen dadurch, daß sich beim Elektronenübergang in der Störstelle mit gewisser Wahrscheinlichkeit gleichzeitig der Schwingungszustand des gesamten Kristalls ändert, d. h., es werden Phononen emittiert oder absorbiert. Wegen einer formalen Analogie zum → Mößbauer-Effekt wird das Auftreten von schmalen Null-Phonon-Linien und Phonon-Seitbanden im optischen Spektralbereich auch *optischer Mößbauer-Effekt* genannt. Das Verhältnis der Intensität der Null-Phonon-Linie zur Intensität der gesamten Bande wird durch den *Debye-Waller-Faktor* e^{-2W} gegeben, wobei W mit wachsender Temperatur stark zunimmt. Für die Beobachtung eines N.-P.-Ü.s sind daher sehr tiefe Temperaturen (< 20 K) erforderlich, ferner darf die Elektron-Phonon-Kopplung bei der Störstelle nicht zu stark sein, da sonst die Phonon-Seitbanden überwiegen.

Nullpotential, svw. Nulladungspotential.

Nullpunkt, *absoluter N.*, der Nullpunkt der thermodynamischen Temperatur, festgelegt als 0 K. Am absoluten N. befinden sich alle physikalischen Systeme in ihrem Zustand niedrigster Energie, dem Grundzustand. Von ihm aus werden die Kelvin-Skala und die Rankine-Skala gezählt, → Temperaturskala.

Nullpunktfeld, → Vakuumschwankung.

Nullpunktschwankung, svw. Vakuumschwankung.

Nullpunktsdepression, thermische Nachwirkung bei Gläsern, die sich besonders bei Thermometern störend bemerkbar macht. Wird ein Glasgefäß erhitzt und anschließend auf die Ausgangstemperatur abgekühlt, so nimmt es nicht gleich seine ursprüngliche Größe und Form wieder an. Es kehrt nur sehr langsam in seinen Anfangszustand zurück. Bei Thermometern führt dieser Umstand zu Meßfehlern. Man gibt die Abweichung an, die bei 0 °C auftritt. Das Thermometer zeigt nach Abkühlung eine geringfügig kleinere Temperatur an. Durch Verwendung geeigneter Gläser kann die N. auf einige hundertstel Grad heruntergedrückt werden.

Nullpunktsenergie, die Energie eines Systems am absoluten Nullpunkt der Temperatur, d. h. im Grundzustand des Systems. In der Quantentheorie wird der Begriff N. oft auch nur für die kinetische Energie gebraucht, die wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation im Gegensatz zu den Aussagen der klassischen statistischen Mechanik am absoluten Nullpunkt nicht verschwindet. So ergeben sich z. B. die quantenmechanischen Energieniveaus eines eindimensionalen harmonischen Oszillators der Frequenz ν zu $E_n = h\nu(n + 1/2)$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist und n die Werte $n = 0, 1, 2, \ldots$ annehmen kann; der Grundzustand des harmonischen Oszillators ist daher $E_0 = h\nu/2 = \hbar\omega/2$ (mit $\hbar = h/2\pi$, $\omega = 2\pi\nu$). Dieser Wert folgt auch aus der Unbestimmtheitsrelation $\Delta q \cdot \Delta p \geqq \hbar/2$ für die Orts- bzw. Impulsunbestimmtheiten Δq bzw. Δp eines Teilchens. Danach kann auch am absoluten Nullpunkt der Temperatur ($T = 0$) die Bewegung eines Teilchens nicht völlig „einfrieren", da sonst der Ort genau bekannt ($\Delta q = 0$) und der Impuls $p = 0$ (d. h., auch $\Delta p = 0$) wäre; es muß statt dessen eine Nullpunktsbewegung und daher eine N. E_0 verbleiben.

Die N. kann natürlich willkürlich, durch Umnormierung der Energieskala, zu Null definiert werden. Dies ist insbesondere in der Quanten-

3	9	10	11
239	742,4 f	2,44×10 (4) a	α: 5160, 5110; γ: 39, 52, 129; U—X
240	281	6600 a	α: 5170, 5120; U—X
242	19,8	3,8×10 (5) a	α: 4900, 4860
241	740	433 a	α: 5490, 5440; γ: 60
243	68	7950 a	α: 5280, 5230; γ: 44, 75
245	1900 f	9320 a	α: 5360, 5310; γ: 130, 173
246	15	5480 a	α: 5390, 5340
247	180	1,64×10 (7) a	
248	7,2	4,7×10 (5) a	α: 5080, 5040
247		1380 a	α: 5680, 5520; γ: 84, 270
249	500	314 d	$\beta-$: 125; α: 5420
249	1735 f	360 a	α: 5810; γ: 333, 388
250	1500	13,2 a	α: 6030, 5990
251	3000 f	892 a	α: 5850, 5670; γ: 180
252	30	2,65 a	α: 6120, 6080
253	351	20,47 d	α: 6640; γ: 387, 429
255		39,8 d	α: 6310
252		23 h	α: 7050
253		3,0 d	α: 6960, 6910
258		54 d	α: 6730, 6780
255		185 s	α: 8110
256		35 s	α: 8350
260		0,3 s	

feldtheorie notwendig, da hier die N. häufig den Wert unendlich annimmt, z. B. beim elektromagnetischen Feld, das als Superposition unendlich vieler harmonischer Oszillatoren mit verschiedenen Frequenzen ω aufgefaßt werden kann. Diese N.n der Quantenfelder werden bereits durch geeignete Definition der Lagrange-Dichte eliminiert, indem statt der üblicherweise auftretenden bilinearen Produkte von Bose- bzw. Fermi-Feldern deren Kommutatoren bzw. Antikommutatoren eingeführt werden; sie sind nicht identisch mit den → Selbstenergien der zugehörigen Teilchen.

Nullrate, *Nulleffekt*, Anzahl der Impulse je Zeiteinheit, die in einem Strahlungsdetektor durch andere Ursachen als die zu messende Strahlung ausgelöst werden. Die N. wird durch kosmische Strahlung und durch die Radioaktivität in der Umgebung des Strahlungsdetektors hervorgerufen.

Nullschicht, → Atmosphäre.

Nullstrahler, svw. Strahler nullter Ordnung, → Kugelstrahler.

Nullteiler, Elemente x und y einer Menge M, in der eine Multiplikation yx erklärt ist, deren Produkt yx Null sein kann, ohne daß notwendig x oder y Null sein muß. Nullteiler gibt es bei Vektoren und Matrizen, z. B. ist $\vec{a} \cdot \vec{b} = 0$, wenn die Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ senkrecht zueinander stehen.

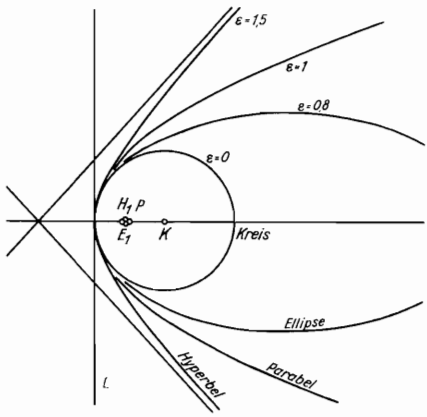
Nullücke, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Nullung, → Erdung.

Nullvektor, *lichtartiger Vektor* oder *isotroper Vektor*, Vierervektor mit dem Betrag Null: $g_{\mu\nu}k^\mu k^\nu = 0$ (→ spezielle Relativitätstheorie, → Minkowski-Raum). Beispiele für einen N. sind der Tangentialvektor an eine Nullinie, Vierergeschwindigkeit bzw. -impuls eines ruhmasselosen Teilchens.

numerische Analysis, Gesamtheit der Methoden zur zahlenmäßigen Auswertung von Gleichungssystemen. Das wichtigste Hilfsmittel der n. A. ist heute der Rechenautomat.

numerische Exzentrizität, bei Kegelschnitten das Verhältnis $\varepsilon = d/r$ des Abstands d eines Kegelschnittpunkts von einer Leitlinie L und des Abstands r vom zugehörigen Brennpunkt. Diese Konstante hat für die Parabel den Wert $\varepsilon = 1$, für Ellipse und Hyperbel den Wert $\varepsilon = e/a$, wenn e die lineare Exzentrizität und a die halbe große Achse ist. Für die Ellipse ist $\varepsilon < 1$, für die Hyperbel ist $\varepsilon > 1$. Der Kreis kann mit $\varepsilon = 0$ als Grenzfall angesehen werden (Abb.).



Abhängigkeit eines Kegelschnitts von der numerischen Exzentrizität

numerische Integration, die angenäherte zahlenmäßige Berechnung eines bestimmten Integrals $\int_a^b f(x)\,dx$. Die n. I. wird angewandt, wenn die Funktion $f(x)$ nur an bestimmten Punkten des Intervalles $[a, b]$ z. B. in Form von Meßwerten gegeben ist oder wenn der Wert des Integrals auf andere Weise nicht oder nur mit großem Aufwand bestimmt werden kann, wie es z. B. bei der Berechnung von Streuamplituden der Fall ist. Die n. I. kann von Hand oder besonders rationell mit EDV-Anlagen durchgeführt werden.

Allgemein wird bei der n.n I. das Integrationsintervall $[a, b]$ in eine Anzahl N von Stützstellen x_i mit $a = x_0 < x_1 < \cdots < x_N = b$ zerlegt und das Integral in der Form

$$\int_a^b f(x)\,dx = \sum_{i=0}^{N} a_i f(x_i) + R \qquad (1)$$

dargestellt, wobei die Gewichtsfaktoren a_i sich aus dem jeweiligen Integrationsverfahren und

Nusselt-Jouguetsche Brennformel

der Verteilung der Stützstellen ergeben. Das Restglied R läßt sich bei hinreichend großem N beliebig klein machen. Mehrdimensionale Integrale werden bei der n.n I. im allgemeinen auf eindimensionale Integrale zurückgeführt.

Das gebräuchlichste Verfahren, das bei relativ geringem Aufwand die genauesten Werte liefert, ist die Integration nach der Simpsonschen Regel, auch Keplersche Faßregel genannt. Bei dieser wird unter der Voraussetzung, daß N gerade ist und daß die Stützstellen äquidistant verteilt sind, durch die Funktionswerte $f(x_k), f(x_{k+1}), f(x_{k+2}), \ldots$ mit $k = 0, 2, \ldots, N-2$ je eine Parabel gelegt, d. h., $f(x)$ wird durch Parabelstücken angenähert. Dann kann die Integration leicht ausgeführt werden und im Ergebnis entsteht

$$\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}x = \frac{b-a}{N}\,(f(x_0) + 4f(x_1) + 2f(x_2) + 4f(x_3) + \cdots + 2f(x_{N-2}) + 4f(x_{N-1}) + f(x_N)) + R \qquad (2)$$

Bei der praktischen Verwendung von (2) auf EDV-Anlagen wird zur Fehlerabschätzung nicht das Restglied R abgeschätzt, sondern die Integration ausgehend von einer vorgegebenen Stützstellenzahl N mit immer verdoppelter Stützstellenzahl so lange ausgeführt, bis die Differenz der Ergebnisse zweier aufeinander folgender Integrationen kleiner als der vorgegebene Fehler ist.

Nusselt-Jouguetsche Brennformel, → Verbrennungsgeschwindigkeit.

Nusseltsche Kugel, Gerät zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von pulverförmigen Stoffen. Der Stoff wird in zwei verschraubbare Halbkugeln mit einem elektrischen Heizkörper gefüllt. Aus der Heizleistung und den thermoelektrisch gemessenen Temperaturen ergibt sich die Wärmeleitfähigkeit.

Nusseltzahl, 1) Nu, dimensionslose Kennzahl des Wärmeübergangs, das Verhältnis der tatsächlichen Wärmestromdichte, die durch die Wärmeübergangszahl α gekennzeichnet wird, zu der Wärmestromdichte, die durch reine Leitung in einer Schicht von der Dicke l auftreten würde: $\mathrm{Nu} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$; dabei ist l eine charakteristische Länge und λ die Wärmeleitzahl. Die N. ist von großer Bedeutung für die Wärmeübertragung einer Strömung an eine Wand (→ Konvektion, → Impulstheorie des Wärmeübergangs).

2) Nu′, Kennzahl des Stoffübergangs, auch *N. zweiter Art* genannt, analog zur N. des Wärmeübergangs definiert: $\mathrm{Nu}' = \frac{\beta' \cdot l}{D}$, dabei ist β' die Stoffübergangszahl und D der Diffusionskoeffizient (→ Austausch).

Nutation, → Präzession, → Kreisel.

Nutationskegel, → Kreisel.

Nutzeffekt, weniger gebräuchliche Bezeichnung für → Wirkungsgrad.

nx, → Nox.

Nyktometer, → Adaptation.

Nyquist-Formel, → Rauschen II, 1).

Nyquist-Kriterium, → Rückkopplung.

Nyquist-Rauschen, → Rauschen II, 1).

O, 1) *O* Oberfläche. **2)** o(*z*) mathematisches Symbol zur Bezeichnung für unendlich kleine Größen höherer Ordnung als *z*. **3)** O(*z*) mathematisches Symbol zur Bezeichnung für unendlich kleine Größen gleicher Ordnung wie *z*.

O-Bande, → Farbzentrum.

Oberfläche, Grenzfläche zwischen einem Festkörper oder einer Flüssigkeit und einem stoffarmen Raum, z. B. dem Vakuum oder einem Dampfraum. O.n sind auf Grund der Grenzschichteigenschaften charakterisiert durch die Oberflächenenergie (→ Oberflächenspannung). Festkörperoberflächen weisen je nach der Methode ihrer Erzeugung oder Behandlung unterschiedliche → Oberflächenstrukturen auf. O.n, die außer den durch das Potentialgebirge der regelmäßigen Atomanordnung bedingten Adsorptionsstellen keine Stellen besonders erhöhter Adsorptionsenergie aufweisen, bezeichnet man als *homogene O.n*, solche mit Stellen unterschiedlicher Adsorptionsenergie als *heterogene O.n*. Ist eine O. als Ganzes in bezug auf die Adsorption zwar heterogen, setzt sich aber aus kleinen homogenen Bereichen zusammen, so nennt man sie *homotattisch*. Einkristalle bilden beim Kristallwachstum oder Kristallabbau meist niedrig indizierte glatte Oberflächen aus. Ideal glatte O.n kann es bei endlichen Temperaturen auf Grund der thermodynamisch bedingten → Oberflächenrauhigkeit nicht geben. Reine, von adsorbierten Fremdstoffen freie O.n sind nur im Ultrahochvakuum zu erhalten. Bei spaltbaren Substanzen erhält man sie am besten durch Kristallspaltung im Ultrahochvakuum-Rezipienten, wobei verhindert werden muß, daß Verunreinigungen während des Spaltvorganges oder nachträglich durch Diffusion aus dem Inneren des Kristalls auf die O. gelangen. O.n nicht spaltbarer Substanzen werden durch Beschuß mit Edelgasionen im Ultrahochvakuum gereinigt. Die durch den Beschuß erzeugte Oberflächenrauhigkeit muß durch eine nachfolgende Temperung ausgeheilt werden. Da dabei erneut Verunreinigungen aus dem Kristallinneren zur Oberfläche diffundieren können, wird im allgemeinen zur Reinigung ein mehrfach wiederholter Ionenbeschuß-Temper-Zyklus angewendet.

Oberflächenaktivität, 1) das auf der Ausbildung großer innerer Oberflächen beruhende starke Adsorptionsvermögen einiger Materialien, z. B. von Aktivkohle, Kieselgel und den Bleicherden (→ Adsorption), **2)** die Fähigkeit einer gelösten Substanz, die Oberflächenspannung eines Lösungsmittels, insbesondere die von Wasser, zu erniedrigen. Die Verminderung der Oberflächenspannung beruht auf einer Anreicherung des gelösten Stoffes an der Oberfläche der Lösung. Der Zusammenhang zwischen der Oberflächenspannung σ, der Konzentration des gelösten Stoffes im Inneren der Lösung c und der Konzentration des gelösten Stoffes an der Oberfläche der Lösung a wird durch die *Gibbssche Adsorptionsgleichung* gegeben:

$$a = -\frac{c}{RT} \cdot \left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)_{O=\mathrm{konst.}}$$

Hierbei ist T die absolute Temperatur, R die Gaskonstante und $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)_{O=\mathrm{konst.}}$ die Änderung

der Oberflächenspannung mit wachsender Konzentration bei konstant gehaltener Größe der Oberfläche. Im Falle oberflächenaktiver Stoffe ist $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial c}\right)_o$ negativ, d. h., es findet in der Oberfläche eine Anreicherung des gelösten Stoffes statt. Stoffe, die die Oberflächenspannung nicht ändern oder vergrößern, heißen *oberflächeninaktiv*. Bei diesen ist $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial c}\right)_o$ positiv, und es tritt eine Verarmung des gelösten Stoffes an der Oberfläche ein. Stoffe, die die Oberflächenspannung erniedrigen, werden auch als kapillaraktiv, und solche, die sie nicht erniedrigen, als kapillarinaktiv bezeichnet. Durch die Erniedrigung der Oberflächenspannung wird die Benetzbarkeit eines festen Körpers durch die Flüssigkeit gefördert; hierauf beruht vor allem die Wirkung der Waschmittel.

Oberflächendekorationsverfahren, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Oberflächendiffusion, → Diffusion.

Oberflächenelement, → Integralrechnung.

Oberflächenenergie, → Oberflächenspannung.

Oberflächenfilm, im weiteren Sinne eine flüssige dünne Schicht auf der Oberfläche fester oder flüssiger Körper, im engeren Sinne eine monomolekulare Schicht wasserunlöslicher Substanzen auf einer Wasseroberfläche. Wird eine geringe Menge einer wasserunlöslichen Fettsäure in einem geeigneten Lösungsmittel, z. B. Benzol, gelöst und ein Tropfen dieser Lösung auf eine reine Wasseroberfläche gegeben, dann breitet sich dieser Tropfen durch Spreitung über die gesamte Oberfläche aus. Nach dem Verdunsten des Lösungsmittels bleibt auf der Oberfläche ein dünner O. dieser Fettsäure zurück. Steht der Fettsäure mehr Platz zur Verfügung, als zur Bildung einer Monoschicht notwendig ist, dann bildet sich eine ideal-gasanaloge Schicht, indem sich ihre Moleküle wie die Molekeln eines idealen Gases auf der Oberfläche bewegen. Gleich diesen führen sie Stöße aus, die einen zweidimensionalen Oberflächendruck Π(dyn/cm) bewirken. Die Beziehung zwischen Π und der einem Molekül zur Verfügung stehenden Fläche A ist der idealen Gasgleichung völlig analog: $\Pi \cdot A = kT$, wobei k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur ist. Der Druck ergibt sich auch aus der durch die Anwesenheit des Films hervorgerufenen Erniedrigung der Oberflächenspannung. Werden die Moleküle durch Verkleinerung der Oberfläche zusammengedrängt, so treten beim Erreichen bestimmter Oberflächendrücke Umwandlungen auf, die der Kondensation von Dämpfen analog sind; der Film zeigt dann realgasanaloges Verhalten. Kondensierte Filme von monomolekularer Dicke können auf Metall- oder Glasplättchen aufgefischt und Schicht für Schicht zu „Aufbaufilmen" übereinandergelagert werden, die wertvolle Hilfsmittel der Forschung darstellen.

Lit. Gregg: Oberflächenchemie fester Stoffe (dtsch Berlin 1958).

Oberflächenimpedanz, eine Größe, die das Reflexionsverhalten von Wellen an der ebenen Oberfläche eines Mediums beschreibt. In der Elektrodynamik und Optik ist die O. ein Tensor Z, der das elektrische Feld $\vec{E}$ einer elektromagnetischen Welle der Frequenz ω mit der Normalableitung $\vec{E}'$ dieses Feldes an einer Oberfläche gemäß der Relation $\vec{E} = (1/\mu_0\mu_{rel}i\omega) \cdot Z \cdot \vec{E}'$ verknüpft. In einem Medium mit einer wellenzahlunabhängigen Dielektrizitätsfunktion ε_{rel} beträgt die O. $Z = \sqrt{\mu_0\mu_{rel}/\varepsilon_0\varepsilon_{rel}}$, speziell $Z = 4\pi c$ im Vakuum. Für unmagnetische Festkörper ist $\mu_{rel} = 1$. Fällt eine elektromagnetische Welle mit der elektrischen Feldstärke $\vec{E}_e$ aus dem Vakuum auf die Oberfläche eines Mediums, so ist die elektrische Feldstärke in der reflektierten Welle $\vec{E}_r = (Z - \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0})(Z + \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0})^{-1}\vec{E}_e$. Die O. läßt sich durch Messung der reflektierten Welle experimentell ermitteln. Im Frequenzbereich der Radio- und Mikrowellen wird die O. eines Festkörpers experimentell über ihren Einfluß auf die Resonanzeigenschaften eines Resonators bestimmt, in den der Festkörper eingebaut wird.

Bei Supraleitern 1. Art ist die O. der elektrische Widerstand des Supraleiters bei Belastung mit Wechselstrom hoher Frequenzen. Da es sich um einen Wechselstrom handelt, spricht man besser von O. als von *Oberflächenwiderstand*. Die Vorsetzung des Wortes „Oberfläche" rührt daher, daß einerseits in Supraleitern 1. Art Ströme nur in der Oberfläche fließen können und andererseits infolge des Skineffekts bei genügend hoher Frequenz des Wechselstroms auch bei Normalleitern nur ein Oberflächenstrom fließt. Bei Frequenzen ν des Wechselstroms bzw. der entsprechenden eingestrahlten elektromagnetischen Welle, für die die Energie der Strahlungsquanten $E = h\nu$ etwa der Energielücke $2\Delta = 3{,}5\,kT_c$ entspricht, nimmt die O. eines Supraleiters wesentlich zu, da dann die Energie E der Strahlungsquanten genügt, um die Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) aufzubrechen, und somit eine Annäherung an die O. eines Normalleiters erfolgt. Es bedeuten k die Boltzmannsche Konstante, h das Plancksche Wirkungsquantum und T_c die der Energielücke entsprechende Temperatur der Cooper-Paare. Bei Supraleitern 2. Art ergeben sich kompliziertere Verhältnisse. → Wechselstromverluste in Supraleitern.

Oberflächenintegral, → Integralrechnung.

Oberflächenionisation, → Ionisation.

Oberflächenpassivierungstechnik, svw. Planartechnik.

Oberflächenpumpe, svw. Kapazitätspumpe.

Oberflächenrauhigkeit, Abweichung des Profils einer Oberfläche von der ideal glatten Form. Bei technischen Oberflächen wird zwischen Rauhigkeit, Welligkeit und Formfehlern unterschieden, und die technischen Prüfverfahren haben die Aufgabe, diese drei im Rauhigkeitsgebirge überlagerten Komponenten zu trennen. Die *Rauhigkeit* im technischen Sinn ist eine Folge von Hügeln und Tälern mit mittleren Abständen von etwa 10^{-4} bis 10^{-1} cm. Der Rauhigkeit kann noch eine *Welligkeit* mit einer mittleren Periode von etwa 10^{-1} bis 1 cm überlagert sein, die meist von einem periodischen Gang bei der Bearbeitung der Oberfläche herrührt. Eine Abweichung der Oberfläche als Ganzes von der gewünschten Form wird als *Formfehler* bezeichnet.

Aussagen über die O. sind nur sinnvoll bei gleichzeitiger Angabe des Prüfverfahrens. So erscheinen z. B. submikroskopisch rauhe Oberflächen bei einem groben technischen Prüfverfahren als glatt, und technisch als rauh erkannte Oberflächen können in submikroskopischen Elementarbereichen glatt sein. Die wichtigsten technischen Prüfverfahren sind die *Stylusmethode*, bei der ein feiner Stift die Oberfläche abtastet, und *interferenzmikroskopische Verfahren*, insbesondere das der Vielstrahlinterferenz nach Tolansky.

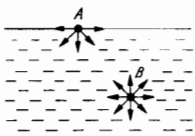
Da die O. stets mit einer Vergrößerung der Oberfläche verbunden ist, wird als Maß für die O. oft das Verhältnis von wahrer zu scheinbarer, d. h. makroskopisch ausgemessener Oberfläche angegeben.

Auch makroskopisch glatte Spaltflächen von Einkristallen zeigen noch eine submikroskopische O. Einerseits wird beim Spaltprozeß im allgemeinen eine Vielzahl nur wenige Atomlagen hoher Stufen erzeugt, andererseits können auch von Stufen freie Bereiche aus thermodynamischen Gründen nicht völlig glatt sein. Bei endlichen Temperaturen besteht immer eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß einzelne Atome durch thermische Aktivierung ihre festen Plätze in der Oberfläche verlassen und sich als → Adatome auf die oberste Netzebene des Kristalls begeben, während in der obersten Netzebene Oberflächenlücken und Lückenaggregate zurückbleiben.

Oberflächenreibung, → Reibung.

Oberflächenrekombination, → Rekombination 1).

Oberflächenspannung, σ, an einer Oberfläche wirkende Spannung, die bestrebt ist, die Oberfläche zu verkleinern. Sie ist am auffälligsten an der Oberfläche von Flüssigkeiten, da diese der Wirkung der O. nachgeben und Oberflächen mit minimaler Größe ausbilden können. Ihre Dimension ist dyn/cm. Die O. beruht darauf, daß die Moleküle der Oberfläche nur auf einer Seite gleichartige Nachbarn haben und folglich nur von einer Seite her anziehenden Kräften unterliegen (Abb. 1, Molekül *A*), während im Innern eines Körpers die Kraftwirkungen auf ein Molekül allseitig gleich sind (Abb. 1, Molekül *B*). Als Resultierende aller Molekularkräfte wirkt auf ein in der Oberfläche liegendes Molekül stets eine in das Innere des Körpers gerichtete Kraft. Das bedeutet, daß die Moleküle der Oberfläche eine höhere potentielle Energie als die im Inneren des Körpers liegenden haben. Deshalb ist zur Erzeugung einer Oberfläche stets eine bestimmte Energie, die *Oberflächenenergie*, erforderlich, und alle flüssigen und festen Körper haben das Bestreben, möglichst kleine Oberflächen auszubilden. Die mechanische Arbeit, die aufgewendet werden muß, um eine Oberfläche isotherm um 1 cm² zu vergrößern, ist gleich der *spezifischen freien Oberflächenenergie* (*Kapillarkonstante*) mit der Dimension erg/cm². Diese ist identisch mit der O. Dementsprechend sind auch die Dimensionen gleich, da 1 erg/cm² = 1 dyn/cm. Die gesamte Oberflächenenergie Σ beinhaltet außerdem den bei einer isothermen Vergrößerung der Oberfläche notwendigen Wärmeaustausch, $\Sigma = \sigma - T\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)$. Meist ist $\partial\sigma/\partial T$ negativ, d. h., daß zur Vergrößerung einer Oberfläche fast immer eine Wärmezufuhr notwendig ist. Bei Flüssigkeiten bezeichnet man die Größe σ meist als O., bei Festkörpern spricht man häufiger von Oberflächenenergie oder exakter von freier Oberflächenenergie.



1 Kräfte auf ein Molekül *A* an der Oberfläche und im Inneren eines Körpers *B*

Oberflächenspannungen (gegen Luft) bei 20 °C in dyn/cm

Kupfer	1820
Silber	1190
Steinsalz	155
Quecksilber	487
Wasser	72,75
NaCl-Lösung (10%ig)	75,9
Seifenlösung	30
Olivenöl	32
Benzol	28,85
Azeton	23,70
Äthanol	22,75

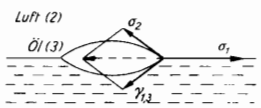
Spielen elastische Spannungen an der Oberfläche von Festkörpern eine Rolle, so wird mitunter zwischen O. und Oberflächenenergie unterschieden. Während der Begriff Oberflächenenergie dann die obige Bedeutung behält, berücksichtigt der Begriff O. dann auch die durch elastische Kräfte bewirkten Änderungen der Oberflächenenergie.

Die Oberflächenenergie der Festkörper ist schwer meßbar. Die besten vorliegenden Werte scheinen die zu sein, die aus der molekularen Wechselwirkung der Gitterbausteine unter Annahme bestimmter Wechselwirkungspotentiale berechnet wurden.

Die O. einer Flüssigkeit kann experimentell direkt gemessen werden als die Kraft, die an einer in der Oberfläche liegenden Linie von 1 cm Länge senkrecht zu dieser Linie angreift. Die O. ist die Ursache der besonderen Erscheinungen in Kapillaren (→ Kapillarität).

An einer gekrümmten Oberfläche verursacht die O. einen Normaldruck; z. B. ist der Druck innerhalb eines Wassertropfens stets höher als außerhalb. Der von einer Kugeloberfläche nach innen ausgeübte Normaldruck (*Kohäsionsdruck*) ist $p = 2\sigma/r$, wobei r der Krümmungsradius ist. An beliebig gekrümmten Flächen mit den Hauptkrümmungsradien r_1 und r_2 ist der Normaldruck $p = \sigma(1/r_1 + 1/r_2)$. Aus der Zunahme des Druckes mit abnehmendem Radius erklärt sich z. B. die Beobachtung, daß von Seifenblasen, die miteinander in Kontakt gebracht werden, stets die größeren auf Kosten der kleineren wachsen.

Die O.en, die an einem in der Oberfläche liegenden Molekül angreifen, lassen sich vektoriell addieren. Das wird deutlich durch das Kräftegleichgewicht an einem auf einer Wasseroberfläche schwimmenden, linsenförmigen Öltropfen (Abb. 2), wobei die vektorielle Summe



2 Kräftegleichgewicht an einem Öltropfen auf einer Wasseroberfläche. σ_1 Oberflächenspannung des Wassers, σ_2 Oberflächenspannung des Öls, $\gamma_{1,3}$ Grenzflächenspannung Wasser/Öl

von σ_2 und $\gamma_{1,3}$ die Wirkung von σ_1 kompensiert. Bei vergrößertem σ_1 müßte der Tropfen eine flachere Gestalt annehmen, um die nötige Kompensation zu ermöglichen. Wird $\sigma_1 > \gamma_{1,3} + \sigma_2$, dann ist ein Kräftegleichgewicht nicht

mehr möglich, der Tropfen spreitet über die ganze Oberfläche (→ Benetzung).

Die Oberflächenenergie eines Supraleiters wird bestimmt durch das Verhältnis der Kohärenzlänge ξ des Supraleiters zur Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes in den Supraleiter. Sie ist gleich Null für $\xi = \lambda$, positiv für Supraleiter 1. Art mit $\xi > \lambda$ und negativ für Supraleiter 2. Art mit $\xi < \lambda$. Für Werte des Ginzburg-Landau-Parameters $\varkappa = \lambda/\xi\sqrt{2}$, die $< 1/\sqrt{2}$ sind, ergeben sich also positive Oberflächenenergien und für Werte $> 1/\sqrt{2}$ negative (→ GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Oberflächensperrschichtzähler, svw. Halbleiterdetektor.

Oberflächenstruktur, das Gefüge bzw. die Gliederung einer Oberfläche. Je nachdem, welche besonderen Anordnungen und Eigenschaften einer Oberfläche interessieren, bezeichnet man mit dem Begriff O. die geometrische Anordnung der Atome an der Oberfläche oder aber auch die chemische und elektronische Struktur der Oberfläche, z. B. die Dichte und Anordnung von Oberflächenzuständen, die Bandstruktur, die Ladungsträgerdichte und die Lage des Fermi-Niveaus an der Oberfläche und im oberflächennahen Bereich.

Da das periodische Gitterpotential an der Oberfläche gestört ist, wird erwartet, daß die räumliche Anordnung an der Oberfläche von der im Volumen eines Kristalls vorliegenden abweicht. Kenntnis über die Atomanordnung in der Oberfläche wird durch die Beugung langsamer Elektronen (LEED) gewonnen. Die LEED-Beobachtungen haben ergeben, daß bei Oberflächen von Kristallen, deren Atome eine kugelsymmetrische Bindungsstruktur haben, die Atome nicht seitlich verrückt sind. Dementsprechend weicht die Struktur der niedrigindizierten Oberflächen von Metallkristallen meist nicht von der Struktur der entsprechenden Ebenen im Kristallinneren ab. Bei Atomen mit ausgeprägt gerichteten Valenzen kann sich die O. jedoch stark von der Struktur des Kristallinneren unterscheiden. Es treten seitliche und auch senkrechte Verrückungen auf, die zu periodisch wiederkehrenden Gruppierungen führen, die als Überstrukturen in Erscheinung treten. Da die Gitterkonstanten der Überstrukturen ein Vielfaches der Gitterkonstanten der ungestörten Kristalls betragen, machen sie sich im LEED-Diagramm als Reflexe gebrochener Ordnung bemerkbar. Adsorbierte Fremdatome können die Atomanordnung in der Oberfläche entscheidend verändern, so daß dann auch auf niedrigindizierten Metalloberflächen Überstrukturen auftreten.

Besondere O.en werden durch die zahlreichen auf den Oberflächen vorhandenen Stufen gebildet. Das Stufenprofil der Alkalihalogenidkristalle ist gut bekannt, da es hier elektronenmikroskopische Präparationsmethoden gibt, die Stufen bis hinab zu monoatomarer Höhe sichtbar machen.

Oberflächensupraleitfähigkeit, besondere Art der Supraleitfähigkeit in einem Supraleiter 2. Art, in dem oberhalb des oberen kritischen Feldes H_{c2} in einer Oberflächenschicht von etwa der Dicke der Kohärenzlänge ξ des Supraleiters noch Supraleitfähigkeit vorliegt. O. tritt nur auf, wenn das anliegende Magnetfeld parallel zur Oberfläche liegt und nicht größer als das kritische Feld der O. H_{c3} ist, wobei gilt: $H_{c3} = 1{,}69\, H_{c2}$.

Ursache für die O. ist im wesentlichen, daß das obere kritische Feld H_{c2} sich aus der Oberflächenenergie an den Phasengrenzen im Innern des Metalls ergibt, daß aber in der Nähe der Grenzfläche zwischen Metall und Vakuum etwas andere Bedingungen vorliegen. Deshalb wird der effektive Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ dort erhöht. Dadurch gibt es Lösungen der Ginzburg-Landau-Gleichungen mit $\psi \neq 0$ oberhalb von H_{c2} in der Nähe der Oberfläche.

Oberflächenverbindungen, chemische Verbindungen, die bei Adsorption von Molekülen an einer Oberfläche durch Haupt- oder Nebenvalenzen zwischen den Molekülen oder Atomen des Adsorbens und Adsorptivs zustande kommen.

Oberflächenwellen, 1) elektromagnetische ebene Wellen, die sich längs der Grenzfläche zweier verschiedener Medien ausbreiten. O. sind z. B. Bodenwellen (→ elektromagnetische Wellen) und Wellen längs eines dünnen Drahtes. Die theoretischen Untersuchungen wurden von A. Sommerfeld durchgeführt.

Die sich auf dünnen Drähten ausbreitenden Wellen sind vom *E*-Typ. Das elektrische Feld steht im wesentlichen senkrecht (radial) auf dem Draht und hat nur eine kleine axiale Komponente. Das magnetische Feld hat dagegen nur eine zirkulare Komponente. Die Energie ist in der Hauptsache in einem Schlauch konzentriert, der durch den Grenzradius bestimmt wird. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist nur wenig von der Lichtgeschwindigkeit verschieden. Die Dämpfung ist gering. Für die technische Anwendung wichtiger als der blanke Draht ist der mit einer dünnen Isolierschicht umgebene metallische Draht. Dadurch verkleinert sich der Grenzradius und damit die Feldausdehnung sehr stark. Man erreicht eine erhebliche Herabsetzung der Störungen von und nach außen. Derartige Leitungen sind als Leitungen nach Goubau-Harms oder *Goubau-Leitungen* bekannt geworden. Als Isolierstoff wird z. B. Polyäthylen verwendet. Die Leitungsverluste sind sehr gering, steigen jedoch bei Regen und Vereisung stark an. Die Ankopplung erfolgt im allgemeinen durch einen Trichter. Die Goubauleitung wird als Zubringerleitung für Gemeinschafts-Fernsehempfangsanlagen kleiner Ortschaften oder Gebäudegruppen in Gebirgstälern verwendet. Läßt man bei dem metallischen Draht mit Isolierschicht den Draht weg, so entsteht der *dielektrische Hohlleiter*, der ebenfalls die Eigenschaft hat, das elektromagnetische Feld in axialer Richtung fortzuleiten.

Lit. Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (Berlin 1956).

2) Grenzflächenwellen an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit, für die der Einfluß eines angrenzenden gasförmigen Mediums vernachlässigt werden kann. O. entstehen infolge der Wechselwirkung zwischen der Bewegung der beteiligten Medien, z. B. Strömung und Wind, und der Richtwirkung von Gravitation und

Oberflächenwiderstand

Oberflächenspannung, die die O. zu glätten versuchen.

In und nahe der Flüssigkeitsoberfläche vollführen die einzelnen Flüssigkeitselemente kreisende Bewegungen, die eine nicht-sinusförmige Welle hervorrufen. Überwiegt die Schwerkraft, treten *Schwerewellen* mit einer Phasengeschwindigkeit von $c_{ph} = \sqrt{g\lambda/2\pi}$ (g Erdbeschleunigung) auf. Diese Wellen zeigen normale Dispersion, d. h., die Geschwindigkeit c_{ph} steigt mit der Wellenlänge λ. Wegen dieser Dispersion existiert eine von c_{ph} verschiedene Gruppengeschwindigkeit c_{gr}, wobei gilt $c_{gr} = c_{ph}/2$. Bei kleinen Wellenlängen überwiegt die Richtwirkung der Oberflächenspannung σ; für die Phasengeschwindigkeit derartiger *Kapillar-*, *Kräusel-* oder *Rippenwellen* findet man $c_{ph} = \sqrt{2\sigma\pi/\varrho\lambda}$, wobei ϱ die Dichte ist.

Diese Wellen zeigen anomale Dispersion, weil $c_{gr} = (3/2)\, c_{ph}$ ist. Die Erscheinung äußert sich darin, daß Kapillarwellen in einem ruhig strömenden Gewässer stromauf laufen.

Die *allgemeinen O.* enthalten beide Richtwirkungen, so daß für ihre Geschwindigkeit gilt:

$$c_{ph} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\varrho\lambda}}\,.$$

Für die Wellenlänge $\lambda_{krit} = 2\pi\sqrt{\sigma/g\varrho}$ hat c_{ph} ein Minimum, $c_{ph,min} = \sqrt{4g\sigma/\varrho}$.

Für Wasser ergeben sich die Werte $\lambda_{krit} \approx 1{,}7$ cm und $c_{min} \approx 23$ cm/s. O. mit kleineren Geschwindigkeiten als c_{min} können nicht auftreten. Die zu dieser kritischen Geschwindigkeit gehörende Wellenlänge λ_{krit} teilt zugleich quantitativ den Bereich der O. in Schwerewellen mit $\lambda > \lambda_{krit}$ und in Kapillarwellen mit $\lambda < \lambda_{krit}$ (Lord Kelvin). O. können zudem an der Oberfläche fester Körper auftreten, z. B. die an der Erdoberfläche laufenden Erdbebenwellen (→ seismische Welle).

Oberflächenwiderstand, 1) → Strömungswiderstand, **2)** → Oberflächenimpedanz.

Oberflächenzustand, ein elektronischer Zustand, der durch die Existenz einer Oberfläche des Festkörpers bedingt ist. Die Oberfläche verletzt die durchgehende Periodizität des Kristalls und führt dadurch zum Auftreten von Zuständen, die energetisch in der Bandlücke liegen (→ Bändermodell). Sie sind an der Oberfläche lokalisiert und klingen nach beiden Seiten der Oberfläche exponentiell ab. Man bezeichnet sie als *Tammsche Oberflächenzustände*.

Da die Oberfläche eines Realkristalls durch Defekte und adsorbierte Atome oft stark gestört ist, bilden sich zusätzlich *lokalisierte Oberflächenzustände* aus, deren Eigenschaften empfindlich von der Behandlung der Oberfläche und dem angrenzenden Medium abhängen. Diese Oberflächenzustände spielen eine große Rolle in Halbleiterbauelementen.

Unter *magnetischem O.* versteht man ein quantisiertes Energieniveau eines Metallelektrons, das sich unter dem Einfluß eines homogenen Magnetfeldes entlang einer Metalloberfläche bewegt. Die in der Abb. dargestellte Bahn eines solchen Elektrons ist in Richtung der Oberflächennormalen periodisch und erfüllt dementsprechend eine Bohr-Sommerfeldsche Quantisierungsregel. Aus dieser folgt, daß die Energiewerte der magnetischen Oberflächenzustände proportional zu $B^{2/3}(n - 1/4)^{2/3}$ sind, wobei B die Magnetfeldstärke und $n = 1, 2, \ldots$ eine ganze Quantenzahl ist. Magnetische Oberflächenzustände sind nur in sauberen Kristallen mit glatter Oberfläche bei tiefen Temperaturen möglich, wenn die Elektronen flach auf die Oberfläche treffen und dort mehrfach hintereinander spiegelnd reflektiert werden. Die magnetischen Oberflächenzustände sind in schwachen Magnetfeldern unter 100 G in Indium, Gallium, Wismut und anderen Metallen bei Mikrowelleneinstrahlung experimentell nachgewiesen worden. Stimmt die Energiedifferenz zweier magnetischer Oberflächenzustände mit dem Energiequant $\hbar\omega$ der Welle überein, so absorbieren die Elektronen in einem magnetischen O. die Welle und gehen dabei in einen anderen magnetischen O. über. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante und ω die Kreisfrequenz der Welle. Diese Übergänge treten als Resonanzen in der Oberflächenimpedanz des Metalls als Funktion des Magnetfeldes in Erscheinung. Die Resonanzen sind durch die Streuung der Elektronen gedämpft, so daß insbesondere die Streuung an der Oberfläche auf diese Weise experimentell untersucht werden kann.



Bahn eines Elektrons in einem magnetischen Oberflächenzustand

Oberschwingung, svw. Oberwelle.

Obertöne, die durch Oberschwingungen (→ Oberwelle) im Tonfrequenzbereich erzeugten Teiltöne. Durch ihre Frequenz, Zahl und Stärke wird die → Klangfarbe eines musikalischen Schalleindruckes bestimmt.

Oberwelle, *Oberschwingung*, eine Teilschwingung eines periodischen Vorgangs, deren Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Grundfrequenz ist. Fourier hat gezeigt, daß sich jeder periodische Vorgang durch eine Summe von rein sinusförmigen Teilschwingungen darstellen läßt, deren Frequenzen ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz bilden. Als Grundschwingung oder 1. Harmonische wird die Sinusschwingung bezeichnet, deren Periodendauer mit der längsten in der gegebenen Kurve vorhandenen Periode übereinstimmt. Die Schwingungen mit kleinerer Periodendauer, d. h. mit höherer Frequenz, heißen höhere Harmonische, Oberschwingungen oder O.n.

Die Teilschwingung mit der doppelten Frequenz der Grundschwingung wird als 2. Harmonische oder 1. Oberschwingung oder 1. O. bezeichnet. Entsprechend ist die Bezeichnung der Teilschwingung mit der dreifachen Frequenz usw.

Bei akustischen Schwingungen spricht man anstelle von O.n von Obertönen.

Bei Wechselströmen oder Wechselspannungen stellt der Klirrfaktor ein Maß für den Oberwellengehalt der Grundschwingung dar.

O.n entstehen z. B. durch nichtlineare Verzerrungen einer sinusförmigen elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch Schaltungselemente mit nichtlinearer Kennlinie, z. B. Elektronenröhren, Halbleiterdioden, Transistoren und Induktivitäten mit ferromagnetischen Kernen.

Objektebene, → Kardinalelemente.

Objektfeld, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Objektgröße, *Dinggröße*, der senkrecht zur optischen Achse liegende Abstand eines (am Rande des Objektes befindlichen) Objektpunktes von der Achse, → Abbildung.

Objektiv, allgemeine Bezeichnung für dasjenige abbildende Element eines optischen Geräts, das die eigentliche Abbildung des jeweiligen Objektes bewirkt. Als O. kann eine Einzellinse, ein Linsensystem oder ein Hohlspiegel dienen. Die Bezeichnung O. geht auf die Anfänge des Fernrohrbaus zurück und diente zur Unterscheidung von dem augenseitigen Betrachtungssystem, dem Okular. Später wurde der Name auch für solche Systeme übernommen, die nicht zur unmittelbaren visuellen Betrachtung in Verbindung mit einem Okular dienen. Das O. muß in seinen optischen Eigenschaften, insbesondere in der Behebung der → Abbildungsfehler, dem jeweiligen Verwendungszweck angepaßt sein, z. B. Fernrohr-, Mikroskop-, Photoobjektiv. O.e, die eine Kombination von spiegelnden und brechenden Elementen enthalten, werden als Spiegelobjektive bezeichnet.

Objektivaperturblende, → elektronenmikroskopischer Bildkontrast.

Objektivierbarkeit von Sinneseindrücken, wissenschaftlich-notwendige Voraussetzung, um aus den unmittelbaren Einwirkungen der objektiven Erscheinungen in der den Menschen umgebenden Außenwelt beginnend mit Empfindung und Wahrnehmung über Sinneserfahrung und durch rationale Verarbeitung sinnlich erfaßter Daten empirisches, Fakten über beobachtbare Gegenstände feststellendes Wissen zu erhalten. In der Physik erfolgt die O. v. S. durch Angabe von adäquaten physikalischen Größen, einer Meßvorschrift für diese und deren Messung. Sinneseindrücken werden so Maßzahlen und physikalische Dimension zugeordnet; vergleichbare Sinneseindrücke müssen dieselben physikalischen Dimensionen haben, d. h. durch dieselben Grundgrößen darstellbar sein; identische Sinneseindrücke sind durch die Identität der Maßzahlen definiert. Diese O. v. S. wird durch die exakte Vergleichbarkeit und die Wiederholbarkeit der Messung für gleichartig präparierte physikalische Systeme in der Praxis erzielt.

Objektpunkt, → Abbildung.

Objektweite, → Kardinalelemente.

Observable, beobachtbare physikalische Größen, wie Energie, Impuls, Parität, Spin oder Ladung, und deren Funktionen, soweit diese erklärbar, d. h. als Meßvorschrift zumindest prinzipiell ausführbar sind. In der Quantentheorie werden O. durch hermitesche Operatoren eines Hilbert-Raumes repräsentiert. Im physikalischen Sprachgebrauch identifiziert man die O.n oft mit den zugeordneten hermiteschen Operatoren. Die Korrespondenz Observable ↔ hermitescher Operator ist jedoch nicht eindeutig, da es sicher hermitesche Operatoren gibt, denen keine meßbare physikalische Größe entspricht.

Die *lokalen O.n*, d. h. die innerhalb eines beschränkten Raum-Zeit-Bereiches meßbaren O.n, bilden unter wenigen, physikalisch einleuchtenden Voraussetzungen die lokale Observablenalgebra (→ axiomatische Quantentheorie).

Observablenalgebra, → axiomatische Quantentheorie.

Observablenring, → axiomatische Quantentheorie.

odd-even-staggering, → Isotopieverschiebungen.

ODER-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

OD-Struktur, → Kristall.

Oe, → Oersted.

Oersted, Oe, alte Einheit der magnetischen Feldstärke. $1\ \text{Oe} = \frac{10^3}{4\pi}\ \text{A/m} = 79{,}59\ \text{A/m}$.

offener Kosmos, → geschlossener Kosmos.

offenes System, → physikalische Systeme.

Öffnungsblende, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Öffnungsfehler, → Abbildungsfehler.

Öffnungsspannung, → Induktionserscheinungen bei Schaltvorgängen.

Öffnungsverhältnis, *relative Öffnung*, Meßgröße der Öffnung und damit des geometrischen Strahlungsflusses durch ein optisches System (→ Strahlenraum der optischen Abbildung). Das Ö. wird definiert als Verhältnis des Durchmessers der Eintrittspupille EP zur Brennweite f des Systems, also $\text{Ö.} = EP/f$. Der Kehrwert des Ö.ses heißt *Öffnungszahl* (*Blendenzahl*) und dient zur Kennzeichnung der Wirkung verstellbarer Blenden, wobei die Stufung meist proportional der Bildhelligkeit in einer standardisierten Reihe gewählt wird.

Das Ö. ist eine wichtige Rechengröße für die geometrische Bildhelligkeit (ohne Verluste durch Reflexion und Absorption) sowie für die Schärfentiefe.

Öffnungswinkel, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Öffnungszahl, → Öffnungsverhältnis.

Ogra, → Kernfusion.

Ohm, Ω, **1)** SI-Einheit des elektrischen Widerstandes. Vorsätze erlaubt. Das Ohm ist der elektrische Widerstand zwischen zwei Punkten eines homogenen und gleichmäßig temperierten metallischen Leiters, durch den bei der Spannung 1 V zwischen den beiden Punkten ein zeitlich unveränderlicher Strom der Stärke 1 A fließt. $1\ \Omega = 1\ \text{V/A} = 1\ \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{A}^{-2}$.

Milliohm, mΩ, $1\ \text{m}\Omega = 10^{-3}\ \Omega$; *Kiloohm*, kΩ, $1\ \text{k}\Omega = 10^3\ \Omega$; *Megaohm*, früher Megohm, MΩ, $1\ \text{M}\Omega = 10^6\ \Omega$; *Gigaohm*, GΩ, $1\ \text{G}\Omega = 10^9\ \Omega$; *Teraohm*, TΩ, $1\ \text{T}\Omega = 10^{12}\ \Omega$.

2) *akustisches O.*, Einheit der akustischen Impedanz, → Schallwellenwiderstand. 1 akustisches Ohm $= 1\ \frac{\mu\text{bar}}{\text{cm}^3/\text{s}} = 10^5\ \text{Ns/m}^5$.

3) *mechanisches O.*, Einheit der mechanischen Impedanz. 1 mechanisches Ohm $= 1\ \frac{\text{dyn}}{\text{cm/s}} = 10^{-3}\ \text{Ns/m}$.

Ohmmeter, 1) Ωm, gesetzliche Einheit des spezifischen elektrischen Widerstandes. Das O. ist der spezifische elektrische Widerstand eines homogenen Leiters mit dem Querschnitt $1\ \text{m}^2$ und der Länge 1 m, dessen Widerstand 1 Ω beträgt. $1\ \Omega\text{m} = 1\ \text{m}^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{A}^{-2}$.

2) svw. Widerstandsmesser.

ohmscher Widerstand, → Widerstand 2).

Ohmsches Gesetz, 1) Elektrizitätslehre: von G. S. Ohm 1826 entdecktes Gesetz, das besagt, daß bei Stromfluß durch einen Leiter unter be-

stimmten Bedingungen (insbesondere konstanter Temperatur) das Verhältnis aus dem Spannungsabfall U über dem Leiter und der Stärke I des fließenden Stromes konstant ist. Dieses Verhältnis wird elektrischer Widerstand R genannt: $R = U/I$. In lokaler Formulierung lautet das Ohmsche G. $\vec{j} = \sigma\vec{E}$; dabei ist $\vec{j}$ die elektrische Stromdichte, $\vec{E}$ ist die elektrische Feldstärke und σ die elektrische Leitfähigkeit. $\sigma^{-1} = \varrho$ ist der spezifische elektrische Widerstand.

Geringe Abweichungen vom Ohmschen G. bei Raumtemperatur konnten erst bei Stromdichten von $5 \cdot 10^6$ A/cm^2 gefunden werden. Scheinbare Abweichungen bei hochfrequenten Strömen lassen sich mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen erklären. Bei tiefen Temperaturen und sehr reinem Untersuchungsmaterial kann das Magnetfeld des Meßstroms scheinbare Abweichungen vom Ohmschen G. hervorrufen, → Magnetowiderstand.

Verallgemeinertes O. G., im Plasma unter gewissen Voraussetzungen gültige Beziehung zwischen der Stromdichte $\vec{j}$ und dem elektrischen Feld $\vec{E}$. Es kann, streng genommen, für ein Plasma nur dann definiert werden, wenn dieses das hydrodynamische Stadium erreicht hat. Auf die einfachste Weise läßt sich das O. G. für ein aus positiven Ionen und Elektronen bestehendes Plasma aus den linearisierten hydrodynamischen Gleichungen für ein zweikomponentiges Plasma gewinnen. Wird $m_i \gg m_e$ und Quasineutralität $n_e = Zn_i$ angenommen, wobei m_i, m_e die Ionen- bzw. Elektronenmassen, n_i, n_e die Ionen- bzw. Elektronenkonzentrationen und Z die Kernladungszahl der Ionen bedeuten, so ist $\partial\vec{j}/\partial t = (e/m_e)(\partial p_e/\partial\vec{r}) + (\varrho Ze^2/m_e m_i) \times \times (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \sigma^{-1}\vec{j}) - (e/m_e)\vec{j} \times \vec{B}$ das verallgemeinerte Ohmsche G. e ist die Elementarladung, p_e der Elektronendruck, ϱ die Ionendichte, $\vec{v}$ die Plasmageschwindigkeit, $\vec{B}$ das Magnetfeld, σ die parallele Leitfähigkeit. Andere Darstellungen machen vom Leitfähigkeitstensor σ_{ij} Gebrauch. Wenn die obengenannten Vernachlässigungen nicht gerechtfertigt sind, besitzt das Ohmsche G. eine komplizierte Gestalt. Seine Ermittlung ist eine Aufgabe der Transporttheorie.

2) Magnetismus: dem Ohmschen G. für elektrische Ströme analoge Beziehung, die in einem → magnetischen Kreis die magnetische Spannung $U_m = \int_1^2 (\vec{H}\,\mathrm{d}\vec{r})$ und den magnetischen Fluß Φ miteinander verknüpft. Das Verhältnis aus der magnetischen Spannung und dem Fluß heißt magnetischer Widerstand $R_m = \dfrac{U_m}{\Phi}$.

Das Ohmsche G. des Magnetismus erlaubt die Berechnung magnetischer Kreise mit Hilfe eines dem elektrischen Fall äquivalenten Formalismus, → magnetischer Kreis.

3) Akustik: von G. S. Ohm 1843 aufgestelltes und von Helmholtz bewiesenes Gesetz, nach dem vom menschlichen Ohr nur eine einfache sinusförmige Schwingung als einfacher Ton empfunden wird. Jede andere periodische Druckschwankung der Luft wird nach Art der → Fourier-Analyse in eine Reihe von sinusförmigen Schwingungen zerlegt, die als getrennte Töne wahrgenommen werden. Jeder Klang wird vom menschlichen Ohr als die Summe seiner Teiltöne aufgenommen. Eine solche Analyse entspricht jedoch nicht vollständig einer exakten Fourier-Analyse, da sie wegen der Nichtlinearität des Hörvorgangs amplitudenabhängig ist. → Schallschnelle.

4) Wärmelehre: thermisches O. G., → Wärmeleitung.

5) Optik: dem Ohmschen G. für elektrische Ströme analoge Beziehung für den Lichtfluß. Geht von der leuchtenden Fläche F mit der Leuchtdichte B ein Strahlenbündel aus, das nacheinander die Blendenöffnungen mit dem gegenseitigen Abstand a und den Querschnittsflächen A_1 und A_2 durchstrahlt, so gilt für $a^2 \gg A_1, A_2$ nach dem photometrischen Grundgesetz für den aus der zweiten durchstrahlten Blende tretenden Lichtstrom

$$\Phi = (n^2 A_1 A_2/a^2) \cdot B,$$

wobei n die Brechzahl des zwischen den Blendenöffnungen liegenden Mediums ist. Faßt man den Ausdruck $\Lambda = n^2 A_1 A_2/a^2$ als *Lichtleitwert* bzw. dessen Kehrwert $1/\Lambda = a^2/n^2 A_1 A_2 = R_\Phi$ als *Lichtflußwiderstand* auf, so erhält man

$$\Phi = \Lambda B = B/R_\Phi$$

als *O. G. des Lichtflusses*, worin Λ die Dimension Fläche × (Fläche/Entfernung^2) = Fläche × Raumwinkel = m^{2}sr und R_Φ die Dimension m^{-2} sr^{-1} hat. Im Falle ungleichmäßiger Leuchtdichte ergibt sich Λ zu

$$\Lambda = n^2 \iint \cos\varepsilon\,\mathrm{d}A\,\mathrm{d}\varepsilon,$$

worin ε den Öffnungswinkel des Strahlenkegels bedeutet.

6) O. G. der γ-Strahlung, → Gammastrahlungskonstante.

7) O. G. des Verschiebungsflusses, → Verschiebungsfluß.

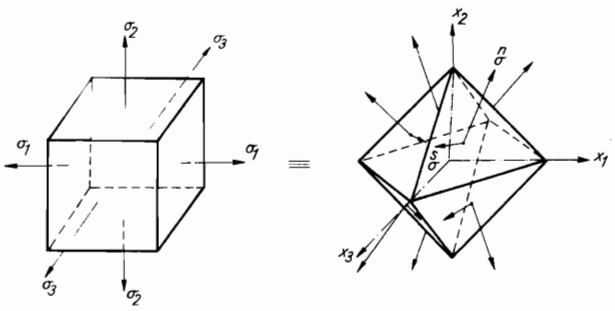
OIML, Symbol für → Organisation Internationale de Métrologie Légale.

Okklusion, → Front.

o-Komponente einer Funkwelle, → elektromagnetische Wellen.

Oktaederschubspannung, Schubspannung in der Oktaederebene, d. i. die Ebene desjenigen Oktaeders, dessen Eckpunkte auf den Hauptspannungsachsen liegen. Zur Interpretation der 2. Invariante des Spannungsdeviators J_2 kann die O. dienen. In den Oktaederflächen wirken die Normalspannungen

$$\overset{n}{\sigma} = \tfrac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) = p \qquad (1)$$



Oktaederschubspannung

und die Schubspannungen

$$\overset{*}{\sigma} = \tfrac{1}{3}\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2} = \sqrt{-\tfrac{2}{3} J_2}. \quad (2)$$

Da der hydrostatische Druck p keinen Einfluß auf die plastischen Formänderungen hat und vom Spannungstensor abgespalten wurde, bleibt als einzige Deviatorspannung in den Flächen des Oktaeders die O. $\overset{*}{\sigma}$ als eine Größe, die plastische Formänderungen hervorrufen kann, übrig. Die Abb. zeigt, wie ein allgemeiner dreidimensionaler Spannungszustand durch den Oktaederspannungszustand ersetzt werden kann.

Oktave, Intervall zweier Töne oder allgemein Schwingungen, deren Frequenzen sich wie 2 : 1 verhalten.

Oktavsiebanalyse, → akustisches Filter, → Schallanalyse.

Oktettprinzip, die 1916 von Kossel und Lewis entwickelte und von Langmuir verfeinerte Vorstellung, daß die Atome bestrebt sind, eine den Edelgasen entsprechende Besetzung der äußeren Elektronenschale anzunehmen. Diese Edelgaskonfiguration hat ein Energieminimum und ist daher gegenüber einer anderen Elektronenverteilung bevorzugt. Die Anwendung des O.s auf die heteropolare Bindung brachte in den meisten Fällen eine Erklärung für das Zustandekommen dieser Bindung. Das O. ist hauptsächlich auf die Elemente der I., II. und VII. Hauptgruppe des Periodensystems anzuwenden, jedoch nur bei Elementen mit niedriger Ordnungszahl. Das Zustandekommen heteropolarer Bindungen konnte häufig mittels des O.s erklärt werden. Die Natur der kovalenten Bindung versuchte Lewis mit dem O. in Übereinstimmung zu bringen, indem er annahm, daß die an der Bindung beteiligten Elektronen beiden Bindungspartnern gemeinsam angehören. Das führt für beide Atome zur Ausbildung der Edelgaskonfiguration. Trotz verschiedener Mängel hat das O. die Erkenntnis von der Struktur der chemischen Bindungen in bedeutendem Maße gefördert. Eine befriedigende Erklärung der kovalenten Bindung gelang erst mit den Mitteln der Quantenmechanik (→ Valenzstrukturmethode).

Oktode, Elektronenröhre mit sechs Gittern zur Verwendung als Mischröhre. Katode und Gitter 1 und 2 bilden eine Triode zur Erzeugung der Oszillatorspannung. Die Signalspannung (HF-Eingangsspannung) liegt am Gitter 4, Gitter 3 und 5 sind Schirmgitter, Gitter 6 stellt ein Bremsgitter dar (Abb.).

Oktupol, → Multipol.

Oktupolstrahlung, → Multipolstrahlung, → Übergänge.

Okular, allgemeine Bezeichnung für dasjenige abbildende Element eines optischen Geräts, insbesondere eines Fernrohrs oder Mikroskops, das zur vergrößerten subjektiven Betrachtung des vom Objektiv erzeugten reellen Bildes dient. Das O. hat demnach eine der Lupe analoge Wirkung. In der Regel besteht das O. aus zwei Gliedern, und zwar der dem Objektiv zugekehrten *Feldlinse* zur Bündelung der ankommenden Strahlen und der *Augenlinse* als dem eigentlichen Betrachtungselement. Die meisten Formen des O.s gehen auf zwei Grundformen zurück, das Huygens- und das Remsden-Okular. Das *Huygens-O.* besteht aus Feldlinse (Brennweite f_1) und Augenlinse (Brennweite f_2) aus gleichen Gläsern, wobei $f_1 = 2f_2$ und der Linsenabstand $e = \frac{f_1 + f_2}{2}$ ist. Die Gesamtbrennweite wird dann $f = (4/3) f_2$, die Bildebene liegt zwischen Feld- und Augenlinse. Das *Ramsden-O.* besteht ebenfalls aus Feld- und Augenlinse aus gleichen Gläsern, wobei $f_1 = f_2 = f$ und $e = f_1 = f_2$ ist. Die Bildebene liegt unmittelbar vor der Augenlinse.

Durch Variationen der Grundtypen, insbesondere durch zweiteilige Augenlinsen, wird die Korrektion der Abbildungsfehler verbessert. Hieraus wurden mannigfaltige Bauformen entwickelt.

Bei stärkeren Vergrößerungen wird oft auf die Trennung in Feld- und Augenlinse verzichtet. Ein Beispiel dafür ist das *orthoskopische O.*, das sich durch hohe Verzeichnungsfreiheit und großen freien Abstand der Bildebene auszeichnet und deshalb vielfach als Meßokular für Mikrometer verwendet wird.

O.e mit einem augenseitigen Sichtfeld von mehr als 60° werden als *Weitwinkelokulare* bezeichnet. Eine Sonderform bildet das *terrestrische O.*, bei dem ein übliches O. gemeinsam mit einem → Umkehrsystem eine Einheit bildet, die zusätzlich eine Bildumkehr herbeiführt. Dieser Typ wird bei einigen Typen von Fernrohren benutzt.

Okularfadenentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Okularmikrometer, → Meßmikroskop.

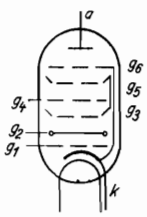
Okularschraubenmikrometer, → Meßmikroskop.

Olberssches Paradoxon, von dem Astronomen Olbers 1820 gestellte paradoxe Frage, warum der Nachthimmel dunkel sei.

Geht man von einem kosmologischen Modell aus, dessen dreidimensionaler Raum unendlich ist und dessen Materie (Sterne) den Raum gleichmäßig „bevölkert" und sich in ihm nicht bewegt, dann ist nicht zu verstehen, warum der Nachthimmel dunkel ist. Der Kosmos sollte nämlich im thermodynamischen Gleichgewicht sein, so daß Emission und Absorption von Strahlung für alle Körper gleich sind. Früher sah man in dem Olbersschen P. einen Hinweis darauf, daß der Kosmos räumlich endlich ist. Gleiche Betrachtungen führen aber zu dem Schluß, daß auch der Nachthimmel eines endlichen, sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindenden Kosmos hell sein sollte.

In Wahrheit hat man in dem Paradoxon einen Hinweis darauf zu sehen, daß der Kosmos nicht im thermodynamischen Gleichgewicht ist, nicht statisch ist.

Die moderne Kosmologie gibt zwei Erklärungsmöglichkeiten für das Olberssche P.: 1) Expandiert der Kosmos schnell genug, dann existiert für jeden Beobachter ein Ereignishorizont (→ Horizont), d. h., nicht das gesamte von den Sternen ausgestrahlte Licht kann den Beobachter erreichen; daher ist der Nachthimmel nicht hell. 2) Der Kosmos ist noch sehr „jung". Hat nämlich der Kosmos einen „zeitlichen Anfang" (→ Ursprung des Weltalls), so kann das Licht aus hinreichend großer Entfernung auf



Schaltsymbol der Oktode. a Anode, k Katode, g_1 Steuergitter, g_2 Hilfsanode, g_3, g_5 Schirmgitter, g_4 Empfangsgitter, g_6 Bremsgitter

Grund seiner endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit einen Beobacher nicht erreichen. In diesem Fall müßte der Nachthimmel dann aber immer heller werden.

Omega-Hyperon, *Ω-Hyperon*, → Elementarteilchen (Tab. A und C) aus der Familie der Baryonen. Das O.-H. wurde 1964 durch eine Gruppe von 33 Physikern am Brookhaven National Laboratory (USA) auf einer Blasenkammeraufnahme mit der Reaktion $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$ entdeckt. Seine Existenz war mehrfach auf Grund von Symmetriemodellen der Hadronen (→ unitäre Symmetrie) vorausgesagt worden.

Omega-Mesonen, → Elementarteilchen.

Omegatron, → Massenspektrograph.

Onsager-Casimirsche Reziprozitätsbeziehungen, → Thermodynamik 5).

Onsager-Koeffizienten, → phänomenologische Koeffizienten.

Onsagersche Quantisierungsregel, eine Regel zur näherungsweisen Bestimmung der Quantenzustände eines Elektrons im homogenen Magnetfeld. Sie ist ein Spezialfall der Bohr-Sommerfeldschen Quantisierungsregel, die besagt, daß bei einer periodischen Bewegung das Integral $\oint p\, dq$ des verallgemeinerten Impulses p über die Koordinate q für einen Umlauf ein halbzahliges Vielfaches des Planckschen Wirkungsquantums $h = 2\pi\hbar$ ist. Hieraus folgt die O. Q., nach der die Fläche, die eine geschlossene Zyklotronbahn im Wellenvektorraum umschließt, ein halbzahliges Vielfaches von $2\pi\,|e|\,B/\hbar$ sein muß. Aus dieser Bedingung folgen die möglichen quantisierten Energiewerte eines Elektrons im Magnetfeld $\vec{B}$, sofern das Energiespektrum bei abwesendem Magnetfeld und insbesondere die Flächen konstanter Energie mit den zugehörigen Zyklotronbahnen bereits bekannt sind. Die O. Q. ergibt für freie Elektronen die exakten Energien der Landau-Niveaus, gilt aber für Kristallelektronen nur näherungsweise und versagt unter den Bedingungen des magnetischen Durchbruchs. Sie bildet die Grundlage zur Interpretation der → Quantenoszillationen, insbesondere des → de-Haas-van-Alphen-Effekts, der das wichtigste Hilfsmittel zur experimentellen Bestimmung von Fermi-Flächen in Metallen ist.

Onsagersche Reziprozitätsbeziehungen, Beziehungen zwischen den phänomenologischen Koeffizienten überlagerter Erscheinungen in der Thermodynamik irreversibler Prozesse, die von Casimir zu den *Onsager-Casimirschen Reziprozitätsbeziehungen* erweitert wurden (→ Thermodynamik 5).

Opaleszenz, → kritische Opaleszenz.

Opazität, → photographische Schwärzung.

Operationsforschung, Anwendung mathematischer Methoden in der Ökonomie zur Optimierung komplexer Systeme mit im allgemeinen vielen Variablen und unter Beachtung zufälliger Einflußgrößen, d. h. unter den Bedingungen unvollständiger Information. Zur Zeit nimmt das *Linearprogrammieren* breitesten Raum ein. Da die Automatisierung der Produktion immer mehr auf große Systeme führt, finden die Hauptmethoden der O. auch in technische Fragestellungen Eingang. Ein zentrales Problem ist hierbei das *dynamische Optimieren*. Von großer Bedeutung sind weiterhin die *Spieltheorie*, die *Theorie der statistischen Entscheidungen* und die *Zuverlässigkeitstheorie*. Wegen der Komplexität der Aufgaben ist man in den meisten Fällen zur Anwendung von Digitalrechnern gezwungen.

Operationsverstärker, *Rechenverstärker*, ein Gleichspannungsverstärker mit einem hohen negativen Verstärkungsfaktor und einem großen Übertragungsbereich. O. bilden einen der Grundbausteine von Analogrechnern. Durch geeignete Gegenkopplung mit linearen Bauelementen (im allgemeinen Widerstände und Kondensatoren) können O. als Vorzeichenumkehrer, Summierer, Integrierer und Differenzierer eingesetzt werden. Bei Verwendung von Dioden und Widerständen im Gegenkopplungszweig können mit O.n auch nichtlineare Rechenoperationen ausgeführt werden. Ein idealer O. erfüllt folgende Forderungen: 1) Der Verstärkungsfaktor ist unendlich groß und frequenzunabhängig. 2) Zwischen der Eingangsgröße und der Ausgangsgröße beträgt die Phasenverschiebung für alle Frequenzen 180°. 3) Der Eingangswiderstand ist unendlich groß. 4) Der Ausgangswiderstand ist Null. 5) Der Eingangsstrom ist Null. 6) Die Ausgangsspannung weist keine Drift- und Störspannungen auf. Reale O. erfüllen diese Forderung nur mehr oder weniger gut. O. werden heute vorwiegend als integrierte Schaltkreise hergestellt.

Lit. Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 3 (Berlin 1969).

Operator, in der Mathematik eine durch ein Symbol bezeichnete Rechen- oder Zuordnungsvorschrift, die auf bestimmte mathematische Größen, z. B. Funktionen, anzuwenden ist und diese dabei im allgemeinen in andere gleichartige oder auch verschiedenartige Größen überführt. In der Physik kommt den in den physikalischen Theorien auftretenden O.en häufig auch eine anschauliche Bedeutung zu, so z. B. den häufig benutzten Differentialoperatoren div, grad und rot (→ Divergenz, → Skalarfeld, → Rotation). Eine besondere Bedeutung haben die O.en in der Quantentheorie, in der die physikalischen Größen, z. B. Energie und Impuls, durch O.en repräsentiert werden (→ Hamilton-Operator, → Impulsoperator, → Drehimpulsoperator, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, → Quantenfeldtheorie, → Quantisierung). Die genannten O.en sind als O.en in einem Hilbert-Raum, d. h. einem abstrakten Funktionen- oder Vektorraum, erklärt. Aussagen über O.en, die für deren gesamten Anwendungsbereich, z. B. für alle Vektoren des Hilbert-Raumes $\mathfrak{H}$, gelten, können ohne direkten Bezug auf diesen als *Operatorgleichungen* formuliert werden.

Allgemeiner bezeichnet man jede Gleichung der Gestalt $\hat{A}\psi = \varphi$ mit dem O. $\hat{A}$ und den Vektoren ψ bzw. φ aus dem Definitions- bzw. Wertebereich von $\hat{A}$ als Operatorgleichung, speziell $\hat{A}\psi = a\psi$ als die Eigenwertgleichung des O.s $\hat{A}$.

Im allgemeinen benutzt man in der Physik nur lineare O.en; die Mathematik nichtlinearer O.en ist bisher wenig entwickelt. Die Betrachtung nichtlinearer O.en macht sich z. B. in der Theorie der Elementarteilchen und der allgemeinen Feldtheorie erforderlich.

Für die allgemein-mathematische Analyse wird ein O. als eine Vorschrift $\hat{A}$, die einem Ele-

ment f eines abstrakten Raumes ein anderes Element $g = \hat{A}f$ zuordnet, definiert. Entsprechend der physikalischen Bedeutung werden im folgenden nur O.en im Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ betrachtet, bei denen die Elemente f und g in einem Hilbert-Raum liegen.

Der *Definitionsbereich* $\mathfrak{D}(\hat{A})$ des O.s ist die Gesamtheit der Elemente f, auf denen der O. erklärt ist, der *Wertevorrat* $\mathfrak{W}(\hat{A})$ ist die Gesamtheit der Elemente g, die sich in der Form $\hat{A}f$ darstellen lassen. Man unterscheidet im wesentlichen die folgenden Typen von O.en.

1) Sind α und β zwei beliebige komplexe Zahlen, so gilt für einen *linearen O.* $\hat{A}(\alpha f + \beta g) = \alpha\hat{A}f + \beta\hat{A}g$ und für einen *antilinearen O.* $\hat{A}(\alpha f + \beta g) = \alpha^*\hat{A}f + \beta^*\hat{A}g$, wobei der Stern das Konjugiertkomplexe der Zahlen α und β bezeichnet.

2) Ein O. $\hat{A}$ heißt *beschränkt*, falls $\mathfrak{D}(\hat{A}) \equiv \mathfrak{H}$ ist und für alle f aus $\mathfrak{H}$ gilt $\|\hat{A}f\| < c \cdot \|f\|$. Dabei ist c eine beliebige endliche reelle Zahl und $\|f\|$ die Norm des Elementes f (→ Hilbert-Raum). Gilt dies nicht, so nennt man den O. *unbeschränkt*.

3) Für einen stetigen O. folgt aus $\lim\limits_{n\to\infty} f_n = f$ mit $f_n, f \in \mathfrak{D}(\hat{A})$ auch $\lim\limits_{n\to\infty} \hat{A}f_n = \hat{A}f$. Dabei versteht man unter $\lim\limits_{n\to\infty} f_n = f$ die Aussage, daß der Abstand $\|f_n - f\|$ mit wachsendem n beliebig kleiner wird. Insbesondere sind alle beschränkten O.en auch stetig und ein auf ganz $\mathfrak{H}$ definierter und stetiger O. ist auch beschränkt.

4) Ein O. heißt *abgeschlossen*, falls für $\lim\limits_{n\to\infty} f_n = f$ mit $f_n \in \mathfrak{D}(\hat{A})$ und $\lim\limits_{n\to\infty} \hat{A}f_n = g$ folgt, daß auch $f \in \mathfrak{D}(\hat{A})$ ist und $\hat{A}f = g$ gilt. Im Unterschied zur Stetigkeit wird hierbei nicht verlangt, daß aus $\lim\limits_{n\to\infty} f_n = f$ auch $\lim\limits_{n\to\infty} \hat{A}f_n = g$ folgt, sondern nur ausgesagt, daß der Grenzwert $g = \lim\limits_{n\to\infty} \hat{A}f_n$, falls er existiert, mit $\hat{A}f$ übereinstimmt. Die Forderung nach Abgeschlossenheit ist keine sehr starke Einschränkung, da man alle physikalisch interessanten O.en durch Hinzunahme der entsprechenden Grenzelemente stets abschließen kann.

Es läßt sich zeigen, daß jeder auf dem gesamten Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ erklärte und abgeschlossene O. auch beschränkt ist.

5) Ein O. $\hat{A}^{-1}$ heißt der zu $\hat{A}$ *inverse O.*, falls $\hat{A}^{-1}g = f$ aus $\hat{A}f = g$ folgt. Diese Definition hat zur Voraussetzung, daß aus $f \neq 0$ stets auch $\hat{A}f \neq 0$ folgt.

6) Für den zu $\hat{A}$ *adjungierten O.* $\hat{A}^\dagger$ gilt für alle $f \in \mathfrak{D}(\hat{A})$ eine Relation der Gestalt $(\hat{A}f, g) = (f, \hat{A}^\dagger g)$, wobei das Klammersymbol das Skalarprodukt zweier Vektoren des Hilbert-Raumes bezeichnet. Dabei wurde $\mathfrak{D}(\hat{A})$ als *dicht* vorausgesetzt, d. h., zu jedem Element f aus $\mathfrak{H}$ existiert ein Element h aus $\mathfrak{D}(\hat{A})$, so daß $\|f - h\|$ beliebig klein ist. Es kann dann gezeigt werden, daß auch $\mathfrak{D}(\hat{A}^\dagger)$ dicht ist, daß mit $\hat{A}$ auch $\hat{A}^\dagger$ abgeschlossen ist, und, falls $\hat{A}$ abgeschlossen ist, daß $(\hat{A}^\dagger)^\dagger = \hat{A}$ gilt. Ist $\hat{A}$ selbst beschränkt, so ist es auch $\hat{A}^\dagger$.

7) Ein O. $\hat{A}$ heißt *symmetrisch*, falls $\mathfrak{D}(\hat{A})$ dicht in $\mathfrak{H}$ ist und $\hat{A}^\dagger \supseteq \hat{A}$ gilt. Diese Relation bedeutet, daß der Definitionsbereich von $\hat{A}^\dagger$ nie kleiner als der Definitionsbereich von $\hat{A}$ ist, und daß die beiden O.en auf $\mathfrak{D}(\hat{A})$ übereinstimmen. Solche O.en werden auch häufig als *hermitesch* bezeichnet.

8) Ist ein O. $\hat{A}$ symmetrisch und fallen zusätzlich noch die beiden Definitionsbereiche $\mathfrak{D}(\hat{A})$ und $\mathfrak{D}(\hat{A}^\dagger)$ zusammen, so nennt man $\hat{A}$ *selbstadjungiert*.

9) Ein O. $\hat{U}$ heißt *unitär*, falls er beschränkt ist und $\hat{U} \cdot \hat{U}^\dagger = \hat{E}$ gilt, wobei $\hat{E}$ der Einheitsoperator ist. Daraus folgt sofort, daß für beliebige f und g aus $\mathfrak{H}$ gilt $(\hat{U}f, \hat{U}g) = (f, g)$, d. h., daß das Skalarprodukt erhalten bleibt.

10) Gilt $(\hat{U}f, \hat{U}g) = (g, f)$ für alle Elemente f und g, so nennt man $\hat{U}$ *unitär*.

11) Gilt die Relation $(\hat{U}f, \hat{U}g) = (f, g)$ nicht für alle Elemente f und g des Hilbert-Raumes, so nennt man $\hat{U}$ *isometrisch*.

12) Ein O. $\hat{N}$ heißt *normal*, falls $\hat{N}$ beschränkt ist und $\hat{N} \cdot \hat{N}^\dagger = \hat{N}^\dagger \cdot \hat{N}$ gilt. Insbesondere sind danach beschränkte, selbstadjungierte und unitäre O.en auch normal.

13) Ein *Projektionsoperator* $\hat{P}$, auch *Projektor* genannt, ist linear und selbstadjungiert, und für ihn gilt $\hat{P}^2 = \hat{P}$. Er ist dann auch beschränkt.

14) Sei als Hilbert-Raum etwa der Raum aller quadratisch integrablen Funktionen über dem Intervall (a, b) der reellen Achse vorgegeben, d. h. die Menge aller Funktionen $f(x)$ mit endlichem $\int_a^b |f(x)|^2 \, dx$, dann versteht man unter einem *Differentialoperator* einen O. der Form: $a_n \frac{d^n}{dx^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1}}{dx^{n-1}} + \cdots + a_0$. Sein Definitionsbereich ist dann die Menge der über (a, b) quadratisch integrablen und dort n-mal differenzierbaren Funktionen.

In der Quantenmechanik werden die physikalischen Observablen durch O.en und die Zustände des Systems durch Vektoren eines Hilbert-Raums dargestellt (→ Dichtematrix). Der *Erwartungswert* $\langle A \rangle$ *einer physikalischen Größe* A im Zustand f ist gegeben durch $\langle A \rangle = (f, \hat{A}f)$. Die möglichen Meßgrößen sind die Eigenwerte von $\hat{A}$ (→ Eigenwertproblem).

Lit. Achieser, Glasman: Theorie der linearen O.en im Hilbert-Raum (dtsch 4. Aufl. Berlin 1965); Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl V (dtsch Berlin 1962).

ophthalmologische Optik, ein Gebiet der Optik, das sich von der medizinischen Seite her mit den Vorgängen im menschlichen Sehorgan befaßt. Neben der Forschung stehen Untersuchungen über Sehstörungen und ihre Ursachen im Vordergrund. Von den Sehstörungen sind es vor allem die Störungen des Lichtsinnes, der → Adaptation, des Farbsinnes (→ Farbensehen), der Augenbewegungen sowie der Schwachsichtigkeit (Amblyopie).

Zur Untersuchung des Auges dient der *Augenspiegel*, bei der Untersuchung des Augeninnern als einfacher durchbohrter Spiegel oder in verbesserter Form als *Ophthalmoskop* mit eigener Lichtquelle und Zusatzoptik oder als *Hornhautmikroskop* mit der Spaltlampe, das *Perimeter* zur Untersuchung und Ausmessung des Gesichtsfeldes, das *Adaptometer* zur Untersuchung der Anpassung des Lichtsinnes an die Umweltleuchtdichte für langdauernde Anpassungsvorgänge sowie das *Nyktometer* für kurzdauernde Anpassungen im ersten Abschnitt der Adaptation, das *Anomaloskop* zur Prüfung des

Farbsinnes (→ Farbensehen), ferner verschiedene Geräte und Instrumente zur Untersuchung und zur Behandlung des Schielens.

Als *Sehhilfen* werden in der o.n O. Starbrillen nach einer Operation des Grauen Stars, Fernrohrbrillen, Fernrohrlupen und Brillenlupen für Schwachsichtige, Spezialbrillen bei Gesichtsfeldausfällen, Prismenbrillen bei Störungen des Augenmuskelgleichgewichts verordnet.

Oppenheimer-Phillips-Prozeß, → Strippingreaktion.

Optik, 1) die Lehre vom Licht als dem Teil des elektromagnetischen Spektrums, der sich vom Infrarot über das eigentlich sichtbare Licht bis hin zum Ultraviolett erstreckt.

Die physikalische O. untersucht die objektiven Vorgänge bei der Lichtentstehung und Lichtausbreitung. Sie beschreibt das Licht mittels physikalischer Größen und Eigenschaften (→ photometrische Größen und Einheiten). Die Reaktion der Lichtsinneszellen in der Netzhaut des Auges auf eine physikalische Reizung durch die elektromagnetische Strahlung der Wellenlängen zwischen etwa 380 nm und 780 nm, d. h. die physiologische Erscheinung des (sichtbaren) Lichtes, die Wirkung der elektromagnetischen Strahlung auf das Auge und die Vorgänge, die hiermit zusammenhängen und letzten Endes zu einer Wahrnehmung von Licht- und Farbeindrücken, von Objekten, von Raum und Bewegung führen, sind Gegenstand der biologischen Optik und schließlich der *Optologie* (nach Velhagen), der Wissenschaft vom Sehen im allgemeinen.

1) Die *physikalische O.* wird eingeteilt in die klassische O. und die Quantenoptik. Diese Einteilung ist historisch bedingt und hängt mit den Vorstellungen über die Erzeugung und Ausbreitung des Lichtes zusammen.

a) Bei der *klassischen O.* unterscheidet man zwischen der geometrischen O. und der Wellenoptik. In der *geometrischen O.* oder *Strahlenoptik* wird die Wellennatur des Lichtes vernachlässigt. Grundlegend ist der Begriff des Lichtstrahls. Lichtstrahlen verlaufen geradlinig, können in beiden Richtungen durchlaufen werden und durchdringen sich, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen. Mit dem Strahlbegriff lassen sich die Erscheinungen der Lichtreflexion und Lichtbrechung behandeln. Auch alle Fragen, die mit der Dispersion durch Brechung zusammenhängen, können durch die Gesetzmäßigkeiten der geometrischen O. erfaßt werden. Die *angewandte O.* ist insoweit ein Teilgebiet der geometrischen O., als sie Strahlengänge durch Linsen, Linsensysteme, Prismen und Spiegel (vielfach in der Kombination von Spiegeln und Linsen) berechnet. Ausgedehnte Gebiete der *instrumentellen O.*, in Zusammenhang mit der optischen Abbildung stehend, werden unter fast ausschließlicher Anwendung der geometrischen O. behandelt, so die Berechnung von Fernrohren, Mikroskopen und Photoobjektiven. Auch die instrumentelle Spektroskopie, also die Entwicklung von Spektralapparaten und Spektralphotometern, bedient sich der geometrischen O., soweit Dispersionsprismen zur spektralen Zerlegung des Lichts Anwendung finden. Hier wird der Begriff O. und Licht weit über die Grenzen des sichtbaren Spektralbereichs, in dem das Auge empfindlich ist, in das Ultraviolette und Infrarote ausgedehnt.

Die *Wellenoptik*, die in ihrer ersten Form als Undulationstheorie des Lichts von Huygens, Young und Fresnel entwickelt wurde, ermöglicht die Erklärung der Beugung, Interferenz und Polarisation des Lichts. Die optischen Teilgebiete der *Interferenzoptik*, *Beugungsoptik* und der *Polarisationsoptik* können daher nur mit wellenoptischen Vorstellungen behandelt werden. Aber auch die Brechung und Reflexion des Lichts lassen sich wellenoptisch erklären.

Nach der elektromagnetischen Lichttheorie, der durch Faraday und Maxwell vorgenommenen Vollendung der Wellenoptik, sind das sichtbare Licht sowie die ultraviolette und infrarote Strahlung nur kleine Gebiete des elektromagnetischen Spektrums, und die Lehre vom Licht ist nur ein Teil der Lehre von den elektromagnetischen Wellen, für die allgemein die Maxwellschen Gleichungen die theoretische Grundlage sind. Umgekehrt gelten die für Licht gefundenen Gesetze der Reflexion, Brechung, Beugung, Interferenz und Polarisation grundsätzlich auch für die sonstige elektromagnetische Strahlung, z. B. die Radarstrahlung oder auch allgemein die Radiostrahlung. Eine wichtige Größe der Wellenoptik ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum; sie hat im Zusammenhang mit der Relativitätstheorie (→ Optik bewegter Körper) eine sehr große Bedeutung als universelle Konstante gefunden.

Die Wellenoptik besteht gleichberechtigt neben der Quantenoptik; bei vielen optischen Vorgängen ist der wellenoptischen, bei anderen der quantenoptischen Vorstellung der Vorrang zu geben. So sind alle Fragen der Ausbreitung des Lichtes im Gegensatz zu seiner Erzeugung, Verstärkung und Modulation wellenoptisch erklärbar.

b) Die *Quantenoptik* beruht auf der Annahme von Lichtquanten und befaßt sich mit der Wechselwirkung Licht/Stoffe, die durch die Elementarprozesse der Erzeugung und Vernichtung von Lichtquanten vermittelt wird. Die Lichtquantenenergie ε ist das Produkt der Frequenz ν der Lichtstrahlung mit dem Planckschen Wirkungsquantum h, also $\varepsilon = h\nu$. Je kurzwelliger eine Strahlung ist, um so größer ist die Frequenz und um so größer die Energie der Lichtquanten. Verschiedene optische Vorgänge lassen sich nur nach der Quantenoptik erklären. Hierzu gehören insbesondere der lichtelektrische Effekt (Photoeffekt) und die Lichtverstärkung (→ Laser). Die Entstehung von Licht in Form diskreter Spektrallinien (→ Atomspektren, → Molekülspektren) ist nur nach quantenoptischer Vorstellung zu deuten und steht in engem Zusammenhang mit den Vorstellungen über den Aufbau der Atome und Moleküle, wie überhaupt die Entwicklung der Atomphysik durch die Spektroskopie entscheidend gefördert wurde.

Entsprechend dem Dualismus von Welle und Korpuskel haben auch Objekte mit von Null verschiedener Ruhmasse Wellencharakter. Daher können z. B. auch für Elektronenstrahlen wellenoptische Vorstellungen herangezogen werden. Hierauf beruht die Elektronenbeugung, während die *Elektronenoptik*, die vor allem in der Elektronenmikroskopie außerordentlich er-

folgreich elektronenoptische Abbildungen liefert, die viele Analogien zur lichtoptischen Abbildung in Mikroskopen aufweisen und die letzteren bezüglich der erreichbaren Vergrößerung übertreffen, wie auch die *Ionenoptik* eine geometrische Strahlenoptik von schnell bewegten Korpuskeln (→ Korpuskularoptik) ist, wobei den Strahlen die Teilchenbahnen entsprechen. Als weitere Spezialgebiete der physikalischen O. haben sich herausgebildet → atmosphärische O., → Elektrooptik, → Faseroptik, → Gitteroptik, → Kristalloptik, → Magnetooptik, → Metalloptik, → nichtlineare O., → Spannungsoptik u. a.

2) Die *biologische O.* umfaßt die Vorgänge physikalischer, physiologischer und psychologischer Natur im Auge und im Sehorgan bei der optischen Wahrnehmung unserer Umwelt. Die einzelnen Anteile lassen sich beim Sehen nicht trennen oder geteilt untersuchen, sondern wirken vielmehr immer gemeinsam. Die biologische O. ist eine Weiterentwicklung der *physiologischen O.*, welche die optische Wahrnehmung, also das psychische Geschehen beim Sehvorgang (→ Sehen), bisher nur am Rande berücksichtigte und es im allgemeinen der Psychologie überließ.

Die biologische O., früher ein Grenzgebiet verschiedener Wissensgebiete, z. B. der Physik, der Lichttechnik, der Medizin, der Psychologie u. a., ist heute ein großes umfassendes eigenes Wissensgebiet, das mit seinen Erkenntnissen in alle Gebiete des täglichen Lebens ausstrahlt. Das Sehen im Verkehr dient neben der Verbesserung im Verkehr und der Verkehrssicherheit auch der Unfallverhütung, das Sehen am Arbeitsplatz ist ein wesentlicher Faktor einer hohen Arbeitsproduktivität und Arbeitsqualität und eines unfallfreien Arbeitens, das Sehen bei hohen Geschwindigkeiten läßt neue Probleme aufkommen. Die hohe Allgemeinbeanspruchung des Menschen durch den Fortschritt in der Technik und Zivilisation stellt auch höhere Anforderungen an eine gute Sehleistung und an die Beseitigung von optischen Sehstörungen, deren Überwindung eine nicht mehr tragbare Belastung für den Betreffenden beseitigt. Ein wichtiges Teilgebiet der biologischen O. in dieser Richtung ist die → *Augenoptik*, die der wissenschaftlichen Bestimmung und der technischen Fertigung und Anpassung einer Sehhilfe dient. Eng verknüpft mit der biologischen O. ist die → *ophthalmologische Optik*, die sich von der medizinischen Seite her mit den Vorgängen im menschlichen Sehorgan, insbesondere seinen krankhaften Erscheinungen, befaßt.

2) Sammelbezeichnung für zweckmäßig angeordnete Bauelemente (Linsen, Spiegel, Blenden, Prismen u. ä.), Geräte und Systeme (Objektive, Okulare, Kondensoren u. ä.), die eine optische Wirkung (Abbildung, Vergrößerung, Fokussierung u. ä.) erzielen.

Optik bewegter Körper, Teilgebiet der Optik und im Zusammenhang mit der elektromagnetischen Lichttheorie auch der Elektrodynamik. Es behandelt unter anderem die Aberration des Lichtes, den Doppler-Effekt und die Mitführung des Lichtes durch bewegte Körper und spielt in den Grundlagen der Relativitätstheorie eine wichtige Rolle.

Optikrechnen, mathematisches Arbeitsverfahren zur rechnerischen Festlegung der Größe und Richtung der durch die optischen → Abbildungsfehler bewirkten Abweichungen von der idealen optischen Abbildung. Das wichtigste Anwendungsgebiet des O.s ist die technische Konstruktion abbildender Systeme. Beim O. wird der wahre Verlauf ausgewählter Strahlen durch trigonometrische Durchrechnung von Fläche zu Fläche eines Systems bestimmt. Durch bewußte Variation der Durchbiegung einer Linse (gleichzeitige Veränderung der Krümmungsradien einer Linse unter Beibehalten der Brennweite) sowie der Linsendicken und Linsenabstände wird versucht, dem Idealzustand der optischen Korrektion möglichst nahe zu kommen. Diese Arbeit ist sehr langwierig, in neuerer Zeit werden dazu Rechenautomaten herangezogen.

Von besonderer Wichtigkeit für das O. ist die weitgehende Vereinheitlichung der Bezeichnungen sowie das Festlegen der Richtung und Lage von Strecken und Winkeln. Dies wird durch konventionell geschaffene *Vorzeichenregeln* erreicht. Diese besagen, daß die positive Richtung der optischen Achse (Rotationsachse) von links nach rechts weisen soll. Sie stellt die Lichtrichtung dar. Strecken sind negativ zu rechnen, wenn sie vom Bezugspunkt (Flächenscheitel, Brennpunkt, Hauptpunkt) aus links liegen. Rechtwinklig zur optischen Achse liegende Strecken sind positiv, wenn sie nach oben weisen; sie sind negativ, wenn sie nach unten weisen. Die Vorzeichen der Winkel folgen den Vorzeichen der Strecken, die zur Bestimmung ihrer trigonometrischen Funktionen benutzt werden. Diese Art der Vorzeichenregel ist in der neueren Literatur fast durchweg eingehalten.

Die Methodik des O.s unterscheidet sich von der allgemeinen Berechnung der optischen → Kardinalelemente nach den → Abbildungsgleichungen und den → Linsenformeln dadurch, daß eine Linse oder ein optisches System als Folge einzelner brechender oder spiegelnder Flächen betrachtet wird und daß die den Strahlverlauf bestimmenden Strecken und Winkel fortschreitend von Fläche zu Fläche berechnet werden, wobei das von einer Fläche erzeugte Bild zum Objekt für die folgende Fläche wird.

Die Auswahl der beim O. herangezogenen Strahlen folgt Erfahrungsprinzipien. Es werden neben der Berechnung der Strecken auf der optischen Achse (Paraxialstrahl) der das System am Rande der Öffnung durchsetzende Strahl (Randstrahl) sowie zwischen beiden liegende Zonenstrahlen benutzt.

Lit. Berek: Grundlagen der praktischen Optik (Berlin u. Leipzig 1930); Flügge: Das photographische Objektiv (Wien 1955); Tiedeken: Lehrb. für den Optikkonstrukteur (Berlin 1963); Standard TGL 20249, Begriffe der technischen Strahlenoptik.

optimaler Schild, → thermischer Schild.

Optimeter, ein Meßgerät zur Messung von Längenunterschieden im Vergleich zu einem Bezugsobjekt. Messendes Organ ist ein Planspiegel, der durch einen Meßbolzen eine der Verschiebung proportionale Drehung ausführt. Diese wird durch ein Autokollimationsfernrohr gemessen. Der Skalenwert beträgt 1 μm, der Meßbereich $\pm 100\,\mu$m, die Meßunsicherheit $\pm 0{,}25\,\mu$m. Für dünne Drähte gibt es spezielle Drahtmeßoptimeter.

Ultraoptimeter arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie die üblichen O., jedoch unter Verwendung doppelter Reflexion an einem kippbaren Spiegel und mit erhöhter Fernrohrvergrößerung. Ihr Skalenwert beträgt 0,2 μm, der Meßbereich $\pm 80\,\mu$m, die Meßunsicherheit bei einer Bezugstemperatur von 20 °C $\pm$1 K für die Feinteilung $\pm\left(0{,}06 + \frac{A}{400} + \frac{1{,}6\,l}{1000}\right)\mu$m oder $\pm\left(0{,}2 + \frac{A}{400} + \frac{1{,}6\,l}{1000}\right)\mu$m; dabei ist A die Maßzahl der Anzeige und l die Meßlänge in Millimeter. Ultraoptimeter können zur Prüfung von Parallelendmaßen dienen, die als Gebrauchsnormale beglaubigt werden.

Optimierung, Projektierung und Durchführung von Handlungen mit maximalem Effekt an einem System. Als Maß für die erreichte Güte der Arbeit des Systems muß ein Bewertungskriterium gegeben sein, das von der jeweiligen Aufgabenstellung abhängt.

Die O. setzt voraus, daß die vorgelegte Aufgabenstellung auf mehrere verschiedene Arten gelöst werden kann, zwischen denen nach dem Gütekriterium die Anzahl der möglichen Problemlösungen auf wenige Lösungen – mitunter nur auf eine, die optimale Lösung – reduziert werden soll.

Bei *statischer O.* bestimmt man Einstellwerte der Zustandsvariablen z des Systems, für die eine Gütefunktion $f(z_1, z_2, \ldots, z_n)$, ein absolutes Maximum oder ein absolutes Minimum annimmt. Ist jedoch ein Übergangsvorgang $z_1(t)$, $z_2(t)$, ..., $z_n(t)$ der Zustandsgrößen aus einem Anfangszustand $z_i(0)$ in einem Endzustand $z_i(T)$ gesucht, der ein Gütefunktional $f(z_1(t), z_2(t), \ldots, z_n(t))$ zum Extremum machen soll, so spricht man von *dynamischer O.* Mitunter kann zwischen beiden Optimierungsarten nur bedingt unterschieden werden. So artet die Aufgabe der dynamischen O. in die der statischen O. aus, wenn der gesuchte Übergangsvorgang eindeutig durch endlich viele Werte von Einstellparametern festgelegt ist, z. B. die Übergangsvorgänge in Regelkreisen, die von den Einstellparametern des Reglers abhängen.

Die wichtigsten Verfahren der statischen O. sind *Suchstrategien* für Optimalwertregler, das *Linearprogrammieren* und das *konvexe Programmieren*. Die wichtigsten Methoden zur dynamischen O. sind das *Maximumprinzip nach Pontrjagin* und die *dynamische Programmierung nach Bellman*. Reale Optimierungsverfahren müssen die Beschränkungen, denen Zustandsgrößen und Steuergrößen unterworfen sind, beachten.

optisch aktiv, → Drehvermögen.

optisch anomal, → Drehvermögen.

optische Achse, 1) die Symmetrieachse abbildender optischer Systeme, d. i. die Verbindungslinie der Krümmungsmittelpunkte der brechenden oder spiegelnden Flächen einer Linse oder eines optischen Systems.

2) → Kristalloptik.

optische Datenverarbeitung, → Holographie.

optische Diagnostik, → Plasmadiagnostik.

optische Durchlässigkeit, → Absorption.

optische Eigenschaften freier Ladungsträger, → Metalloptik.

optische Filter, zur Aussonderung eines Teils des Lichtspektrums dienende Vorrichtungen. Die einfachsten o.n F. sind Filtergläser und Farbgläser, deren Filterwirkung auf selektiver Absorption beruht. Für die verschiedensten Spektralbereiche dienen Vielfachschichten (→ Interferenzfilter) als o. F. Durch einen sehr engen Durchlaßbereich zeichnen sich → Dispersionsfilter und → Polarisationsfilter aus.

optische Flächen, brechende oder reflektierende Oberflächen von optischen Bauelementen (Linsen, Spiegel, Prismen u. a.). Als Flächentypen werden nachfolgende Formen verwendet: → Planflächen, → sphärische Flächen, → asphärische Flächen, → zylindrische Flächen, → torische Flächen. Hohl gekrümmte Flächen bezeichnet man als *konkav*, erhaben gekrümmte Flächen als *konvex*.

optische Indexfläche, → Kristalloptik,

optische Invarianten, → Invariante 2).

optische Isomerie, → Drehvermögen 1).

optische Kardinalelemente, → Kardinalelemente.

optische Konstanten, physikalische Größen, die das Verhalten einer elektromagnetischen Welle optischer Frequenzen in einem Material charakterisieren. Solche Größen sind der Brechungsindex n und der Absorptionsindex k, welche die Änderung der Phase und die Abnahme der Amplitude mit dem Ort x einer elektromagnetischen Welle angeben gemäß

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 e^{i(n+ik)\omega x/c - i\omega t}.$$

Dabei bedeuten x die Ortskoordinate, t die Zeit, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke am Orte x zur Zeit t, $\vec{E}_0$ die elektrische Feldstärke bei $x = 0$ und $t = 0$, ω die Kreisfrequenz und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Größe $n + ik$ wird als komplexer Brechungsindex bezeichnet. Das Quadrat dieser Größe ist gleich der komplexen Dielektrizitätskonstante, d. h. $\varepsilon' - i\varepsilon'' = (n + ik)^2$. Die Trennung in Realteil $\varepsilon' = n^2 - k^2$ und Imaginärteil $\varepsilon'' = 2nk$ stellt den Zusammenhang her zwischen den in der mikroskopischen Theorie der optischen Eigenschaften (→ Dispersionstheorie) berechneten Größen ε' und ε'' einerseits und den phänomenologisch bei der Beschreibung der Wellenausbreitung in einem Material eingeführten Größen n und k andererseits.

Zur Bestimmung der o.n K. gibt es mehrere Methoden. Die am häufigsten verwendeten sind:

1) Messung des Transmissions- und Reflexionsvermögens bei senkrechter Inzidenz. Der Absorptionsindex k ist mit dem Absorptionskoeffizienten α verknüpft durch $\alpha = 2\frac{\omega}{c}k$. Das Reflexionsvermögen bei senkrechter Inzidenz ist durch die → Beersche Formel gegeben.

2) Messung nach polarimetrischen Methoden, d. h. Messung des Reflexionsvermögens bei verschiedenen Einfallswinkeln des Lichtes und Analyse der Polarisation des reflektierten Lichtes. Grundlage dieser Methode sind die Fresnelschen Formeln (→ Reflexion).

3) Messung des Reflexionsvermögens über einen möglichst großen Spektralbereich und anschließende → Kramers-Kronig-Analyse.

optische Längenmeßverfahren. In der Feinmeßtechnik werden verschiedene o. L. angewendet, die nach unterschiedlichen Prinzipien arbeiten.

In Feinmeßgeräten erfolgt dabei häufig auch eine Kombination der verschiedenen Verfahren.

1) Verfahren, bei denen als maßverkörperndes Normal die *Wellenlänge des Lichtes* zugrunde gelegt wird. Hierzu gehören die *Interferenzverfahren* (→ Interferometer), bei denen die zu messende Strecke in Bruchteile (in der Regel $\lambda/2$) der Lichtwellenlänge zerlegt wird. Ist die Wellenlänge der Strahlung bekannt, so kann aus der Ordnungszahl der Interferenzstreifen die Länge einer Strecke ermittelt werden. Hierzu ist es erforderlich, die Ordnungen zu zählen. Die Zählung kann bei kleinen Strecken langsam visuell erfolgen oder aber schnell unter Verwendung von lichtelektrischen Empfängern und elektronischen Zählgeräten (digital-inkrementale Meßmethode). Die Zählung wird umgangen beim o.n L. mit Hilfe des *Interferenzkomparators nach Kösters*, der vorwiegend für Endmaßmessung benutzt wird, → Interferenzlängenmessung. Eine Interpolation zwischen zwei benachbarten Interferenz-Ordnungen kann visuell oder lichtelektrisch erfolgen, so daß die interferentielle Längenmessung auf Bruchteile ($\lambda/20$ oder kleiner) der Wellenlänge λ möglich ist ($\approx 2 \cdot 10^{-8}$ m). Wegen dieser hohen erreichbaren Genauigkeit und der unabhängigen Reproduzierbarkeit wurde die interferentielle Längenmessung der Meterdefinition (→ Meter) zugrunde gelegt.

2) Verfahren, bei denen eine *Ablesung von Maßstäben* unter Zuhilfenahme optischer Mittel erfolgt. In vielen Längenmeßgeräten werden *Strichmaßstäbe* verwendet, die eine Teilung 1 mm oder feiner haben. Die Ablesung dieser Strichmaßstäbe erfolgt mit Mikroskopen entweder im Durchlicht (Glasmaßstäbe) oder im Auflicht (Metallmaßstäbe). Zur Interpolation der Teilung der Strichmaßstäbe werden spezielle Okularmikrometer (z. B. Spiralokular) verwendet. Damit kann eine 1-mm-Teilung in 1000 Teile direkt unterteilt werden, die $^1/_{10000}$ mm können geschätzt werden. Zur Ablesung von Strichmaßstäben verwendet man außer visuellen optischen Methoden auch lichtelektrische Methoden. Hierfür werden in der Regel Maßstäbe mit feineren Teilungen verwendet, um den Aufwand für die Interpolation zu reduzieren. Mit dieser Methode erreicht man eine Meßgenauigkeit von $2 \cdot 10^{-7}$ m. Werden bei einspurigen Maßstäben die Striche von einer Meßstelle bis zur nächsten lediglich gezählt, spricht man von digital-inkrementaler Längenmessung. Bei mehrspurigen codierten Maßstäben kann jeder Meßstelle ein bestimmter Zahlenwert zugeordnet werden (digital-absolutes Verfahren).

3) Verfahren, bei denen eine *Antastung des Prüflings* nach optischen bzw. optisch-mechanischen Methoden erfolgt. Eine Antastung nach optischen Methoden kann mit Mikroskopen visuell oder lichtelektrisch vorgenommen werden. Die Meßrichtung kann parallel oder rechtwinklig zur optischen Achse des Mikroskops liegen. Letzteres ist z. B. bei Meßmikroskopen der Fall. Bei einer mechanisch-optischen Antastung wird der Prüfling mit konstanter Meßkraft über einen Tastbolzen berührt. Die Stellung des Tastbolzens wird optisch angezeigt. Diese Anzeige kann über einen kippbaren Spiegel (Optimeter, Fühlhebel) durch verschiebbare Marken bzw. Raster erfolgen.

4) Verfahren, bei denen eine *Ausmessung der vergrößerten Abbildung* des Prüflings erfolgt. Zur Vermessung kleinerer Objekte werden Meßmikroskope oder Meßprojektoren (Profilprojektoren) benutzt, die den Prüfling in einem in der Regel bekannten Abbildungsmaßstab vergrößern. In der Bildebene ist ein Vergleich mit Teilungen oder Profilvorlagen möglich. Es kann auch eine meßbare Verschiebung des Objektes in zwei Koordinaten erfolgen; diese Verschiebung kann mechanisch oder optisch gemessen werden.

Bei der Entwicklung von o.n L. wird häufig eine Kombination der genannten Meßmethoden benutzt. Wichtig ist bei Längenmeßverfahren die Einhaltung des *Komparatorprinzips nach Abbe*. Danach sollen die Meßstrecke des Prüflings und die Richtung der Maßverkörperung stets fluchtend angeordnet sein (*1. meßtechnischer Grundsatz*). Bei Betrachtung des Prüflings oder der Maßverkörperung mit einem Mikroskop sollen nicht das Mikroskop, sondern Prüfling und Maßverkörperung verschiebbar angeordnet sein (*2. meßtechnischer Grundsatz*).

Bei Einhaltung des Komparatorprinzips werden Meßfehler 1. Ordnung vermieden, die bei Verkippung infolge mechanischen Spiels während der Verschiebungen auftreten. Der Meßfehler f ist dann proportional $\text{arc}^2\,\alpha$, wobei α die Verkippung des bewegten Teiles ist (z. B. Meßwagen, auf dem Prüfling und Normal angeordnet sind). Wird das Komparatorprinzip nicht eingehalten, ist der Meßfehler f proportional $\text{arc}\,\alpha$.

optische Masse, → Metalloptik.

optische Nachrichtenübertragung, svw. Lichtnachrichtenübertragung.

optischer Fehler, svw. Abbildungsfehler.

optischer Kerr-Effekt, → Brechung 2).

optischer Maser, svw. Laser.

optischer Mittelpunkt, → Kardinalelemente.

optischer Resonator, → Laser.

optisches Drehvermögen, → Drehvermögen 1).

optisches Fenster, derjenige Wellenlängen- bzw. Frequenzbereich des Spektrums der elektromagnetischen Wellenstrahlung, in dem das Absorptionsminimum des bestrahlten Materials liegt. Das optische F. durchsichtiger Stoffe (Glas, Luft u. a.) liegt im Bereich optischer Wellenlängen. Von Luft werden energieärmere infrarote Frequenzen (Wärmestrahlung) und energiereichere Frequenzen als Licht absorbiert. Erstere regen Luftschwingungen an, letztere wirken ionisierend (→ Ionosphäre).

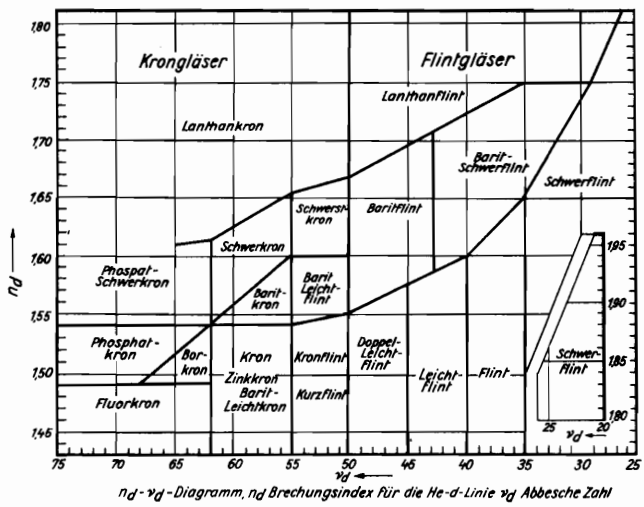
Neben dem optischen F. im Bereich des sichtbaren Lichts besitzt Luft noch je ein „optisches F." für Radiostrahlung und kosmische Strahlung. Da beide Frequenzbereiche in der solaren Strahlung mit relativ geringen Intensitäten vertreten sind, werden sie auf der Erdoberfläche von der Intensität des sichtbaren Lichtes bei weitem übertroffen. Die Sehorgane der höheren Lebewesen haben sich deshalb zweckmäßigerweise auf solche Strahlung spezialisiert.

Der Begriff o. F. darf nicht verwechselt werden mit dem der Durchlässigkeit. Während ersterer nur angibt, ob das Medium elektromagnetische Strahlung absorbiert oder nicht,

hängt die Durchlässigkeit eines durchsichtigen Stoffes außer von seiner Absorptionsfähigkeit noch von makroskopischen Faktoren, wie Dicke der beleuchteten Schicht, Strahlungsstreuung u. dgl., ab.

optisches Gitter, → Beugungsgitter 1).

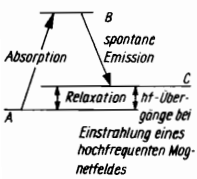
optisches Glas, Gläser mit optimalen Lichtdurchlässigkeiten im sichtbaren sowie im nahen ultravioletten und infraroten Wellenlängenbereich und festgelegten optischen Eigenschaften, wie Brechungsindex n_d für die He-d-Linie, Dispersion bzw. Abbesche Zahl ν_d. O. G. muß weitgehend frei von Glasfehlern, wie Blasen, Steinchen, Schlieren u. a., sowie Spannungen sein. Die optischen Gläser können in Kron- und Flintgläser eingeteilt werden, von denen es zahlreiche Untergruppen gibt, wie sie im n_d-ν_d-Diagramm angegeben sind. Die *Krongläser* weisen schwache Brechung und kleine Dispersion auf, die *Flintgläser*, die mehr oder weniger Bleioxid enthalten, starke Brechung und große Dispersion.



n_d-ν_d-Diagramm, n_d Brechungsindex für die He-d-Linie ν_d Abbesche Zahl

optisches Glas

Die Art der Bezeichnung der Untergruppen hängt im allgemeinen direkt oder indirekt von deren chemischer Zusammensetzung ab, z. B. Lanthankrone, Baritkrone, Lanthanflinte, Baritflinte. *Schwerkrone* und *Schwerstkrone* verdanken ihre hervorragenden optischen Eigenschaften dem bis fast 50% betragenden Gehalt an BaO; die Schwerstkrone enthalten ferner geringe Mengen Bleioxid (PbO) und Titanoxid (TiO_2) und weisen dadurch eine etwas höhere Brechzahl und Dispersion als die Schwerkrone auf. Die spezifisch schweren (5,13 g/cm³) und bis etwa 70% PbO enthaltenden *Schwerflinte* weisen die größten Brechzahlen bei gleichzeitig größter Dispersion auf. Die *Kurzflinte*, die bis 20% Antimonoxid (Sb_2O_3) enthalten, wurden so genannt, weil sie die Blaudispersion der Flintgläser beträchtlich verkürzen.



1 Schema des optischen Pumpens

Jedes einzelne optische Glas der verschiedenen Untergruppen hat auf Grund der mannigfaltig variierbaren chemischen Zusammensetzung jeweils eine wichtige Spezialeigenschaft. Das eine zeichnet sich aus durch extreme optische Lage im n_d-ν_d-Diagramm, das andere besitzt herausragende Teildispersionen in Wellenlängengebieten, die in diesem Diagramm nicht zum Ausdruck kommen, woraus sich auch die angeführten gemeinsamen Bereiche verschiedener Untergruppen erklären. Weitere Gläser besitzen besonders gute Ultraviolettdurchlässigkeit oder hervorragende chemische Beständigkeit, andere wiederum absorbieren auf Grund besonders hochgezüchteter optischer Eigenschaften weitgehend das ultraviolette Licht.

optisches Medium, *optisches Mittel*, ein Stoff, der vom Licht durchlaufen wird und mit ihm in Wechselwirkung tritt. Dabei erfolgt eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit als Wirkung der optischen Dichte, zu deren Kennzeichnung die → Brechzahl n dient. Die *Grenze zweier Medien* ist die Fläche, mit der sich zwei Medien unterschiedlicher Brechzahl berühren. Es wird angenommen, daß eine scharfe Grenze mit sprunghafter Brechzahländerung nicht existiert, sondern daß eine wenn auch äußerst dünne Übergangsschicht entsteht, in der sich die Brechzahl stetig ändert.

Sind die Eigenschaften des Mediums in seiner durchlaufenen Ausdehnung einheitlich, so handelt es sich um ein *homogenes Medium*; sind die Eigenschaften örtlich verschieden, so liegt ein *inhomogenes Medium* vor.

optisches Mittel, svw. optisches Medium.

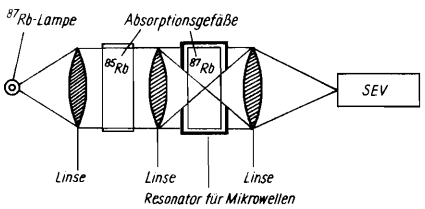
optisches Modell, → Phänomenologie der Hochenergiephysik, → Kernmodelle.

optisches Pumpen, Bezeichnung für eine bedeutende Änderung der Besetzungsverteilung der Energieniveaus von Atomen und Ionen eines Systems durch Einstrahlung von Licht. Die Erzeugung einer Besetzungsinversion ist Voraussetzung für die Lichtverstärkung bzw. -erzeugung beim → Laser. 1950 schlug Kastler vor, mit Hilfe des optischen P.s Änderungen der relativen Besetzungen der Zeeman-Niveaus und Hyperfeinstrukturniveaus des Atomgrundzustandes hervorzurufen.

Das optische P. kann anhand des Dreiniveauschemas erklärt werden (Abb. 1). Zunächst wird Licht absorbiert. Damit gelangen Atome auf Grund der Energieübertragung vom Zustand *A* in den Zustand *B*. Durch anschließende spontane Emission gelangen die Atome in den Zustand *C*. Damit ist das Besetzungsverhältnis der Niveaus *A* und *C* geändert. Die Besetzung des Niveaus *A* wurde vermindert, die des Niveaus *C* erhöht. Je nachdem, ob das Niveau *C* energetisch höher oder niedriger liegt als *A*, kann der optische Pumpvorgang als Erwärmung oder Kühlung betrachtet werden. Die bei einem stationären Prozeß erreichte Besetzungsveränderung hängt ab von der Intensität des eingestrahlten Lichtes und von der Geschwindigkeit des Relaxationsprozesses, der das thermische Gleichgewicht zwischen *A* und *C* wieder herzustellen strebt. Effektives Pumpen erfordert intensives Pumplicht und geringe Relaxation. *A* und *C* können Hyperfeinstrukturniveaus oder Zeeman-Niveaus des Grundzustandes sein, *B* ist ein optisch angeregter Zustand. Besteht der Grundzustand aus mehreren Unterniveaus, so können Besetzungsveränderungen erreicht werden, wenn sich die Übergangswahrscheinlich-

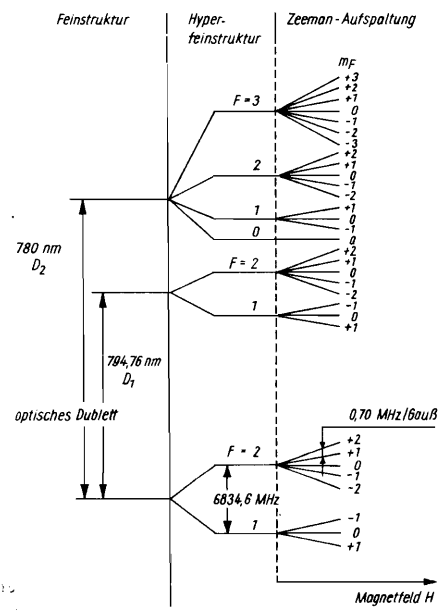
keiten von B zu den einzelnen Unterniveaus zumindest für zwei Unterniveaus unterscheiden oder wenn die Unterniveaus bereits beim Anregungsprozeß verschieden stark geleert werden. Man kann dies auf zwei Wegen erreichen:

1) durch *Hyperfeinstrukturpumpen*: Nicht alle Hyperfeinstrukturkomponenten einer Spektrallinie werden eingestrahlt. Die Hyperfeinstrukturkomponenten einer Spektrallinie liegen dicht beieinander. Sie lassen sich durch gewöhnliche Filtertechnik nur schwer trennen. Man nutzt hier die Existenz verschiedener Isotope eines Elementes aus. So unterscheiden sich z. B. die Frequenzen der Hyperfeinstrukturkomponenten des Isotops ^{85}Rb (Rubidium) von den Frequenzen der Hyperfeinstrukturkomponenten des Isotops ^{87}Rb (Abb. 2). Das Licht einer Lampe, die ^{87}Rb enthält, wird von einer mit ^{85}Rb gefüllten Absorptionszelle gefiltert und gelangt in eine Küvette, die ^{87}Rb enthält (Abb. 3). Das Pumplicht kann aus einer Linie



3 Experimentelle Anordnung für das Hyperfeinstrukturpumpen

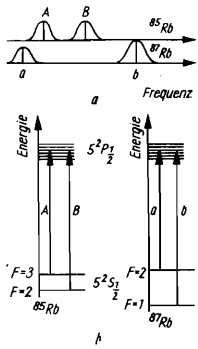
oder aus beiden Linien des Hauptdubletts bestehen (Abb. 4). Die a-Komponente des Lichtes wird durch das Filter stark abgeschwächt. Die ^{87}Rb-Isotope im Resonanzgefäß werden somit nur von der b-Komponente gepumpt. Dadurch wird das Hyperfeinstrukturniveau $F = 1$ entvölkert, das Hyperfeinstrukturniveau $F = 2$



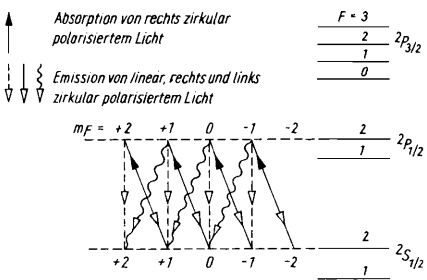
4 ^{87}Rb-Hauptdublett: Energieniveauschema

wird bevölkert. Auf diesem Wege erhält man leicht Inversionsbesetzungen zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus $F = 1$ und $F = 2$ des Grundzustandes, zwischen denen ein Gasmaser (→ Maser) betrieben werden kann. Die Frequenz des Mikrowellenüberganges von dem Niveau $F = 2$, $m_F = 0$ zu dem Niveau $F = 1$, $m_F = 0$ beträgt 6834,6 MHz. Sie ist in erster Ordnung vom Magnetfeld unabhängig. Deshalb wird dieser Übergang für Hochpräzisionsfrequenzstandards verwendet.

2) durch *Zeeman-Pumpen*: Das Pumplicht ist hierbei zirkular polarisiert. Durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht werden Besetzungsänderungen zwischen den magnetischen Unterniveaus des Grundzustandes verursacht. Diese Besetzungsänderungen sind mit dem Entstehen einer Polarisation des Spinsystems und einer dazu proportionalen Magnetisierung verbunden. In Abb. 5 ist der Pumpprozeß für die zirkular polarisierte Hyperfeinstruktur-



2 Hyperfeinstruktur der Resonanzlinie D_1 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) von ^{85}Rb und ^{87}Rb

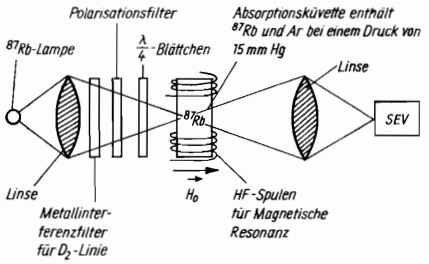


5 Schema des Zeeman-Pumpens für eine Hyperfeinstrukturkomponente bei fehlendem äußerem Magnetfeld

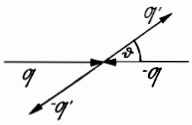
komponente $5S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F = 2$ der D_1-Linie (Abb. 5) dargestellt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind für die einzelnen Zeeman-Niveaus verschieden groß, wenn polarisiertes Licht beim Übergang absorbiert wird. So absorbiert z. B. der Term $F = 2$, $m_F = 2$ bei gegebenem Drehsinn des zirkular polarisierten Lichtes überhaupt nicht, weil im $P_{1/2}$-Zustand kein Term mit $m_F > 2$ existiert.

Eine durch optisches P. aufgebaute Magnetisierung verschwindet bei Einstrahlung eines starken hochfrequenten H_1-Magnetfeldes. Die Frequenz des H_1-Feldes entspricht dem Energieabstand zwischen den Zeeman-Niveaus. Das konstante Magnetfeld $\vec{H}_0$ liegt parallel zur Einstrahlungsrichtung des Pumplichtes.

Der Nachweis der Magnetisierung erfolgt optisch, denn die Stärke der Absorption des Pumplichtes ist eine zur Magnetisierung des Dampfes proportionale Größe. Bei plötzlichem Einschalten eines H_1-Feldes werden die Absorptionseigenschaften des Gases geändert. Dies macht sich in einer Intensitätsänderung des durch die Küvette durchgehenden und vom Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) registrierten Pumplichtes bemerkbar. Das Pumplicht wird zum Aufbau und zum Nachweis der Magnetisierung verwendet (Abb. 6). Der optische Nachweis der magnetischen Resonanz ist sehr empfindlich; so können noch Signale der magnetischen Resonanz an 10^6 Atomen je cm^3 beobachtet werden. Aus der Beobachtung der Signale



6 Experimentelle Anordnung für das Zeeman-Pumpen



optisches Theorem

der magnetischen Resonanz kann man die Resonanzfrequenz des H_1-Feldes und damit die Stärke des konstanten Magnetfeldes H_0 bestimmen. Die Magnetfeldmessung wird auf eine einfache Frequenzmessung zurückgeführt, denn $\nu = (\gamma/2\pi)\, H_0$. Hierbei ist ν die Übergangsfrequenz zwischen den Zeeman-Niveaus, $\gamma/2\pi$ eine für jede Atomsorte charakteristische Konstante, z. B. für ^{87}Rb ist $\gamma/2\pi = 0{,}70$ MHz/Gauß. Auf diesem Prinzip aufgebaute *Magnetometer* werden heute verwendet, um das Magnetfeld der Erde mit hoher Genauigkeit zu messen.

Absorbiert ein Atom ein Photon des zirkular polarisierten Pumplichtes, so wird dem Atom eine Einheit des Drehimpulses $\hbar$ übermittelt. Abwechselnde Absorptionen von zirkular polarisierten Photonen gleichen Drehsinnes und Emissionen von Photonen beliebiger Polarisation führen auf Grund des Erhaltungssatzes des Drehimpulses zur Ausrichtung des Spins und damit des magnetischen Moments des Atoms parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes. Diese Orientierung der Atome drückt sich makroskopisch in der Magnetisierung des Systems aus. Mit kontinuierlich eingestrahltem zirkular polarisiertem Licht kann eine Magnetisierung auch ohne äußeres Magnetfeld aufgebaut werden.

Die Größe der beim optischen P. erreichten Magnetisierung hängt von der Relaxation zwischen den Zeeman-Niveaus ab. In einem Atomstrahl ist diese Relaxation äußerst gering, da die Wechselwirkung der einzelnen Atome mit ihrer Umgebung vernachlässigbar klein ist. Experimente im Atomstrahl sind allerdings sehr aufwendig. Deshalb versucht man das System der Alkalimetallatome in einer Glasküvette optisch zu pumpen. In dieser Küvette wird die Relaxation verursacht durch → Spinaustauschstöße mit paramagnetischen Fremdatomen, die sich noch als Restgas in der Küvette befinden können und die in der Glaswand des Gefäßes vorhanden sind. Um die Zahl solcher Spinaustauschstöße zu verringern, wird das Glasgefäß sorgfältig ausgeheizt und abgepumpt, bevor ^{87}Rb in die Küvette gelangt. Beim *Dehmelt-Pumpen* wird durch Einführen eines diamagnetischen Puffergases, z. B. Argon, genügend hohen Druckes die Anzahl der Stöße der Alkalimetallatome mit der Wand stark vermindert. Dabei führen Stöße zwischen ^{87}Rb und Ar-Atomen nicht zum Verlust der Orientierung. Überzieht man die Wand des Gefäßes mit einem diamagnetischen Stoff, so verlieren die ^{87}Rb-Atome bei Wandstößen ihre Orientierung nicht, d. h., die Relaxation zwischen den Zeeman-Niveaus des Grundzustandes wird dadurch stark vermindert.

optisches Theorem, aus der Unitarität der S-Matrix, d. h. der Erhaltung der Teilchenzahl, folgende Aussage über den Zusammenhang des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} mit dem Imaginärteil der Streuamplitude $f(E, \vartheta)$ für die elastische Streuung zweier Teilchen in Vorwärtsrichtung ($\vartheta = 0$) bei fester Energie E der einfallenden Teilchen: $\sigma_{tot}(E) = \frac{4\pi}{k}\, \mathrm{Im}\, f(E, 0)$, wobei ϑ der Winkel zwischen den Impulsen eines der beiden Teilchen vor und nach der Streuung und $q = \hbar k$ der Betrag des Relativimpulses der Teilchen im Schwerpunktsystem ist (Abb.). Als Folge des optischen T.s ist für hohe Energien, bei denen in σ_{tot} die inelastischen Reaktionen dominieren, also $\sigma_{tot} \approx \sigma_{inel}$, der Imaginärteil der Amplitude der elastischen Vorwärtsstreuung im wesentlichen durch σ_{inel} bestimmt und umgekehrt; das optische T. enthält ferner die Aussage, daß keine rein inelastische Streuung auftreten kann.

optische Temperaturskala, Erweiterung der auf dem 2. Hauptsatz der Wärmelehre beruhenden thermodynamischen Temperaturskala, die sich mit Gasthermometern nur bis zur Grenze der Wärmefestigkeit der Thermometermaterialien (etwa 1 500 °C) verwirklichen läßt, zu höheren Temperaturen hin. Eine Möglichkeit dazu ergibt sich mit Hilfe der Planckschen Strahlungsformel. Als Bezugspunkt wird die Schmelztemperatur von Gold (Au) gewählt. Die zu messende Temperatur T wird dann aus dem Meßresultat für $K_T/K_{T_{Au}} = \frac{\exp(hc/\lambda k T_{Au}) - 1}{\exp(hc/\lambda k T) - 1}$ ermittelt. Dabei bedeutet K_T die spektrale Strahlungsdichte des schwarzen Strahlers bei der Temperatur T, $K_{T_{Au}}$ die spektrale Strahlungsdichte von Gold, h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, k die Boltzmannsche Konstante, λ die Wellenlänge, T_{Au} die Schmelztemperatur von Gold und T die zu bestimmende Temperatur. Die anzustellenden Messungen sind Vergleichsmessungen, die mit Pyrometern vorgenommen werden.

optische Ultraschallwellenlängenmessung, auf dem → Debye-Sears-Effekt beruhende Messung der Wellenlänge von Ultraschall.

optische Wahrnehmung, die Reaktion eines Organismus auf eine Außenweltsituation, die durch optische Reize und durch biologisch-optische Vorgänge im Sehorgan ausgelöst wird. Sie spielt sich einerseits in einem bestimmten Gebiet des zentral-nervösen Organs, des Sehorgans (→ Auge), und des zugehörigen Hirnrindengebietes ab, andererseits äußert sie sich darin, daß dem Individuum eine Umwelt erscheint. Die Wahrnehmungsprozesse sind von zwei Gruppen von Bedingungen abhängig, und zwar von den äußeren Reizbedingungen und von den inneren Systembedingungen; sie ändern sich im allgemeinen dann, wenn sich irgendein Glied dieser zwei Gruppen ändert. So ist es zu erklären, daß bei der o.n W. nicht ein geometrisch-optisches Bild der Außenwelt entsteht, sondern ein im Interesse der Orientierung und optimalen Informationsaufnahme verarbeitetes Bild. Zu dieser Ver-

arbeitung gehören als Beispiel die Auswahl der aufgenommenen Information aus der Menge der empfangenen Reize nach ihrer Wichtigkeit und die Vervollständigung durch gespeicherte Information.

Ein weiteres Beispiel sind die *Konstanzphänomene*. Damit bezeichnet man Beständigkeiten anschaulicher, d. h. wahrgenommener Eigenschaften, wie Helligkeit, Farbe, Form, Größe, Bewegung usw., trotz Änderung der unmittelbar dazu gehörigen Reizgrundlagen. Personen und Gegenstände in verschiedenen Entfernungen unterscheiden sich in ihrer Größe nicht entsprechend der geometrischen Entfernung und Perspektive; ein schwarzer Gegenstand z. B. behält sein Aussehen im Schatten und in der Sonne, obwohl sich seine objektiven Leuchtdichten in beiden Fällen erheblich unterscheiden; farbige Gegenstände erscheinen in gleicher Farbe, auch wenn sich das farbige Umfeld ändert.

Bei der o.n W. sind als Grundfunktionen des Sehorgans die Helligkeitswahrnehmung und die Farbwahrnehmung zu nennen. Die *Helligkeitswahrnehmung* ist eine Reaktion auf eine allgemeine Reizung durch elektromagnetische Strahlung eines Wellenlängenbereiches zwischen 380 und 780 nm nach der Intensität der Strahlung. Die *Farbwahrnehmung* ist eine Fähigkeit, die elektromagnetische Strahlung nicht nur nach ihrer Intensität, sondern auch nach ihrer Wellenlänge zu bewerten. Weitere Grundfunktionen des Gesichtssinnes, die darauf aufbauen, sind die Wahrnehmung von Leuchtdichteunterschieden, die Sehschärfe, die Formwahrnehmung, die Raumwahrnehmung, die Bewegungswahrnehmung und die Wahrnehmung von Farbunterschieden.

Eine *Leuchtdichteunterschiedswahrnehmung* ermöglicht erst das Wahrnehmen von Objekten und Gegenständen. Durch sie und durch eine feingegliederte Anordnung der Sinneselemente auf der lichtempfindlichen Schicht des Auges, der Netzhaut, besitzt das Auge zumindest beim direkten Sehen eine sehr hohe Sehschärfe. Dazu kommt ein Formsinn, der mit der Sehschärfe eng verbunden ist.

Die Wahrnehmung von Objekten in verschiedenen Entfernungen vom Auge erfordert eine Einstellmöglichkeit des abbildenden Apparates des Auges auf das betrachtete Objekt, so daß es auf der Netzhaut scharf abgebildet wird.

Mit der Wahrnehmung der Sehferne im Raum und der Sehtiefe ist auch die der Sehgröße verbunden. Sehferne und Sehgröße, d. h. wahrgenommene Entfernung des Objektes und wahrgenommene Größe des Objektes, sowie Akkommodation und Konvergenz der Blicklinien hängen eng miteinander zusammen als wichtige Faktoren der Raumorientierung.

optische Weglänge, die mit dem Brechungsindex n des Ausbreitungsmediums multiplizierte geometrische Weglänge l längs eines Lichtstrahls. Die o. W. ist somit wegen der Definition des Brechungsindexes die auf Vakuum bezogene Weglänge beim Durchtritt des Lichtes durch ein Medium mit der Brechzahl n und der Länge l. Als *reduzierte W.* wird in der geometrischen Optik der Quotient l/n verstanden, zum Beispiel die Bildortverlagerung, wenn das Licht statt durch Glas durch Luft laufen würde.

Optoelektronik, ein Gebiet der Elektronik, das sich mit der Anwendung der Wechselwirkung zwischen Licht und elektrischen Ladungsträgern in optischen und elektronischen Einrichtungen zur Informationsgewinnung, -übertragung, -verarbeitung und -speicherung beschäftigt. Für die O. sind insbesondere elektrooptische und magnetooptische Effekte, Photoeffekte sowie verschiedene Lumineszenzerscheinungen von Bedeutung. Bei optoelektronischen Anordnungen gibt es ein lichtemittierendes, ein lichtübertragendes und ein lichtempfindliches Glied. Die Steuerung des Lichtstrahles erfolgt im Gegensatz zur Photoelektronik nicht optisch, sondern elektrisch, wobei die Anwendung elektrooptischer Effekte, wie sie z. B. bei lichtempfindlichen Halbleitermaterialien auftreten, in das Gebiet der O. gehört.

Bei einer optoelektronischen Übertragungskette erfolgt die Modulation des Lichtsignals entweder durch Modulation des Lichtsenders selbst oder unmittelbar danach vor Eintritt in den Übertragungsweg. An den Übertragungsweg schließt sich ein Lichtempfänger an, der die Information entweder z. B. mittels einer Anzeigevorrichtung wiedergibt oder einem Speichermedium zuführt. Im Falle einer Anzeige kann die Wiedergabe wieder mittels eines Lichtsenders, z. B. eines Bildschirmes oder mit Leuchtdioden (→ Halbleiterdiode), erfolgen.

Das Merkmal eines Lichtsenders in einem optoelektronischen Übertragungsweg ist die Umwandlung elektrischer Energie in Licht, und zwar auch in den Bereichen des infraroten und des ultravioletten Spektrums. Als Lichtsender dienen z. B. Glühlampen, Gasentladungslampen, Leuchtdioden und Lasergeneratoren. Der Übertragungsweg kann durch direkte Kopplung ohne Hilfsmittel, d. h. Übertragung durch den freien Raum, durch Verkopplung über optische Systeme, z. B. Spiegel und Linsen, oder über lichtleitende Vorrichtungen, z. B. Lichtleitfasern, überwunden werden (→ Faseroptik). Als Lichtempfänger, in denen das Licht in elektrische Energie umgewandelt wird, dienen Vorrichtungen zur Ausnutzung des äußeren Photoeffektes, z. B. gasgefüllte Photozellen, Hochvakuumphotozellen und Photovervielfacher, oder Vorrichtungen zur Ausnutzung des inneren Photoeffektes, wie Photowiderstandszellen, Halbleiterbauelemente mit photoempfindlichem pn-Übergang, z. B. Photodioden, Phototransistoren und Photothyristoren (→ Halbleiterdiode, → Transistor, → Thyristor).

Optoelektronische Übertragungseinrichtungen sind unter anderem das Lichttelefon und die Übertragungseinrichtungen für hochfrequente breitbandige Nachrichtensignale, z. B. für Fernsehen, mittels Lasers u. a.

Die *optoelektronische Kopplung* ist eine fast trägheits- und rückwirkungsfreie Signalübertragung innerhalb eines kombinierten Bauelementes, das aus einem Lichtemitter, z. B. einer Leuchtdiode, und einem Lichtempfänger, z. B. einer Photowiderstandszelle, besteht. Optoelektronische Kopplung liegt z. B. auch beim Leuchttransistor (→ Transistor) vor. Der Röntgenstrahlbildwandler arbeitet ebenfalls nach dem Prinzip der optoelektronischen Kopplung.

Optologie, → Optik, → Sehen.

OPW-Methode, → Bandstruktur.

Orbital, vor allem bei der quantenmechanischen Analyse des Atom- und Molekülbaus benutzte Bezeichnung für einen Elektronenzustand mit nicht ganz scharfer Bedeutung. Die Bezeichnung ist aus den Vorstellungen des Bohrschen Atommodells heraus entstanden, nach dem sich jedes Elektron auf einer bestimmten durch Quantenbedingungen ausgewählten Bahn [engl. orbit] bewegt. Obwohl die moderne Quantenmechanik den Bahnbegriff als für Mikroobjektive prinzipiell unanwendbar nicht enthält, sondern für die Elektronen lediglich eine räumliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit angibt, bestehen Korrespondenzen zwischen dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung und den Bohrschen Bahnen in dem Sinne, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit dort besonders groß ist, wo diese Bahnen verlaufen. Die Bezeichnung O. wird sowohl im Sinne von Wellenfunktion ψ des gebundenen Elektrons als auch im Sinne ihres die Dichte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit definierenden Absolutquadrats gebraucht. Entsprechend können die O.e etwa durch die (durch $\psi = 0$ definierten) Knotenflächen der Wellenfunktion oder durch eine Darstellung der Wahrscheinlichkeitsverteilung (Form der „Elektronenwolke", Fläche mit $|\psi|^2 =$ konst., innerhalb derer das Elektron mit überwiegender Wahrscheinlichkeit gefunden wird) veranschaulicht werden. Die Symmetrie solcher Flächen entspricht der Symmetrie der Wellenfunktion. Da sich im allgemeinen nur dem Gesamtsystem, nicht aber jedem einzelnen Elektron eine Wellenfunktion zuordnen läßt, ist die Zuordnung von O.en zu einzelnen Elektronen an das Modell unabhängiger Teilchen gebunden, bzw. dienen die Orbitale im Sinne von Einelektronenwellenfunktion lediglich als „Baumaterial" zur Bildung allgemeiner Wellenfunktionen in Form von Linearkombinationen (LCAO-Methode, → Methode der Molekülzustände). Oft sind die O.e einem einzigen Atom zugeordnet, in einfachster Näherung können sie als wasserstoffähnliche O.e dargestellt werden. Gehören die Elektronenzustände zu bestimmten Werten $\hbar^2 l(l+1)$, $l = 0, 1, 2, \ldots$ des Drehimpulsquadrats, so spricht man in der angegebenen Reihenfolge von *s*-, *p*-, *d*-, *f*-, *g*-O.en. Für die chemische Bindung sind die kugelsymmetrischen *s*- und die eine Raumrichtung auszeichnenden *p*-O.e von besonderem Interesse, wobei für → *p*-Orbitale in der Molekülphysik eine etwas andere Auswahl dieser O.e getroffen wird als in den meisten Anwendungen auf ein isoliertes Atom.

Chemische Reaktionen verlaufen weitgehend unter Erhaltung der Orbitalsymmetrie, d. h., sie verlaufen dann bevorzugt und glatt, wenn zwischen den Orbitalsymmetrieeigenschaften der Reaktanden und der Produkte Übereinstimmung besteht.

Orbittheorie, *Bahntheorie*, Theorie der wechselwirkungsfreien Bewegung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern. Ausgangsgleichung der O. ist die Bewegungsgleichung eines Teilchens der Masse m und der Ladung e im äußeren Kraftfeld $\vec{F}$, zu dem das elektrische Potentialfeld hinzugerechnet wird, und im magnetischen Feld $\vec{B}$: $m\,\mathrm{d}\vec{v}/\mathrm{d}t = \vec{F} + e\vec{v} \times \vec{B}$, $\vec{F} = e\vec{E} - m\,\partial\Phi_{\mathrm{grav}}/\partial\vec{r}$.

Wenn sich $\vec{B}$ über die Entfernung eines Gyrationsradius und während einer Gyrationsperiode des Teilchens nur wenig ändert, kann die Geschwindigkeit $\vec{v}$ des Führungszentrums in eine zu $\vec{B}$ parallele $\vec{v}_{\parallel} = \vec{u}_{\parallel}$ und eine zu $\vec{B}$ senkrechte $\vec{u}_{\perp}$ zerlegt werden. Letztere stellt eine Drift des Teilchens von Feldlinie zu Feldlinie dar. Ihre Bewegungsgleichung ergibt sich aus der obigen durch einen Störungsansatz in erster Ordnung in m/e und durch eine Entwicklung von $\vec{B}(\vec{r}, t)$ und $\vec{F}(\vec{r}, t)$ nach dem Gyrationsradius und anschließende Mittelung über die Gyrationsperiode. Das setzt die Erhaltung des magnetischen Moments $\vec{M}$ während der Bewegung des Teilchens voraus (→ adiabatische Invariante). Die Bewegungsgleichung des Führungszentrums ist $m\dfrac{\mathrm{d}\vec{u}}{\mathrm{d}t} = \vec{F} + e\vec{u} \times \vec{B} - M\dfrac{\partial B}{\partial \vec{r}}$. Hieraus folgt, daß sich die Driftgeschwindigkeit aus vier Anteilen zusammensetzt: 1) der äußeren Kraftdrift $\vec{u}_{\mathrm{F}} = \vec{F} \times \vec{B}/eB^2$; 2) der Gradientenkrümmungsdrift $\vec{u}_{\mathrm{CG}} = M(1 + 2u^2/W^2)\,e^{-1}B^{-2}\vec{B} \times \partial B/\partial\vec{r}$; 3) Trägheitsdrift $\vec{u}_{\mathrm{T}} = (m/eB^2)\,\vec{B} \times \mathrm{d}\vec{u}_{\perp}/\mathrm{d}t$; 4) Polarisationsdrift $\vec{u}_{\mathrm{p}} = (m/eB^2)\,\partial\vec{E}_{\perp}/\partial t$. Dabei ist W die Teilchenenergie. Besitzt das $\vec{B}$-Feld weitere Symmetrien, so lassen sich neben der Gyrationsbewegung zwei neue Periodizitäten der Bewegung angeben, die → Bounce-Bewegung und die Driftbewegung (→ Drift). Zu jeder von ihnen gehört eine weitere → adiabatische Invariante, die durch Mittelung über die entsprechende Periode gefunden werden kann.

Ordnung, 1) *Anordnung*, eine „größer-kleiner"-Relation $<$ (oder $\leqq$) einer Menge von Elementen $x, y, \ldots$ mit der Eigenschaft, daß aus $x \neq y$ entweder $x < y$ oder $y < x$ folgt. Die Menge der reellen Zahlen ist z. B. eine geordnete Menge. Kann aus $x \neq y$ nicht auf $x > y$ oder $x < y$ geschlossen werden, dann spricht man von einer *Halbordnung*. Die Menge der komplexen Zahlen ist z. B. bezüglich des absoluten Betrags eine halbgeordnete Menge: Eine Ordnungsrelation ist nur für die Zahlen auf einem vom Ursprung ausgehenden Strahl, einer Halbgeraden, definiert. Auch die Menge der Untermengen z. B. einer Ebene oder des Hilbert-Raumes ist halbgeordnet, falls eine Untermenge E_1 dann größer als die Untermenge E_2 genannt wird, wenn sie diese (ganz) enthält (→ Verband).

2) abzählbares Merkmal, Kriterium bzw. Charakteristikum eines Zustandes, z. B. O. der Nichtholonomität (→ Bindung) oder O. einer Flüssigkeit (→ Flüssigkeit mit Gedächtnis), eines Vorganges, z. B. O. von Interferenzstreifen (→ Interferenz), O. einer Resonanz (→ nichtlineare Schwingungen), oder einer mathematischen Operation, z. B. O. von → Differentialgleichungen.

Ordnungsparameter, svw. Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter.

Ordnungszahl, *Kernladungszahl*, *Atomnummer*, Z, Abk. OZ, Anzahl Z der im Atomkern enthaltenen positiven Elementarladungen, deren Träger die Protonen sind. Die Atomhülle eines neutralen Atoms der O. Z enthält gerade Z Elektronen.

Orech, → Kernfusion.

Organisation Internationale de Métrologie Légale, Symbol OIML, Internationale Organisation für gesetzliches Meßwesen, speziell für das Eichwesen. Bereits 1937 kamen Delegierte von 37 Staaten in Paris zu einer internationalen Metrologenkonferenz zusammen, um über den internationalen Erfahrungsaustausch auf dem Gebiet des staatlichen Meß- und Eichwesens zu beraten. Die Gründung der OIML fand jedoch erst 1955 statt. Ihre Aufgaben sind: 1) Bildung eines Dokumentations- und Informationszentrums über die verschiedenen nationalen Organisationen, deren Aufgabe die Eichung und die Kontrolle der Meßgeräte ist, sowie die Darstellung der Konzeption, der Konstruktion und des Gebrauchs der Meßgeräte; 2) Übersetzung der Beschreibungen von Meßgeräten und ihrer Anwendung in den verschiedenen Staaten einschließlich der Kommentare über die gesetzlichen Grundlagen; 3) Festlegung allgemeiner Prinzipien des gesetzlichen Meßwesens; 4) Vereinheitlichung der Meßmethoden und -vorschriften; 5) Vorlage von Gesetzentwürfen über das Meßwesen; 6) Ausarbeitung des Projekts eines typischen Eich- und Kontrolldienstes; 7) Festlegung über die charakteristischen Eigenschaften der Meßgeräte und der an sie zu stellenden Anforderungen hinsichtlich ihrer Eigenschaften, die für einen internationalen Plan geeignet sind; 8) Vertiefung der Beziehungen zwischen den Eichorganisationen und den Beauftragten für gesetzliches Meßwesen der einzelnen Staaten sowie den Staaten, die der OIML angeschlossen sind.

Die OIML gibt seit 1960 eine eigene Zeitschrift, das *Bulletin de l' Organisation Internationale de Métrologie Légale*, heraus, in dem die verschiedensten Probleme des staatlichen Meßwesens behandelt werden, unter anderem zahlreiche Veröffentlichungen über die Einführung des Internationalen Einheitensystems (SI). Außerdem ist im Rahmen der OIML-Arbeit 1967 ein Wörterbuch der Grundbegriffe der Metrologie herausgegeben worden, das unter Mitwirkung zahlreicher Staatsämter für Metrologie und Experten dieses Fachgebiets entstanden ist und etwa 300 Begriffe umfaßt. Ein Wörterbuch mit Begriffen des Waagenbaues ist in Vorbereitung.

organische Supraleiter, → Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit.

Orientierungspolarisation, → Polarisation 3).

Orientierungsüberstruktur, svw. Richtungsordnung.

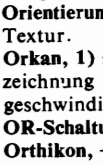
Orientierungsverteilung von Kristalliten, svw. Textur.

Orkan, 1) svw. tropischer Wirbelsturm. **2)** Bezeichnung für schwersten Sturm mit Windgeschwindigkeiten über 100 km/h.

OR-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

Orthikon, → Superorthikon.

ortho-, abg. o-, Bezeichnung für die 1,2 Stellung von zwei Substituenten am Benzolring, z. B.



o-Dichlorbenzol.

orthobare Dichte, das arithmetische Mittel der Dichten einer Flüssigkeit und ihres gesättigten Dampfes. Sie ergibt sich aus der Cailletet-Matthiasschen Regel (→ Dampf).

orthogonale Koordinaten, → Koordinatensystem.

orthogonale Matrix, → Matrix.

Orthogonalisierungsverfahren, → Hilbert-Raum.

Orthogonalitätsbedingung, → Polardiagramm 2).

Orthogonalsystem, → Entwicklung von Funktionen, → Dichtematrix.

Ortho-Helium, → Helium-Linienspektrum.

orthohexagonale Zelle, → Elementarzelle.

Orthonormalsystem, → Hilbert-Raum.

orthonormiertes Funktionssystem, ein Orthogonalsystem normierter Funktionen (→ Dichtematrix, → Hilbert-Raum).

Orthophorie, → Augenoptik.

orthorhombisch, *rhombisch*, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, bei denen es drei paarweise aufeinander senkrecht stehende Richtungen gibt, wobei es zweizählige Symmetrieachsen parallel oder Symmetrieebenen senkrecht (oder beides) zu jeder dieser Richtungen gibt, während Symmetrieachsen höherer Zähligkeit fehlen (→ Symmetrie, Tab. 3). Man wählt die Basisvektoren parallel zu diesen drei Richtungen (→ Elementarzelle).

Die Raum- und Punktgruppen faßt man zum *o.en Kristallsystem* zusammen. Einen Kristall mit o.er Raumgruppe, sein Punkt- und Translationsgitter und seine Elementarzelle nennt man ebenfalls o.

orthoskopischer Strahlengang, → Interferenz 3).

Orthotropie, gleichbedeutend mit orthogonaler Anisotropie, wobei die Stoffeigenschaften vollständig durch die Angabe der entsprechenden Materialkonstanten für zwei zueinander senkrechte Richtungen gekennzeichnet werden; ein sehr häufig auftretender Sonderfall der Anisotropie. Beispiele: Bewehrung bei Stahlbeton, Schmiedefasern, Zellenstruktur des Holzes.

Ortsdarstellung, in der Quantenmechanik spezielle Darstellung der Schrödingerschen Wellenfunktion ψ als Funktion der räumlichen Koordinaten bzw. im Falle eines Mehrteilchensystems als Funktion der Ortskoordinaten aller Teilchen, d. h. als Funktion im Orts- oder Koordinatenraum des Systems. Eine andere Möglichkeit ist die → Impulsdarstellung.

Ortsfunktion, eine lediglich vom Ort, d. h. den Punkten des dreidimensionalen Raumes abhängende Funktion. Beispielsweise ist die Schwere oder das Gravitationspotential eines Massepunktes eine reine O., reibungsabhängige Kräfte dagegen sind keine O.en, da sie wesentlich von der Geschwindigkeit der Massepunkte abhängen.

Ortshöhe, → Bernoullische Gleichung 2).

Ortskurve, der geometrische Ort physikalischer Größen wie Spannungen, Ströme, Widerstände oder Leitwerte elektrischer Stromkreise, Maschinen, Geräte oder Anlagen. In der komplexen Wechselstromrechnung sind die elektrischen Größen frequenzabhängige komplexe Größen und lassen sich in der Gaußschen Zahlenebene darstellen. Bei veränderlicher Frequenz, veränderlichem Betrag oder Phasenwinkel beschreiben diese Größen die O. Aus ihr läßt sich

das Betriebsverhalten elektrischer Einrichtungen ableiten.

O.n werden auch im stationären Schallfeld, z. B. für die Darstellung des Schallwiderstands in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Schallstrahlung, und in weiteren stationären Feldern, wie solchen der Wärme- und Flüssigkeitsströmungen, zur Bestimmung der jeweiligen Kenngrößen, beispielsweise des Strömungswiderstandes in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit, angewandt.

Ortsmessung, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

Ortsoperator, der dem Ort eines Teilchens gemäß der Quantenmechanik korrespondierende Operator $\hat{\vec{r}}$. In der Ortsdarstellung der Wellenfunktion als Funktion der räumlichen Koordinaten $\psi(x, y, z, t)$ entspricht dem O. die Multiplikation der Wellenfunktion mit $\vec{r}$, d. h., $\hat{\vec{r}}\psi = \vec{r} \cdot \psi$; in der Impulsdarstellung dagegen ist $\hat{\vec{r}} \equiv i\hbar \operatorname{grad} = i\hbar(\partial/\partial p_x, \partial/\partial p_y, \partial/\partial p_z)$; → Impulsoperator.

Ortsraum, → verallgemeinerte Koordinaten, → Phasenraum.

Ortszeit, → Zeitmaße.

Osmometer, Gerät zur Messung des → osmotischen Drucks. Das Membranosmometer enthält als wesentliches Funktionselement eine semipermeable (halbdurchlässige) Membran, die die zu untersuchende Lösung von dem reinen (gleichen) Lösungsmittel trennt und nur das Lösungsmittel, aber nicht die gelösten Moleküle oder Partikeln passieren läßt. Da es keine Membranen gibt, die für niedermolekulare Stoffe ausreichend undurchlässig sind, werden O. praktisch nur zu Messungen an Polymerlösungen verwendet. Während die ältesten O. meist nach dem Prinzip der *Pfefferschen Zelle*, d. h. nach einer statischen Methode arbeiteten, was zu sehr langen Versuchszeiten führte, bedient man sich bei den modernen Geräten fast ausschließlich der *Kompensationsmethode*. Dabei wird ein Gegendruck auf der Lösungsseite so eingeregelt, daß die Durchtrittsgeschwindigkeit des Lösungsmittels gerade Null wird. Als Regelausgangsgröße wird z. B. entweder die Durchbiegung der Membran, die kapazitiv, oder die Verschiebung einer Luftblase in einem Flüssigkeitsfaden, die optisch gemessen wird. Auf einem anderen Prinzip beruht das *Dampfdruckosmometer* (*thermoelektrisches O.*). Bei ihm werden je ein Tropfen der Lösung und des reinen Lösungsmittels in geringer Entfernung voneinander auf je einen Thermistor gebracht. Beide Thermistoren befinden sich in einem gut thermostatierten und mit dem Dampf des Lösungsmittels gesättigten Hohlraum. Indem vom Lösungsmitteltropfen etwas Lösungsmittel verdampft und im Lösungstropfen kondensiert wird, kühlt sich ersterer ab, und der letztere erwärmt sich etwas. Diese Temperaturdifferenz wird mit einer Brückenschaltung gemessen und kann bei geeigneter Eichung mit Testsubstanzen bekannten Molekulargewichtes und bei Extrapolation auf die Konzentration Null als Maß des Molekulargewichtes der Probe verwendet werden. — Die Membranosmometer werden benutzt, wenn das Molekulargewicht der Probe zwischen 2 bis $5 \cdot 10^4$ und etwa 10^6 liegt; oberhalb dieses Bereiches werden die Meßeffekte zu klein. Die Dampfdruckosmometer sind für einen Molekulargewichtsbereich von etwa 200 bis $2 \cdot 10^4$ geeignet.

Osmose, allgemeine und nicht ganz scharf abgegrenzte Bezeichnung für einen Materietransport (→ Membrantransportvorgänge) zwischen zwei Phasen durch eine dritte, die sie voneinander trennt und meist als Membran betrachtet und bezeichnet wird, obwohl sie bei geologischen Vorgängen viele Meter dick sein kann. Die Dimensionen der Hohlräume, über die der Transport erfolgt, können dabei vom makroskopischen Bereich (Siebmembranen) bis zu „Zwischengitterplätzen" in festen anorganischen oder organischen Gläsern bzw. Flüssigkeiten herab gehen. Der Transport infolge O. kann sowohl Diffusions- wie auch Konvektionsanteile enthalten; die Phasen können unter gleichem oder verschiedenem Druck stehen. Bei Verschiedenheit der Temperatur spricht man von *Thermoosmose*. Ist die Membran für eine Teilchenart undurchlässig (semipermeabel), so bildet sich ein echter Gleichgewichtszustand aus, in dem beide Phasen unter einem verschiedenen Druck stehen; die dem Gleichgewichtszustand entsprechende Druckdifferenz heißt → osmotischer Druck.

Als *umgekehrte O.* bezeichnet man ein Verfahren zur Entsalzung von Lösungen, z.B. Meerwasser, mit Hilfe einer speziell strukturierten Membran, die bei ausreichend hoher Durchtrittsgeschwindigkeit für das Lösungsmittel — auch bei geringen Drücken — den Durchtritt der Ionen des Salzes verhindert.

osmotischer Druck, ein Gleichgewichtsdruck in einem heterogenen Zwei- (oder Mehr-) Komponentensystem, das aus zwei Phasen aufgebaut ist, die durch eine Wand getrennt sind, die für die Teilchen mindestens einer Komponente durchlässig und ebenfalls mindestens einer Komponente undurchlässig ist (semipermeable Membran). Im einfachsten Fall handelt es sich um eine permeationsfähige Komponente, das Lösungsmittel, und eine nicht permeierende, den gelösten Bestandteil. Im Gleichgewicht müssen die Temperatur und die chemischen Potentiale aller der Teilchenarten, die die Membran passieren können, in beiden Phasen gleich sein. Da die chemischen Potentiale aber nur von Druck, Temperatur und Zusammensetzung abhängen und letztere infolge der Anwesenheit der semipermeablen Wand verschieden ist, muß auch der Druck auf beiden Seiten der Membran verschieden sein. Diese Druckdifferenz wird o. D. genannt, insbesondere dann, wenn die eine Phase ein reiner Stoff (Lösungsmittel) ist. Besteht mindestens eine Teilchenart aus Ionen, so tritt zur osmotischen Druckdifferenz noch eine Differenz der elektrischen Potentiale; das entsprechende Gleichgewicht heißt → Donnan-Gleichgewicht. Die chemischen bzw. elektrochemischen Potentiale der nicht permeationsfähigen Teilchenarten bleiben auch im Gleichgewicht in beiden Phasen verschieden.

Ist der Druck des reinen Lösungsmittels p_0 und sein chemisches Potential beim Druck p_0 in reinem Zustand μ_{01} und in der Lösung μ_1, so gilt die Beziehung $(\mu_1 - \mu_{01})_{p_0} = (\Delta\mu_1)_{p_0} = -\int_{p_0}^{p_0+\Pi} V_1 \, dp$. Da in Flüssigkeiten V_1, das par-

tielle Molvolumen des Lösungsmittels, nur wenig vom Druck abhängt, ergibt sich $(\Delta\mu_1)_{p_0} = -V_1\Pi$. Demnach können durch Messungen des osmotischen D.es Π bei mehreren Konzentrationen die chemischen Potentiale in einer Lösung bei jeder Temperatur als Funktion der Zusammensetzung bestimmt werden. Damit sind prinzipiell die partielle molare Mischungsentropie und die partielle molare Mischungsenthalpie des Lösungsmittels zugänglich. Gemäß dem Zusammenhang zwischen chemischem Potential und osmotischem D. ist letzterer eng verknüpft mit anderen Größen, die ebenfalls ein Maß für die Änderung des chemischen Potentials darstellen, z. B. molare Siedepunktserhöhung oder molare Gefrierpunktserniedrigung, und die deshalb oft als *„osmotische" Effekte*, jetzt meist zusammen mit dem osmotischen D. als *kolligative Effekte* bezeichnet werden.

Die statistische Theorie liefert für die Abhängigkeit des osmotischen D.es einer Lösung von der Konzentration der gelösten Teilchen die Beziehung $\Pi = kT[c - \sum_{n\geqq 2}(n-1)\beta_{0n}c^n]$. Dabei ist c die Konzentration, n ist eine ganze Zahl und β_{0n} sind die unreduzierbaren Cluster-Integrale für Cluster aus n Molekülen des gelösten Stoffes. Damit ist eine strenge Begründung für die exakte Gültigkeit der van't-Hoffschen Gleichung $\lim_{c\to 0} \Pi/c = RT/M_2$ als Grenzgesetz bei unendlicher Verdünnung gegeben (M_2 ist das Molekulargewicht des gelösten Stoffes). Dieses Grenzgesetz gilt auch für makromolekulare Lösungen. Damit ist die osmotische Molekulargewichtsbestimmung theoretisch sicher begründet. Zugleich ist die Berechtigung erwiesen, den osmotischen Druck analog wie den Druck eines realen Gases in eine Reihe von ganzzahligen positiven Potenzen zu entwickeln. Trotz dieser formalen Analogie ist der osmotische D. einer Lösung nicht äquivalent mit dem thermischen Druck der gelösten Teilchen im Sinne der kinetischen Gastheorie; er ist charakteristisch für ein heterogenes Zweikomponentensystem und hat mit dem äußeren Druck der homogenen Lösung nichts zu tun. Bei polymolekularen Lösungen, d. h. bei verschiedener Größe bzw. Masse M_i der gelösten Teilchen in den jeweiligen Konzentrationen c_i, ist der osmotische D. dem durch $\bar{M}_n = (\sum_i c_i/M_i)^{-1}$ definierten Mittelwert der Teilchen- bzw. Molekularmasse proportional und kann zu dessen Bestimmung dienen (→ Osmometer).

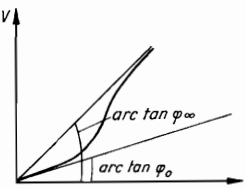
osmotischer Koeffizient, das Verhältnis g des realen → osmotischen Druckes Π zu dem Wert Π_{id}, den dieser annehmen würde, wenn sich die betreffende Lösung ideal verhalten würde. Ist x_1 der Molenbruch des Lösungsmittels und V_1 sein molares Volumen, so gilt $\Pi = -RTV_1^{-1} \times \times g_1 \ln x_1$. Der o. K. g_i und der Aktivitätskoeffizient f_i einer Komponente hängen nach der Beziehung $g_i = 1 + (\ln f_i/\ln x_i)$ zusammen. Der Begriff des osmotischen K.en wird vor allem in der Theorie der Elektrolytlösungen verwendet. → interionische Wechselwirkung.

Ostabweichung, → Fall.

Ostwald-de-Waelesche Flüssigkeit, svw. Potenzgesetzflüssigkeit.

Ostwald-Miers-Bereich, svw. metastabiler Zustand.

Ostwaldsche Kurve, die in einem Viskosimeter aufgenommene Fließkurve einer allgemeinen nicht-Newtonschen Flüssigkeit. Die Kurve beginnt im Ursprung mit einer endlichen Tangente (erste Newtonsche Zone). Die Ordinatenwerte V wachsen monoton mit den Abszissenwerten P. Für große P-, V-Werte geht die Kurve in eine Gerade über (zweite Newtonsche Zone), die bei Verlängerung durch den Nullpunkt geht und deren Anstieg steiler als der Anstieg der Kurve im Nullpunkt ist. Da der Anstieg der Fluidität der Flüssigkeit proportional ist, wird eine derartige Flüssigkeit mit zunehmender Beanspruchung leichtflüssiger werden. Je nach Beanspruchungsgröße werden Teile der Struktur der Flüssigkeit zerstört, wobei Lösungsmittel frei



Ostwaldsche Kurve. φ_∞, φ_0 Fluiditäten, P und V Konsistenzvariable

wird. Dadurch wird die Fluidität erhöht. Flüssigkeiten, die ein solches Verhalten zeigen, werden strukturviskose Flüssigkeiten genannt.

Ostwaldscher Doppelkegel, → Farbenlehre

Ostwaldscher Farbenkreis, → Farbenlehre

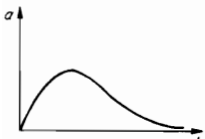
Ostwaldsche Stufenregel, eine von Wilhelm Ostwald gefundene Regel, die besagt, daß bei physikalischen oder chemischen Prozessen ein System nicht unmittelbar von dem energiereichsten (instabilen) in den energieärmsten (stabilen) Zustand übergeht, sondern zunächst einen oder mehrere Zustände mit mittlerem Energiegehalt durchläuft, wenn diese die „nächstliegenden" sind. So wurde z. B. bei Kristallwachstumsexperimenten beobachtet, daß bei Überschreitung der Koexistenzlinie gasförmig–fest zunächst flüssige Tröpfchen entstehen, die sich erst anschließend in Kristalle umwandeln. So kristallisiert z. B. Kaliumnitrat aus wäßriger Lösung in der bei Zimmertemperatur instabilen rhomboedrischen Form, die sich nach einiger Zeit in die stabile rhombische umwandelt. Daß sich überhaupt erst eine instabile Modifikation bilden kann, hängt damit zusammen, daß Kristallwachstumsgeschwindigkeit und Kristallisationsvermögen nicht immer bei gleicher Temperatur ihre größten Werte haben. Eine theoretische Erklärung für die O. S. ist durch Diskussion der Keimbildungsgeschwindigkeiten bzw. der Lage der Koexistenz- und metastabilen Grenzen (→ metastabiler Zustand) möglich.

Oszillation, svw. Schwingung.

Oszillator, *Schwinger*, einfachstes schwingungsfähiges mechanisches System. Ein *freier eindimensionaler harmonischer O.* ist ein Massepunkt der Masse m, der unter dem Einfluß einer der Auslenkung x proportionalen rücktreibenden Kraft $F = -kx$, wobei $k > 0$, in einer räumlichen Richtung Schwingungen um eine Gleichgewichtslage $x = 0$ ausführt. Er kann näherungsweise realisiert werden durch ein Schwerependel mit kleiner Amplitude (→ Pendel) oder

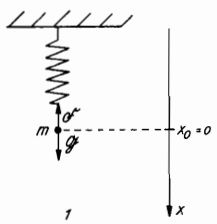
einen im Schwerefeld der Erde an einer Feder hängenden Körper (Abb. 1). Bei kleinen Auslenkungen genügt die Federkraft gerade der genannten Bedingung (→ Hookesches Gesetz); k heißt deshalb Federkonstante.

Die Newtonsche Bewegungsgleichung des harmonischen O.s, die eindimensionale *Schwingungsgleichung*, lautet $m\ddot{x} = -kx$; nach Einführung der Größe $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ (Kreisfrequenz) lautet sie $\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0$. Sie hat harmonische Funktionen als Lösungen; die allgemeinste Lösung lautet $x = a\cos(\omega_0 t + \alpha)$, wobei a die Amplitude, t die Zeit und α die Phasenkonstante sind (Abb. 2).

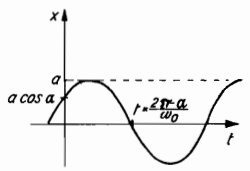


4

Oszillator



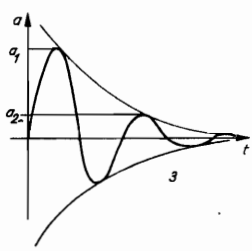
1



2

Bei Berücksichtigung einer der Geschwindigkeit $\dot{x}$ proportionalen Reibung, z. B. infolge von Luft, ändert sich die Schwingungsgleichung zu $m\ddot{x} = -kx - \varrho\dot{x}$, wobei $\varrho > 0$ der Reibungskoeffizient ist. Mit $\varrho/m = 2\beta$ folgt $\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$. Die Lösungen dieser Differentialgleichungen hängen wesentlich vom Verhältnis der Dämpfung β zur Kreisfrequenz ω ab:

1) Schwache Dämpfung ($\beta < \omega_0$) ergibt $x = a\,e^{-\beta t}\cos(\omega' t + \alpha)$ mit $(\omega')^2 = \omega_0^2 - \beta^2$, d. h., die Amplituden der Schwingung nehmen unbegrenzt ab (Abb. 3), die Frequenz $\nu' = \omega'/2\pi$ ist



3

kleiner und die Schwingungsdauer $T = 2\pi/\omega'$ somit größer geworden. Zwei aufeinanderfolgende gleichsinnige Amplituden verhalten sich wie $K = a_1/a_2 = e^{-\Lambda}$, wobei K das Dämpfungsverhältnis, $\Lambda = 2\pi\beta/\omega'$ das logarithmische Dekrement der Amplitude sind. Wegen des Abklingens der Schwingung ist die Bewegung nicht im eigentlichen Sinne periodisch (→ mechanisches System), und es ist berechtigt, von einer aperiodischen Schwingung zu sprechen.

2) Starke oder aperiodische Dämpfung ($\beta = \omega_0$) ergibt $x = (c_1 + c_2 t)\,e^{-\beta t}$ (*aperiodischer Grenzfall*); für $\beta > \omega_0$ folgt $x = c_1\,e^{-\lambda_1 t} + c_2\,e^{-\lambda_2 t}$, wobei $\lambda_{1,2} = \beta \pm \sqrt{\beta^2 - \omega_0^2} > 0$ ist (*aperiodische Kriechbewegung*); die Bewegung verläuft ohne Schwingung nach Erreichen eines Maximalanschlags asymptotisch gegen die Ruhelage $x = 0$. Der genaue Verlauf der Bewegung hängt von den Konstanten c_1 und c_2 ab, die durch die Anfangsbedingungen bestimmt sind; ein spezielles Beispiel ist in Abb. 4 angegeben. Für praktische Zwecke, z. B. bei Musikinstrumenten, wird der aperiodische Grenzfall angestrebt, weil in diesem Fall die Schwingung am schnellsten im Vergleich mit anderen Schwingungen abklingt.

Ist der O. nicht frei, sondern zusätzlich dem Einfluß einer periodisch mit der Kreisfrequenz ω wirkenden Kraft $F_0\cos\omega t$ unterworfen, führt er erzwungene Schwingungen aus. Dies kann als ständige, aber zeitlich variierende Erregung der freien Schwingung angesehen werden. Die allgemeine Bewegung setzt sich aus einer freien Schwingung und der eigentlichen erzwungenen Schwingung zusammen. Die Bewegungsgleichung lautet $\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = (F_0/m)\cos\omega t$, $\beta > 0$; ihre Lösung für den Fall schwacher Dämpfung ist $x = x_0 + x_\mathrm{P}$, wobei $x_0 = a\,e^{-\beta t}\cos(\omega' t + \alpha)$ der mit der Zeit abklingende, von der freien Schwingung mit der Frequenz $\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ herrührende Anteil und $x_\mathrm{P} = A\cos(\omega t - \varphi)$ mit der Amplitude

$$A = (F_0/m)/\{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2\}^{1/2}$$

die mit der Erregerfrequenz ω erfolgende erzwungene Schwingung ist. Die Phasenverschiebung φ zwischen der Phase der erregenden Kraft und der Phase des O.s bestimmt sich aus $\operatorname{tg}\varphi = 2\beta\omega/(\omega_0^2 - \omega^2)$. Den Nenner

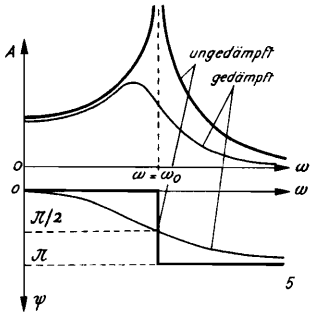
$$(\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2})^{-1}$$

der Amplitude bezeichnet man auch als *Resonanznenner*. Der Bewegungsablauf bis zum Abklingen der freien Schwingung heißt *Einschwingvorgang*; in der Praxis ist er gewöhnlich nach kurzer Zeit abgeschlossen, z. B. beim Anstoßen einer Pendeluhr. Ist die Erregerfrequenz klein, schwingt der O. nahezu in Phase mit der Kraft, d. h., $\operatorname{tg}\varphi \approx 0$ und daher $\varphi \approx 0$. Bei schneller Erregung spielt die rücktreibende Kraft $F = -kx$ und damit die Eigenfrequenz ω_0 des O.s nahezu keine Rolle; gleichzeitig wird die Amplitude A immer kleiner, d. h., auf den O. wirkt nur die mittlere Kraft, und diese verschwindet.

Ganz anders ist der Verlauf, wenn ω und ω_0 nur wenig verschieden sind. Es kommt zur Resonanz, d. h., der O. schwingt stark mit. Bei fehlender Dämpfung würde die Amplitude infolge ständiger Energiezufuhr unendlich groß werden; mit Dämpfung erreicht sie für $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$ ein Maximum (*Amplitudenresonanz*), während das Maximum der kinetischen Energie bei $\omega = \omega_0$ liegt (*Energie-* oder *Geschwindigkeitsresonanz*), wozu die Phasenverschiebung $\varphi = \pi/2$ gehört. Bei fehlender Dämpfung klingt die freie Schwingung nicht ab, und

für $\omega \neq \omega_0$ kommt es zu Interferenzen und Schwebungen (Abb. 5).

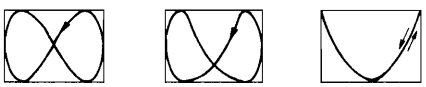
Ist die Kraft nicht harmonisch, sondern eine beliebige periodische Funktion $f(t)$, so kann sie in eine Fourier-Reihe entwickelt werden, und die Beiträge der einzelnen Komponenten können wie angegeben berechnet werden.



5

Kann sich der Massepunkt des O.s räumlich bewegen, spricht man von einem *räumlichen* oder *dreidimensionalen isotropen O.*, wenn für die rücktreibende Kraft $\vec{F} = -k\vec{r}$ gilt, d. h., daß die Federkonstante k für alle drei Komponenten von $\vec{F}$ übereinstimmt. Ein isotroper O. kann durch die Federkonstruktion der Abb. 6 realisiert werden. Die freie Schwingung des isotropen O.s erfolgt wegen der Erhaltung des Drehimpulses in einer Ebene, der *Schwingungsebene*, die durch die anfängliche Erregung bestimmt ist. Die Bewegung ergibt sich als Überlagerung zweier zueinander orthogonaler harmonischer Schwingungen in dieser Ebene; im allgemeinen Falle ergibt sich eine elliptische Bahnkurve (Abb. 7).

Beim *anisotropen O.* sind die Federkonstanten für die Komponenten verschieden, d. h. $F_i = -k_i x_i$, wobei $i = 1, 2, 3$, und damit auch die Frequenzen $\omega_i = \sqrt{k_i/m}$ sowie die Perioden der drei zueinander orthogonalen Schwingungen des O.s. Die Überlagerung zweier orthogonaler Schwingungen mit verschiedenen Frequenzen führt wieder zu periodischen Bewegungen, wenn das Frequenzverhältnis $\eta = \omega_1/\omega_2$ rational ist. Es entstehen die *Lissajous-Figuren*, deren Gestalt für festes η noch von der relativen Phasenlage beider Schwingungen abhängt (Abb. 8, siehe

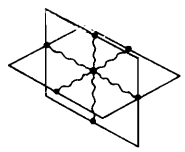

8

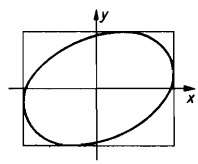
auch Tafel 14). Aus der Form der Figuren kann man auf den Wert von ω_1/ω_2 schließen. Die Überlagerung elektrischer Schwingungen kann mittels Oszillographen sichtbar gemacht werden.

Bei irrationalem Verhältnis der Frequenzen sind die Bewegungen bedingt periodisch; die Bahnkurve erfüllt jeweils die gesamten „Kästchen" (Abb. 9). Das Hookesche Kraftgesetz für die elastischen Federkräfte ist nur bei kleinen Amplituden gültig; im allgemeinen Fall hat man statt dessen anzusetzen $F = -kx + k_2x^2 + k_3x^3 \ldots$. Auch die Reibungskraft ist nur in wenigen Fällen zu $\dot{x}$ proportional; allgemein gilt: $|F_R| = \varrho|\dot{x}| + \sigma|\dot{x}^2| - \cdots$. Die entsprechenden Änderungen der Bewegungsgleichung führen zu Anharmonizitäten der Bewegung, die wegen der Kleinheit der Konstanten der Zusatzgleichung im allgemeinen gering sind, aber doch zu qualitativen Besonderheiten führen (→ nichtlineare Schwingungen).

Die genannten Schwingungstypen des O.s treten nicht nur an mechanischen, sondern auch an elektromagnetischen Systemen auf (→ Schwingkreis). Der harmonische O. kann daher auch mittels anderer physikalischer Größen realisiert werden.

Der harmonische O. hat wegen seiner einfachen mathematischen Struktur für die theoretische Physik eine besondere Bedeutung. Er ist zudem einfachstes Modell der Quantisierung. Die Hamilton-Funktion des harmonischen O.s lautet $H = \frac{1}{2m}p^2 + \frac{m\omega_0^2}{2}x^2$ mit $p = m\dot{x}$. In der Ortsdarstellung lautet der zugehörige Hamilton-Operator $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m\omega_0^2}{2}x^2$. Er hat die Eigenfunktion $\psi_n(x) = e^{-\xi^2/2}H_n(\xi)$, wobei $\xi = x\sqrt{m\omega_0/\hbar}$ und $H_n(\xi)$ das Hermitesche Polynom n-ter Ordnung ist; seine Eigenwerte sind $E = \hbar\omega_0(n + 1/2)$, wobei $\hbar = h/2\pi$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und $n = 0, 1, 2, \ldots$ ist. Darüber hinaus liefert der harmonische O. eine Möglichkeit der Feldquantisierung: Man kann ein physikalisches Feld nach harmonischen Eigenschwingungen zerlegen und diese als harmonische O.en ansehen und entsprechend quantisieren.


6



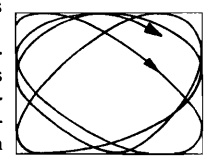
7

Über den linearen oder Hertzschen O. → Hertzscher Oszillator.

Speziell in der Nachrichtentechnik versteht man unter O. eine Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen. Neben negativen Widerständen (Dynatron) werden vor allem rückgekoppelte Röhren- und Transistorverstärker zur Schwingungserzeugung verwendet. Damit ein durch Rückkopplung selbsterregter Verstärker nicht auf einer willkürlichen Frequenz schwingt, muß entweder im Rückkopplungsweg oder im Verstärkungsweg ein frequenzbestimmendes Schaltglied, z. B. ein Schwingkreis oder ein Doppel-T-Filter, enthalten sein. Im Bereich sehr hoher Frequenzen (ab etwa 10^9 Hz) werden zur Erzeugung elektrischer Schwingungen vorwiegend Laufzeitröhren (z. B. Klystrons und Magnetrons) sowie spezielle Halbleiterbauelemente (Gunn-Dioden) eingesetzt.

O.en werden zur Schwingungserzeugung in Sendern verwendet. Insbesondere werden die in Überlagerungsempfängern (z. B. Rundfunk- und Fernsehempfänger) zur Erzeugung der Zwischenfrequenz verwendeten Hilfssender als O.en bezeichnet.

Ein *supraleitender O.* ist ein einzelnes supraleitendes Element oder eine Schaltung aus supraleitenden Elementen, das elektromagnetische Schwingungen erzeugen kann. Supraleitende O.en lassen sich aus supraleitenden Tunneldioden oder aus Josephson-Tunnelelementen aufbauen und können z. B. in supra-


9

Oszillator

Oszillatormodell für die Dielektrizitätskonstante

leitenden Überlagerungsempfängern eingesetzt werden.

Oszillatormodell für die Dielektrizitätskonstante, einfaches Modell zur Erklärung der optischen Eigenschaften atomarer Systeme. Als Modell dient ein um seine Ruhelage schwingendes Teilchen mit einer elektrischen Ladung e und einer Masse m, das bei Auslenkung aus der Ruhelage um einen Vektor $\vec{s}$ eine zur Auslenkung proportionale rücktreibende Kraft $-k\vec{s}$ mit k als Kraftkonstante und eine der Geschwindigkeit proportionale Reibungskraft $\varrho\frac{\mathrm{d}\vec{s}}{\mathrm{d}t}$ mit ϱ als Dämpfungskonstante erfährt. Ein solches Verhalten zeigen: 1) ein Elektron in einem bestimmten Bindungszustand, wobei e die Ladung und m die Masse des Elektrons sind; 2) zwei benachbarte, aber verschieden geladene Ionen eines Festkörpers, wobei e eine effektive Ionenladung und $m=\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}$ die reduzierte Masse eines Ionenpaares ist (M_1, M_2 ist die Masse des positiv bzw. negativ geladenen Ions). Ein zeitlich periodisches elektrisches Feld mit der Frequenz ω und der Amplitude $\vec{E}_0$ regt einen solchen Oszillator zu gedämpften erzwungenen Schwingungen an, die durch die Gleichung

$$\frac{\mathrm{d}^2\vec{s}}{\mathrm{d}t^2}+\gamma\frac{\mathrm{d}\vec{s}}{\mathrm{d}t}+\omega_0^2\vec{s}=\frac{e}{m}\vec{E}_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$$

beschrieben werden. Dabei ist $\omega_0=\sqrt{k/m}$ die Eigenfrequenz des Oszillators und $\gamma=\varrho/m$. Die Lösung der Bewegungsgleichung ist

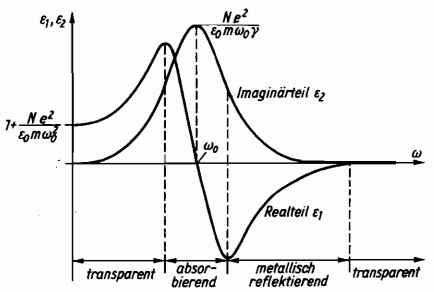
$$\vec{s}(t)=\frac{e}{m}\frac{\vec{E}_0}{\omega_0^2-\omega^2+\mathrm{i}\gamma\omega}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}.$$

Die periodische Bewegung bringt ein periodisches Dipolmoment $e\cdot\vec{s}(t)$ mit sich. Die Phase φ dieser Bewegung und damit auch die des Dipolmoments ist um

$$\varphi=\arctan\frac{\omega\gamma}{\omega_0^2-\omega^2}$$

gegenüber der des elektrischen Feldes verschoben.

Gibt es je Volumeneinheit N Oszillatoren mit der Eigenfrequenz ω_0, so ist die gesamte induzierte Polarisation $\vec{P}=N\cdot e\cdot\vec{s}(t)$. Folglich ist wegen $\vec{P}=\varepsilon_0(\varepsilon_{\mathrm{rel}}-1)\vec{E}$ die komplexe Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(\omega)=\varepsilon_1+\mathrm{j}\varepsilon_2$ bei einer Oszillatorendichte N:



Frequenzverlauf von Realteil und Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante für ein Ensemble von N Oszillatoren mit der Eigenfrequenz ω_0

$$\varepsilon_1(\omega)=1+\frac{e^2}{m\varepsilon_0}N\frac{\omega_0^2-\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\gamma^2\omega^2},$$

$$\varepsilon_2(\omega)=\frac{e^2}{m\varepsilon_0}N\frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\gamma^2\omega^2}.$$

Dabei sind ε_1 der Realteil und ε_2 der Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante, ε_0 ist die Influenzkonstante.

In der Abb. sind der Frequenzverlauf von ε_1 und ε_2 schematisch dargestellt. Mit Hilfe der Beziehungen zwischen ε_1 und ε_2 einerseits und den → optischen Konstanten andererseits lassen sich die optischen Eigenschaften eines Materials mit nur einer Sorte von Oszillatoren leicht angeben. Ein solches Material ist bei Frequenzen, die klein gegen die Resonanzfrequenz sind, transparent.

In der Umgebung der Resonanzfrequenz wird Strahlungsenergie absorbiert, und zwar um so stärker, je größer die Dichte der Oszillatoren ist, und in einem um so breiteren Spektralbereich, je größer die Dämpfungskonstante γ ist. Die Halbwertsbreite der Absorptionskurve ist im Falle $\gamma\ll\omega_0$ gleich 2γ. An das Absorptionsgebiet schließt sich ein Bereich $\varepsilon_1<0$ an. Elektromagnetische Wellen dieses Frequenzbereiches können sich in dem Material nicht ausbreiten, sie werden total reflektiert. Mit weiter wachsender Frequenz wird das Material wieder transparent, und ε_1 nähert sich asymptotisch dem Wert 1.

Die experimentell beobachteten optischen Konstanten eines Stoffes lassen sich stets nur durch Superposition von Oszillatoren mit verschiedenen Eigenfrequenzen approximieren. In diesen Fällen geht jedoch nur oberhalb der höchsten Resonanzstelle $\varepsilon_1\to 1$. Für alle übrigen Gebiete liefern die jeweils bei höheren Frequenzen liegenden Resonanzen einen konstanten Beitrag zu ε_1.

Oszillatorpotential, → Kernmodelle, Abschn. Schalenmodell.

Oszillatorstärke, → quantenmechanische Dispersionstheorie.

Oszillograph [lateinisch/griechisch, 'Schwingungsschreiber'], ein Gerät zum Beobachten oder (meist photographischen) Aufzeichnen des zeitlichen Verlaufs von elektrischen Schwingungen, z. B. der Spannungs- oder Stromkurve von Wechselströmen, sowie von nichtelektrischen Schwingungen, die mittels eines geeigneten Wandlers in elektrische umgewandelt werden, z. B. von Erschütterungen an Bauwerken und Maschinen, von Drehzahlen rotierender Teile, von Durchflußmengen usw. Das aufgezeichnete Bild wird *Oszillogramm* genannt.

Der *Schleifenoszillograph* weist eine oder mehrere Meßschleifen aus dünnem Draht auf, die jeweils zwischen den Polen eines Dauermagneten gespannt sind und auf denen ein winziger Spiegel befestigt ist. Auf diesen Spiegel wird der Strahl einer Lichtquelle geworfen und von ihm reflektiert. Fließt Strom durch die Schleife, so wird diese infolge der Kraftwirkung des Feldes des Dauermagneten auf den Schleifenstrom gedreht, und der Lichtzeiger schlägt proportional der Stromstärke aus. Seine Auslenkung kann mittels eines gleichmäßig rotierenden Polygonspiegels zeitlich auseinandergezogen, auf einer Mattscheibe beobachtet oder auf ablaufendem

photographischem Papier dauerhaft registriert werden. Der Schleifenoszillograph wird zur Aufzeichnung von Vorgängen bis zu Frequenzen von etwa 10 kHz verwendet. Mit Hilfe mehrerer Schleifen können unterschiedliche Vorgänge gleichzeitig registriert werden.

Eine Spezialform ist der mit Zusatzverstärkern ausgestattete *Kardiograph* zur Aufzeichnung von Herzaktionsspannungen.

Der *Elektronenstrahloszillograph* oder *Katodenstrahloszillograph*, neuerdings häufig auch als *Oszilloskop* bezeichnet, dient zum Sichtbarmachen schnell verlaufender elektrischer Vorgänge. Er besteht im wesentlichen aus einer Elektronenstrahlröhre, die zusammen mit einem Kippgenerator und Verstärkern in einem Gerät vereinigt ist. Der in der Elektronenstrahlröhre erzeugte Elektronenstrahl wird mit einer Linsenelektrode auf einen Leuchtschirm als Punkt abgebildet und durch zwei senkrecht zueinander stehende Paare von Ablenkplatten abgelenkt. An das zweite Plattenpaar wird eine mittels einer Kippschaltung erzeugte, sägezahnförmige Spannung gelegt (Zeitablenkung). Diese läßt den Elektronenstrahl mit konstanter Geschwindigkeit waagerecht von einer Seite des Leuchtschirmes zur anderen laufen, wieder zurückspringen usw. An das erste Plattenpaar wird die zu untersuchende Spannung gelegt, die vorher noch geeignet verstärkt wurde. Ihre zeitlichen Änderungen werden durch die zeitproportionale Ablenkung in x-Richtung auseinandergezogen und erscheinen als ortsabhängige positive und negative Abweichungen in y-Richtung um einen Mittelwert (z. B. Schirmmitte). Die Zeitablenkung läßt sich durch zusätzliche Maßnahmen (Gleichlaufzwang) mit der zu untersuchenden Frequenz synchronisieren, so daß sich stehende Bilder ergeben.

Sollen zwei Vorgänge gleichzeitig beobachtet werden, so gibt man die beiden Spannungen mit Hilfe eines *Elektronenschalters* abwechselnd an den y-Eingang des O.en. Da der Elektronenschalter bis zu 10^5 Umschaltungen in einer Sekunde vornehmen kann, erscheinen die Kurven dem Auge trotzdem voll ausgezogen. Der *Zweistrahloszillograph* gestattet ebenfalls die gleichzeitige Aufzeichnung zweier Spannungen. Er benutzt eine Röhre mit zwei getrennten Ablenksystemen, so daß zwei Strahlen auf dem Schirm erscheinen, die unabhängig voneinander arbeiten. Für besondere Zwecke sind Elektronenstrahlröhren mit noch mehr Ablenksystemen konstruiert worden.

Mit Elektronenstrahlröhren hoher Ablenkgeschwindigkeit und breitbandigen Verstärkern können Schwingungen bis zu Frequenzen von etwa 100 MHz dargestellt werden.

Eine noch höhere zeitliche Auflösung erhält man mit dem *Sampling-Oszillographen* oder *Abtastoszillographen*, mit dem sich jedoch nur periodische Vorgänge aufzeichnen lassen. Diese werden punktweise mit Hilfe einer sehr schnellen Schaltdiode abgetastet, wobei der Abtastpunkt nach jeder Periode um einen geringen Zeitabschnitt verschoben wird. Auf dem Schirm wird dann der Schwingungszug einer Periode aus den aus vielen Perioden gewonnenen Einzelpunkten zusammengesetzt.

Durch Anwendung von Blauschriftspeicherröhren (→ Katodenstrahlröhre) werden einmalige Vorgänge zur Betrachtung über längere Zeit gespeichert. Ein solches Gerät wird als *Blauschreiber* oder *Speicheroszillograph* bezeichnet.

Der Elektronenstrahloszillograph in seinen verschiedenen Varianten ist ein sehr vielseitiges Meß- und Prüfgerät, das neben der Schwingungsaufzeichnung für zahlreiche andere Aufgaben verwendet werden kann, z.B. für die Aufnahme von Bauelementen- und Schaltungskennlinien, für die Leistungs-, Phasenwinkel-, Frequenz- und Zeitmessung, für die Fehlersuche in elektronischen Geräten u. a. m.

Lit. Czech: Oszillografen-Meßtechnik (Berlin-Borsigwalde 1959); Millner: Katodenstrahl-Oszillographen (2. Aufl. Berlin 1968).

Oszillographenröhre, eine → Katodenstrahlröhre.

Oszilloskop, → Oszillograph.

Ottomotor, → Verbrennungsmotor.

ounce, 1) Tabelle 2, Masse. **2)** Tabelle 2, Volumen.

Overhauser-Effekt, eine Erscheinung, die bei einer speziellen → Doppelresonanzmethode der Hochfrequenzspektroskopie auftritt und die es ermöglicht, → polarisierte Kerne herzustellen.

Oxidkatode, eine → Glühkatode.

Oxydation, der mit einer Reduktion gekoppelte Teilprozeß einer → Redoxreaktion.

oz, Tabelle 2, Masse.

OZ, → Ordnungszahl.

Ozeanographie, → Ozeanologie.

Ozeanologie, *Ozeanographie*, *Meereskunde*, die Wissenschaft vom Meer, ein Teilgebiet der Geophysik. Die O. beschäftigt sich mit der räumlichen und zeitlichen Verteilung der Eigenschaften des → Meerwassers und deren Einfluß auf lebende Organismen, mit den Wechselbeziehungen zwischen den Wassermassen der Ozeane und der Lufthülle über dem Meer und der festen Erde darunter sowie mit der Form und mit dem Aufbau der Ozeanbecken. Die *physikalische O.* befaßt sich speziell mit den physikalischen Eigenschaften des Meerwassers und mit den Bewegungsvorgängen im Meer. Eine wichtige Größe dabei bildet der Energie- und Stofftransport. Kennzeichnend für die von der physikalischen O. untersuchten Größen ist ihre große räumliche und zeitliche Veränderlichkeit.

Grundlage der O. bilden Messungen, die im Meer ausgeführt werden müssen. Hierfür ist eine spezielle Meßtechnik erforderlich, die den Einsatz von Forschungsschiffen und hochempfindlichen und zugleich robusten Spezialgeräten, zum Beispiel Bathysonden, Bathythermographen oder Strömungsmessern, umfaßt. Automatisch messende Geräte mit Datenfernübertragung und Raumflugkörper gewinnen auch für die O. an Bedeutung. Labor- und Modellversuche sind in der O. nur in beschränktem Umfang möglich. Zunehmende Bedeutung erlangt die mathematische Modellierung ozeanologischer Prozesse.

Lit. Bruns: O. 3 Bde (Berlin, Leipzig 1958, 1962, 1968).

Ozonosphäre, die Ozonschicht der → Atmosphäre.

Ozonschicht, → Atmosphäre.

oz tr, Tabelle 2, Masse.

p, 1) → Piko. **2)** → Pond. **3)** → Proton. **4)** p, → Druck. **5)** p, → Schalldruck. **6)** $\vec{p}$, elektrisches Dipolmoment, → Dipol. **7)** $\vec{p}$, → magnetische Polstärke. **8)** $\vec{p}$, → Impuls.

P, 1) → Poise. **2)** P, → Leistung. **3)** P, → Parität. **4)** $\vec{P}$, elektrische → Polarisation. **5)** P_s → Schallleistung.

Pa, 1) → Pascal. **2)** → Protaktinium.

Paarbildung, *Paarbildungseffekt, Paarerzeugung,* im engeren ursprünglichen Sinne eine Wechselwirkung hinreichend energiereicher (oberhalb 1,02 MeV) Röntgen- oder γ-Strahlung beim Durchgang durch Materie, wobei infolge eines Zusammenstoßes eines Photons (der Energie $\varepsilon = h\nu$) bzw. eines γ-Quants mit einem geladenen Teilchen des durchstrahlten Stoffes ein Elektron und dessen Antiteilchen, das Positron, *paarweise* entstehen. Da gemäß der Einsteinschen Formel $E = mc^2$ zur Bildung eines Elektrons eine Energie von $m_e c^2 = 511$ keV, also zur Bildung eines Paares eine Quantenenergie von $h\nu = 2m_e c^2 = 1{,}022$ MeV erforderlich ist, kann unterhalb dieser Schwelle kein Paarbildungseffekt mehr auftreten. Es stellt sich mit abnehmender Energie der → Compton-Effekt und darunter der → Photoeffekt ein (→ ionisierende Strahlung 1.4, Abb. 2). Für $h\nu > 2m_e c^2$ verteilt sich die überschüssige Quantenenergie $h\nu - 2m_e c^2$ als kinetische Energie in beliebiger Weise auf das Paar. Die Umsetzung der Strahlungsenergie der Quanten in ruhmassebehaftete Elementarteilchen erfolgt bei der Paarerzeugung stets im starken Felde geladener Teilchen, hauptsächlich im Kernfeld. Die P. ist ein Beweis für die aus der Relativitätstheorie folgende Möglichkeit der Erzeugung eines materiellen Teilchens aus Energie.

Als Folge der P. beobachtet man oberhalb 1,02 MeV eine zusätzliche Streustrahlung aus zwei monochromatischen Komponenten mit den Wellenlängen $2{,}4 \cdot 10^{-12}$ m $= \lambda_C = h/m_e c$ (Compton-Wellenlänge des Elektrons) und $1{,}2 \cdot 10^{-12}$ m $= \lambda_C/2$. Die Ursache dieser Strahlung besteht in der Vereinigung des Positrons mit einem (negativen) Elektron zu einem Positron-Elektron-Atom, dem Positronium, das in zwei Zuständen mit Lebensdauern von $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ s bzw. $1{,}2 \cdot 10^{-10}$ s existiert. Beim Positroniumzerfall entsteht entweder ein Lichtquant der Energie $h\nu = 2m_e c^2$, was $\lambda_C/2$ als Wellenlänge entspricht, oder es entstehen zwei Lichtquanten mit einer Energie von je $m_e c^2$ entsprechend der Wellenlänge λ_C.

Im weitesten Sinne umfaßt die P. die Wechselwirkung hochenergetischer (GeV-Bereich) Elementarteilchen wie Photonen, Pionen oder Protonen beim Zusammenstoß mit Materie unter Entstehung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares je Elementarakt (→ Antiteilchen).

paarbrechende Mechanismen bei der Supraleitfähigkeit, Vorgänge, die das Aufbrechen der Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) bewirken und so in einem Supraleiter den Übergang zur Normalleitfähigkeit fördern. Unter p.n M. versteht man z. B. die Belastung mit hohen Strömen, das Anlegen hoher Magnetfelder, die Einstrahlung hochfrequenter elektromagnetischer Wellen und die Wirkung zulegierter paramagnetischer Fremdatome.

Paarspektrometer, ein spezielles Szintillationsspektrometer für γ-Strahlung höherer Energie, bei der der Paarbildungseffekt merklich wird. Das Positron zerstrahlt zusammen mit einem Elektron in zwei Quanten der Energie 511 keV, die in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Zur Registrierung dieser Vernichtungsstrahlung werden zu beiden Seiten des von der zu analysierenden Strahlung getroffenen Szintillators zwei weitere Szintillatoren angeordnet. Ein Impuls vom Zentralkristall wird nur dann analysiert, wenn er in Dreifachkoinzidenz auftritt, also die beiden Vernichtungsquanten in den Nachbarkristallen nachgewiesen werden. Damit wird ein Spektrum ohne den kontinuierlichen Untergrund gewonnen, das lediglich um die Energie 1022 keV zu korrigieren ist, die bei der Paarbildung aufgewendet wurde.

Paarungsmaß, Symbol P_m, wichtige Kenngröße bei der Paarung von Bauteilen, namentlich von Meßgeräten. Das P. ist das Maß des möglichst formvollkommenen Gegenstücks, mit dem das nicht fehlerfreie Werkstück ohne Kraftaufwand oder mit einer definierten Kraft gerade noch gepaart werden kann. Als *Abmaß* gilt der Unterschied zwischen P. und Nennmaß.

Bei Auslese-P.en werden die Werkstücke mit größerer Toleranz gefertigt und später zu passenden Gegenstücken sortiert.

Paarvernichtung, → Antiteilchen.

Paarwechselwirkung, svw. Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Supraleitern.

Packungsanteil, Masseexzeß je Nukleon. Er ist als $(M - A)/A$ definiert, wobei M die auf Kohlenstoff-12 bezogene Atommasse (relative Kernmasse), A die Massezahl ist. Ein großer (positiver) Wert des P.s bedeutet eine lose Bindung der Nukleonen.

Packungsdichte, das Verhältnis des Volumens einer ferromagnetischen Komponente zum Gesamtvolumen in mehrphasigen Stoffen.

Paläomagnetismus, die Wissenschaft von der Erforschung des erdmagnetischen Hauptfeldes (→ Erdmagnetismus) in verflossenen erdgeschichtlichen Epochen mit Hilfe des remanenten Anteils des → Gesteinsmagnetismus. Den vulkanischen Gesteinen wird die Richtung des zum Zeitpunkt der Abkühlung unter den Curie-Punkt gerade herrschenden Hauptfeldes eingeprägt; bei Sedimenten wird die Richtungsmagnetisierung durch die Einregelung der Längsachsen der magnetischen Partikel in die Richtung des Hauptfeldes während des Ablagerungsprozesses hervorgerufen. Der Zeitpunkt der Entstehung des Gesteins wird für die Datierung benutzt. Als Modell für die Lagebestimmung des Pols benutzt man den zentralen Dipol. Der Magnetpol wird in Abhängigkeit von der geographischen Lage des Fundortes des Gesteins so festgelegt, daß die Richtung der remanenten Magnetisierung mit der Richtung des Feldes des Dipols übereinstimmt. Weiteres → Polwanderung.

PAM, Abk. für Pulsamplitudenmodulation, → Modulation.

Pankratisches System, ein abbildendes optisches System, dessen Brennweite sich durch Verschieben einzelner Linsen oder Linsengruppen kontinuierlich verändern läßt. Pankratische Systeme werden z. B. als Objektive bei speziellen Fernrohren mit variabler Vergrößerung oder

bei Photoobjektiven mit variabler Brennweite angewendet.

Papierelektrophorese, → Elektrophorese.

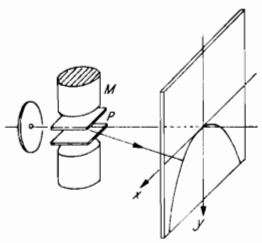
Papille, → Auge.

Papinscher Topf, „*Schnellkochtopf*", ein 1681 von Papin erfundenes Gefäß, in dem durch künstliche Druckerhöhung der Siedevorgang bei höherer Temperatur eintritt als bei Normaldruck. Der Papinsche T. besteht aus einem dickwandigen Gefäß mit einem luftdicht abschließenden Deckel und einem Sicherheitsventil. Durch Dampfentwicklung steigt der Druck im Papinschen T. über den äußeren Luftdruck hinaus, was einen erhöhten Siedepunkt zur Folge hat (→ Dampfdruck).

Der Überdruck kann durch das Sicherheitsventil reguliert werden. Speisen werden bei höherer Temperatur schneller gar gekocht. Das Sinken des Siedepunktes bei Abnahme des äußeren Luftdruckes z. B. auf hohen Bergen kann im Papinschen T. kompensiert werden.

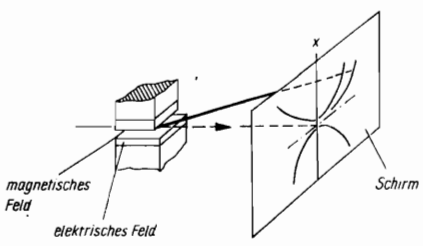
para-, abg. p-, Bezeichnung für die 1,4-Stellung von zwei Substituenten am Benzolring, z. B. p-Dichlorbenzol (Abb.).

Parabelmethode, von Thomson und Aston 1913 entwickelte Methode zur Massebestimmung, anfänglich eines Kanalstrahlbündels, durch Ablenkung ionisierter Atome oder Moleküle, d. h. Ionen, im elektrischen und magnetischen Feld. Die P. ist die klassische Methode der Massenspektroskopie. Sie beruht auf der e/M-Bestimmung, wobei e die Ladung und M die Masse des Ions sind. Bei der P. benutzt man ein am gleichen Ort wirkendes elektrisches und ein ihm gleichgerichtetes oder auch antiparalleles magnetisches Feld (Abb.). Bei einer Teilchen-



1 Schematische Darstellung der Parabelmethode zur Messung von Ionenmassen. *P* Kondensatorplatten, *M* Magnetpole

geschwindigkeit v gilt für die elektrische Ablenkung Y bei einem über die Länge l wirkenden elektrischen Feld E die Formel $Y = eEl^2/2Mv^2$. Da die magnetische Kraft stets senkrecht zum Geschwindigkeitsvektor steht, beschreiben die Ionen im Magnetfeld H Kreise. Durchlaufen sie also im Magnetfeld die Strecke l, so erfahren sie in x-Richtung eine Ablenkung vom Betrage



2 Parabelmethode

$X = eHl^2/2Mv$. Elimination der unbekannten Geschwindigkeit v ergibt $Y = 2EMX^2/l^2H^2e$.

Ionen gleicher Masse und Ladung, aber variabler Geschwindigkeit v, zeichnen auf dem Leuchtschirm Parabeln, deren Neigung ihren e/M-Wert und damit ihre Masse zu bestimmen gestattet. Zur Eichung der Anordnung benutzt man Ionen bekannter Massen. Die Intensität der einzelnen Parabeln entspricht der relativen Häufigkeit der betreffenden Ionen im Gemisch.

Lit. Finkelnburg: Atomphysik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1964).

Paradoxon, Erscheinung oder Aussage, die der oberflächlichen Erwartung widerspricht, sich jedoch bei genauerer Untersuchung auf bekannte Gesetze zurückführen läßt. In der Physik kennt man z. B. das → hydrodynamische Paradoxon, das → hydrostatische Paradoxon, das Uhrenparadoxon (→ Maßstabparadoxon, → Zwillingsparadoxon), das Gibbssche P. (→ Mischungsentropie) und das → d'Alembertsche Paradoxon. Ein astronomisches P. ist das → Olberssche Paradoxon. Paradoxa waren nicht selten Anlaß für ein tieferes Verständnis physikalischer Theorien. In der Mathematik werden die Paradoxa gewöhnlich als *Antinomien* bezeichnet, wobei man logische und semantische Antinomien unterscheidet. Ein Beispiel für erstere ist die *Russellsche Antinomie* der Mengenlehre, die besagt „Die Menge aller Mengen, die sich nicht selbst als Element enthalten, muß zugleich sich selbst enthalten und deswegen wiederum nicht", ein Beispiel für letztere die schon im Altertum bekannte *Antinomie des Lügners*: „Alles, was ich sage, ist gelogen." Die Antinomien rühren von einem unkontrollierten Gebrauch mengentheoretischer bzw. semantischer Begriffsbildungen her.



p-Dichlorbenzol

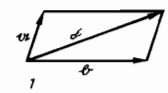
Parakristall, Substanz, die nicht den periodischen Aufbau eines Kristallgitters hat, aber doch in mindestens einer Richtung eine gewisse Ordnung aufweist. P.e sind z. B. die kristallinen Flüssigkeiten (→ mesomorphe Phase).

Paraleitfähigkeit, eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit, die oberhalb der kritischen Temperatur eines Supraleiters durch thermodynamische Fluktuationen des Ginzburg-Landau-Ordnungsparameters zustande kommen kann. Dabei bilden sich vorübergehend Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit), die jeweils nach sehr kurzer Zeit wieder zerfallen und so nicht zur → Supraleitfähigkeit, sondern nur zur P. führen. Durch die P. kommt eine Abrundung des oberhalb der Übergangstemperatur liegenden Teils der Übergangskurve des Supraleiters zustande.

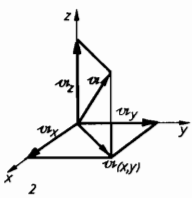
Parallaxe, 1) Astronomie: der Winkel π, unter dem von einem Punkte P aus die Endpunkte A und B einer Basis erscheinen. Er wird durch Beobachtung in A und B gemessen und in Bogensekunden angegeben. Bei der Entfernungsbestimmung im Planetensystem dient der Erdradius, für die Bestimmung von Sternentfernungen der Erdbahnhalbmesser oder 1 AE als Basis. Die Entfernung eines Punkts P, für den mit dem Erdbahnhalbmesser als Basis $\pi = 1''$ ist, wird als → Parallaxensekunde (Parsek, pc) bezeichnet. Für die Entfernung r in pc gilt $r = 1/\pi$. *Trigonometrische P.n* können nur bis

$r = 100$ pc bestimmt werden, da sich Winkel unter 0,01″ nicht mit genügender Genauigkeit messen lassen. Für *säkulare P.n* dient die Strecke als Basis, die die Sonne in einer bestimmten Zeit zwischen den Sternen zurücklegt. Für Objekte, deren Geschwindigkeit nach Richtung und Größe bekannt ist, kann auch eine von ihnen zurückgelegte Strecke als Basis dienen. Für die Sterne eines Sternstroms erhält man z. B. so die *Sternstromparallaxe*.

Allgemeiner wird in der Astronomie jede Entfernungsbestimmung als Parallaxenbestimmung und dann die in pc gemessene Entfernung r als P. bezeichnet. Z. B. spricht man von *dynamischer P.*, wenn r aus dem Verhältnis des beobachteten Winkelabstands zum wahren Abstand der beiden Komponenten eines visuellen Doppelsterns bestimmt wird, wobei der wahre Abstand aus der spektroskopisch bestimmten Geschwindigkeit einer Komponente und aus ihrer Umlaufzeit oder über das 3. Keplersche Gesetz unter Annahme eines plausiblen Wertes für die Massen der beiden Komponenten berechnet wird. *Photometrische P.n r* ergeben sich aus der Beziehung $M - m = 5 - 5 \lg r$, wenn die scheinbare Helligkeit m gemessen und die absolute M bekannt ist (→ Helligkeit). Speziell wird bei *spektroskopischen P.n* die absolute Helligkeit M aus den Intensitätsverhältnissen von Absorptionslinien in den Sternspektren gewonnen, bei *Spektraltypparallaxen* aus dem Spektraltyp und bei den *Veränderlichenparallaxen* aus der Art des Lichtwechsels veränderlicher Sterne, z. B. δ Cephei- oder RR Lyrae-Sternen (→ veränderlicher Stern). Bei den *Kalziumparallaxen* wird die Entfernung aus der Stärke der im Sternspektrum auftretenden interstellaren Ca-Linien abgeschätzt, bei den *Verfärbungsparallaxen* aus dem → Farbexzeß, den der interstellare Staub verursacht.



1

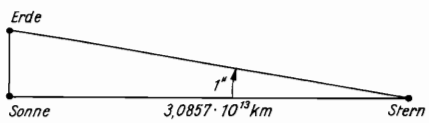


2

Parallelogrammsatz

2) Meßtechnik: ein bei der Ablesung von Anzeigen an Meßgeräten auftretender Fehler. P. entsteht, wenn die Zeigerstellung an einer Skale nicht senkrecht zur Skalenebene abgelesen wird, so daß eine Verschiebung zwischen Zeigerstellung und Skale eintritt. Durch Anbringen eines Spiegels parallel zur Skalenebene läßt sich dieser Fehler beseitigen, weil dann nur abgelesen werden kann, wenn Anzeigemarke und ihr Spiegelbild sich decken.

Parallaxensekunde, *Parsek*, *Parsec*, pc, inkohärente astronomische Entfernungseinheit (international). Vorsätze nicht erlaubt. Die P. ist die Entfernung, von der aus der Erdbahnhalbmesser unter dem Winkel (Parallaxe) von 1 Bogensekunde erscheint. 1 pc = $3{,}08572 \cdot 10^{13}$ km = 3,2615 Lj = 206264,8 AE.



Zur Definition des Parsek

Parallelbande, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Parallelbetrieb, die Parallelarbeit besonders von Spannungserzeugern, z. B. Generatoren und Akkumulatoren. Voraussetzung für den P. sind gleiches Spannungsverhalten bei Belastung und geringer Leistungsunterschied. Zur Parallelschaltung von Gleichstromnebenschlußgeneratoren (→ elektrische Maschine) müssen die Spannungen in Übereinstimmung gebracht werden; die Last wird durch Feldreglung verteilt. Synchrongeneratoren sind vor dem Parallelschalten zu synchronisieren (→ Synchronisierung). Nach Parallelschaltung werden die Wirkleistung durch die Regler der Antriebsmaschinen und die Blindleistung über die Feldregler der Synchronmaschinen auf die parallelgeschalteten Maschinen verteilt. Die Spannungshöhe im gemeinsamen Netz kann nur bei gleichzeitigem Verstellen der Feldregler aller Maschinen geändert werden. Beim P. von Transformatoren sind gleiche Spannung, gleiche Schaltgruppe und gleiche, höchstens um $\pm 10\%$ abweichende Kurzschlußspannung erforderlich, wobei das Verhältnis der Nennleistungen 3 : 1 nicht übersteigen soll. Der P. der Generatoren und Transformatoren ermöglicht die Konzentration hoher Leistungen in Kraftwerken und Umspannwerken und ist Voraussetzung für den Verbundbetrieb (→ Netz) der Kraftwerke.

parallele Kräfte, → Kraft.

Parallelendmaß, → Endmaß.

Parallel-Leitfähigkeit, → ionosphärische Leitfähigkeit.

Parallelogrammsatz, die Regel, daß zwei im gleichen Punkt des Raumes angreifende gleichartige Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ zu einem resultierenden Vektor $\vec{c}$ zusammengesetzt werden können, dessen Betrag und Richtung durch Länge und Richtung der Diagonalen eines von $\vec{a}$ und $\vec{b}$ aufgespannten Parallelogramms gegeben sind (Abb. 1). Die Addition von $\vec{a}$ und $\vec{b}$ kann also so erfolgen, daß man $\vec{b}$ an die Spitze von $\vec{a}$ anheftet, oder umgekehrt. Der P. gilt besonders für solche physikalischen Größen wie Geschwindigkeiten, Impulse, Kräfte (Kräfteparallelogramm, → Kraft), Drehimpulse und Feldstärken.

Entsprechend kann man auch stets einen vorgegebenen Vektor in zwei linear unabhängige, in nichtparallele Richtungen weisende Vektoren zerlegen. Durch zweifache Anwendung des P.es läßt sich ein vorgegebener Vektor $\vec{a}$ bezüglich dreier willkürlich vorgegebener, linear unabhängiger Richtungen x, y und z zerlegen (Abb. 2).

Parallelresonanz, → Schwingkreis.

Parallelschaltung, → Grundschaltung.

Parallelschwingkreis, → Schwingkreis.

Parallelströmung, elementare Potentialströmung (→ Strömung), deren Stromlinien parallele Geraden sind. Der Geschwindigkeitsvektor ist nach Größe und Richtung konstant.

1) *Ebene P.* Das komplexe Potential lautet $F(z) = (a + ib)\,z$. Dabei ist $z = x + iy$ eine komplexe Veränderliche; a, b sind Konstanten, und zwar Geschwindigkeitskomponenten in x- bzw. y-Richtung. Für $b = 0$ verläuft die Strömung in Richtung der positiven x-Achse; damit wird $F(z) = c_\infty \cdot z$, wobei c_∞ die Strömungsgeschwindigkeit ist. Das Potential ergibt sich zu $\Phi = c_\infty \cdot x$ und die Stromfunktion zu $\psi = c_\infty \cdot y$.

2) *Räumliche P.* Das Potential ist definiert zu $\Phi = ax + by + cz$, wenn x, y, z räumliche

Koordinaten bedeuten und a, b, c Konstanten, und zwar Geschwindigkeitskomponenten in den Koordinatenrichtungen.

Parallelübertragung, → kovariante Ableitung.

Parallelverschiebung, → Translationsbewegung.

paramagnetische Elektronenresonanz, *Elektronenspinresonanz*, *paramagnetische Resonanz*, *EPR*, *epr* (engl. *e*lectron *p*aramagnetic *r*esonance), *ESR*, *esr* (engl. *e*lectron *s*pin *r*esonance), eine 1944 von J. K. Sawoiski begründete Methode der Hochfrequenzspektroskopie, die auf der in einem äußeren Magnetfeld stattfindenden Absorption von Hochfrequenzenergie durch Stoffe mit unpaarigen Elektronen beruht. Aus Untersuchungen der p.n E. lassen sich wesentliche Aussagen über Kristall- und Molekülstrukturen, Kernmomente, chemische Reaktionen u. a. m. gewinnen.

P. E. wird nur an solchen Substanzen beobachtet, die einen *Elektronenparamagnetismus* aufweisen. Dieser tritt auf bei Atomen mit einer ungeraden Elektronenzahl, bei Elementen der Übergangsgruppen, die unaufgefüllte innere Schalen aufweisen (z. B. Cr^{3+}, Mo^{5+}, Ce^{3+}, Ir^{4+}, U^{5+}), an freien Radikalen, d. h. an chemischen Verbindungen mit unpaarigen Elektronen, bei Metallen (Leitungselektronen), Halbleitern, Gitterdefekten (Farbzentren) u. a.

Im magnetischen Feld können die magnetischen Momente der Elektronen verschiedene diskrete Orientierungen relativ zur Feldrichtung einnehmen. Jeder Orientierung entspricht ein Zustand bestimmter Zeeman-Energie. Unter dem Einfluß eines hochfrequenten magnetischen Feldes geeigneter Frequenz werden Übergänge zwischen diesen Niveaus induziert, und es tritt ähnlich wie in der magnetischen Kernresonanz ein → paramagnetischer Resonanzeffekt auf, der sich in der Absorption von Hochfrequenzenergie durch die Probe zeigt (→ Blochsche Gleichungen).

Die Resonanzbedingung ist am einfachsten am Beispiel eines *freien paramagnetischen Ions* zu übersehen. Infolge ihrer Bahnbewegung haben die Elektronen außer dem Spinmagnetismus einen Bahnmagnetismus, wobei für die Komponente des magnetischen Moments des Ions in Magnetfeldrichtung $\mu_H = g\mu_B M$ gilt. Dabei ist g der g-Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton und M die Quantenzahl der Komponente des Gesamtdrehimpulses in Feldrichtung. Der g-Faktor kann die Werte zwischen 1 und 2 annehmen; er ist um so größer, je kleiner der Beitrag des Bahndrehimpulses zum Gesamtdrehimpuls der Elektronen ist. Hat ein Elektron nur einen reinen Spinmagnetismus, so ist $g = 2$ (genauer infolge relativistischer Korrekturen $g = 2{,}0023$).

Im Magnetfeld entsprechen den $2J + 1$ möglichen Orientierungen des Gesamtdrehimpulses die Energien $E_M = g\mu_B HM$, wobei die magnetische Quantenzahl M die $2J + 1$ Werte J, $J - 1$, ..., $-J$ annehmen kann.

Infolge der Auswahlregel für magnetische Dipolübergänge können nur solche Übergänge stattfinden, bei denen sich die magnetische Quantenzahl um $\Delta M = \pm 1$ ändert, deren Energiedifferenz also $g\mu_B H$ beträgt. Daher ist es nur möglich, durch ein von außen angelegtes Hochfrequenzfeld Übergänge zu induzieren, wenn dessen Frequenz ν die *Resonanzbedingung* $h\nu = g\mu_B H$ erfüllt. Hierbei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Bei $g \approx 2$ ergibt sich für die Resonanzfrequenz die Zahlenwertgleichung ν [GHz] $\approx 2{,}8 \cdot H$ [kG]. Die oben genannte Voraussetzung von freien paramagnetischen Ionen ist jedoch in der p.n E. nicht erfüllt. Die untersuchten paramagnetischen Zentren sind entweder in ein Kristallgitter eingebaut oder befinden sich, von einer Solvathülle umgeben, in Lösung. Dadurch wirken auf sie die elektrischen Felder, die von den Atomen der Umgebung erzeugt werden. Diese starken elektrischen Felder heben die Bahnentartung völlig oder teilweise auf und beeinflussen über die Spin-Bahn-Wechselwirkung die Zeeman-Aufspaltung der Elektronen. Dadurch wird der g-Faktor anisotrop, ändert sich in seiner Größe, und in den Spektren der p.n E. tritt eine Feinstruktur auf.

In einer Vielzahl freier Radikale werden g-Faktoren gemessen, die sehr nahe dem Wert $g = 2{,}0023$ des freien Elektrons liegen. Dies spricht für eine sehr geringe Spin-Bahn-Kopplung der unpaarigen Elektronen in diesen Substanzen.

Durch das an die Probe angelegte Hochfrequenzfeld, dessen Frequenz der Resonanzbedingung genügt, werden die Besetzungszahlen der Elektronen auf den Zeeman-Niveaus verändert. Der Prozeß der *Spin-Gitter-Relaxation* (→ paramagnetische Relaxation) ist jedoch bestrebt, die anfängliche Gleichgewichtsverteilung wiederherzustellen.

Da die Elektronen im Gegensatz zu den Atomkernen einen Bahnmagnetismus aufweisen, stehen sie in wesentlich stärkerer Wechselwirkung mit ihrer molekularen Umgebung, dem Gitter, denn die Felder der benachbarten Teilchen in der Probe beeinflussen direkt die Bahnbewegung und über die Spin-Bahn-Wechselwirkung den Elektronenspin. Der Austausch der Energie des Spinsystems erfolgt in Kristallen mit den Schwingungen des Kristallgitters und in Flüssigkeiten mit der Brownschen Bewegung.

Auch zwischen den magnetischen Momenten der Elektronen herrschen Wechselwirkungen, die *Spin-Spin-Wechselwirkungen* (→ paramagnetische Relaxation).

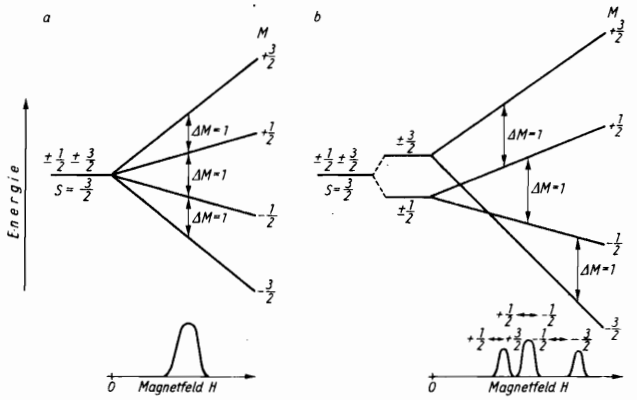
Das Studium der Spin-Spin- und Spin-Gitter-Relaxation liefert Informationen über das mikrodynamische Verhalten der Probe. Die Elektronenrelaxationszeiten sind im allgemeinen sehr kurz. Sie liegen oft bei 10^{-6} bis 10^{-7} s.

Es ist möglich, die p.n E. unter Verwendung eines Ultraschallfeldes an Stelle des hochfrequenten magnetischen Feldes nachzuweisen. Genügt die Ultraschallfrequenz der Resonanzbedingung, so absorbiert das Elektronenspinsystem Ultraschallenergie (→ akustische paramagnetische Resonanz).

Häufig wird auch die p. E. mit optischen Verfahren gekoppelt, oder es wird durch ein zweites Hochfrequenzfeld gleichzeitig ein Übergang der magnetischen Kernresonanz angeregt. Diese → Doppelresonanzmethoden ergänzen oft in wertvoller Weise die Aussagen der p.n E.

Die Spektren der p.n E. werden wesentlich durch Feinstruktur- und Hyperfeinstrukturaufspaltung bestimmt.

Feinstruktur (*FS*). Ist der Eigendrehimpuls (Spin) $S > 1/2$, so können zwischen mehreren benachbarten Spinniveaus der Elektronen Übergänge erfolgen. Die Anzahl dieser möglichen Feinstrukturlinien ist gleich $2S$. Für einen Spin $S = 3/2$ ergeben sich drei Linien, die jedoch übereinander liegen, also experimentell nicht zu trennen sind (Abb. 1 a). Wird dagegen die Spin-



1 Entstehung der Feinstrukturlinien: *a* ohne Nullfeldaufspaltung, *b* mit Nullfeldaufspaltung. $S = 3/2$

entartung bereits ohne äußeres Magnetfeld durch das Kristallfeld und die Spin-Bahn-Kopplung aufgehoben (*Nullfeldaufspaltung*), so werden mehrere FS-Linien beobachtet (Abb. 1 b). Die FS-Aufspaltungen sind von der Orientierung des Magnetfeldes zu den Kristallhauptachsen abhängig.

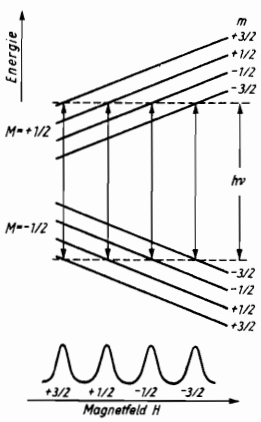
Hyperfeinstruktur (*HFS*). Die Wechselwirkung der unpaarigen Elektronen mit den magnetischen Momenten der Atomkerne in der Probe gibt Anlaß zur HFS-Aufspaltung der Elektronenresonanzlinien. Diese Wechselwirkung kann mit dem Kernspin desselben Atoms erfolgen, zu dem das unpaarige Elektron gehört, oder mit den Kernen benachbarter Atome. Voraussetzung ist jedoch, daß die Atomkerne einen Kernspin und damit ein magnetisches Moment haben. Die HFS entsteht dadurch, daß die magnetischen Momente der Kerne am Ort der Elektronen ein zusätzliches Magnetfeld erzeugen, das von der Spinorientierung der Kerne abhängig ist und sich dem von außen angelegten Feld überlagert.

Im einfachsten Falle, wenn die HFS durch einen einzelnen Kern mit einem Spin I hervorgerufen wird, spaltet die Linie der p.n E. in $2I + 1$ Komponenten auf (→ Hyperfeinstruktur). Abb. 2 zeigt diesen Effekt für einen Kern mit $I = 3/2$ (z. B. ^{63}Cu), der im Magnetfeld die $2I + 1 = 4$ Einstellungen $m = +3/2,\ +1/2,\ -1/2,\ -3/2$ einnehmen kann, was zu 4 HFS-Linien führt.

Steht nicht nur ein Kern in HFS-Wechselwirkung mit dem Elektron, so entstehen kompliziertere Aufspaltungsbilder. Auch die Wechselwirkung des elektrischen Quadrupolmoments des Kerns mit den elektrischen Feldern der umgebenden Teilchen kann die HFS-Aufspaltung stark beeinflussen. HFS-Aufspaltungen liefern wichtige Informationen über die Struktur der molekularen Umgebung der paramagnetischen Zentren.

Linienform. Die Form und die Breite der Linien der p.n E. wird durch eine Reihe Faktoren bestimmt, wie Spin-Gitter-Wechselwirkungen, Spin-Spin-Wechselwirkungen, nichtaufgelöste Fein- und Hyperfeinstruktur, Anisotropie des g-Faktors in polykristallinen Proben, Sättigungseffekte und Inhomogenitäten des äußeren Magnetfeldes. Die Intensität der Linien der p.n E. ist proportional zur Zahl der unpaarigen Elektronenspins, die zur Linie beitragen. Daher kann aus den Linien der p.n E. die Spinkonzentration der Probe bestimmt werden.

Kristallfeld und Spin-Hamilton-Operator Sind paramagnetische Ionen in einen Kristall eingebaut, so wirkt auf sie das von den elektrischen Ladungen und Dipolen in ihrer Umgebung herrührende *kristallelektrische Feld*. Durch die Wirkung dieses Feldes kann der Bahndrehimpuls der Elektronen ausgelöscht werden ('quenching'). Um die energetischen Zustände eines Ions im Kristall zu bestimmen, muß zum Hamilton-Operator des freien Ions der Operator der Wechselwirkungsenergie des Ions mit dem Kristallfeld hinzugefügt werden. Das Kristallfeld weist die gleiche Symmetrie auf wie die Anordnung seiner Quellen (Ionen, Dipolmoleküle, z. B. H_2O) im Kristallgitter. Diese Symmetrie bestimmt die Energiezustände der Ionen im Kristall und damit die beobachteten Spektren der p.n E. wesentlich. Zur theoretischen Untersuchung dieser Probleme werden mit Erfolg Hilfsmittel der Gruppentheorie angewendet. Aus gruppentheoretischen Betrachtungen folgen das → Jahn-Teller-Theorem und das → Kramerssche Theorem, die für die p. E. von Bedeutung sind.



2 Hyperfeinstrukturaufspaltung einer Elektronenresonanzlinie durch Wechselwirkung mit einem ^{63}Cu-Kern: $I = 3/2$, $S = 1/2$. M und m sind die magnetischen Quantenzahlen von Elektron und Kern

Die verschiedenen Beiträge, aus denen sich die Gesamtenergie eines paramagnetischen Ions im Kristall zusammensetzt, können zu folgendem Hamilton-Operator zusammengefaßt werden:

$$\hat{W} = W_F + V + W_{LS} + W_{SS} + \mu_B \vec{H}(\vec{L} + 2\vec{S}) + W_I - \gamma_I \hbar \vec{H} \vec{I}.$$

Die Energiezustände ergeben sich dann als Eigenwerte dieses Operators. Dabei sind W_F die Energie des freien Ions entsprechend seiner Elektronenkonfiguration (Niveauaufspaltung größenordnungsmäßig 10^5 cm^{-1}); V die elektro-

statische Energie des Ions im Kristallfeld (Niveauaufspaltung größenordnungsmäßig 10^3 bis $10^4\,cm^{-1}$); W_{LS} die Energie der Spin-Bahn-Wechselwirkung (bei Elementen der Eisengruppe größenordnungsmäßig $10^2\,cm^{-1}$); W_{SS} die Spin-Spin-Wechselwirkungsenergie der paramagnetischen Ionen untereinander (in der Größenordnung $1\,cm^{-1}$); $\mu_B\vec{H}(\vec{L}+2\vec{S})$ die Energie der Elektronen im äußeren Magnetfeld (bei Magnetfeldern von einigen kG größenordnungsmäßig $1\,cm^{-1}$); W_I die Wechselwirkungsenergie des Kerns des Ions mit inneren magnetischen Feldern, die zur Hyperfeinstrukturaufspaltung führt, und mit inneren elektrischen Feldern, die Quadrupolübergänge verursachen können (größenordnungsmäßig $10^{-2}\,cm^{-1}$); $-\gamma_I\hbar\vec{I}\vec{H}$ die Energie des Atomkerns im magnetischen Feld (etwa $10^{-3}\,cm^{-1}$) und γ_I das gyromagnetische Verhältnis des Kerns. Infolge der großen Niveauaufspaltungen beeinflussen W_F, V und W_{LS} die p. E. nur indirekt.

Abragam und Pryce leiteten aus diesem Hamilton-Operator, dessen Eigenwertproblem nur für einfachste Fälle lösbar ist, den Spin-Hamilton-Operator $\hat{\mathscr{H}}$ her, der nur Spinvariable enthält, jedoch keine Bahngrößen. Die Energieniveaus der Elektronen, soweit sie die p. E. betreffen und damit die experimentell beobachtbaren Übergänge, ergeben sich nunmehr aus $\hat{\mathscr{H}}$, so daß es nicht mehr nötig ist, das viel kompliziertere Problem der Bestimmung der Energieeigenwerte von $\hat{W}$ zu lösen.

Für axiale Kristallsymmetrie ergibt sich folgender Spin-Hamilton-Operator, wenn die Symmetrieachse als z-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems x, y, z gewählt wird:

$$\hat{\mathscr{H}} = g_{\parallel}\mu_B H_z S_z + g_{\perp}\mu_B(H_x S_x + H_y S_y) \quad \text{Elektronen-Zeeman-Term}$$

$$+ D[S_z^2 - (1/3)\,S(S+1)] \quad \text{Feinstrukturterm}$$

$$+ A_{\parallel} I_z S_z + A_{\perp}(I_x S_x + I_y S_y) \quad \text{Hyperfeinstrukturterm}$$

$$+ Q[I_z^2 - (1/3)\,I(I+1)] \quad \text{Quadrupolterm}$$

$$- \gamma_I \hbar\vec{H}\hat{I} \quad \text{Kern-Zeeman-Term}$$

Die experimentellen Resultate können somit durch die Angabe einer kleinen Anzahl von Konstanten $g_{\parallel}$, $g_{\perp}$, D, $A_{\parallel}$, $A_{\perp}$ und Q eindeutig beschrieben werden. Diese Größen werden aus den experimentellen Spektren bestimmt und mit den auf der Grundlage von bestimmten Molekül- bzw. Kristallmodellen berechneten Werten verglichen. Es lassen sich dann Rückschlüsse auf die molekulare Struktur und die Bindungsverhältnisse der Elektronen ziehen.

Experimentelle Technik. Ein großer Teil der Untersuchungen wird bei Magnetfeldern von etwa 3500 G ausgeführt. Die entsprechenden Resonanzfrequenzen liegen bei 10 GHz (Wellenlänge $\lambda \approx 3$ cm, *X*-Band), also im Mikrowellenbereich. In geringerem Maße werden Frequenzen von 25 GHz (*K*-Band) und 35 GHz (*Q*-Band) verwendet.

Das Blockschaltbild eines einfachen Elektronenresonanzspektrometers ist in Abb. 3 gezeigt. Im Mikrowellenteil werden zur Übertragung der Mikrowellenenergie Hohlleiter verwendet. Die zu untersuchende Probe befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten in einem Hohlraumresonator, der am Arm 1 einer Doppel-T-Mikrowellenbrücke angekoppelt ist. Am Arm 2 befindet sich ein Dämpfungsglied mit Kurzschlußschieber, am *E*-Arm zur Gleichrichtung ein Detektorglied (Diode). Der *H*-Arm wird über eine Richtungsleitung und ein Dämpfungsglied von einem Klystron gespeist. Ist die Brücke abgeglichen, so sind die Arme *H* und *E* sowie 1 und 2 entkoppelt. In den *E*-Arm gelangt keine Energie, wenn die Arme 1 und 2 mit gleichen Widerständen abgeschlossen sind, was sich durch Einstellung des Dämpfungsgliedes und des Kurzschlußschiebers am Arm 2 erreichen läßt.

Bei Resonanzabsorption in der Probe entsteht eine Bedämpfung des Resonators, dadurch wird die Mikrowellenbrücke verstimmt, und in den *E*-Arm gelangt Mikrowellenenergie, die durch die Diode angezeigt wird. Um die Signale oszillographisch aufnehmen zu können, wird das Magnetfeld niederfrequent moduliert und das am Detektorglied nunmehr periodisch erscheinende Signal nach einer Verstärkung auf dem Oszillographen sichtbar gemacht.

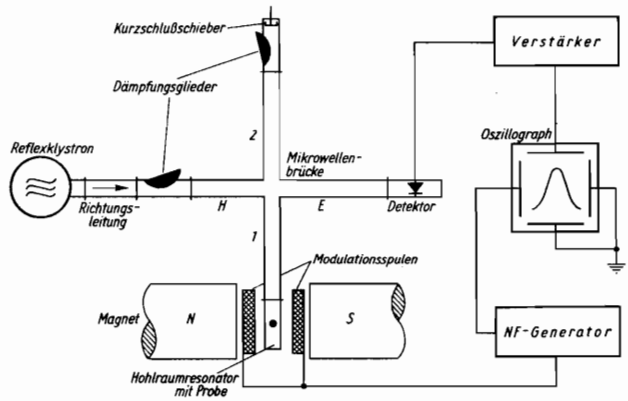
Moderne Elektronenresonanzspektrometer arbeiten zur Erhöhung der Empfindlichkeit mit hochfrequenter Magnetfeldmodulation von etwa 100 kHz und benutzen phasenempfindliche Gleichrichtung des Signals. Zum Teil wird auch Überlagerungsempfang angewendet. Man erreicht Nachweisempfindlichkeiten von weniger als 10^{11} Spins je G Linienbreite.

Lit. Altschuler u. Kosyrew: P. E. (dtsch Leipzig 1963); Bljumenfeld, Wojewodski, Semjonow: Die Anwendung der p.n E. in der Chemie (dtsch Leipzig 1966); Schoffa: Elektronenspinresonanz in der Biologie (Karlsruhe 1964).

paramagnetische Kernresonanz, svw. magnetische Kernresonanz.

paramagnetische Relaxation, Gesamtheit der Wechselwirkungsprozesse, die die Kinetik der Magnetisierung der Probe bei Untersuchungen der paramagnetischen Elektronenresonanz und der magnetischen Kernresonanz entscheidend mitbestimmen.

Das System der magnetischen Momente aller Teilchen der Probe wird als *Spinsystem* bezeichnet. Die Gesamtheit aller sonstigen Freiheitsgrade (Schwingungen, Rotationen, Translationen) der Probe, unabhängig davon, in welchem Aggregatzustand sie vorliegt, nennt man *Gitter*



3 Einfaches Elektronenresonanzspektrometer

Da sowohl innerhalb des Spinsystems als auch zwischen Spinsystem und Gitter Wechselwirkungen bestehen, unterscheidet man *Spin-Spin-Relaxation* und *Spin-Gitter-Relaxation*. Beide Relaxationstypen können durch die verschiedenartigsten Mechanismen hervorgerufen werden. Die Wechselwirkung innerhalb des Spinsystems erfolgt meist durch Dipol- oder Austausch-Wechselwirkung der magnetischen Momente der Kerne oder Elektronen. Die Ursache der Spin-Gitter-Wechselwirkung besteht in der direkten oder indirekten Einwirkung fluktuierender magnetischer oder elektrischer Felder auf das Spinsystem, die durch die Gitterschwingungen in Festkörpern oder durch die thermische Bewegung der Moleküle in Flüssigkeiten und Gasen erzeugt werden.

Man kann das Gitter als Wärmebad mit einer bestimmten Temperatur, der *Gittertemperatur* T, auffassen. Das Spinsystem befindet sich im thermischen Kontakt mit diesem Wärmereservoir. Dem Spinsystem kann ebenfalls eine gewisse Temperatur, die *Spintemperatur* T_s, zugeordnet werden. Ist anfangs $T_s \neq T$, so wird durch die Spin-Gitter-Wechselwirkungen ein Energieaustausch zwischen Spinsystem und Gitter herbeigeführt, der ein thermisches Gleichgewicht zwischen beiden Systemen herstellt. Im Gleichgewicht ist die Spintemperatur gleich der Gittertemperatur: $T_s = T$. Als Maß für die Zeit, in der dieser Zustand erreicht wird, führt man die *Spin-Gitter-Relaxationszeit* T_1 ein. Mit einer Zeitkonstanten T_1 verlaufen demnach alle Vorgänge, bei denen sich die Gesamtenergie des Spinsystems verändert. So erfolgt die Einstellung der Komponente der makroskopischen Magnetisierung der Probe in Richtung des angelegten Magnetfeldes mit der Zeitkonstanten T_1. T_1 ist eine Funktion der Probentemperatur und hängt vom speziellen Typ des Relaxationsmechanismus ab. Die Zeitkonstante, mit der sich innerhalb des Spinsystems nach einer Störung ein Gleichgewichtszustand einstellt, wird *Spin-Spin-Relaxationszeit* T_2 genannt. T_2 ist nur wenig von der Temperatur abhängig. Bei Spin-Spin-Wechselwirkungen bleibt die Gesamtenergie des Spinsystems erhalten.

Über negative Spintemperaturen → paramagnetischer Resonanzeffekt.

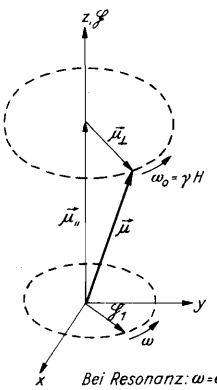
Lit. Altschuler u. Kosyrew: Paramagnetische Elektronenresonanz (dtsch Leipzig 1963); Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966).

paramagnetische Resonanz, ein Teilgebiet der → Hochfrequenzspektroskopie. Im engeren Sinne svw. paramagnetische Elektronenresonanz. Im weiteren Sinne Oberbegriff für → paramagnetische Elektronenresonanz und → magnetische Kernresonanz, da diese beiden Disziplinen der Hochfrequenzspektroskopie den Elektronenparamagnetismus bzw. den Kernparamagnetismus ausnutzen, um einen mit Mitteln der Hochfrequenztechnik nachweisbaren → paramagnetischen Resonanzeffekt zu erzielen.

paramagnetischer Resonanzeffekt, eine Erscheinung, die der → magnetischen Kernresonanz und der → paramagnetischen Elektronenresonanz zugrunde liegt und die im Prinzip bei diesen beiden Formen der magnetischen Resonanz gleichartig auftritt. Voraussetzung für den paramagnetischen R. ist, daß die Teilchen (Atomkerne oder Elektronen) ein permanentes magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}$ haben. Dies ist bei Kernen mit einer Spinquantenzahl $I \neq 0$ und unpaarigen Elektronen der Fall. Im folgenden soll nicht zwischen Kernen und Elektronen unterschieden werden, so daß die Ausführungen für beide in vollem Umfange gültig sind.

Klassisches Bild der magnetischen Resonanz. Die zu untersuchende Probe enthalte Teilchen (Kerne, unpaarige Elektronen), die mit dem Eigendrehimpuls verbunden ein magnetisches Moment $\vec{\mu}$ aufweisen. An die Probe werde ein starkes konstantes Magnetfeld $\vec{H}$ gelegt. Die Momente $\vec{\mu}$ präzedieren dann in Analogie zur Kreiselbewegung um die Richtung von $\vec{H}$. Dieser Vorgang, die → *Larmor-Präzession*, erfolgt mit der Kreisfrequenz $\omega_0 = \gamma H$. Für γ ist das gyromagnetische Verhältnis der Kerne bzw. der Elektronen einzusetzen. Die zu $\vec{H}$ parallelen Komponenten $\vec{\mu}_{||}$ aller magnetischen Momente der Probe ergeben eine makroskopische statische Magnetisierung $\vec{M}$ in $\vec{H}$-Richtung, da die Zahl der in Feldrichtung orientierten Momente größer ist als die entgegengesetzt ausgerichteten.

Da die Momente über den gesamten Präzessionskegel gleichmäßig verteilt sind, heben sich ihre zu $\vec{H}$ senkrechten Komponenten $\vec{\mu}_\perp$ auf, und es kann keine Transversalkomponente der Magnetisierung entstehen (Abb. 1).



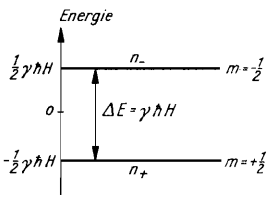
1 Präzession eines magnetischen Moments

Es wird nunmehr senkrecht zu $\vec{H}$ ein schwaches magnetisches Feld $\vec{H}_1$ angelegt, das mit der Kreisfrequenz ω gleichsinnig mit der Präzessionsbewegung der magnetischen Momente um die Richtung von $\vec{H}$ rotiert. Ist $\omega = \omega_0 = \gamma H$ (Fall der *Resonanz*), d. h. dreht sich das Feld $\vec{H}_1$ mit der gleichen Frequenz wie die Momente $\vec{\mu}$, so sammelt es die Momente in einer solchen Weise, daß sich die Komponenten $\vec{\mu}_\perp$ zu einer in Richtung von $\vec{H}_1$ zeigenden mitrotierenden makroskopischen Magnetisierung überlagern. Gleichzeitig wird nunmehr durch das Feld $\vec{H}_1$ auf die magnetischen Momente ständig ein Drehmoment ausgeübt, das den Winkel zwischen $\vec{\mu}$ und $\vec{H}$ ändert. Die dazu notwendige Energie wird aus dem Wechselfeld H_1 absorbiert.

Der paramagnetische R. kann daher mittels der Spannung, die die transversale Komponente der Magnetisierung in einer mit der Achse senkrecht zu $\vec{H}$ liegenden Spule induziert, oder durch die Energie, die bei Resonanz dem Hochfre-

quenzkreis durch die Probe entzogen wird, nachgewiesen werden.

Quantenmechanisches Bild der magnetischen Resonanz. Folgende Darlegungen, die am Beispiel der Kerne verdeutlicht werden, gelten analog auch für die Elektronen. Wird an die Probe in z-Richtung ein Magnetfeld $\vec{H}$ angelegt, so erhält jeder Kern die potentielle Energie $E = -\vec{\mu}\vec{H}$. Für Kerne mit einem Spin $\vec{I}$ gilt also $E = -\vec{\mu}\vec{H} = -\gamma I_z H$. Die Komponente I_z kann $2I + 1$ verschiedene Werte $\hbar m$ annehmen, die den verschiedenen Einstellungen des Kerns im Magnetfeld entsprechen und durch die magnetische Quantenzahl m gegeben sind. Es entstehen also $2I + 1$ äquidistante Energieniveaus $E_m = -\gamma\hbar H m$ mit $m = -I, -I + 1, \ldots, I$. Hierbei ist $\hbar$ das durch 2π geteilte Plancksche Wirkungsquantum. Durch ein an die Probe senkrecht zu H angelegtes rotierendes magnetisches Feld der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$ können Übergänge zwischen benachbarten Energieniveaus induziert werden (Auswahlregel $\Delta m = \pm 1$), wenn seine Frequenz der Resonanzbedingung $E = |E_{m+1} - E_m| = \gamma\hbar H = h\nu$ genügt. Berücksichtigt man $\hbar = h/2\pi$, so ist diese Bedingung der oben angeführten klassischen Resonanzbedingung $\omega = \gamma H$ vollkommen äquivalent. Es werde nun speziell eine Probe betrachtet, die Kerne mit einem Spin $I = 1/2$ enthält. Beim Anlegen des Magnetfelds H entstehen $2I + 1 = 2$ Energieniveaus. Die Zahl der Kerne mit den diesen Niveaus entsprechenden Energien sei n_- bzw. n_+ (Abb. 2).



2 Energiezustände von Atomkernen mit einem Spin $I = 1/2$ im Magnetfeld H

Im thermodynamischen Gleichgewicht verteilen sich die Kerne nach einer Boltzmann-Verteilung auf die beiden Energieniveaus. Es gilt $n_-/n_+ = \exp(-\Delta E/kT) = \exp(-\gamma\hbar H/kT)$.

Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur der Probe. Der Exponent $\gamma\hbar H/kT$ ist im allgemeinen sehr klein. Für ^{1}H-Kerne, die sich bei Zimmertemperatur in einem Magnetfeld von 10^4 G befinden, beträgt er etwa 10^{-5}. Der Besetzungsunterschied der beiden Niveaus ist also sehr gering.

Das an die Probe angelegte Hochfrequenzfeld der Frequenz ν induziert bei Resonanz ($\nu = \Delta E/h = \gamma H/2\pi$) Übergänge zwischen den beiden Niveaus. Die Übergangswahrscheinlichkeit vom oberen zum unteren Niveau ist, wie die Quantenmechanik zeigt, gleich der Wahrscheinlichkeit in umgekehrter Richtung. Eine makroskopische Energieabsorption aus dem Hochfrequenzfeld ist also nur möglich, wenn das untere Niveau stärker besetzt ist als das obere, da nur dann in der Zeiteinheit die Zahl der auf das obere Niveau gehobenen Teilchen die Zahl der durch angeregte Emission auf das untere Niveau übergehenden übertrifft.

Wenn keine Wechselwirkung der Kernmomente mit ihrer molekularen Umgebung, die *Gitter* genannt wird, bestünde, wären nach kurzer Zeit beide Niveaus gleich besetzt, und es würde keine weitere Absorption beobachtet werden. Infolge ihrer Spin-Gitter-Wechselwirkung (→ paramagnetische Relaxation) können die Kerne jedoch die von ihnen absorbierte Energie an das Gitter weitergeben. In der Probe verlaufen also zwei einander entgegenwirkende Prozesse: Das Hochfrequenzfeld versucht, die Besetzungszahlen auszugleichen, während die Spin-Gitter-Wechselwirkung bestrebt ist, die Boltzmann-Verteilung des thermodynamischen Gleichgewichts wiederherzustellen. Es stellt sich schließlich ein stationärer Zustand ein, bei dem sich die Besetzungszahlen auf den beiden Niveaus nicht mehr ändern. Das Verhältnis n_-/n_+ der Besetzungszahlen wird aber jetzt größer sein als im thermodynamischen Gleichgewicht.

Man ordnet dem Spinsystem eine Temperatur T_S zu, die *Spintemperatur*, und schreibt für das Verhältnis der Besetzungszahlen:

$$n_-/n_+ = \exp(-\gamma\hbar H/kT_S).$$

Ohne Hochfrequenzfeld ist die Spintemperatur gleich der Temperatur der Probe, der Gittertemperatur: $T_S = T$. Bei Einstrahlung eines Hochfrequenzfeldes, das der Resonanzbedingung genügt, sind die Besetzungsunterschiede zwischen beiden Niveaus kleiner als im thermodynamischen Gleichgewicht, d. h. $T_S > T$. Geht die Intensität des angelegten Wechselfelds gegen unendlich, so werden die Besetzungen beider Niveaus gleich. Das entspricht einer Spintemperatur $T_S = \infty$. Bei sehr großen Hochfrequenzfeldern vergrößert sich die absorbierte Energie mit wachsender Intensität des Feldes nicht mehr, da die Besetzungszahlen fast vollkommen gleich sind. Man spricht dann von *Sättigung* der paramagnetischen Resonanz.

Durch geeignete experimentelle Anordnungen, z. B. beim Maser, gelingt es, Zustände herzustellen, bei denen das obere Niveau stärker besetzt ist als das untere. Diese Situation wird durch eine *negative Spintemperatur* $T_S < 0$ beschrieben.

Eine theoretische Beschreibung des paramagnetischen R.s geben die → Blochschen Gleichungen.

Lit. Ebert u. Seifert: Kernresonanz im Festkörper (Leipzig 1966).

paramagnetisches Atom, Atom, dessen Atomhülle ein permanentes magnetisches Dipolmoment aufweist, das sich aus den magnetischen Momenten der Elektronenspins (Spinmagnetismus) und den von ihrer Bewegung (Bahnmagnetismus, → atomares magnetisches Moment) herrührenden zusammensetzt. Die quantenmechanischen Mittelwerte des magnetischen Moments sind proportional zu den entsprechenden Mittelwerten des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle. Der maximale Wert des magnetischen Moments ist $\mu_B g J$, wobei μ_B das Bohrsche Magneton, g den g-Faktor und J die Drehimpulsquantenzahl bedeuten.

Paramagnetismus, die Erscheinung, daß ein Stoff in einem äußeren Magnetfeld $\vec{H}$ eine Magnetisierung $\vec{M}$ in Richtung dieses Feldes erfährt. Dabei darf zwischen den magnetischen Momenten

der Atome oder Moleküle keine so starke Wechselwirkung vorhanden sein, daß diese die Momente bereits ohne äußeres Feld in irgendeinem Sinne ausrichtet, wodurch Ferro-, Antiferro- oder Ferrimagnetismus entsteht. Bei $\vec{H} = 0$ ist auch $\vec{M} = 0$. Die Ursache des P. ist die Ausrichtung bereits vorhandener lokalisierter magnetischer Momente, die sich den einzelnen Atomen bzw. Molekülen durch das äußere Feld $\vec{H}$ zuordnen lassen. Bei kleinen Feldern ist die Magnetisierung $\vec{M}$ proportional $\vec{H}$: $\vec{M} = \chi\vec{H}$, wobei der Proportionalitätsfaktor, die Suszeptibilität χ, positiv ist. χ hängt im allgemeinen von der Temperatur T ab (→ Curiesches Gesetz). Für klassische magnetische Dipole, die entgegen der Temperaturbewegung ausgerichtet werden, gilt für χ die Langevin-Formel $\chi = n\bar{\mu}^2/3kT$, wobei $\bar{\mu}$ das magnetische Moment eines einzelnen Dipols, n die Teilchendichte und k die Boltzmannsche Konstante bedeuten. In Metallen liefern auch die Leitungselektronen wegen des → Pauli-Paramagnetismus einen paramagnetischen Beitrag zur Suszeptibilität.

Parameter, im weiteren Sinne die für einen mathematischen oder physikalischen Sachverhalt charakteristischen Größen (→ Freiheitsgrad, → Variable); im engeren Sinne nur solche Veränderliche, die bei dem gerade vorliegenden Prozeß konstant gehalten, von Versuch zu Versuch jedoch variiert werden können. In der Thermodynamik unterscheidet man innere und äußere P., extensive und intensive Größen.

Die *äußeren P.* (*äußere Variable*) sind durch den Zustand der nicht zum thermodynamischen System gehörenden Teilsysteme bestimmt, sie können im Experiment unmittelbar auf vorgegebene Werte eingestellt werden. Hierzu zählen das Volumen, das durch die spezielle Anordnung nicht zum thermodynamischen System gehörender Körper, nämlich durch die Gefäßwände bestimmt ist, ferner solche elektro- oder magnetostatische Felder, deren Quellen und Ströme außerhalb des betrachteten thermodynamischen Systems liegen. Die äußeren P. haben im allgemeinen feste Werte und unterliegen keinen statistischen Schwankungen.

Die *inneren P.* (*innere Variable*) werden nach Vorgabe der äußeren P. durch die Verteilung und Bewegung der Teilchen des betrachteten thermodynamischen Systems bestimmt. Zu ihnen gehören z. B. innere Energie, elektrische Polarisation und Magnetisierung sowie der Druck bei von außen vorgegebenem Volumen.

Bei einigen indeterministischen Versuchen zur Interpretation der Quantenmechanik spielen die → verborgenen Parameter eine Rolle.

In der Mathematik ist ein P. eine Variable mit besonderer Bedeutung für ein behandeltes Problem, z. B. weist die Parameterdarstellung $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ einer Raumkurve darauf hin, daß diese eine eindimensionale Menge ist, oder die Lösung $F(\alpha, \beta, \gamma, x)$ der von Gauß untersuchten hypergeometrischen Differentialgleichung $x(x-1)\,y'' + [(\alpha+\beta+1)x - \gamma]\,y' + \alpha\beta y = 0$ stellt je nach Wahl der P. α, β und γ eine der Funktionen $\dfrac{1}{1-x} = F(1, \beta, \beta, x)$, $(1+x)^n = F(-n, \beta, \beta, x)$, $\dfrac{\ln(1+x)}{x}$, e^x oder $\dfrac{\sin x}{x}$ in ihrem Konvergenzbereich dar.

parametrische Erregung, Anregung eines dynamischen Systems durch periodische Änderung einer oder mehrerer physikalischer Größen, d. h. der Parameter, zu erzwungenen Schwingungen. Da diese Größen in die sonst konstanten Koeffizienten der Schwingungsgleichung des Systems eingehen (→ lineare mechanische Schwingungen), werden die Parameteränderungen bei p.r E. ebenfalls periodische Funktionen der Zeit t. Die Bewegungsgleichung des harmonischen Oszillators ist dann z. B. dahin abzuändern, daß seine Eigenfrequenz zeitabhängig wird, d. h., $\ddot{x} + \omega^2(t)\,x = 0$, wobei $\omega(t+T) = \omega(t)$, T die Periode der p.n E. ist. Dies läßt sich praktisch realisieren, indem man die Pendellänge eines Fadenpendels periodisch ändert. Die allgemeine Lösung dieser Gleichung läßt sich als Überlagerung zweier Lösungen $x_i(t) = \mu_i^{t/T}\xi_i(t)$ mit $i = 1, 2$ darstellen, wobei $\xi_i(t) = \xi_i(t+T)$ gilt; ferner ist entweder μ_i komplex mit $|\mu_1| = |\mu_2| = 1$ oder $\mu_1 = 1/\mu_2$. Im zweiten Fall ist daher $x_\pm = (\mu^\pm)^{t/T}\xi_\pm(t)$, wobei $\mu > 0$ ist, und die Lösung x_+ wächst mit der Zeit stark an, d. h., das System ist instabil, die Amplituden werden immer größer; man spricht dann von *parametrischer Resonanz*. Für den harmonischen Oszillator ist sie besonders stark, wenn $T = \pi/\omega_0$ und ω_0 die Eigenfrequenz des freien Oszillators ist.

parametrische Resonanz, → parametrische Erregung.

parametrischer Verstärker, *Reaktanzverstärker*, ein Verstärkertyp, insbesondere für den Höchstfrequenzbereich, bei dem der Leistungsumsatz in nichtlinearen Reaktanzen ausgenutzt wird. Der parametrische Verstärker zeichnet sich durch geringes Eigenrauschen aus. Als nichtlineare Reaktanz in parametrischen Verstärkern wird bevorzugt die Sperrschichtkapazität einer Halbleiterdiode benutzt. Zur Anwendung kommen spezielle Halbleiterdioden, die Varaktoren. Es sind dies geschichtete pn-Übergänge, die eine nichtlineare Ladungs-Spannungs-Kennlinie aufweisen. Sie stellen bei einer geringen negativen Vorspannung eine nichtlineare Kapazität von einigen pF mit sehr geringem reellem Reihenwiderstand dar.

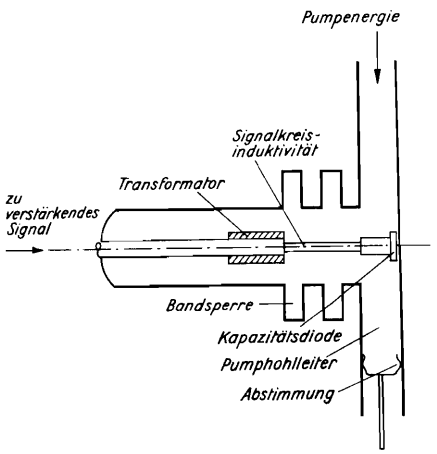
Wirkungsprinzip des parametrischen Verstärkers mit Halbleiterdiode. Als nichtlineare Reaktanz findet ein Varaktor Verwendung. Dieser wird durch eine Spannung mit hoher Frequenz und großer Amplitude, die vom Pumposzillator erzeugt und als Pumpspannung bezeichnet wird, ausgesteuert. Die zugeführte Signalspannung, deren Amplitude sehr klein ist, mischt sich an der nichtlinearen Reaktanz mit der Pumpspannung und erzeugt Ströme der Summenfrequenz und Differenzfrequenz. Bei dem hier interessierenden parametrischen Verstärker werden nur bei der Differenzfrequenz 1. Ordnung, der Hilfsfrequenz f_h, auch Idlerfrequenz genannt, und der Signalfrequenz f_s Wirkleistungen umgesetzt. Es gilt die Beziehung $f_s + f_h = f_p$, wobei f_p die Pumpfrequenz ist. Die an der nichtlinearen Reaktanz entstehende Spannung mit der Frequenz f_h hat wieder durch

Mischung mit der Pumpfrequenz einen Strom der Signalfrequenz f_s zur Folge, der jedoch bei geeigneter Bemessung gegenüber dem ursprünglichen, zufließenden Signalstrom eine Phasenverschiebung von 180° besitzt und eine größere Amplitude hat. Der Varaktor entspricht in diesem Fall einem negativen Widerstand, der bei der Signalfrequenz auftritt und zur Verstärkung der Signalspannung ausgenutzt wird. Die dazu notwendige Leistung liefert der Pumposzillator. Die mittlere Sperrschichtkapazität der Halbleiterdiode und die Reaktanzen der Diodenanschlüsse müssen bei den drei am Vorgang beteiligten Frequenzen durch geeignete Reaktanzen kompensiert werden, die von außen in die Schaltung eingefügt werden. Der im Signalfrequenzkreis als Zweipol auftretende negative Widerstand läßt sich zu einem nichtreziproken Vierpol erweitern.

Kenngrößen des parametrischen Verstärkers. Für die Beurteilung des parametrischen Verstärkers sind in erster Linie das Verstärkungs-Bandbreiten-Produkt und die Rauschtemperatur maßgebend. Die Bandbreite des parametrischen Verstärkers wird durch die Bandbreiten des Signalkreises und des Hilfskreises bestimmt. Beide Kreise werden um so mehr durch den negativen Widerstand entdämpft, je höher die Verstärkung ist. Durch Mehrfachabstimmung des Signalkreises und des Hilfskreises läßt sich das Verstärkungs-Bandbreiten-Produkt erhöhen.

Das Rauschen des parametrischen Verstärkers ist gering, da keine mit Schrotrauschen behafteten Ströme auftreten. Die einzige prinzipielle Rauschquelle ist das thermische Rauschen des zum Leistungsumsatz notwendigen Belastungswiderstandes des Hilfskreises. Die Rauschtemperatur kann durch Wahl einer hohen Hilfsfrequenz und durch Kühlung des Hilfskreiswiderstandes bzw. des ganzen Verstärkers auf sehr kleine Werte gebracht werden.

Technische Ausführung. Die Abbildung zeigt die technische Ausführung eines parametrischen Reflexionsverstärkers. Bei der Signalfrequenz wird die Halbleiterdiode mit einer Induktivität auf Serienresonanz abgestimmt und der negative Widerstand mit Hilfe eines $\lambda/4$-Transformators auf den gewünschten Wert übersetzt. Bei der Hilfsfrequenz wird mit Hilfe der Bandsperre und des Pumphohlleiters ein Leerlauf an die Klemmen der Diode transformiert. Die Sperrschichtkapazität bildet bei der Hilfsfrequenz mit der Streuinduktivität der Diode und ihrer Gehäusekapazität einen Serienresonanzkreis. Die Abstimmung der Diode bei der Pumpfrequenz erfolgt mit einem Schieber.



Parametrischer Reflexionsverstärker

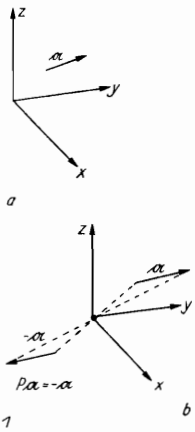
Die mit parametrischen Verstärkern erzielbare Rauschtemperatur hängt von der Kühlung ab. Theoretisch ist bei einer Umgebungstemperatur T_u in grober Annäherung eine minimale Rauschtemperatur von $T_{min} = T_u/4$ erreichbar. In der Praxis erhöht sich jedoch dieser Wert infolge der Erwärmung des Bahnwiderstandes durch die Diodenverlustleistung. Dieser Effekt tritt vor allem in Erscheinung, wenn der parametrische Verstärker tief gekühlt wird. Auch die Schaltungsbestandteile, wie Zirkulator und Zuleitungen, ergeben einen von der Umgebungstemperatur abhängigen Rauschbeitrag. Außerdem hat der dem parametrischen Verstärker nachgeschaltete Verstärker Einfluß auf die tatsächliche Rauschtemperatur. Meist werden daher in der Praxis mehrstufige parametrische Verstärker benutzt. Beispielsweise besitzt ein dreistufiger parametrischer Verstärker im 4-GHz-Bereich, bei dem die ersten beiden Stufen mit flüssigem Helium gekühlt sind, die dritte Stufe dagegen Zimmertemperatur besitzt, eine Rauschtemperatur von etwa 15 K und eine Verstärkung von 35 dB.

Während der Maser nur bei extrem tiefen Temperaturen arbeiten kann, ist der Einsatz von parametrischen Verstärkern auch bei höheren Temperaturen, z. B. bei Kühlung mit gasförmigem Helium (20 K) oder flüssigem Stickstoff (77 K), möglich. Obwohl die Rauschtemperaturen der parametrischen Verstärker in diesen Fällen entsprechend höher sind, bleiben sie stets weit unterhalb der Rauschtemperaturen konventioneller Verstärker, die im GHz-Bereich in der Größenordnung von 2500 K liegen.

Lit. Steiner u. Pungs: Parametrische Systeme (Stuttgart 1965).

parametrisches Pumpen, dynamisches Trennverfahren für flüssige Mischungen, das auf der periodischen Änderung eines thermodynamischen Gleichgewichts zwischen zwei Phasen beruht, die durch die periodischen Veränderungen einer thermodynamischen intensiven Größe hervorgerufen wird. Als solche eignen sich vorzugsweise die Temperatur, aber auch z. B. elektrische und magnetische Felder oder das chemische Potential. Eine mögliche Anordnung besteht z. B. darin, daß eine flüssige Mischung bei einer bestimmten Temperatur über ein Adsorbens geführt und anschließend bei einer höheren Temperatur zurückgeführt wird. Hier ist das thermodynamische Gleichgewicht ein Adsorptionsgleichgewicht und die Temperatur die intensive Größe.

Paraprozeß, der Teil der Magnetisierungsänderung eines Ferro- oder Ferrimagneten im äußeren Feld bei konstanter Temperatur, der nicht durch Wandverschiebungen oder magnetische Drehprozesse bedingt ist, sondern durch die Erhöhung der Magnetisierung über die spontane hinaus. Die Wirkung der Magnetfelder unter-



1 Parität

drückt die thermischen Schwankungen der atomaren magnetischen Momente, die die spontane Magnetisierung gegenüber ihrem Wert bei $T = 0$ reduzieren. Der P. ist besonders in der Nähe der Curie-Temperatur und in hohen Feldern wesentlich.

Parastatistik, → Symmetrisierungsprinzip.

Parateilchen, → Permutationsgruppe.

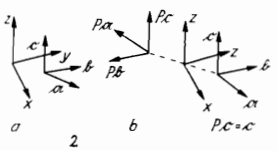
paraxialer Bildpunkt, → Abbildung.

paraxiales Gebiet, → Abbildung.

Paraxialstrahl, → Optikrechnen.

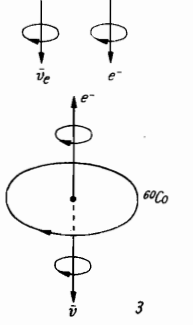
Parität, *P*, physikalische Größe, die das Verhalten eines physikalischen Systems gegenüber räumlichen Spiegelungen angibt. Im allgemeinen bezieht sich die P. auf Spiegelungen an einem Punkt. Man spricht von *gerader* oder *positiver* bzw. *ungerader* oder *negativer* P., wenn das System bei der Spiegelung in sich oder sein Inverses übergeht und ordnet ihm dann $P = +1$ bzw. -1 zu. Vektoren bzw. Axialvektoren haben $P = -1$ (Abb. 1) bzw. $+1$ (Abb. 2); man nennt Axialvektoren daher auch Pseudovektoren. Da die elektrische Feldstärke ein Vektor, die magnetische Feldstärke aber ein Pseudovektor ist, hat ein Plattenkondensator negative, ein Solenoid aber positive P.

Die P. eines zusammengesetzten Systems ist das Produkt der Einzelparitäten (Abb. 2). Die gesamte P. eines physikalischen Systems bleibt



2

im allgemeinen erhalten (*Paritätserhaltung*), lediglich bei schwacher Wechselwirkung wurde eine *Paritätsverletzung* gefunden (s. u.). Die Erhaltung der P. führt z. B. in der Atomphysik zur Laporteschen Auswahlregel (→ Atomspektren), die besagt, daß sich die P. bei elektromagnetischer Dipolstrahlung ändert. Die P. eines Atoms ist $P = \prod_{i=1}^{Z} (-1)^{l_i}$, wobei l_i die Quantenzahlen der Bahndrehimpulse der Elektronen ($i = 1, 2, \ldots, Z$, wobei Z die Kernladungszahl bedeutet) der Atomhülle sind.



3 Parität

In den Quantentheorien wird der Paritätsoperation $\hat{r}_i \rightarrow -\hat{r}_i$, die das Vorzeichen aller Koordinaten in der Wellenfunktion $\psi(\hat{r}_1, \hat{r}_2, \ldots, \hat{r}_n)$ umkehrt, ein Operator $\hat{P}$ zugeordnet. Wellenfunktionen $\psi(\hat{r})$ mit der Eigenschaft $\hat{P}\psi(\hat{r}) = \pm\psi(\hat{r})$ sind Eigenfunktionen der P. mit den Eigenwerten $P = \pm 1$; so ist z. B. die Wellenfunktion $\psi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi) = f_{nl}(r)\, Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ der Elektronenniveaus eines Wasserstoffatoms wegen $\hat{P}r = r$ gemäß $\hat{P}Y_l^m = (-1)^l Y_l^m$ von der P. $(-1)^l$. Dabei sind Y_l^m die Kugelflächenfunktionen. Speziell in der Quantenfeldtheorie bezieht man die P. auf den Vakuumzustand $|0\rangle$, der als invariant gegenüber $\hat{P}$ vorausgesetzt wird: $\hat{P}|0\rangle = |0\rangle$. Dann gilt für einen Einteilchenzustand $|E, \vec{p}\rangle$ mit der Energie E und dem Impuls $\vec{p}$: $\hat{P}|E, \vec{p}\rangle = \eta_P |E, -\vec{p}\rangle$, wobei η_P ein Phasenfaktor ist. Bei Teilchen mit ganzzahligem Spin ($s = n$), die durch die eindeutigen Darstellungen — die Tensordarstellungen — der dreidimensionalen räumlichen Drehgruppe beschrieben werden, entspricht die zweimalige Anwendung von $\hat{P}$ der Identität: $\hat{P}^2 = \mathbf{1}$, und es gilt $\eta_P^2 = 1$; bei Teilchen mit halbzahligem Spin ($s = n + 1/2$), die durch die zweideutigen Darstellungen — die Spinordarstellungen — der dreidimensionalen räumlichen Drehgruppe beschrieben werden, gilt bei zweimaliger Anwendung von $\hat{P}$ entweder $\hat{P}^2 = \mathbf{1}$ oder $\hat{P}^2 = -\mathbf{1}$, und es gilt $\eta_P^2 = \pm 1$. Daher haben Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) die *innere P.* oder *Eigenparität* $\eta_P = \pm 1$, Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) $\eta_P = \pm 1$, $\pm i$ relativ zum Vakuum. Spinlose Teilchen mit $\eta_P = +1$ bzw. -1 nennt man skalare bzw. pseudoskalare Teilchen, Teilchen mit Spin $s = 1$ und $\eta_P = -1$ bzw. $+1$ Vektor- bzw. Pseudovektorteilchen. Da die innere P. nur als relative P. definiert und die P. des Vakuums nicht beobachtbar ist, können die verschiedenen relativen P.en der Elementarteilchen nur über ihre gegenseitigen Wechselwirkungen bestimmt werden. Die Superauswahlregeln schränken diese Vergleichbarkeit ein, so daß man für Bosonen und Fermionen je eine willkürliche Wahl treffen muß: Man legt die P. des π^--Mesons mit $P = -1$, die des Protons mit $P = +1$ fest (→ Elementarteilchen, Tab. A); die relative P. von Teilchen desselben Ladungsmultipletts (→ Elementarteilchenmultiplett) kann man willkürlich zu $+1$ festlegen.

Bis 1956 war man von der Erhaltung der P. in der Natur überzeugt und betrachtete daher nur spiegelungsinvariante Ansätze für die Wechselwirkungen. Im Zusammenhang mit der Klärung des Θ-τ-Rätsels wiesen Lee und Yang darauf hin, daß keine experimentelle Begründung für diese Annahme vorliegt und daher bestimmte physikalische Vorgänge, z. B. Umwandlungen, Zerfälle und Erzeugungen, und deren spiegelbildliche Ausführung nicht notwendig gleich wahrscheinlich sein müssen (→ Kaon). Tatsächlich wurde von Frau Wu und ihren Mitarbeitern 1957 am β-Zerfall des Co-60 eine Verletzung der P. nachgewiesen (*Wu-Experiment*), die auch anderweitig mehrfach bestätigt wurde: Co-60 zerfällt in Ni-60 unter Emission eines Elektrons e^- und eines Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ gemäß $^{60}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}\mathrm{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$. Bei diesem β-Übergang ändert sich der Kernspin um den Betrag $\hbar$, wobei sowohl das Elektron als auch das Antineutrino einen Spin vom Betrag $\hbar/2$ mit sich führen. Da der Spin ein Axialvektor ist, wird er hier zweckmäßig als Drehsinn charakterisiert — der sich bei Spiegelung offensichtlich nicht ändert. Vernachlässigt man die Masse des Elektrons, dann weist sein Spin entweder in Richtung (Rechtsschraube) oder entgegen der Richtung (Linksschraube) seines Impulses; der Spin des (masselosen) Antineutrinos weist dagegen stets in Richtung seines Impulses (Rechtsschraube): Es sind daher die beiden Zerfallsschemata der Abb. 3 denkbar. Das Wu-Experiment, bei dem die mit dem Kernspin verkoppelten magnetischen Momente des Co-60 in einem schwachen äußeren Magnetfeld bei sehr tiefen Temperaturen ausgerichtet wurden, zeigte, daß etwa 30% mehr Elektronen entgegen (Abb. 3 unten) als in Richtung (Abb. 3 oben) des Kernspins emittiert wurden; die

Antineutrinos wurden nicht registriert. Da bei Spiegelungen eine Rechts- in eine Linksschraube übergeht, und umgekehrt, bedeutet dies eine Verletzung der P. Die gemessene Richtungsverteilung der Elektronen stimmt mit der theoretisch unter Berücksichtigung dieser Paritätsverletzung und der von Null verschiedenen Elektronenmasse zu erwartenden Verteilung genau überein.

Der tiefere Grund für die Verletzung der P. bei allen schwachen Wechselwirkungen sind die Eigenschaften der Neutrinos, die stets eine definierte Helizität haben; Eigenzustände der Helizität können aber nicht zugleich Eigenzustände der P. sein (→ Neutrino). Da die schwache Wechselwirkung stets mit dem Auftreten von Neutrinos verknüpft ist, zerstört sie also die Paritätserhaltung. In der Natur besteht somit ein Unterschied zwischen links (L) und rechts (R); es besteht nur Invarianz gegenüber der *kombinierten P.* oder *CP-Parität*, wobei außer der Paritätsoperation P noch die Ladungskonjugation C, d. h. der Übergang vom Teilchen X zum Antiteilchen $\bar{X}$, ausgeführt wird (→ *CP*-Invarianz). Bei schwacher Wechselwirkung wird also auch die Ladungskonjugation C verletzt. Bei einem speziellen Prozeß der schwachen Wechselwirkung, dem Zerfall neutraler K-Mesonen, ist aber auch die kombinierte P. verletzt (→ Zeitumkehr).

Außer der räumlichen P. kann man für die Mesonen der Hyperladung $Y = 0$ die → C-Parität und die → G-Parität definieren, die das Verhalten der neutralen Mitglieder eines Ladungsmultipletts bzw. das Verhalten von n-Pion-Systemen charakterisieren.

Paritätserhaltung, → Parität.

Paritätsoperation, → Parität.

Paritätsverletzung, → Parität.

Parsec oder **Parsek,** svw. Parallaxensekunde.

Partialbreite, Anteil der Gesamtbreite einer Resonanz des Wirkungsquerschnittes, der zu einem speziellen Kanal einer Kernreaktion gehört. Sind z. B. bei einer durch Protonen ausgelösten Kernreaktion neben der elastischen Streuung noch γ- und n-Emission möglich, dann setzt sich die Gesamtbreite Γ der Resonanz aus den P.n der elastischen Streuung Γ_p, der γ-Emission Γ_γ und der Neutronenemission Γ_n zusammen.

Partialdruck, derjenige Druck, den ein Bestandteil einer gasförmigen Mischung zum Gesamtdruck beiträgt und den dieser Bestandteil ausüben würde, wenn er allein im Gasraum vorhanden wäre. Die Summe der Partialdrücke aller im Raum befindlichen Gase und Dämpfe gibt den *Totaldruck*. Der P. eines im Raum enthaltenen Dampfes heißt *Dampfdruck*. Für ein Gemisch aus idealen Gasen gilt das → Daltonsche Gesetz.

Partialschwingungen, → harmonische Schwingungsanalyse.

Partialsummen, → Reihe.

Partialtöne, svw. Teiltöne, → Klang.

Partialwellenanalyse, → quantenmechanische Streutheorie.

partielle Ableitung, → Differentialrechnung.

partielle molare Größen, Rechengrößen zur Beschreibung der thermodynamischen Eigenschaften realer Mischungen. Sie sind für jede Komponente i definiert als partielle Ableitung der entsprechenden extensiven Zustandsgröße A nach der Molzahl n_i: $A_i = (\partial A/\partial n_i)_{p,T,n_{j(\neq i)}}$. Die p.n m. G. sind intensive Variablen und vom Verhältnis aller Molzahlen der Komponenten der Mischung abhängig. Für die entsprechende extensive Eigenschaft gilt $A = \sum_i A_i n_i$. Mit Hilfe der p.n m.n G. lassen sich die Mischungseffekte beim Herstellen einer Mischung beschreiben. P. m. G. sind z. B. das partielle Molvolumen und die partielle molare Enthalpie. Die → Gibbs-Duhem-Gleichungen verknüpfen die einander entsprechenden p.n m.n G. einer Mischung.

Partikel, svw. Korpuskel.

partikuläre Lösung, → Differentialgleichung.

Parton, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

Partonmodell, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

parts per billion, ppb oder p. p. b., der billionste Teil, z. B. von Spurenelementen u. ä., insbesondere in England und Frankreich, wo 1 billion = 10^9. 1 ppb = 10^{-7} Vol.% = 10^{-7} M%.

parts per million, ppm oder p. p. m., der millionste Teil, z. B. von Masse- oder Volumenteilen chemischer Elemente in Lösungen u. dgl. 1 ppm = 10^{-4} Vol.% = 10^{-4} M%.

Pascal, Pa, Eigename für die SI-Einheit des Druckes Newton je Quadratmeter (N/m^2), vgl. Tabelle 1. Vorsätze erlaubt. 0,1 Megapascal (MPa) wird → Bar genannt.

Pascalsche Flüssigkeit, *reibungsfreie Flüssigkeit*, Flüssigkeit, deren Teilchen sich unendlich leicht gegeneinander verschieben lassen, ohne dabei einen Widerstand zu leisten.

Pascalsekunde, Pa · s, Eigenname für die SI-Einheit der dynamischen Viskosität Newtonsekunde je Quadratmeter ($N \cdot s/m^2$).

Paschen-Back-Effekt, → Zeeman-Effekt.

Paschensches Gesetz, auf der Grundlage des Townsend-Mechanismus (→ Zündmechanismus) ableitbare Gesetzmäßigkeit, nach der die Zündspannung allein vom Produkt aus Gasdruck und Elektrodenabstand abhängt. Danach lassen sich entweder durch geringe Gasdrücke oder durch geringe Elektrodenabstände kleine Zündspannungen erzielen. Ein und dieselbe Zündspannung kann einerseits durch hohen Gasdruck und kleinen Elektrodenabstand, andererseits aber auch durch geringen Gasdruck und großen Elektrodenabstand realisiert werden.

Paschen-Serie, → Wasserstoffspektrum.

Passatwinde, → Windsysteme.

Passivierungstechnik, svw. Planartechnik.

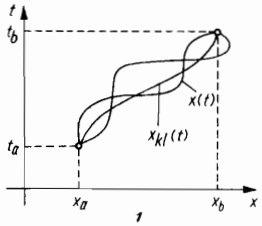
Passivität, → Elektrodenvorgänge.

Path-Integral-Quantisierung, eine von Feynman (1948) eingeführte Methode zur Formulierung der Quantentheorie mit Hilfe der funktionalen Integration über alle möglichen „Wege" [engl. path], auf denen das System vom Anfangszustand (a) in den Endzustand (b) gelangen könnte. Diese P.-I.-Q. ist im Fall der nichtrelativistischen Theorie der Schrödingerschen Quantenmechanik äquivalent. Im Fall der relativistischen Theorie können Abweichungen gegenüber der kanonischen Quantisierung (→ Quantenfeldtheorie) auftreten, weshalb die P.-I.-Q.

Patterson-Funktion

häufig zur Behandlung quantenfeldtheoretischer Probleme herangezogen wird. Die Methode der P.-I.-Q. hat gegenüber den anderen Quantisierungen den Vorteil, daß sich allgemeine Fragen und Zusammenhänge relativ einfach formulieren lassen; wegen des Fehlens einer allgemeinen Methode zur Berechnung derartiger Integrale, vor allem im relativistischen Fall, hat sie wenig praktische Anwendung gefunden.

Im Falle der Bewegung eines Teilchens der Masse m im (eindimensionalen) Potential $V(x)$ arbeitet die Methode der P.-I.-Q. folgendermaßen: Während in der klassischen Mechanik die Bahnkurve $x(t)_{kl}$ über das Hamilton-Prinzip aus der Forderung bestimmt wird, daß die Wirkung $S = \int_{t_a}^{t_b} L(\dot{x}, x, t)\,\mathrm{d}t$ ein Extremum (im allgemeinen ein Minimum) ist, wobei $L = (m\dot{x}^2/2) - V(x, t)$ die Lagrange-Funktion des Systems ist, werden bei der P.-I.-Q. alle Trajektorien $x(t) = x_{kl}(t) + y(t)$ (Abb. 1) zugelassen.

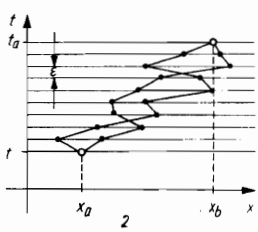


1

$S = S[x(t)]$ und ebenso die Phase $\exp\{(\mathrm{i}/\hbar) \times S[x(t)]\}$ ist ein Funktional der Trajektorie $x(t)$. Die Wahrscheinlichkeit $P(b, a)$ dafür, daß das Teilchen von a nach b gelangt, ist durch das Absolutquadrat der Übergangsamplitude $K(b, a)$ gegeben; $P(b, a) = |K(b, a)|^2$; die Übergangsamplitude ergibt sich zu $K(b, a) = \int_a^b \exp\{(\mathrm{i}/\hbar)\, S[x(t)]\}\, \mathscr{D}[x(t)]$, wobei $\mathscr{D}[x(t)]$ das Differential in dem von allen Trajektorien aufgespannten Funktionenraum $\mathfrak{X}$ ist. Das funktionale Integral $K(b, a)$ ist dabei der Grenzwert eines N-fachen Integrals

$$K(b, a) = \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{1}{A} \int \cdots \int \exp\{[(\mathrm{i}/\hbar)\, S(a, b)\} \times \times \frac{\mathrm{d}x_1}{A} \cdots \frac{\mathrm{d}x_N}{A}$$

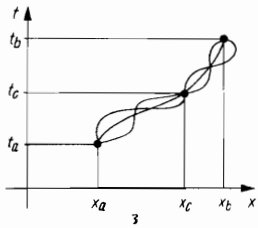
mit $A = \sqrt{2\pi\mathrm{i}\hbar\varepsilon/m}$, wobei $x_l = x(t_l)$ mit $t_{l+1} - t_l = \varepsilon$ die Werte der Trajektorien an äquidistanten Zeitschnitten t_l sind (Abb. 2),



2

zwischen denen die Bahnkurve linearisiert wird; tatsächlich kann man bei praktischen Rechnungen auch so vorgehen und dann nach der Berechnung den Übergang $\varepsilon \to 0$ ausführen. Man gelangt zum selben Resultat, wenn man zunächst einen (oder auch mehrere) Zwischenpunkte $x_c, x_d, \ldots, x_f$ festhält, $K(c, a)$, $K(d, c)$, $\ldots$, $K(b, f)$ berechnet und dann über diese Zwischenpunkte integriert (Abb. 3):

$$K(b, a) = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int K(b, f) \cdots K(d, c)\, K(c, a) \times \times \mathrm{d}x_c\, \mathrm{d}x_d \cdots \mathrm{d}x_f .$$



3

Hält man den Anfangspunkt a fest, läßt aber den Endpunkt $b = (x, t)$ wandern, dann ist $K(x, t; a) \equiv \psi(x, t)$ gerade die Schrödingersche Wellenfunktion, und es gilt insbesondere

$$\psi(x_2, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} K(x_2, t_2; x_1, t_1)\, \psi(x_1, t_1)\, \mathrm{d}x_1 ;$$

hieraus läßt sich die Schrödinger-Gleichung ableiten, wenn man $t_2 = t + \mathrm{d}t$, $t_1 = t$ setzt und die Wirkung für dieses kleine Zeitintervall $\mathrm{d}t = \varepsilon$ durch $S = (\mathrm{i}/\hbar)\varepsilon$ und $\dot{x} \approx (x_2 - x_1)/\varepsilon$, $x \approx (x_1 + x_2)/2$ in $L(\dot{x}, x)$ nähert.

Dieser Formalismus ist auf mehrere Freiheitsgrade ohne weiteres übertragbar. Die Methode der funktionalen Integration ist auch für die Behandlung von Problemen der statistischen Mechanik geeignet; sie wurde zuerst auf die Behandlung der Brownschen Bewegung angewendet (N. Wiener 1923, → Wiener-Integral). Inzwischen haben die funktionale Integration und die P.-I.-Q. Anwendung auch bei vielen Problemen der Festkörperphysik erfahren.

Patterson-Funktion, $P(\vec{u}) = P(u, v, w)$, Faltung der Dichtefunktion $\varrho(\vec{r}) = \varrho(x, y, z)$ des Streuvermögens mit sich selbst:

$$P(u, v, w) = V \iiint \varrho(x, y, z) \cdot \varrho(x + u,\ y + v,\ z + w) \cdot \mathrm{d}x\, \mathrm{d}y\, \mathrm{d}z .$$

Der Raum mit den Ortsvektoren $\vec{u}$ wird im Gegensatz zu dem Kristallraum (Ortsvektor $\vec{r} = x\vec{a} + y\vec{b} + z\vec{c}$) *Patterson-Raum* [engl. vector space] genannt. $P(\vec{u})$ hat insbesondere an denjenigen Stellen große Werte, für die $\vec{u} = \vec{r}_l - \vec{r}_j$ gleich der Differenz der Ortsvektoren zweier Streuzentren (Atomschwerpunkte) ist. Ist die Funktion $\varrho(\vec{r})$ reell, so ist $P(\vec{u}) = P(-\vec{u})$, und die Symmetrie der P.-F. ist, abgesehen von ihrer Periodizität, gleich der → Laue-Symmetrie des Kristalls.

Die große Bedeutung der P.-F. ergibt sich aus der Tatsache, daß sie sich nach $P(u, v, w) = (1/V) \sum_h \sum_k \sum_l |F(hkl)|^2 \cos 2\pi(hu + kv + lw)$ aus den dem Experiment zugänglichen Betragsquadraten $|F(hkl)|^2$ der Strukturfaktoren berechnen läßt. Um für die → Kristallstrukturanalyse brauchbare P.-F.en zu erhalten, muß die Summation über alle Wertetripel (hkl) eines hinreichend großen Bereichs ($-H \leqq h \leqq H$; $-K \leqq k \leqq K$; $-L \leqq l \leqq L$) erstreckt werden (*dreidimensionale P.-F.*), oder es muß eine systematische Auswahl der Reflexe verwendet werden, insbesondere solcher mit einem Index Null

(*Patterson-Projektion*) oder mit einem Index konstant ungleich Null (*verallgemeinerte Patterson-Projektion*). Die Kenntnis der Raumgruppe erleichtert die Auswertung der P.-F., weil die aus der Raumgruppe folgenden Beziehungen zwischen den Koordinatentripeln äquivalenter Punkte einer Punktlage charakteristische Maxima in der P.-F. hervorrufen.

Pauli-Gleichung, die aus der Dirac-Gleichung im nichtrelativistischen Grenzfall kleiner kinetischer Energien E des Elektrons folgende Wellengleichung

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m}\left(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c}\mathfrak{A}\right)^2 + e\varphi - \frac{e\hbar}{2m}\vec{\sigma}\vec{B}\right]\psi,$$

wobei $\hat{\vec{p}}$ der Impulsoperator, $\mathfrak{A}$ das Vektorpotential, φ das skalare Potential, $\vec{B}$ das Magnetfeld und $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ die Paulischen Spinmatrizen sind. Die P.-G. unterscheidet sich von der nichtrelativistischen → Schrödinger-Gleichung um das Glied $\vec{\mu}\vec{B}$ mit $\vec{\mu} = e\hbar\vec{\sigma}/2m$, das die Wechselwirkung des vom Spin des Elektrons herrührenden magnetischen Moments $\vec{\mu}$ mit einem äußeren Magnetfeld beschreibt. Diese Gleichung wurde von Pauli (1927) vor der Diracschen Beschreibung des Elektrons eingeführt.

Pauli-Lubanski-Operator, → Lorentz-Gruppe, → Symmetriemodelle.

Pauli-Matrizen, → Spin.

Paulingsche Regeln, Regeln für Strukturen, in denen Anionen komplex auftreten. Für Ionengitter mit kleinen, hochgeladenen Kationen und wesentlich größeren Anionen gelten folgende P. R.:

1. Regel: Jedes Kation ist von einem Anionenpolyeder umgeben (→ Koordinationspolyeder).

2. Regel: Ordnet man jeder Bindung eines Kations an ein Anion eine Bindungsstärke von L/P zu, wobei L die Ladung des Kations und P die Anzahl der Ecken des Polyeders um das Kation (Koordinationszahl) bedeuten, so ist die Summe der in einem Anion zusammentreffenden Bindungsstärken von der Ladung des Anions nicht sehr verschieden.

3. Regel: Gemeinsame Kanten und Flächen der Anionenpolyeder setzen die Stabilität der Strukturen herab.

4. Regel: Liegen in der Struktur mehrere Arten von Kationen vor, so streben die Kationen mit hohen Ladungen und kleiner Koordinationszahl danach, möglichst wenige Ecken, Kanten oder Flächen der Polyeder gemeinsam zu haben.

5. Regel: Die Zahl der wesentlich verschiedenen Arten von Bausteinen in einem Kristallgitter strebt einem Minimum zu.

Pauli-Paramagnetismus, der Paramagnetismus der Metalle, soweit er vom Spin der Leitungselektronen herrührt. Die magnetischen Momente dieser Elektronen werden im äußeren Magnetfeld ausgerichtet. Im Gegensatz zum Paramagnetismus ist der P.-P., falls die Elektronenkonzentration vergleichbar mit der Zahl der Atome ist, nur sehr schwach von der Temperatur abhängig. Die Suszeptibilität χ ist in erster Näherung $\chi = \frac{12m\mu_B^2}{h^2}\left(\frac{\pi}{3}\right)^{2/3} \cdot n^{1/3}$, wobei m die Elektronenmasse, n die Dichte des Elektronengases, h das Plancksche Wirkungsquantum und μ_B das Bohrsche Magneton bedeuten.

Pauli-Prinzip, *Ausschließungsprinzip*, von W. Pauli 1925 — also noch vor der Formulierung der modernen Quantentheorie — erkannte Grundeigenschaft der Zustände quantenmechanischer Systeme aus mehreren ununterscheidbaren Fermionen. Für beliebige Systeme ununterscheidbarer Fermionen gilt das P.-P. in folgender Form: Ein durch eine räumliche Wellenfunktion und die Spinquantenzahl charakterisierter Quantenzustand kann höchstens durch ein Teilchen besetzt werden. Das Verbot, einen solchen Zustand mit mehr als einem Teilchen zu besetzen, wird als *Pauli-Verbot* bezeichnet. Ursprünglich wurde das P.-P. im Rahmen des Modells unabhängiger Elektronen für die Atomhülle formuliert. Danach sind nur solche Zustände der Atomhülle möglich, bei denen jeder durch die Quantenzahlen n, l, m_l und m_s charakterisierte Einteilchenzustand nur von einem Elektron besetzt ist. Das P.-P. kann unabhängig von Modellen als Symmetrieforderung für die Wellenfunktion formuliert werden: Für ein System aus mehreren ununterscheidbaren Fermionen sind nur Zustände mit antisymmetrischer Wellenfunktion möglich, d. h., die Wellenfunktion ändert ihr Vorzeichen, wenn man die Koordinaten (auch die Spins) zweier Fermionen vertauscht. Im Hartree-Fock-Verfahren wird das P.-P. durch den Determinantenansatz für die Wellenfunktion berücksichtigt. Das P.-P. ermöglicht, die Gesetzmäßigkeiten des Periodensystems vom Atombau her zu verstehen.

Paulischer Lückensatz, besagt, daß sich Zahl und Charakter der zu einer Elektronenkonfiguration gehörenden Terme sowohl auf Grund der besetzten als auch der unbesetzten Einteilchenzustände ermitteln lassen. Dies ist möglich, da der Gesamtdrehimpuls und — falls normale Kopplung vorliegt — der Gesamtbahndrehimpuls und der Gesamtspindrehimpuls einer abgeschlossenen Elektronenuntergruppe verschwinden.

Paulische Spinmatrizen, → Spin.

Pauli-Verbot, → Pauli-Prinzip.

Pauli-Villars-Regularisierung, → Regularisierung.

P-Band, → Frequenz.

PBC-Vektor, Abk. für → periodischer Bindungskettenvektor.

pc, → Parallaxensekunde.

PCAC-Hypothese, → schwache Wechselwirkung.

PCA-Effekt, (Abk. von engl. *P*olar *C*ap *A*bsorption), ein mehrere Stunden bis mehrere Tage anhaltender Effekt extrem starker Dämpfung (Absorption) von Funkwellen in der → Ionosphäre über den Polargebieten der Erde. Er kann dort zum Zusammenbruch der Funkverbindungen führen. Verursacht wird dieser Effekt durch exzessive Ionisation der Atmosphäre durch energiereiche Protonen, die von starken Eruptionen auf der → Sonne ausgeschleudert werden.

***PC*-Invarianz,** svw. *CP*-Invarianz.

PCM, Abk. für Pulscodemodulation, → Modulation.

pdl, Tabelle 2, Kraft.

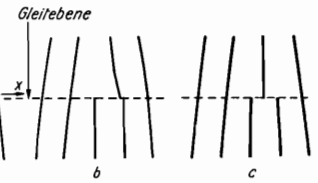
Pe, → Pécletzahl.

Pécletzahl, Pe, eine → Kennzahl, das Verhältnis von konvektiver Wärme zu geleiteter Wärme in Strömungen: $\mathrm{Pe} = c \cdot l/a = \mathrm{Pr} \cdot \mathrm{Re}$; dabei ist c die Strömungsgeschwindigkeit, l die charakteristische Länge, a die Temperaturleitfähigkeit, Pr die Prandtlzahl, Re die Reynoldszahl. Die P. hat große Bedeutung für die → Konvektion.

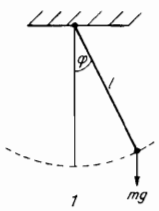
Peculiar-Stern, → Spektralklasse.

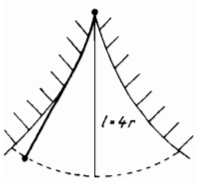
Pedersen-Leitfähigkeit, die elektrische Leitfähigkeit von Plasmen senkrecht zum Magnetfeld in Richtung des angelegten elektrischen Feldes, → ionosphärische Leitfähigkeit.

Peierls-Spannung, die zur Bewegung einer Versetzung in einem sonst störungsfreien Kristall notwendige mechanische Schubspannung (Grundgitterreibung). Zur Berechnung dieser Spannung stellten Peierls und Nabarro ein Versetzungsmodell (*Peierlssches Modell*) auf, das einen Kompromiß zwischen der elastizitätstheoretischen und der atomistischen Beschreibung der Versetzungen darstellt. Eine Stufenversetzung muß sich bei ihrer Gleitbewegung zwischen zwei Gleichgewichtslagen minimaler Energie (*Peierls-Täler*) durch eine Lage mit verzerrten Bindungsverhältnissen (*Peierls-Hügel*) und deshalb erhöhter Fehlordnungsenergie hindurchbewegen (Abb.). Im Peierlsschen Versetzungsmodell wird diese periodische Variation der Versetzungsenergie bei der Versetzungsbewegung dadurch berücksichtigt, daß ein Bereich der Dicke d unmittelbar um die Gleitebene aus der elastizitätstheoretischen Behandlung ausgeschlossen wird, und daß für die Wechselwirkung zwischen den beiden entstandenen Halbkristallen eine in der Lagekoordinate x der Versetzung periodische, z. B. sinusförmige Funktion angesetzt wird. Die Gesamtenergie $W(x)$ der Versetzung setzt sich dann aus der elastischen Energie W_e der beiden Halbkristalle und dem Peierls-Anteil zusammen:



Konfigurationen einer Stufenversetzung bei einer Gleitbewegung: a und c symmetrische Konfigurationen, b unsymmetrische Konfiguration. $\vec{b}$ Burgersvektor, x Koordinate in Bewegungsrichtung der Versetzung





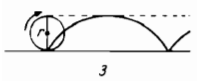
$$W(x) = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} + \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{2\pi d}{b(1-\nu)}\right) \cos\left(\frac{4\pi x}{b}\right) =$$

$$W_e + \frac{W_p}{2} \cos\left(\frac{4\pi x}{b}\right).$$

Hierbei ist G der Schubmodul, $\vec{b}$ der Burgersvektor und ν die Poissonsche Zahl. Aus der Peierls-Energie W_p berechnet sich die Peierls-Spannung

$$\sigma_p = \frac{2G}{1-\nu} \exp - \frac{2\pi d}{b(1-\nu)}.$$



Pendel

Bei der Bewegung von Versetzungen in Kristallen wird der Peierls-Hügel im allgemeinen nicht von der Versetzung als Ganzes, sondern durch die Bewegung von → Kinken längs der Versetzung in kleinen Schritten überwunden. In den meisten Festkörpern liefert die P.-S. nur einen kleinen Anteil zur Fließspannung. Dominierend ist sie wahrscheinlich bei Kristallen mit ausgeprägter Valenzbindung, in denen nur bei hohen Temperaturen Gleitung auftritt, und in kubisch raumzentrierten Kristallen bei tiefen Temperaturen.

Peltier-Effekt, → Thermoelektrizität 2).

Peltier-Element, → Halbleiterkühlelement.

Peltier-Koeffizient, → Thermoelektrizität 2).

Peltier-Wärme, → Thermoelektrizität 2).

Peltonturbine, → Wasserturbine.

Pendel, in einem (homogenen) Kraftfeld um eine feste Achse oder einen festen Punkt drehbar gelagerter starrer Körper, der unter dem Einfluß dieser Kraft Schwingungen um eine Ruhelage ausführt, auch durch einen an einem Faden oder einem Stab befindlichen Massepunkt realisierbar. Man spricht von einem *Schwerependel*, wenn es – wie im folgenden stets angenommen wird – unter dem Einfluß der Schwerkraft schwingt.

Ein reales, d. h. *physikalisches* oder *physisches P.*, bei dem die Ausdehnung des Pendelkörpers nicht vernachlässigt wird, kann idealisiert werden als *mathematisches P.*, bei dem ein Massepunkt der Masse m am freien Ende eines idealen masselosen und undehnbaren Fadens der Länge l, der *Pendellänge*, hängt und unter dem Einfluß der Fallbeschleunigung g steht (Abb. 1). Das mathematische Pendel kann physikalisch durch einen kleinen, aber schweren Körper am Ende eines langen materiellen Fadens, ein *Fadenpendel*, in guter Näherung realisiert werden.

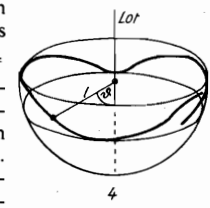
Bei Vernachlässigung der Reibung im Aufhängepunkt P und des Luftwiderstandes lautet die *Pendelgleichung*, d. i. die Bewegungsgleichung des Massepunktes für ein *ebenes mathematisches P.* oder *Kreispendel*, $\ddot{\varphi} + \omega^2 \sin\varphi = 0$, wobei $\omega^2 = g/l$ von der Masse m des Pendelkörpers unabhängig ist. Für kleine Ausschläge oder Amplituden des P.s, d. i. für $\varphi \ll 1$, kann in der Pendelgleichung $\sin\varphi$ durch φ in guter Näherung ersetzt werden; dann folgt die *linearisierte Pendelgleichung* $\ddot{\varphi} + \omega^2\varphi = 0$. Ihre Lösung ist $\varphi = a \sin(\omega t + \alpha)$, wobei a die maximale Amplitude des P.s ist und $\alpha = 0$ gewählt werden kann, wenn man für $t = 0$ zugleich $\varphi = 0$ annimmt, d. h. die Zeitzählung von der Ruhelage $\varphi = 0$ aus beginnt. Die Dauer eines Hin- und Hergangs, d. i. die Schwingungsdauer T, ergibt sich aus der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi/T$ zu $T = 2\pi\sqrt{l/g}$. Sie ist von m unabhängig, deswegen haben verschieden schwere Körper bei gleicher Pendellänge l die gleiche Schwingungsdauer T. Ist $T/2 = 1$ s, so spricht man von einem *Sekundenpendel*. Da die Schwingungsdauer nicht vom Ausschlag a abhängt, sind kleine Pendelschwingungen *isochron*, d. h., unabhängig von der Amplitude folgen stets gleiche T. Bei großen Amplituden geht diese Isochronie jedoch verloren: Die Bestimmung der Schwingungsdauer aus der *nicht linearisierten Pendelgleichung* führt auf ein vollständiges elliptisches

Integral 1. Gattung, und es ergibt sich die von der Amplitude α abhängende Periode $T = 2\pi\sqrt{l/g} \cdot \left(1 + \frac{1}{4}\sin^2(\alpha/2) + \frac{9}{64}\sin^4(\alpha/2) + \cdots\right)$, wobei α der Winkel ist, der bei maximalem Ausschlag a erreicht wird. Für $\alpha = 1{,}5°$ beträgt die Korrektur lediglich $^1/_{20000}$, für $\alpha = 40°$ bereits 3%.

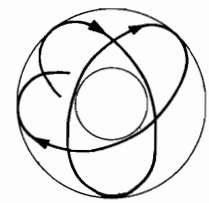
Isochronie für beliebige Ausschläge erzielt man mit dem *Zykloidenpendel*, bei dem sich der Pendelfaden beim Schwingen an zwei zykloidenförmige Backen (Abb. 2) anlegt. Der Massepunkt selbst bewegt sich dabei auf der zur vorgegebenen Zykloide kongruenten Zykloide. Die Schwingungsdauer ist für beliebige Amplituden gleich $T = 2\pi\sqrt{l/g}$, wobei $l = 4r$ und r der Radius des Kreises ist, der beim Abrollen auf der Horizontalen die vorgelegte Zykloide erzeugt (Abb. 3). Die Zykloide wird wegen dieser Eigenschaft auch als Iso- oder Tautochrone bezeichnet.

Die allgemeine Form des mathematischen P.s ist das *sphärische P.* oder *Kugelpendel*, bei dem sich der Massepunkt auf einer Kugeloberfläche bewegen kann. Die allgemeinste Bewegungsform des Massepunktes ist dann ein Pendeln zwischen zwei Breitenkreisen mit dem Azimut ϑ_1 bzw. ϑ_2, von dem mindestens einer auf der unteren Halbkugel liegen muß (Abb. 4). Die Bahnkurve hat keine Schleifen oder Spitzen und ist im allgemeinen nicht in sich geschlossen. In der Draufsicht ergibt sich der in Abb. 5 skizzierte Bahnverlauf. Bei hinreichend kleinem Ausschlag bewegt sich der Massepunkt auf einer horizontalen Ellipse, deren Lage und Gestalt durch die Anfangsbedingungen eindeutig bestimmt ist. Die Schwingungsdauer ist in diesem Fall wieder $T = 2\pi\sqrt{l/g}$. Als weitere spezielle Bewegungsform des sphärischen P.s ergibt sich neben dem schon genannten ebenen P. das *konische P.* oder *Kegelpendel*, bei dem $\vartheta_1 = \vartheta_2$ ist und der Massepunkt auf einem Kreis umläuft (Abb. 6); es wird auch *Fliehkraft-* oder *Zentrifugalpendel* genannt, da der Radius r des Bahnkreises von der Zentrifugalkraft bestimmt wird: $F_P = mr\omega^2$. Die Umlaufzeit ist $T = 2\pi\sqrt{h/g}$, wobei $h = \sqrt{l^2 - r^2}$ die Höhe des vom Faden des P.s beschriebenen Kegels ist. Das Kegelpendel wird in der Technik beim Fliehkraftregler (Abb. 7) angewandt; da $\tan\alpha = mr\omega^2/mg = r\omega^2/g$ ist, führt ein Anwachsen der Winkelgeschwindigkeit ω zum Anheben der Gewichte G, womit sich eine Regelung verbinden läßt.

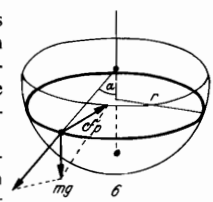
Beim realen physikalischen P. muß die räumliche Masseverteilung des schwingenden Körpers berücksichtigt werden. Für den Fall eines ebenen physikalischen P.s (Abb. 8), dessen Drehachse O nicht durch den Schwerpunkt S geht, erhält man aus der Grundgleichung für die Drehbewegung des starren Körpers $\theta\ddot{\varphi} = M$, wobei θ das Trägheitsmoment und M das Drehmoment bezüglich der Achse O sind, die Bewegungsgleichung $\theta\ddot{\varphi} + mga \cdot \sin\varphi = 0$. Der Vergleich mit der Bewegungsgleichung des ebenen mathematischen P.s ergibt, daß ein korrespondierendes mathematisches P. die *korrespondierende* oder *reduzierte Pendellänge* $\lambda = \theta/ma = k^2/a$ haben muß, damit die Schwingungsdauer beider P. übereinstimmt. Dabei ist k der Trägheitsradius des physikalischen P.s und a der Abstand $\overline{OS}$. Trägt man die reduzierte Pendellänge vom Drehpunkt O auf der durch S gehenden Geraden ab, so gelangt man zum *Schwingungsmittelpunkt* O' des physikalischen P.s, in dem man sich die gesamte Masse m des P.s vereinigt denken kann, um ein mathematisches P. zu erhalten. Bei kleinen Auslenkungen schwingt daher das physikalische P. mit der gleichen Schwingungsdauer wie ein mathematisches P. mit der Pendellänge λ: $T = 2\pi\sqrt{\lambda/g} = 2\pi\sqrt{\theta/mga}$. Die Rollen von O und O' sind vertauschbar, was man beim *Reversions-* oder *Umkehrpendel* ausnutzt: Durch Verschieben von Zusatzmassen kann man erreichen, daß das P. um O und O' mit der gleichen Schwingungsdauer T schwingt; aus der reduzierten Pendellänge läßt sich dann die Erdbeschleunigung g mit großer Genauigkeit bestimmen. Beim *Minimal-*, *Kompensations-* oder *Ausgleichspendel* ist $a = \lambda/2$. Man kann damit g nicht bestimmen, jedoch haben Änderungen der Pendellänge z. B. durch Temperaturschwankungen nur einen sehr schwachen Einfluß auf die Schwingungsdauer, was für genau gehende Pendeluhren erforderlich ist. Zur Messung der Änderung der Lotrichtung durch die Einwirkung der Anziehungskraft von Sonne bzw. Mond, d. s. die Gezeitenkräfte, und Masseverschiebungen in der Erdkruste, z. B. bei Erdbeben, benutzt man das *Horizontalpendel*, ein starres P. großer Schwingungsdauer, dessen nahezu vertikale Drehachse fest mit der Erdoberfläche verbunden ist und nur horizontale Schwingungen zuläßt.



4

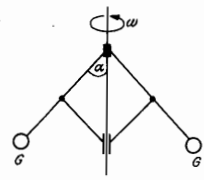

5

Die beim ebenen mathematischen bzw. physikalischen P. aus der Erhaltung des Drehimpulses folgende Konstanz der Schwingungsebene in Inertialsystemen kann zum Nachweis der Erdrotation und der Tatsache dienen, daß die Erde kein Inertialsystem ist (→ Foucaultsches Pendel).



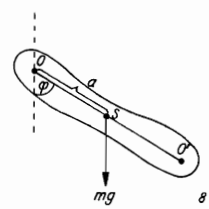
6

Neben der Schwerkraft läßt sich auch die elastische Rückstell- oder Direktionskraft von Federn oder anderen elastischen Körpern für Pendelkonstruktionen ausnutzen. Als *Torsions-* oder *Drehpendel* bezeichnet man einen mit einem elastischen Faden oder Draht verbundenen Körper, der Drehschwingungen um die Ruhelage ausführt und dabei den Draht periodisch verdrillt. Die Schwingungsdauer dieses P.s ist um so größer, je größer das Trägheitsmoment θ und je kleiner der Torsionsmodul E des Drahtes ist. Es gilt $T = 2\pi\sqrt{\theta/D'}$, wobei D' die Winkelrichtgröße (Richtmoment) des Drahtes ist, die von E abhängt.



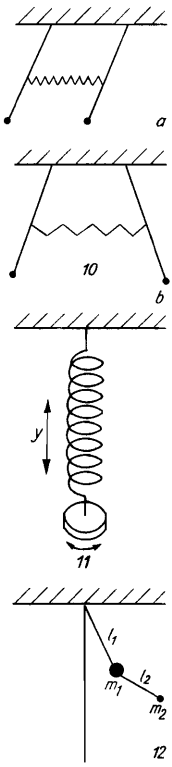
7

Von den P.n mit mehreren Pendelkörpern seien die *sympathischen P.* genannt. Handelt es sich um gleich lange P. mit gleicher Masse der Pendelkörper und Koppelung durch eine elastische Feder, so tritt auf Grund der gleichen Schwingungsdauer der beiden gekoppelten P. Resonanz auf; sind die Massen der Pendelkörper oder die Pendellängen etwas verschieden, so sagt man, die P. seien verstimmt. Wird im Resonanzfall zunächst nur ein P. angestoßen, so tritt eine Schwebung auf: Die Energie überträgt sich auf das zweite P., und zwar so lange, bis dieses voll ausschlägt und das erste P. in Ruhe ist. An-

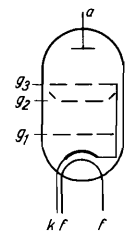


8

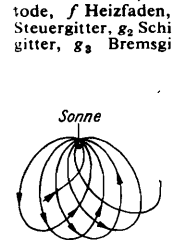
Pendelstütze



Pendel

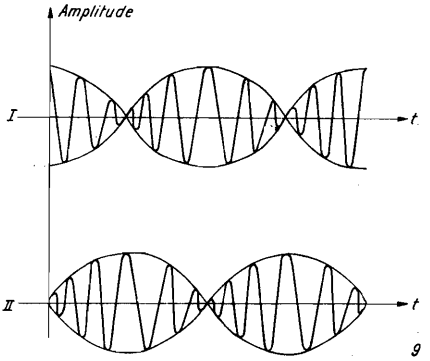


Schaltsymbol der Pentode. *a* Anode, *k* Katode, *f* Heizfaden, g_1 Steuergitter, g_2 Schirmgitter, g_3 Bremsgitter



Durch die Perihelbewegung verursachte Drehung der Planetenbahn

schließend kehrt sich der Vorgang des gegenseitigen Aufschaukelns der Schwingung um; er verläuft um so rascher, je stärker die Koppelung zwischen den P.n ist (Abb. 9). Werden



beide P. im gleichen oder entgegengesetzten Sinne angestoßen, tritt keine Schwebung auf; man spricht dann von den beiden Normal- oder Fundamentalschwingungen des Systems (Abb. 10a, b). Bei *n* miteinander gekoppelten P.n gibt es genau *n* Fundamentalschwingungen. Die Bewegung bei beliebigem Anstoß, also auch die Schwebung, ist eine Überlagerung der Fundamentalschwingungen mit geeigneten Amplituden. Bei Verstimmung erreicht das ursprünglich angestoßene P. im Verlaufe der auch hier stattfindenden Schwebung keinen Ruhepunkt; die Energieübertragung ist nur unvollkommen. Sympathische P. können auch mit nur einem Pendelkörper realisiert werden, z. B. bei einer schwingenden Schraubenfeder (Abb. 11), wenn neben der Schwingung in Richtung der Federachse eine Drehschwingung um diese Achse angeregt wird; auch hier kann Resonanz eintreten. Tatsächlich wird solch eine sympathische Schwingung bereits beim gewöhnlichen Ausdehnen der Feder angeregt, da mit der Ausdehnung in der *y*-Richtung gleichzeitig eine geringe Torsion der Feder verbunden ist.

Die einfachste Form gekoppelter P. ist das *Doppelpendel*, bei dem an einem im allgemeinen schwereren Pendelkörper der Masse m_1 ein zweiter der Masse m_2 hängt (Abb. 12). Ist $l_1 \approx l_2 \approx l$ und $m_2 \ll m_1$, so findet wieder die o. a. Schwebung statt, die beiden Fundamentalschwingungen haben nahezu gleiche Frequenz: $\omega_\pm = \omega_0\left(1 \pm \frac{1}{2}\sqrt{\mu}\right)$, wobei $\omega_0 = \sqrt{g/l}$ und $\mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \ll 1$ ist.

Pendelstütze, ein stabförmiges Lager, das nur in Stabrichtung eine Kraft aufzunehmen vermag. Eine P. ist statisch einwertig.

Penning-Effekt, Ansteigen der effektiven Ionisation in Gasentladungsstrecken, bei denen sich die Anode als ringförmiges Gebilde zwischen zwei tellerförmigen Katoden befindet und bei der in Richtung der Symmetrieachse ein geeignet bemessenes Magnetfeld wirkt. Der Anstieg der Ionisation rührt daher, daß die Elektronen wegen des Magnetfelds in Schraubenlinien zwischen den beiden Katoden hin und her pendeln und ihr effektiver Ionisationsweg dadurch verlängert wird, bis sie auf die ringförmige Anode auffallen.

Penning-Pumpe, svw. Ionenzerstäuberpumpe.

Penning-Vakuummeter, → Vakuummeter.

pennyweight, Tabelle 2, Masse.

Pentagonprisma, → Reflexionsprisma.

Pentaprisma, → Reflexionsprisma.

Pentode, eine Schirmgitterröhre, die zwischen Anode und Schirmgitter g_2 ein Bremsgitter g_3 hat. Dieses soll den bei Tetroden störenden Einfluß der Sekundäremission unterdrücken; die Sekundärelektronen werden durch das auf Katodenpotential liegende Bremsgitter abgebremst und kehren zur Anode zurück. Der Anodendurchgriff und die Gitter/Anodenkapazität sind kleiner als bei der Tetrode. Die P. hat ausgezeichnete Verstärkungseigenschaften (Abb.).

Eine spezielle P., die sich durch große Steilheit und hohe Anodenverlustleistung auszeichnet, ist die *Endpentode*. Sie wird hauptsächlich als Leistungsverstärker eingesetzt.

Penumbra, → Sonne.

Peplopause, → Grundschicht der Troposphäre.

Peplosphäre, svw. Grundschicht der Troposphäre.

Peptisation, die Redispergierung bzw. Wiederauflösung eines ausgeflockten (koagulierten) Kolloids. Die P. erfolgt in der Hauptsache durch Adsorption von Ionen, die dann den Kolloidteilchen eine abstoßende Aufladung erteilen.

Perhapsotron, → Kernfusion.

Periastron, → Apsiden.

Perigalaktikum, → Apsiden.

Perigäum, → Apsiden.

Perihel, → Apsiden.

Perihelbewegung, die Bewegung des Perihels der Planetenbahnen um die Sonne im gleichen Sinne wie die Umlaufrichtung der Planeten um die Sonne.

Ein Planet des Sonnensystems würde sich nach dem ersten Keplerschen Gesetz (→ Kepler-Gesetze) auf einer Ellipse um die Sonne bewegen (wobei die Sonne in einem Brennpunkt der Ellipse steht), sofern die gravitative Anziehung zwischen Sonne und Planet die einzige bahnbestimmende Kraft wäre. Da aber die anderen Planeten des Sonnensystems die Bahnbewegung ebenfalls beeinflussen, wird die Ellipsenbewegung etwas gestört; die Störung verursacht die Perihelbewegung. Die Bahn der Planeten ist infolgedessen keine Ellipse, sondern eine nicht geschlossene Rosette (Abb.).

Periheldrehung des Merkur, die Tatsache, daß eine → Perihelbewegung des Merkur auftritt, die nicht durch die Newtonsche Gravitationstheorie (→ Gravitationsgesetz 1), sondern erst durch die allgemeine Relativitätstheorie erklärt werden kann.

Berechnet man den Einfluß, den die anderen Planeten unseres Sonnensystems auf die Bewegung des Merkur ausüben, und vergleicht ihn mit den aus der Beobachtung gewonnenen Werten für die Störung der Ellipsenbahn, so stellt man fest, daß eine Periheldrehung von $\Delta\varphi = 41{,}25''$ (in 100 Jahren) durch die theoretischen Berechnungen unerklärt bleibt. Es wurde zunächst versucht, diese Bewegungsanomalie im Rahmen der Newtonschen Gravitationstheorie

zu erklären. Man versuchte, die P. d. M. darauf zurückzuführen, daß außer den bekannten Planeten noch andere bis dahin unbeobachtete Massen einen störenden Einfluß auf den Merkur ausüben würden. Diese Massen wurden entweder nicht gefunden (wie etwa der hypothetische Planet „Vulkan"), oder die Hypothesen führten zum Widerspruch mit den anderen astronomischen Beobachtungen. Andere Versuche liefen darauf hinaus, das Newtonsche Gravitationsgesetz etwas abzuändern oder dem Raum bestimmte Eigenschaften (wie z. B. eine Absorption der Gravitation) zuzuschreiben. Das führte ebenfalls zu großen Schwierigkeiten.

Gelöst wurde das Problem von A. Einstein in seiner allgemeinen Relativitätstheorie. Sie ergab sich aus einer völlig neuen Auffassung vom Wesen der Gravitation, und die P. d. M. wurde zu einer wichtigen beobachtungsmäßigen Stütze dieser neuen Auffassung. – Die Einsteinsche Formel lautet:

$$\Delta\varphi = \frac{24\pi^2 a^2}{(1 - e^2)\, c^2 T^2},$$

wobei a die große Halbachse der Bahn, T die Umlaufzeit, e die numerische Exzentrizität der Bahn und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bedeutet. Für den Planeten Merkur ergibt diese Formel den Wert $\Delta\varphi = 42{,}89''$ in 100 Jahren.

Für die Venus beträgt dieser Wert für den gleichen Zeitraum $\Delta\varphi = 8{,}4''$, für die Erde $\Delta\varphi = 3{,}8''$. Die Werte liegen an der Grenze der Beobachtungsmöglichkeiten. Sie sind jedoch größenordnungs- und vorzeichenmäßig bestätigt.

Perimeter, → ophthalmologische Optik.

Periode, → Schwingung.

Periodensystem der Elemente, Anordnung der chemischen Elemente. Nachdem bereits zu Beginn des 19. Jh. versucht worden war, die chemischen Elemente in ein System einzuordnen (z. B. durch Döbereiner, Pettenkofer, Odling und Newlands), ordneten 1869 D. J. Mendelejew und L. Meyer unabhängig voneinander die damals bekannten chemischen Elemente nach steigendem Atomgewicht. In dieser Reihe kehrten Elemente mit ähnlichen chemischen Eigenschaften periodisch wieder, so daß – ohne die durch das steigende Atomgewicht festgelegte Ordnung zu verletzen – chemisch ähnliche Elemente jeweils untereinander gesetzt werden konnten.

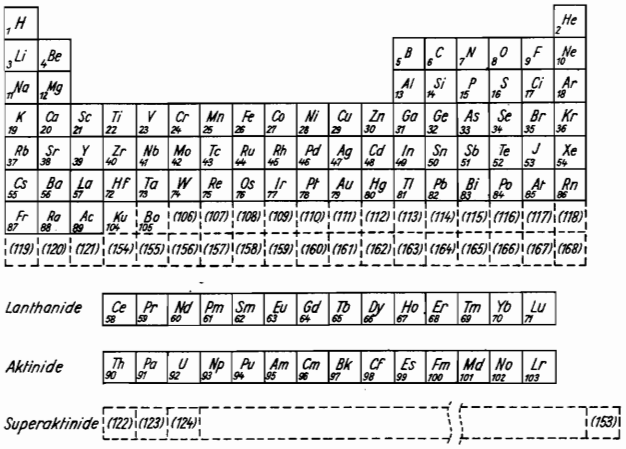
Die so entstehenden Spalten bezeichnet man als *Gruppen* oder *Familien*, die zu einer Gruppe gehörenden chemisch ähnlichen Elemente als *homologe Elemente*, die Zeilen als *Perioden*. In den Gruppen stehen dann jeweils zwei Untergruppen, die Haupt- und Nebengruppen von Elementen mit sehr ähnlichen Eigenschaften. Innerhalb jeder Periode kehren ähnliche *chemische Eigenschaften* (z. B. Wertigkeit und Oxydationsstufe, Elektronegativität, Elektroaffinität) und *physikalische Eigenschaften* (z. B. Atomradius bzw. Atomvolumen, Dichte, Ionisationsenergie, Schmelzpunkt, Siedepunkt, Standard-Redoxpotential, Schmelz-, Verdampfungs- und Sublimationswärme, Hydratationswärme der Ionen, Härte, Duktilität, Ausdehnungskoeffizient, Wärmeleitfähigkeit, optische Spektren, magnetisches Verhalten, Ionenbeweglichkeit, Bildungswärme bestimmter Verbindungen) regelmäßig wieder. Auf Grund dieser Systematik konnte eine Reihe von damals unbekannten Elementen vorausgesagt werden (Gallium $_{31}$Ga, Germanium $_{32}$Ge, Skandium $_{21}$Sc, Technetium $_{43}$Tc, Promethium $_{61}$Pm, Astat $_{85}$At, Frankium $_{87}$Fr). Gegenwärtig enthält das P. d. E. 105 Elemente; es gibt keine von bekannten Elementen eingeschlossenen freien Plätze mehr. Alle neu entdeckten Elemente sind *Transaktinide*. Die Auswertung der Röntgenspektren zeigte, daß die Kernladungszahl (Ordnungszahl) den wesentlichen innerhalb des P.s d. E. monoton wachsenden Parameter darstellt (→ Moseleysches Gesetz). Außerdem fand man, daß die chemischen Elemente im allgemeinen aus mehreren Atomarten, den *Isotopen*, bestehen, die bei gleicher Kernladungszahl einen unterschiedlichen Aufbau des Atomkerns haben.

Die Periodizität der Eigenschaften im P. d. E. ist Ausdruck des Schalenaufbaus der → Atomhülle. Eine Begründung des P.s d. E. unter diesem Gesichtspunkt gab N. Bohr 1921. Im Rahmen der modernen Quantenmechanik beschreibt man den Zustand der Atomhülle näherungsweise durch Angabe der besetzten Einteilchenzustände. Jeder Einteilchenzustand wird durch die vier Quantenzahlen n, l, m_l und m_s charakterisiert. Es wird die → Elektronenkonfiguration angegeben. Man kann den Aufbau des P.s d. E. vollständig verstehen, wenn man bei der Besetzung der Einteilchenzustände das → Pauli-Prinzip berücksichtigt. Wenn die Einteilchenzustände streng in der Reihenfolge nach wachsender Hauptquantenzahl n und Nebenquantenzahl l besetzt würden, so müßten bei den Elementen Helium He, Neon Ne, Nickel Ni und Neodym Nd mit den Kernladungszahlen 2, 10, 28 und 60 abgeschlossene Elektronengruppen vorliegen, da auf Grund der Gültigkeit des Pauli-Prinzips eine Elektronengruppe mit der Hauptquantenzahl n genau $2n^2$ Elektronen aufnehmen kann. Tatsächlich trifft diese Vermutung nur bei $_{10}$Ne zu. Denn von allen nach dem Pauli-Prinzip freien Einteilchenzuständen nimmt das hinzukommende Elektron stets den mit der kleinsten Energie ein. Diese hängt vom effektiven Potential ab, das alle Elektronen bilden. Gegebenenfalls ist daher die Besetzung eines Zustands außerhalb der vermuteten Reihenfolge energetisch günstiger. Es werden bevorzugt abgeschlossene Elektronenuntergruppen aufgebaut, z. B. bei den Edelgasen mit den Elektronenkonfigurationen $1s^2$ für Helium He; (He)$2s^2\,2p^6$ für Neon Ne; (Ne)$3s^2\,3p^6$ für Argon Ar; (Ar)$3d^{10}\,4s^2\,4p^6$ für Krypton Kr; (Kr)$4d^{10}\,5s^2\,5p^6$ für Xenon Xe; (Xe)$4f^{14}\,5d^{10}\,6s^2\,6p^6$ für Radon Rn und (Rn)$5f^{14}\,6d^{10}\,7s^2\,7p^6$ für Eka-Radon. Die in Klammern vorangesetzten Elementsymbole stehen dabei jeweils für die Konfiguration des betreffenden Edelgases. Es werden also hier stets nur die zusätzlich zum vorangehenden Edelgas besetzten Zustände ausführlich beschrieben. Die angegebenen *Edelgaskonfigurationen* enthalten die energetisch besonders günstigen und daher stabilen *Achterschalen* und *Achtzehnerschalen*. Auch die *Pseudoedelgaskonfiguration* (Kr)$4d^{10}$ des Palladiums (Pd) hat diese Eigenschaft. *Hauptgruppenelemente* sind solche, bei denen die d- und f-Elektronenuntergruppen abgeschlossen

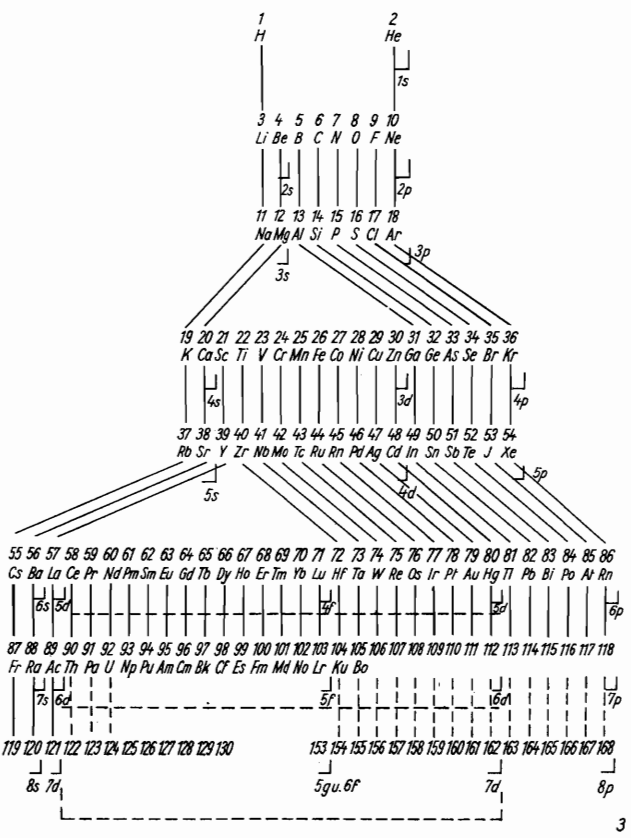
Periodensystem der Elemente

sind oder fehlen; andernfalls spricht man von *Nebengruppenelementen*.

Alle Hauptgruppenelemente, zu denen sämtliche Nichtmetalle gehören, haben neben der im Aufbau begriffenen äußeren Elektronenuntergruppe nur abgeschlossene Elektronenuntergruppen.



2 Erweitertes Periodensystem der Elemente



3 Modifizierte Form des erweiterten Periodensystems der Elemente in der Anordnung nach Bohr und Thomson

Kupfer, Silber, Gold sowie Zink, Kadmium, Quecksilber, bei denen unter der *ns*- oder ns^2-Konfiguration die Pseudoedelgaskonfiguration $(n-1)s^2p^6d^{10}$ liegt, werden ebenfalls häufig zu den Hauptgruppenelementen gerechnet. Die Nebengruppenelemente sind sämtlich Metalle, bei ihnen ist die zweitäußerste Schale nicht voll aufgefüllt; es gibt 4 Serien entsprechend den unvollständigen 3*d*, 4*d*, 5*d* und 6*d*-Niveaus. Sie beginnen mit Skandium Sc, Yttrium Y, Lanthan La, Aktinium Ac und enden mit Nickel Ni, Palladium Pd, Platin Pt und dem noch nicht bekannten Element 110.

Das chemische Verhalten und das optische Spektrum eines Atoms werden durch seine Außenelektronen bestimmt. Die Elemente einer Gruppe haben daher ähnliche Konfigurationen der Außenelektronen. Die Längen der Perioden werden durch die besondere Stabilität der Elektronenkonfigurationen der Edelgase festgelegt. Es ergeben sich Periodenlängen von 2, 8, 8, 18, 18, 32 Elementen, d. h., man trifft anfangs nach 2, dann nach 8 und später nach 18 Elementen auf solche mit weitgehend ähnlichen Eigenschaften (streng *homologe Elemente*). Je nachdem, ob man die Schreibweise des P.s d. E. an die 8er- oder die 18er-Perioden anpaßt, unterscheidet man *Kurzperiodensystem* (nach Mendelejew und Meyer, Tab. 1, S. 1129 und *Langperiodensystem* (nach Werner, Tafel 12). Die Edelgase erscheinen zweimal, als Abschluß und Eröffnung einer Periode. Der Wasserstoff nimmt eine Sonderstellung ein; da er +1- und −1-wertig sein kann, läßt er sich sowohl den Alkalimetallen als auch den Halogenen zuordnen. Auf Grund seines Elektronegativitätswertes könnte er über dem Kohlenstoff stehen. Das *erweiterte P. d. E.* (Tab. 2) zeigt theoretisch und empirisch begründete Darstellungen der Elemente über das bis z. Z. zuletzt bekannte Element 105 hinaus. Eine Darstellung des erweiterten P.s d. E. in der von Thomson und Bohr vorgeschlagenen Form zeigt Tab. 3. Die Tabelle der Elektronenkonfigurationen läßt die Reihenfolge der Besetzung der Einteilchenzustände mit wachsender Kernladungszahl erkennen. Die *K*-Schale enthält 2 Elektronen und ist daher bei $_2$He abgeschlossen. Bei $_3$Li beginnt der Aufbau der *L*-Schale, der beim Edelgas $_{10}$Ne abgeschlossen ist. Die ersten beiden Elektronenuntergruppen der *M*-Schale werden von $_{11}$Na bis $_{18}$Ar aufgebaut (Achterschale). Bei $_{19}$K ist der Einbau des ersten Elektrons der *N*-Schale energetisch günstiger als der weitere Aufbau der *M*-Schale. Schließlich beginnt bei $_{21}$Sc der Aufbau der 3*d*-Elektronenuntergruppe (Nebengruppenelemente), die bei $_{29}$Cu vollständig besetzt ist. Zusammen mit den Elementen $_{57}$La und $_{89}$Ac nehmen die 14 Lanthanide bzw. Aktinide (*Übergangselemente* im engeren Sinne, *innere Übergangselemente*) die gleichen Plätze ein. Die Konfigurationen ihrer Außenelektronen entsprechen jeweils der von $_{57}$La bzw. $_{89}$Ac. Das hinzukommende Elektron wird in die 4*f*- bzw. 5*f*-Elektronenuntergruppe eingebaut. Bei den inneren Übergangselementen ist daher die drittäußerste Schale unvollständig. Die allgemeine Konfiguration lautet $(n-2) \times \times f^{1\ldots14}(n-1)\,s^2p^6ns^2$ (mit $n = 6$ entspricht dies den Lanthaniden, mit $n = 7$ den Aktiniden).

In den 4*f*-Zuständen bei den Lanthaniden

1 Periodensystem der Elemente in kurzperiodischer Darstellung nach Mendelejew und Meyer

Periode	Gruppe 0	Gruppe I N	Gruppe I H	Gruppe II N	Gruppe II H	Gruppe III N	Gruppe III H	Gruppe IV N	Gruppe IV H	Gruppe V N	Gruppe V H	Gruppe VI N	Gruppe VI H	Gruppe VII N	Gruppe VII H	Gruppe VIII N	Gruppe VIII H
0	0 Nn		1 H 1,00797 ±0,00001														2 He 4,0026
1	2 He 4,0026		3 Li 6,939		4 Be 9,0122		5 B 10,811 ±0,003		6 C 12,01115 ±0,00005		7 N 14,0067		8 O 15,9994 ±0,0001		9 F 18,9984		10 Ne 20,183
2	10 Ne 20,183		11 Na 22,9898		12 Mg 24,312		13 Al 26,9815		14 Si 28,086 ±0,001		15 P 30,9738		16 S 32,064 ±0,003		17 Cl 35,453 ±0,001		18 Ar 39,948
3	18 Ar 39,948		19 K 39,102		20 Ca 40,08		21 Sc 44,956		22 Ti 47,90		23 V 50,942		24 Cr 51,996 ±0,001		25 Mn 54,9380	26 Fe 55,847 ±0,003 / 27 Co 58,9332 / 28 Ni 58,71	
		29 Cu 63,54		30 Zn 65,37		31 Ga 69,72		32 Ge 72,59		33 As 74,9216		34 Se 78,96		35 Br 79,909 ±0,002			36 Kr 83,80
4	36 Kr 83,80		37 Rb 85,47		38 Sr 87,62		39 Y 88,905		40 Zr 91,22		41 Nb 92,906		42 Mo 95,94		43 Tc 97*	44 Ru 101,07 / 45 Rh 102,905 / 46 Pd 106,4	
		47 Ag 107,870 ±0,003		48 Cd 112,40		49 In 114,82		50 Sn 118,69		51 Sb 121,75		52 Te 127,60		53 J 126,9044			54 Xe 131,30
5	54 Xe 131,30		55 Cs 132,905		56 Ba 137,34		57 La 138,91 58···71[1]		72 Hf 178,49		73 Ta 180,948		74 W 183,85		75 Re 186,2	76 Os 190,2 / 77 Ir 192,20 / 78 Pt 195,09	
		79 Au 196,967		80 Hg 200,59		81 Tl 204,37		82 Pb 207,19		83 Bi 208,980		84 Po 209*		85 At 210*			86 Rn 222*
6	86 Rn 222*		87 Fr 223*		88 Ra		89 Ac 90···103[2]		104 Ku 258*		105 Bo 260*						

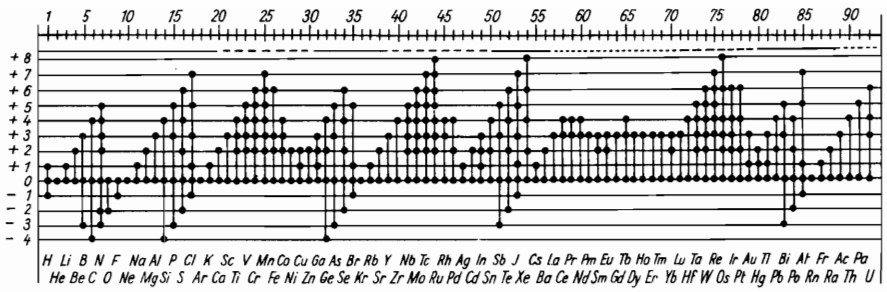
[1]) Lanthanide

58 Ce 140,12	59 Pr 140,907	60 Nd 144,24	61 Pm 145*	62 Sm 150,35	63 Eu 151,96	64 Gd 157,25	65 Tb 158,924	66 Dy 162,50	67 Ho 164,930	68 Er 167,26	69 Tm 168,934	70 Yb 173,04	71 Lu 174,97

[2]) Aktinide

90 Th 232,038	91 Pa 231*	92 U 238,03	93 Np 237*	94 Pu 244*	95 Am 243*	96 Cm 247*	97 Bk 247*	98 Cf 251*	99 Es 254*	100 Fm 253*	101 Md 256*	102 No 253* (251*)	103 Lr 257*

Die Elemente sind von links oben beginnend in waagerechten Reihen nach wachsender Ordnungszahl angeordnet. Die waagerechten Reihen heißen *Perioden*, die senkrechten *Gruppen*; diese sind wieder nach *Hauptgruppen* (H) und *Nebengruppen* (N) unterschieden. Die Nebengruppen treten erst von der 4. Periode an in Erscheinung. Besondere Ähnlichkeit zeigen vor allem die untereinanderstehenden Elemente gleicher Hauptgruppen. * Massenzahl des längstlebigen der bekannten Isotope.



4

4 Übersicht über die wichtigsten Oxydationszahlen der Elemente bis zum Uran. — — — — — äußere, - - - - - - - - - - - - innere Übergangselemente

z. B. halten sich die Elektronen im Mittel bedeutend näher am Kern auf als die Elektronen der bereits abgeschlossenen 5*s*- und 5*p*-Elektronenuntergruppen. Die *s*- und *p*-Elektronen spielen die Rolle der Außenelektronen. Sie sorgen so für Konstanz der chemischen Eigenschaften, während die 4*f*-Elektronenuntergruppe aufgebaut wird. Ähnlich verhält es sich bei den Aktiniden in bezug auf die 5*f*-, 6*s*- und 6*p*-Elektronenuntergruppen. Etwas weniger ausgeprägt als bei den *f*-Zuständen tritt dieser Effekt bei den *d*-Zuständen auf. Bei den Übergangselementen im weiteren Sinne werden zu den inneren Übergangselementen die übrigen Nebengruppenelemente mitgezählt. Auch die Elemente der Kupfergruppe und vielfach auch der Zinkgruppe werden mitunter zu den Übergangselementen gerechnet.

Die sich besonders in der Wertigkeit und in der Bevorzugung bestimmter Bindungstypen sowie in den Eigenschaften der Verbindungen äußernden chemischen Eigenschaften der Elemente — insbesondere auch deren Periodizität — können im Prinzip aus dem Elektronenkatalog abgelesen werden. Bei den Hauptgruppenelementen besteht die Tendenz, Elektronen so aufzunehmen (elektronegative Elemente), abzugeben (elektropositive Elemente) oder mit dem Verbindungspartner zu teilen, daß die nächstgelegene Edelgas- oder Pseudoedelgaskonfiguration erreicht wird (Tendenz zur Oktettbildung, → chemische Bindung). In Abb. 4 wird eine Übersicht über die wichtigsten Oxydationszahlen der Elemente gegeben. Gegenüber Sauerstoff haben die Elemente — mit Ausnahme von Fluor — ihre höchsten Wertigkeiten, die mit der Gruppennummer übereinstimmen:

Hauptgruppe:	I	II	III	IV	V	VI	VII
	Li_2O	BeO	B_2O_3	CO_2	N_2O_5	(O_2)	(F_2O)
	Na_2O	MgO	Al_2O_3	SiO_2	P_2O_5	SO_3	Cl_2O_7

Die Wasserstoffverbindungen nehmen folgende Reihe an, da Wasserstoff elektropositiv oder elektronegativ auftreten kann:

Hauptgruppe:	I	II	III	IV	V	VI	VII
	LiH	(BeH_2)	BH_3	CH_4	NH_3	OH_2	FH
	NaH	(MgH_2)	AlH_3	SiH_4	PH_3	SH_2	ClH
Wasserstoff	negativ		unpolar			positiv	

Allgemein stehen die elektropositivsten Elemente der (Haupt-)Gruppen links unten, die elektronegativsten rechts oben im P. d. E. Demnach nimmt der Säurecharakter der Wasserstoffverbindungen von links unten nach rechts oben zu; umgekehrt verläuft die Basizität der Hydroxide. Der Säurecharakter der Sauerstoffsäuren nimmt von links nach rechts zu und von oben nach unten ab. Während bei den überwiegend heteropolaren Verbindungen die Zahl der Außenelektronen die Wertigkeit bestimmt, ist für die homöopolaren Verbindungen in der Hauptsache die Zahl der Elektronen mit nichtkompensiertem Spin (ungepaarte Elektronen) im Atom maßgebend, z. B. haben Fluor, Sauerstoff und Stickstoff 1, 2 und 3 ungepaarte *p*-Elektronen und sind demnach in homöopolaren Verbindungen 1-, 2- und 3wertig. Durch Kombination mit ebenfalls ungepaarten Elektronen des Verbindungspartners wird die Bildung einer Elektronenkonfiguration mit vollständig kompensierten Spins, d. h. eines Oktetts angestrebt. Für die Verbindungsbildung ist nicht immer die Elektronenverteilung im Grundzustand maßgebend. Oft liegen angeregte Niveaus nur wenig über dem Grundzustand und können bei Wechselwirkung mit den Atomen des Partners leicht angenommen werden. Daraus erklären sich die leicht wechselnden Wertigkeiten der Nebengruppenelemente, bei denen Elektronen vielfach zwischen Unterniveaus und „äußerer Schale" wechseln können, z. B. 1- und 2wertiges Kupfer. Auch die ausgesprochene Tendenz dieser Elemente, Koordinationsverbindungen vor regulären Verbindungen zu bevorzugen und ebenso das häufige Auftreten farbiger, stark paramagnetischer Ionen hängt damit zusammen. Andererseits haben die Übergangselemente, besonders die inneren, gleiche Elektronenanordnungen in den äußeren Schalen und sind demgemäß in physikalischer und chemischer Hinsicht sehr ähnlich; besonders ist dies bei den chemisch sehr ähnlichen Seltenerdmetallen, weniger bei den Aktiniden der Fall. Die mögliche Höchstwertigkeit auch der Nebengruppenelemente entspricht stets ihrer Gruppennummer; in der VIII. Gruppe wird sie nur beim Osmium erreicht. Die Verbindungsbildung der Elemente und ihre dabei eingenommene Wertigkeit wird ferner stark durch ihre Fähigkeit zur Hybridisierung bestimmt; besonders wichtig ist dies beim Kohlenstoff.

Lit. Landau: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd 3: Quantenmechanik (Berlin 1965).

periodisch, svw. zyklisch.

periodische Bewegung, → mechanisches System.

periodische Randbedingung, eine spezielle Bedingung für die Randwerte einer Funktion ψ in einem parallelepipedförmigen Bereich. Sie besagt, daß die Funktionswerte an gegenüberliegenden Randpunkten des Bereiches übereinstimmen sollen, zum Beispiel $\psi(x + L) = \psi(x)$ für eine Gerade der Länge L. Die p. R. ist zumeist ohne physikalische Bedeutung. Sie erleichtert lediglich die Berechnung von physikalischen Größen in einem großen Volumen, die unabhängig von dessen Berandung sind, zum Beispiel der elektrischen Leitfähigkeit in einem großen Kristall unter Vernachlässigung des Einflusses der Kristalloberfläche. Die Volumeneigenschaften hängen nämlich nicht von der speziellen Form der Randbedingung ab, so daß eine komplizierte realeRandbedingung durch die einfache p. R. ersetzt werden kann.

periodischer Bindungskettenvektor, abg. *PBC-Vektor* (engl. *p*eriodic *b*ond *c*hain vector), charakteristischer Vektor innerhalb eines Kristallgitters, mit dessen Hilfe qualitative Aussagen darüber möglich sind, inwieweit eine kristallographisch mögliche Oberfläche zur Gleichgewichts- bzw. Wachstumsform eines Kristalls gehört.

Periselen, → Apsiden.

Peritektikum, → Schmelzdiagramm.

Perlfeuer, → Bürstenfeuer.

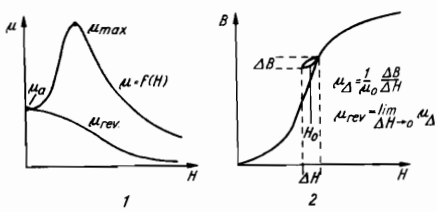
Perlmutterwolken, in lebhaften Farben leuchtende irisierende Wolken in 23 bis 26 km Höhe, die sich anscheinend nur in 55 bis 65° Breite bilden. Sie entstehen durch Beugung des Sonnenlichts an Eiskristallen von weitgehend einheitlicher Größe.

Permanentmagnet, → Magnet.

Permeabilität, svw. Permeabilitätskonstante.

Permeabilitätskonstante, *Permeabilität*, *Induktionskonstante*, 1) *absolute P.*, *magnetische Feldkonstante*, μ_0, Proportionalitätsfaktor zwischen der magnetischen Induktion $\vec{B}$ und Feldstärke $\vec{H}$ im Vakuum: $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Darin hat die absolute P. den Wert $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ Vs A^{-1} cm^{-1} und wird als *magnetische Induktionskonstante* bezeichnet.

2) *relative P.*, μ_{rel}, häufig verwendete dimensionslose Materialkenngröße, die angibt, um welchen Faktor sich die magnetische Induktion des Materials gegenüber dem magnetischen Feld im Vakuum (Leerinduktion $\mu_0 H$) ändert: $\vec{B} = \mu_0 \mu_{rel} \vec{H}$. Die P. kann zum Tensor werden, wenn Feldstärke und Induktion nicht in einer Richtung liegen. μ_{rel} hat bei vielen Stoffen einen nur gering von 1 abweichenden Wert, wobei $\mu > 1$ für paramagnetische, $\mu < 1$ für diamagnetische Substanzen gilt. Dagegen sind ferro- und ferrimagnetische Stoffe durch eine um Größenordnungen höhere relative P. gekennzeichnet. Ihre starke Feldabhängigkeit geht aus den von der Neukurve abgeleiteten Permeabilitätskurven $\mu = f(H)$ hervor (Abb. 1). Die relative P. strebt dabei von einem endlichen Wert bei verschwindend kleiner Feldstärke, der *Anfangspermeabilität* μ_a, einem Höchstwert zu, der *Maximalpermeabilität* μ_m, und fällt dann mit zunehmender Feldstärke asymptotisch auf den Wert 1 ab. Zur Bestimmung der relativen P. im Wechselfeld, der *Amplitudenpermeabilität* μ_{amp}, wird der Quotient aus den Scheitelwerten der Induktion B_{max} und der Feldstärke H_{max} ohne Rücksicht auf die Phasenlage gebildet.



1 Permeabilitätskurven in Abhängigkeit von der Feldstärke *H*. *2* Definition der reversiblen Permeabilität

3) *Überlagerungspermeabilität*, μ_Δ, Verhältnis der periodischen Änderung von Induktion ΔB und Feldstärke ΔH im Wechselfeld bei gleichzeitiger Überlagerung eines Gleichfeldes (Vormagnetisierung): $\mu_\Delta = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B}{\Delta H}$. Die Überlagerungsschleife liegt mit ihrer Spitze auf der Neukurve (Abb. 2) oder der Hystereseschleife. Bei Permanentmagneten bezeichnet man die Neigung der Überlagerungsschleife, deren Spitze auf der Entmagnetisierungskurve liegt, als *permanente P.* μ_p. Bei sehr kleinen Wechselfeldern geht μ_Δ in die *reversible P.* über: $\mu_{rev} = \lim_{\Delta H \to 0} \mu_\Delta$. Sie erreicht am Anfang der Neukurve bei $B = H = 0$ ihren höchsten Wert, der gleich μ_a ist (Abb. 1).

4) *differentielle P.*, μ_{dif}, gibt die Steilheit $dB/(\mu_0 dH)$ im jeweiligen Punkt der Neukurve oder Hystereseschleife an.

5) *komplexe P.*, $\underline{\mu}$, berücksichtigt die bei der Magnetisierung in schwachen Wechselfeldern auftretenden Verluste und die damit verbundene Phasenverschiebung zwischen B und H. Entsprechend dem komplexen Scheinwiderstand einer Spule mit ferromagnetischem Kern als Ersatzreihenschaltung von Widerstand R und Induktivität L wird die komplexe P. aufgespalten: $\underline{\mu} = \mu_L - j\mu_R$. Hierbei ist der Realteil μ_L die *Induktivitätspermeabilität*, und der Imaginärteil μ_R ist die *Widerstandspermeabilität*, die den durch Hysterese und Wirbelströme verursachten Verlustwiderstand charakterisiert.

Permeation, das Diffundieren eines Gases aus der äußeren Atmosphäre durch das Wandmaterial, z. B. einer Vakuumapparatur bei der durch das Experiment gegebenen Temperatur.

In Ultrahochvakuumsystemen aus Hart- oder Quarzglas kann sich die Druckbilanz durch P. von Helium, bei solchen in Metallausführung durch P. von Wasserstoff verschlechtern. Die hohe Permeationsrate von Wasserstoff durch Palladium und Nickel sowie von Sauerstoff durch Silber und Helium durch Quarzglas wird andererseits experimentell ausgenutzt, um diese Gase dosiert in ein Vakuumsystem einzulassen. Die Einlaßgeschwindigkeit wird durch die Abhängigkeit der Permeationsrate von der Temperatur geregelt.

Weiteres über P. → elektrokinetische Erscheinungen.

Permutabilität, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Permutation, Anordnung von n Zahlen oder Objekten in einer bestimmten Reihenfolge; z. B. lassen sich n verschiedene Zahlen zu $n!$ =

$1 \cdot 2 \cdot \cdots \cdot n$ verschiedenen P.en anordnen (zu $n!$ → Gammafunktion). Wird eine Grundanordnung, z. B. durch natürliche Zahlen als Indizes, festgelegt, so bildet in einer anderen P. jedes Element a_i mit jedem folgenden a_k eine *Inversion*, deren Index k kleiner als i ist. Z. B. enthält die Indexfolge 1, 2, 6, 4, 5, 3, 7, die durch das Vertauschen $3 \leftrightarrow 6$ aus der der natürlichen Zahlen entstand, $I(P) = 5$ Inversionen. Bezeichnet die Funktion $\operatorname{sgn}(P) = (-1)^{I(P)}$ den *Charakter* der P., so ist im Beispiel $\operatorname{sgn}(P) = -1$. Eine solche P. heißt *ungerade*; dagegen ist 1, 2, 3, 4, 6, 7, 5 wegen $I(P) = 2$ eine *gerade P.*

Permutationsgruppe, *symmetrische Gruppe.* Die P. spielt bei der Behandlung von Systemen identischer Teilchen eine wesentliche Rolle, da ihre Darstellungen in engem Zusammenhang mit der Quantisierung von Feldern und der Statistik stehen, die die Elementarteilchen befolgen. Außer den beiden eindimensionalen Darstellungen, der Einsdarstellung bzw. der alternierenden Darstellung, bei der alle → Permutationen durch 1 bzw. ± 1 dargestellt werden, je nachdem, ob die Permutation gerade oder ungerade ist, gibt es noch mehrdimensionale Darstellungen, bei denen die Permutationen durch Matrizen in einem endlich-dimensionalen Vektorraum repräsentiert werden. Die bisher in der Natur gefundenen Teilchen gehören zu den beiden eindimensionalen Darstellungen, sie werden als Bosonen bzw. Fermionen bezeichnet. Diese Zuordnung steht in direktem Zusammenhang mit den Vertauschungsrelationen der entsprechenden Feldoperatoren, für die der Kommutator bzw. der Antikommutator zu wählen ist. Die höherdimensionalen Darstellungen können eine gewisse Rolle in der Vielteilchenphysik im Zusammenhang mit dem Auftreten von Quasiteilchen und für die zunächst hypothetischen Quarks (→ Quarkmodell) von Bedeutung sein. Besonders wurden in diesem Zusammenhang die *Parateilchen* diskutiert, deren Feldoperatoren trilinearen Vertauschungsrelationen genügen. Die Darstellungen dieser Vertauschungsregeln enthalten insbesondere die der Bose- und der Fermi-Operatoren, darüber hinaus jedoch noch unendlich viele andere.

Permutationsoperator, svw. Austauschoperator.

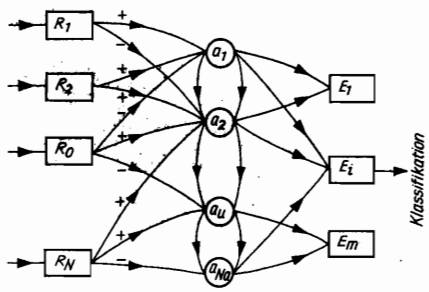
Perpetuum mobile, → Hauptsätze der Thermodynamik.

Persistenz, Tatsache, daß bei Zusammenstößen von jeweils 2 Molekülen ein Teil der Geschwindigkeitskomponente in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erhalten bleibt. Das Verhältnis dieser Geschwindigkeitskomponente in der ursprünglichen Bewegungsrichtung nach und vor dem Stoß wird als *Persistenzverhältnis* bezeichnet. Bei gleichartigen Molekülen hat das mittlere Persistenzverhältnis den Wert 0,406.

Persistenzlänge, die durchschnittliche Länge einer Strecke entlang des Molekülfadens eines Polymeren, die noch als Gerade bezeichnet werden kann und damit ein Maß für die Länge eines statistischen Fadenelementes und für die Gestrecktheit eines Polymermoleküls ist. Innerhalb der P. fällt der Kosinus des Winkels einer Bindungsrichtung relativ zu einer willkürlichen Ausgangsrichtung auf den Wert 1/e.

Perspektiveeffekt, → Längenkontraktion, → Zeitdilatation.

Perzeptron, technisches Modell zur Nachbildung von Wahrnehmungs- und Lernprozessen. Das P. stellt ein sich selbst organisierendes oder adaptatives System dar, dessen Hauptzweck darin besteht, Zusammenhänge zwischen Struktur und Funktion des Gehirns darzustellen. In der Regel besteht ein P. aus *Rezeptoren* (rezeptiver Bereich), die als Analog-Digital-Wandler am Eingang die aus Beobachtung eines gegebenen Umweltzustandes gewonnenen Daten in logische Variable umwandeln und zur Weiterverarbeitung bereitstellen. Die logischen Variablen werden im zentralen Bereich, in den *Assoziationseinheiten*, durch logische Verknüpfungen verarbeitet. Die Assoziationseinheiten sind über ein logisches Netzwerk mit *Effektoren* (effektorischer Bereich) verbunden (Abb.).



Blockschaltbild eines Perzeptrons

Durch Änderung der inneren Parameter besitzt ein P. die Fähigkeit, die Zuordnung bestimmter Antwortmuster (effektorischer Bereich) zu den Reizmustern (rezeptiver Bereich) zu erlernen, so daß allgemein betrachtet das P. ein spezielles lernendes Klassifikationssystem ist. Häufig arbeitet man mit 20×20 sensorischen Einheiten, 500 Verknüpfungseinheiten und 4 Antworteinheiten. Damit können bereits viele Lernexperimente durchgeführt werden. Dabei bietet ein Trainer dem P. ein Reizmuster an. Diesem Reizmuster ordnet das P. ein Antwortmuster zu. Daraufhin teilt der Trainer dem P. mit, ob die getroffene Zuordnung richtig oder falsch war. Abschließend erfolgt eventuell eine Änderung innerer Parameter. Die Reihenfolge, in der die Reizmuster von Versuch zu Versuch dargeboten werden, kann zyklisch oder rein zufällig sein. Die Auswertung der Lernexperimente erfolgt durch Zeichnen einer Lernkurve.

Petzval-Bedingung, *Petzval-Coddingtonsches Gesetz*, eine von Petzval angegebene Bedingung für die Behebung der Bildfeldwölbung, d. h. für die Bildfeldebnung, bei anastigmatischen optischen Systemen (→ Abbildungsfehler). Hiernach ist das Bild eines ebenen Objekts bei mäßigen Bildfeldwinkeln gleichfalls eben, wenn die *Petzval-Summe* $P = \frac{1}{n_1 f_1} + \frac{1}{n_2 f_2} + \cdots = 0$ wird. Dabei sind $f_1, f_2, \ldots$ die Brennweiten der Einzellinsen des Systems und $n_1, n_2, \ldots$ die Brechzahlen der Linsen. Wird $P \neq 0$, so ergibt die Petzval-Summe eine Maßzahl für die Scheitelkrümmung der Bildschale, die als *Petzval-Krümmung* bezeichnet wird.

Petzval-Coddingtonsches Gesetz, svw. Petzval-Bedingung.

Petzval-Krümmung, → Petzval-Bedingung.
Petzval-Summe, → Petzval-Bedingung.
pF, → Pikofarad.

Pfeifen, Schallquellen, bestehend aus von festen Wänden eingeschlossenen schwingenden Luftsäulen, die durch Tonerregungssysteme zum Mitschwingen angeregt werden. Die Art der primären Tonerregung bestimmt die Einteilung der P. in Lippenpfeifen und Zungenpfeifen. Nur bei einigen P., den kubischen P., ist die Ausdehnung der Luftmassen in allen 3 Raumdimensionen annähernd gleich; die meisten P. sind säulenförmig, beispielsweise zylindrisch oder konisch. Bei den *Lippenpfeifen* (Abb. 1) tritt durch den Fuß *F* ein Luftstrom *Lu* in eine Kammer *K* ein und verläßt diese als schmales Luftband durch einen Spalt *Sp*, dem eine scharfe Schneide oder Lippe *Sch* gegenübersteht. Diese Schneide ist der obere Rand einer als Pfeifenmund *M* bezeichneten Öffnung am unteren Ende der nach Länge *l* und Durchmesser *d* auf bestimmte Eigenfrequenzen abgestimmten Luftsäule *L*. Infolge Wirbelablösung an der Schneide (→ Schneidentöne) wird das Luftband moduliert und regt die Luftsäule zum Mitschwingen an. Am oberen Ende der Luftsäule können die P. offen oder geschlossen sein.

Für beiderseits offene P. ist die Frequenz des Grundtones $f = c_s/2l$ mit Schallgeschwindigkeit c_s und Länge l der Luftsäule; damit ist $l = \lambda/2$, λ ist die Wellenlänge. Die Obertöne haben die Frequenz $f_n = n \cdot c_s/l$ mit $n = 1, 2, 3, 4, \ldots$. Die einseitig geschlossenen, d. h. gedeckten oder gedackten P. haben die Eigenfrequenzen $f_n = (2m + 1) \cdot c_s/4l$ mit $m = 0, 1, 2, 3, \ldots$, dabei stellt der Fall $m = 0$ den Grundton dar. Die Klangfarben der offenen und gedeckten P. sind verschieden. Die Klangfarbe hängt vom Verhältnis des Durchmessers zur Länge der Luftsäule, von der → Mensur, ab. Enge Mensuren begünstigen die höheren, große oder weite dagegen die tieferen Obertöne. Große Mensuren erfordern bei der Berechnung der für bestimmte Frequenzen zu konstruierenden P. eine Längenkorrektion bzw. → Mündungskorrektion.

Eine im Vergleich zum Grundton starke Anregung der Obertöne, teilweise sogar ohne den Grundton, kann durch → Überblasen erreicht werden. Dies wird bei den zu den Lippenpfeifen zu rechnenden Blasinstrumenten, z. B. der Flöte, zur Erweiterung des Tonumfangs ausgenutzt.

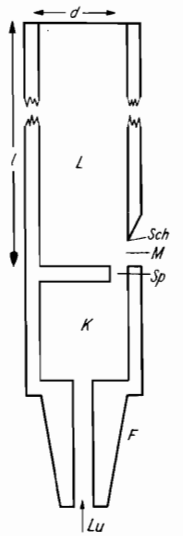
Die *Zungenpfeifen* (Abb. 2) besitzen als Tonerzeugungssystem eine in einer Öffnung zwischen der Kammer *K* und der Luftsäule *L* einseitig eingespannte, dünne Metallzunge *Z*, die diese Öffnung beim Anblasen der Pfeife periodisch öffnet und schließt. Die Eigenfrequenz der Zunge bestimmt wesentlich die Tonhöhe, allerdings beeinflußt durch die Länge der mit dem primären Erregungssystem akustisch gekoppelten Luftsäule. Die Tonhöhe der Zungenpfeifen, beispielsweise derjenigen der Orgel, kann mit einem als Krücke *Kr* bezeichneten Drahtbügel, der die Länge des frei schwingenden Teils der Zunge einstellt, korrigiert werden. Die Blasinstrumente Fagott, Oboe und Klarinette stellen Zungenpfeifen dar, bei denen die Metallzunge durch ein oder zwei Rohrblättchen ersetzt werden. Sie werden auch Rohrblattinstrumente genannt.

Polsterpfeifen, auch Gegenschlagpfeifen genannt, eine Abart der Zungenpfeifen, enthalten als Tonerregungssystem zwei durch Federn gegeneinander gedrückte Polster, die beim Anblasen den Luftstrom periodisch unterbrechen.

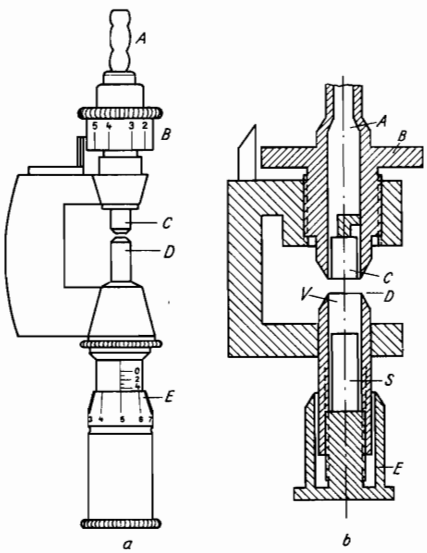
Die beschriebenen Grundtypen der P., wie sie beispielsweise im Orgelbau Verwendung finden, sind *eintönige* P. Alle P. darstellenden Blasinstrumente sind *vieltönige* P., bei denen auf einem Pfeifengrundkörper die gesamte chromatische Tonleiter über mehrere Oktaven spielbar ist. Dies wird durch Anbringen von seitlichen Grifflöchern möglich, so daß jeweils diejenige Luftsäule, die sich zwischen Tonerzeugungssystem und erstem offenen Loch befindet, für die Entstehung eines bestimmten Tones verantwortlich ist. Die einzelnen Löcher verkürzen damit die wirksame Pfeifenlänge.

Für hohe tonfrequente Töne und Ultraschallwellen kann die *Galton-Pfeife*, auch Grenzpfeife genannt, verwendet werden (Abb. 3). Sie stellt eine besonders kurze, gedackte Lippenpfeife mit ringförmigem Schlitz und ebensolcher Schneide dar und wird mit Druckluft angeblasen. Die Länge der Luftsäule wird mit einer Mikrometerschraube verändert, so daß ein bestimmter Frequenzbereich exakt meßbar überstrichen werden kann.

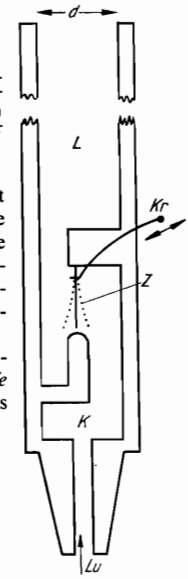
In Flüssigkeiten *Fl* können intensive Ultraschallwellen durch eine *Flüssigkeitspfeife* (Abb. 4) erzeugt werden, wenn ein kräftiger, aus



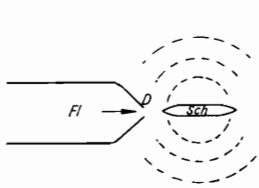
1 Lippenpfeife



3 Galton-Pfeife: *a* Ansicht, *b* Längsschnitt. *A* Mundstück, *B* Mikrometerschraube, *C* ringförmiger Schlitz, *D* ringförmige Schneide, *E* Trommel zum Verstellen des Pfeifenvolumens, *S* verschiebbarer Stempel, gekoppelt mit *E*, *V* Luftvolumen



2 Zungenpfeife



4 Prinzip der Flüssigkeitspfeife

einer Düse *D* tretender Flüssigkeitsstrahl auf eine metallische Schneide *Sch* trifft. Die sich ablösenden Wirbel erregen die Schneide zu kräftigen Biegeschwingungen hoher Frequenz, so daß sie zum Ausgangspunkt intensiver Ultraschallwellen wird.

Pferdestärke, PS, inkohärente Einheit der Leistung von Kraft- und Arbeitsmaschinen. Vorsätze nicht erlaubt. 1 PS = 735,49875 W.

Pferdestärkestunde, PSh, alte, nicht mehr zulässige Einheit der Arbeit. 1 PSh = $2{,}648 \cdot 10^6$ J.

PFM, Abk. für Pulsfrequenzmodulation, → Modulation.

Pfropfenfließen, eine spezielle Fließerscheinung eines viskoplastischen Materials in einem Rohr. Da ein solches Material nur Fließen oberhalb der Fließgrenze zeigt, werden bei einer Rohrströmung nur die Teile fließen, bei denen diese Bedingung erfüllt ist. In Rohrmitte sind in einer viskosen Flüssigkeit die Schubspannungen Null und nehmen mit zunehmendem Radius zu. Um die Achse bildet sich ein Zylinder aus, in dem die Schubspannung kleiner als die Fließgrenze ist. Dieser Zylinder bewegt sich unverformt wie ein fester Pfropfen.

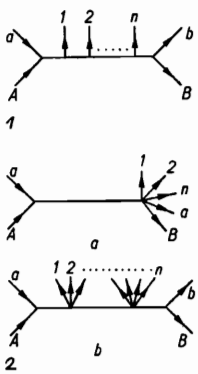
Pfund, ℔, alte Masseeinheit, seit 1874 nicht mehr gesetzlich, ersetzt durch 500 g bzw. durch 0,5 kg.

Pfund-Serie, → Wasserstoffspektrum.

pg, → Pulsationen.

ph, → Phot.

Phänomenologie der Hochenergiephysik, die auf Grund des Fehlens einer allgemeinen, konsistenten Theorie der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen notwendige Beschreibung experimenteller Fakten der Hochenergiephysik durch modellhafte Vorstellungen, die aus anderen Zweigen der Physik übernommen und entsprechend modifiziert bzw. auf der Grundlage bislang erarbeiteter Teiltheorien der Elementarteilchen entwickelt wurden. In dieser Hinsicht gleicht die P. d. H. der phänomenologischen Behandlung der Atomkerne und Kernkräfte.



Phänomenologie der Hochenergiephysik

Zur Beschreibung der Streuung der Elementarteilchen aneinander wird häufig, vor allem bei sehr hohen Energien, in Analogie zur Optik der beschleunigte Primärstrahl als Materiewelle und das Targetteilchen als teilweise absorbierende Kugel, graue Kugel genannt, betrachtet, an der die einfallende Welle gestreut wird (*optisches Modell*). Im *Tröpfchenmodell* dagegen werden die beiden stoßenden Teilchen als deformierte Tröpfchen betrachtet, die sich beim eigentlichen Streuakt ganz oder teilweise durchsetzen, dabei wechselwirken und die zusätzlich zu den unbeeinflußt weiterfliegenden Tröpfchen auftretende Endprodukte der Reaktion bilden. Den korpuskularen „Stoff", aus dem diese Tröpfchen bestehen sollen, bezeichnet man jetzt häufig als *Partonen*, das Tröpfchenmodell daher auch als *Partonmodell*, und identifiziert diese hypothetischen Teilchen gelegentlich mit den Quarks (→ Quarkmodell), ohne dabei zugleich anzunehmen, daß Protonen wie im Quarkmodell aus nur drei solchen Partonen bestehen. Im *statistischen Modell* werden diese Tröpfchen angeregter Kernmaterie, wozu außer den stabilen Elementarteilchen selbst vor allem die angeregten, massereichen Teilchen, die Resonanzen und energiereicheren Konglomerate zählen, als *Feuerbälle* bezeichnet; diese sollen selbst wieder aus Feuerbällen aufgebaut sein. Mit Hilfe einer Selbstkonsistenzbedingung und unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze und der Kinematik erhält man daraus z. B. Angaben über das Anwachsen der Anzahl der verschiedenen Teilchen mit der Masse, die experimentell im heute zugänglichen Bereich gut unterstützt sind. Dabei ergibt sich ferner die Existenz einer höchsten Temperatur $T_0 = 1{,}8 \cdot 10^{12}$ K, die nicht überschritten werden kann, weil bei T_0 die hochgradig angeregte Materie in kleinere Teilchen „verdampft".

Charakteristisch für alle phänomenologischen Modelle ist, daß sie die wegen des Fehlens einer vollständigen Theorie ungeklärten Teilfragen der Dynamik auf einige wenige Parameter zurückführen, die dem Experiment zu entnehmen sind. Dabei gelingt im allgemeinen eine Beschreibung einer ganzen Klasse von Erscheinungen im vorgegebenen Energiebereich und/oder eine Erweiterung des Energiebereichs, so daß gewöhnlich prognostische Aussagen über die bei höheren Energien zu erwartenden Phänomene folgen. Auch die Einführung der Formfaktoren der starken Wechselwirkung ist ein Teil der P. d. H. Gewöhnlich zählt man auch einige anhand einer vorläufigen Theorie entwickelte Modelltheorien zu den phänomenologischen Modellen, besonders wenn sie noch mit bestimmten Näherungen verknüpft sind. Hierunter fällt das *multiperiphere Modell*, dem die Vorstellung zugrunde liegt, daß die Vielteilchenerzeugung bei hochenergetischen Stößen hauptsächlich durch peripheres „Streifen der Randzone" des Targetteilchens und dabei im wesentlichen jeweils über Zwei-Teilchen-Reaktionen erfolgt, d. h., es werden nur Feynman-Diagramme der Abb. 1 und nicht z. B. solche, wie sie in Abb. 2a und 2b angegeben sind, bei der Berechnung (und zwar mit Erfolg) herangezogen.

phänomenologische Beschreibung, Betrachtungsweise eines Vielteilchensystems, z. B. Gas, Flüssigkeit, Festkörper oder Plasma, bei der man von der mikroskopischen Struktur der Systeme vollkommen absieht und nur die makroskopisch sichtbaren und damit phänomenologisch gegebenen Größen berücksichtigt, die man auf Grund experimenteller Beobachtungen in den phänomenologischen Gesetzen miteinander zu verknüpfen versucht. Die p. B. ist die Grundlage der klassischen Thermodynamik und der Thermodynamik irreversibler Prozesse, wo Größen wie die Gesamtenergie eines Systems und Transportkoeffizienten eingehen. Der p.n B. steht die *mikroskopische Beschreibung* in der Statistik gegenüber, die von den Teilcheneigenschaften, z. B. Atommasse, Atomgeschwindigkeit, ausgeht.

phänomenologische Koeffizienten, *kinetische Koeffizienten*, Proportionalitätsfaktoren in den linearen Beziehungen zwischen Strömen und thermodynamischen Kräften in der Thermodynamik irreversibler Prozesse. Sie hängen mit den Transportkoeffizienten und mit den Koeffizienten in überlagerten Erscheinungen, wie Thermodiffusion und thermoelektrische Effekte, zusammen. Sie werden *Onsager-Koeffizienten* genannt, wenn in den zwischen ihnen geltenden

Onsager-Casimirschen Reziprozitätsbeziehungen (→ Thermodynamik 5) kein Vorzeichenwechsel auftritt, und *Casimirsche Koeffizienten*, wenn er auftritt.

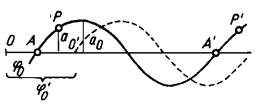
phänomenologische Stofftheorie. Die Mannigfaltigkeit der möglichen Beziehungen zwischen den dynamischen und kinematischen Größen wird durch Einführen bestimmter Prinzipien auf eine beschränkte Anzahl von Gleichungen zurückgeführt. Diese stimmen mit den schon experimentell beobachteten überein und können bisher unbekannte Gesetze voraussagen. Man geht dabei vom feldtheoretischen Standpunkt aus, abstrahiert also von der Korpuskularstruktur der Materie und betrachtet die Materie als ein Kontinuum.

Phantom, festes oder flüssiges gewebeäquivalentes Medium zur Simulierung der Wechselwirkung ionisierender Strahlung in biologischen Objekten. Für Messungen unter wirklichkeitsnahen Bedingungen wird das Objekt je nach der Meßaufgabe mehr oder weniger formgetreu nachgebildet. Üblich sind P.e aus Paraffin mit oder ohne Knocheneinlagerungen, Wasserphantome u. a. Bei Inkorporationsmessungen z. B. mit einem Ganzkörperzähler werden zur Eichung der Apparatur radioaktive Nuklide in das P. eingebracht.

Phase, 1) Schwingungslehre: *Schwingungsphase*, die zeitliche Entfernung eines Schwingungszustandes vom festgelegten Nullpunkt. Eine sinusförmige Schwingung (Abb.) wird durch die Gleichung

$$a = a_0 \sin\left(2\pi\frac{t}{T} - \varphi_0\right) = a_0 \cdot \sin 2\pi\left(\frac{t - t_0}{T}\right)$$

dargestellt; a ist die momentane Auslenkung zur Zeit t, a_0 ist die maximale Auslenkung oder Amplitude zur Zeit t_0, T ist die Schwingungsdauer. Das Argument der Sinusfunktion $2\pi\frac{t}{T} - \varphi_0$ heißt *Phasenwinkel*, φ_0 ist die



Sinusförmige Schwingung

Phasenkonstante. Die Punktpaare A, A' und P, P' haben die gleiche P.

Im analytischen Ausdruck für eine harmonische Schwingung bzw. für eine harmonische Welle mit der Frequenz $\nu = \omega/2\pi$, dem Wellenvektor $\vec{k}$ und dem Ortsvektor $\vec{r}$ wird das Argument $\omega t + \varphi_0$ bzw. $\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varphi_0$ der den Zeitverlauf beschreibenden harmonischen Funktion auch als P. bezeichnet.

Zwei gleichfrequente Schwingungen mit den Phasenkonstanten φ_0 und φ_0' haben eine *Phasendifferenz* $\alpha = \varphi_0 - \varphi_0'$, die auch *Phasenverschiebung* genannt wird. Ist $\alpha = 2\pi, 4\pi, \ldots$, so heißen die Schwingungen gleichphasig. Beim Auffallen einer elektromagnetischen Welle (Lichtwelle) auf die Oberfläche eines optisch dichteren Mediums erleidet die reflektierte Welle eine *Phasenänderung* (*Phasensprung*, *Phasenverlust*); man spricht auch von *Phasenumkehr*, weil die Auslenkung a dann das entgegengesetzte Vorzeichen annimmt. Unregelmäßigkeiten der P. (*Phasenanomalien*) treten in der Umgebung von Bild- bzw. Brennpunkten, -linien und -flächen auf.

2) Thermodynamik: jeder homogene Teil eines heterogenen Systems. Homogen ist ein Teil eines Systems, wenn seine makroskopischen Eigenschaften, z. B. Dichte, Kristallstruktur, Temperatur, Brechungsindex, spezifische Wärmekapazität, in allen seinen Orten gleich sind. Inhomogenitäten, die durch das Schwerefeld hervorgerufen werden, werden im allgemeinen nicht berücksichtigt. Mehrere räumlich getrennte Bereiche, die aber in ihren makroskopischen Eigenschaften gleich sind, z. B. die vielen einzelnen Kristalle in einer gesättigten Lösung, werden als nur eine P. angesehen.

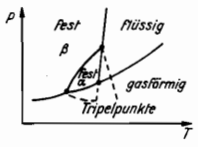
Die verschiedenen P.n sind durch *Phasengrenzflächen* getrennt, an denen sich die Eigenschaften sprunghaft innerhalb einiger Atomabstände ändern. Der Einfluß dieser Grenzschichten auf die makroskopischen Eigenschaften des Gesamtsystems kann im allgemeinen vernachlässigt werden, da die Zahl der Moleküle in ihnen klein ist im Vergleich zur Zahl in den kompakten P.n. Werden die Phasengrenzflächen sehr groß, wie bei Kolloiden und Emulsionen, so können die Eigenschaften des Gesamtsystems durch sie wesentlich beeinflußt werden.

Stehen P.n miteinander im thermodynamischen Gleichgewicht, so spricht man von *koexistierenden P.n*, z. B. eine Flüssigkeit und ihr Dampf, und von → Phasengleichgewichten, z. B. von Schmelz-, Siede- oder Lösungsgleichgewichten. In einem metastabilen Gleichgewicht bestehen *metastabile P.n* (→ chemisches Gleichgewicht).

Enthält eine P. nur einen einzigen Stoff, so heißt sie *reine P.*; z. B. bilden die verschiedenen Aggregatzustände eines Stoffes sowie mehrere nicht mischbare Stoffe stets je eine besondere P. innerhalb eines Stoffsystems. Durchdringen sich verschiedene Komponenten in molekularer Form, so spricht man von *Mischphasen* (→ Mischung), im festen Zustand von Mischkristallen. Gase können stets nur eine P. bilden. → Gibbssche Phasenregel, → Phasenübergänge.

phased array, → Radar.

Phasenanalyse, 1) bei kristallinen Substanzen die Bestimmung der Mengenanteile der einzelnen Komponenten eines Gemisches kristalliner Substanzen (*quantitative P.*). Die P. wird meistens an Hand der Intensitäten von Röntgenstrahlinterferenzen (→ Pulvermethoden) durchgeführt. Gelegentlich werden auch die Neutronenbeugung oder mikroskopische Methoden angewandt. Als *qualitative P.* bezeichnet man die Identifizierung der einzelnen Komponenten eines Gemisches kristalliner Substanzen. Diese erfolgt meist auf Grund von Röntgenaufnahmen nach einer der Pulvermethoden. Zur Kennzeichnung der Substanzen dienen dabei die d-Werte und die zugehörigen Röntgenbeugungsintensitäten unter Verwendung von Vergleichsaufnahmen bekannter Substanzen oder mit Hilfe des → ASTM-Index. Auch auf Grund von Gitterkonstanten ist eine Identifizierung möglich. In vielen Fällen ist die qualitative P. auch mit anderen physikalischen Methoden möglich, z. B. durch Bestimmung des Brechungsindex, der Achsenverhältnisse oder des Winkels zwi-



Zweiphasengleichgewichte eines Einkomponentensystems (schematisch)

schen den Flächennormalen gut ausgebildeter Kristallflächen.

2) Bestimmung der Streuphasen aus den gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitten, insbesondere wesentlich bei der Nukleon-Nukleon-Streuung, → quantenmechanische Streutheorie.

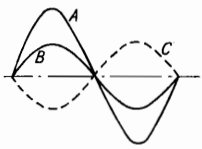
Phasenbahn, 1) Statistik: → Phasenraum.

2) Kernphysik: Darstellung einer Teilchenbahn in Strahlführungssystemen, die beschleunigte Teilchen im Teilchenbeschleuniger oder im Anschluß an diesen durchlaufen, um zum Target zu gelangen. Die P. ist hierbei die Bahn des Teilchens im Raumkoordinaten-Geschwindigkeits-Diagramm. In fokussierenden Systemen ist die P. eine Ellipse, deren Form sich entlang dem Strahlführungskanal ändert, deren Fläche jedoch konstant bleibt.

Phasenbildpunkt, → Phasenraum.

Phasendiagramme, 1) allgemein: Sammelbezeichnung für Diagramme, aus denen die Phasenbereiche eines oder mehrerer Stoffe und die Grenzkurven zwischen ihnen dargestellt sind, z. B. → Schmelzdiagramm, → Siedediagramm, → p,T-Diagramm.

2) Das Phasendiagramm eines Supraleiters gibt in der H,T-Ebene denjenigen Bereich an, in dem der supraleitende Zustand existiert. Hierbei ist H die magnetische Feldstärke und T die absolute Temperatur. Das Phasendiagramm eines Supraleiters ist auch im thermodynamischen Sinne ein Phasendiagramm.



1 Darstellung eines Amplitudenobjekts

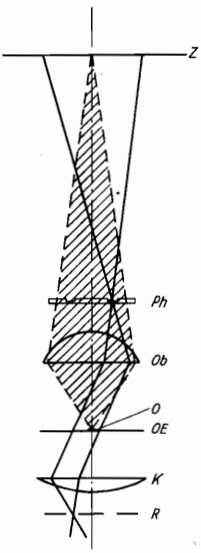
Phasendifferenz, → Phase.

Phasengeschwindigkeit, Proportionalitätsfaktor v_P im Zusammenhang $\nu = v_P/\lambda$ zwischen der Frequenz ν und der Wellenlänge λ. Die P. tritt vor allem als Ausbreitungsgeschwindigkeit einer ebenen Welle auf (→ Lichtgeschwindigkeit). Von der P. zu unterscheiden ist die Gruppengeschwindigkeit als mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit eines begrenzten → Wellenpaketes.

Phasengitter, → Beugungsgitter.

Phasengleichgewicht, ein thermodynamisches Gleichgewicht, an dem mehrere Phasen beteiligt sind und der Anteil einer Phase auf Kosten der anderen zu- oder abnehmen kann. Haben bei diesen Phasenumwandlungen die beteiligten Phasen die gleiche Zusammensetzung, so spricht man von *Phasenreaktionen*. Je nach der Zahl der thermodynamischen Freiheitsgrade unterscheidet man nonvariante, univariante, bivariante und multivariante P.e (→ Gibbssche Phasenregel). Beispiele für P.e sind das Schmelz-, Siede- bzw. Verdampfungs-, Sublimations- und Lösungsgleichgewicht ein- und mehrkomponentiger Systeme.

Bei einkomponentigen Systemen gibt es Zweiphasen- und Dreiphasengleichgewichte, was am besten im p,T-Diagramm zu sehen ist (Abb.). Auf den Kurven koexistieren die jeweils benachbarten Phasen. Die beiden festen Phasen α und β bedeuten, daß viele Stoffe im festen Zustand verschiedene Kristallformen bei verschiedenen Temperaturen und Drücken haben (→ Modifikation), die als verschiedene Phasen anzusehen sind. Die Differentialgleichung der Koexistenzkurven ist die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung.



3 Schema des Strahlengangs im Phasenkontrastmikroskop. *R* Ringblende, *K* Kondensor, *OE* Objektebene, *O* Objekt, *Ob* Objektiv, *Ph* Phasenplatte, *Z* Zwischenbildebene

Bei mehrkomponentigen Systemen gibt es eine große Vielfalt von Zustandsdiagrammen, die davon abhängen, bei welchen Temperaturen und Zusammensetzungen die Komponenten eine Mischphase bilden können oder eine Verbindung eingehen. Im allgemeinen haben die Phasen, die sich ineinander umwandeln können, nicht dieselbe Zusammensetzung, z. B. hat der Dampf einer binären Flüssigkeit eine andere Zusammensetzung als diese. Bei einigen Stoffen gibt es bestimmte Mischungsverhältnisse, bei denen beide Phasen gleiche Zusammensetzung haben, z. B. bei azeotropen Mischungen und bei der eutektischen Zusammensetzung von Legierungen. Bei diesen P.en gilt für Druck- und Temperaturänderungen ebenfalls die Clausius-Clapeyronsche Gleichung.

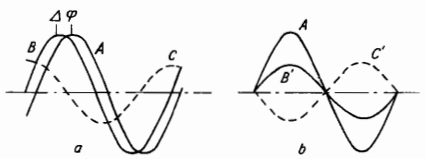
Weiteres → Schmelzdiagramm, → Siedediagramm.

Lit. Münster: Chemische Thermodynamik (Berlin 1969).

Phasenintegral, → mechanisches System.

Phasenkonstante, → Phase.

Phasenkontrastverfahren, ein Verfahren der Mikroskopie, bei dem die dem Auge unsichtbaren Phasenänderungen, die das Licht in oder an einem Objekt erfährt, in Intensitätsänderungen umgewandelt und damit sichtbar gemacht werden. Dies wird dadurch erreicht, daß bei der Abbildung dieser Objekte das nicht gebeugte (direkte) Licht gegenüber dem gebeugten etwas in der Phase verschoben und meist auch noch geschwächt wird. Objekte, die einen Teil des Lichtes absorbieren, ohne dessen Phase gegenüber der Umgebung zu verschieben, heißen Amplitudenobjekte (Abb. 1). Bei ihnen ist entsprechend der Abbeschen Abbildungstheorie direktes Licht (A) und durch das Objekt (B) gebeugtes Licht (C) um 180° phasenverschoben. Im Gegensatz dazu wird beim Phasenobjekt (Abb. 2) die Phase des Lichtes (B) gegenüber



2 Darstellung eines Phasenobjekts: *a* im Hellfeld, *b* im Phasenkontrast

dem der Umgebung (A) um einen gewissen Betrag $\Delta\varphi$ verschoben, das Objekt weist aber keinen Kontrast gegen seine Umgebung auf. Das vom Objekt gebeugte Licht (C) hat demnach gegen seine Umgebung nun eine Phasenverschiebung von $-90°$. Beim P. wird nun durch einen Eingriff in den Strahlengang die Phasendifferenz des direkten Lichtes um weitere 90° größer, so daß wieder die gleichen Verhältnisse wie beim Amplitudenobjekt und damit der notwendige Kontrast vorliegen. In der Praxis wird beispielsweise verfahren, wie in Abb. 3 dargestellt. Das Licht tritt durch eine Ringblende R und den Kondensor K, durchsetzt die Objektebene OE, entwirft über das Objektiv Ob in der hinteren Bildebene ein Bild von der Ringblende R und beleuchtet die Zwischenbildebene Z. Das vom Objekt O gebeugte Licht (schraffiert) wird im Bildpunkt von Z vereinigt. Die Phasenplatte

Ph, z. B. eine planparallele Glasplatte mit ringförmiger Ätzung an der Stelle des Ringblendenbildes, bewirkt, daß das direkte Licht in seiner Phase verschoben wird.

Das P. wird bei Strukturen angewendet, die die Phase nur wenig ändern; hier können noch Phasenverschiebungen von etwa 3° erkannt werden. Große Werte sind erfahrungsgemäß auch ohne P. zu erkennen, wie im übrigen reine Phasenobjekte selten vorkommen. Zum Messen eignet sich das P. weniger, obwohl es empfindlicher ist als interferometrische Meßverfahren, d. h., kleine Phasenverschiebungen sind mit dem P. noch erkennbar, jedoch im Interferometer nicht mehr sichtbar. Dies gilt insbesondere für kleine Objekte. Bei ausgedehnten Strukturen werden gleiche Phasenänderungen nicht über die ganze Fläche gleichmäßig wiedergegeben, da sich direktes und gebeugtes Licht nicht vollständig trennen lassen; man beobachtet dann auch häufig den Haloeffekt, d. h., die Struktur ist von einem Lichthof umgeben.

Beim *variablen P.* können Phasenverschiebung, Absorption oder beides beliebig verändert werden. Beim *P. für Auflicht* wird statt des Phasenkontrastkondensors mit Ringblende ein spezieller Phasenkontrastilluminator benutzt (Metallmikroskopie). Die *P. im Durchlicht* haben in der Zytologie und Bakteriologie Eingang gefunden, da man durch sie auf Färbemethoden verzichten kann, die zur Kontrastanhebung sonst nötig sind und bei lebendem Material nicht angewendet werden können. Bei der Refraktometrie lebender Zellen haben sich die P. besonders bewährt, da die Brechzahl ihrer Trockenmasse proportional ist. Das P. wird dabei als empfindliches Kriterium für die Gleichheit der Brechzahlen im Einbettungsverfahren angewandt.

Phasenmatrix, → S-Matrix, → axiomatische Quantentheorie.

Phasenmodulation, → Modulation.

Phasenraum, *P. eines mechanischen Systems*, $2f$-dimensionaler euklidischer Raum, der durch die f verallgemeinerten Koordinaten q_i und die f verallgemeinerten Impulse p_i aufgespannt wird. f ist dabei die Zahl der Freiheitsgrade des betrachteten Systems, d. h., jeder mögliche mechanische Zustand des Systems wird eindeutig durch einen Bildpunkt im P., den *Phasenbildpunkt*, dargestellt.

Ist zu irgendeinem Zeitpunkt der mechanische Zustand eines Systems bekannt, so ist nach den Gesetzen der klassischen Mechanik durch die Bewegungsgleichungen der weitere Zustand für jeden späteren (und auch früheren) Zeitpunkt festgelegt. Die zeitliche Entwicklung des Systems wird im P. durch eine Bewegung des Phasenbildpunktes im P. auf einer Kurve dargestellt, die von dem dem Anfangszustand entsprechenden Bildpunkt ausgeht und als *Phasenbahn* oder *Phasentrajektorie* bezeichnet wird.

Wegen der Eindeutigkeit der Lösung der Bewegungsgleichungen kann durch jeden Punkt des P.es nur eine Phasentrajektorie gehen. Führt das System eine periodische Bewegung aus, dann sind die Phasenbahnen in sich geschlossen. Gelten für das System irgendwelche Erhaltungssätze, so wird die Mannigfaltigkeit der Phasentrajektorien eingeschränkt; z. B. müssen bei Gültigkeit des Energiesatzes alle zulässigen Phasenbahnen in der $(2f-1)$-dimensionalen Energiehyperfläche des P.es liegen. Der von der Energiehyperfläche umschlossene Teil des Phasenraumes wird als *Phasenvolumen* bezeichnet.

In der Quantentheorie sind die Größen q_i und p_i nicht gleichzeitig genau bestimmbar (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip); deshalb entspricht einem Zustand des Systems nicht ein Punkt des P.es, sondern eine Zelle, die *Phasenraumzelle*, mit dem Volumen h^f, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum ist.

Als *Gasphasenraum* oder *Gammaraum* (Γ-*Raum*) bezeichnet man nach P. und T. Ehrenfest den P. eines aus sehr vielen gleichartigen Teilchen bestehenden Systems, z. B. eines aus N Molekülen bestehenden Gases. Die Zahl der Dimensionen des Γ-Raumes ist das doppelte Produkt aus der Zahl der Freiheitsgrade jedes einzelnen Teilchens und der Gesamtanzahl der Teilchen; für ein Mol eines einatomigen idealen Gases ergibt sich z. B. $2 \cdot 3 \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} = 3{,}6 \cdot 10^{24}$, wobei für die Anzahl der Moleküle die Loschmidtsche Zahl $6{,}03 \cdot 10^{23}$ eingesetzt wurde.

Stehen die einzelnen Moleküle eines Gases nicht miteinander in Wechselwirkung, wie das beim idealen Gas der Fall ist, so bewegen sie sich unabhängig voneinander; der zugehörige Γ-Raum setzt sich zusammen aus voneinander getrennten und untereinander identischen Teilphasenräumen, die den einzelnen Molekülen zugeordnet sind. Einen derartigen Teilphasenraum bezeichnet man als *Molekülphasenraum* oder μ-*Raum*. Bei einem einatomigen Molekül ist er 6-dimensional ($f = 3$), bei einem zweiatomigen starren Molekül dagegen ist er wegen der beiden hinzugekommenen Rotationsfreiheitsgrade 10-dimensional ($f = 5$).

Bei praktischen Rechnungen, vor allem wenn man mit gewöhnlichen Orts- und Impulskoordinaten anstelle der verallgemeinerten rechnet, spaltet man zweckmäßigerweise den P. in einen von den Ortskoordinaten aufgespannten *Orts-* oder *Konfigurationsraum* und einen von den Impulskoordinaten aufgespannten *Impulsraum* auf. Oft rechnet man auch nicht mit den Impulsen, sondern mit den Geschwindigkeiten der Teilchen. An die Stelle des Impulsraumes tritt dann der *Geschwindigkeitsraum*.

Phasenraumdichte, svw. Verteilungsfunktion.

Phasenraumzelle, → Phasenraum, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Phasenregel, → Gibbssche Phasenregel.

Phasenschieber, eine Einrichtung, die es ermöglicht, aus einer Wechselspannung eine Spannung gleicher Frequenz zu erzeugen, die gegenüber der erregenden zeitlich um einen einstellbaren Winkel verschoben ist. In der Starkstromtechnik werden P. zur Verbesserung des Leistungsfaktors eingesetzt. Zur Kompensation von größeren Netzen dienen rotierende P. in Form von leerlaufenden Synchronmaschinen oder Kondensatorbatterien. Im ersten Fall kann die Blindleistung mit geringem Aufwand stetig über die Erregung der Synchronmaschine gestellt werden, im zweiten Fall müssen die Kondensatoren zu- oder abgeschaltet werden. Zur Kompensation eines kleinen Netzes kann an passender Stelle ein Synchronmotor eingesetzt werden,

Phasenschieberkondensator

der übererregt zur Kompensation von induktiver Blindleistung bzw. untererregt zur Kompensation von kapazitiver Blindleistung betrieben wird. Bei sehr kleinen Leistungen kann zur Phasenverschiebung auch eine Brückenanordnung verwendet werden, bei der ein Zweig aus einem Kondensator bzw. aus einer Induktivität und einem regelbaren Widerstand besteht, während der andere Zweig, über dem die primäre Wechselspannung liegt, aus zwei festen Widerständen besteht. Die Phase der sekundären Spannung kann in dieser Schaltung zwischen 0 und 180° geregelt werden.

Im Bereich hoher Frequenzen kann die „Posaunen-Leitung" als ein koaxialer, absoluter und direkt ablesbarer P. verwendet werden. Als P. für Rechteckhohlleitersysteme eignen sich Streifen aus möglichst verlustfreiem dielektrischem Material, die parallel zur Schmalseite des Hohlleiters verschiebbar in diesen eingesetzt werden. Die erzielbare Phasenverschiebung ist von der Länge des Streifens und der Größe der relativen Dielektrizitätskonstante ε_r sowie vom Abstand von den Seitenwänden abhängig. In kreisförmigen Hohlleitern kann der dielektrische Streifen rotierbar um die Mittelachse angebracht werden. Die Phasenverschiebung hängt dann vom Drehwinkel ab. Phasenverschiebungen zwischen 0 und 360° sind ohne Schwierigkeiten realisierbar.

Phasenschieberkondensator, zur Blindleistungskompensation in der Energieversorgung eingesetzter Kondensator. Bei Gruppenkompensation werden P.en zu einer → Kondensatorbatterie vereinigt.

Phasensprung, 1) Wellenlehre: plötzliche Änderung der Phase von fortschreitenden Wellen. Beispielsweise beträgt der P. von Lichtwellen bei Reflexion an der Grenzfläche vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium π, das entspricht einem Gangunterschied $\lambda/2$.

2) Hochenergiephysik: → Fokussierung.

Phasenstabilität, → Fokussierung.

Phasenstrukturen, → Mikroskopie.

Phasentrajektorie, → Phasenraum.

Phasenübergänge, Umwandlungen eines Stoffes aus einer Phase in eine andere bei charakteristischen Werten von Temperatur T und Druck p. Im folgenden sollen nur die P. reiner Stoffe behandelt werden. Aus der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung folgt für das Phasengleichgewicht während des Phasenübergangs die Gleichheit der spezifischen freien Enthalpien g_i der koexistierenden Phasen: $g_1(p, T) = g_2(p, T)$. Daraus kann man im Prinzip die Koexistenzkurve $p(T)$ erhalten, wenn die Funktionen g_1 und g_2 auf statistischem Wege berechnet wären. Auf thermodynamischem Wege kann man differentielle Aussagen machen. Auf beiden Seiten der Gleichung entwickelt man in der Umgebung der Gleichgewichtswerte p_0 und T_0 und erhält

$$g_1(p_0, T_0) + \mathrm{d}p\,\frac{\partial g_1}{\partial p} + \mathrm{d}T\,\frac{\partial g_1}{\partial T} + \cdots =$$

$$= g_2(p_0, T_0) + \mathrm{d}p\,\frac{\partial g_2}{\partial p} + \mathrm{d}T\,\frac{\partial g_2}{\partial T} \cdots . \qquad (1)$$

Auf dieser Grundlage hat Ehrenfest die Ordnung eines Phasenübergangs definiert durch die Festsetzung, daß im Umwandlungspunkt bei P.n n-ter Ordnung die freie Enthalpie und ihre Ableitungen bis zur $(n-1)$-ten Ordnung stetig, die n-te Ableitung unstetig und die $(n+1)$-te Ableitung unendlich sind. Für *P. 1. Ordnung (P. 1. Art)* erhält man dann aus (1) die gewöhnliche Clausius-Clapeyronsche Gleichung

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} = -\frac{(\partial g_1/\partial T)_p - (\partial g_2/\partial T)_p}{(\partial g_1/\partial p)_T - (\partial g_2/\partial p)_T} =$$

$$= \frac{H_2 - H_1}{T(V_2 - V_1)} .$$

Ein Phasenübergang 1. Ordnung liegt also vor, wenn eine Umwandlungswärme auftritt (spezifische Wärmekapazität wird unendlich) und eine Änderung des spezifischen Volumens stattfindet. Wegen der Volumenänderung spielen Oberflächeneffekte eine Rolle, daher sind bei vielen P.n 1. Art Überhitzung und Unterkühlung möglich. P. 1. Art (Abb. 1 und 6) sind z. B. Schmelzen, Erstarren, Sieden, Sublimieren, Kondensieren, polymorphe Umwandlungen.

Für *P. 2. Ordnung (P. 2. Art)* erhält man aus (1) eine Verallgemeinerung der Clausius-Clapeyronschen Gleichung, die *Ehrenfestschen Gleichungen*: $\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} = \frac{c_p^{(2)} - c_p^{(1)}}{V_m T(\gamma_2 - \gamma_1)}$ und $\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\varkappa_2 - \varkappa_1}$. Hierbei bedeuten c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, γ den kubischen Ausdehnungskoeffizienten, $\varkappa$ die isotherme Kompressibilität, V_m das spezifische Volumen. Bei P.n 2. Art tritt keine Umwandlungswärme auf, auch das Volumen ändert sich am Übergangspunkt nicht sprunghaft. Im Unterschied zu P.n 1. Art, bei denen zwei in ihren Eigenschaften unterschiedliche Phasen im Gleichgewicht sind, sind im Umwandlungspunkt bei P.n 2. Art die beiden Phasen identisch. Je nachdem, in welcher Weise Temperatur bzw. Druck geändert werden, existiert dann die eine oder andere Phase. Unterkühlung oder Überhitzung ist daher hier nicht möglich. Es läßt sich für P. 2. Art ein innerer Parameter definieren, der beim Umwandlungspunkt Null wird (*Landau-Theorie der P. 2. Art*). Beispiele für P. 2. Art (Abb. 2, 3 und 4) sind die Übergänge am kritischen Punkt, der Übergang von ferro- zu paramagnetisch, von Ordnung zu Unordnung in Legierungen, von normalleitend zu supraleitend, von He I zu superfluidem He II (λ-Punkt).

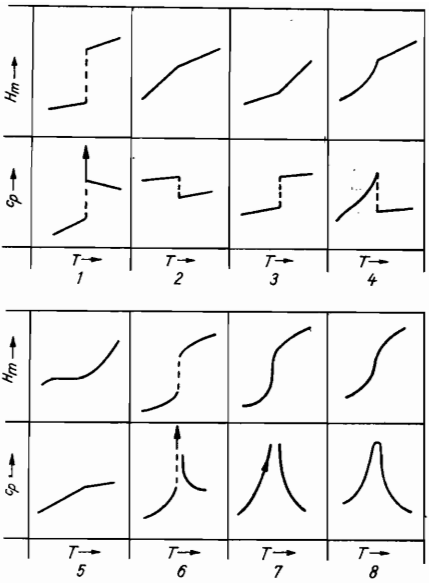
P. 3. und höherer Ordnung (3. und höherer Art) sind zwar theoretisch möglich (Abb. 5), wurden aber bisher noch nicht gefunden. Andererseits existieren P., die sich nicht in das Ehrenfestsche Schema einordnen lassen, z. B. die Einstein-Kondensation eines Bose-Gases, die Onsagersche Umwandlung (Abb. 7) des zweidimensionalen → Ising-Modells.

Eine diffuse Umwandlung (Abb. 8) findet bei stark verunreinigtem System statt.

Phasenverschiebung, die Differenz zwischen zwei Wellen verschiedener → Phase bzw. das Hervorrufen einer Phasendifferenz.

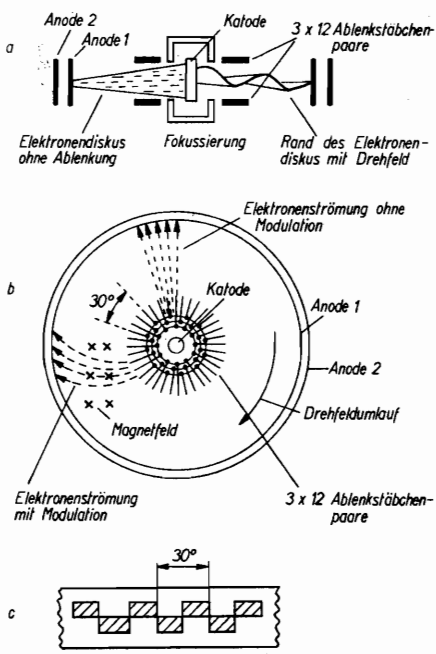
Phasenvolumen, → Phasenraum.

Phasenwinkel, der Winkel, der die Phasenverschiebung zweier Wechselstromgrößen, z. B. von Strom und Spannung, angibt (→ Phase).



Verschiedene Typen von Phasenübergängen. *1* Phasenübergang 1. Ordnung, *2* Phasenübergang 2. Ordnung, *3* Phasenübergang 2. Ordnung, *4* Phasenübergang 2. Ordnung (λ-Punkt), *5* Phasenübergang 3. Ordnung, *6* anomaler Phasenübergang 1. Ordnung, *7* Onsagersche Umwandlung, *8* diffuse Umwandlung

Phasitron, eine axial gesteuerte Elektronenstrahlröhre, die zur Phasenmodulation dient. Unter dem Einfluß einer Fokussierungseinrichtung (Abb.) wird von einer axialen Katode eine diskusförmige Elektronenströmung zur Anode erzeugt. Auf einem Kreis um die Katode sind 3 · 12 Ablenkplattenpaare in Form von radial gerichteten Ablenkstäbchen angeordnet. Von diesen sind jeweils 12 miteinander verbunden, so daß 3 ineinandergeschachtelte Ablenksysteme entstehen, die mit einem dreiphasigen Drehfeld der zu modulierenden Frequenz f verbunden sind. Durch die axiale Strahlablenkung wird der Elektronendiskus gewellt. Diese Wellung läuft unter dem Einfluß des Drehfeldes um.



Schematischer Aufbau und Wirkungsweise eines Phasitrons: *a* Querschnitt, *b* Aufsicht, *c* Anode 1 aufgerollt

Die Anode 1 ist fensterförmig ausgespart, so daß zu einem bestimmten Zeitpunkt der gesamte Strom auf sie fließt, nach einer halben Periode dagegen auf eine dahinterliegende 2. Anode. Legt man noch ein axiales Magnetfeld an, so wird der gesamte Elektronendiskus je nach der Richtung des Magnetfeldes vor oder zurück gedreht, wodurch eine Phasenmodulation entsteht.

Phasotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Philco-Transistor, → Transistor.

Philips-Vakuummeter, → Vakuummeter.

Phi-Mesonen, → Elementarteilchen.

phon, → Phon.

Phon, Kurzz. phon, Kennwort für die Lautstärkeempfindung, der zehnfache dekadische Logarithmus des Verhältnisses zweier Schallstärken bzw. der zwanzigfache dekadische Logarithmus des Verhältnisses zweier Schalldrücke.

$$\text{phon} = 10 \lg \times \frac{I}{I_0} = 20 \lg \frac{p}{p_0} .$$

Die Schallstärke I_0 ist ein Schwellenwert, d. i. die vom menschlichen Ohr noch wahrnehmbare Schallstärke von 10^{-12} W/m² bei einer Frequenz von 1 kHz.

Phonon, eine Elementaranregung des Kristallgitters eines Festkörpers, die sich in kollektiven kleinen Oszillationen aller Gitterbausteine äußert. Die Bezeichnung P. erfolgt in Analogie zur Beschreibung des freien elektromagnetischen Feldes mittels Photonen. Klassisch läßt sich das ungedämpfte Schallfeld wie das freie elektromagnetische Feld durch einen Feldvektor beschreiben. Dieser genügt einer linearen, homogenen Wellengleichung zweiter Ordnung in Raum- und Zeitkoordinaten, deren Lösungen Superpositionen von ebenen Wellen darstellen, und führt zu einer Dispersionsrelation analog der des Photonenfeldes, die sich nur in den Ausbreitungsgeschwindigkeiten und den möglichen Polarisationszuständen unterscheidet. Die quantenmechanische Beschreibung der kollektiven mechanischen Anregung der Gitterbausteine als ununterscheidbare quantisierte Oszillatoren oder als ein Gas ununterscheidbarer Teilchen, die im thermodynamischen Gleichgewicht über ihre möglichen Zustände analog zu den Lichtquanten gemäß der → Planckschen Strahlungsformel verteilt sind, wird bei der Behandlung von Wechselwirkungsprozessen der P.en untereinander und der P.en mit anderen Systemen angewandt.

Die P.en sind mit Massen verbundene Anregungen; das drückt sich auch in der → Dispersionsrelation der Phononen aus. Ein P. ist Träger eines Energiequants $\hbar\omega_j(\vec{q})$. Hierbei bedeutet $\omega_j(\vec{q})$ die Frequenz einer Normalschwingung des Gitters mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$ des j-ten Zweiges der Dispersionsrelation und $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante.

Ein P. ist eine kollektive Anregung aller Gitterbausteine. Die Quantelung der Energie der Gitterschwingungen folgt experimentell z. B. daraus, daß die spezifische Wärmekapazität von Festkörpern mit der Temperatur gegen Null geht (→ Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität), oder sie ergibt sich aus der unelastischen Streuung von Röntgenstrahlung und thermischen Neutronen an Kristallen, wobei Energie- und Impulsänderungen auftreten, die der Erzeugung oder Absorption eines oder mehrerer P.en entsprechen. Ein P., dessen entsprechende elastische Welle einen Wellenzahlvektor $\vec{q}$ hat, tritt mit anderen Anregungen oder mit Feldern in Wechselwirkung, als hätte es einen Impuls $\hbar\vec{q}$ (*de-Broglie-Impuls*); der wirkliche Impuls einer Anregung mit dem Wellenzahlvektor $\vec{q}$ ist in einem Kristall aber Null. Daher wird dem P. ein bis auf einen Grundvektor des reziproken Gitters bestimmter Quasiimpuls $\hbar\vec{q}$ zugeschrieben. Die Bewegung des Kristallgitters, bei der die Atome kleine Schwingungen um ihre Gleichgewichtsposition ausführen, kann in der *adiabatischen* und *harmonischen Näherung* als Überlagerung von *Normalschwingungen*, d. h. $3Nr$ voneinander unabhängig schwingenden linearen harmonischen Oszillatoren, angesehen werden (→ Gitterschwingungen). Hierbei ist N die Anzahl der Elementarzellen, in der sich jeweils r Atome befinden. Die Energie der Gitterschwingungen ist

$$E = \sum_{qj} \hbar\omega_j(\vec{q})\,[n_j(\vec{q}) + \tfrac{1}{2}]. \qquad (1)$$

Hierbei ist $n_j(\vec{q})$ die Anzahl der angeregten Schwingungen der Wellenzahl $\vec{q}$ und des Zweiges j, die alle nichtnegativen Zahlen annehmen kann. Daher gehören die P.en zu den Bosonen und unterliegen der Einstein-Bose-Statistik — unabhängig davon, welcher Statistik die Strukturelemente des Gitters genügen —; diesbezüglich lassen sich die Anregungszustände des Gitters als ein ideales Gas, das *Phononengas*, vorstellen. Da die Gesamtzahl dieser Quasiteilchen im thermischen Gleichgewicht nur durch die Gleichgewichtsbedingungen bestimmt wird, ist das chemische Potential der P.en Null. Die mittlere Anzahl der P.en $\langle n_j(\vec{q})\rangle$ in einem Quantenzustand der Energie $\hbar\omega_j(\vec{q})$ und dem Quasiimpuls $\hbar\vec{q}$ bestimmt sich im thermischen Gleichgewicht durch die Plancksche Funktion

$$\langle n_j(\vec{q})\rangle = [\exp(\hbar\omega_j(\vec{q})/k_B T) - 1]^{-1}. \qquad (2)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Der Vorstellung der Gitterschwingungen als stehende Wellen, die in zwei in entgegengesetzte Richtungen laufende Wellen mit den Wellenzahlvektoren $\vec{q}$ (bzw. $-\vec{q}$), den Polarisationsvektoren $\vec{e}(\varkappa|\vec{q}j)$ ($\varkappa$ ist die Nummer des entsprechenden Atoms) und den Frequenzen $\omega_j(\vec{q})$ zerlegt werden können, kann man nach dem quantenmechanischen Korrespondenzprinzip das Bild einer Gesamtheit von Quasiteilchen mit dem Quasiimpuls $\hbar\vec{q}$ und der Energie $\hbar\omega_j(\vec{q})$ gegenüberstellen. Die *Phononengeschwindigkeit* bestimmt sich entsprechend der Gruppengeschwindigkeit der klassischen Wellen $\vec{v}_j(\vec{q}) = \mathrm{grad}_q\,\omega_j(\vec{q})$.

In der harmonischen Näherung ist die Lebensdauer der P.en unbegrenzt, und sie können als Quasiteilchen bezeichnet werden. Diese Näherung reicht zur grundsätzlichen Erklärung vieler gitterdynamischer Phänomene aus, z. B. der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität und eines Teils der elastischen und optischen Kristalleigenschaften. Die Hinzunahme von höheren als quadratischen Gliedern im Gitterpotential (→ Gitterschwingungen) führt zur Wechselwirkung der P.en untereinander, wobei unter Einhaltung des Energiesatzes und des Quasiimpulssatzes (Erhaltung des Gesamtimpulses bis auf ein Vielfaches des Grundvektors des reziproken Gitters) P.en entstehen oder/und verschwinden können. Damit ist die Lebensdauer der P.en begrenzt. Diese Phonon-Phonon-Wechselwirkung infolge der *Anharmonizität* des Kristallgitters ist allein für die Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts im Phononensystem verantwortlich. Die Lebensdauer der P.en τ ist für hohe Temperaturen $k_B T \gtrsim \hbar\omega_{max}$ proportional T^{-1} und für tiefe Temperaturen $k_B T \ll \hbar\omega_{max}$ proportional $e^{\hbar\omega_{max}/k_B T}$. Die Vorstellung des P.s als Quasiteilchen kann nur bei relativ schwachen Wechselwirkungen aufrechterhalten werden, d. h. solange $\omega_j(\vec{q}) \gg \tau^{-1}$. Bei Zimmertemperatur liegt die Lebensdauer der P.en gewöhnlich bei $\tau \approx 10^{-12}$ s.

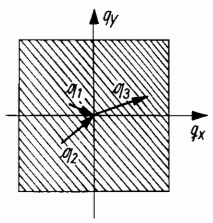
Anharmonische Wechselwirkungen in Kristallen erklären eine Reihe von physikalischen Eigenschaften, z. B. die Wärmeausdehnung, die Druck- und Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten, die Abweichung der spezifischen Wärmekapazität (Anwachsen) von der Dulong-Petitschen Regel bei hohen Temperaturen, die Wärmeleitfähigkeit (Wärmewiderstand), außerdem beeinflussen sie die Wirkungsquerschnitte der Streuung von Neutronen- und Röntgenstrahlen und verändern die Wechselwirkung der Elektronen mit den Phononen, die Infrarotabsorption u. a. Bei den anharmonischen Phononenwechselwirkungen unterscheidet man *Normalprozesse* (*N-Prozesse*) und *Umklappprozesse* (*U-Prozesse*); z. B. gelten bei einem Dreiphononenprozeß, bei dem zwei P.en zusammenstoßen und ein drittes P. erzeugen, der Energiesatz $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ und der Quasiimpulssatz $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 - \vec{Q}$, wobei $\vec{Q}$ einen Grundvektor des reziproken Gitters bedeutet. Für N-Prozesse gilt $\vec{Q} = 0$, für U-Prozesse $\vec{Q} \neq 0$ (Abb. 1 und 2). Da bei niedrigen Temperaturen gemäß (2) nur niederenergetische P.en, d. h. meist nur akustische P.en mit der Dispersionsrelation $\omega \sim |\vec{q}|$, angeregt sind, werden für $T \ll (\hbar/k_B)\,\omega_{max}$ die N-Prozesse überwiegen, während die U-Prozesse mit der Temperatur zunehmen.

Die Wechselwirkung der P.en mit Elektronen und anderen Elementaranregungen des Festkörpers sowie die Stöße mit Fehlstellen des Gitters oder mit den Kristallgrenzen können die Phononenlebensdauer erheblich herabsetzen.

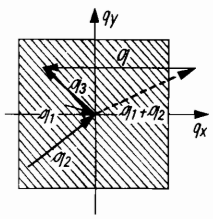
Die kollektiven Anregungen vom Typ der P.en sind nicht unbedingt an eine Kristallstruktur gebunden; so entstehen sie z. B. auch bei sehr niedrigen Temperaturen in Bose-Flüssigkeiten.

Phononenspektrum, → Dispersionsrelation der Phononen.

Phononentemperatur, die als Boltzmann-Tem-



1



2

1 Normalprozeß $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3$ und *2* Umklappprozeß $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 - \vec{Q}$ in einem zweidimensionalen quadratischen reziproken Gitter (schraffiert = die erste Brillouin-Zone). Phononen der Wellenvektoren $\vec{q}_1$, $\vec{q}_2$ werden beim Stoß vernichtet und das Phonon mit $\vec{q}_3$ wird dabei erzeugt. Der reziproke Vektor $\vec{Q}$ mit der Länge 2π/Gitterkonstante holt den beim U-Prozeß resultierenden Vektor $\vec{q}_1 + \vec{q}_2$ in die erste Brillouin-Zone zurück

peratur $k_B T_i$ ausgedrückten, den kritischen Punkten im Phononenspektrum zugeordneten Energien $\hbar\omega_i$. Dabei sind k_B die Boltzmannsche Konstante, ω_i die Phononfrequenz zum entsprechenden kritischen Punkt, $\hbar = h/2\pi$ die Planck'sche Konstante und T_i die Temperatur zur Kennzeichnung des entsprechenden kritischen Punktes.

Phonon-Seitbande, → Null-Phonon-Übergang.

Phoronomie, → Kinematik.

Phosphoreszenz, → Lumineszenz, → Spektren mehratomiger Moleküle 4).

Phot, ph, alte Einheit der spezifischen Lichtausstrahlung bzw. der Beleuchtungsstärke. 1 ph = 10^4 lx.

Photoanregung, Anregung eines Atoms oder Moleküls durch Absorption eines Photons, d. h. durch Bestrahlung mit Licht.

Photochromie, 1899 von Markwald entdecktes, nicht auf der Grundlage von Silberhalogenid arbeitendes reversibles photographisches Verfahren. Die ihm zugrundeliegenden Reaktionen können verschiedener Natur sein; es kann sich um Isomerisation (Spiroverbindungen), Redox-Systeme (Gold- und Cer-Salze) oder um Dissoziation handeln; man hat beispielsweise lichtempfindliche Gläser entwickelt, die Cer(III)- und Gold(I)-Ionen enthalten. Beim Kopieren von Negativen im ultravioletten Licht auf solche Gläser treten die folgenden Redoxvorgänge ein:

$$Ce^{+++} + UV \rightarrow Ce^{++++} + e^-$$

$$e^- + Au^+ \rightarrow Au.$$

Durch Erhitzen auf 600°C wird das latente Bild „entwickelt"; die beweglichen benachbarten Goldatome koagulieren bei dieser Temperatur zu ultramikroskopischen Teilchen, die ein purpurblaues oder braunes Sol bilden.

Der technische Einsatz dieses Verfahrens ist noch gering, es wird aber für die Informationsspeicherung auf Grund der enormen Auflösung der Schichten, der schnellen Zugriffszeiten und der hohen Speicherdichte (3200 Seiten Format A4 auf einer Fläche von 10 × 15 cm) zunehmend an Bedeutung gewinnen, wenn die Frage der Stabilisierung dieser Schichten geklärt ist.

Der Vorteil des Verfahrens der P., das als Zwischenpositiv in der Mikroverfilmung eingesetzt werden kann, besteht darin, daß sofort visuell kontrollierbare Einzelbilder vorliegen, welche einzeln gelöscht werden und durch erneutes Kopieren korrigiert werden können; diese Möglichkeit hat bisher kein anderes Verfahren.

Photodielektrikum, ein Dielektrikum, dessen dielektrische Eigenschaften durch die Einstrahlung elektromagnetischer Strahlung beeinflußt werden. Es kommen Wellenlängen vom Ultraviolett- bis zum Infrarotgebiet zur Anwendung. Der noch wenig bekannte Effekt der Änderung der Dielektrizitätskonstanten durch Lichteinwirkung hat Bedeutung für die Steuerung der Kapazität von Kondensatoren.

Photodiode, → Halbleiterdiode, → Photozelle.

Photoeffekt, eine Wechselwirkung von Photonen mit Materie.

1) Beim Durchgang *niederenergetischer Röntgen-* oder *γ-Strahlung* (→ ionisierende Strahlung 1) durch Materie wird die Gesamtenergie E_γ des Quants einem in der Atomhülle gebundenen Elektron des durchstrahlten Mediums übertragen, so daß das Elektron den Atomverband mit der kinetischen Energie $W_{kin} = E_\gamma - B$ verläßt. Hier ist B die zur Ablösung aus der Atomhülle zu überwindende Bindungsenergie des Elektrons. Der freie Platz wird in dem Orbital des entstandenen Ions von einem Elektron der äußeren Schale unter Aussendung der charakteristischen Röntgenstrahlung wieder aufgefüllt. Für die Ablösung von Elektronen aus den äußersten Schalen des Mediumatoms ist die geringste γ-Energie erforderlich. Bei höherer Energie kann auch ein stärker gebundenes Elektron aus einer inneren Schale abgelöst werden. Übertrifft die Röntgen- oder γ-Strahlung die Bindungsenergie der Elektronen der *K*-Schale, so wird für alle Elektronen des Atoms ein P. möglich. Die wegen der Impulserhaltung vom Atomkern aufgenommene Rückstoßenergie ist gegenüber der Energie des Strahlungsquants bzw. der kinetischen Energie des abgelösten Elektrons zu vernachlässigen. Mit wachsender Energie des γ-Quants wird der P. vom Compton-Effekt und darüber von der Paarbildung übertroffen.

2) Bei *energiereichen γ-Quanten* tritt im Gegensatz zur bisherigen Wechselwirkung mit der Atomhülle eine Wechselwirkung des γ-Quants mit dem Atomkern auf, wobei das energiereiche Quant vollständig vom Kern absorbiert wird, und die absorbierte Energie zur Emission eines Nukleons führt (→ Kernphotoeffekt). Diese Art des P.es wird zusammen mit dem → Auger-Effekt als *innerer P.* bezeichnet.

Bei der Streuung *hochenergetischer Photonen* an Nukleonen wird die → Photoproduktion beobachtet.

3) Bei Einstrahlung von *ultraviolettem Licht* werden von einer negativ geladenen Metallplatte Elektronen abgelöst. Dieser durch Lichtabsorption verursachte Austritt von Elektronen aus einem Festkörper wird *äußerer P.* oder auch → *Photoemission* genannt.

4) Speziell die *Wechselwirkungen von Photonen mit Festkörpern* umfassend versteht man unter P. eine zusammenfassende Bezeichnung für verschiedene Effekte, bei denen ein Elektron bzw. ein Loch durch Absorption eines Photons in einen angeregten Zustand gelangt, in dem es im Festkörper frei beweglich ist oder sogar aus dem Festkörper austreten kann. Beim äußeren P. (Photoemission) verlassen die angeregten Elektronen den Festkörper; beim inneren P., der bezüglich Elektronen nur in Halbleitern und Isolatoren auftritt (→ Auger-Effekt), werden Elektronen ins Leitungsband bzw. Löcher ins Valenzband angeregt, so daß sie einen Beitrag zur Leitfähigkeit des entsprechenden Kristalls (→ Photoleitung) leisten.

Photoelastizität, durch elastische Deformation hervorgerufene Anisotropie optisch isotroper Medien. Setzt man Gläser, Kunststoffe oder andere im Normalzustand nicht optisch doppelbrechende Stoffe einer äußeren Belastung aus, so werden diese doppelbrechend. Die Größe der Doppelbrechung steigt gesetzmäßig mit wachsender Spannung und kann daher als Maß für die Spannung dienen, → Spannungsoptik.

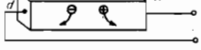
Photoelektronik, ein Gebiet der Elektronik, das sich mit der Anwendung der Wechselwirkung

zwischen Licht und elektrischen Ladungsträgern in optischen und elektronischen Einrichtungen zur Informationsgewinnung, -übertragung, -verarbeitung und -speicherung beschäftigt. Im Gegensatz zur → Optoelektronik erfolgt jedoch die Steuerung des die Information übertragenden Lichtes nicht elektrisch, sondern optisch, z. B. mittels mechanischer Blenden oder mit Hilfe von Polarisationsfiltern.

Photoemission, *äußerer Photoeffekt*, der durch Lichtabsorption verursachte Austritt von Elektronen aus einem Festkörper.

Bestrahlt man eine negativ aufgeladene Metallplatte mit ultraviolettem Licht, so verliert sie ihre Ladung, d. h., durch Licht werden negative Ladungen aus der Platte herausgelöst. Diese Erscheinung nennt man *Hallwachs-Effekt*. Allgemein gilt: Treffen Photonen mit einer die Austrittsarbeit A übersteigenden Energie $h\nu$ auf eine saubere Metalloberfläche, so vermögen sie von dieser Elektronen abzulösen, die die Oberfläche mit einer durch die Einsteinsche Gleichung $(m/2)\,v^2 = h\nu - A$ gegebenen Geschwindigkeit v verlassen. Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz, $h\nu$ die Energie des absorbierten Photons. Diese Beziehung zeigt, daß die Zahl der ausgelösten Elektronen durch die Lichtintensität bestimmt wird, während die kinetische Energie der austretenden Elektronen von der Frequenz ν des benutzten Lichtes abhängt. Verkleinert man die Frequenz, d. h. vergrößert man die Wellenlänge λ, so gelangt man zu einer unteren Grenzfrequenz ν_G, bei der die Elektronen die Metalloberfläche gerade noch verlassen können. Wegen der für ν_G gültigen Beziehung $h\nu_G = A$ kann man daraus die photoelektrische *Austrittsarbeit* bestimmen. Photonen mit einer Energie $h\nu < A$ führen nicht zu einer P., die *langwellige Grenze* λ_{grenz} der P. wird durch die Austrittsarbeit bestimmt: $\lambda_{grenz} = hc/A$. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit.

Die Zahl der im Mittel von einem absorbierten Photon ausgelösten Elektronen wird Quantenausbeute genannt. Die Quantenausbeute der P. ist meist kleiner als 1, die größten Werte zeigen Halbleiter (0,1 bis 1), z. B. Cs_3Sb und CsJ. Bei reinen Metallen beträgt die Quantenausbeute der P. nur etwa 10^{-3}. Die Austrittsarbeit A ist bei Metallen gleich der thermischen Austrittsarbeit (Glühemission) für Elektronen. Bei Metallen werden die Elektronen aus dem Leitungsband, das bis zum Fermi-Niveau mit Elektronen besetzt ist, angeregt, bei genügend hohen Photonenenergien auch aus tieferen Bändern. Die kleinste Austrittsarbeit reiner Metalle besitzen Alkalimetalle, die größte Edelmetalle:



Halbleiteranordnung zum Nachweis des photogalvanomagnetischen Effektes. Durch Anschluß eines Strommeßinstrumentes kann der Kurzschlußstrom I_K gemessen werden

	A [eV]		A [eV]
K	2,25	Ag	4,70
Rb	2,13	Au	4,05
Cs	1,8	Pt	5,32

Bei Halbleitern und Isolatoren ist A größer als die thermische Austrittsarbeit. Die austretenden Elektronen stammen entweder aus dem Valenzband oder aber aus Energieniveaus in der verbotenen Zone, die durch Störstellen erzeugt werden. Die Austrittsarbeit der P. ist beim gleichen Festkörper für verschiedene kristallographische Flächen unterschiedlich. Sie hängt außerdem stark von adsorbierten Fremdatomen an der Oberfläche des Kristalls ab (P. von Elektronen aus Oberflächenzuständen).

Die primär durch Absorption von Photonen im Kristall angeregten Elektronen müssen, bevor sie austreten können, zur Oberfläche des Kristalls wandern, wobei sie Stöße mit anderen Elektronen und Phononen erleiden. Die aus dem Kristall austretenden Elektronen besitzen daher eine Energieverteilung, die sowohl durch die Zustandsdichte und den Besetzungsgrad der Ausgangszustände der Elektronen als auch durch die sekundären Stoßprozesse bestimmt wird.

Die P. wird technisch bei Photokatoden, in Photozellen und Bildaufnahmeröhren angewandt.

Photofabrikation, der Einsatz photomechanischer Verfahren in der industriellen Fertigung, wobei im Prinzip das zu bearbeitende Werkstück mit einer lichtempfindlichen Kopierschicht, z. B. Photolack (→ Photopolymerisation) überzogen wird. Mit einer Schablone wird auf den Photokopierlack eine Struktur aufgelichtet und anschließend in einem Lösungsmittel entwickelt, das die vom Licht nicht getroffenen Teile der Lackschicht auflöst; der darauf folgende Arbeitsgang, Ätzen, Oxydieren o. a., wird nur dort wirksam, wo der Photolack entfernt ist. Da es möglich ist, auf photographischem Wege Schablonen mit beliebig komplizierten Strukturen und sehr feinen Dimensionen z. B. auf → Mikratplatten herzustellen, lassen sich technologische Probleme bewältigen, die mit den herkömmlichen Bearbeitungsmethoden nicht lösbar sind; die P. hat bes. bei der Herstellung von mikroelektronischen Bauelementen, von Skalen und Feinteilungen u. a. Bedeutung erlangt.

photogalvanomagnetischer Effekt, *photomagnetoelektrischer Effekt*, *PME-Effekt*, die Folge der Einwirkung von Lorentz-Kräften auf eine durch Lichteinwirkung hervorgerufene Bewegung von Ladungsträgern in einem Halbleiter. Ein durch Lichteinstrahlung hervorgerufenes Konzentrationsgefälle der Ladungsträger in einem Halbleiter bewirkt einen Diffusionsstrom. Wird senkrecht zu dessen Bewegungsrichtung ein Magnetfeld angelegt, so erfahren negative und positive Ladungsträger Lorentz-Kräfte in entgegengesetzten Richtungen, wodurch ein elektrisches Feld, das *PME-Feld*, senkrecht zur Diffusionsbewegung und zur Magnetfeldrichtung entsteht (Abb.). Der photogalvanomagnetische E. wird mittels geeigneter Metallkontakte an der Halbleiterprobe als elektromotorische Kraft E nachgewiesen.

Die theoretische Behandlung des photogalvanomagnetischen E.s gründet sich analog zum Vorgehen bei vielen anderen Erscheinungen des Ladungsträgertransports auf die Berechnung der *Verteilungsfunktion* für die Ladungsträger. Diese Aufgabe wird im Fall des photogalvanomagnetischen E.es dadurch erschwert, daß man in den → Boltzmann-Gleichungen zur Berechnung der Verteilungsfunktionen neben *Stoßtermen* und *Drifttermen* auch die Prozesse der *Generation* und *Rekombination* von Ladungsträgern zu berücksichtigen hat. Sie kann nur

näherungsweise unter einschränkenden Voraussetzungen über die relative Häufigkeit von Relaxations- und Rekombinationsprozessen gelöst werden. Verläuft die Rekombination der Ladungsträger sehr viel langsamer als die Relaxation, so können für die Formulierung der Theorie des photogalvanomagnetischen E.es gebräuchliche Transportkoeffizienten verwendet werden. Mit einigen weiteren Näherungsannahmen, z. B. der linearen Beziehung zwischen der eingestrahlten Lichtintensität I und der elektrischen Leitfähigkeit, des linearen Rekombinationsmodells, mit Forderungen an Probengeometrie $L \ll d$ und Lichtfrequenz $\hbar\omega > E_g$ berechnet man den Kurzschlußstrom I_K des photogalvanomagnetischen E.es, bezogen auf die Probenbreite b, zu

$$I_K = e(\mu_n + \mu_p)\, HLI. \qquad (1)$$

Dabei ist μ_n die Beweglichkeit der Elektronen, μ_p die Beweglichkeit der Löcher, H die Magnetfeldstärke, e die elektrische Elementarladung, I die Lichtintensität, L die ambipolare Diffusionslänge, ω die Lichtfrequenz, $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, E_g die Breite der verbotenen Zone, d die Dicke der Halbleiterprobe und b die Breite der Halbleiterprobe.

Komplizierte Formeln ergeben sich, wenn man die Rekombination an der Oberfläche des Halbleiters berücksichtigt, nichtlineare Rekombinationsmodelle zugrunde legt und die Einschränkungen bezüglich Probengeometrie und Lichtfrequenz aufgibt. Experimentelle Untersuchungen des photogalvanomagnetischen E.es brachten Fortschritte in der Erforschung der Rekombination der Ladungsträger durch zuverlässige Messungen der ambipolaren Diffusionslänge L bzw. der mit L verknüpften Lebensdauer τ der Ladungsträger (→ Rekombinationszeit). Im Vergleich mit Meßergebnissen der Photoleitung wurde die Wirkung von Haftstellen festgestellt. Experimentelle Untersuchungen des photogalvanomagnetischen E.es an InSb bei der Temperatur des flüssigen Heliums in Abhängigkeit von der Frequenz des anregenden Lichtes weisen auf eine unelastische Streuung der Ladungsträger unter Beteiligung optischer Phononen hin; die theoretische Analyse dieser Erscheinungen kann sich nicht darauf stützen, daß die Rekombination der Ladungsträger sehr viel langsamer als die Relaxation verläuft. Sie geht von der Annahme aus, daß im Prozeß der Photoanregung *heiße Ladungsträger* entstehen. Die technische Anwendung des photogalvanomagnetischen E.es für empfindliche und schnell ansprechende Strahlungsdetektorbauelemente konnte sich bisher nicht in industriellem Maßstab durchsetzen.

Photographie, im weiteren Sinne das Erzeugen dauerhafter Abbildungen auf der Grundlage des photographischen Prozesses durch photographische Entwicklung von photographischen Materialien, die mit photographisch wirksamer Strahlung, wie sichtbarem Licht, Infrarot, Ultraviolett oder ionisierender Strahlung, belichtet worden sind. Unter P. im engeren Sinne versteht man das Belichten des Materials mit sichtbarem Licht, wobei eine photographische Kamera zur optischen Abbildung des Objekts, d. h. zur Aufnahme, dient.

Die P. ist eine wichtige experimentelle Methode zur Beobachtung vieler physikalischer Vorgänge, wie optische Interferenzen, Strömungen (→ Strömungsphotographie), radioaktiver Zerfall (→ Autoradiographie) u. a. m.

photographische Emulsion, umgangssprachliche und in der Photographie übliche Bezeichnung für die Suspension der lichtempfindlichen Silberhalogenidkristalle (AgBr, AgCl) in wäßriger Gelatinelösung bzw. die Dispersion der Körner in der Bindemittelmatrix nach dem Beguß und Trocknen der p.n E. Die feinen Silberhalogenidkristalle oder -körner machen 30 bis 40% des totalen Gewichts der p.n E. aus; die Empfindlichkeit steigt vom AgCl zum AgBr, so daß alle p.n E.en hoher Empfindlichkeit aus AgBr mit kleinen Anteilen AgJ bestehen.

Die Herstellung p.r E.en umfaßt die Etappen der Fällung, der physikalischen und der chemischen Reifung. Die Fällung reguliert die Keimbildung, die physikalische Reifung reguliert das Kornwachstum, und die chemische Reifung reguliert den Ablauf der chemischen Oberflächenreaktionen, die dem Silberhalogenidkorn die endgültigen photographischen Eigenschaften verleihen. Die Fällungsphase der Umsetzung des Alkalihalogenids mit $AgNO_3$ zum Silberhalogenid kann variiert werden; durch Einhalten bestimmter Temperatur, verschiedener Einlaufgeschwindigkeiten, Konzentration der Salzlösungen und der Gelatine, Digestionszeit sowie Zugabe weiterer Substanzen erhält man p. E.en mit unterschiedlichen Eigenschaften. Entsprechend den Fällbedingungen haben sich Charakterisierungen von p. E.en eingeführt: *Kipp-* und *Einlaufemulsion*, durch Einsatz neutraler Silbernitratlösungen *Siedeemulsion*, durch Einsatz des Silberdiamminkomplexes *Ammoniakemulsionen*.

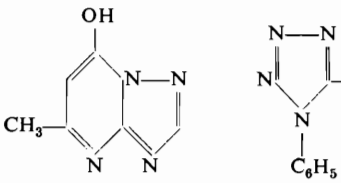
In der Praxis werden keine äquivalenten Mengen von Silber und Halogenid, sondern Halogenid im Überschuß eingesetzt, da sich bei Überschuß an $AgNO_3$ Silberkörper mit leichter Schleierneigung bilden. Der Dispersitätszustand nach der Fällung ist nicht optimal; es schließt sich die *physikalische Reifung* an, die Kornzahl, Kornform und Korngröße festlegt; sie erfolgt nach dem Prinzip des auf den Löslichkeitsunterschieden kleiner Körner basierenden Wachstums, d. h., eine Zunahme des mittleren Teilchendurchmessers ist verbunden mit einer Abnahme der Kornzahl und wird beeinflußt durch verschiedene Ladung der Silberkomplexionen, die Gegenwart von Silberhalogenidlösungsmitteln, sowie die Gelatine-Silberhalogenid-Konzentration in Gegenwart von Schwefelverbindungen.

Nach Entfernung der löslichen Salze aus der p.n E. erfolgt durch zusätzliche Digestion bei erhöhter Temperatur die *chemische Reifung* oder *Nachreifung* bis zum Empfindlichkeitsoptimum; dabei kann die durch labile Schwefelverbindungen, z. B. Thiosulfat, erzielte Empfindlichkeitssteigerung durch Goldsalze und chemische Sensibilisatoren günstig beeinflußt werden; es tritt keine wesentliche Veränderung der Korngrößenverteilung ein, sondern Empfindlichkeitskeime bilden sich auf und in dem Korn heraus. Zur Verhinderung von Nachreaktionen wird die p. E. vor dem Beguß auf die Unterlage stabilisiert. Bindemittel bei der Herstellung p.r

E.en ist die *Gelatine*, die gleichzeitig als Dispergiermittel und Schutzkolloid für das Silberhalogenid dient und die sensitometrischen Eigenschaften der Emulsion direkt beeinflußt; wirksame Bestandteile sind dabei in der Gelatine enthaltene Aminosäurereste, aktive Schwefelverbindungen, Verbindungen mit reduzierenden Eigenschaften und den Reifungsprozeß der Emulsion hemmende Substanzen. Als Schutzkolloid beeinflußt die Gelatine das Wachstum der Silberhalogenidkristalle kaum. Schnelle Erstarrung in Sekunden, hohe Gelfestigkeit und hoher Schmelzpunkt der Gelatine sind nach dem Vergießen der Emulsion auf die Unterlage erforderlich; die Gelatine in der getrockneten photographischen Schicht beeinflußt die Naßfestigkeit, die Quellung, Trockenzeit nach Verarbeitung, den Schmelzpunkt, die Haftung auf der Unterlage, die Entwicklerdiffusion, die Stabilität des latenten Bildes und die Differenzierung zwischen Bildkeim- und Schleierentwicklung. Diese Eigenschaften und bes. die Funktion der Gelatine bei der chemischen Sensibilisierung (es werden hohe photographische Empfindlichkeit und geringer Schleier angestrebt), haben bisher nur zu einem teilweisen Ersatz der Gelatine durch synthetische Polymere, wie Polyvinylalkohol oder Polyakrylamid, geführt. Die Eigenschaften der Gelatine sind abhängig von ihrer Herstellung, die durch partiellen hydrolytischen Abbau des Bindegewebeeiweißes (Kollagen) erfolgt; Rohprodukte sind Knochen und Häute, die nach der Entfettung gekälkt und anschließend durch Heißwasserhydrolyse verkocht werden; je nach Abbaugrad liegt das Molekulargewicht zwischen 15000 und 250000. Durch besondere Verfahren lassen sich begleitstoffarme, inerte Gelatinen herstellen, die durch dosierte Zugabe photographisch aktiver Begleitstoffe in verschiedenen Emulsionstypen eingesetzt werden können.

Um ungünstige physikalische Eigenschaften der Gelatine, wie Schmelzpunkt, Naßfestigkeit, Quellung und Trockendauer, in den Emulsionsschichten zu verbessern, wird die p. E. gehärtet. Zur *Härtung* werden hauptsächlich organische Verbindungen mit mehreren reaktionsfähigen Gruppen eingesetzt, die die Peptidketten der Gelatine vernetzen. Als Mechanismus der Härtung wird die Verknüpfung der kettenförmigen Makromoleküle durch Brücken mit bi- oder polyfunktionellen Substanzen angenommen; organische Verbindungen gehen normale, anorganische koordinative chemische Bindungen mit den Gelatinemolekülen ein; aktive Stellen der Gelatine sind Atome mit freien Elektronenpaaren, d. h. Sauerstoff- und Stickstoffatome der Peptidgruppen. Als Härtungsverfahren kommen entsprechend der Zugabe des Härtungsmittels *Emulsionshärtung*, *Schutzschichthärtung* und die *Härtung in Verarbeitungsbädern* zum Einsatz. Die wichtigsten Klassen der *Härtungsmittel* sind Metallsalze, die wie Chromalaun stabile Komplexsalze bilden können, Aldehyde, Akrylsäurederivate, Epoxidverbindungen und Chlorazetyl- oder Chlorsulfonylverbindungen. Die Härtung wird außerdem beeinflußt von den Trocknungsbedingungen des Begusses, den Herstellungsbedingungen der Gelatinen und der Emulsionen sowie dem Farbkupplergehalt.

Um eine ausreichende Haltbarkeit (Schleierfreiheit) der lichtempfindlichen Schichten während der natürlichen Lagerung zu erreichen, werden die p.n E.en stabilisiert, indem die Reifungsreaktion, d. h. Bildung von Empfindlichkeitskeimen an diskreten Stellen auf oder in dem Silberhalogenidkorn bei der Emulsionsherstellung kurz vor oder in dem Maximum der Empfindlichkeit abgebrochen wird. Der Reifkörpergehalt der Gelatine ist beim Abbruch der Reifung ungleich 0. Durch Zugabe organischer Verbindungen, die Silbersalz bilden können, erfolgt Adsorption am Korn oder in der kornfreien Umgebung; die Stabilisierung tritt durch Verminderung oder Aufhebung der katalytischen Wirkung der Reifkeime bzw. Empfindlichkeitszentren infolge selektiver Adsorption und durch Verhinderung der Reaktionen zur Reifkeimbildung ein; die Adsorption an den Keimen ist abhängig vom Löslichkeitsprodukt der Silbersalze, von der Gelatinekonzentration und der Säuredissoziationskonstante. Gute *Stabilisatoren* sind Indolizine (I), die auch hochempfindliche p. E.en ohne Empfindlichkeitsverlust stabilisieren.



(I) (II)

Verbindungen mit einer silberspezifischen Gruppe (II) reagieren im Gegensatz zu den Indolizinen (I) in der Emulsion unter Vermittlung von Reifkeimen und beeinflussen deshalb die photographische Empfindlichkeit, diese zur Unterscheidung von Stabilisatoren als *Klarhalter* bekannten Verbindungen haben aber eine ausgezeichnete Wirkung im Entwickler.

photographische Entwicklung, das Verstärken und Sichtbarmachen des nach der Belichtung in der photographischen Schicht noch unsichtbaren latenten Bildes durch Reduktion des Silberhalogenids zu metallischem Silber in einem Entwickler, der dabei oxydiert wird. Die Silberatome des latenten Bildes leiten die chemische Reaktion der Erzeugung eines Silberbildes durch photographische Entwicklersubstanzen geeigneten Redoxpotentials ein und verstärken dabei die Silberbildung um das 10^5- bis 10^9fache. Stets werden die durch Belichtung mit Silberkeimen versehenen Halogensilberkörner schneller zu Silber reduziert als die unbelichteten, die keine katalytisch wirksamen Entwicklungskeime haben; die Entwicklerionen geben Elektronen an den Entwicklungskeim ab und werden oxydiert, Silberionen des Halogensilbers werden reduziert. Erfolgt die Zuführung der Silberionen für die Reduktion durch die Lösungsphase, liegt eine *physikalische Entwicklung* vor, läuft dieser Teilprozeß durch den Silberhalogenidkristall ab, wird von *chemischer Entwicklung* gesprochen. In der Praxis laufen beide Arten nebeneinander ab.

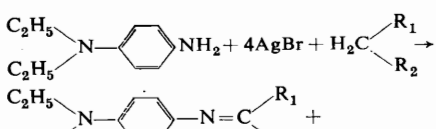
Die Brauchbarkeit einer Entwicklerlösung ist abhängig von der erreichbaren Entwicklungs-

geschwindigkeit, von dem Geschwindigkeitsverhältnis der Entwicklung zu belichtetem und unbelichtetem Halogensilber (Selektivität) und der erzielten Maximalschwärzung. Für die Selektivität ist wichtig, daß der langsamste Teilprozeß der p.n E. wesentlich schneller als die direkte Reaktion der Entwicklerlösung mit dem unbelichteten Halogensilber verläuft. Der Sekundärprozeß der schnellen Entfernung der Oxydationsprodukte ist für die Gesamtreaktion von großer Bedeutung; organische Entwicklersubstanzen werden dabei nach der irreversiblen Umsetzung mit dem Sulfit des photographischen Entwicklers löslich und können leicht vom Reaktionsort abdiffundieren.

Die Bestandteile des Entwicklers sind Alkali, Puffersubstanzen, Antioxydantien, Antischleiermittel und Entwicklungsbeschleuniger; neben Ionen der niedrigeren Wertigkeitsstufe von Metallen und Verbindungen mit Nichtmetallen veränderlicher Elektronenbindigkeit werden hauptsächlich Derivate aromatischer Ringsysteme mit mindestens zwei aktiven Gruppen — (OH) oder (NH_2) in ortho- oder para-Stellung — verwendet. Zur Verkürzung der Induktionsperiode wird die superadditive Wirkung von 2 oder 3 Entwicklersubstanzen ausgenutzt, bei der die schnell entwickelnde Substanz am Silberhalogenidkorn adsorbiert wird.

Zur Optimierung des Systems Filmmaterial und Verarbeitung werden Spezialentwicklungen durchgeführt; neben Ausgleichs- und Feinkornentwicklung finden Rapid-Verfahren mit schnellem Bildzugriff Anwendung; Beispiele dafür sind die Fixier- oder Einbadentwicklung, die Zweibadentwicklung mit Entwicklersubstanz in der Emulsion sowie Sprüh- und Pastenentwicklung.

Farbenentwicklung. Beim Farbfilm entsteht durch Entwicklung des latenten Bildes der Silberhalogenidschicht mit einem Derivat des p-Phenyldiamins in Gegenwart einer anderen als → Farbkuppler bezeichneten Verbindung proportional zum gebildeten Silber ein Farbbild; durch anschließende Behandlung im Bleich- und Fixierbad resultiert nach dem Herauslösen des Silbers das alleinige Fabbild (Tafel 3). Die 3 subtraktiven Farbstoffe entstehen mit gleicher Entwicklersubstanz, aber mit 3 Kupplern verschiedener chemischer Konstitution; sie sind in wäßrigen Lösungen unlöslich und in der Gelatine am Ort der Entstehung um die entwickelten Emulsionskörner abgelagert. Varianten in der Farbstoffbildung ergeben sich durch Zugabe der Farbkuppler zur begießfertigen Emulsion oder zur Entwicklerlösung. Die Gesamtreaktion der Farbentwicklung benötigt je nach Art des Kupplers 4 oder 2 AgBr zur Farbstoffbildung.



Die Farbentwicklersubstanz soll hohe Aktivität, d. h. Entwicklungsgeschwindigkeit, Absorptionsverschiebung der Farbstoffe in gewünschter Richtung, geringe Giftigkeit und gute Wasserlöslichkeit zeigen. Der Mechanismus der Farbentwicklung erfolgt über die stufenweise Abgabe der Elektronen, wobei verschieden beständige Oxydationsprodukte der Farbentwicklersubstanz entstehen, die nur teilweise zur Farbstoffbildung befähigt sind.

Gegenüber der Schwarz-Weiß-Entwicklung tritt in der Farbentwicklung mindestens eine zusätzliche Verarbeitungsstufe, die Entfernung des entwickelten Silbers. Außerdem führt die Eigenschaft der Farbentwicklungssubstanzen, außer durch belichtetes Silberhalogenid auch durch beliebige andere Oxydationsmittel kupplungsfähige Produkte zu bilden, zu nicht bildgemäßer Farbstoffbildung, dem *Farbschleier.*

photographische Materialien, photographische Schichten mit speziellen Eigenschaften für unterschiedliche Anwendungsgebiete der Photographie außerhalb der Kinematographie, des Fernsehfilms sowie der Amateur- und Berufsphotographie. Der Mannigfaltigkeit der Aufgaben entspricht eine Vielfalt spezialisierter Materialien, wie → Astroplatten, Autoradiographie-Filme und -Platten, → Elektronenplatten, → Infrarotmaterialien, → Kernspurplatten, → Mikratplatten, → Mikroplatten, → Repromaterialien, → Röntgenfilme, → Spektralplatten u. a.

Neu aufgekommen ist die Bezeichnung *angewandte Photographie* für den Einsatz der von der Photographie gebotenen Möglichkeiten in Industrie, Technik und Wissenschaft. Dabei handelt es sich nicht nur um Aufnahmen zu Werbezwecken, sondern in zunehmendem Maße um Problemlösungen, z. B. um Diagnostik sehr schneller Vorgänge mit Hilfe der Kurzzeitphotographie, um Photographie als Mittel der industriellen Fertigung, um Rationalisierung im Zeitungsarchiv, um Informationsspeicherung, um Überwachungsaufgaben, um automatische photographische Registrierung von Vorgängen an Maschinen oder im Handel.

photographischer Prozeß, die Erzeugung reeller Bilder durch Strahlungsenergie in mit Silberhalogeniden strahlungsempfindlich gemachten Schichten (photographische Emulsionen); außer dem sichtbaren Licht finden auch Ultrarot, Ultraviolett, Röntgenstrahlen, Elektronenstrahlen u. a. als Strahlungsenergie Anwendung. Als das zunächst entstehende *Latentbild* bezeichnet man die durch Lichtabsorption verursachte stabile Veränderung der Silberhalogenidkörner einer photographischen Emulsion. Dabei entstehen Keime, die katalytisch die Reduktion des Silberhalogenidkornes durch ein Reduktionsmittel, den photographischen Entwickler, stark beschleunigen. Nach der Absorption eines Lichtquants $h\nu$ entsteht im Gitter des Silberhalogenidkorns (-kristalls) ein freibewegliches Photoelektron $\ominus$ und ein Defektelektron $\oplus$

$Br^- + h\nu \rightarrow \oplus + \ominus$.

Damit bei Rekombination dieser Primärreaktion der Photoeffekt nicht rückgängig gemacht werden kann, ist entscheidend, daß das Photoelektron in einer Falle mit Zwischengittersilberionen reagiert und in einem mehrmals sich wiederholenden Prozeß zur Bildung eines latenten Bildkeimes führt. Nach der *Theorie von Gurney und Mott* entstehen nach dem Einfang

photographisches Auflösungsvermögen

des Photoelektrons zuerst negativ geladene Zentren, die Zwischengittersilberionen anziehen und Silberatome bilden; die Defektelektronen diffundieren an die Oberfläche des Kristalls und werden als Br_2 von den Halogenakzeptoren gebunden. Für diese Theorie ist Voraussetzung, daß die Beweglichkeit der Defektelektronen wesentlich kleiner als die der Zwischengittersilberionen ist, da umgekehrt Rekombination erfolgt.

Nach der *Theorie von Mitchell* sind die Oberflächeneckenstellen für die Bildung des latenten Bildes entscheidend. Im Gegensatz zum Kristallinnern sind sie nur von 3 statt 6 Ionen gegensätzlicher Ladung umgeben und wirken daher besonders als Elektronenfallen. Bei der Schwefelsensibilisierung entstehen deshalb infolge der Ag_2S-Bildung auch noch Sulfidionenecken-stellen; eine wirksame Falle für Elektronen entsteht dann, wenn ein Zwischengittersilberion sich in der Nähe des Ag^+-Ions einer Oberflächeneckenstelle befindet. Durch Einfangen weiterer Elektronen bildet sich so die kleinste stabile Einheit des latenten Bildes heraus, als Tetraeder aus drei Silberatomen und einem Silberion angeordnet.

Die *Theorie von Stasiw* hat sich gegenüber der Mitchellschen nicht durchgesetzt; durch Untersuchungen an Alkalihalogeniden experimentell unterstützt, besagt sie, daß Silberbromidkristalle, die durch unbesetzte Bromidionengitterstellen gestört sind, Elektronen einfangen können und F-Zentren entstehen; durch Anziehen einer weiteren Bromidionenlücke und Einfangen eines weiteren Elektrons entstünde eine 2F-Zelle, bis bei Erreichung einer bestimmten Größe das Gitter zusammenbräche und ein Silberkeim entsteht.

Lit. Barchet: Chemie photographischer Prozesse (Berlin 1965); Junge u. Hübner: Photographische Chemie (Leipzig 1966); Mutter: Kompendium der Photographie (3 Bde, Berlin 1957); Mutter: Photographie – Theorie und Praxis (Wien, New York 1967); Teicher: Handbuch der Phototechnik (2. Aufl. Halle 1963); Watter: Farbenphotopraxis (5. Aufl. Halle 1961); Wilkening, Baumert u. Lippert: Kleine Enzyklopädie Film (Leipzig 1966).

photographisches Auflösungsvermögen, die Fähigkeit des photographischen Materials, kleine Einzelheiten, etwa Feinstrukturen des Originals (Details), im Bild getrennt wiederzugeben. Das photographische A. wird durch die Körnigkeit begrenzt. Eine zweite Ursache für ein vermindertes p. A. ist der Diffusionslichthof, der eine Unschärfe aller scharf aufbelichteten Konturen bewirkt. Das photographische A. begrenzt in der bildmäßigen Photographie das Format nach unten, d. h., das Negativformat muß so groß sein, daß noch eine genügende Auflösung von Größendetails vorhanden ist. Überdies kommt dem photographischen A. noch eine besondere Bedeutung zu, wenn an dem Negativ Messungen ausgeführt werden sollen, z. B. bei astronomischen Aufnahmen, bei Spektralaufnahmen, bei Registrierungen. Das photographische A. wird durch Aufkopieren ineinander verlaufender Raster auf das Negativmaterial ermittelt und in Linien je mm angegegeben. Beeinflußt wird das photographische A. durch die Eigenschaften der Schicht, durch Belichtung (Überbelichtung setzt es herab), durch das Licht (Abhängigkeit von der Wellenlänge) und durch die Entwicklung. Durch ein besonders hohes p. A. zeichnen sich → Mikratplatten aus.

photographische Schwärzung, die Eigenschaft einer photographischen Schicht, an ihren infolge photochemischer Reaktionen bei Belichtung und Entwicklung entstandenen Silberkörnern Licht zu absorbieren und dadurch geschwärzt zu erscheinen. Bei photographischen Platten und Filmen wird die Schwärzung gemessen, indem die Intensitätsabnahme, d. h. die Abnahme der Beleuchtungsstärke, eines Lichtbündels, das durch eine Stelle der photographischen Schicht hindurchgetreten ist, photometrisch ermittelt wird. Beträgt die Beleuchtungsstärke vor dem Durchgang E_0 und nach dem Durchgang durch die Schicht E, so heißt $\tau = E/E_0$ die *Transparenz* oder auch *Durchlässigkeit*, $\sigma = 1 - \tau = (E_0 - E)/E_0$ die *Bedeckung* und $1/\tau = E_0/E$ die *Opazität*. Das Maß für die Schwärzung bzw. Anfärbung einer photographischen Schicht ist die Größe $S = \lg(1/\tau) = \lg(E_0/E)$, die auch als *photographische Dichte D* bezeichnet wird. Demnach entsprechen folgende Schwärzungswerte S bzw. Dichtewerte D den Transparenzwerten τ.

S bzw. D	0	0,3	0,6	1	2	3
τ in %	100	50	25	10	1	0,1

Schwärzungsmessung mit parallelem Licht führt zu höheren Schwärzungswerten als die Messung mit diffusem Licht (*Callier-Effekt*). Bei diffusem Licht trägt das an den photographischen Körnern gestreute Licht mit zunehmender Korngröße zu einer Transparenzvergrößerung bei, so daß S_{diff} hierbei gegenüber dem bei parallelem Licht gemessenen S_{par} kleiner wird, weil dieser Streuanteil fehlt. Der Quotient S_{par}/S_{diff} ist damit ein Maß für die Körnigkeit des photographischen Materials und heißt *Callier-Quotient*.

Bei photographischen Papieren wird das Remissionsvermögen der photographischen Schicht zur Schwärzungsmessung benutzt, d. h. $S = \lg(R_0/R)$, wenn R_0 die an einer völlig ungeschwärzten Stelle und R die an einer geschwärzten Stelle remittierte Lichtintensität bedeutet.

Die graphische Darstellung der p.n S. in Abhängigkeit von der Belichtung H, auch Exposition genannt, $H = E \cdot t$ in lxs oder erg/cm² ergibt die *Schwärzungs-* oder *Gradationskurve*, wobei t die Belichtungszeit für die zu prüfende unentwickelte Schicht ist. S wird auf der Ordinate und lg H auf der Abszisse aufgetragen. Die erhaltene Schwärzungskurve charakterisiert das Verhalten der photographischen Schicht. Lage und Gestalt der Kurve hängen nicht allein vom untersuchten Photomaterial, sondern auch vom verwendeten Entwickler und von der Wellenlänge des zur Belichtung benutzten Lichtes ab. Wie aus der Abb. ersichtlich ist, besteht eine Schwärzungskurve aus folgenden Abschnitten: Die Minimalschwärzung ist die *Schleierschwärzung* S_0, die auch ohne Belichtung vorhanden ist. Dort, wo sich die Schwärzung über den Schleier zu erheben beginnt, liegt die Schwärzungsschwelle. Dann folgt ein gekrümmter Teil der Schwärzungskurve, der Durchhang (Gebiet der Unterexposition). Daran schließt sich der für die Praxis wichtige geradlinige Teil der

Schwärzungskurve an. In hohen Schwärzungen krümmt sich die Schwärzungskurve erneut (Gebiet der Überexposition) und erreicht schließlich ihre Maximalschwärzung. Eine eventuelle nochmalige Abnahme der Schwärzung infolge Rekombination der bei Überbelichtung gebildeten Brom- und Silberatome heißt Solarisation. → Reziprozitätsgesetz 4).

Der Anstieg des geradlinigen Teils der Schwärzungskurve kennzeichnet die Gradation (oder Steilheit) des betreffenden photographischen Materials. Die Gradation wird durch den γ-Wert (*Gamma-Wert*) gemessen:
$\gamma = \tan\alpha = \Delta S/\Delta \log(Et)$.

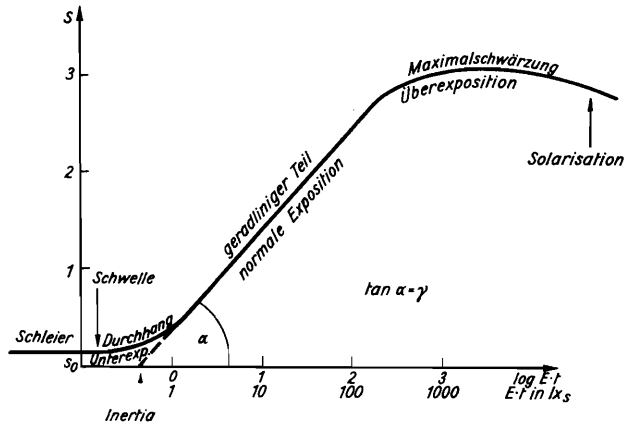
Die Stelle, an der die Verlängerung des geradlinigen Teils der Schwärzungskurve die Abszisse schneidet, heißt *Inertia*.

Aus der Schwärzungskurve kann vom Schleier auf die Empfindlichkeit des Photomaterials geschlossen werden. So liegt z. B. der DIN-Empfindlichkeit eine Schwärzung von $S = 0{,}1$ über dem Schleier zugrunde. Die DIN-Zahl wird in DIN an einem 30stufigen Keil eines Kopiersensitometers als Nummer der Keilstufe abgelesen, an deren Stelle die nach Normvorschrift entwickelte Schwärzung den Wert 0,1 über dem Schleier hat. Der Dichteanstieg des Keils beträgt dabei von Stufe zu Stufe 0,1, d. h., das Verhältnis der durchgelassenen Lichtströme von Stufe zu Stufe ist 1 : 1,26, denn lg 1,26 = 0,1.

Die Gradation γ beschreibt die Kontrastwiedergabe des photographischen Materials, wobei unter Kontrast allgemein der Quotient $K = (B_2 - B_1)/(B_2 + B_1)$ mit $B_2 > B_1$ verstanden wird. B_1 und B_2 sind dabei die von zwei benachbarten Details ausgehenden Leuchtdichten. Bei der Kontrastermittlung der Details 1 und 2 im photographischen Bild mißt man die von deren Schwärzungen S_1 und S_2 durchgelassenen (bzw. remittierten) Anteile E_1 und E_2 einer beide Bildpunkte erreichenden Beleuchtungsstärke E_0 und erhält daraus den Bildkontrast $K_B = (E_1 - E_2)/(E_1 + E_2)$ mit $E_1 > E_2$. Unter Voraussetzung kleiner Kontraste, d. h. $B_2 \approx B_1$ und damit auch $S_2 \approx S_1$ und $E_2 \approx E_1$, ist der Bildkontrast K_B mit dem Originalkontrast K_O durch die Beziehung $K_B = \gamma K_O$ verknüpft. Somit bedeutet $\gamma = 1$, daß der Kontrast zwischen zwei Bilddetails des Aufnahmeobjektes der gleiche wie auf dem photographischen Bild ist. Bei $\gamma > 1$ (hartes Photomaterial) werden die Kontraste (im Bild) vergrößert, bei $\gamma < 1$ (weiches Photomaterial) werden sie verringert.

photographische Sensibilisierung, Steigerung der Empfindlichkeit des gefällten Silberhalogenids in photographischen Schichten. Die p. S. wird auch als *chemische Sensibilisierung* bezeichnet, weil durch die Nachbehandlung mit geringen Mengen Thiosulfat, Goldsalzen o. a. an der Kornoberfläche Reaktionsprodukte gebildet werden, die die Folgeprozesse der Quantenabsorption, d. h. die Bildung eines latenten Bildkeimes beeinflussen. Charakteristisch für die chemische Sensibilisierung mit Thiosulfat ist ein beträchtlicher Empfindlichkeitsgewinn, gekoppelt mit Schleierzunahme, der mit der Entstehung von Silbersulfid und Silberkeimen erklärt wird. Die Reaktion des Silberhalogenids mit dem chemischen Sensibilisator verläuft autokatalytisch und beginnt an gewissen Punkten der Kornoberfläche. Bei zu langer Ausdehnung der Nachreifung werden die Keime der gebildeten Empfindlichkeitszentren zu groß und spontan entwickelbar, d. h. Schleierbildung tritt ein.

In der Edelmetallsensibilisierung war die Auffindung der Empfindlichkeitssteigerung durch Goldsalze von großer Bedeutung; sie führte 1936 in Wolfen in Zusammenhang mit der Auffindung der Indolizine zur sprunghaften Verbesserung aller Silberhalogenidmaterialien.



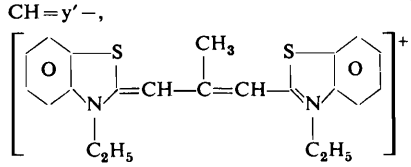
Verlauf einer Schwärzungskurve

Die Erweiterung des praktisch ausnutzbaren Empfindlichkeitsbereiches der Silberhalogenide nach größeren Wellenlängen des Lichtes durch Anfärben mit spezifischen Farbstoffen, den Polymethinen, bezeichnet man als *spektrale* oder *optische Sensibilisierung*, dabei wirkt der Sensibilisator, der in dem geforderten Spektralbereich das Licht genügend stark absorbiert, auf das eigentlich lichtempfindliche System über die absorbierte Strahlungsenergie ein; auf diese Weise können durch Farbstoffe mit unterschiedlichen Lichtabsorptionsbanden photographische Emulsionen bis in das ultrarote Gebiet empfindlich werden.

Ein spektraler Sensibilisator muß neben definierter Lichtabsorption an der Oberfläche der Silberhalogenidkörner fest adsorbiert sein, darf keine Reduktion des Silberhalogenids, keine Oxydation der Silberkeime im latenten Bild, keine Hemmung der Entwicklung und soll eine hohe Quantenausbeute in der Sensibilisierungsreaktion zeigen.

Durch bestimmte Stoffe wird die spektrale S. zur *Supersensibilisierung* gesteigert. Die Gegenreaktion der spektralen S., die Erniedrigung der Empfindlichkeit durch am Korn adsorbierte Stoffe führt zur *Desensibilisierung*.

Grundtyp spektraler Sensibilisatoren sind die Polymethin-Farbstoffe, bei denen zwei oder mehr Heteroatome y und y' über ein System von konjugierten Kohlenstoff-Doppelbindungen miteinander verbunden sind $-y-(CH=CH)_n-CH=y'-$,



wie im 544-nm-Sensibilisator für Grün und Orange: Je länger die Kohlenstoffkette mit den konjugierten Doppelbindungen ist, die die beiden Ringsysteme miteinander verbindet, desto langwelliger ist die Lichtabsorption und damit auch der Sensibilisierungsbereich.

Im Absorptions- oder Sensibilisierungsspektrum einer Emulsion befinden sich entsprechend der Konzentration des adsorbierten Farbstoffes verschiedene Banden, die dem monomeren Farbstoff oder seinen J- und H-Aggregaten zugeordnet werden; diese Assoziatbanden sind für die praktische Sensibilisierung äußerst wichtig.

Photoionisierung, → Ionisation, → kontinuierliche Atomspektren.

Photokatode, Elektrode, aus deren Oberfläche bei Lichteinfall Elektronen emittiert werden. Die Zahl der austretenden Elektronen hängt von der Lichtintensität ab, die kinetische Energie $mv^2/2$ der emittierten Elektronen wächst mit wachsender Frequenz ν des einfallenden Lichtes gemäß der Beziehung $h\nu = A + mv^2/2$, wobei A die Austrittsarbeit des verwendeten Katodenmaterials darstellt. Für eine möglichst große Elektronenausbeute wählt man als Katodenmaterial ein Metall mit niedriger Austrittsarbeit, z. B. Zäsium oder Antimon. Die spektrale Empfindlichkeit ist ebenfalls materialabhängig.

Photoleitfähigkeit, der bei Halbleitermaterialien oder Isolatoren infolge von Lichtabsorption auftretende Beitrag zur elektrischen Leitfähigkeit (→ Photoleitung).

Photoleitung, die Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit von Halbleitern und Isolatoren bei Belichtung. Die P. ist die wichtigste Erscheinungsform des inneren Photoeffekts. Bei der P. wird die Konzentration der Ladungsträger durch Absorption von Photonen im Vergleich zur Konzentration im Dunkeln erhöht. Bei Anlegung einer konstanten Spannung an den Kristall fließt daher bei Belichtung ein gegenüber dem Dunkelstrom erhöhter Strom (*Photostrom*).

Durch Absorption eines Photons genügender Energie (→ Grundgitterabsorption) kann ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt werden, wobei ein Defektelektron (Loch) im Valenzband verbleibt. Photonen kleinerer Energie können an Störstellen gebundene Elektronen bzw. Defektelektronen in das Leitungs- bzw. Valenzband anregen (Ionisation von Donatoren und Akzeptoren). Elektronen im Leitungsband und Defektelektronen im Valenzband sind beweglich und bedingen die elektrische Leitfähigkeit des Kristalls. Auch die Dissoziation optisch erzeugter Exzitonen führt zu frei beweglichen Ladungsträgern. Wenn die absorbierten Photonen je Zeit- und Volumeneinheit g Elektron-Loch-Paare erzeugen, so ergibt sich die Erhöhung der Elektronenkonzentration Δn bzw. der Defektelektronenkonzentration Δp durch die Belichtung zu $\Delta n = g\tau_n$, $\Delta p = g\tau_p$; dabei ist τ_n die Lebensdauer der angeregten Elektronen und τ_p die Lebensdauer der angeregten Defektelektronen im jeweiligen Band. Die entsprechende Leitfähigkeitserhöhung ist $\Delta\sigma = e(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)\,g$. Dabei bedeutet e die Elementarladung, μ_n und μ_p sind die Beweglichkeiten von Elektronen bzw. Löchern. τ_n und τ_p sind durch die Rekombination der beiden Ladungsträgerarten über gebundene Zustände an Störstellen oder über Exzitonzustände bestimmt. Während ihrer Wanderung zu der entsprechenden Elektrode können die Ladungsträger ferner vorübergehend in Haftstellen eingefangen werden. Alle diese Prozesse beeinflussen in komplizierter Weise die Temperaturabhängigkeit der P. und ihre Kinetik beim An- und Abschalten des anregenden Lichts. Eine hohe Haftstellenkonzentration kann zu Abklingzeiten der P. von einigen Stunden führen. Nur im einfachsten Fall ist der Photostrom proportional zur Intensität des anregenden Lichts, er kann sowohl stärker als auch schwächer als linear von der Lichtintensität abhängen. Ist die Lebensdauer der Ladungsträger größer als ihre Laufzeit im elektrischen Feld zwischen den Elektroden, so wird eine entsprechende Anzahl Ladungsträger durch die Elektroden nachgeliefert. Es tragen mehr Ladungsträger zum Photostrom I_{ph} bei, als primär durch die absorbierten Photonen erzeugt wurden. Der Verstärkungsfaktor $G = I_{ph}/egV$ ist dann größer als 1. V ist das Volumen des Kristalls.

Zusatzeinstrahlung von Infrarotlicht führt oft zu einer Verringerung der P. (→ Tilgung).

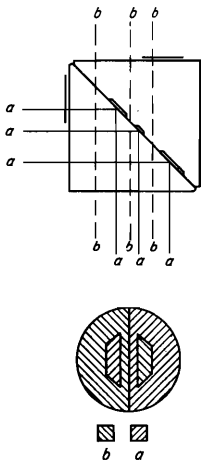
Technische Anwendung findet die P. von Halbleitern im Photowiderstand zur Messung von Lichtintensitäten.

Photolumineszenz, → Lumineszenz.

photomagnetoelektrischer Effekt, svw. photogalvanomagnetischer Effekt.

Photometer, *Lichtmesser*, Gerät zur Lichtstärkemessung. Gemäß dem Prinzip der → Photometrie wird in P.n die Lichtstärke einer Normallichtquelle mit der der zu messenden Lichtquelle verglichen, indem im allgemeinen die von der unbekannten Lichtstärke erzeugte Beleuchtungsstärke, z. B. mittels Abstandsvariation, gleich der von der Normallichtquelle abgegebenen gemacht wird. Je nach Methode unterteilen sich die P. in visuelle und physikalische P.

1) *Visuelle P.* Da das Auge unmittelbare Lichtmessungen nicht ausführen kann, bedient man sich besonderer Verfahren, bei denen zwei benachbarte Flächen auf gleichen Helligkeitseindruck oder auf gleichen Kontrast eingestellt werden können. Die eine Fläche ist von dem Prüfling, die andere von einer Photometerlampe beleuchtet, die bei einer bestimmten Stromstärke konstant brennt. Wichtig ist die Güte der Photometerfelder, wobei es insbesondere darauf ankommt, daß die beiden Vergleichsflächen sehr scharf aneinander grenzen. Die Vergleichsvorrichtung eines P.s heißt *Photometerkopf*. Besonders geeignet ist der *Photometerwürfel* (*Lummer-Brodhun-Würfel*), ein Glaswürfel, der aus zwei 90°-Prismen so zusammengesetzt ist, daß die zusammengelegten Basis- bzw. Diagonalflächen durch Verkitten stellenweise optischen Kontakt haben, stellenweise aber total reflektieren. Die Totalreflexion wird durch Aussparungen im Glas erreicht, indem die Basisfläche des einen 90°-Prismas bis auf ein ebenes Mittelstück kugelförmig abgeschliffen ist, so daß an dem entstehenden Luftraum Totalreflexion auftritt. Es entstehen zwei Trapezfelder, wobei die Strahlengänge *a* und *b* vor ihrer Vereinigung senkrecht aufeinander stehen (Abb.). Bei Helligkeitsgleichheit ver-



Photometerwürfel: Oben Schnitt, unten Gesichtsfeld

schwinden die Trapezfelder, bei Zwischenschalten von Kontrastplättchen erscheinen die Trapezfelder etwas dunkler als die Umgebung. Zu einem P. gehört ferner eine Lichtschwächungseinrichtung nach einem der folgenden Prinzipien: Schwächung durch Anwendung des Entfernungsgesetzes (→ photometrisches Grundgesetz), durch einen rotierenden Sektor, durch Polarisation, durch Blenden oder durch Graugläser. Es können auch zwei gegeneinander verschiebbare Graukeile benutzt werden.

Dem Aufbau nach unterscheidet man feststehende und tragbare P. Feststehende P. verwenden eine Photometerbank mit Millimetereinteilung und benutzen vorwiegend das Entfernungsgesetz. Die beiden Lichtquellen (Prüfling und Vergleichslampe), der Photometerkopf und die Lichtschwächungseinrichtung sind auf Wagen montiert und können meßbar an beliebige Stellen der Bank gestellt werden. Der Photometerkopf ist in einen Photometeraufsatz eingebaut, z. B. den Photometeraufsatz nach Lummer-Brodhun mit Photometerwürfel und Spiegelanordnung, dessen einfachster Vorläufer ein mit einem Fettfleck versehenes Blatt Papier war, das auf der Photometerbank zwischen zwei zu vergleichenden Lichtquellen an den Ort geschoben wurde, wo der Kontrast des Fettflecks zu seiner Umgebung möglichst verschwand. Dieses P. wird nach seinem Erfinder *Bunsensches Fettfleckphotometer* genannt. Zu den tragbaren P.n gehören z. B. die historischen *Tubusphotometer*, das handliche *Taschenphotometer von Bechstein*, ein Universalphotometer mit großem Meßbereich, das ebenfalls universell einsetzbare *Pulfrich-Photometer* und das *Sektorenphotometer*. Zur Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen können → *Flimmerphotometer* verwendet werden.

2) *Physikalische P.* oder *lichtelektrische P.* ersetzen das Auge durch lichtelektrische Empfänger (z. B. durch eine Photozelle), die durch geeignete Filter dem spektralen Hellempfindlichkeitsgrad des Auges angepaßt sein müssen. Mit physikalischen P.n ist eine höhere Empfindlichkeit als bei visuellen P.n möglich. Es gibt vier verschiedene Meßverfahren. Beim *Ausschlagsverfahren* wird der Photostrom unmittelbar mit einem empfindlichen Meßinstrument gemessen. Hierzu gehören außer Beleuchtungsmessern z. B. die Mikrophotometer, die vorwiegend zur Auswertung von Spektralplatten bestimmt sind. Durch ein optisches System wird ein beleuchteter Spalt jeweils über eine parallel dazu eingestellte Spektrallinie auf einen Photoempfänger abgebildet und so deren Schwärzung gemessen. Bei Mikrophotometern ist eine Anpassung an den Hellempfindlichkeitsgrad des Auges nicht nötig. Beim *Kompensationsverfahren* wird der Photostrom in einer Brückenschaltung kompensiert, so daß das Meßinstrument als Nullinstrument dient. Besonders genau arbeitet das *Substitutionsverfahren*, bei dem unter unverändertem optischem Strahlengang die beiden Lichtquellen unmittelbar nacheinander mit dem gleichen Strahlungsempfänger verglichen werden. Beim *Wechsellichtverfahren* fällt die Strahlung des Meß- und Vergleichsstrahlenganges in kurzer Folge abwechselnd nacheinander auf den Photoempfänger. Im Vergleichsstrahlengang befindet sich eine meßbare Schwächungseinrichtung, die beide Photoströme automatisch aneinander angleicht. Nach dem Wechsellichtverfahren arbeiten auch die modernen hochentwickelten vollautomatischen → Spektralphotometer, die von den sonstigen P.n im Prinzip sehr abweichen.

Eine besondere Art von P.n sind die *Kugelphotometer*, die bei der → Lichtstrommessung angewendet werden. Ein als Schwärzungsmesser verwendetes P. bezeichnet man als → Densitometer.

Photometrie, *Lichtmessung*, Verfahren zur Ermittlung der → photometrischen Größe mittels → Photometern. Das Prinzip der P. besteht darin, daß die Lichtstärke einer Normallichtquelle mit der der zu messenden Lichtquelle *verglichen* wird. Dabei unterscheidet man je nach Vergleichsmethode zwischen visueller, physikalischer und photographischer P.

1) Bei der *visuellen P.*, bei der das Auge als Empfänger dient, werden immer zwei im Gesichtsfeld dicht benachbart dargebotene Leuchtdichten unter meßbarer Abschwächung der einen miteinander verglichen. Die eine der beiden Leuchtdichten oder die Lichtstärke der sie erzeugenden Lichtquelle soll bestimmt werden. Beim *Gleichheitsprinzip* ist das Einstellkriterium die Leuchtdichtegleichheit der Gesichtsfelder, beim genauer arbeitenden *Kontrastprinzip* die Einstellung auf gleichen Kontrast. Beim Direktvergleich werden Prüfling und Normal unmittelbar miteinander verglichen, bei der Substitutionsmethode nacheinander unter völlig gleichen Bedingungen. Die erreichbare Genauigkeit beträgt beim Gleichheitsprinzip etwa 1%, beim Kontrastprinzip etwa $^1/_2$%, vorausgesetzt, daß jeweils die Vergleichsfelder scharfe Grenzen haben, ihre Leuchtdichte zwischen etwa 5 und 25 cd/m^2 beträgt und mehrere Messungen gemittelt werden.

Das Auge kann nur Leuchtdichten miteinander unmittelbar vergleichen, wenn sie isochrom (gleichfarbig) sind (*isochrome oder gleichfarbige P.*). Für die *heterochrome* oder *verschiedenfarbige P.* ist daher ein visueller Direktvergleich nicht möglich. Hier kann man jedoch erfolgreich das *Flimmerprinzip* ausnutzen und ein → Flimmerphotometer verwenden.

Die P. sehr kleiner Lichtquellen heißt *Punktphotometrie*. Hier gibt es zwei Wege bei visuellen Verfahren: Man bildet entweder die Lichtquelle in die Pupille des Auges ab, oder man bildet sie im Gesichtsfeld ab. Beide Verfahren haben Nachteile, so daß die Punktphotometrie jetzt vorwiegend nur noch mit physikalischen Empfängern vorgenommen wird.

2) Bei der *physikalischen P.* muß der benutzte Empfänger der spektralen Empfindlichkeit des Auges (→ spektraler Hellempfindlichkeitsgrad) angeglichen sein, wenn Licht verschiedener spektraler Energieverteilung miteinander verglichen werden soll (heterochrome P.). Man benutzt lichtelektrische Photometer.

3) Bei der *photographischen P.* dient die photographische Platte als Empfänger. Sie wird vorwiegend in Verbindung mit Spektrographen angewendet. Aus der Schwärzungskurve, die unter Verwendung eines Stufenkeils gewonnen wird, kann auf die eingestrahlte Lichtintensität ge-

photometrische Größen und Einheiten

schlossen werden, die zu den verschiedenen Schwärzungen geführt hat. Die Auswertung erfolgt mit einem Mikrophotometer.

Über die P. der Gestirne → Astrophotometrie.

photometrische Größen und Einheiten, die von den Strahlungsgrößen unter Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges abgeleiteten Größen. Grundlegend sind der relative spektrale Hellempfindlichkeitsgrad V_λ für das helladaptierte Auge und das photometrische Strahlungsäquivalent (→ spektraler Hellempfindlichkeitsgrad).

Wichtigste photometrische Größen	Einheiten	entsprechende Strahlungsgrößen
Lichtstrom Φ	Lumen lm	Strahlungsfluß
Lichtmenge Q	Lumensekunde lms	Strahlungsmenge
Lichtstärke I	Candela cd	Strahlstärke
Leuchtdichte B	Candela/Quadratmeter cd/m²	Strahldichte
Beleuchtungsstärke E	Lux lx	Bestrahlungsstärke

Der *Lichtstrom* Φ ist die von einer Lichtquelle in verschiedenen Richtungen ausgestrahlte Leistung, bewertet nach V_λ. Einheit ist das Lumen lm. Wird nur ein gewisser Raumwinkel betrachtet, wie es meist der Fall ist, so spricht man von Teillichtstrom. Der gesamte von einer Lichtquelle in alle Richtungen des Raumes ausgestrahlte Lichtstrom ist der *Gesamtlichtstrom.* → Lichtstrommessung.

Die *Lichtmenge* Q ist die von einer Lichtquelle in Form von Licht aufgebrachte Arbeit; sie ist somit das Zeitintegral des Lichtstroms Φ, also $Q = \int_0^t \Phi \, dt$. Ist Φ zeitlich konstant, dann gilt $Q = \Phi t$. Einheit ist die Lumensekunde lms.

Die *Lichtstärke* I ist der Quotient aus dem Lichtstrom Φ und dem zugehörigen Raumwinkel ω, also $I = \frac{\Phi}{\omega} = \frac{d\Phi}{d\omega}$. Einheit ist die Candela cd, die international als *Lichteinheit* festgelegt ist. Diese ist dadurch definiert, daß ein Strahler bei der Temperatur des erstarrenden Platins (2042 K) je cm² Fläche in senkrechter Richtung die Lichtstärke von 60 cd ausstrahlt. Auf die Candela als Einheit sind alle p.n G. u. E. bezogen. So strahlt eine Lichtquelle der Lichtstärke 1 cd in den Einheitsraumwinkel von 1 Steradiant sr den Lichtstrom 1 lm aus, eine Lichtquelle mit allseitiger Lichtstärke 1 cd strahlt in den Gesamtraum 4π lm ab.

Die *Leuchtdichte* B, die photometrisch bewertete Strahldichte, ist die Dichte des durch eine Fläche in einer bestimmten Richtung durchtretenden Lichtstromes, bezogen sowohl auf den durchstrahlten Raumwinkel als auch auf die zu der betreffenden Richtung senkrechte Projektion der Fläche gemäß dem → photometrischen Grundgesetz. Die Leuchtdichte kann auch als die je Flächeneinheit senkrecht abgestrahlte Lichtstärke aufgefaßt werden. Die Einheit der Leuchtdichte ist somit Candela je Quadratmeter (cd/m²). Früher waren Stilb sb (1 sb = 1 cd/cm²) und Apostilb asb [1 asb = $(1/\pi)$ cd/m²] gebräuchlich. In angelsächsischen Ländern wird auch das foot-lambert (1 foot-lambert = 3,43 cd/m²) benutzt. → Skot.

Die *Beleuchtungsstärke* E ist die auf die Fläche bezogene Dichte des Lichtstromes, also $E = d\Phi/df$. Einheit ist das Lux lx (1 lx = 1 lm/m²), auch meter-candle genannt. In angelsächsischen Ländern wird auch das foot-candle (1 foot-candle = 10,76 lx) benutzt. Eine Einheit der Beleuchtungsstärke ist auch das → Nox. Die Beleuchtungsstärke dient zur photometrischen Bewertung der Beleuchtung einer Fläche. Das Produkt aus Beleuchtungsstärke und Zeit ist die *Belichtung*, Einheit ist die Luxsekunde lxs.

Die *spezifische Lichtausstrahlung* R ist die Dichte des von einer Fläche abgegebenen Lichtstromes, bezogen auf die strahlende Fläche; $R = \Phi/f = d\Phi/df$. Einheit ist das Phot ph (1 ph = 1 lm/cm²).

photometrisches Grundgesetz, besagt, daß ein leuchtendes Flächenelement df_1 der Leuchtdichte B unter dem Winkel ε einem Flächenelement df_2 im Abstand r unter dem Winkel i den Lichtstrom $d^2\Phi = B df_1 \cos\varepsilon \, d\omega$ zustrahlt. Es ist der Raumwinkel $d\omega = (df_2 \cos i)/r^2$ und somit $d^2\Phi = (B df_1 \cos\varepsilon \, df_2 \cos i)/r^2$. Eine wesentliche Aussage des photometrischen G.es ist das Entfernungsquadrat im Nenner, auch *quadratisches* oder *photometrisches Entfernungsgesetz* genannt. Für punktförmige Lichtquellen folgt daraus: Beleuchtungsstärke $E = I/r^2$; I = Lichtstärke.

photometrisches Strahlungsäquivalent, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Photomultiplier, svw. Sekundärelektronenvervielfacher.

Photon, *Lichtquant, Strahlungsquant,* γ, Quant des elektromagnetischen Feldes. Das P. bildet eine Familie der → Elementarteilchen (Tab. A) für sich. Jeder elektromagnetischen Strahlung, z. B. in Form von Licht (Lichtquanten), Röntgenstrahlung (Röntgenquanten) oder Gammastrahlung (Gammaquanten), entsprechen P.en mit der Energie $E = h\nu$ und dem Impuls (Lichtquantenimpuls) $\vec{p}$ vom Betrag $p = h\nu/c$ (h Plancksches Wirkungsquantum, c Lichtgeschwindigkeit, ν Frequenz der Strahlung), dessen Richtung mit der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Strahlung zusammenfällt; nach der speziellen Relativitätstheorie ist die Ruhmasse des P.s Null, da es sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Ladung und magnetisches Moment des P.s sind ebenfalls Null. P.en haben ferner den Spin 1 (in Einheiten von $\hbar = h/2\pi$) und genügen daher der Bose-Einstein-Statistik, zählen also zu den Bosonen. Die feldtheoretische Beschreibung der P.en erfolgt durch ein skalares und ein Vektorpotential, die der Wellengleichung genügen. Das Vektorfeld gestattet zwei transversale, eine longitudinale und eine skalare („zeitartige") Schwingung, von denen nur die transversalen Schwingungen optisch als Polarisation beobachtbar sind (→ Quantenelektrodynamik), während die longitudinalen und skalaren Schwingungen sich kompensieren. Die longitudinalen Schwingungen werden gelegentlich den Coulombschen Kräften zwischen elektrischen Ladungen zugeordnet. Im Teilchenbild spricht man dementsprechend von transversalen, longitudinalen und skalaren P.en. Die transversalen, linear polarisierten P.en haben bezüglich einer vorgegebenen Richtung entsprechend dem Spin 1 drei mögliche Einstellungen

zu einer etwa durch ein elektrisches Feld vorgegebenen Richtung: parallel, antiparallel und senkrecht. Die quantentheoretische Beschreibung des P.s erfolgt durch die Quantenelektrodynamik gemeinsam mit dem Elektron und dem Positron.

Die Existenz der P.en war bereits von Newton angenommen worden, schien sich aber nach der Entdeckung der Interferenz- und Beugungsphänomene des Lichts nicht zu bestätigen; nach Aufstellung der Quantenhypothese durch M. Planck (1900) führte sie Einstein 1905 zur Erklärung des äußeren lichtelektrischen Effekts wieder ein; der überzeugende experimentelle Existenzbeweis erfolgte 1923 durch Compton (→ Compton-Effekt) und später durch Versuche von Joffe und Dobronrawow (→ Dualismus von Welle und Korpuskel).

Photonenfeld, svw. Lichtquantenfeld.

Photonengas, dem Teilchenbild der Materie entsprechende Interpretation der in einem Hohlraum eingeschlossenen elektromagnetischen Strahlung. Diese kann nach Planck auf Grund der Lichtquantenhypothese als Gas, das aus den den Hohlraum erfüllenden Photonen besteht, angesehen werden, wobei die Photonen der Energie $E = h\nu$ (h Planckscles Wirkungsquantum, ν Frequenz der Strahlung) von den Wänden des Hohlraums unter Ausbildung eines thermodynamischen Gleichgewichtes ständig emittiert und absorbiert werden. Die Planckschen Strahlungsgesetze des schwarzen Strahlers ergeben sich durch Anwendung der statistischen Mechanik auf das P. unter Berücksichtigung der Bose-Einstein-Statistik.

Photonenhypothese, → Lichttheorien.

Photonenstoßionisation, → Ionisation.

Photoneutron, ein Neutron, das durch Beschuß von Atomkernen mit γ-Quanten über den (γ, n)-Prozeß erzeugt wird. Häufig treten P.en aus der Wechselwirkung der γ-Quanten (→ Kernphotoeffekt) verschiedener radioaktiver Isotope mit Deuterium oder Beryllium auf, wie es in Neutronenquellen ausgenutzt wird. Mit großer Intensität entstehen P.en an Elektronenbeschleunigern, z. B. an Linearbeschleunigern, Betatrons, Mikrotrons oder Synchrotrons, durch Erzeugung von Bremsstrahlung mit anschließendem (γ, n)-Prozeß an schweren Atomkernen, wie Uran und Thorium.

Photophorese, die Bewegung von kleinsten Teilchen unter dem Einfluß einer intensiven Lichtbestrahlung. Ehrenhaft (1918) beobachtete, daß sich kleine Teilchen mit Durchmessern von 10^{-4} bis 10^{-6} cm, die im Gas schweben, bei intensiver Lichtbestrahlung in Richtung der Lichtstrahlen (*positive P.*) und andere in entgegengesetzter Richtung (*negative P.*) bewegen. In einigen Fällen läßt sich die P. als *Radiometerwirkung* deuten, während für andere Fälle eine Erklärung noch aussteht.

Photopolymerisation, photographisches Verfahren, bei dem eine Unterlage mit einer monomeren organischen Verbindung beschichtet ist, welche Doppelbindungen enthält und durch lichtempfindliche Katalysatoren (Eisen(III)-Ionen, Silberhalogenide oder organische Radikalbildner) bei der Belichtung polymerisiert wird. Nach der alkalischen Entwicklung verbleiben Reliefbilder. Die Photopolymere können auf einer Unterlage als *Photo-Druckplatte* oder als *Photokopierlack* in flüssiger Form zum Selbstansatz geliefert werden. Dabei unterscheidet man *negative* und *positive Photopolymere*. Die negativen Photopolymere werden durch Lichteinwirkung vernetzt und bei der Entwicklung die unbelichteten Bestandteile der Schicht herausgelöst. Bei den positiven Photopolymeren werden die Verbindungen durch Licht zersetzt und im Entwicklungsvorgang die belichteten Bestandteile der Schicht herausgelöst. Das bei diesem Verfahren erzielte Auflösungsvermögen liegt so hoch, daß die P. in zunehmendem Maße bei der Herstellung von gedruckten Schaltungen, Halbleiterbauelementen und polygraphischen Druckplatten eingesetzt wird.

Photoproduktion, in der Hochenergiephysik Erzeugung massiver Elementarteilchen bei der Streuung hochenergetischer Photonen an Nukleonen. Je nach der Energie dieser Photonen können Mesonen und Hyperonen erzeugt werden, z. B. im Prozeß $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$. Photoproduktionsexperimente werden vor allem an Elektronenbeschleunigern durchgeführt, da die hochenergetischen Elektronen beim Abbremsen an Materie sehr energiereiche Photonen emittieren. Sie spielen mit zunehmender Primärenergie der Elektronen eine wachsende Rolle in der Hochenergiephysik.

Photoschichtspuren, von ionisierenden Teilchen in Kernemulsionen erzeugte Spuren. Die von den Teilchen erzeugten Ionen in der photographischen Schicht sind Keime von Schwärzungskörnern und somit entwicklungsfähig. Mit Hilfe von P. werden z. B. Teilchen der kosmischen Strahlung untersucht; besonderer Aufschluß über diese Teilchen wird aus der durch sie verursachten Kernzertrümmerung, die als Stern in der entwickelten Emulsion sichtbar wird, erhalten.

Photospaltung, die Spaltung von Atomkernen mittels γ-Quanten. Außer durch Neutronen oder andere schwere Teilchen lassen sich auch mit γ-Quanten Kernspaltungen hervorrufen. Die Beobachtung der Reaktionsschwelle der P. gibt eine besonders zuverlässige Bestimmung der Aktivierungsenergie für den Spaltvorgang. Mit steigender γ-Energie bemerkt man eine Tendenz zur symmetrischen Spaltung. Die P. ist bei einigen der schwersten Kerne durch γ-Quanten mit Energien von $\gtrsim 20$ MeV mit bemerkenswerter Ausbeute möglich.

Photosphäre, → Sonne.

Photothyristor, → Thyristor.

Phototransistor, → Transistor.

Photoumwandlung, svw. Kernphotoeffekt.

Photovervielfacher, svw. Sekundärelektronenvervielfacher.

Photowiderstand, svw. Photowiderstandszelle.

Photowiderstandszelle, *Photowiderstand,* ein Halbleiterbauelement, bei dem die Photoleitfähigkeit zum Nachweis oder zur Messung von Licht ausgenutzt wird.

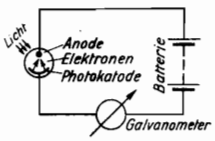
Eine P. besteht aus einem Substrat mit einer meist aufgedampften dünnen Schicht aus lichtempfindlichem Material, z. B. CdS, CdSe, InSb oder PbS. Letzteres ist speziell im Infrarotbereich empfindlich, da der Bandabstand noch ausreicht, um bei der in diesem Bereich geringen Energie der Lichtquanten noch Photoleitfähigkeit zu erhalten.

Photozellle

Mehrere zu einem gemeinsamen Bauelement zusammengefaßte P.n heißen *Multiphotowiderstände*. Sie werden z. B. als *Differentialphotowiderstände* in Brückenschaltungen zur Steuerung von Schneidwerkzeugen verwendet.

Neuerdings werden P.n weitgehend durch Photodioden (→ Halbleiterdioden) verdrängt.

Photozelle, ein photoelektrisches Bauelement, das auf dem äußeren lichtelektrischen Effekt beruht (→ Elektronenemission 2). In einem evakuierten oder gasgefüllten Rohr steht einer photoelektrischen Schicht, der *Photokatode*, die meist schleifen- oder netzförmige Anode gegenüber, an die durch eine Batterie eine positive Spannung gelegt ist (Abb.). Die Photokatode sendet Elektronen aus, wenn Licht genügender Energie, d. h. genügend kurzer Wellenlängen, auf sie fällt. Die ausgesandten Elektronen fliegen zur Anode unter dem Einfluß der an sie angelegten positiven Spannung. Die Quantenausbeute, d. i. die Zahl der ausgelösten Photoelektronen bezogen auf die eingefallenen Photonen, ist von der Wellenlänge abhängig. Die Photonen müssen mindestens eine Energie haben, die zur Überwindung der photoelektrischen Austrittsarbeit notwendig ist. Die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Wellenlänge und die langwellige Grenze sind charakteristisch für das Material der Photokatode. Obwohl grundsätzlich alle Metalle photoelektrische Eigenschaften ausweisen, werden in modernen P.n heute fast ausschließlich Alkalimetalle bzw. -oxide (z. B. Zäsiumoxid, Kalium, Natrium) und Kadmium verwendet (*Alkalizelle*).



Photozelle (Schaltschema)

Die Zahl der ausgelösten Photoelektronen je Sekunde, d. h. der Photostrom, ist der Intensität der einfallenden Lichtstrahlung streng proportional. Der Photostrom wird mit einem Galvanometer gemessen, seine Größe folgt den Schwankungen der Intensität trägheitslos. Damit sind die P.n ein wichtiges Meßorgan für die objektive Photometrie vom infraroten Gebiet des Spektrums über das sichtbare bis in das ultraviolette Licht. Durch Füllung der Photozelle mit einem neutralen Gas (Edelgas von $\approx$ 1 Torr) kann die Empfindlichkeit etwa um den Faktor 5 bis 10 erhöht werden. Gleichzeitig sinkt durch die Gasfüllung infolge der Trägheit der Gasmoleküle die obere Frequenzgrenze (etwa 25% Abnahme der Empfindlichkeit bei 10 kHz).

Man verwendet P.n für die gleichen Zwecke wie die Photowiderstände bzw. Photodioden, von denen sie aus zunehmend mehr Gebieten verdrängt werden. Nur einige Eigenschaften der P.n, z. B. ihre geringe Temperaturabhängigkeit, sind die Ursache dafür, daß sie sich für wenige bestimmte Zwecke gegenüber den modernen photoelektrischen Halbleiterbauelementen (→ Halbleiterdiode) behaupten können.

Lit. Görlich: Die Anwendung der P.n (Leipzig 1951).

Tab. 1. pH-Werte einiger Standard-Pufferlösungen und ihre Temperaturabhängigkeit

°C	0,05 m-Kaliumtetroxalatlösung	Kaliumhydrogentartratlösung, gesättigt bei 25 °C	0,05 m-Kaliumhydrogenphthalatlösung	0,025 m-Kaliumhydrogenphosphat- + 0,025 m-Natriumhydrogenphosphatlösung	0,01 m-Boraxlösung
0	1,67	·	4,01	6,98	9,46
10	1,67	·	4,00	6,92	9,33
20	1,68	·	4,00	6,88	9,22
30	1,69	3,55	4,01	6,85	9,14
40	1,70	3,54	4,03	6,84	9,07
50	1,71	3,55	4,06	6,83	9,01
60	1,73	3,57	4,10	6,84	8,96
70	·	3,59	4,12	6,85	8,92
80	·	3,61	4,16	6,86	8,88
90	·	3,64	4,20	6,86	8,85

Photozellenrauschen, → Rauschen II, 3.

pH-Wert, der negative dekadische Logarithmus der Wasserstoffionenkonzentration (genauer: Hydroniumionenaktivität), das Maß für den sauren oder basischen Charakter einer Lösung. Thermodynamisch exakt wird die Azidität einer wäßrigen Lösung durch die Hydroniumionenaktivität $a_{H_3O^+}$ definiert, die mit der Hydroxidionenaktivität durch das Ionenprodukt des Wassers zusammenhängt: $a_{H_3O^+} \cdot a_{OH^-} = K_W$. Dabei hat K_W bei 20 °C den Wert 10^{-14}, so daß $a_{OH^-} = \frac{10^{-14}}{a_{H_3O^+}}$. Um Säuren und Laugen durch die gleiche Maßzahl charakterisieren zu können, führte S. P. L. Sörensen den Begriff des pH $= -\log a_{H_3O^+} = -\log c_{H_3O^+} \cdot f_{H_3O^+}$ ein. Hierbei ist $c_{H_3O^+}$ die Konzentration der Hydroniumionen, $f_{H_3O^+}$ der Aktivitätskoeffizient der wäßrigen Hydroniumionenlösungen. Die genaue Angabe des pH-W.es setzt somit die Kenntnis der Hydroniumionenaktivität voraus, die nur in verdünnten Lösungen im Gültigkeitsbereich der Debye-Hückelschen Grenzgesetze unter Zuhilfenahme von Konzentrationsketten mit Überführung mittels Näherungsmethoden ermittelt werden kann. Die praktische *pH-Messung* beschäftigt sich oft mit der Untersuchung von Mischlösungen und Lösungen höherer Konzentration, so daß die thermodynamisch exakte Ermittlung des $p_{H_3O^+}$ nicht in Betracht kommt. Man hilft sich deshalb mit einer konventionellen pH-Skala, die auf der Messung der elektromotorischen Kraft EMK der Zelle Platinwasserstoffelektrode / unbekannte Lösung / gesättigte Kaliumchloridlösung / 0,1 m-Kalomelelektrode beruht. Ist die Lösung genügend verdünnt, so kann man die Aktivität des Wassers als konstant ansehen und bei einem Wasserstoffdruck von 1 atm nach der Nernstschen Gleichung die EMK der Zelle berechnen: $E = E_0 + (RT/F) \times \times \ln a_{H_3O^+} + \varepsilon$. Hierbei bedeutet E_0 die EMK der Zelle unter Standardbedingungen, d. h. 1 atm, $a_{H_3O^+} = 1$, R die universelle Gaskonstante, T die absolute Temperatur, F die Faraday-Konstante, ε die Diffusionspotentiale an den beiden Grenzflächen zur gesättigten KCl-Lösung. Für verdünnte Lösungen wird nun im Gültigkeitsbereich der Debye-Hückel-Gleichung $E'_0 + \varepsilon$ bestimmt. Bei Vernachlässigung der Konzentrationsabhängigkeit von ε kann man mittels der Nernstschen Gleichung aus den EMK-Werten $\ln a_{H_3O^+}$ und damit pH berechnen: $\text{pH} = (E - E'_0 - \varepsilon) \cdot \frac{0{,}4343\,F}{RT}$. Unter Standardbedingungen ergibt sich: $\text{pH} = \frac{E - 0{,}3376}{0{,}059\,14}$. Die EMK-Messungen erfolgen an Standard-Pufferlösungen, deren pH-Werte nach der letzten Gleichung berechnet wurden und die als Grundlage der konventionellen pH-Skala dienen (Tab. 1).

Im Ionenprodukt des Wassers ist neben der Hydroniumionenkonzentration noch die Hydroxylionenkonzentration c_{OH^-} enthalten, deren negativer Logarithmus pOH als Maß für die Basizität der Stoffe verwendet werden kann. Hierbei gilt: pOH = 14 − pH. Tab. 2 zeigt den Zusammenhang zwischen Säure- und Basencharakter (pH und pOH).

Tab. 2. pH- und pOH-Werte wäßriger Lösungen

$n_{H_3O^+}$ (Normalität starker Säuren)	10	1	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	n_{OH^-} (Normalität starker Basen)	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10
pH	−1	0	1	2	3	4	5	6	7	pH	8	9	10	11	12	13	14	15
pOH	15	14	13	12	11	10	9	8	7	pOH	6	5	4	3	2	1	0	−1
	stark				schwach				neutral		schwach					stark		
	sauer										alkalisch							

Die Messung des pH-Wertes kann grundsätzlich nach zwei Methoden erfolgen: 1) durch elektrochemische Methoden, mit deren Hilfe man die EMK der zu untersuchenden Lösung messen kann. Reine Säuren und Basen können mittels der Wasserstoffelektrode gemessen werden. Für Messungen im sauren Gebiet ist weiterhin die Chinhydronelektrode verwendbar, bei der das Redoxpotential Chinon/Hydrochinon im Chinhydron vom pH-Wert abhängig ist. Für Messungen in alkalischen Lösungen geeignet sind einige Metallelektroden, wie die Antimonelektrode, die Wismutelektrode, die Tantal- und Niobelektrode; hierbei ist das Redoxpotential der Metalle pH-abhängig. Die Genauigkeit der Metallelektroden ist allerdings nur gering. Sehr verbreitet sind in neuerer Zeit Glaselektroden. Dabei hängt das Potential der in eine dünnwandige Glaskapsel eingeschlossenen Ableitungselektrode, die von einer Pufferlösung umgeben ist, vom pH-Wert der die Glaskapsel von außen umgebenden Lösung ab. Als Bezugselektrode dient bei allen Meßverfahren meist die Kalomelelektrode. 2) Näherungsweise erfolgt die Messung durch bestimmte Farbstoffe (*Indikatoren*), die in Lösung eine vom pH-Wert abhängige Färbung aufweisen. Auf dieser Methode beruhen die im Labor sehr gebräuchlichen Indikatorpapiere (z. B. Lackmuspapier, Unitest-Papier) und die bei Säure-Basen-Titrationen verwendeten Indikatorlösungen (z. B. Phenolphthalein, Methylorange, Methylrot, Bromthymolblau).

Wird der pH-Wert auf Volumenkonzentrationen bezogen (pH_c), so kann er aus den auf die Normalität bezogenen pH-Werten (pH_n) berechnet werden: $pH_c = pH_n - \log d$, wobei d die Dichte des reinen Wassers ist. Für Temperaturen unter 25 °C kann dieser Unterschied vernachlässigt werden.

Physik, die Wissenschaft von den Eigenschaften und Zustandsformen, der Struktur und der Bewegung der unbelebten Materie, den diese Bewegung hervorrufenden Kräften oder Wechselwirkungen und den hierbei konstant bleibenden Größen. Die P. ist eine grundlegende Naturwissenschaft, die auf der Basis quantitativer, durch Messungen präzisierter Erfahrungen zur Aufdeckung, zur mathematischen Formulierung und praktisch-technischen Anwendung der Naturgesetze führt. Vom behandelten Gebiet her bestehen keine scharfen Grenzen, einige historisch entstandene Unterteilungen des Gesamtkomplexes Naturwissenschaft sind durch den Fortschritt der Wissenschaft verwischt worden, so der zwischen P. und Chemie und in zunehmendem Maße auch der zwischen P. und Biologie. Seit Entwicklung der Quantentheorie, insbesondere der Quantenchemie, besitzt die Chemie keine von der P. unabhängigen Grundlagen mehr, dennoch rechtfertigen der relativ geringe Nutzen der theoretischen Quantenchemie für die praktischen Aufgaben des Chemikers einerseits und die z. T. spezifisch chemischen Methoden der Stoffanalyse und Stoffumwandlung andererseits, vor allem aber auch der riesige, rasch anwachsende Umfang des Wissensgebietes vollständig die Abtrennung der Chemie von der P. Auch die Grenzen zwischen P. und Biologie verschwimmen in dem Maße, in dem die quantitativen physikalischen Methoden durch ihre Verfeinerung auf die hochkomplizierten biologischen Systeme anwendbar werden (*Biophysik*). Der rasche Fortschritt auf diesem Gebiet macht immer deutlicher, daß die Objekte der Biologie hochorganisierte Systeme „gewöhnlicher" Materie sind, zu deren Verständnis die physikalisch-chemischen Erfahrungen und Gesetzmäßigkeiten durch eine entsprechende kybernetische Systemtheorie mit zentraler Benutzung des Begriffs Information zu erweitern sind. Wahrscheinlich wird es zweckmäßig sein, diese allgemeine Systemtheorie wegen ihres ausgeprägten Querschnittcharakters (Automaten, selbstregelnde Systeme, Lebewesen) als eigenständige Disziplin beizubehalten. Enge Wechselbeziehungen bestehen zwischen P. und Mathematik, die allerdings keine Naturwissenschaft ist; denn die Mathematik geht in ihrem logischen inneren Aufbau (nicht in ihrer historischen Entwicklung!) nicht von überprüfbaren Erfahrungen aus, sondern erforscht logisch widerspruchsfreie Strukturen ohne unmittelbaren Bezug auf deren konkrete Realisierung. Wenn auch durchaus nicht alle mathematischen Strukturen realisierbar sein müssen, hat sich diese Methode als sehr erfolgreich erwiesen. Insbesondere sind viele abstrakte mathematische Strukturen historisch aus physikalischen Problemstellungen erwachsen, andererseits müssen auch neue, noch unerkannte reale Strukturen zumindest logisch widerspruchsfrei sein, so daß man mit Recht sucht, ihr formales Äquivalent aus bereits erforschten mathematischen Strukturen abzuleiten.

Die P. als Ganzes entstand und entwickelt sich als untrennbare Einheit von experimenteller Forschung und theoretischer Durchdringung. Es gibt daher strenggenommen keine Trennung in Experimentalphysik und theoretische P., wohl aber gibt es eine Arbeitsteilung zwischen Experimentalphysikern und theoretischen Physikern, da normalerweise ein Einzelner nicht gleichzeitig in die methodischen Feinheiten des immer anspruchsvoller und aufwendiger werdenden modernen Präzisionsexperiments und der ebenfalls immer komplizierter werdenden mathematischen Methoden eindringen kann. Die Experimentalphysik gewinnt aus der exakten Beobachtung und dem planmäßigen, unter kontrollierten übersichtlichen und vereinfachten Bedingungen ausgeführten Versuch, dem *Experiment*, Kenntnis über den qualitativen und quantitativen Zusammenhang der untersuchten Größen. Die theoretische P. abstrahiert aus dem experimentellen Material die physikalischen Gesetze und bildet diese auf mathematische Strukturen ab. Diese intensive mathematische Durchdringung der gesamten P. führt durch mathematisch-präzise Formulierung und Verallgemeinerung grundlegender Erfahrungen zu den Grundgesetzen der P. und damit zu einer mathematisch formulierten *Theorie* über bestimmte Klassen von Erscheinungen, die zugleich deren Struktur widerspiegelt. Ausgehend von den Grundgesetzen führt die Theorie durch mathematische Deduktion zu genauen Aussagen über die Einzelerscheinungen, deren Form, Struktur, Verlauf durch die jeweiligen Grundgesetze beherrscht werden. Diese Aussagen können wieder experimentell geprüft werden und führen zu einer Bestätigung oder auch Widerlegung der Theorie. Für einen weiten Erfahrungsbereich sind die Grundgesetze erkannt und mathematisch formuliert, sie sind noch unbekannt im Bereich der Elementarteilchenphysik. Die Entwicklung und Vervollkommnung der Methoden zur mathematischen Lösung der gegebenen Grundgleichungen wird oft als mathematische P. bezeichnet.

Von wenig bedeutsamen Vorläufern abgesehen beginnt die physikalische Forschung im 17. Jahrhundert mit der wissenschaftlichen Durchdringung der elementaren Bewegungsvorgänge, der durch die Begriffe Masse und Kraft gekennzeichneten *Mechanik*. Ausgehend von der Mechanik einzelner diskreter Körper wurden die mechanischen Grundgleichungen auf verformte und bewegte kontinuierliche Medien angewendet, was zur Entwicklung der *Elastizitäts-* und der *Strömungslehre* führte. Ausgehend vom Kraftbegriff einerseits und den zur Charakterisierung kontinuierlicher Medien andererseits eingeführten Feldgrößen, wie Dichteverlauf, Druckverlauf, Strömungsfeld, entwickelte sich der Begriff des *Feldes*, insbesondere die Begriffsbildung des elektromagnetischen (bei statischen Problemen auch einzeln des elektrischen und des magnetischen) Feldes als einer neuen selbständigen physikalischen Realität. Mit der Mechanik (Punktmechanik und Kontinuumsmechanik) und der *Elektrodynamik* wird ein sehr weiter Erfahrungsbereich bereits ausreichend genau erfaßt, ergänzt durch die *Thermodynamik* als einer auf wenige sehr allgemeine und grundlegende Erfahrungstatsachen, die Hauptsätze der Thermodynamik, gegründete Theorie makroskopischer, aber im Sinne der informationsverarbeitenden oder gar biologischen Systeme nicht organisierter, Systeme. Prinzipiell erklärbar waren alle rein mechanischen Vorgänge von der Himmelsmechanik bis zu den elastisch deformierten Substanzen, alle elektrischen und magnetischen Erscheinungen, schließlich alle thermischen, mit typisch thermodynamischen Begriffen wie Temperatur und Wärme erfaßbaren Vorgänge. Die *Akustik* als Lehre von den Schallwellen war auf Mechanik und Thermodynamik zurückgeführt. Die *Optik* als Lehre von den Lichtwellen, ihrer Erzeugung und Ausbreitung wurde Bestandteil der Elektrodynamik mit der Erkenntnis, daß Lichtwellen elektromagnetische Wellen aus einem bestimmten Wellenlängenbereich sind. Mit der *Elektronentheorie* wurde schließlich eine Kombination von Mechanik und Elektrodynamik geschaffen, deren Ausbau vor allem zu einem wesentlich vertieften Verständnis der elektrischen und magnetischen Erscheinungen führte. Die Gesamtheit des skizzierten Erfahrungsbereichs und der zugehörigen theoretischen Vorstellungen bildet den Komplex der klassischen P.

Die Weiterentwicklung zur modernen P. erfolgte in zwei Richtungen mit unterschiedlichem Umfang: 1) Gestützt auf optische Präzisionsexperimente wurden die Grundbegriffe Raum und Zeit einer tiefgehenden Kritik unterzogen, als deren Resultat in der Einsteinschen *speziellen Relativitätstheorie* die Vakuumlichtgeschwindigkeit als eine universelle Naturkonstante in die Physik eingefügt wurde. Die Relativitätstheorie ist von ihrer Fragestellung und Methodik her die Krönung der klassischen P., aber entsprechend ihrer grundlegenden Fragestellung eine wesentliche Basis der P. überhaupt. Die Umgestaltung der Mechanik zur relativistischen Mechanik lieferte die richtigen Gesetzmäßigkeiten für schnell bewegte Teilchen. Mit der *allgemeinen Relativitätstheorie* entstand eine relativistische Theorie des Gravitationsfeldes, mit der dieses Feld ähnlich dem elektromagnetischen zu einer selbständigen Realität innerhalb der klassischen P. wurde.

2) Die klassische P. gab nur eine sehr pauschale phänomenologische Beschreibung der Eigenschaften von Medien. Dabei werden diese je nach der Fragestellung gekennzeichnet durch thermodynamische Parameter, wie Druck und Temperatur, und durch Materialkonstanten, wie Dielektrizitätskonstante, magnetische Permeabilität und Brechungsindex; Transportkoeffizienten, wie elektrische Leitfähigkeit, thermische Leitfähigkeit und Diffusionskoeffizient, die bestimmte (elektrische, Wärme-, Massen-) Ströme mit ihren Ursachen verknüpfen; elastische Koeffizienten u. a. Die einzelnen Substanzen werden dabei zunächst als strukturlose Kontinua gedacht, die Frage nach Erklärung der thermodynamischen Gesetzmäßigkeiten oder der Berechnung der Materialkonstanten tritt in der klassischen P. nicht auf. Wenn auch für viele praktische Fragen die rein phänomenologische Beschreibung der Substanzen völlig ausreicht und auch heute noch genaue Berechnungen von Materialkonstanten auf allergrößte Schwierigkeiten stoßen, so ist

doch die prinzipielle Auffassung von einem beliebigen Medium in der modernen P. völlig anders, untrennbar von dem Begriff *Atom*.

Moderne P. ist *Atomphysik*, weil sie einerseits die Struktur der Atome selbst erforscht, wobei sie zwangsläufig zu den feineren Strukturen der *Kernphysik* und *Elementarteilchenphysik* vorstößt, und andererseits, weil das Zusammenwirken der atomaren Bausteine (Atome, Ionen, Elektronen) in größeren Komplexen (Moleküle bis zu den Eiweißmolekülen und Hochpolymeren) und makroskopischen Substanzmengen, die in verschiedenen Aggregatzuständen auftreten, die Eigenschaften der Materie in ihren verschiedenen Zustandsformen erklärt. Von den Elementarteilchen bis zu den galaktischen Systemen der *Astrophysik* entsteht eine Hierarchie von aufeinander aufbauenden Strukturen, die auf jeder einzelnen Stufe zu eigenen Teildisziplinen der P. führen: Elementarteilchenphysik (Hochenergiephysik), Kernphysik, Atomphysik im engeren Sinne, Molekülphysik und Quantenchemie, Plasmaphysik, Festkörperphysik, Biophysik, Astrophysik. Andere Gliederungsprinzipien können sich aus den speziellen Untersuchungsbedingungen ergeben, z. B. Tieftemperaturphysik, die wesentliche Teile der Festkörperphysik und die P. des flüssigen Heliums umfaßt, oder die P. der Materie unter hohem Druck (Hochdruckphysik), die wesentliche Beziehungen zur Astrophysik besitzt.

Die Frage, ob die strukturelle Hierarchie nach unten oder oben abgeschlossen ist, kann gegenwärtig nicht beantwortet werden, einiges spricht dafür, daß in der Elementarteilchenphysik wirklich eine unterste Schicht „materieller Grundstrukturen" vorliegt.

Innerhalb der Astrophysik nehmen die *Kosmologie* und *Kosmogonie* eine gewisse Sonderstellung ein; aufbauend auf der allgemeinen Relativitätstheorie konnte erstmalig die Frage der Entwicklung und Struktur der Welt als Ganzes in den Bereich naturwissenschaftlicher Forschung einbezogen werden.

Im atomaren Bereich (im weitesten Sinne) zeigt die Materie (einschließlich des Lichts und der Vielzahl verschiedener Elementarteilchen) völlig unerwartete, von der klassischen P. her unverständliche Eigenschaften: Alle atomaren Objekte, z. B. Elektronen, Neutronen, Atome, Licht, zeigen sowohl Teilchen- als auch Welleneigenschaften, wobei unter verschiedenen Versuchsbedingungen sowohl die einen als auch die anderen Eigenschaften relativ klar hervortreten. Dieser experimentell gesicherte Dualismus der atomaren Objekte findet seine theoretische Widerspiegelung in der *Quantentheorie*, die unter entscheidender Benutzung des *Wahrscheinlichkeitsbegriffs* eine Synthese von Teilchen- und Wellenaspekten erreicht und das Plancksche Wirkungsquantum als universelle Naturkonstante in den Grundlagen der P. verankert. Die Quantentheorie stellt ein prinzipiell neues Schema der Naturbeschreibung und -erklärung dar, das weder auf das Begriffssystem der klassischen P. zurückgeführt noch als dessen einfache Ergänzung oder Erweiterung aufgefaßt werden kann. Im Grenzfall makroskopischer Körper geht die Quantentheorie in die klassische Theorie über, die Quantenmechanik in die klassische Mechanik der Bewegung von Teilchen, die Quantenelektrodynamik in die klassische Elektrodynamik. Die Grundprinzipien der Quantentheorie, die vor allem aus der Atomphysik in engerem Sinne entstanden sind, haben sich auch im Bereich der Kern- und Elementarteilchenphysik bewährt. Die *Quantenfeldtheorie* versucht den Übergang von einer klassischen, den Gesetzen der speziellen Relativitätstheorie gehorchenden Feldtheorie zu einer entsprechenden Quantentheorie; diese Theorien enthalten noch wesentliche ungeklärte Fragen, die nur für den Fall der *Quantenelektrodynamik* überbrückt werden konnten. Wegen der fundamentalen Bedeutung der Quantentheorie für das Verständnis der P. der Atome und Atomkomplexe wird diese oft auch als *Quantenphysik* bezeichnet. Da die Quantenobjekte normalerweise Abmessungen unterhalb 10^{-6} cm haben, spricht man auch von *Mikrophysik*. Es gibt jedoch ausgeprägte Quanteneffekte auch im makroskopischen Bereich, wie *Suprafluidität* und die *Supraleitung*.

Das Programm, die Eigenschaften makroskopischer Körper aus ihrer atomaren Struktur heraus zu erklären, erfordert eine spezielle, mit statistischen Methoden arbeitende Theorie makroskopischer Systeme, die *statistische Mechanik*. Diese Theorie erklärt die Grundgesetze der Thermodynamik und eröffnet den Weg zur numerischen Berechnung der thermodynamischen Zustandsgrößen eines Systems, wenn seine Mikrostruktur bekannt ist. Die Schwierigkeiten, die einer allgemeinen statistischen Mechanik von Transport- und Ausgleichsprozessen entgegenstehen, konnten bisher noch nicht überwunden werden, jedoch existieren sehr erfolgreiche Theorien für Teilgebiete, insbesondere für Transportvorgänge in verdünnten Gasen (kinetische Theorie).

Im Mittelpunkt der gegenwärtigen physikalischen Forschung stehen die Theorie der Elementarteilchen, die experimentelle Verwirklichung der Kernfusion sowie die Festkörper- und Molekülphysik mit dem Ziel der Erklärung makroskopischer Eigenschaften und der Schaffung von Materialien mit vorgegebenen optimalen Eigenschaften. Die moderne Forschung kann auf vielen Gebieten nur durch gut organisierte Gemeinschaftsarbeit, die z. T. mit großem technischem Aufwand betrieben werden muß, wesentliche und neue Erkenntnisse gewinnen, was jedoch der Entwicklung der Technik wieder zugute kommt; z. B. hat die Elementarteilchenphysik in der Hochfrequenz-, der Vakuum- und Tieftemperaturtechnik, im optischen und Präzisionsgerätebau, in der elektronischen Datenverarbeitung und in der internationalen Wissenschaftsorganisation zu bedeutenden Fortschritten beigetragen.

Zwischen P. und Philosophie bestehen enge Wechselbeziehungen. Die P. hat nicht nur wesentlich zu einem naturwissenschaftlich exakten, materialistischen Weltbild und vor allem durch die Ergebnisse der Relativitäts- und Quantentheorie zu einer grundlegenden Vertiefung solcher philosophischen Kategorien wie Kausalität, Raum und Zeit, Einheit und Vielfalt der Materie beigetragen, sondern wendet ständig schöpferisch und konkret die allgemeinen philo-

sophischen Methoden, insbesondere die des dialektischen Materialismus an.

Geschichtliches. Wie alle Naturwissenschaften wurzelt die P. in den praktischen Bedürfnissen der menschlichen Gesellschaft. Auf vorderasiatische und ägyptische Überlieferungen gestützt, bezogen erstmals die vorsokratischen Naturphilosophen in den ionischen Handelsstädten physikalische Fragestellungen in weltanschauliche Betrachtungen ein. Die *Pythagoräer* entdeckten, daß Zahlen als Schwingungszahlen Qualitäten kennzeichnen und begannen mit der Erforschung von Gesetzen der Akustik. *Demokrit* führte Atome als letzte unteilbare Einheiten ein. *Platon* dagegen wollte die Dinge als mathematische Strukturen begreifen. *Aristoteles*, auf den die Benennung der P. zurückgeht, hemmte durch irrtümliche Lehrmeinungen ihre Entwicklung. Beachtenswertes leisteten einige Forscher der Akademie in Alexandria: *Euklid* schuf mit seiner Geometrie ein Modell des deduktiven Denkens, zugleich fand er die einfachsten Gesetze optischer Abbildung, *Ktesibios* und *Heraklit* die für ruhende und strömende Gase sowie für Flüssigkeiten und der Astronom *Ptolemaios* Gesetze über die Lichtbrechung. Die überragende Gestalt unter den Physikern der Antike war *Archimedes* aus Syrakus (287–212). Theorie und Experiment verknüpfend, entdeckte er das Hebelgesetz und das hydrostatische Prinzip; er untersuchte die Bestimmung des Schwerpunktes und konstruierte danach einfache Maschinen. Alle Fortschritte in der Mechanik gingen später von seinen Forschungsergebnissen aus. Das physikalische Erbe der Griechen wurde von den Arabern gepflegt und weitergegeben; sie erzielten dabei gewisse Neuerungen in der Optik, *Alhazen* kannte die vergrößernde Wirkung von Linsen.

Haupthindernis für die Entwicklung der P. war der Aristoteles-Kult der christlichen Scholastiker. An Ansätzen zu selbständiger Forschung fehlte es jedoch nicht.

In der Renaissance wirkte *Kopernikus* mit seiner Schrift „De revolutionibus" (1543) bahnbrechend nicht nur für die Astronomie. *Dürer* befaßte sich mit geometrischer Optik und untersuchte auch physikalisch die Gesetze der Zentralperspektive. *Leonardo da Vinci* hinterließ kühne Gedanken und Projekte, besonders in der Mechanik, um die sich auch der Mathematiker *Cardano* Verdienste erwarb. Berg- und Hüttenleute, Baumeister, Feuerwerker, Orgelbauer, Uhrmacher u. a. betätigten sich mit Erfindungen und Verbesserungen als praktische Physiker. Mit der Herausbildung der frühkapitalistischen Produktionsweise begann sich gegen Ende des 16. Jh. in den fortgeschrittenen Ländern die P. als selbständige Wissenschaft zu entwickeln. Der holländische Ingenieur *Stevin* arbeitete über die Statik der Festkörper und der Flüssigkeiten; er beschrieb bereits 1586 – vor Galilei – Versuche über den freien Fall, die die aristotelische Auffassung widerlegten. In England faßte *W. Gilbert* in dem Werk „De Magnete" (1600) seine Vorstellungen über den Magnetismus zusammen.

Der eigentliche Begründer der neuzeitlichen physikalischen Methode ist *Galileo Galilei* (1564–1642), der wie Stevin von Archimedes ausging und sich bewußt auf die experimentell-mathematische Erfassung der Naturvorgänge beschränkte. Galilei fand die Gesetze der Pendelbewegung, des Wurfes und des freien Falles. Mit seinem „Beharrungsprinzip" kam er dicht an das klassische Trägheitsgesetz heran. Wegen seiner Parteinahme für die kopernikanische Lehre, von deren Wahrheitsgehalt er nach seinen astronomischen Entdeckungen (Jupitermonde, Lichtphasen der Venus) noch mehr als zuvor überzeugt war, wurde er von der Inquisition gemaßregelt. Als ihr Gefangener begründete er mit seinen „Discorsi" (1638) die Dynamik der festen Körper und mit ihr ein wichtiges Teilsystem der klassischen P.

Unter Galileis Zeitgenossen steht an erster Stelle *Johannes Kepler* (1571–1630), der mit seinen Bewegungsgesetzen der Planeten die Grundlage zu Newtons Gravitationstheorie gab. In der Optik entdeckte er die Abnahme der Lichtintensität mit dem Quadrat der Entfernung von der Lichtquelle und lieferte eine erste, praktisch brauchbare Theorie des Fernrohrs, erkannte die Irradiation und deutete zutreffend die Funktion der Netzhaut. Auch der Astronom Scheiner arbeitete über Lichtintensitäten. Zu gleicher Zeit erneuerte der Mathematiker Jungius die antike Atomlehre. Bacon verkündete in seinem „Novum Organon" (1620) die empirisch-induktive Methode der Naturforschung, während *Descartes*, der Schöpfer der analytischen Geometrie, dem mathematisch-deduktiven Verfahren den Vorzug gab.

Das Rätsel des Weltraums zu lösen, war das Anliegen des Physikers und Kommunalpolitikers *Otto von Guericke* (1602–1686), der mit Großexperimenten bewies, daß man mit einer Luftpumpe ein Vakuum erzeugen kann und daß der Luftdruck Arbeit leistet. Guericke erkannte, daß im luftleeren Raum Schallausbreitung und Verbrennung unmöglich sind, er baute ein Wasserbarometer und eine Elektrisiermaschine, mit der er die Abstoßung gleichgeladener Teilchen, den Spitzeneffekt und die Fortleitung elektrischer Ladungen beobachtete. Seine Ansichten über das Vakuum regten *Boyle* zu weiterführenden Versuchen an, die zur Aufstellung des nach ihm und Mariotte benannten gasmechanischen Gesetzes führten. Galileis Arbeiten über den Luftdruck wurden von Torricelli und Viviani fortgesetzt; mit dem von ihnen geschaffenen Quecksilberbarometer beobachtete *Pascal* 1648 die Abnahme des Luftdrucks mit steigender Höhe über dem Meeresspiegel.

In der Optik weist die Zeit zwischen Kepler und Newton bedeutende Ergebnisse auf. Snellius fand das Gesetz der Lichtbrechung. Der Astronom Bradley entdeckte den Aberrationseffekt. Der Mathematiker *Fermat* suchte mit dem Prinzip des kürzesten Weges den Lichtweg in verschiedenen Medien zu berechnen. Grimaldi bemerkte die Beugung des Lichtes. Die Lichtgeschwindigkeit, die noch Kepler und Descartes als unendlich groß annahmen, bestimmte der dänische Astronom *Römer* 1675 angenähert aus den Verfinsterungszeiten der Jupitermonde. Diese Erkenntnis sowie die Entdeckung der Doppelbrechung am isländischen Kalkspat veranlaßte *Christian Huygens* (1629–1695) zur Aufstellung seiner Lehre, daß sich das Licht in Form von Längswellen im „Äther" ausbreite, vergleichbar dem Schall in der Luft. Huygens entdeckte die Gesetze des Stoßes und der Fliehkraft, erkannte die Unmöglichkeit eines „Perpetuum mobile" und schuf 1656 mit der Pendeluhr ein Gerät zur Zeitmessung. Der vielseitige Experimentalphysiker *Hooke*, der wie Huygens dem Gravitationsgesetz auf der Spur war, machte sich verdient um die Elastizitätslehre und um den Bau des zusammengesetzten Mikroskops.

Ähnlich wie heute förderten drei Impulse den Fortschritt der P., die Verfeinerung der Meßmethoden (z. B. durch Nonius und Fadenkreuz), die Steigerung der Rechentechnik (durch Logarithmentafeln und Rechenstäbe) sowie die Bereitstellung logischer Mittel durch die Mathematik, damals die Methoden der Differential- und Integralrechnung. Sie wurden gegen Ende des 17. Jh. von Leibniz und Newton unabhängig voneinander geschaffen.

Isaac Newton (1643–1727) begründete die theoretische P. als besonderen Wissenschaftszweig. In seinem fundamentalen Werk „Mathematische Prinzipien der Naturlehre" (1687) stellte er zum ersten Mal die P. umfassend und systematisch dar, wobei er die physikalische Welt als ein System von Massepunkten auffaßte. Mit dem Erscheinen dieser Schrift beginnt das Zeitalter der klassischen P. Auf der Grundlage seines Gravitationsgesetzes konnte Newton die von Kepler empirisch ermittelten Bewegungsgesetze der Planeten mathematisch ableiten. Er schuf damit die Himmelsmechanik, die, von Laplace durch eine Theorie der Störungen ergänzt, bis zur allgemeinen Relativitätstheorie uneingeschränkt galt. Die Entdeckung des Planeten Neptun (1846) aufgrund der Newtonschen Lehre war einer ihrer sichtbarsten Triumphe. Zugleich arbeitete Newton über Hydrodynamik und Akustik und erforschte in der Optik die prismatische Zerlegung des Sonnenlichtes in monochromatische Spektralfarben mit unterschiedlicher Brechbarkeit; er erklärte das Auftreten der Regenbogenfarben, entdeckte die nach ihm benannten farbigen Ringe und baute das erste Spiegelteleskop. Die von ihm aufgestellte Emissionstheorie des Lichtes war dank seiner Autorität für mehr als ein Jahrhundert die vorherrschende Lehrmeinung.

Neben und nach Newton wurde die klassische *Mechanik* weiter ausgebaut von Leibniz, von den *Bernoullis*, Euler, Maupertuis, d'Alembert, *Lagrange* und *Laplace*. Die bedeutendsten Ereignisse in der Lehre vom Licht nach der Veröffentlichung von Newtons zusammenfassendem Werk über die Optik (1704) waren im 18. Jh. Eulers Untersuchungen über die Entstehung der Farben sowie die Entdeckung der photometrischen Grundgesetze durch Lambert (1760) der damit die wissenschaftliche Photometrie begründete.

Die Entwicklung der *Wärmelehre* wurde zu Beginn des 18. Jh. gefördert durch Fahrenheit, der erstmals

zuverlässige, miteinander vergleichbare Quecksilberthermometer herstellte. Black, Cavendish und Wilke führten um 1760 den Begriff der spezifischen Wärme ein. Scheele untersuchte als Chemiker die Wärmestrahlung, von deren weiterer Erkundung später eine der größten Umwälzungen in der P. ausging. Alle diese Forschungen stützten sich auf die Lehrmeinung, daß die Wärme ein gewichtsloses Fluidum sei, das die Körper durchdringt. Ein großer Fortschritt bei der technischen Nutzung der Wärmeenergie war die Erfindung der Dampfmaschine.

In der *Elektrizitätslehre* stellte man zu Beginn des 18. Jh. den Unterschied zwischen Leitern und Nichtleitern fest. Dufay beschrieb den Gegensatz von „Harzelektrizität" und „Glaselektrizität". 1745 wurde die „Leidener Flasche" erfunden. Um 1750 wies Franklin nach, daß der Blitz eine elektrische Erscheinung ist, und entwickelte die Idee einer elementaren Ladungseinheit. Die von ihm aufgestellte Lehre von einem einheitlichen elektrischen Fluidum („unitarische" Theorie der Elektrizität) wurde schon bald danach durch die Auffassung verdrängt, daß zwei einander entgegengesetzte Flüssigkeiten vorhanden seien („dualistische" Theorie). Wilke und Volta erfanden den Elektrophor. Lichtenberg regte mit seinen Arbeiten zur Elektrostatik („Lichtenbergsche Figuren", 1777) den Mitbegründer der experimentellen *Akustik*, Chladni, zu analogen Versuchen an („Chladnische Klangfiguren"). Die Lehre von der Reibungselektrizität gipfelte 1785 in der Aufstellung des Grundgesetzes der elektrischen Anziehung und Abstoßung durch *Coulomb*, wobei das Newtonsche Gravitationsgesetz als Vorbild und Muster diente.

Der Anatom Galvani beschrieb 1790 eine Erscheinung, die er bei physiologischen Versuchen bemerkt hatte und für eine Äußerung der „tierischen Elektrizität" hielt. *Volta* deutete 1792 diese Beobachtung richtig als „Berührungselektrizität". Durch Vereinigung mehrerer galvanischer Elemente schuf er die Voltasche Säule. Zu Beginn des 19. Jh. entdeckte Ritter, der Begründer der Elektrochemie, die ultravioletten Strahlen, er legte die Grundlage für das Ohmsche Gesetz und baute den ersten Akkumulator.

Begünstigt durch die Errichtung polytechnischer Hochschulen im Ergebnis der bürgerlichen Revolution, hatte Frankreich in den ersten Jahrzehnten des 19. Jh. in der theoretischen und experimentellen P. die Führung inne. Die *Mechanik* förderten Poinsot in der Lehre vom Gleichgewicht, Cauchy und Poisson in der Elastizitätstheorie sowie Coriolis in der Theorie der Trägheitsbeschleunigung rotierender Systeme. Die Wirkung der nach ihrem Entdecker benannten „Corioliskraft" wurde besonders augenfällig bei dem Pendelversuch, mit dem *Foucault* 1851 die Achsenumdrehung der Erde experimentell zeigte und bewies. Auch Hamilton („Prinzip der kleinsten Wirkung"), Gauß und Jacobi trugen zum Ausbau der klassischen Mechanik bei.

In der *Optik* wurde um 1820 der Kampf zwischen Emissionstheorie und Undulationstheorie entschieden. Die 1808 von Malus beobachtete Polarisation des Lichtes durch Reflexion an Glasflächen gab dabei den Ausschlag. Young und Fresnel, der Erfinder der Scheinwerferlinse, konnten zeigen, daß diese und andere optische Erscheinungen nur erklärbar sind, wenn man das Licht als Querwellen im Äther auffaßt. Fizeau und Foucault, die 1850 erstmals die Lichtgeschwindigkeit mit Hilfe irdischer Lichtquellen und in verschiedenen Medien maßen, erhärteten diese Ansicht. Der Mitbegründer der optischen Industrie Deutschlands, *J. v. Fraunhofer* (1787–1826), beschrieb die dunklen Linien im Spektrum der Sonne und bestimmte mit feinen Beugungsgittern erstmals die Wellenlänge verschiedener Spektrallinien. Seine Arbeiten, die um 1850 von Stokes fortgesetzt wurden, bildeten die Basis für die später geschaffene Spektralanalyse. Doppler entdeckte 1842 den nach ihm benannten Effekt, der im 20. Jh. in der relativistischen Kosmologie und in der Atomphysik große Bedeutung erlangte.

In der *Wärmelehre* legten die Versuche von Rumford und Davy (um 1800) zwar die Entstehung der Wärme durch Reibung nahe, doch wurde dadurch die herrschende Lehrmeinung vom „Wärmestoff" noch nicht entkräftet. Auf ihrer Grundlage arbeitete Leslie über Wärmestrahlung, erforschte Gay-Lussac gemeinsam mit A. v. Humboldt die Ausdehnung der Gase bei steigender Temperatur, erfaßten *Dulong* und *Petit* mit der nach ihnen benannten Regel den Zusammenhang zwischen Atommasse und spezifischer Wärme, analysierte Fourier in mathematischer Form Fragen der Wärmeleitung, stellte S. Carnot mit dem „Carnotschen Prinzip" den thermischen Kreisprozeß auf und untersuchte F. Neumann die Molekularwärme der Kristalle.

In der *Elektrizitätslehre* begann 1820 eine neue Etappe mit der Beobachtung Oersteds, daß der galvanische Strom magnetische Wirkungen hervorbringt. Mathematisch von Biot und Savart formuliert, wurde diese Entdeckung weiterentwickelt von Ampère, der die Wechselwirkung der elektrischen Ströme nachwies, eine der Grundtatsachen der Elektrodynamik. Um die gleiche Zeit entdeckte Seebeck die Thermoelektrizität. Seine Thermosäule ermöglichte es Ohm, das Gesetz über den Zusammenhang von Stromstärke, Spannung und Widerstand aufzustellen. Poggendorff fertigte das erste brauchbare Galvanometer und erfand die Spiegelablesung. W. Weber baute mit Gauß den ersten elektromagnetischen Telegrafen und schuf im Anschluß an das Gaußsche absolute magnetische Maßsystem die Grundlagen für die absoluten elektrischen Maße, die 1881 international eingeführt wurden. Kirchhoffs Entdeckung der Gesetze der Stromverzweigung (1847) waren auch praktisch bedeutsam.

Um die Mitte des 19. Jh. trat die klassische P. in ihre letzte Entwicklungsstufe ein. Der Umschwung ging dabei wesentlich von Deutschland aus, das am Vorabend der bürgerlichen Revolution stand und auf dem Gebiet der Naturwissenschaften stärker hervorzutreten begann. Angeregt durch physiologische Beobachtungen, verkündete *J. R. Mayer* (1814–1878) das allgemeine *Prinzip der Erhaltung und Umwandlung der Energie*. Dieses Gesetz schwebte zwar schon früheren Forschern vor, wurde jedoch erst 1842 von Mayer am Beispiel des mechanischen Wärmeäquivalents quantitativ formuliert. Unabhängig von ihm und von Joule, der den Zahlenwert durch eigene Experimente genauer bestimmte, gab Helmholtz in seinem Vortrag „Über die Erhaltung der Kraft" 1847 diesem universellen Naturgesetz eine exakte Begründung. Wenige Jahre nach der Entdeckung des Energiegesetzes, das als *Erster Hauptsatz der Thermodynamik* die Mechanik mit der Wärmelehre verknüpfte, stellten Clausius und Thomson (Lord Kelvin), ausgehend vom Carnotschen Prinzip, den *Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik* auf. Clausius wandte die mechanische Wärmetheorie, die nun die Lehre vom „Wärmestoff" ablöste, auf die Vorgänge bei Dampfmaschinen an und führte den Begriff der Entropie ein; Kelvin schuf die absolute Temperaturskale. In den 70er und 80er Jahren veröffentlichten *Gibbs* und *Helmholtz* richtungweisende Untersuchungen zur chemischen Thermodynamik; *W. Nernst* (1864–1941) fügte mit seinem Wärmetheorem den *Dritten Hauptsatz* hinzu.

Die *kinetische Gastheorie*, die erste moderne Form der physikalischen Atomistik, von D. Bernoulli 1738 versucht, von Krönig 1856 geschaffen und von Clausius vervollkommnet, wurde weiter ausgebaut von Maxwell und Gibbs, insbesondere aber von *L. Boltzmann* (1844–1906), der den Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit erkannte und 1877 die Gasgesetze statistisch begründete. Über die kinetische Gastheorie hinausgehend schuf Gibbs bereits die Grundlagen für eine auf allgemeine Systeme anwendbare statistische Mechanik. Mit der nach ihm benannten Loschmidtschen Zahl bestimmte Loschmidt bereits 1865 näherungsweise Anzahl und Größe der Gasmoleküle. Wesentlich für die Weiterentwicklung der Gasphysik wurden die Forschungen von van der Waals über die Zustandsgleichung realer Gase (1873) sowie der von Andrews erbrachte Nachweis, daß es für jedes Gas eine kritische Temperatur gibt, oberhalb der es nicht verflüssigt werden kann. Diese Erkenntnisse hatten die Entwicklung der Tieftemperaturphysik zur Folge, die 1908 zur Verflüssigung des Heliumgases durch Kamerlingh-Onnes und weiter zur Entdeckung der Supraleitfähigkeit führte.

Mitte des 19. Jh. erhielten die Auffassungen von *Elektrizität* und *Magnetismus* durch Faraday und Maxwell ein völlig neues Fundament. An die Stelle der unwägbaren elektrischen und magnetischen „Flüssigkeiten" mit ihrer unvermittelten und augenblicklichen „Fernwirkung" setzte *Michael Faraday* (1791–1867), der Entdecker der magneto-elektrischen Induktion, elektrische und magnetische Kraftlinien, in denen die „Nahwirkung" als Änderung von Zustandsgrößen mit endlicher Geschwindigkeit fortschreitet. Die von ihm vermutete Wesensgleichheit von Elektromagnetismus und Licht machte *J. C. Maxwell* (1831–1879), der den intuitiv-anschaulichen Modellvorstellungen Faradays die abstrakt-mathematische Gestalt gab, 1862 zur Grundlage seiner Theorie des elektromagnetischen Feldes. Die Maxwellsche Theo-

rie wurde 1887/88 durch die Versuche von *Heinrich Hertz* (1857–1894) in allen Punkten bestätigt.

Zu der Rundfunktechnik, die sich im Anschluß an Hertz zu entwickeln begann, leistete – neben Popow, der die Antenne, und Marconi, der den abgestimmten Schwingkreis erfand – *Ferdinand Braun* (1850–1918) einen bedeutenden Beitrag. Braun hatte bereits 1874 den Kristallgleichrichter-Effekt entdeckt, schuf später den „Braunschen Sender" und wurde mit der Erfindung der Katodenstrahlröhre (1897) auch zu einem Wegbereiter des elektronischen Fernsehens. Der von Hertz beobachtete, von Hallwachs und Lenard näher erkundete photoelektrische Effekt konnte erst 1905 von Einstein auf der Grundlage der Lichtquantentheorie erklärt werden.

Gestützt auf Fraunhofers Untersuchungen, begründeten Kirchhoff und Bunsen 1859/60 die *Spektralanalyse*. Mit diesem fundamentalen Forschungsverfahren, das sich schon bald der Photographie bediente, konnten mehrere chemische Elemente, wie Rubidium, Germanium, Helium, aufgespürt und neue Wissenschaftszweige geschaffen oder entscheidend gefördert werden, z. B. die Astrophysik. In Verbindung mit der Theorie des Atombaus trat die Spektroskopie ein halbes Jahrhundert später erneut beherrschend in den Vordergrund.

Auf dem Gebiet der *Akustik* entwickelte Helmholtz vor allem die Lehre von den Tonempfindungen. Die Messung der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten und Gasen wurde in der zweiten Hälfte des 19. Jh. von Kundt mit den Kundtschen Staubfiguren, die Theorie der Schallschwingungen von Lissajous mit den Lissajous-Figuren gefördert; die Probleme der Überschalldynamik in der Luft erforschte *E. Mach* (1838–1916), dessen Ergebnisse erst heute beim Bau von Überschallflugzeugen und Weltraumraketen technisch genutzt werden; auf ihn weisen Bezeichnungen wie Machzahl oder Machscher Kegel hin.

Auf *physikalisch-technischem Gebiet* wirkten in der zweiten Hälfte des 19. Jh. neben anderen in England Lord Kelvin, der sich besonders um die Unterwassertelegrafie bemühte, in Frankreich M. Deprez, der das Verbundsystem bei der elektrischen Energieübertragung einführte, in den USA Edison, der z. B. auf den Gebieten der elektrischen Beleuchtungstechnik und der mechanischen Schallaufzeichnung als Erfinder hervortrat, in Deutschland W. Siemens, der durch die Aufstellung des dynamo-elektrischen Prinzips (1866) zum Urheber der Starkstromtechnik wurde, sowie E. Abbe und C. Zeiss, die den Bau von Mikroskopen auf eine wissenschaftliche Grundlage stellten. Die Tätigkeit dieser und anderer Physiker und Techniker zeigt, wie die P. mit der Entfaltung des Kapitalismus mehr und mehr zur Produktivkraft wurde. Als Elektrodynamik lieferte sie die Basis für die elektronische Großindustrie, als Thermodynamik für die Kältetechnik und für die Herstellung von Verbrennungsmotoren, Dampfturbinen u. a., als Mechanik und Optik für den Bau wissenschaftlicher Präzisionsgeräte. In dieser Entwicklung lag auch die Gründung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin (1888), deren erster Präsident *Hermann von Helmholtz* (1821–1894) war.

Seit dem Ende der 50er Jahre hatten sich Plücker und Hittorf in Deutschland sowie Crookes in England eingehend mit der Untersuchung der Glimmentladung in Geißlerschen Röhren beschäftigt. In Fortsetzung dieser Arbeiten mit den Katodenstrahlen entdeckte Goldstein 1886 die Kanalstrahlen, die dann von Lenard und anderen näher erforscht wurden. Bei der Wiederholung und Nachprüfung dieser Experimente beobachtete *W. C. Röntgen* (1845–1923) Ende 1895 die nach ihm benannten Strahlen, für deren Entdeckung er 1901 als erster Physiker den Nobelpreis erhielt. Die Versuche mit den Katodenstrahlen hatten auch Bedeutung für die Ausarbeitung der Elektronentheorie durch H. A. Lorentz (1895), die sich bereits ein Jahr später bei der Deutung des Zeeman-Effekts bewährte. J. J. Thomson gelang 1897 der Nachweis des freien Elektrons.

Die Entdeckung Röntgens zog Anfang 1896 die der *natürlichen Radioaktivität* durch Becquerel nach sich. Bei ihrer Erforschung fanden *M.* und *P. Curie* 1898 das Polonium und das Radium. Damit wurde die Ära der strahlenden Stoffe eröffnet. Noch in demselben Jahr legte W. Wien mit seinen Ablenkungsversuchen den Grundstein für die Entwicklung der Massenspektroskopie. Elster und Geitel sprachen zuerst das Prinzip des radioaktiven Zerfalls aus, dessen Exponentialgesetz sie 1899 formulierten. Der eigentliche Bahnbrecher auf dem Gebiet der Kernphysik und Kernchemie wurde *E. Rutherford* (1871 bis 1937), der mit seinen Arbeitsmethoden dem neuen Wissenschaftszweig die Richtung wies.

In der *theoretischen Mechanik* machte sich seit den 80er Jahren bei einzelnen Physikern, insb. bei Mach und Hertz, eine kritische Einstellung zu gewissen Lehrmeinungen Newtons bemerkbar. Während Mach in seiner Geschichte der Mechanik (1883) weiterführende Gesichtspunkte über Raum, Zeit, Bewegung, Masse und Trägheit entwickelte, die später in der Relativitätstheorie wirksam wurden, bemühte sich Hertz darum, in seinen „Prinzipien der Mechanik" (1894) selbst ein System dieser Wissenschaft ohne den Newtonschen Begriff der Kraft aufzubauen. Auch Ludwig Langes historisch-kritische Untersuchungen über den Bewegungsbegriff (1886) bereiteten die Relativitätstheorie vor. Die Grundlagenkrise der Physik, die sich in diesen und anderen Arbeiten bereits deutlich abzuzeichnen begann, erreichte nach der Entdeckung des Radiums ihren Höhepunkt. Sie hatte zur Folge, daß um die Jahrhundertwende, begünstigt durch die gesellschaftliche Entwicklung, in die Gedankenwelt der Physiker mehr und mehr subjektiv-idealistische Auffassungen verschiedener Prägung eindrangen.

Der alte Meinungsstreit über die Struktur der Materie, der in den 90er Jahren in Deutschland im Zusammenhang mit den Auseinandersetzungen um die Ostwaldsche „Energetik" erneut aufgeflammt war, konnte in den ersten Jahren des 20. Jh. zugunsten der *Atomistik* entschieden werden. Dies geschah vor allem durch die Nachweisgeräte für Atomteilchen oder deren Bahnen, z. B. das Spinthariskop oder die Wilson-Kammer, aber auch durch die theoretischen Untersuchungen Einsteins und Smoluchowskis über die Brownsche Molekularbewegung (1905), die von Perrin experimentell bestätigt wurden, sowie durch die Entdeckung der Röntgenstrahlinterferenzen in den Laue-Diagrammen an Kristallen durch Laue, Friedrich und Knipping. Die Atome waren nun optisch erfaßbar. Überdies hatte sich inzwischen herausgestellt, daß auch der Energie eine „körnige" Struktur zukommt.

Aufgrund von Daten, die in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bei bolometrischen Messungen an Energiespektren des „schwarzen Körpers" gewonnen worden waren, gab *M. Planck* (1858 bis 1947) Ende 1900 mit der Einführung des elementaren Wirkungsquantums h eine theoretische Ableitung, die diese Messungen richtig beschrieb. Diese epochemachende Entdeckung einer universellen Naturkonstante, die die Entwicklung der P. des 20. Jh. entscheidend bestimmte, war theoretisch vorbereitet durch das Kirchhoffsche Gesetz der Hohlraumstrahlung (1859), das Stefan-Boltzmannsche Gesetz (1884) und die Wiensche Strahlungsformel (1896). Die mit der Einführung der Energiequanten von Planck begründete *Quantentheorie*, die zunächst wenig Beachtung fand, wurde von *Einstein* 1905 zur Lichtquantenlehre (Photonentheorie) erweitert, die 1923 durch den Compton-Effekt endgültig bestätigt wurde. Einstein führte 1907 die Quantenvorstellung auch in die Theorie der spezifischen Wärme fester Körper ein, er entwickelte 1909 den Gedanken einer Verschmelzung von Undulations- und Emissionstheorie des Lichtes auf der Grundlage der „Dualität" von Welle und Teilchen und stellte 1912 auf quantenphysikalischer Basis das photochemische Grundgesetz auf. Die Quantenhaftigkeit der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Atomen wurde 1913 durch die Elektronenstoßversuche von J. Franck und G. Hertz bewiesen. Der Stark-Effekt, die von Stark entdeckte Aufspaltung der Spektrallinien des Wasserstoffatoms im elektrischen Feld, ließ sich gleichfalls nur quantentheoretisch erklären.

Den sichtbaren Sieg der Quantenauffassung bedeutete jedoch die Aufstellung der *Bohrschen Atomtheorie* im Jahre 1913. *N. Bohr* (1885–1962) verbesserte das 1911 von Rutherford vorgeschlagene Atommodell durch die Einführung von Quantenbedingungen. Er schuf so für das Wasserstoffatom ein Modell, das sowohl die Stabilität der Atome gegen Stöße und Strahlung als auch spektroskopische Tatsachen, z. B. die Balmer-Serie oder die Rydberg-Konstante, verständlich machte. Sommerfeld wandte die relativistische Mechanik auf Bohrs Atommodell an und konnte so die Feinstruktur der Spektrallinien erklären. Damit war die moderne Atomdynamik begründet. Einstein fand 1917 in seiner Ableitung des Planckschen Strahlungsgesetzes theoretisch die induzierte Emission, die in der heutigen Lasertechnik angewendet wird. Zu den bedeutendsten experimentellen Arbeiten um 1920 zählt der Stern-Gerlach-Versuch über die Richtungsquantelung von Silberatomen in

einem Magnetfeld. Erkenntnistheoretisch stand die Quantentheorie damals ganz im Zeichen des Bohrschen *Korrespondenzprinzips*, das auf dem asymptotischen Übergang der Gesetze der Atommechanik in die der klassischen Mechanik beruht. Diese ältere Quantentheorie wurde um 1925 mit der Aufstellung des Pauli-Verbots abgeschlossen, das für das Periodensystem der Elemente erstmals eine physikalische Begründung gab und die Chemie in ihren theoretischen Fundamenten mit der P. vereinigte. Um dieselbe Zeit entdeckten Goudsmit und Uhlenbeck den Elektronenspin.

Die andere große Theorie des 20. Jh., die *Relativitätstheorie*, wurde 1905 von *A. Einstein* (1879–1955) in der Abhandlung „Zur Elektrodynamik bewegter Körper" begründet. Ihr Ausgangspunkt war die Definition der Gleichzeitigkeit räumlich getrennter Ereignisse. Das negative Ergebnis des Michelson-Versuchs und seiner Wiederholungen war für die Entstehung der Theorie ebenso grundlegend wie die erkenntnistheoretische Forderung, prinzipiell Nicht-Beobachtbares aus den theoretischen Überlegungen auszuklammern. Die *spezielle Relativitätstheorie* leitete vorangegangene Teillösungen, wie die Fitzgerald-Kontraktion, die Lorentz-Transformation und die Poincarésche Kritik der Äthervorstellung, aus einem Prinzip ab. Zu ihren frühesten Förderern zählte Planck, der sich selbst am Ausbau der relativistischen Dynamik beteiligte. Minkowski gab der Theorie 1908 die vollendete mathematische Form, *M. von Laue* (1879–1960) stellte sie 1911 erstmals monographisch dar. Die aus der Theorie folgende Zunahme der Masse mit der Geschwindigkeit stimmte mit Beobachtungen über die Ablenkung schneller Elektronen überein; das folgenreiche Gesetz von der Trägheit der Energie wurde später vor allem durch die Ergebnisse der Kernforschung bestätigt. Daß das Licht auf Festkörper und Gase einen Druck ausübt, hatte bereits 1901 der russische Physiker *P. N. Lebedew* (1866–1912) experimentell bewiesen.

Ausgehend von der durch Messungen gesicherten Gleichheit von träger und schwerer Masse und geleitet vom Machschen Prinzip, daß das Gravitationsfeld durch die Masse der Körper bestimmt werde, sowie von der Raumlehre Riemanns, entwickelte Einstein 1915 im Rahmen seiner *allgemeinen Relativitätstheorie* eine nichteuklidisch-geometrische Theorie der Gravitation, in der das von H. Hertz aufgestellte Prinzip der geradesten Bahn als Bewegungsgesetz der Himmelskörper verwirklicht war. Damit wurden die fragwürdigen Newtonschen Fernkräfte gegenstandslos. 1917 legte Einstein das Modell eines unbegrenzten, aber endlichen, geschlossenen Weltalls vor. Seit dem Bekanntwerden der Rotverschiebung der fernen Milchstraßensysteme erlangte dieser Gedanke in der Kosmologie fundamentale Bedeutung.

Um die Mitte der 20er Jahre trat die Quantenphysik in eine neue Entwicklungsetappe ein. Geleitet von der Forderung, nur grundsätzlich meßbare Größen zuzulassen, schuf Heisenberg 1925 in Gemeinschaft mit Born und Jordan in der Matrizenmechanik eine neue, höhere Form der Quantentheorie. Ein Jahr danach begründete *E. Schrödinger* (1887–1961) mit der nach ihm benannten Gleichung die Wellenmechanik. Er ging dabei aus von der Konzeption der Materiewelle, die L. de Broglie 1924 auf der Grundlage der Einsteinschen Lehre von der Dualität des Lichtes entworfen hatte. Schrödingers Wellenmechanik, von Born noch im Jahre ihrer Entstehung wahrscheinlichkeitstheoretisch gedeutet, erwies sich in ihren Aussagen als gleichwertig mit der Heisenbergschen Quantenmechanik. Schließlich stellte *Heisenberg* 1927 das Unbestimmtheitsprinzip auf, das den Verzicht auf die anschauliche, klassische Beschreibung der atomaren Vorgänge besiegelte und damit tief in die Denkgewohnheiten der Physiker eingriff. Dem allgemeinen Teilchen-Welle-Dualismus, der auch Grundlage der Unbestimmtheitsbeziehungen ist, gab Bohr 1927 mit seinem *Komplementaritätsprinzip* erkenntnistheoretischen Ausdruck. Die „Kopenhagener Deutung" der Quantenmechanik, anfangs vielfach mißverstanden und aus verschiedenen, auch philosophischen Gründen abgelehnt, setzte sich nach Zurückdrängung ihrer positivistischen Elemente inzwischen allgemein durch. An der Ausgestaltung der Quantentheorie und ihrer Anwendungen waren seit 1930 auch sowjetische Physiker, wie L. I. Mandelstam, Frenkel, Landau und Iwanenko, beteiligt.

Eine *relativistische Quantenmechanik* wurde 1928 von Dirac erarbeitet. Das von ihm theoretisch geforderte Positron konnte 1932 von Anderson als erstes Antiteilchen experimentell festgestellt werden. In demselben Jahr fand Chadwick das von Rutherford vermutete Neutron. Auch Pauli sagte theoretisch ein neues Elementarteilchen voraus, das Neutrino, das später ermittelt wurde. Um die Ausarbeitung der relativistischen Quantenelektrodynamik haben sich insbesondere Dirac, Fermi, Pauli und Heisenberg verdient gemacht.

Seit Rutherford 1919 die erste künstliche Kernumwandlung bewirkt hatte und neue Forschungsgeräte, wie der Massenspektrograph von Aston, das Geiger-Müller-Zählrohr, das Zyklotron und andere Beschleuniger, zur Verfügung standen, rückte die Erforschung des Atomkerns in den Vordergrund. Yukawa stellte 1935 die erste Theorie der Kernkräfte auf; die dabei vermuteten Mesonen wurden in den 40er Jahren in der Höhenstrahlung nachgewiesen. Die Entdeckung der *künstlichen Radioaktivität* durch das Ehepaar *Joliot-Curie* (1933) sowie Fermis Versuche mit thermischen Neutronen Transurane herzustellen, führten *O. Hahn* (1879–1968) und seine Mitarbeiter 1938 zur Entdeckung der Spaltung des Urankerns. Von *L. Meitner* (1878–1968) wurde bereits Anfang 1939 diese Entdeckung physikalisch exakt interpretiert. Kurz danach wiesen Joliot und Fermi die Kettenreaktion nach. Damit waren die Grundvoraussetzungen für die technische Nutzung der Kernenergie geschaffen. Das Atomzeitalter konnte beginnen. Wie bekannt, wurde unter den Bedingungen des zweiten Weltkrieges die befreite Atomkraft zunächst von den USA-Imperialisten zur Menschenvernichtung mißbraucht; erst seit 1954, seit der Eröffnung des ersten Atomkraftwerkes in der Sowjetunion, wird sie auch für friedliche Zwecke verwendet.

Sowjetische Physiker traten seit Mitte der 20er Jahre immer stärker hervor. *A. F. Joffe* (1880–1960) arbeitete besonders über Kristallphysik, *S. I. Wawilow* über physikalische Optik, *Kapitza* über die Physik der tiefen Temperaturen, *Skobeltzyn* über Höhenstrahlen. *Tscherenkow* entdeckte 1934 den nach ihm benannten Effekt, der von Tamm und I. N. Frank theoretisch geklärt wurde. *W. A. Fock* lieferte Arbeiten zur Gravitationstheorie, *I. W. Kurtschatow* machte sich um die Nutzung der Kernenergie verdient, *Wechsler* um den Bau großer Beschleunigungsanlagen, *Blagonrawow* um die Raketentechnik, *L. D. Landau* (1908–1968) um die Tieftemperaturphysik, um die Quantenfeldtheorie und andere theoretische Gebiete. Der Start des ersten Sputniks (1957) und der erste bemannte Weltraumflug (1961) kennzeichnen den Aufschwung der Sowjetwissenschaft in der P. und ihren Anwendungsbereichen.

Unter den kernphysikalischen Forschungen aus der Zeit nach dem zweiten Weltkrieg seien hervorgehoben: die Schalentheorie des Atomkerns von Jensen, die Entwicklung der Blasenkammer durch Glaser, die Entdeckung des Mößbauer-Effekts sowie die Arbeiten von Lee und Yang zum Problem der Verletzung der Parität. Heisenberg und seine Mitarbeiter bemühten sich neben anderen Physikern um die Schaffung einer einheitlichen Feldtheorie der Elementarteilchen.

Die P. ist heute der Prototyp der „Großen Wissenschaft". Sie wirkt in der Epoche der wissenschaftlich-technischen Revolution als unmittelbare Produktivkraft. Die Einzelforscher, die für das 19. und das beginnende 20. Jh. typisch waren, wurden von Forscherkollektiven abgelöst. An die Stelle der bescheiden ausgerüsteten Laboratorien, in denen Faraday, Hertz und Röntgen, aber auch noch Rutherford und Hahn ihre Entdeckungen machten, traten großräumige, aufwendige Forschungsanlagen und ganze Forschungsstädte.

Die weitere Entwicklung der physikalischen Wissenschaft wird in der Hauptsache bestimmt werden von Problemen der Festkörperphysik, der Elektronik, der Plasmaphysik, der Kernforschung, der Elementarteilchenphysik, der kosmischen P. und verwandter Gebiete. Wichtige Fragen sind heute noch offen; noch weiß man z. B. wenig über die Wechselwirkung der Kernbausteine; das Problem der kontrollierten Kernverschmelzung ist unbewältigt; es gibt noch keine befriedigende Elementarteilchentheorie; die Ableitung der dimensionslosen Naturkonstanten ist bisher nicht gelungen; gewisse Beobachtungen der Radioastronomie geben Rätsel auf. Auch in einigen der gegenwärtig gültigen Fundamentaltheorien ist nicht alles in Strenge richtig. So wird die P. bleiben, was sie nach einem Wort Albert Einsteins während ihrer bisherigen Entwicklungsgeschichte stets gewesen ist: ein „Abenteuer der Erkenntnis".

physikalische Altersbestimmung, *absolute Altersbestimmung, radioaktive Zeitmessung,* die Mes-

Physikalische Gesellschaft der Deutschen Demokratischen Republik

sung des Alters von Mineralen, Gesteinen und anderen hinreichend alten Proben mit Hilfe der natürlichen Radioaktivität bestimmter in ihnen enthaltener Elemente. Falls die Anzahl der in einer Probe enthaltenen radioaktiven Atomkerne und die ihrer Zerfallsprodukte nicht durch irgendwelche Sekundärprozesse im Laufe der Zeit verändert worden ist, kann man aus ihrem gemessenen Verhältnis mit Hilfe des Zerfallsgesetzes und der für jedes Radionuklid charakteristischen Halbwertszeit das Alter der Probe berechnen, d. h. die Zeit, die z. B. seit der letzten Entmischung vergangen ist. Gegenwärtig werden zur p.n A. von terrestrischen Proben die Radionuklide C-14, K-40, Rb-87, U-235 und U-238 verwendet. Sie erfordern jeweils gesonderte Arbeitsmethoden. Zur Bestimmung des Alters von Meteoriten u. a. werden Produkte von bestimmten Kernreaktionen (Spallationen) herangezogen.

1) *Kohlenstoff-14-Methode, Radiokohlenstoffdatierung, Radiokarbonmethode*, engl. *radio carbon dating*. Infolge der kurzen Halbwertszeit (etwa 6000 Jahre) des β-strahlenden Kohlenstoffisotops C-14 ist dieses nur zur Datierung von Proben, die ungefähr 500 bis 50000 Jahre alt sind, geeignet. Die Genauigkeit der Altersbestimmungen beträgt gegenwärtig ± 100 Jahre. Bei Beschuß von Stickstoffkernen durch Neutronen der kosmischen Strahlung wird in der oberen Atmosphäre Radiokohlenstoff gebildet. Beim Assimilationsprozeß wird dieser von Pflanzen aufgenommen, durch Nahrungsaufnahme gelangt er in Tierkörper. Infolge der in lebender Materie ständig erfolgenden Austauschprozesse stellt sich in dieser eine konstante C-14-Aktivität ein, die der C-14-Produktionsrate entspricht. Nach Aufhören des Austausches (Tod) fällt diese Aktivität nach dem Zerfallsgesetz ab. Der Zeitpunkt des Absterbens kann also aus Messungen der spezifischen Aktivität berechnet werden. Die Aktivitätsmessungen erfolgen mittels Proportionalzählrohren oder Szintillationszählern. Die Kohlenstoff-14-Methode wurde 1946 von dem Amerikaner Libby entwickelt, der dafür 1960 den Nobelpreis für Chemie erhielt. Sie wurde an zahlreichen Objekten genau bekannten Alters geprüft, wobei sich eine sehr gute Übereinstimmung ergab.

2) *Kalium-Argon-Methode*. Ein Teil des im Element Kalium enthaltenen Isotops K-40 zerfällt (K-Einfang) mit einer Halbwertszeit von etwa 10^9 Jahren in das stabile Isotop Ar-40 des Edelgases Argon, das also in jedem alten Mineral, das Kalium enthält, in geringen Mengen vorhanden sein muß. Durch Erhitzen kann man es aus der Probe austreiben und nach sorgfältiger Reinigung in einem Massenspektrometer messen. Aus der Menge des gebildeten Ar-40 und dem K-40-Gehalt der Probe kann man ihr Alter – seit der letzten Entgasung – berechnen. Die Hauptfehlerquelle dieser Methode besteht im allmählichen Ausdiffundieren des gebildeten Ar-40 aus dem Mineral. Die Empfindlichkeit des Verfahrens ist so weit gesteigert worden, daß der Anschluß an Datierungen mit Hilfe der Kohlenstoff-14-Methode erreicht wurde.

3) *Rubidium-Strontium-Methode*. Das β-aktive Rubidiumisotop Rb-87 zerfällt mit einer Halbwertszeit von $5 \cdot 10^{10}$ Jahren in das stabile Strontiumisotop Sr-87. Infolge der geringen Diffusionsgeschwindigkeit des Strontiums ist diese Methode, die nur bei sehr hohem Alter der Minerale anwendbar ist, besonders zuverlässig. Aus dem massenspektrometrisch bestimmten Anteil an Sr-87 und dem Rubidiumgehalt der Probe berechnet man das Alter seit der letzten Entmischung.

4) Die *Bleimethoden* sind die am längsten bekannten Methoden der p.n A. Die Endprodukte der mit den Nukliden Th-232, U-235 und U-238 beginnenden natürlich-radioaktiven Zerfallsreihen sind die stabilen Bleiisotope Pb-208, Pb-207 und Pb-206. Aus deren massenspektrometrisch bestimmten Häufigkeiten kann man das Alter einer Probe – seit der letzten Abtrennung des Bleis – berechnen. Infolge der großen Halbwertszeiten der Ausgangsprodukte (etwa 10^{10} Jahre) ist diese Methode nur für sehr alte Proben verwendbar. Die Hauptfehlerquelle besteht in der Möglichkeit der Ausdiffusion der gasförmigen Zwischenprodukte. Da bei einem Teil der Zerfallsakte α-Teilchen emittiert werden, kann man auch die Menge des entstandenen Heliums bestimmen (*Heliummethode*).

In der Astronomie umfaßt die p. A. die Bestimmung des Alters von Himmelskörpern aus durch den Ablauf physikalischer Vorgänge bedingten Beobachtungstatsachen. Aus der Menge der stabilen Zerfallsprodukte radioaktiver Stoffe und aus den Halbwertszeiten in ihren Zerfallsreihen findet man das Alter von Gesteinen, also die Zeit seit ihrer Verfestigung, und daraus das Mindestalter der Erde, des Mondes oder von Meteoriten. Für das irdische Gestein ergaben sich 3,6 bis $4{,}6 \cdot 10^9$ a, für Mondgestein 1,6 bis $4{,}5 \cdot 10^9$ a, für Steinmeteorite 1 bis $4 \cdot 10^9$ a, für Eisenmeteorite bis zu $6 \cdot 10^9$ a.

Aus der Leuchtkraft eines Sterns der Spektralklassen O, B und A läßt sich eine obere Schranke für sein Alter daraus bestimmen, daß die ausgestrahlte Energie bei den Hauptreihensternen durch Umwandlung von Wasserstoff in Helium ersetzt wird (→ Stern). Unter Annahme zeitlich konstanter Leuchtkraft und vollständiger Umwandlung eines anfangs ganz aus Wasserstoff bestehenden Sterns errechnet sich die Zeit, die der Stern maximal als Hauptreihenstern existieren kann. Sein tatsächliches Alter ist aber wesentlich geringer, da die Umwandlung nicht vollständig erfolgt. Danach ist das maximale Alter eines B0-Sterns $2{,}2 \cdot 10^8$, eines A0-Sterns $5{,}2 \cdot 10^9$ a. Genauere Altersangaben gibt die Theorie der Sternentwicklung (→ Kosmogonie).

Auch das Alter von Sternhaufen läßt sich über die Theorie der Sternentwicklung ermitteln. Bisher wurden keine kosmischen Objekte gefunden, die älter als etwa 12 bis $15 \cdot 10^9$ a sind.

Physikalische Gesellschaft der Deutschen Demokratischen Republik, gesellschaftliche Organisation physikalisch interessierter Bürger der DDR aus Forschung, Lehre und Praxis. Die P. G. pflegt den breiten wissenschaftlichen Meinungsstreit und wissenschaftliche Kontakte ihrer Mitglieder, sie entwickelt den internationalen wissenschaftlichen Erfahrungsaustausch und die Zusammenarbeit mit den sozialistischen Ländern, vor allem mit der Sowjetunion. Zu ihren Hauptaufgaben zählt die Mitwirkung bei der Bearbeitung physikalischer Probleme in Forschung

und Technik, die wissenschaftliche Zusammenarbeit bei der Entwicklung der Produktion der DDR. Die P. G. trägt dazu bei, bes. die Fachrichtungen der Physik weiter zu entwickeln, die das wissenschaftlich-technische Niveau der Volkswirtschaft maßgeblich mitbestimmen. Sie wirkt mit an der Ausarbeitung bildungspolitischer Dokumente, bei der Gewinnung befähigter Schüler für das Studium der Physik und unterstützt die Intensivierung und qualitative Verbesserung des Physikstudiums an den Hoch- und Fachschulen. In Übereinstimmung mit der Akademie der Wissenschaften der DDR nimmt die P. G. Mitgliedschaften in internationalen nicht staatlichen Vereinigungen, z. B. in der 1968 in Genf gegründeten Europäischen Physikalischen Gesellschaft wahr. Publikationsorgan sind die „Mitteilungen der P.n G. der Deutschen Demokratischen Republik"; außerdem werden im Auftrag des Vorstandes der P.n G. die „Experimentelle Technik der Physik" sowie die „Zeitschrift für Physikalische Chemie" herausgegeben.

physikalische Kinetik, svw. kinetische Theorie.

physikalische Meteorologie, *Physik der Atmosphäre*, grundlegender Zweig der → Meteorologie, in dem die atmosphärischen Zustände und Prozesse auf der Grundlage der in der Atmosphäre herrschenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten und Bedingungen beschrieben, erklärt und mathematisch modelliert werden. Die p.M. umfaßt unter anderem die Statik, Quasistatik, Thermodynamik und Dynamik der Atmosphäre, ferner die Theorie der Strahlungsprozesse in der Atmosphäre, die Physik der Wolken- und Niederschlagsbildung, die Theorie der atmosphärischen Turbulenz, die Physik der Grundschicht, die atmosphärische Optik, die Akustik, die Lehre von der atmosphärischen Elektrizität und weitere Spezialgebiete.

physikalische Nichtlinearität, die Abhängigkeit der Materialparameter von den rheologischen Veränderlichen. P. N. tritt besonders bei den nicht-Newtonschen Flüssigkeiten auf.

physikalisches Pendel, → Pendel.

physikalisches Vakuum, → Vakuumzustand.

physikalische Systeme, reale materielle Objekte, die von der übrigen Materie zumindest gedanklich isoliert und von anderen Objekten unterschieden werden können, oder miteinander in Wechselwirkung stehende derartige Objekte. P. S., wie Atomkerne, Atome, Kristalle, Gase, Flüssigkeiten, das Planetensystem und das Milchstraßensystem, sind der eigentliche Gegenstand der physikalischen Forschung.

Von besonderer Bedeutung sind *abgeschlossene p. S.*, auch *freie p. S.* genannt, die in keinerlei Wechselwirkung, also auch nicht im Energieaustausch mit der Umgebung stehen und deren Bewegung daher *eigengesetzlich*, d. h. nur auf Grund ihrer inneren Kräfte bzw. Wechselwirkungen, abläuft. Bei *nichtabgeschlossenen p.n S.n* kann von der Wechselwirkung mit der Umgebung nicht abgesehen werden. Abgeschlossene p. S. sind nur als Grenzfall in der Natur verwirklicht, denn prinzipiell hängt alle Materie über verschiedene mehr oder weniger starke Wechselwirkungen zusammen; absolut abgeschlossene p. S. wären prinzipiell unbeobachtbar, da nur über irgendeine Wechselwirkung, und sei diese noch so schwach, Kenntnis von den p.n S.n erlangt werden kann. Wegen der Entfernungsabhängigkeit und der verschiedenen Stärke der Wechselwirkungen ist diese Idealisierung oft gerechtfertigt; bei Vernachlässigung der äußeren Wechselwirkung können die obengenannten p.n S. als abgeschlossen angesehen werden, und die äußere Wechselwirkung kann dann nachträglich als Störung behandelt werden.

Das allgemeine Vorgehen der Physik ist derart, daß man von einem abgeschlossenen System ausgeht und dessen Bewegung und Eigenschaften zu verstehen sucht auf Grund einer Zerlegung desselben in quasiabgeschlossene Untersysteme und deren Wechselwirkung, wobei man diese Untersysteme zunächst als abgeschlossen ansieht und die gegenseitige Wechselwirkung erst nachträglich berücksichtigt. Ist die Zahl der Untersysteme sehr groß, benutzt man zur Behandlung des Systems statistische Methoden (→ Statistik). Die kleinsten auf diesem Wege bisher bekannt gewordenen p.n S. sind die Elementarteilchen, die auf diesem Wege nicht weiter in Untersysteme zerlegt werden konnten. Der Grund hierfür dürfte sein, daß ihre Wechselwirkungen zu stark sind und daher keine Untersysteme sinnvoll eingeführt werden können. Abgeschlossene p. S. werden auch *konservative p. S.* genannt, da ihre Gesamtenergie erhalten bleibt (→ Energiesatz); im engeren Sinne versteht man unter konservativen p.n S.n solche, für die sich die Kräfte als Gradient eines Potentials darstellen lassen, da dann die mechanische Energie erhalten bleibt. Bei nichtabgeschlossenen Systemen bleibt die Energie im allgemeinen nicht erhalten. Speziell nennt man *dissipative p. S.* solche, bei denen stets ein Teil der Energie infolge Reibung in Wärme übergeht; sie sind daher *nichtkonservative p. S.* im engeren Sinne.

Offene p. S., auch *rheonome p. S.* genannt, sind solche nichtabgeschlossene Systeme, die ihren Zustand in ständigem Energie- und Materieaustausch mit der Umgebung stationär beibehalten. Sie spielen vor allem in der Biophysik eine wesentliche Rolle und werden durch Transportgleichungen beschrieben. Wenn die das System beschreibenden Grundgleichungen linear in den *Systemfunktionen*, den vom jeweiligen Zustand des Systems abhängenden physikalischen Größen, sind, bezeichnet man das System als *lineares* oder *rheolineares physikalisches System*, andernfalls als *nichtlineares physikalisches System*. Die Grundgleichungen abgeschlossener p.r S. sind in niedrigster Näherung gewöhnlich linear, die Berücksichtigung höherer Näherungen, besonders der Wechselwirkungen mit anderen Systemen, führt zu nichtlinearen Gleichungssystemen (→ Quantenfeldtheorie).

Die physikalischen S. erfahren in den verschiedenen Gebieten der Physik noch weitergehende Charakterisierungen (→ mechanisches System); besonders werden in der Thermodynamik, einer ausgesprochenen Systemtheorie, geschlossene heterogene, polytherme, kondensierte usw. Systeme betrachtet (→ thermodynamisches System).

physikalische Theorie, mehr oder weniger scharf abgegrenzter Bereich von Erkenntnissen über allgemeine und spezielle Eigenschaften und Zusammenhänge bestimmter Klassen physikalischer Systeme sowie allgemeiner Methoden zu ihrer mathematischen Behandlung. Ausgangspunkt aller p.n T.n ist die Sammlung empirischer Fakten mittels Beobachtung und Experiment, die durch Messung bestimmter physikalischer Größen qualifiziert und quantifiziert und so der mathematischen Analyse zugänglich gemacht werden. Über die Ermittlung von Korrelationen zwischen Ereignissen werden Gesetzmäßigkeiten aufgedeckt, die die Struktur der Erscheinungen widerspiegeln. Die vollständige p. T. gibt eine Ableitung dieser Gesetzmäßigkeiten aus wenigen allgemeinen Grundgesetzen, dem → Axiomensystem der p.n T., wozu auch die Angabe der zulässigen Ableitungsregeln (neben der mathematischen Logik) und der den mathematischen Begriffen korrespondierenden Meßverfahren gehört.

Da die physikalischen Systeme stets bestimmte Idealisierungen der Wirklichkeit sind, ist der *Gültigkeitsbereich* einer p.n T. auf die Erfülltheit dieser Voraussetzungen eingeschränkt; Erweiterung des Gültigkeitsbereiches erfordert daher den Übergang zu einer neuen p.n T., die die alte als Grenzfall enthält. Beispiele sind die Erweiterungen der klassischen Newtonschen Mechanik durch die Relativitäts- bzw. die Quantentheorie. Je umfassender eine p. T. ist, desto ärmer ist die Struktur des zugrunde liegenden Axiomensystems, das dann für spezielle Bereiche durch zusätzliche Strukturen ergänzt wird.

Von einer *Modelltheorie* spricht man, wenn diese nicht alle, sondern nur einige der wesentlichen Strukturen des physikalischen Systems widerspiegelt. Modelltheorien sind für vorläufige Studien der realen Systeme oft unersetzlich, z. B. das Lee-Modell und eine ganze Reihe von Modellfeldtheorien (→ Quantenfeldtheorie). → Metatheorie wird eine Theorie genannt, die Aussagen über eine ganze Klasse von Theorien bzw. deren Methoden macht.

physikalische Zeitschriften, der Dokumentation wissenschaftlicher Ergebnisse, der Information über die Fortschritte der Wissenschaft und der Weiterbildung dienende periodische Publikationsorgane. Zu den in der DDR erscheinenden wichtigsten Zeitschriften gehören:

Annalen der Physik (Johann Ambrosius Barth Verlag, Leipzig); das im Jahre 1790 gegründete Publikationsorgan ist die älteste deutsche physikalische Zeitschrift, in ihr erscheinen für die Grundlagenforschung wichtige theoretische Arbeiten aus allen Bereichen der Physik.

Beiträge aus der Plasmaphysik (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); diese Zeitschrift veröffentlicht zusammenfassende Berichte und Stellungnahmen zu aktuellen Problemen der theoretischen und experimentellen Plasmaphysik, die durch ihre Ergebnisse oder durch ihre Fragestellung von besonderer Bedeutung für dieses Spezialgebiet der Physik sind.

Experimentelle Technik der Physik (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin); in ihr werden für die Grundlagenforschung wichtige Arbeiten aus allen Teilgebieten der theoretischen, experimentellen und praktischen Physik publiziert.

Fortschritte der Physik (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); die in dieser Zeitschrift erscheinenden Beiträge berichten über die neuesten Ergebnisse aus allen Gebieten der Physik, sie wollen helfen, der immer stärker werdenden Spezialisierung entgegenzuwirken und dem nicht auf dem betreffenden Spezialgebiet arbeitenden Physiker die Einarbeitung in ein neues Gebiet zu erleichtern.

Kernenergie (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); sie veröffentlicht Beiträge über die neuesten Erkenntnisse aus der kerntechnischen Forschung und Praxis, bes. über experimentelle und theoretische Reaktorphysik, Wiederaufbereitung bestrahlter Kernbrennstoffe, Strahlungsmeßtechnik, Strahlenschutz, gesteuerte Kernfusion, Beschleunigertechnik; ferner werden Arbeiten über Kernphysik publiziert, die in enger Beziehung zur kerntechnischen Praxis stehen.

physica status solidi (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); die in zwei Serien erscheinende Zeitschrift ("basic research" und "applied research") dient einer besonders schnellen Publikation von Erkenntnissen der Grundlagenforschung und der angewandten Forschung des gesamten Gebietes der Festkörperphysik, insbesondere wird über die Atomistik der Festkörpereigenschaften, z. B. über Bau und Bildung von Kristallen sowie über deren Struktur, über mechanische und thermische Eigenschaften fester Körper, ihre elektrische Leitfähigkeit, die Wechselwirkung mit elektromagnetischer und korpuskularer Strahlung und über die elektrischen und magnetischen Eigenschaften berichtet.

Physik in der Schule (Volk und Wissen, Volkseigener Verlag, Berlin); diese Zeitschrift hat die Aufgabe, die durch das Bildungsgesetz der DDR gegebene grundsätzliche Orientierung auf das Unterrichtsfach Physik zu verwirklichen, sie informiert über den Stand und die Entwicklungstendenzen auf dem Gebiet der Physik und gibt zugleich methodische und didaktische Hinweise zur Durchführung des Unterrichtes.

Als exakte naturwissenschaftliche Disziplin ist die Physik die theoretische Grundlage für viele Anwendungsbereiche in Wissenschaft und Technik, u. a. in der Elektrotechnik, Elektronik, Kältetechnik, Kybernetik, Medizin, Landwirtschaft und weiteren Gebieten. Das findet auch seinen Niederschlag in einer größeren Anzahl eng mit der Physik verknüpfter Zeitschriften. Hierzu gehören u. a.:

Bild und Ton (VEB Fachbuchverlag, Leipzig); Elektric (VEB Verlag Technik, Berlin); EIK — Elektronische Informationsverarbeitung und Kybernetik (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); Fernmeldetechnik (VEB Verlag Technik, Berlin); Gerlands Beiträge zur Geophysik (Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig); Isotopenpraxis (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); Jenaer Rundschau (VEB Verlag Technik, Berlin); Kristall und Technik (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); messen — steuern — regeln (VEB Verlag Technik, Berlin); Nachrichtentechnik (VEB Verlag Technik, Berlin); radio

– fernsehen – elektronik (VEB Verlag Technik, Berlin); studia biophysica (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); Technisches Zentralblatt (Akademie-Verlag GmbH, Berlin); Zeitschrift für elektrische Informations- und Energietechnik (Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig).

Bedeutende Arbeiten aus allen Gebieten der Physik und ihrer Anwendungsbereiche werden darüber hinaus veröffentlicht in den von den Universitäten der DDR herausgegebenen wissenschaftlichen Zeitschriften; der NTM – Schriftenreihe für Geschichte der Naturwissenschaften, Technik und Medizin (Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig) sowie in Informationsorganen von Industrievereinigungen und Betrieben der DDR.

Weitere wichtige in den deutschsprachigen Ländern erscheinende physikalische Zeitschriften sind: Helvetica Physica Acta; Physik der kondensierten Materie; Physikalische Berichte; Physikalische Blätter; Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik; Zeitschrift für angewandte Physik; Zeitschrift für Physik.

Bedeutende physikalische Beiträge erscheinen auch in den naturwissenschaftlichen Querschnittszeitschriften: Bild der Wissenschaft; Die Naturwissenschaften; Ideen des exakten Wissens; Naturwissenschaftliche Rundschau; Umschau in Wissenschaft und Technik.

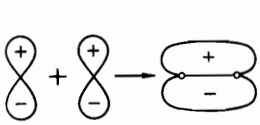
Physikalismus, → Positivismus.

Physik der Atmosphäre, svw. physikalische Meteorologie.

physisches Pendel, → Pendel.

pi, π, transzendente Zahl, die geometrisch als Verhältnis $u : d$ des Umfangs u eines Kreises zu seinem Durchmesser d eingeführt wurde. Von ihrer Darstellung durch einen unendlichen unperiodischen Dezimalbruch sind $\pi = 3{,}141\,592\,653\,\ldots$ die ersten 10 Ziffern.

Pi-Bindung, *π-Bindung*, Bindung, bei der im Gegensatz zur Sigma-Bindung (σ-Bindung) die Ladungsverteilung der Valenzelektronen nicht rotationssymmetrisch um die Verbindungslinie ist. π-B.en können z. B. auftreten, wenn die das gemeinsame Elektronenpaar bildenden Valenzelektronen p_y- oder p_z-Orbitale sind. (Die x-Achse liegt in der Bindungsachse, Abb.) Wegen



Schematische Darstellung der Ladungsverteilung einer durch zwei p_y- bzw. p_z-Elektronen gebildeten π-Bindung

der besonderen Ladungsverteilung der → Pi-Elektronen ergeben sich weitaus ungünstigere Überlappungsbedingungen als bei den σ-Bindungen. Daraus erklärt sich die im Vergleich zur σ-Bindung kleinere Energie der π-B.en. Die Ladungsverteilung einer π-B. verhindert die freie Drehbarkeit der Bindungspartner um die Bindungsachse. Für eine π-B. ergibt sich der energetisch günstigste Zustand dann, wenn die Hauptachsen der Ladungsverteilung der p-Orbitale parallel zueinander angeordnet sind und sich dadurch maximal überlappen. Eine Verdrehung aus dieser Lage führt zur Verringerung der Überlappung, die bei einer Drehung um 90° ihren Minimalwert erreicht.

π-B.en treten immer bei Mehrfachbindungen auf, deren charakteristische Eigenschaften durch die besondere Verteilung der Elektronenladung in der π-B. erklärt werden können.

pick-up-Prozeß, Art einer direkten Kernreaktion, bei der das einfallende Teilchen nur an der Kernoberfläche mit wenigen Nukleonen in Wechselwirkung tritt und diese dabei aufnimmt (engl. to pick up). Es fliegt ein schweres Teilchen weiter. Die Reaktionen (p, α); (d, t); (d, α) können z. B. p.-u.-Prozesse enthalten. Die zum p.-u.-P. inverse Kernreaktion ist die Strippingreaktion.

Pi-Elektron, *π-Elektron*, ein Elektron, dessen ψ-Funktion sich bei Spiegelung an einer die Verbindungsachse der beiden Bindungspartner enthaltenden Ebene antisymmetrisch verhält. Daher ist die Ladungsdichte eines π-E.s in dieser Ebene Null. Die Wechselwirkung zweier π-E.en führt zur → Pi-Bindung.

Pierce-Schaltung, → Schwingquarz.

pièze, Tabelle 2, Druck.

Piezoeffekt, *piezoelektrischer Effekt*, → Piezoelektrizität.

piezoelektrische Eigenschaften, → Piezoelektrizität.

piezoelektrischer Koeffizient, → Piezoelektrizität.

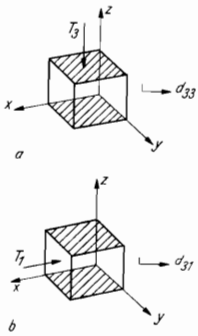
piezoelektrischer Meßwandler, ein → Meßwandler, der auf der Ausnützung des piezoelektrischen Effektes beruht. Infolge dieses Effektes treten in bestimmten natürlichen Kristallen, z. B. Quarz und Turmalin, sowie in künstlichen Werkstoffen, z. B. Bariumtitanat, bei Druck- und Zugspannungen elektrische Ladungen auf. Diese influenzieren auf zwei auf den Kristall aufgedampften Metallelektroden elektrische Spannungen, deren Größe der Druck- bzw. Zugspannung proportional ist. Mit einem hochohmigen Verstärker (Elektrometerverstärker) werden diese geeignet verstärkt, so daß sie zur Anzeige gebracht werden können. Piezoelektrische M. dienen zur Messung von Druck- und Zugspannungen, Beschleunigungen und Kräften bei Gleich- und Wechselbelastungen bis zu Frequenzen von etwa 15 kHz.

Piezoelektrizität, die Entstehung von Ladungen an den Grenzflächen bestimmter Kristalle, wenn diese durch mechanische Kräfte deformiert werden (*piezoelektrischer Effekt*). P. wird bei Kristallen beobachtet, die eine oder mehrere polare Achsen, jedoch kein Symmetriezentrum aufweisen. Solche Kristalle sind z. B. Quarz, Turmalin, Seignettesalz, Zinksulfid und Rohrzucker. Die P. ist eng verwandt mit der *Pyroelektrizität* und der *Elektrostriktion*. Bei näherer Betrachtung des strukturellen Aufbaus piezoelektrischer Kristalle wird der molekulare Mechanismus der Erscheinung deutlich. Eine Kraft bzw. ein Druck bewirkt, daß sich in piezoelektrischen Kristallen sowohl die positiven als auch die negativen Ladungen so verschieben, daß ein elektrisches Dipolmoment entsteht. Ob dieser Effekt beobachtet wird oder nicht, hängt davon ab, wie die negativen und positiven Bausteine in einem speziellen Gitter verteilt sind. Liegt ein Symmetriezentrum vor, ist es z. B. unmöglich, mit mechanischem Druck ein Dipolmoment zu erzeugen. P. und Elektrostriktion sind zwar einander rezi-

proke Effekte, während aber bei der Elektrostriktion die Verlängerung oder Verkürzung der Abmessungen eines Festkörpers nach Umkehr der Feldrichtung nicht verändert wird, ist die durch den *Piezoeffekt* bedingte Aufladung von der Art der mechanischen Deformation, also Zug oder Druck, richtungsabhängig.

Von den 32 existierenden Kristallklassen erlauben 20 P., davon 10 auch Pyroelektrizität.

Piezoelektrische Materialien mit technischer Bedeutung sind Quarz (*Piezoquarz*), Rochelle-Salz, Natrium-Kalium-Tartrat, Ammonium-Dihydrogen-Phosphat (ADP), Äthylen-Diamin-Tartrat (EDT) und Dikalium-Tartrat (DKT). Am häufigsten davon wird Quarz verwendet. Er besteht chemisch aus Siliziumdioxid und kristallisiert in der trigonalen Struktur. Gewöhnlich bezeichnet man seine Achsen mit x, y, z. Bei einer Rotation des Kristalls um die z-Achse, die eine Symmetrieachse ist, wird jeweils nach 120° Drehung eine identische Lage erreicht. Quarz schmilzt bei 1 750 °C. Große Einkristalle werden seit 1950 durch Hydrothermalsynthese gezüchtet. Ein herausgeschnittenes quaderförmiges Quarzstück, ein Quarzschwinger, wird danach benannt, wie die größten Oberflächen gegen die Kristallachsen orientiert sind. Bei einem *X*-Schnitt z. B. steht die x-Achse senkrecht auf den größten Flächen. Bedampft man diese Flächen mit Metallelektroden, so läßt sich der *piezoelektrische Koeffizient d* für die x-Richtung bestimmen. Er ist definiert als $d = \Delta x/U$. Man deformiert also um Δx und mißt die entstehende Spannung U. In der Praxis ist es allerdings einfacher, den piezoelektrischen Koeffizienten aus dynamischen Messungen herzuleiten. Für den allgemeinen Fall läßt sich der Zusammenhang zwischen der dielektrischen Polarisation $\vec{P}$ und einer mechanischen Spannung $\vec{T}$ durch die Beziehung $P_i = \sum_j d_{ij} T_j$ ($i = 1, 2, 3$; $j = 1, \ldots, 6$) erfassen. Dabei bedeuten die i drei senkrecht zueinander stehende Richtungen und die j sechs Komponenten der Normal- und Schubspannung des symmetrischen *Spannungstensors*.



Longitudinaler (*a*) und transversaler (*b*) Piezoeffekt bei Piezokeramik. Auf die schraffierten Flächen sind Metallelektroden aufgedampft. Hier wird ein elektrisches Feld in z-Richtung bei Druckeinwirkung nachgewiesen. T_1 und T_3 Druckeinwirkung in x- bzw. in z-Richtung, d_{33} und d_{31} piezoelektrischer Koeffizient, der in der entsprechenden Anordnung gemessen wird

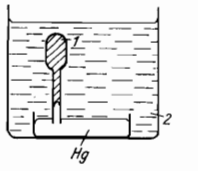
Die vollständige Matrix der piezoelektrischen Koeffizienten lautet dann:

$$d_{ij} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$$

In den praktischen Fällen reduziert sich die Matrix stark, da die meisten $d_{ij} = 0$ werden. Die P_i sind die Komponenten des Vektors $\vec{P}$ der dielektrischen Polarisation in drei senkrecht zueinander stehenden Richtungen.

Piezoelektrische Koeffizienten von Einkristallen
(Werte in Meter/Volt)

Quarz	d_{11} =	$2{,}25 \cdot 10^{-12}$
	d_{14} =	$0{,}85 \cdot 10^{-12}$
Rochelle-Salz	d_{14} =	$2{,}3 \cdot 10^{-9}$
	d_{25} =	$-5{,}6 \cdot 10^{-11}$
	d_{36} =	$1{,}16 \cdot 10^{-11}$
ADP	d_{36} =	$5{,}2 \cdot 10^{-11}$
Bariumtitanat	d_{15} =	$3{,}9 \cdot 10^{-10}$
	d_{31} =	$-3{,}4 \cdot 10^{-11}$
	d_{33} =	$8{,}6 \cdot 10^{-11}$



Piezometer nach Oersted

Für verschiedene Anwendungsgebiete wurden *Piezokeramiken* entwickelt. Infolge ihrer polykristallinen Struktur zeichnen sich diese Keramiken durch eine Isotropie der Eigenschaften aus.

Piezoelektrische Eigenschaften von Piezokeramiken

Material	relative DK	d_{31} ($\cdot 10^{-12}$ m/V)	d_{33}
$Ba(Ti_{0,95}Zr_{0,05})O_3$	1 400	−60	150
$(Ba_{0,80}Pb_{0,08}Ca_{0,12})TiO_3$	600	−35	90
$(Na_{0,8}Cd_{0,2})NbO_3$	2000	−80	200
$(Na_{0,75}Cd_{0,25})NbO_3$	2000	−60	150
$(Pb_{0,70}Ba_{0,30})Nb_2O_6$	900	−40	100
$(Pb_{0,6}Ba_{0,4})Nb_2O_6$	1 500	−90	220

Zur Beschreibung eines polykristallinen Körpers reicht es aus, d_{31} und d_{33} zu kennen (Abb.).
Lit. Martin: Die Ferroelektrika (Leipzig 1964).

Piezokeramik, → Piezoelektrizität.

Piezometer, ein Gerät zum Messen der Kompressibilität fester und flüssiger Körper in Hochdruckgefäßen. *P. für feste Körper* bestehen meist aus einem dickwandigen Stahlzylinder mit einer Bohrung zum Aufnehmen der zu untersuchenden Probe. Diese hat die Form eines Stabes und wird von zwei Federn gehaltert. Über die beiden Verschlußstücke wird Druck in den Innenraum geleitet, der mit klarem durchsichtigem Öl o. dgl. gefüllt ist. Die Beobachtung der Längenänderung unter dem eingeleiteten Druck erfolgt mittels zweier Mikroskope mit Okularmikrometer durch zwei über den Stabenden angebrachte Fenster.

P. für Flüssigkeiten dienen meist zum Vergleich der Kompressibilität einer Probe mit einer bekannten Kompressibilität, z. B. von Wasser oder von Quecksilber. P. dieser Art bestehen aus einem Gefäß mit Ansatzkapillare von bekanntem Volumen. Die zu untersuchende Flüssigkeit wird in das Gefäß eingefüllt und einem auf den Flüssigkeitsmeniskus sowie auf die Behälterwand wirkenden Druck ausgesetzt. Die Verschiebung des Flüssigkeitsmeniskus in der Ansatzkapillare wird mittels Kathetometers oder elektrisch mittels der Widerstandsänderung eines dünnen Drahtes in einem Glasgefäß gemessen; daraus wird die Kompression berechnet. Eine andere Form des P.s besteht aus einem Stahlzylinder, der vollständig mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt wird. In dem aufschraubbaren Deckel befindet sich ein Gefäß mit Quecksilber, das mit dem Inneren des Zylinders durch eine feine Bohrung, die noch durch einen Stahlstift verengt ist, verbunden ist. Wird die gesamte Anordnung einem allseitigen Druck ausgesetzt, so dringen Quecksilbertröpfchen in das Innere des P.s ein. Ihre Masse wird durch Wägung ermittelt, sie ist ein Maß für die Kompressibilität der Flüssigkeit. Die Abb. zeigt das P. von Oersted. Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich im Gefäß *1*, das durch eine in ihr nicht lösliche Flüssigkeit abgeschlossen wird. Als Sperrflüssigkeit dient oft Quecksilber. Zur Vermeidung einer Eigendehnung von *1* stellt man dieses in ein mit Wasser gefülltes größeres Gefäß *2*. Mit Hilfe eines Kolbens kann nun *2* unter Druck gesetzt werden. Dabei wirken auf das Gefäß *1* von innen und außen die gleichen Kräfte, sie heben sich also auf. Die Kompressibilität der Flüssigkeit wird am Stande des Quecksilbers abgelesen.

P. W. Bridgeman hat Flüssigkeiten bis zu Drücken von $30 \cdot 10^8$ N/m² untersucht. Für seine Experimente benutzte er Gefäße aus Carboloy, da bei den extrem hohen Drücken die

herkömmlichen Werkstoffe plastisch werden. Die Viskosität der Flüssigkeiten nimmt bei diesen Drücken um mehrere Zehnerpotenzen zu. → Hochdruckphysik.

Piezoquarz, → Piezoelektrizität, → Schwingquarz.

Piezospektroskopie, die Untersuchung des Einflusses eines äußeren mechanischen Druckes oder Zuges auf das Absorptions- und Emissionsspektrum eines Festkörpers. Die durch den Druck bedingten mechanischen Deformationen können die Symmetrie des untersuchten Kristalls verringern und dadurch zu einer Aufhebung der Entartung von Elektronenzuständen im Festkörper führen, was sich in einer Aufspaltung von Absorptions- bzw. Emissionslinien äußern kann.

Piezowiderstand, die Änderung des spezifischen Widerstandes bei Einwirkung mechanischer Spannungen. Für kleine Änderungen ist er durch einen Tensor 4. Stufe beschreibbar. Auf Grund der Symmetrieeigenschaften des Kristalls ist die Zahl der nicht verschwindenden unabhängigen Komponenten reduziert. Die → Elastoleitfähigkeit beschreibt den gleichen Sachverhalt in anderer Weise. Hohe Werte einer Komponente des Piezowiderstandstensors (z. B. in n-Si und n-SiC, n-Ge, p-Ge, p-Si und p-GaAs) führen zur industriellen Anwendung als → Halbleiterdruckwandler und Halbleiterdehnungsmesser.

Bei reinen Halbleitern ist der P. bei schwachen elektrischen Feldern umgekehrt proportional zur Temperatur, bei höher dotiertem Material liegt wegen des abnehmenden Beitrages der Streuung an ionisierten Störstellen eine schwächere Temperaturabhängigkeit vor.

Pigmentverfahren, → Lichtgerbung.

Piko, p, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen = 10^{-12}, → Vorsätze.

Pikofarad, pF, früher häufig $\mu\mu$F, Teil der SI-Einheit → Farad. 1 pF = 10^{-12} F.

Pile, svw. Reaktor.

pile up, → Versetzung (Abschn. IX).

Pilotballon, → Wind.

Pi-Meson, svw. Pion.

Pinatypie, → Lichtgerbung.

Pincheffekt, ein Effekt, bei dem das durch einen Strom erzeugte Magnetfeld eine Einschnürung des von den Ladungsträgern durchflossenen Gebietes bewirkt. Durch die Einschnürung erhöht sich die Temperatur des Plasmas. Es wird ein stationärer Zustand erreicht, wenn der dadurch erhöhte Druck das weitere Zusammendrücken des Plasmas durch die magnetischen Kräfte verhindert. In Gasentladungsplasmen ist der P. für die Erzeugung der notwendigen hohen Temperaturen und zur Stabilisierung des Plasmas in Kernfusionsanlagen (→ Kernfusion) wichtig. In Halbleitern kann es bei starker Einschnürung im Pinch [engl. 'Schlauch'] zur thermischen Anregung von Ladungsträgern kommen, was zu einer Ausdehnung des Plasmas führt. Ein *Hollow-Pinch* genannter Stromschlauch entsteht dadurch, daß die hohe Trägerdichte zur Verringerung des Spannungsabfalles im Pinchgebiet und so zur Verringerung der Energiezufuhr führt, was eine Verringerung der Plasmadichte in diesem inneren Bereich bewirkt.

Pinchentladung, svw. Höchststromentladung.

pin-Diode, → Halbleiterdiode.

Pinning-Zentrum, Haftzentrum der Flußschläuche, ein Bezirk in einem nichtidealen Supraleiter 2. Art, der etwa die Ausdehnung der Kohärenzlänge ξ des Supraleiters hat, und in dem sich das chemische Potential von dem der Umgebung unterscheidet. Als P.-Z. wirken z. B. Versetzungen, Ausscheidungen anderer Phasen sowie durch Bestrahlung erzeugte Defekte im Kristallgitter. An Pinning-Zentren werden die magnetischen Flußschläuche festgehalten, die Supraleiter 2. Art im gemischten Zustand in Form eines regelmäßigen Flußschlauchgitters durchsetzen. Dieses Festhalten wird als *Pinning* (*Flußschlauchverankerung*, *Flußfadenverankerung*, *Flußlinienverankerung*) bezeichnet und durch die *Pinning-Kraft* bewirkt. Dadurch wird der Supraleiter 2. Art zum nichtidealen Supraleiter 2. Art. Erst wenn die Pinning-Kraft durch thermische Aktivierung oder durch die Lorentz-Kraft überwunden wird, die auf die Flußschläuche wirkt, wenn quer zu den Flußschläuchen ein Strom fließt, kommt es zur Flußbewegung und damit zum Auftreten des widerstandsbehafteten supraleitenden Zustands.

pint, Tabelle 2, Volumen.

Pion, *Pi-Meson*, *π-Meson*, instabiles → Elementarteilchen (Tab. A) aus der Familie der Mesonen, das elektrisch positiv (π^+), neutral (π^0) und negativ (π^-) geladen auftreten kann. Die geladenen P.en wurden 1947 von Powell, Lattes und Occhialini in der kosmischen Strahlung mit Hilfe von Kernemulsionsplatten entdeckt, das π^0 wurde 1950 ebenfalls in der kosmischen Strahlung gefunden. Künstlich erzeugt man die P.en bei der Streuung von hochenergetischen Nukleonen (N) mit einer Mindestenergie von 300 MeV (etwa dem doppelten Energieäquivalent der Pionruhmasse) an Materie über die Reaktion $N + N \rightarrow N + N + \pi$. Mit wachsender Energie der Nukleonen, besonders in der kosmischen Strahlung, können sehr viele P.en erzeugt werden (Mehrfacherzeugung), bei *Feuerbällen* geht die Zahl der explosionsartig entstehenden P.en in die Hunderte.

Die geladenen P.en zerfallen zu etwa 100% über schwache Wechselwirkung gemäß $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ in Müonen und Müon-Neutrinos, ganz selten gemäß $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$ in Elektronen und Elektron-Neutrinos; neutrale P.en zerfallen zu 99% über elektromagnetische Wechselwirkung gemäß $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ nach einer mittleren Lebensdauer von $0{,}9 \cdot 10^{-16}$ s in Photonen (zu 99%) bzw. $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$ (zu 1%). Durch den $\pi^\pm$-Zerfall entsteht die Müonkomponente und durch den π^0-Zerfall in Photonen und die anschließende Paarerzeugung ($e^+ + e^-$) die schwache oder Elektron-Photon-Komponente der kosmischen Strahlung.

Die P.en sind — wie auch die Kaonen — Quanten des Kernfeldes, waren 1935 durch Yukawa auf Grund der Mesonentheorie der Kernkräfte vorausgesagt worden und werden daher gelegentlich *Yukonen*, *Yukawa-Teilchen* oder *Yukawa-Quanten* genannt.

Pionenwolke, → Mesonentheorie der Kernkräfte.

Pirani-Vakuummeter, → Vakuummeter.

Pitchwinkel, Winkel $\alpha = \arccos(v_{\parallel}/v)$ zwischen Magnetfeldrichtung und Teilchengeschwindigkeit v. Hierbei bedeutet $v_{\parallel}$ die Parallelgeschwindigkeit bezüglich des Magnetfeldes.

Unter dem *Pitchwinkelkosinus* wird $\cos\alpha = v_{\parallel}/v$ verstanden.

Pitchwinkeldiffusion, → Diffusion geladener Teilchen.

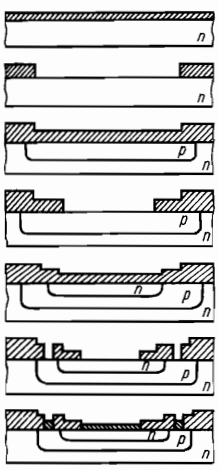
Pitchwinkelkosinus, → Pitchwinkel.

Pitchwinkelstreuung, → Diffusion geladener Teilchen.

Pi-Theorem von Buckingham, → Ähnlichkeitstheorie.

Pitotrohr, eine → Strömungssonde.

Planartechnik, *Oberflächenpassivierungstechnik, Passivierungstechnik,* ein Verfahren in der Mikroelektronik und Halbleitertechnik zur Herstellung von Halbleiterbauelementen, bei dem ein Halbleitermaterial mittels Diffusion in ausgewählten Bereichen dotiert wird (→ Dotierung). Die Oberfläche des Substrates wird durch einen meist aus Siliziumdioxid (SiO_2) bestehenden Schutzfilm geschützt oder passiviert. Diese Schicht wirkt für Dotierungsstoffe aus der III. Gruppe (z. B. Bor) oder V. Gruppe (z. B. Phosphor) des Periodensystems diffusionshemmend. Mittels einer lichtempfindlichen Lackmaske wird der Schutzfilm abgedeckt und an den später zu dotierenden Stellen belichtet. Der Lackfilm polymerisiert infolge der Belichtung, während er an den unbelichteten Stellen leicht abgelöst werden kann. Danach kann an diesen Stellen der SiO_2-Schutzfilm abgeätzt werden. Die Diffusion der Dotierungsatome erfolgt dann bei etwa 1200 °C durch die entstandenen Fenster der Haft- oder Diffusionsmaske hindurch (→ Diffusionstechnik, → Maskierung), wodurch die Leitfähigkeit und der Leitfähigkeitstyp (p- oder n-leitend) der Fenster verändert werden. Schließlich können diese Fenster durch einen neuen Schutzfilm wieder verschlossen werden. In ähnlicher Weise werden Kontaktierungsfenster an den Stellen gebildet, an denen eine metallische Kontaktschicht aufgedampft werden soll (Abb.).



Planartechnik: *a* Substrat mit passivierter Oxidschicht, *b* Oxidschicht teilweise abgeätzt, *c* p-Schicht eindiffundiert und Oberfläche neu oxydiert, *d* Oxidschicht erneut abgeätzt, *e* n-Schicht eindiffundiert und Oberfläche nochmals oxydiert, *f* oxydierte Bereiche für die Kontaktierung abgeätzt, *g* Metallkontakte auf abgeätzte Bereiche aufgedampft und einlegiert

Die Vorteile der P. bestehen darin, daß auf einer Halbleitereinkristallscheibe bis zu mehreren tausend Bauelemente gleichzeitig hergestellt werden können und daß durch den Schutzfilm die Oberfläche des Halbleiterbauelementes vor Umwelteinflüssen geschützt und damit seine Zuverlässigkeit erhöht wird. Zur Gewährleistung der mechanischen Festigkeit muß jedoch das Halbleitermaterial relativ dick sein. – Die P. kann getrennt oder in Verbindung mit der → Epitaxialtechnik angewandt werden.

Planartransistor, → Transistor.

Planck-Boltzmann-Konstante, svw. Boltzmannsche Konstante.

Plancksche Elementarlänge, hypothetische untere Meßschranke für Längenmessungen. Die P. E. l ergibt sich als geometrisches Mittel $\sqrt{\lambda a}$ aus der de-Broglie-Materiewellenlänge $\lambda \approx hc/W$ (mit der relativen Energie W eines Teilchens) und dem Gravitationsradius $a = GW/c^4$ zu $l = \sqrt{hG/c^3} \approx 4 \cdot 10^{-33}$ cm; hierbei sind h das Plancksche Wirkungsquantum, G die Gravitationskonstante und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Aus der Quantentheorie des Gravitationsfeldes folgt, daß es nicht möglich ist, durch Experimente direkte Informationen über Raum-Zeit-Bereiche mit kleineren Abmessungen als l zu erhalten.

Auf Grund der quantenmäßigen Schwankungen der die Elementarteilchen beschreibenden Felder ist auch das Gravitationsfeld Schwankungen unterworfen. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation erhält man für die Schwankung $\Delta\Gamma$ der gravischen Feldstärke bzw. die Schwankung Δg des Gravitationspotentials und die Unschärfe der Längenmessung ΔL:

$$\Delta\Gamma(\Delta L)^3 \geq l^2 \tag{1}$$

$$\Delta g(\Delta L)^2 \geq l^2 \tag{2}$$

Die Möglichkeit, eine Längenmessung beliebiger Schärfe auszuführen ($\Delta L \to 0$), bedeutet, daß die Fluktuationen des Gravitationsfeldes beliebig groß werden. Da das Gravitationsfeld aber die Metrik der Raum-Zeit ist, sind nur extrem starke, aber beschränkte Gravitationsfelder möglich, weil die Elementarlänge l aus der Gravitationstheorie selbst aus folgenden Gründen resultiert:

In einem statischen Gravitationsfeld gilt für die Metrik $g_{\mu\nu}$:

$$g_{i4} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x^4} g_{i4} = 0 \tag{3}$$

$$-\gamma^2 = \det g_{ik} < 0 \quad (i, k = 1, 2, 3). \tag{4}$$

Die Riemannsche Raum-Zeit-Welt hat in diesem Fall nur dann die gleiche Kausalstruktur wie die Minkowski-Welt (→ Minkowski-Raum), wenn gilt

$$g_{44} = \frac{\det g_{\mu\nu}}{\gamma^2} = 1 - 2\varphi > 0. \tag{5}$$

Hierbei ist $c^2\varphi$ das Newtonsche Potential, so daß $\varphi = GM/rc^2$ gilt.

Bei Gültigkeit von (5) liegen infinitesimal die gleichen Verhältnisse wie im Minkowski-Raum vor, $g_{\mu\nu}$ ist in jedem Punkt auf die Minkowskischen Werte $h_{\mu\nu}$ transformierbar.

Um nun eine kleine Länge ΔL zu messen, braucht man ein Meßteilchen mit einer Energie W, so daß für die zugehörige de-Broglie-Wellenlänge hc/W gilt:

$$\Delta L \geq hc/W. \tag{6}$$

Ein Teilchen der Energie W besitzt nach dem → Äquivalenzprinzip einen Gravitationsradius

$$a = GW/c^4. \tag{7}$$

Dieser Radius muß kleiner sein als jede im System betrachtete Abmessung, damit (5) nicht verletzt wird, d. h.:

$$(\Delta L)^2 \geqq a\Delta L \geqq hGc^{-3} = l^2, \tag{8}$$

wenn man noch (6) und (7) berücksichtigt. Für die Schwankung der Feldstärke $\Delta\Gamma$ bedeutet (8):

$$\Delta\Gamma \leqq l^{-1}. \tag{9}$$

Physikalisch bedeutet das, daß bei dem Versuch, kleinere Längen als die Plancksche Elementarlänge zu messen, die durch (5) charakterisierten Kausalverhältnisse zusammenbrechen. Da die Metrik $g_{\mu\nu}$ für

$$g_{44} = 0 \text{ bzw. } g_{44} < 0 \tag{10}$$

in den betreffenden Bereichen nur noch raumartige Vektoren und Nullvektoren zuläßt und für jeden Vektor V^μ mit (10) und (4)

$$g_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \leqq 0 \tag{11}$$

gilt, kann keine Wirkung entlang Weltlinien mit zeitartigem Tangentialvektor in diesen Bereich eindringen.

Der Bereich reagiert auf jede Wirkung wie ein ideal harter Körper; er ist gegenüber direkter Beobachtung abgekapselt. Dieses Abkapseln von Raumgebieten unterhalb der Größenordnung der Planckschen E. auf Grund von Quantenfluktuationen hat nicht nur Konsequenzen für den Kausalzusammenhang in diesen Gebieten, sondern auch Konsequenzen für die globalen Zusammenhangsverhältnisse des Raumes, d. h. für seine Topologie. Diese Überlegungen bilden den wesentlichen Ausgangspunkt für die modernen Ansätze zu einer Quantengeometrodynamik (→ Geometrodynamik) von Raum und Zeit.

Plancksche Hypothese, svw. Quantenhypothese

Plancksche Konstante, → Planckssches Wirkungsquantum.

Planckssches Potential, das von M. Planck eingeführte thermodynamische Potential $\Phi = S - (U + pV)/T$. Sein totales Differential kann in der Form $\mathrm{d}\Phi = -(V/T)\,\mathrm{d}p + (U + pV)\,\mathrm{d}T/T^2$ geschrieben werden. Dabei bedeutet S die Entropie, U die innere Energie, p den Druck, V das Volumen und T die absolute Temperatur. Aus dem Planckschen P. folgen ebenso wie auch aus den anderen thermodynamischen Potentialen sämtliche thermodynamischen Funktionen und Parameter. So erhält man z. B. für die Entropie $S = \Phi + T(\partial\Phi/\partial T)p$ und für die freie Enthalpie $G = -T\Phi$, die i. a. anstelle des Planckschen P.s benutzt wird.

Plancksche Strahlungsformel, von M. Planck aufgestelltes Strahlungsgesetz für den schwarzen Körper. Es gibt den Zusammenhang zwischen Strahlungsdichte eines strahlenden Hohlraums und der Temperatur im ganzen Temperatur- und Wellenlängenbereich richtig wieder. Die Bedeutung der P.n S. ist jedoch weit größer, da an ihr die Grenzen der klassischen Physik sichtbar werden. Bei der Ableitung der P.n S. muß auf jeden Fall die Quantennatur der Energie des harmonischen Oszillators beobachtet werden. $E_n = nh\nu$ sind die möglichen Energiewerte des harmonischen Oszillators. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum mit dem Zahlenwert $6{,}6256 \cdot 10^{-27}$ erg · s, ν ist die Eigenfrequenz des Oszillators, und n durchläuft die natürlichen Zahlen. Die möglichen Energiewerte E_n des harmonischen Oszillators, die sich streng aus der → Schrödinger-Gleichung ableiten lassen, wurden von Max Planck bei der Ableitung der P.n S. postuliert. Diese Hypothese stellt den Beginn der → Quantenmechanik dar.

Bezeichnet man die Energie, die je Zeiteinheit von der Flächeneinheit in den Halbraum im Frequenzbereich $\nu, \ldots, \nu + \mathrm{d}\nu$ gestrahlt wird, mit $W_\nu\,\mathrm{d}\nu$, so lautet die P. S.

$$W_\nu\,\mathrm{d}\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{h\nu/kT} - 1}\,\mathrm{d}\nu.$$

Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit, T die absolute Temperatur und W_ν die spektrale Strahlungsdichte. Wird über $c = \lambda\nu$ die Wellenlänge λ eingeführt, so ist

$$W_\lambda\,\mathrm{d}\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\mathrm{e}^{hc/\lambda kT} - 1}\,\mathrm{d}\lambda.$$

Aus der P.n S. ergibt sich das *Wiensche Verschiebungsgesetz*, das besagt, daß sich das Maximum der Strahlungsdichte bei steigenden Temperaturen nach kürzeren Wellenlängen verschiebt: $\lambda_{max}T = \text{konst.} = 0{,}2898\ \text{cm} \cdot \text{K}$. Für den Maximalwert selbst gilt das *T^5-Gesetz*: $W_{max} = \text{konst.}\,T^5$. Im Grenzfall sehr niedriger Temperaturen, d. h. für $h\nu \gg kT$, geht die P. S. in das *Wiensche Strahlungsgesetz* über:

$$W_\lambda\,\mathrm{d}\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\,\mathrm{e}^{-hc/\lambda kT}\,\mathrm{d}\lambda.$$

Diese Formel erhält man, wenn man sich die den Hohlraum erfüllende Strahlung aus einzelnen Lichtteilchen bestehend denkt, die der klassischen Boltzmann-Statistik gehorchen. Verwendet man die für Lichtquanten gültige → Bose-Einstein-Statistik, so ergibt sich zwanglos die P. S. Im Grenzfall hoher Temperaturen, d. h. für $h\nu \ll kT$, geht die P. S. in das *Rayleigh-Jeanssche Strahlungsgesetz* über: $W_\lambda\,\mathrm{d}\lambda = \frac{2ckT}{\lambda^4}\,\mathrm{d}\lambda$. Diese Strahlungsformel wurde vor der Planckschen auf Grund rein klassischer Überlegungen gefunden — ihr Gültigkeitsbereich beschränkt sich nur auf den langwelligen Bereich und hohe Temperaturen.

Schließlich erhält man durch Integration über den ganzen Wellenlängenbereich aus der P.n S. das *Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz* (*T^4-Gesetz*): $\int W_\lambda\,\mathrm{d}\lambda = \sigma T^4$, wobei $\sigma = \frac{2\pi^5 \cdot k^4}{15c^2h^3} = 1{,}355 \cdot 10^{-12}\ \text{cal cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{K}^{-4} = 5{,}669 \cdot 10^{-5}\ \text{erg cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{K}^{-4} = 5{,}669 \cdot 10^{-8}\ \text{Wm}^{-2}\,\text{K}^{-4}$ ist. Die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers ist der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional.

Planckssches Wirkungsquantum, h, fundamentale Naturkonstante mit der Dimension einer Wirkung, d. h. Energie × Zeit, $h = 6{,}6256 \cdot 10^{-27}\ \text{erg} \cdot \text{s} = 6{,}6256 \cdot 10^{-34}$ Js. Es wurde im Zusammenhang mit Problemen der Hohlraumstrahlung 1900 von Max Planck entdeckt und bei der Postulierung diskreter Energieniveaus des harmonischen Oszillators mit der Energie-

differenz $h\nu$ zwischen benachbarten Niveaus eingeführt, wobei ν die Schwingungsfrequenz bedeutet.

Die Existenz des Planckschen W.s führt zur Quantelung vieler physikalischer Größen (→ Quantenzahlen), die dann nur noch diskrete Werte annehmen können, insbesondere zum Auftreten von Energiequanten.

In der Planckschen Beziehung $E = h\nu$ und in der de-Broglieschen Beziehung $p = h/\lambda$, mit dem Impuls p und der Wellenlänge λ, verknüpft das Plancksche W. Teilchen- und Welleneigenschaften (→ Dualismus von Welle und Korpuskel).

Für die Anwendung bei theoretischen Problemen ist das durch 2π dividierte Plancksche W. geeigneter. Nach Dirac wird es mit $\hbar$ bezeichnet und häufig *Plancksche Konstante* genannt, $\hbar = h/2\pi = 1{,}054\,50 \cdot 10^{-27}$ erg · s. Sie ist die Grundkonstante der Quantentheorie. Die Einführung des Planckschen W.s in die physikalische Beschreibung führt zur → Quantentheorie, die für $h \to 0$ in die entsprechenden klassischen Theorien übergeht.

Das Plancksche W. h wurde häufig mit großem Aufwand experimentell bestimmt. Diesbezügliche Messungen liefern h meist in irgendeiner Verknüpfung mit der Elementarladung e, z. B. als Größe $h \cdot e^x$. Es müssen deshalb jeweils 2 voneinander unabhängige Messungen zur Bestimmung von h durchgeführt werden. Zur Bestimmung des Wertes können beispielsweise Messungen auf der Grundlage des lichtelektrischen Effektes, der Ionisationsgrenzen, der Anregungsspannungen im ultravioletten Licht und im Röntgenfrequenzbereich, der kurzwelligen Grenze des Röntgenkontinuums, der de-Broglieschen Beziehung, des Stefan-Boltzmannschen und des Planckschen Strahlungsgesetzes sowie des Wienschen Verschiebungsgesetzes gemacht werden. Neuere Präzisionsbestimmungen von h/e beruhen auf der Flußquantelung des magnetischen Flusses in Supraleitern.

Planet, *Wandelstern*, nicht selbstleuchtender großer Himmelskörper des Sonnensystems. Es sind 9 P.en bekannt; nach wachsender Entfernung von der Sonne geordnet sind es → Merkur, → Venus, → Erde, → Mars, → Jupiter, → Saturn, → Uranus, → Neptun und → Pluto. Nach den Dimensionen unterscheidet man *erdähnliche P.en* — Merkur, Venus, Erde, Mars, Pluto — und *jupiterähnliche P.en* oder *Riesenplaneten* — Jupiter, Saturn, Uranus, Neptun. Die mittlere Dichte der erdähnlichen P.en ist durchschnittlich doppelt so groß wie die der Riesenplaneten; die Mitglieder der beiden Gruppen sind wahrscheinlich ganz verschieden aufgebaut. Einen wesentlich kleineren Durchmesser haben die kleinen P.en, die → Planetoiden, die sich in ihrer Mehrheit im Raum zwischen Mars und Jupiter aufhalten.

Alle P.en bis auf Merkur, Venus und Pluto werden von einem oder mehreren → Satelliten umkreist.

Die P.en sind von Gashüllen, den Atmosphären, umgeben, die durch die Massenanziehung zusammengehalten werden. Die P.en Merkur und Mars haben wegen der geringen Schwerebeschleunigung an ihrer Oberfläche und wegen der relativen Sonnennähe nur dünne Atmosphären, die Atmosphären der jupiterähnlichen P.en sind dagegen sehr mächtig. Die Zusammensetzung der Atmosphären ist sehr unterschiedlich, am ähnlichsten sind sich die der Riesenplaneten, für die ein hoher Gehalt an Kohlenwasserstoffen charakteristisch ist. Die meisten Planetenatmosphären sind so dicht, daß man die eigentliche Planetenoberfläche gar nicht sehen kann. Einzelheiten über die Planetenoberfläche kennt man daher nur von Mars und im geringen Maße von Merkur, für den die Beobachtungsbedingungen aber wesentlich ungünstiger sind. Über den inneren Aufbau der Planetenkörper ist noch sehr wenig bekannt.

Die P.en umlaufen die Sonne in Ellipsenbahnen, wobei sich die Bewegung nach den Kepler-Gesetzen vollzieht. Zwischen den mittleren Sonnenentfernungen der P.en besteht ein exponentielles Abstandsgesetz, die → Titius-Bodesche Reihe, das wahrscheinlich ein Schlüssel für das Verständnis der Entstehung des Systems der P.en ist, → Sonnensystem.

planetare Kennziffer, K_p, charakterisiert den Störungsgrad des geomagnetischen Feldes (Aktivität). K_p ist der Mittelwert von standardisierten Aktivitätskennziffern von 12 geomagnetischen Observatorien: Lerwick (Großbrit.), Lovö (Schweden), Meanook (Kanada), Sitka (USA), Eskdalemuir (Großbrit.), Rude Skov (Dänemark), Agincourt (Kanada), Wingst (BRD), Witteveen (Niederlande), Abinger (Großbrit.), Cheltenham (USA) und Amberley (Neuseeland). Diese Kennziffer ist formal zur Kennzeichnung des mittleren Störungsgrades des geomagnetischen Feldes eingeführt worden. Statistische Untersuchungen der Korrelation von K_p mit physikalischen Größen zeigten, daß offensichtlich ein enger Zusammenhang zwischen dem Absolutbetrag der Sonnengeschwindigkeit und K_p vorliegt.

planetarische Nebel, leuchtende Gasnebel von meist relativ regelmäßiger Form. Sie haben im Mittel Durchmesser von etwa 20 bis 40 AE, doch kommen auch wesentlich größere vor. P. N. bestehen aus expandierenden Gasmassen von meist weniger als 0,2 Sonnenmassen und einer Dichte von 10^2 bis 10^4 Teilchen/cm^3. Als Expansionsgeschwindigkeiten wurden 10 bis 50 km/s, im Krebsnebel aber 1 000 km/s gemessen. Das Spektrum der planetarischen N. enthält Emissionslinien, darunter auch verbotene Linien (→ interstellare Materie). Erstere kommen als Folge von Ionisationsprozessen zustande, die die ultraviolette Strahlung des Zentralsterns auslöst, letztere durch Elektronenstöße. Die Temperatur der Zentralsterne übersteigt oft 10^5 K. Die p.n N. entstehen wahrscheinlich im Verlaufe der normalen Sternentwicklung, wenn beim Entstehen eines Weißen Zwerges die äußeren Sternschichten als Gashüllen abgestoßen werden.

Planetensystem, im engeren Sinne die Gesamtheit der Planeten, in weiterem Sinne auch svw. Sonnensystem.

Planetoid, *kleiner Planet*, *Asteroid*, planetenartiger Himmelskörper des Sonnensystems. Nur für die vier größten P.en sind die Durchmesser mit einiger Sicherheit bekannt, sie betragen zwischen 190 und 770 km. Für die meisten anderen bekannten P.en ergaben Abschätzungen

Werte zwischen 20 bis 40 km. Die Gesamtzahl der P.en wird auf 50000 bis 100000 geschätzt. Von diesen wurden etwa 4000 beobachtet, aber nur von etwa 1700 die Bahnen berechnet. Genaue Massen einzelner P.en konnten mit Ausnahme von Vesta, deren Masse $2{,}4 \cdot 10^{17}$ t beträgt, noch nicht bestimmt werden; die Gesamtmasse wird auf etwa $^1/_{1000}$ Erdmassen geschätzt.

Die Bahnen der P.en sind Ellipsen mit meist geringer Exzentrizität. Sie befinden sich im allgemeinen nahe der Ekliptikebene zwischen den Bahnen von Mars und Jupiter. Der mittlere Abstand von der Sonne beträgt 2,9 AE, die mittlere Umlaufzeit 4,5 Jahre. Es wurden aber auch P.en mit großen Exzentrizitäten gefunden, z. B. Icarus mit 0,83, ferner solche mit großen Bahnneigungen zur Ekliptik, z. B. Hidalgo mit fast 43°, und mit verhältnismäßig großen und kleinen mittleren Abständen von der Sonne, z. B. Hidalgo mit 5,8 AE und Ikarus mit 1,08 AE. Die Häufigkeitsverteilung der Bahnen in Abhängigkeit von der Umlaufzeit ist nicht gleichmäßig. Es treten vielmehr Häufigkeitslücken und z. T. auch Häufigkeitsmaxima an Stellen auf, an denen ein ganzzahliges Verhältnis zur Umlaufzeit von Jupiter existiert. Am bekanntesten ist die Planetoidengruppe der Trojaner mit einem Verhältnis 1 : 1. Sie bilden mit Jupiter und der Sonne ein gleichseitiges Dreieck und realisieren einen analytisch lösbaren Spezialfall des Dreikörperproblems, → Himmelsmechanik.

Planfläche, eine ebene brechende oder reflektierende Begrenzungsfläche bei Prismen, Linsen oder Spiegeln. Die Planfläche kann als Grenzfall der sphärischen Flächen mit unendlich großem Krümmungsradius betrachtet werden. Bei Toleranz- oder Fehlerangaben wird entweder die Abweichung von der Ebene in μm oder in Wellenlängen des bei der Prüfung oder beim Gebrauch benutzten Lichtes angegeben, oder aber es wird bei Betrachtung der P. als sphärische Fläche der Mindestkrümmungsradius angegeben. Die Qualität einer optischen Abbildung wird durch die Fehler einer brechenden oder reflektierenden P. nicht merklich beeinflußt, wenn die Abweichungen von der Ebenheit bei einer brechenden Fläche kleiner als $\lambda \cdot \cos \varepsilon'/4(n' - n)$ und bei einer reflektierenden Fläche kleiner als $\lambda/8 \cos \varepsilon$ sind (λ/4-Kriterium). Für die Restfehler einer P. ist anzustreben, daß diese regelmäßig verlaufen, denn eine gleichmäßig schwach gekrümmte Fläche ist vorteilhafter als eine Fläche mit zwar etwas geringeren, aber dafür unregelmäßigen Abweichungen. Die Prüfung von P.n erfolgt interferometrisch mit Planprobegläsern oder in einem Interferenzprüfgerät, bei dem Interferenzen gleicher Dicke (Fizeausche Streifen), die in der dünnen Luftschicht zwischen dem Prüfling und einer Normalfläche entstehen, beobachtet und ausgemessen werden. Zur interferentiellen Prüfung kann auch ein Flüssigkeitsspiegel als Vergleichsfläche benutzt werden. Eine interferentielle Prüfung der Ebenheit kann ferner erfolgen, indem die Parallelität der Luftschicht zwischen Prüfling und Vergleichsfläche vermittels Interferenzen gleicher Neigung (Haidingersche Ringe) geprüft wird. Geometrisch-optisch können P.n mit einem Autokollimationsfernrohr geprüft werden oder dadurch, daß mit einem Fernrohr das Spiegelbild eines geeigneten Testobjektes bei großen Reflexionswinkeln beobachtet wird. Abweichungen von der Ebenheit machen sich durch Astigmatismus bemerkbar (Verfahren von Oertling). Sehr große P.n kann man bei Vorhandensein eines noch größeren genauen sphärischen Hohlspiegels in Autokollimation nach der Foucaultschen Schneidemethode prüfen (Ritchey). Abgesehen von den letzten beiden Verfahren, die als einzige für sehr große P.n anwendbar sind, kommt den Interferenzverfahren die größere Bedeutung zu. Bei visueller Beobachtung lassen sich bei Interferenzen gleicher Dicke noch Abweichungen von $\lambda/20$ erkennen, d. h., es sind Fehler von 0,02 bis 0,03 μm nachweisbar. Bei einem Prüflingsdurchmesser von 100 mm ergibt sich bei einem regelmäßigen Fehler dieser Größe ein Krümmungsradius von etwa 100 km. Photographische Interferogramme können noch wesentlich genauer vermessen werden, insbesondere unter Anwendung von Äquidensiten.

Plangitter, → Beugungsgitter.

Planimeter, *Flächenmeßgerät*, ein Gerät zum Messen des Flächeninhaltes von ebenen Figuren. Das Messen erfolgt nicht durch Umfahren der geschlossenen Begrenzungskurve. Bei *Linearplanimetern* ist ein Fahrarm mit einem Fahrstift in einem Punkt A beweglich und wird auf einer Geraden geführt. Bei *Polarplanimetern* bewegt sich der Punkt A auf einem Kreis. In beiden Fällen überträgt ein parallel zum Fahrarm auf einer Achse laufendes Meßrädchen seine Umdrehungen auf ein Zählwerk, so daß sie abgelesen werden können.

Plankonkavlinse, → Linse.

Plankonvexlinse, → Linse.

Planwelle, svw. ebene → Welle.

Plasma, *Plur.* Plasmen, Gemisch aus freien Elektronen, positiven Ionen und Neutralteilchen eines Gases, die sich durch die ständige Wechselwirkung untereinander und mit Photonen in verschiedenen Energie- bzw. Anregungszuständen befinden. Dieser *Plasmazustand* wird berechtigterweise oft als vierter Aggregatzustand bezeichnet.

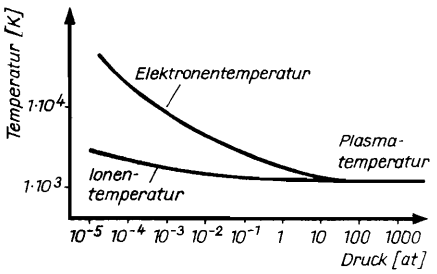
Durch Energiezufuhr geht jeder Stoff über den gasförmigen Aggregatzustand in den Plasmazustand über, in dem bei genügend hohen Temperaturen kaum noch ungeladene Teilchen vorkommen. Die freien Elektronen und Ionen entstehen aus neutralen Atomen bzw. Molekülen durch → Ionisation. Durch das Wechselspiel von Ionisation und → Rekombination bildet sich ein Ionisationsgleichgewicht aus, das in vielen Fällen in ziemlich komplizierter Weise von den im P. ablaufenden Elementarprozessen und in einfachen Fällen allein von der Temperatur abhängt (→ Saha-Gleichung). Die elastischen Stöße zwischen den Plasmateilchen, bei denen nur sehr wenig Energie ausgetauscht wird, sind für ein P. nicht so charakteristisch wie die mit inelastischen Stößen verbundenen → Elementarprozesse.

Eigenschaften des Plasmazustandes. Die Quasineutralität besagt, daß jedes Volumenelement des P.s nahezu die gleiche Anzahl positiver und negativer Ladungsträger enthält. Da bei der Ionisation die ladungstragenden Elektronen und Ionen immer paarweise gebildet werden und bei der Rekombination auch wieder

paarweise verschwinden, bleibt ein P. als Ganzes elektrisch neutral. Durch die freie Beweglichkeit der Ladungsträger entstandene Ladungsunterschiede zwischen verschiedenen Volumenelementen rufen starke elektrische Felder hervor, die einer weiteren Ladungstrennung entgegenwirken. Dadurch wird die im großen vorhandene Neutralität auch im kleinen nicht wesentlich gestört. Durch Überlagerung dieser Felder mit den Coulomb-Feldern, die zwischen je zwei geladenen Teilchen vorhanden sind, entsteht das *Mikrofeld* des P.s, das in Stärke und Richtung örtlich und zeitlich stark variiert; es beeinflußt die Bewegung jedes einzelnen Teilchens, spielt aber für das Gesamtverhalten des P.s nur eine untergeordnete Rolle. Nach statistischen Berechnungen hängt es allein von der Ladungsträgerkonzentration n_e bzw. n_1 ab und hat für Laborplasmen Werte zwischen 10^2 und 10^4 V cm^{-1}.

Da die Ladungsträger frei beweglich sind, ist die elektrische Leitfähigkeit des P.s groß. Wegen der völlig regellosen thermischen Bewegung und der isotropen Verteilung ihrer Geschwindigkeiten kommt es aber nicht zu einem nachweisbaren Stromfluß durch eine beliebige Fläche. Ist aber ein äußeres elektrisches Feld vorhanden, so überwiegen die Bewegungen in seiner Richtung. Es kommt zu einem Stromfluß durch eine gedachte Fläche. Sind n_e, n_+ und n_- die Konzentrationen der Elektronen bzw. der positiv oder negativ geladenen Ionen, b_e, b_+ bzw. b_- ihre Beweglichkeiten (→ Driftgeschwindigkeit) und e die Elementarladung, so stellt $\sigma = e(n_e b_e + n_+ b_+ + n_- b_-)$ die Leitfähigkeit dar. Da in bezug auf das äußere Feld b_+ die entgegengesetzte Richtung hat wie b_- oder b_e, bezogen auf die gedachte Fläche, dem Transport einer positiven Ladung in Richtung b_+ aber der einer negativen Ladung in Richtung b_- entspricht, addieren sich die einzelnen Anteile. Man bezeichnet $\sigma_p = n_e b_e e$ als Elektronenleitfähigkeit und $\sigma_1 = e(n_+ b_+ + n_- b_-)$ als Ionenleitfähigkeit. Wegen der größeren Beweglichkeit b_e der Elektronen wird in vielen Fällen die Gesamtleitfähigkeit σ des P.s näherungsweise durch den Anteil $\sigma_p = n_e b_e e$ der Elektronenkomponente gegeben. Einer unbegrenzten Vergrößerung der Leitfähigkeit des P.s wirken wie in Metallen die Stöße der Träger untereinander und mit den Neutralteilchen entgegen. Bei der Einwirkung äußerer elektrischer Felder tritt eine Anhäufung von Überschußladungen an den Grenzflächen auf; diese führt ihrerseits zu einer Polarisation des P.s, die mit den → Plasmarandschichten in Zusammenhang steht.

Thermodynamische Begriffe, z. B. Temperatur, spezifische Wärme, Wärmeleitfähigkeit oder Verteilungsfunktion, setzen ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen allen energieaustauschenden Teilchen des P.s und damit eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung voraus. Ein solches *Gleichgewichtsplasma* heißt *isothermisch*, da in ihm insbesondere von einer einheitlichen Plasmatemperatur für Ionen, Elektronen und Neutralteilchen gesprochen werden kann. Wegen der großen Stoßhäufigkeit der Plasmateilchen in sehr dichten und relativ *kalten Plasmen* sind solche meist isothermisch. Weniger dichte und heißere Plasmen sind *nicht-isothermisch*. In ihnen kann aber ein partielles thermodynamisches Gleichgewicht in der Art bestehen, daß für einzelne Teilchenarten eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung existiert. In ihnen ist dann zwischen Ionen-, Elektronen- und Neutralteilchentemperatur zu unterscheiden, die im allgemeinen voneinander verschieden sind. Auf sehr dünne und heiße Plasmen lassen sich thermodynamische Begriffe nicht anwenden.



Verlauf von Elektronen-, Ionen- und Plasmatemperatur in Abhängigkeit vom Druck (qualitativ)

Das Verhalten des P.s im Magnetfeld wird durch die Lorentz-Kraft zwischen den beweglichen elektrischen Ladungen und dem Magnetfeld bestimmt und führt zu einer Kopplung zwischen diesem und dem P. (→ Plasmaschwingungen, → Magnetoplasmaeffekt). Die Ladungsträger beschreiben schraubenförmige Bahnen um die Feldlinien und sind dadurch an das Magnetfeld gebunden (→ Magnetohydrodynamik). Das gilt insbesondere für heiße und dünne Plasmen, in denen der durch das Magnetfeld hervorgerufene Ordnungszustand der Trägerbewegung nicht durch viele Stöße mit anderen Teilchen gestört wird. Im Magnetfeld werden dadurch viele Eigenschaften des P.s, z. B. die elektrische Leitfähigkeit oder die Wärmeleitfähigkeit, anisotrop. Das P. sendet vom infraroten über den sichtbaren bis zum ultravioletten Spektralbereich eine intensive elektromagnetische Strahlung aus. Die Strahlungsrekombination führt zu einem kontinuierlichen Spektrum mit einer durch die Ionisierungsenergie festgelegten langwelligen Grenze, die Emission nach der Anregung dagegen zu einer diskreten Linienstrahlung in Form von Atom-, Molekül- oder Ionenspektren. Bei der Wechselwirkung der geladenen Teilchen miteinander, z. B. bei den Stößen der Elektronen mit den Ionen, tritt eine intensive Bremsstrahlung auf. Schließlich können in heißen Plasmen, deren Elektronen relativistische Geschwindigkeiten haben und in denen starke Magnetfelder existieren, die Zyklotronschwingungen zur Emission der Zyklotronstrahlung führen. Alle diese Strahlungen treten gleichzeitig auf und sind schwer zu trennen, da Lage, Form und Struktur jeder Spektrallinie außer von der Temperatur von einer Reihe von Faktoren beeinflußt werden. Durch die heftige Wärmebewegung der emittierenden Teilchen tritt jede Spektrallinie mit Doppler-Verbreiterung auf. Aus dem gleichen Grund führt die durch das Mikrofeld verursachte Stark-Aufspaltung zu einer Stark-Verbreiterung. Der Zeeman-Effekt wirkt ent-

sprechend, wenn stärkere Magnetfelder das P. durchsetzen. Schließlich können die verbreiterten Spektrallinien komplex nach dem Doppler-Effekt im Spektrum verschoben werden, wenn sich Teile des P.s oder das gesamte P. als Ganzes gegen den Beobachter bewegen.

Zur eindeutigen Beschreibung eines P.s werden gewöhnlich folgende *inneren Plasmaparameter* gebraucht: Dichte, Druck und Temperatur der Neutralteilchen, der Elektronen und der Ionen, Ionisierungsgrad, Massenspektrum der Neutralteilchen und der Ionen sowie mitunter die effektiven Stoßfrequenzen oder die mittlere freie Weglänge. Bei den in elektrischen Gasentladungen erzeugten Plasmen werden noch *äußere Plasmaparameter* verwendet, z. B. Spannung und Stromstärke der Entladung oder vorhandene äußere Magnetfelder. Physikalisch aufschlußreich ist allein eine Klassifizierung der Plasmen nach ihren inneren Eigenschaften, z. B. unterscheidet man *Hoch-* und *Niederdruckplasmen*, je nachdem, ob ihr Druck größer oder kleiner als der Atmosphärendruck ist. Trotz der Schwierigkeit, thermodynamische Begriffe auf das P. anzuwenden, unterscheidet man neben den *kalten Plasmen* mit Temperaturen $T < 10^5$ K *heiße Plasmen* mit $T > 10^6$ K. Ein *Fusionsplasma* setzt $T > 10^8$ K voraus, damit Kernverschmelzungsreaktionen in ihm ablaufen können. In einem *vollständig ionisierten P.* existieren keine Neutralteilchen mehr. Nach der Ionisationsstufe unterscheidet man *einfach-* und *mehrfachionisierte Plasmen*. Ein *Kernplasma* enthält nur freie Elektronen und nackte Atomkerne, ein *Molekülplasma* dagegen noch Moleküle in beträchtlicher Anzahl. Nach der Elektronenkonzentration n_e unterscheidet man *dünne Plasmen* mit $n_e < 10^8$ cm^{-3} von *dichten Plasmen* mit $n_e > 10^{14}$ cm^{-3}. Ein *stationäres P.* behält seinen Zustand längere Zeit bei; ein *Impulsplasma* ist instationär und wird nur kurzzeitig aufrechterhalten. Im Unterschied zum *feldfreien P.* ohne ein elektrisches oder ein magnetisches Feld existieren im *Magnetoplasma* starke magnetische Felder. Ein solches P. ist stets *anisotrop*, d. h., seine Eigenschaften hängen von der Beobachtungsrichtung ab. Ein *homogenes P.* schließlich hat über größere Volumenbereiche eine nahezu konstante Ladungsträgerkonzentration.

Vorkommen und Erzeugung von Plasmen. Im Kosmos befindet sich der überwiegende Teil der Materie im Plasmazustand, z. B. Fixsterne, diffuse Nebel und interstellares Gas. Auch in der höheren Erdatmosphäre ist der Plasmazustand weit verbreitet, z. B. in den Ionosphärenschichten, in Polarlichtern oder in Meteoritenspuren. An der Erdoberfläche und in der niedrigen Atmosphäre treten Plasmen auf im Blitz, in Flammen, bei Explosionsvorgängen, in Auspuffgasen, beim elektrischen Durchschlag und beim elektrischen Kurzschluß, in Büschel- und in Koronaentladungen.

Die wichtigsten Methoden zur künstlichen Erzeugung von Plasmen beruhen auf der Ionisierung durch Elektronenstoß (→ Ionisation). Dieses Verfahren wird sowohl im Kingschen Ofen als auch bei elektrischen Gasentladungen angewandt.

Neben den vorstehend aufgeführten Plasmen, deren Komponenten frei beweglich sind, kommen auch in Festkörpern Plasmen vor. Man unterscheidet folgende Arten: *Unkompensiertes P.* kann in störleitenden Halbleitern, dotierten Halbmetallen und Metallen auftreten und ist dadurch gekennzeichnet, daß die eine Komponente (Ladungsträger) quasifrei beweglich ist, während die andere (ionisierte Störstellen, Atomrümpfe) räumlich fixiert ist. *Kompensiertes P.* kann in eigenleitenden Halbleitern und in reinen Halbmetallen vorkommen und besteht aus quasifreibeweglichen Elektronen und Löchern. *Nichtgleichgewichtsplasma* kann durch elektrische und optische Injektionen oder durch Stoßionisation in Halbleitern erzeugt werden.

Außer dem Einfluß der Energiebandstruktur auf die Plasmaeigenschaften im Festkörper bedingen die vielfachen Streuprozesse an den Gitterschwingungen neben den Wechselwirkungen der Partikeln untereinander weitere spezifische Besonderheiten.

Beschleunigungsmechanismen für Plasmateilchen. Im Rahmen der → Orbittheorie versteht man darunter Mechanismen, die geeignet sind, die Führungszentren der Teilchen zu beschleunigen und damit die Energie der Führungszentren zu vergrößern. Hierbei muß zwischen den Beschleunigungen senkrecht und parallel zum magnetischen Feld unterschieden werden. Die drei wichtigsten Beschleunigungsmechanismen sind die adiabatische Kompression, die Fermi-Beschleunigung und die Beschleunigung durch Wellen.

1) *Adiabatische Kompression.* Sie hängt eng zusammen mit der → Injektion schneller Teilchen ins Innere eines Magnetfeldes mit Spiegelsymmetrie und longitudinaler Driftsymmetrie. Bei adiabatischer Kompression wird die dritte → adiabatische Invariante verletzt. Ein niederenergetisches Teilchen führt bevorzugt eine $\vec{v}_F = \vec{E} \times \vec{B}/B^2$-Drift aus. Befindet sich ein solches Teilchen an einer Stelle im stationären Magnetfeld und wird das Magnetfeld plötzlich komprimiert, so entsteht infolge $\partial\vec{B}/\partial t \neq 0$ ein elektrisches Feld, das das „eingefrorene" Teilchen mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_F$ mit der Feldlinie in ein Gebiet höherer Feldstärke transportiert. Da hierbei das magnetische Moment $M = \varepsilon_\perp/B$ erhalten bleibt ($\varepsilon_\perp$ ist die kinetische Energie der bezüglich des Magnetfeldes senkrechten Bewegung des Teilchens), wächst $\varepsilon_\perp$ proportional zu B. Die Gyrationsgeschwindigkeit des Teilchens nimmt damit zu, was einer Vergrößerung des → Pitchwinkels entspricht. Im Dipolfeld nimmt die Energie nach innen wie r^{-3} zu. Die adiabatische Kompression spielt eine bedeutende Rolle in der Theorie der Strahlungsgürtel und des Ringstromes in der Magnetosphäre. Unter anderem kann mit Hilfe dieses Mechanismus, der zur einer radialen Diffusion der Teilchen führt, den Aufbau von Ringstrom und Strahlungsgürtel während geomagnetischer Stürme erklärt werden.

2) *Fermi-Beschleunigung.* Sie besteht in der Energieänderung des Führungszentrums infolge einer Bewegung des Magnetfeldes mit Spiegelsymmetrie. Die Änderung der kinetischen Energie T des Führungszentrums eines bewegten Teilchens mit der Ladung q und dem magnetischen

Plasma-beschleunigung

Moment $\vec{M}$ setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: $\frac{dT}{dt} = q\vec{v}_\perp \cdot \vec{E} + \vec{M}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Der erste Anteil gibt die Geschwindigkeit der Energieänderung unter der Wirkung eines elektrischen Feldes an, der zweite beschreibt den Zuwachs infolge zeitlicher Änderungen des Magnetfeldes, die Betatronbeschleunigung. Wir betrachten nun ein Magnetfeld mit Spiegelsymmetrie, dessen Spiegelpunkte sich mit einer Geschwindigkeit $\vec{u}$ langsam gegeneinander verschieben. Durch Ausnutzung der Lorentz-Transformation und durch Transformation des in obiger Form im bewegten System geltenden Energiesatzes auf das unbewegte Beobachtersystem findet man $\frac{dT}{dt} = -\vec{M}u_{||}\frac{\partial \vec{B}}{\partial s} + m(\vec{v}_{||} - \vec{u}_{||})^2\,\vec{u}_\perp \cdot \frac{\partial}{\partial s}(\vec{B}/B)$. Dabei bedeutet s die längs $\vec{B}$ gemessene Bogenlänge und $\vec{u}_{||}$, $\vec{v}_{||}$ und $\vec{u}_\perp$ zu $\vec{B}$ parallele und senkrechte Geschwindigkeiten. Der erste Term der rechten Seite entspricht einer Energieänderung durch Bewegung der Spiegelpunkte im schwach gekrümmten Magnetfeld, der zweite Term gibt die zusätzliche Änderung infolge einer Krümmung der bewegten magnetischen Feldlinien an. Die totale Änderung der kinetischen Energie beträgt

$$\Delta T = m\{(\vec{v}_{||\infty} - \vec{u}_{||\infty})\,\vec{u}_{||\infty} - (\vec{v}_{||-\infty} - \vec{u}_{||-\infty})\,\vec{u}_{||-\infty}\}.$$

Die mit $-\infty$ indizierten Größen sind die parallelen Geschwindigkeitskomponenten am Ort $-\infty$, d. h. am Ausgangspunkt des Teilchens vor der Spiegelung; die mit ∞ indizierten Größen sind diejenigen am Ort $+\infty$, d. h. am Endpunkt des Teilchens nach der Spiegelung.

Die Fermi-Beschleunigung wurde zuerst von E. Fermi im Zusammenhang mit der Beschleunigung kosmischer Strahlung in interplanetaren Plasmawolken und solaren Eruptionen diskutiert. Ferner wird die Existenz sehr schneller Teilchen in der Übergangsregion, der → Magnetosheath, zwischen → Bow Shock und Magnetopause teilweise auf die Wirksamkeit der Fermi-Beschleunigung zurückgeführt.

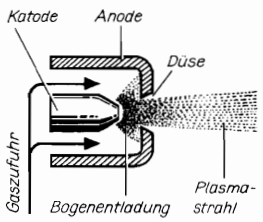
3) *Beschleunigung durch Wellen.* Schnelle Elektronen oder Protonen können infolge von Resonanz mit bestimmten Plasmawellen beschleunigt werden. Dieses Problem steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Ausbildung von Plasmainstabilitäten infolge von Welle-Teilchen-Wechselwirkungen und ist insbesondere im stößefreien P. von Interesse. Zum Beispiel werden durch im Inneren von Stoßwellen im stößefreim P. entstehende Wellen Teilchen auf hohe Energien beschleunigt. Dieser Vorgang ist nichtlinearer Natur. Die Wellen werden erst durch die Wechselwirkung mit Teilchen verstärkt; überschreitet ihre Intensität aber ein Maximum, so setzt nichtlineare Stabilisierung ein, die einen Teil der Energie auf Teilchen überträgt. Diese „reflektierten" Teilchen werden bei Stoßwellenexperimenten im stößefreien Plasma gemessen und sind gleichfalls im Sonnenwind vor der Bow Shock beobachtet worden.

4) Neben den genannten Beschleunigungsmechanismen für Plasmateilchen gibt es noch Beschleunigungsmechanismen, welche das P. als Ganzes beschleunigen, falls dieses magnetohydrodynamisch behandelt werden darf. Solche Beschleunigungsmechanismen sind einmal mit $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$ verknüpft, wobei $\vec{v}$ die hydrodynamische Geschwindigkeit des P.s ist; man bezeichnet eine solche Bewegung als → Konvektion. Beispielsweise kann ein plötzlich eingeschaltetes rotierendes Magnetfeld ein ideal leitendes P. als Ganzes in Rotation versetzen, ein Phänomen, das unter dem Namen → Korotation bekannt geworden ist. Ein weiterer Beschleunigungsmechanismus, der in der Reconnectiontheorie (→ Reconnectionmodell) eine wesentliche Rolle spielt, ist in der Nähe magnetischer Neutralpunkte vom X-Typ wirksam. Hier wird das P. als Ganzes aus dem Inneren des sehr schlecht leitenden Neutralgebietes herausgeschleudert.

Lit. Cap: Einführung in die Plasmaphysik 3 Bde (Berlin 1972). Rompe, Rademacher, Winde: Der vierte Aggregatzustand. Eine Einführung in die Plasmaphysik (Leipzig u. Jena 1957).

Plasmabeschleunigung, Beschleunigung eines Plasmas als Ganzes durch magnetische Kräfte. Wird zwischen zwei geeigneten Elektroden ein elektrischer Strom quer zu der Richtung der magnetischen Induktion B durch das Plasma geschickt, so tritt an diesem eine Kraft auf, die es senkrecht zu B und zur Stromrichtung in Bewegung setzt. Auf dieser Grundlage werden nach mehreren Verfahren Plasmen auf hohe Geschwindigkeit beschleunigt, mit der Plasmakanone z. B. Plasmapakete impulsmäßig auf Geschwindigkeiten von vielen 100 km/s.

Plasmabrenner, Einrichtung zum Schweißen, Schneiden und Schmelzen mit Hilfe eines Plasmastrahls (Abb.). Dieser entsteht, indem das



Prinzipieller Aufbau eines Plasmabrenners

Plasma einer stromstarken Glimmentladung mittels eines schnellen Gasstroms durch eine in der Bogenanode angebrachte düsenförmige Öffnung nach außen geblasen wird. Die Elektronentemperatur übertrifft die der Ionen und neutralen Teilchen wesentlich, d. h., das Entladungsplasma ist noch nicht im thermischen Gleichgewicht. Die erzeugte Wärme entsteht in diesem Plasma vorwiegend durch Elektronenstoß. Die vom P. ausgenutzte (einpolige) Hochfrequenzentladung brennt unter Zufuhr von Mikrowellenenergie auf der Spitze des Mittelleiters einer Koaxialanordnung. Den für eine Gleichstromentladung erforderlichen Vorwiderstand bildet hier die Kapazität zwischen Entladungskern und dessen Umgebung bis hin zum Außenleiter. Entladungstemperaturen bis zu 4500 °C wurden in Luft, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlendioxid und anderen Gasen bei einer Mikrowellenlänge von 12,4 cm und 2 kW Dauerleistung erreicht, wobei der Entladungskern je nach Gasart 3 bis 6 mm stark und 50 bis 90 mm lang, die Gesamtentladung bis zu 25 cm

lang ausgebildet war. Dank der hohen Temperatur des Plasmastrahls können praktisch alle Werkstoffe auf diese Weise geschmolzen werden. Beim *Plasmaspritzen* werden durch Zugabe pulverförmiger Metallkarbide zum Plasmastrahl hochtemperaturfeste und verschleißfeste Überzüge auf Werkstücke aufgesprüht.

Plasmachemie, modernes Teilgebiet der Plasmaphysik, das sich mit dem chemischen Reaktionsverhalten der Elemente im Plasmazustand beschäftigt. Da deren chemisches Verhalten durch die Anordnung und die Anzahl der Elektronen in der äußeren Elektronenschale bestimmt wird, treten im Plasmazustand neue Eigenschaften und Verbindungen auf. Während beispielsweise Edelgase bei normalen Temperaturen nicht miteinander und mit anderen Elementen reagieren, weil sie über abgeschlossene Elektronenschalen verfügen, werden sie im ionisierten Zustand chemisch äußerst aktiv. In Edelgasplasmen sind schon oft Verbindungen zwischen verschiedenen Edelgasen und mit anderen Stoffen beobachtet worden. Auch andere Elemente zeigen im Plasmazustand andere chemische Aktivitäten und Wertigkeiten als im klassischen Temperaturbereich; dadurch treten bei niedrigerer Temperatur nicht beobachtbare chemische Verbindungen auf.

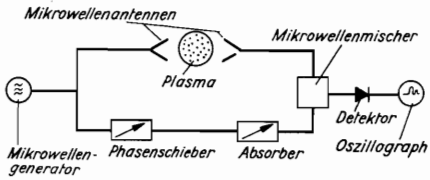
Plasmadiagnostik, Gesamtheit der Methoden, die inneren Parameter eines Plasmas zu messen. Wegen der komplexen Struktur des Plasmas handelt es sich weniger um die Meßtechnik zur Ermittlung einzelner physikalischer Eigenschaften als um den sachgemäßen und kombinierten Einsatz der verschiedensten Meßmöglichkeiten. In diesem Sinne haben sich einige wesentlich voneinander verschiedene Untersuchungstechniken entwickelt:

Die *Sondendiagnostik* verwendet in das Plasma eintauchende → Plasmasonden und mißt mit ihrer Hilfe die Konzentration und die Temperatur von Elektronen und Ionen, das Plasma- und das Wandpotential, die Energieverteilungsfunktionen der einzelnen Trägersorten sowie ihre Leitfähigkeitsanteile und allenfalls noch die Stoßfrequenz. Die Druckanteile und die Beweglichkeiten der einzelnen Trägersorten sowie das elektrische Mikrofeld können aus den direkt meßbaren Parametern ziemlich einfach berechnet werden.

Bei der *optischen Diagnostik* wird das zu untersuchende Plasma mit Licht geeigneter Wellenlänge durchstrahlt. Aus der gemessenen Absorption kann auf die Absorptions- und Emissionseigenschaften und aus der mit Interferometern meßbaren Phasenverschiebung auf Brechungsindex und Neutralgaskonzentration geschlossen werden sowie aus der Streuung des Lichtbündels auf Elektronenkonzentration und Elektronentemperatur.

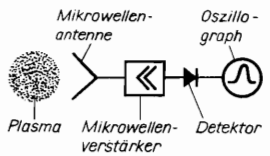
Bei der *spektroskopischen Diagnostik* wird die vom Plasma selbst emittierte Linien-, Rekombinations- und Bremsstrahlung zur P. ausgenutzt, z. B. läßt sich aus der spektralen Intensitätsverteilung auf die Elektronentemperatur und die Konzentration der strahlenden Atome oder Ionen schließen. Schließlich kann aus der spektroskopischen Feinstrukturuntersuchung an einzelnen ausgewählten Spektrallinien (→ Plasma) über den Doppler-Effekt auf die Temperatur der strahlenden Atome oder Ionen sowie auf eventuelle Driftbewegungen des Plasmas geschlossen werden, fernerhin über Stark- und Zeeman-Effekt auf im Plasma vorhandene elektrische und magnetische Felder.

Bei der *Mikrowellendiagnostik* werden außerhalb erzeugte Mikrowellen durch das Plasma hindurchgeschickt, oder aber es wird die im Plasma selbst erzeugte Mikrowellenstrahlung, das Mikrowellenrauschen des Plasmas (→ Rauschen III), zur P. ausgenutzt. Z. B. können mit Hilfe der Durchstrahlungsmethode unter Verwendung von Mikrowelleninterferometern (Abb. 1) die Absorptions-, Transmissions- und



1 Prinzipieller Aufbau eines Mikrowelleninterferometers (vereinfacht)

Reflexionseigenschaften sowie die dielektrischen Eigenschaften des Plasmas untersucht werden. Aus der meßbaren Phasenverschiebung der Mikrowellen im Plasma läßt sich die Elektronenkonzentration sehr genau bestimmen. Die mit Mikrowellenradiometern (Abb. 2) meßbare



2 Prinzipieller Aufbau eines Mikrowellenradiometers (stark vereinfacht)

Rauschtemperatur des Plasmas ist fast immer mit der Elektronentemperatur identisch. Mit Hilfe des Doppler-Radars schließlich kann eine Lokalisierung und Verfolgung sich bewegender Plasmaschichten vorgenommen werden. Weitere spezielle Mikrowellenmethoden nutzen die Drehung der Polarisationsebene der Mikrowellen im Magnetfeld, den Faraday-Effekt, aus, um entweder das Magnetfeld oder die Elektronenkonzentration zu bestimmen.

Zum Studium schneller Bewegungsvorgänge im Plasma werden *Methoden der Hochgeschwindigkeitskinematographie* angewandt. Aus der Ablenkung und Aufweitung durch das Plasma hindurchgeschossener Elektronenstrahlen lassen sich Rückschlüsse auf Größe und Verteilung elektrischer und magnetischer Felder im Plasma ziehen. Ähnlich kann mit Hilfe von durch das Plasma hindurchgeschossenen γ-Strahlen oder Korpuskularstrahlen (meist α-Strahlen) die Neutralgasdichte bestimmt werden. Die Magnetfeldsonden, entweder kleinste Drahtspulen oder geeignete Halbleiterkristalle, machen die Messung des inneren Magnetfeldes im Plasma möglich. Die örtliche Verteilung der Stromdichte im Plasma läßt sich mit Hilfe von Rogowski-Spulen messen.

Neben diesen speziellen Untersuchungsmethoden werden neuerdings auch massen-

spektrometrische Hilfsmittel zur Bestimmung der Plasmazusammensetzung herangezogen. Schließlich gewinnen für die Diagnostik außerordentlich heißer Plasmen immer mehr kernphysikalische Meßmethoden an Bedeutung.

Plasmafrequenz, die Frequenz der longitudinalen Plasmaschwingungen. Die P. ist $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$, wobei n_e die Elektronendichte, m_e die Masse der freien Elektronen im Gasplasma oder eine effektive Masse von Leitungselektronen im Festkörper und e die Elektronenladung bezeichnet. In Metallen beträgt die P. einige 10^{15} Hz.

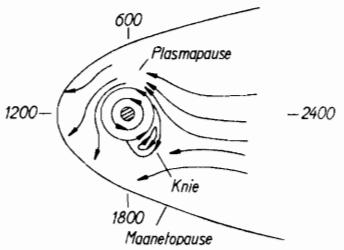
Plasmakanone, → Plasmabeschleunigung.

Plasmakante, der steile Anstieg im Absorptionsspektrum elektromagnetischer Wellen bei Wechselwirkung mit einem Plasma bei der Plasmafrequenz ω_p. Die P. ist damit verbunden, daß bei $\omega < \omega_p$ praktisch Totalreflexion vorliegt, d. h. die Wellen nicht in das Plasma eindringen können, bei $\omega > \omega_p$ teilweise Reflexion besteht, wobei die Verluste die Eindringtiefe der Welle ins Plasma (Skinschicht) bestimmen, an der Stelle $\omega = \omega_p$ aber Resonanz vorliegt, d. h., die Welle regt die Eigenschwingung des Plasmas an.

Bei Anwesenheit eines magnetischen Gleichfeldes parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle wird die P. durch die Zyklotronfrequenz der quasifreien Ladungsträger im Halbleiter verschoben.

Plasmaparameter, → Plasma.

Plasmapause, die äußere Grenze des korotierenden (→ Korotation) magnetosphärischen Plasmas, der → Plasmasphäre. Auf der Abendseite der → Magnetosphäre, also zwischen 18^h und 24^h LT, sind Konvektion und Korotation nahezu entgegengesetzt; es bildet sich daher eine Beule in der Umströmung der Plasmapause aus, die auch als *Knie* der P. bezeichnet wird.



Knie der Plasmapause

Plasmaphysik, Teilgebiet der Physik, das sich mit dem Plasmazustand (→ Plasma) der Materie beschäftigt. Vorstufe und Teilgebiet der heutigen Plasmaphysik ist die Gasentladungsphysik (→ Gasentladung).

Plasmapotential, elektrisches Potential, auf dem sich eine Stelle des Plasmas befindet. Es ist vom *Wandpotential*, dem Potential, auf das sich ein in das Plasma isoliert eintauchender Körper auflädt, zu unterscheiden. Mitunter wird fälschlich als P. auch die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Wand bezeichnet, die jedoch genauer Kontaktpotentialdifferenz genannt werden sollte. → Plasmarandschicht.

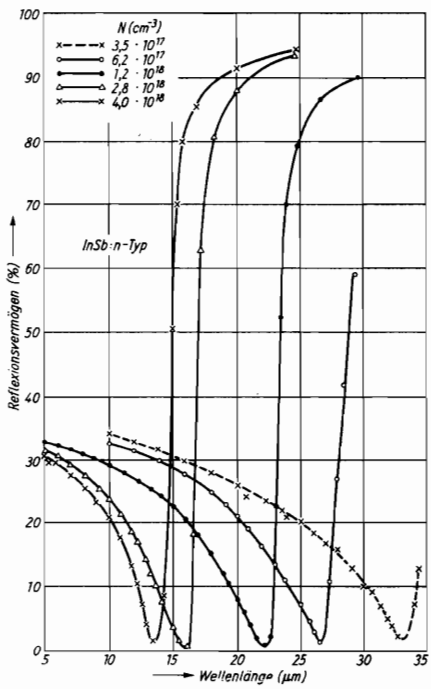
Plasmarandschicht, die Grenzschicht zwischen den Gefäßwänden, Elektroden oder anderen in das Plasma eingetauchten Körpern und dem Plasma. Ihre Aufladung ist fast immer negativ, da die Elektronen bei der Diffusion den Ionen zunächst vorauseilen. Dessen negative Ladung erzeugt ein elektrisches Feld, das den Aufbau der P. anzeigt, weitere Elektronen abbremst und die Ionen beschleunigt. Auf einem isolierten Körper, von dem keine Ladungen abfließen können, werden in der Zeiteinheit gleiche Mengen von negativen und positiven Ladungsträgern durch einen Vorgang abgesetzt, der dem der ambipolaren Diffusion entspricht. In der P. ist die Quasineutralität des Plasmas aufgehoben.

Die Dicke der P. wird größenordnungsmäßig durch die Debye-Länge gegeben (→ Plasmastatistik) und hängt damit nur von der Elektronenkonzentration und -temperatur im Plasma ab. Die Struktur der P. ist im einzelnen noch nicht vollständig erforscht. Für den Potential- und damit Feldverlauf in ihr haben Langmuir und Tonks unter sehr vereinfachenden Annahmen eine Gleichung aufgestellt, die trotzdem nur für wenige einfache Spezialfälle exakt gelöst werden konnte. Die P. ist die Ursache dafür, daß ein Plasma sich nur schwer durch äußere elektrische Felder beeinflussen läßt, da diese Felder fast vollständig in ihr zusammenbrechen. Die P. schirmt das Plasma ab. Noch komplizierter gestalten sich die Verhältnisse in der P., wenn hochfrequente Wechselfelder auftreten.

Plasmarauschen, → Rauschen III).

Plasmaresonanzen, → Plasmaschwingungen.

Plasma-Resonanz-Reflexion, die an dotierten Halbleitern im Infraroten auftretende Reflexionskante sowie das ihr auf der kurzwelligen Seite vorgelagerte Reflexionsminimum. Die Abb. zeigt das Reflexionsvermögen von InSb



Reflexionsvermögen von n-leitendem InSb mit unterschiedlicher Elektronenkonzentration

für mehrere Proben mit unterschiedlicher Konzentration freier Elektronen. Das Auftreten der P.-R.-R. läßt sich aus den optischen Eigenschaften freier Ladungsträger auf Grund des negativen Beitrages der freien Ladungsträger zum Brechungsindex der Halbleiter verstehen. Dieser bringt bei einem Absorptionsindex $k \ll 1$ mit sich, daß bei einer bestimmten, von der Konzentration der freien Ladungsträger abhängigen Frequenz der Brechungsindex $n \approx 1$ wird und das Reflexionsvermögen folglich verschwindet (→ Beersche Formel). Bei nicht vernachlässigbarem Absorptionsindex hat das Reflexionsvermögen nur ein Minimum, das um so ausgeprägter ist, je kleiner der Absorptionsindex und folglich je geringer die Stoßfrequenz der freien Ladungsträger ist. Die P.-R.-R. eignet sich zur Bestimmung der Konzentration von freien Ladungsträgern in Halbleitern, sofern diese größer als $\approx 10^{17}$ cm^{-3} ist.

Plasmaschicht, → Magnetosphäre.

Plasmaschwingungen, Schwingungen der Elektronen und Ionen im Plasma. Eine herbeigeführte oder eine spontan entstandene Ladungstrennung in kleinsten Bereichen kann zu *elektrostatischen P.* führen. Die dabei möglichen Eigenfrequenzen $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ bzw. $\omega_i = \sqrt{4\pi n_i e^2/m_i}$ der Elektronen bzw. der Ionen hängen ausschließlich von ihren Konzentrationen n_e bzw. n_i, ihrer Masse m_e bzw. m_i und der Elementarladung e ab. Wegen $m_i \gg m_e$ ist dabei $\omega_i \ll \omega_p$. Aus Gründen der Raumladungskompensation bewegen sich die leichteren Elektronen im Rhythmus der *elektrostatischen Ionenschwingungen*, die lokal in eine zeitliche Aufeinanderfolge von Verdichtungen und Verdünnungen des Plasmas entarten und als *Ionenschall* bezeichnet werden, wenn sie sich ausbreiten. Wegen der leichten Beweglichkeit der Elektronen sind die wahren Werte für ω_i bedeutend kleiner als die berechneten.

Nach der Dispersionsgleichung $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 v_{th}^2$ für *elektrostatische Elektronenschwingungen* können sich diese nur für $\omega > \omega_p$ ausbreiten; dabei bedeutet $k = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl, $v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$ die thermische Geschwindigkeit der Elektronen, die von der Temperatur T_e und der Masse m_e der Plasmaelektronen abhängt. k_B ist die Boltzmannsche Konstante. Diese Schwingungen treten auf beim *Elektronenschall*, dessen Wellen sich longitudinal fortpflanzen, in Richtung der Schallausbreitung.

Die Plasmaelektroneneigenfrequenzen treten auch als Resonanzeffekt auf, wenn elektromagnetische Wellen oder elektrische Hochfrequenzfelder das Plasma durchsetzen. In Gasentladungsgefäßen definierter Form kann sich z. B. durch ein Wechselfeld zwischen ebenen Elektroden eine *Plasmaresonanz* mit der Frequenz ω_p ausbilden; in zylindrischen bzw. sphärischen Plasmagebilden ergibt sich dagegen $\omega_p/\sqrt{2}$ bzw. $\omega_p/\sqrt{3}$ als Plasmaformresonanzfrequenz. Diese Resonanzen und ihre Frequenzen können durch die Eigenschaften der Plasmarandschichten beeinflußt werden.

Zyklotronschwingungen treten im Plasma auf, wenn in ihm ein Magnetfeld vorhanden ist, z. B. eine konstante magnetische Induktion $\vec{B}$. Zerlegt man dann die Geschwindigkeit $\vec{v}$ der Elektronen in zwei Komponenten $\vec{v}_{\parallel}$ parallel und $\vec{v}_{\perp}$ senkrecht zu $\vec{B}$, so werden unter dem Einfluß von $\vec{v}_{\perp}$ die Bahnen der Elektronen Kreise mit dem Radius $r_z = mv_{\perp}c/(eB)$ um $\vec{B}$, die durch $\vec{v}_{\parallel}$ zu Schraubenlinien um die Feldlinien auseinandergezogen werden. Die Zyklotron- oder Larmor-Frequenz ist dabei $\omega_H = v_{\perp}/r_z = eB/(mc)$. Auch durch *Gyroresonanz* mit dieser Frequenz ω_H kann einem Feld im Plasma Energie entzogen werden. Aus der Zyklotronfrequenz ω_H und der Frequenz ω_p kann die Hybridfrequenz $\omega_{Hyb} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ zusammengesetzt werden.

In Gegenwart starker Magnetfelder im Plasma treten wegen der innigen Kopplung zwischen Magnetfeld und Plasma besondere Wellentypen auf; wie z. B. das Auftreten der Gyroresonanz zeigt, sind die Bahnen der Elektronen und über die Raumladungskompensation damit das gesamte Plasma mit den Feldlinien der magnetischen Induktion $\vec{B}$ verbunden. Vom Plasma aus betrachtet, bezeichnet man die Feldlinien als im Plasma eingefroren. In P. quer zu den Feldlinien wechseln deshalb in Ausbreitungsrichtung Gebiete erhöhter und verminderter Magnetfeldstärke und Plasmakonzentration miteinander ab. Wegen ihrer Ähnlichkeit mit gewöhnlichen Schallwellen bezeichnet man diese P. als *Magnetschallwellen*. Im Unterschied dazu pflanzen sich *Alfvén-Wellen*, auch *magnetohydrodynamische Wellen* genannt, ähnlich wie Seilwellen längs der Feldlinien fort. Ihre Phasengeschwindigkeit, die Alfvén-Geschwindigkeit $v_A = B_0/\sqrt{\mu_0 \varrho_0}$, hängt dabei vom Betrag $B_0 = |\vec{B}_0|$ der magnetischen Induktion und von der Plasmadichte ϱ_0 ab. An Grenzflächen oder Inhomogenitäten können sich die einzelnen Schwingungsformen infolge der Dispersion und der Dämpfung ineinander umwandeln. Auch *äußerlich erzeugte Wellen* können sich im Plasma ausbreiten, *Schallwellen* aber nur bei einer ausreichenden Neutralgasdichte.

Die *magnetoionische Theorie* der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im inhomogenen magnetfeldbehafteten Plasma leitet alle Ausbreitungsphänomene, wie Brechung, Doppelbrechung, Reflexion und Absorption, aus der Dielektrizitätskonstante ε des Plasmas ab, die im allgemeinen komplex ist und in inhomogenen Plasmen Tensorcharakter hat. Bezeichnet man mit ω die Frequenz des Hochfrequenzfeldes oder der elektromagnetischen Welle, mit ω_p die Plasmaelektroneneigenfrequenz, mit ω_H die Zyklotronfrequenz und mit ω_c die Stoßfrequenz, so erhält man für die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + \omega_c^2) - i[\omega_p^2/(\omega^2 + \omega_c^2)]\,(\omega_c/\omega)$ und danach aus $n^2 = \varepsilon$ den Brechungsexponenten n sowie die elektrische Leitfähigkeit $\sigma = [i\omega/\mu_0]\,(\varepsilon - 1)$. Man ersieht, daß der Brechungsexponent stark frequenzabhängig ist und daß sein Betrag stets kleiner als 1 ist, ja negativ werden kann. Deshalb können sich nur elektromagnetische Wellen ausbreiten, deren Frequenz größer als ω_p ist. P. mit kleinerer Frequenz werden stets total reflektiert.

Plasmasonde

Die Reflexion bei Frequenzen über ω_p erfolgt nur partiell, die Eindringtiefe ist jedoch wegen des Skineffektes hochleitender Materialien gering. Dieses Verhalten wird bei einem Halbleiterplasma durch Anlegen eines magnetischen Gleichfeldes mit mindestens einer Komponente in Ausbreitungsrichtung der Welle wesentlich geändert, da die Leitfähigkeit des Plasmas durch die Zyklotronbewegung der quasifreien Ladungsträger beeinflußt wird. Bei nicht kompensiertem Plasma kann sich dadurch eine zirkularpolarisierte Helikonwelle ausbreiten (→ Magnetoplasmaeffekte). Im kompensierten Plasma kann eine ebene polarisierte Alfvén-Welle beobachtet werden, wenn die Zyklotronbewegungen der Elektronen und Löcher sich in ihrer Wirkung aufheben.

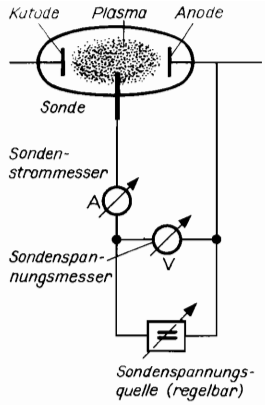
Der Realteil der Dielektrizitätskonstante, für den die *Ecclessche Beziehung* $\varepsilon_r = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + \omega_c^2)$ gilt, beschreibt das dielektrische Verhalten des Plasmas. Den Tensorcharakter dagegen zeigt die *Appleton-Hartree-Formel*, auch *Appleton-Lassen-Formel* genannt. Sie ist die Grundlage der magnetoionischen Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Ionosphäre im Rahmen einer geometrisch-optischen Näherung und lautet

$$n_{1,2}^2 = \varepsilon = 1 - \{2X(1 - X - iZ)\}/$$
$$/\{2(1 - iZ)(1 - X - iZ) - Y_T^2$$
$$\mp \sqrt{Y_T^4 + 4Y_L^2(1 - X - iZ)^2}\};$$

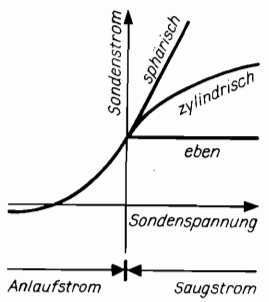
in ihr bedeuten $n_{1,2}$ die Brechungsindizes für die ordentliche und für die außerordentliche Strahlkomponente bei Doppelbrechung und $X = \omega_p^2/\omega^2$, $Y = \omega_H/\omega$, $Z = \omega_c/\omega$, $Y_L = Y\cos\theta$, $Y_T = Y\sin\theta$, nach der *Ratcliffe-Symbolik*, wenn θ der Winkel zwischen dem Magnetfeld und der Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Wellen ist.

Plasmasonde, Meßgerät der Plasmadiagnostik; ein in das zu untersuchende Plasma eintauchendes System von zwei oder mehreren Elektroden, zwischen denen variable Gleichspannungen, frequenzvariable Wechsel- bzw. Hochfrequenzspannungen oder eine Kombination beider anliegen. Auf eine der Elektroden als Nullpunkt wird das Potential aller anderen bezogen. Als Referenz- bzw. Bezugselektrode dient in Gasentladungsplasmen meist die Anode, seltener die Katode der Entladungsstrecke, bei der Untersuchung kosmischer Plasmen fast immer die metallische Oberfläche der Rakete oder des Satelliten. Nach den zugrundeliegenden Meßprinzipien unterscheidet man verschiedene Typen.

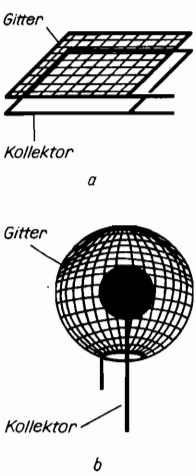
Bei Gleichspannungssonden liegt zwischen der oder den Meßelektroden und der Bezugselektrode eine variable Gleichspannung, der Gleichstrom zwischen den Elektroden wird gemessen, und aus der Strom-Spannungs-Charakteristik des Sondensystems, der *Sondencharakteristik*, lassen sich die interessierenden Plasmaparameter bestimmen. Die *Langmuir-Sonden* haben eine kleinflächige ebene, zylindrische oder sphärische Meßelektrode und eine großflächige Bezugselektrode (Anode, Katode; Rakete, Satellit). Der zwischen Meßelektrode und Bezugselektrode durch das Plasma fließende Strom (Abb. 1) besteht für Elektronen und Ionen aus einer Anlauf- und aus einer Saugstromkomponente und ergibt sich nach der *Langmuirschen Sondentheorie* als reine stoßfreie Orbitalbewegung der Ladungsträger. Dabei werden in der als scharf begrenzt angenommenen Randschicht zwischen der Sonde und dem quasineutralen, ungestörten Plasma Teilchenstöße nicht berücksichtigt, so daß diese Sondentheorie nur für stoßfreie Plasmen gilt. Aus der Sondencharakteristik (Abb. 2) lassen sich primär Elektronentemperatur und Elektronenkonzentration sowie Plasma- und Wandpotential bestimmen. Sekundär kann aus diesen Meßwerten die Ionenkonzentration gefolgert werden. Auch *Doppelsonden* sind Langmuir-Sonden, Meß- und Bezugselektrode sind aber symmetrisch aufgebaut und haben gleich große Flächen. Aus ihrer Sondencharakteristik kann neben der Elektronentemperatur auch die Ionenkonzentration primär bestimmt werden. Im Prinzip kann jede Langmuir-Sonde als eine unsymmetrische, ungleichflächige Doppelsonde aufgefaßt werden. *Gittersonden* sind Langmuir-Sonden, deren Meßelektrode von einem elektrisch vorgespannten teilchendurchlässigen Gitter umgeben ist. Polarität und Größe der Vorspannung lassen sich so regeln, daß nur eine Ladungsträgerart die Meßelektrode erreicht und sich zugleich Geschwindigkeits- bzw. Energieverteilung ergibt. Solche Analysen liefern damit die Geschwindigkeits- bzw. die Energieverteilungsfunktionen der einzelnen Trägersorten. Größere Ausführungsformen von Gittersonden für Untersuchungen an kosmischen Plasmen werden als *Ionenfallen* (Abb. 3) bezeichnet. Mit ihnen



1 Einfacher Sondenmeßkreis für Langmuir-Sonden



2 Sondencharakteristik für ebene, zylindrische und sphärische Langmuir-Sonden

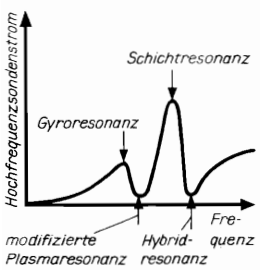


3 Prinzipieller Aufbau von ebenen (*a*) und sphärischen (*b*) Ionenfallen

können außer den Konzentrationen auch die Temperaturen der Trägersorten gemessen werden.

Leitfähigkeits- bzw. *Beweglichkeitssonden* können nach den Vorstellungen über Leitfähigkeit und Beweglichkeit nur in stoßbestimmten Plasmen eingesetzt werden. Sie sind fast immer ebene oder zylindrische Kondensatoren, die vom zu untersuchenden Plasma parallel zu den Kondensatorplatten bzw. parallel zur Zylinderachse durchströmt werden. Solche *Gerdien-Kondensatoren* dienten früher ausschließlich für luftelektrische Messungen in der Tropo- und Stratosphäre, werden aber jetzt verstärkt angewendet zur Untersuchung des Plasmas der D-Region der Ionosphäre. Mit ihnen werden Konzentration und Beweglichkeit der einzelnen Trägerarten bestimmt. Vielfach kann aus den Beweglichkeiten auf das Massenspektrum der Ionenkomponente geschlossen werden.

Bei den Wechselspannungs- bzw. Hochfrequenzsonden liegt zwischen der Meß- und der Bezugselektrode eine frequenzkonstante oder frequenzvariable Wechsel- bzw. Hochfrequenzspannung, und der Hochfrequenzstrom zwischen ihnen wird gemessen. Aus der Hochfrequenzstrom-Frequenz-Charakteristik lassen sich eine Reihe interessierender Parameter bestimmen. *Kapazitätssonden* arbeiten mit einer frequenzkonstanten Hochfrequenzspannung, und der Hochfrequenzstrom ist der Dielektrizitätskonstanten (→ Plasmaschwingungen) des Plasmas proportional. Aus dieser kann die Elektronenkonzentration des Plasmas bestimmt werden. *Admittanz-* bzw. *Impedanzsonden* arbeiten mit einer frequenzvariablen Hochfrequenzspannung. Der zwischen den Elektroden fließende Hochfrequenzstrom ist der Admittanz des Plasmas proportional, und aus ihr lassen sich Elektronendichte und Stoßfrequenz bestimmen. *Resonanzsonden* sind Admittanzsonden, deren Frequenz über einen vergleichsweise weiten Bereich variiert wird. Die Hochfrequenzstrom-Frequenz-Charakteristik solcher Sonden (Abb. 4) weist eine Reihe von



4 Sondencharakteristik einer Resonanzsonde (schematisch)

Resonanzstrukturen, Maxima und Minima, auf aus deren Lage, Höhe und Breite auf Elektronenkonzentration, Elektronentemperatur und Stoßfrequenz geschlossen werden kann. Außerdem läßt sich daraus mitunter auch die Dichte der Plasmarandschicht vor der Meßelektrode bestimmen. Eine Sonderform der Resonanzsonde ist die *Resonanzrektifikationssonde*, bei der der Anteil des Hochfrequenzstroms gemessen wird, der zwangsläufig in der Randschicht zwischen dem Plasma und der Meß- oder der Bezugselektrode gleichgerichtet wird. Dieser weist dieselben Resonanzstrukturen auf wie der Hochfrequenzstrom selbst. *Gyroplasmasonden* sind Resonanzsonden, mit denen gleichzeitig die Phasenlage zwischen treibender Hochfrequenzspannung und fließendem Hochfrequenzstrom gemessen und damit das komplette Spektrum der möglichen Resonanz erfaßt wird. An Stelle der üblicherweise angezeigten Plasmaresonanz und Schichtresonanz lassen sich mit der Gyroplasmasonde Hybridresonanz, Schichtresonanz, modifizierte Plasmaresonanz und Gyroresonanz nachweisen (Abb. 4). Dadurch können einmal aus der Gyroresonanz (→ Plasmaschwingungen) das am Meßort vorhandene Magnetfeld und aus den übrigen Resonanzen Elektronenkonzentration, Elektronentemperatur und Stoßfrequenz bestimmt werden. Die Meßergebnisse der Gyroplasmasonde sind weitestgehend frei von Meßfehlern, die bei allen anderen P.n durch unter Umständen vorhandene Magnetfelder verursacht werden. → Glühsonde.

Plasmasphäre, das Gebiet des mit der Erde mitrotierenden magnetosphärischen Plasmas. Die P. ist der erdnahe Teil der → Magnetosphäre, in dem relativ viel niederenergetisches Plasma angesammelt ist, das korotiert (→ Korotation). In diesem Medium können sich → Whistler ausbreiten. Die äußere Grenze der P. ist die → Plasmapause. Ihre Form kann durch Whistlermessungen bestimmt werden.

Plasmaspritzen, → Plasmabrenner.

Plasmastatistik, Erweiterung der kinetischen Gastheorie zu einer statistisch-mikroskopischen Betrachtungsweise des Plasmas. Außer den statistisch-mechanischen Gesetzmäßigkeiten sind wegen der Wechselwirkung der Elektronen und Ionen solche der Elektrodynamik zu berücksichtigen. Die Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ hängt dabei nicht nur von der Geschwindigkeit $\vec{v}$ der Teilchen, sondern auch von ihrem Ort $\vec{r}$ und von der Zeit t ab. Nach dem *Liouvilleschen Theorem* $\mathrm{d}f/\mathrm{d}t = \partial f/\partial t + (\partial f/\partial \vec{r})\,\vec{v} + (\partial f/\partial \vec{v})\,(\vec{F}/m)$ wird die zeitliche Änderung $\partial f/\partial t$ der Verteilungsfunktion bestimmt durch die Konvektion $-\vec{v}(\partial f/\partial \vec{r})$ der Teilchen auf Grund ihrer Geschwindigkeit, durch ihre Beschleunigung $-(\vec{F}/m)\,(\partial f/\partial \vec{v})$ unter dem Einfluß äußerer Kräfte $\vec{F}$, wenn m ihre Masse ist, und durch den Stoßterm oder das Stoßintegral $\mathrm{d}f/\mathrm{d}t$, das die Stöße der Teilchen untereinander berücksichtigt. Das Stoßintegral läßt sich nur selten in expliziter Form abgeben. Für stoßarme bzw. stoßfreie Plasmen folgt aus dem Liouvilleschen Theorem die *stoßfreie Boltzmann-* oder *Boltzmann-Wlassow-Gleichung* $\partial f/\partial t + (\partial f/\partial \vec{r})\,\vec{v} + (\partial f/\partial \vec{v})\,(\vec{F}/m) = 0$, in der die Stöße mitunter pauschal durch eine Modifikation der auf die geladenen Teilchen wirkenden Kraft $\vec{F}$ berücksichtigt werden. Als Lösung der Boltzmann-Wlassow-Gleichung erhält man als Gleichgewichtsverteilung über $n(\vec{r}) = \int f(\vec{r}, \vec{v})\,\mathrm{d}^3v$ die Ladungsträgerkonzentration

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp\,[-eV(\vec{r})/(kT)],$$

wenn $V(\vec{r})$ das abstoßende elektrische Potentialfeld, n_0 die Trägerkonzentration im feldfreien ungestörten Plasma, k die Boltzmannsche Konstante, T die Ladungsträgertemperatur und e die Elementarladung bedeutet. Dieses *Maxwell-*

Boltzmann-Gesetz der Plasmaphysik entspricht der Maxwell-Verteilung in Gasen.

Aus der Verteilungsfunktion $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ läßt sich die Wahrscheinlichkeit $W(\vec{v}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t)\, \mathrm{d}^3r$ dafür bestimmen, daß ein Teilchen im Geschwindigkeitsraumelement d^3v anzutreffen ist. Dann bestimmt die *Fokker-Planck-Gleichung* $\partial W/\partial t = \beta\, \partial[W\vec{v} + (kT/m)\, (\partial W/\partial \vec{v})]/\partial \vec{v}$ die zeitliche Änderung dieser Wahrscheinlichkeit. Sie macht es möglich, die Teilchenwechselwirkung durch Reibungs- oder Friktionskräfte zu beschreiben; β ist der Reibungs- oder Friktionskoeffizient.

Gewöhnlich ist das Stoßintegral $\mathrm{d}f/\mathrm{d}t$, hauptsächlich wegen der Wechselwirkung eines Teilchens der Zentralladung q mit jedem anderen, divergent, da die Coulomb-Kräfte bis ins Unendliche wirken und ihr Potential $V_C \sim q/r$ nur schwach abnimmt. In Analogie zur Theorie der starken Elektrolyte von Debye und Hückel kann man aber annehmen, daß jede Ladung q von einer Wolke entgegengesetzt geladener Träger umgeben ist, die das von q erregte elektrische Feld abschirmen. Man erhält ein *Debye-Potential* $V_D \sim (q/r) \exp(-r/\lambda_D)$, das schneller als V_C gegen Null geht und die Konvergenz des Stoßintegrals sichert. Der Abschirmradius, die *Debye-Länge* $\lambda_D = \sqrt{kT_e/(4\pi n_e e^2)}$, ist z. B. für ein Elektron aus der Elektronendichte n_e, der Elektronentemperatur T_e und der Boltzmannschen Konstante k zu bestimmen.

Insbesondere für Plasmen geringer Dichte mit nur schwacher Wechselwirkung erweist sich die P. als sehr fruchtbar. Allgemein führt die Aufgabe, die Bewegung der Ladungsträger im Plasma kinetisch zu behandeln, auf das *Vielkörperproblem der Plasmaphysik*, bei dem wegen der großen Reichweite der Coulomb-Kräfte alle Teilchen zu berücksichtigen sind. Da eine exakte Lösung nicht möglich ist, unterscheidet man zwischen nahen und fernen Wechselwirkungen. Die Grenze für die nahen Wechselwirkungen wird durch die Debye-Länge festgelegt.

Plasmastrahl, beim Austritt von Plasmen aus einem Plasmaraum durch eine geeignet geformte Düse gebildeter quasineutraler Strahl von Plasmateilchen (Neutralteilchen, Elektronen und Ionen). Ein P. wird beispielsweise im → Plasmabrenner erzeugt.

Plasmatheorie, theoretische Beschreibung des Plasmazustandes. Wegen seiner komplexen Struktur lassen sich nicht alle Erscheinungen in einer einzigen geschlossenen Theorie erfassen; die → Plasmastatistik stellt statistisch-mikroskopische Aspekte in den Vordergrund, während die → Magnetohydrodynamik das Plasma in phänomenologisch-makroskopischer Betrachtungsweise behandelt. Während die Plasmastatistik besonders für dünne Plasmen mit schwacher Wechselwirkung gilt, erweist sich die Magnetohydrodynamik für dichte Plasmen mit starken Strömen und starken magnetischen Feldern als vorteilhaft. Für viele Erscheinungen lassen sich beide Theorien ineinander überführen. Auf quantentheoretische Aspekte brauchen beide Theorien keine Rücksicht zu nehmen, da ausgesprochene Quanteneffekte im Plasma nur bei außerordentlich niedrigen Temperaturen < 100 K wirksam werden. Die Elementarprozesse im Plasma sind natürlich größtenteils Quantenprozesse; sie gehen jedoch in die Beschreibung des Plasmazustandes nur indirekt ein. Relativitätstheoretische Aspekte können in beiden Theorien in den meisten Fällen ebenfalls außer Betracht bleiben, da relativistische Effekte erst bei Elektronentemperaturen oberhalb von 10^8 K eine Rolle zu spielen beginnen.

Plasmatriebwerk, → Raketentriebwerk.

Plasmatrog, → Magnetosphäre.

Plasmatron, → Ionenquelle.

Plasmon, quantisierte Plasmaschwingung, aus Energieverlusten von Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallschichten direkt nachgewiesen. Ein P. hat im wesentlichen die Energie $\hbar\omega_p$, wobei ω_p die Plasmafrequenz und $\hbar$ die Plancksche Konstante ist. Die Quantisierung der Plasmawellen tritt besonders in Metallen in Erscheinung, wenn die Energie des P.s infolge der hohen Dichte der Leitungselektronen relativ groß ist und einige eV beträgt. Zur Erzeugung von P.en wird das Metall mit schnellen Elektronen beschossen, die charakteristische Energieverluste in Höhe der Plasmaenergie erleiden.

Plaste, Sing. der Plast, im weiteren Sinne eine ohne Berücksichtigung der physikalischen Eigenschaften gewählte, allgemein gültige Bezeichnung für organische Kunststoffe. Die Einteilungsprinzipien orientieren sich entweder am chemischen Aufbau der Makromoleküle (→ Polymere) oder am physikalischen Eigenschaftsbild der hochpolymeren Gebilde. Im engeren Sinne wird als P. nur die Gruppe der Kunststoffe bezeichnet, die sich durch ihre → Plastizität innerhalb eines bestimmten Temperaturbereichs auszeichnet. P. können folglich innerhalb eines größeren, für jedes Material verschiedenen plastischen Bereiches verformt werden.

Die Art der chemischen Elemente wie auch ihre Anordnung innerhalb der Hauptkette des Makromoleküls definiert die Gruppen der C-Plaste, C–O-Plaste, C–N-Plaste, C–S-Plaste und Si–O-Plaste. Zudem unterteilen auch die Prinzipien der möglichen chemischen Synthesen den Gesamtbereich der P. in Polymerisate, Polykondensate und Polyaddukte. Physikalische Gesichtspunkte einer Einteilung gehen von den Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Makromolekülen im Polymerverband aus und führen zu den Gruppen der Thermoplaste, Duroplaste und Elaste.

plastische Querkontraktion, Verhältnis von bleibender Querzusammenziehung δ^{pl} und bleibender Längsdehnung ε^{pl}

$$\nu^{pl} = \delta^{pl}/\varepsilon^{pl} \tag{1}$$

In Übereinstimmung mit Versuchsergebnissen wird angenommen, daß die bleibende Querzusammenziehung mit der bleibenden Längsdehnung so zusammenhängt, daß keine bleibende Volumenänderung auftritt. Daraus folgt

$$\delta^{pl} = \frac{\varepsilon^{pl}}{2} \rightarrow \nu^{pl} = \frac{1}{2}, \tag{2}$$

$$\frac{\delta^{ges}}{\varepsilon^{ges}} = \frac{\delta^{el} + \delta^{pl}}{\varepsilon^{el} + \varepsilon^{pl}} = \frac{2\nu^{el} + \varepsilon^{pl}/\varepsilon^{el}}{2(1 + \varepsilon^{pl}/\varepsilon^{el})}. \tag{3}$$

Aus der Gleichung (3) unter Berücksichtigung der Beziehung (2) folgt, daß das Verhältnis $\delta^{ges}/\varepsilon^{ges}$ während des plastischen Fließens mono-

ton wächst, wobei es sich vom Wert ν^{el} ausgehend dem Wert 0,5 asymptotisch nähert.

plastischer Stoß, → Stoß.

plastische Schicht, in einer Materialprobe die Schicht, die durch folgende Merkmale gekennzeichnet ist:

1) Die Schichtebene ist Hauptspannungsebene;

2) die Geschwindigkeiten von Punkten der Schichtebene fallen in diese;

3) die Formänderungsgeschwindigkeiten senkrecht zur Schichtebene sind eine gegebene Funktion des Ortes und der Geschwindigkeit in dieser Ebene.

plastisches Potential, mögliche Bezeichnung für die Fließfunktion $f(\sigma_1, \ldots, \sigma_n)$, wobei $f = 0$ die Fließgrenze definiert. Durch partielle Ableitung der Fließfunktion f nach den Spannungen erhält man den jeweiligen Zuwachs der plastischen Formänderungen: $d\varepsilon_i^{pl} = \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_i}$. Dabei ist λ ein beliebiger Proportionalitätsfaktor. Die angegebene Beziehung rechtfertigt die Bezeichnung p. P.; die Fließfunktion tritt als Potential der plastischen Formänderungen auf.

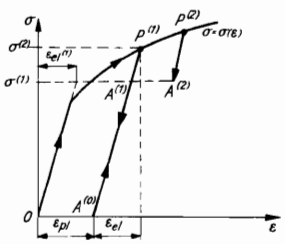
plastisches Sehen, → stereoskopisches Sehen.

Plastizität, die irreversible Formänderung fester Körper unter der Einwirkung äußerer, deformierender Kräfte. Ist die Formänderung reversibel, d. h., erreicht der Körper nach Beendigung der äußeren Krafteinwirkung seine ursprüngliche Gestalt wieder, dann gelten die Gesetze der Elastizitätstheorie. Bleiben jedoch nach Rückgang eines elastischen Anteils der Deformation Restverformungen zurück, können für den Gesamtvorgang diese Gesetze nicht mehr angewandt werden. Der grundsätzliche Unterschied zwischen diesen beiden Formänderungsarten ergibt sich aus dem strukturbestimmenden atomaren bzw. molekularen Aufbau der Stoffe.

Eine elastische Formänderung findet man, wenn durch die äußere Belastung die bestehende Anordnung der Atome oder Molekülteile im Festkörper nicht geändert wird, d. h., wenn die gegenseitige Bindung dieser Bausteine zwar infolge Abstandsänderung oder Winkelverzerrung belastet, aber nicht aufgehoben wird. Plastisch wird die Formänderung dann, wenn einzelne dieser Bindungen durch das weiter anwachsende äußere Kraftfeld aufgehoben werden und wenn bei Vorhandensein freier Platzwechselmöglichkeit neue Bindungen eingegangen werden. Das Vorhandensein freier Plätze, die sich im Festkörper als Kristallbaufehler, als Fehler an Phasengrenzen oder als eingelagerte amorphe Bereiche, allgemein also als Störungen einer idealen Ordnung zeigen, ist eine Voraussetzung für das Auftreten plastischer Verformungen. Je größer die Zahl der Platzwechsel bei konstanter Kraft in der Zeiteinheit ist, um so größer ist die Formänderungsgeschwindigkeit. Besonders hoch ist sie bei leicht knetbaren Stoffen, z. B. Kitt, die bereits bei leichtem Druck plastisch verformt werden. Nach Beendigung der äußeren Krafteinwirkung bleiben die neuen Nachbarschaften als neueingestellte Gleichgewichtszustände oder als eingefrorene Nichtgleichgewichtszustände formbestimmend erhalten. Eine mathematische Formulierung dieses Verhaltens gibt unter molekularkinetischen Gesichtspunkten die → Platzwechseltheorie. Besondere Bedeutung hat die plastische Verformbarkeit für die spanlose Formgebung. Insbesondere eine Gruppe der hochpolymeren Werkstoffe, die Thermoplaste, sind infolge ihrer Struktur für diese Verformungsart geeignet. Bei höheren Temperaturen setzt die plastische Verformung bereits bei kleineren äußeren Kräften ein; zugleich nimmt der Anteil der zur elastischen Formänderung aufzuwendenden Arbeit ab, so daß dann bereits durch niedrige Verformungsdrücke die gewünschte Formänderung erreicht wird, wie z. B. beim Vakuumtiefziehverfahren. Dieses spezifische Verhalten der Thermoplaste läßt sich durch die amorphe oder teilkristalline Struktur dieser Stoffe erklären, da durch den Kettenaufbau der Makromoleküle nur eine Teilordnung aller Nebenvalenzbindungen eingebauter Molekülteile erreicht werden kann. Im Vergleich zu Metallen haben deshalb Kunststoffe eine wesentlich höhere Zahl von Fehlstellen oder freien Plätzen als Voraussetzung für die plastische Verformung zur Verfügung.

Bei Erhöhung der Temperatur wird durch die zunehmende Energie der Molekülteilbewegungen die Bereitschaft zum Platzwechseln ständig erhöht, insbesondere werden bei bestimmten Temperaturen durch Nebenvalenzbindungen definierte Ordnungsbereiche infolge der verstärkten Wärmebewegung der Molekülteile nicht mehr aufrechterhalten. Dies drückt sich in einer unstetigen Erhöhung der Platzwechselzahl bei Überschreitung der entsprechenden Temperatur aus. Durch bestehende Unregelmäßigkeiten in der Struktur der Thermoplaste muß allerdings ein Temperaturbereich für diesen als *Erweichung* bezeichneten Vorgang angegeben werden.

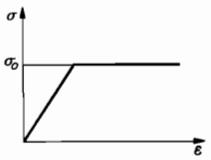
Plastizitätstheorie, die Wissenschaft, die sich mit dem Belastungs-Formänderungs-Verhalten der Körper im überelastischen (plastischen) Bereich befaßt. Die P. untersucht die bleibenden Formänderungen von Werkstoffen unter der Einwirkung von Kräften. Hierbei ist ein im allgemeinen monoton steigender nichtlinearer Spannungs-Formänderungs-Verlauf zu berücksichtigen. Während der Elastizitätstheorie eine eindeutige Zuordnung von Spannung und Formänderung zugrunde liegt, ist das beim plastischen Materialverhalten nicht der Fall. Das zeigt die Betrachtung des Spannungs-Dehnungs-Diagramms eines verfestigenden Werkstoffes (Abb. 1).



1 Idealisiertes Spannungs-Formänderungs-Diagramm

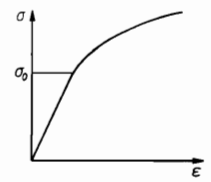
Experimente haben gezeigt, daß die Gesamtdehnung in ihren elastischen und plastischen Anteil aufgespalten werden kann: $\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl}$.

Wird entlang des Kurvenzuges $OP^{(1)}$ belastet und längs $P^{(1)}A^{(0)}$ entlastet, so werden die Dehnungen $\varepsilon_{el}^{(1)}$ und $\varepsilon_{pl}^{(1)}$ festgestellt. Bei neuerlicher Belastung folgt das Material bis $P^{(1)}$ der Linie $A^{(0)}P^{(1)}$ und darüber hinaus der Kurve $P^{(1)}P^{(2)}$, wie es auch ohne Zwischenentlastung der Fall gewesen wäre. Es ist zu erkennen, daß einer bestimmten Spannung $\sigma^{(1)}$ je nach der Formänderungs- bzw. der Belastungsgeschichte, ob bis $P^{(1)}$ oder $P^{(2)}$ mit anschließender Entlastung bis $A^{(1)}$ oder $A^{(2)}$ — belastet wurde, verschiedene plastische Dehnungen zugeordnet sein können. Aus diesem idealisierten Spannungs-Formänderungs-Diagramm von Prandtl lassen sich folgende vereinfachte Darstellungen des Werkstoffverhaltens ableiten: 1) Ein → elastisch-idealplastischer Werkstoff ist dadurch gekennzeichnet, daß er nach Erreichen der Fließgrenze σ_0 unter konstanter Fließspannung fließt. 2) Ein elastisch-verfestigender Werkstoff wird dadurch charakterisiert, daß nach dem Überschreiten der Fließgrenze σ_0 die Spannung mit wachsender Formänderung monoton ansteigt. Je nach der Gestalt dieser Verfestigungskurve (auch Fließkurve) wird von linearer oder nichtlinearer Verfestigung gesprochen.



2 Elastisch-idealplastischer Werkstoff

Die Ursachen der Verfestigung sind sich vermehrende und aufstauende Versetzungen. In Gebieten unterhalb der Rekristallisationstemperatur heißt diese Erscheinung auch Kaltverfestigung (→ Verfestigungsregeln).



3 Elastisch-verfestigender Werkstoff

3) Wenn die elastische Formänderung vernachlässigt werden kann, z. B. weil sie gegenüber der plastischen klein ist, dann entfällt der elastische Abschnitt des Spannungs-Formänderungs-Diagramms. Die entsprechenden Materialien heißen starr-plastische, speziell starr-idealplastische bzw. starr-verfestigende Werkstoffe.

Der Übergang vom elastischen zum plastischen Gebiet in einem Bauteil wird elastisch-plastische Grenze genannt. Ihre Berechnung aus den Kontinuitätsbedingungen der Spannungen und Verformungen ist im allgemeinen Falle schwierig. In der Theorie des plastischen Fließens wird einerseits in der elementaren Theorie die Kinematik der Fließvorgänge auf der Basis einfacher → Verformungsmodelle stark vereinfacht, wobei es aber möglich ist, das Materialverhalten einschließlich der Verfestigung und der Geschwindigkeitsabhängigkeit wiederzugeben, andererseits wird mit den strengen Methoden der Kontinuumsmechanik das Spannungs- und Geschwindigkeitsfeld des Fließvorgangs genau untersucht, wobei aber bisher nur stark vereinfachte Werkstoffmodelle mathematisch behandelt werden konnten. Meist wird dabei elastisch-idealplastisches oder starr-idealplastisches Verhalten vorausgesetzt; in jedem Falle wird dabei also ein von der Verformungsvorgeschichte unabhängiges Werkstoffverhalten angenommen.

In der P. werden statisch und kinematisch bestimmte Aufgaben der Theorie des ebenen Fließens unterschieden. Statisch bestimmte Probleme sind solche Probleme, bei denen geeignete Randbedingungen der Spannungen gegeben sind, so daß aus den Gleichgewichtsbedingungen und der Fließbedingung, die zusammen ein System von drei Gleichungen für die Spannungen σ_{xx}, σ_{yy} und σ_{xy} bilden, die Spannungsverteilung berechnet werden kann, ohne die Spannungs-Formänderungsbeziehungen heranzuziehen. Kinematisch bestimmte Aufgaben liegen dann vor, wenn es möglich ist, das Formänderungsgeschwindigkeitsfeld ohne Kenntnis der Spannungslösung zu ermitteln. Das Geschwindigkeitsfeld wird mit Hilfe der von den Grundgleichungen des ebenen plastischen Formänderungszustandes übrigbleibenden zwei Geschwindigkeitsgleichungen berechnet. Die überzähligen Geschwindigkeitsrandbedingungen können dann in Spannungsrandbedingungen umgewandelt werden, wodurch eine einfache Berechnung des Spannungsfeldes möglich wird.

Bei Problemen des ebenen plastischen Fließens starr-idealplastischer Werkstoffe, die sich nicht in die statisch bzw. kinematisch bestimmten Aufgaben einordnen lassen, wird die *trial-and-error-Methode* zur Lösung verwendet. Sie besteht darin, daß eine den Rand schneidende Startgleitlinie, wobei deren Neigungswinkel der vorliegenden Randschubspannung entspricht, vorgegeben wird. Damit liegt das zweite Randwertproblem nach Prager und Hodge vor, und es kann das am Rand anliegende plastische Gebiet bestimmt werden. Meist gelingt es, das gesamte plastische Gebiet durch Zuhilfenahme von zentrierten Fächern zu vervollständigen. Anschließend wird das zum Gleitlinienfeld (Spannungsfeld) gehörende Geschwindigkeitsfeld auf die Erfüllung der Geschwindigkeitsrandbedingungen überprüft. Werden die Geschwindigkeitsrandbedingungen nicht erfüllt, ist das Geschwindigkeitsfeld nicht kinematisch zulässig, und die vorgegebene Startgleitlinie muß verändert werden. Durch Versuch [engl. 'trial'] und Irrtum [engl. 'error'] wird sich an die richtige Lösung herangetastet. Auf die Erfüllung der beiden übrigen Bedingungen für eine vollständige Lösung, nämlich daß die Dissipationsleistung nirgends negativ und die Fließbedingung in den starren Gebieten nicht verletzt werden darf, wird in der Regel verzichtet.

Hill gelang es, durch Vorgeben einer geraden Startgleitlinie die Probleme des Ziehens und Fließpressens für gerade Werkzeugschultern zu lösen.

Im Rahmen der *phänomenologischen P.* werden die sich verformenden Körper als Punkt-Kontinua oder Cosserat-Kontinua betrachtet. Cosserat-Kontinua wurden bisher jedoch nur für die Beschreibung von Zuständen im Inneren der Kristalle genutzt. Die in der phänomenologischen P. verwendeten theoretischen Ansätze beziehen das allgemeinere Werkstoffverhalten ein, sofern es für die Betrachtung von Festigkeits- oder Verformproblemen von Bedeutung ist.

Die P. steht vermittelnd zwischen der Festkörperphysik und den Zweigen der Technik, die die Möglichkeit plastischen Werkstoffverhaltens nutzen bzw. zur Ausnutzung von Tragfähigkeitsreserven in Rechnung stellen. Sie wird im wesentlichen in den Bereichen der Festigkeitsberechnung und Konstruktion, der Umformtechnik, der Baugrund- und Bodenmechanik und der Schneemechanik angewendet.

Variationsprinzipe der P. Zur genäherten Lösung schwieriger Randwertaufgaben werden in der mathematischen Elastizitätstheorie Prinzipe vom Minimum der Formänderungsarbeit und vom Minimum der Ergänzungsarbeit verwendet. In der ungleich schwierigeren P. spielen deshalb ähnliche Extremalprinzipe eine noch wichtigere Rolle. Insbesondere wird es möglich, untere und obere Schranken anzugeben, innerhalb deren die exakte Lösung liegt. Während die obere Schranke vor allem für den Umformtechniker interessant ist, da sie die Last angibt, bei der das plastische Fließen garantiert auftritt, ist die untere Schranke für den Maschinenbauer wichtig, weil sie diejenige Last ergibt, bei der garantiert noch kein Fließen des Bauteiles einsetzt. I) Die *Sätze von Drucker, Greenberg und Prager* sind Aussagen über den Sicherheitsfaktor beim Traglastverfahren für ebene Verzerrung.

Wird der Sicherheitsfaktor S als das Verhältnis der Spannung in irgendeinem Punkt der Oberfläche im Augenblick des unmittelbar bevorstehenden plastischen Fließens und der Spannung im gleichen Punkt im Bereich des eingeschränkten plastischen Fließens definiert, so gelten die Sätze:

1) Der Sicherheitsfaktor ist der größte statisch zulässige Multiplikator;

2) der Sicherheitsfaktor ist der kleinste kinematisch zulässige Multiplikator.

Ist m_s ein statisch zulässiger Multiplikator und m_k ein kinematisch zulässiger Multiplikator, dann sind diese Multiplikatoren die Grenzen für den Sicherheitsfaktor S.

$$m_s \leqq S \leqq m_k.$$

Dabei versteht man unter dem *statisch zulässigen Multiplikator* eine Zahl $m_s \geqq 1$, für die es mindestens ein statisch zulässiges Spannungsfeld mit den Spannungen $m_s F_1$ und $m_s F_2$ an der Berandung gibt. Der *kinematisch zulässige Multiplikator* ist die Zahl, die sich für ein kinematisch zulässiges Geschwindigkeitfeld ergibt.

Definition:

$$m_k = \frac{k\left[\int_A \dot{\Gamma}\, dA + \sum \int_{l_{hk}} |v_s^{(kh)}|\, dl_{hk}\right]}{\int_s (F_x v_x + F_y v_y)\, ds}.$$

Dabei ist k Schubfließgrenze, A betrachtetes Gebiet, $\dot{\Gamma}$ maximale Schiebungsgeschwindigkeit, l_{hk} Länge der Geschwindigkeitsunstetigkeitslinie zwischen den Teilgebieten A_h und A_k, v_s Sprung der Tangentialgeschwindigkeitskomponente an dieser Linie, s Berandung des Gebietes A, $F_x = \sigma_{xx}\cos\alpha + \sigma_{xy}\sin\alpha$, $F_y = \sigma_{yy}\sin\alpha + \sigma_{xy}\cos\alpha$. Die Spannungskomponenten beziehen sich auf einen Punkt der Berandung (innere Komponenten). α ist dabei der Winkel zwischen der x-Achse und der Normalen der Berandung in diesem Punkt, F_x, F_y sind die gegebene äußere Belastung im betrachteten Punkt, v_x, v_y die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Koordinaten, σ_{xx}, σ_{yy}, σ_{xy} sind die Komponenten des Spannungstensors.

II) Die *obere Schranke* legt diejenige äußere Belastung fest, bei der garantiert plastisches Fließen eintritt. Sie wird auf der Grundlage des kinematisch zulässigen Verschiebungsfeldes berechnet. Aus der virtuellen Arbeit für ein kinematisch zulässiges Verschiebungsfeld und dem wirklichen Spannungsfeld σ_{ij} ergibt sich die Beziehung

$$\int_{A_u} F_i\, du_i\, dA_u \leqq \int_V \hat{\sigma}_{ij}\, d\hat{\varepsilon}_{ij}\, dV + \\ + \sum \int_{\hat{A}_D} q\, |d\hat{v}_D|\, d\hat{A}_D - \int_{A_F} F_i\, d\hat{u}_i\, dA_F, \qquad (1)$$

die zum Ausdruck bringt, daß unter allen kinematisch zulässigen Verschiebungsfeldern das wirkliche Verschiebungsfeld den kleinsten Zuwachs der plastischen Arbeit ergibt. Dabei ist F_i die Randbelastung, σ_{ij} der Spannungstensor, $d\varepsilon_{ij}$ der Zuwachs des Verformungstensors, du_i der Zuwachs des Verschiebungsvektors.

Je geringer die Abweichung zwischen dem gewählten kinematisch zulässigen und dem wirklichen Verschiebungsfeld ist, um so mehr nähert sich der berechnete Wert dem für das wirkliche Verschiebungsfeld. Sonderfälle:

1) keine Diskontinuität vorhanden

$$|d\hat{v}_D| \equiv 0;\ d\hat{u}_i \neq 0$$

2) $|d\hat{v}_D| \neq 0;\ d\hat{u}_i = 0$

(im Inneren und entlang A_F).

Damit folgt aus der Gleichung (1)

$$\int_{A_u} F_i\, du_i\, dA_u \leqq \sum \int_{\hat{A}_D} q\, |d\hat{v}_D|\, d\hat{A}_D. \qquad (2)$$

Auf Grund des Charakters der Ergebnisse hat die obere Schranke in der Umformtechnik große Bedeutung, wobei meist der Sonderfall 2 vorausgesetzt wird. Die obere Schranke wird auch als Minimalprinzip für die Verschiebungen bezeichnet.

Ein *kinematisch zulässiges Verschiebungsfeld* $d\hat{u}_i$ liegt vor, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

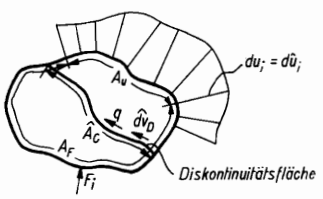
1) Randbedingung auf A_u:

$d\hat{u}_i \equiv du_i$ auf A_u.

2) Inkompressibilität:

$d\hat{u}_{i,i} = 0$.

Das aus einem kinematisch zulässigen Verschiebungsfeld resultierende Spannungsfeld erfüllt nicht die Gleichgewichtsbeziehungen, die Spannungsrandbedingung auf A_F und die Fließbedingung.



4 Kinematisch zulässiges Verschiebungsfeld. q Schubspannung längs $\hat{A}_D$, $d\hat{v}_D$ Geschwindigkeitssprung

1) $d\hat{u}_i \Rightarrow d\hat{\varepsilon}_{ij} \xrightarrow{\text{Materialgesetz}} \hat{s}_{ij} \Rightarrow \hat{\sigma}_{ij}$

$\hat{\sigma}_{ij,j} \neq 0$

2) $\hat{\sigma}_{ij} \Rightarrow \hat{F}_i,\ \hat{F}_i \neq F_i$ auf A_F

3) $f = \frac{1}{2}\hat{s}_{ij}\hat{s}_{ij} \neq k_0^2$.

III) Die *untere Schranke* gibt diejenige äußere Belastung an, bei der garantiert noch kein plastisches Fließen auftritt. Sie wird auf der Grundlage des statisch zulässigen Spannungsfeldes und des wirklichen Formänderungsfeldes be-

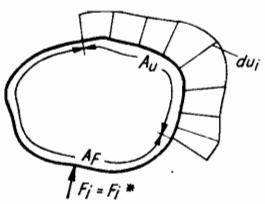
rechnet. Aus der virtuellen Arbeit für ein statisch zulässiges Spannungsfeld σ_{ij}^* und dem wirklichen Formänderungsfeld ergibt sich die Beziehung $\int_{A_u} F_i \, du_i \, dA_u \geqq \int_{A_u} F_i^* \, du_i \, dA_u$, die zum Ausdruck bringt, daß unter allen statisch zulässigen Spannungsfeldern das wirkliche Spannungsfeld den größten Zuwachs der plastischen Arbeit ergibt. Je geringer die Abweichung zwischen dem gewählten statisch zulässigen und dem wirklichen Spannungsfeld ist, um so mehr nähert sich der berechnete Wert dem Wert für das wirkliche Spannungsfeld.

Auf Grund des Charakters der Ergebnisse hat die untere Schranke in der Festigkeitslehre große Bedeutung.

Die Gleitlinienlösung kann in die Extremalprinzipe eingeordnet werden. Erfüllt das zu einem Gleitlinienfeld gehörende Geschwindigkeitsfeld die Geschwindigkeitsrandbedingungen, dann ist das Geschwindigkeitsfeld kinematisch zulässig. Damit wird die Bedingung der oberen Schranke erfüllt.

Ergibt die Fortsetzung der Spannungslösung in die starren Gebiete keine Verletzung der Fließbedingung, dann ist auch das Spannungsfeld statisch zulässig. Oberer und unterer Grenzwert fallen somit zusammen, und die Lösung aus der Gleitlinientheorie stellt den exakten Wert dar. Die untere Schranke wird auch als Maximalprinzip für die Spannungen bezeichnet.

Ein *statisch zulässiges Spannungsfeld* σ_{ij}^* liegt vor, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:



5 Statisch zulässiges Spannungsfeld σ_{ij}^*

1) Gleichgewichtsbedingungen

$\sigma_{ij,j}^* = 0$

2) Fließbedingung

$f = \frac{1}{2} s_{ij}^* \, s_{ij}^* = k_0^2$ (im plastischen Bereich)

$f = \frac{1}{2} s_{ij}^* \, s_{ij}^* < k_0^2$ (im starren Bereich)

3) Randbedingungen auf A_F

$\sigma_{ij}^* \Rightarrow F_i^*$, $F_i^* \equiv F_i$ auf A_F.

Das aus dem statisch zulässigen Spannungsfeld resultierende Verschiebungsfeld erfüllt nicht die Randbedingung auf A_u.

$\sigma_{ij}^* \xRightarrow{\text{Materialgesetz}} d\varepsilon_{ij}^* \Rightarrow du_i^*$

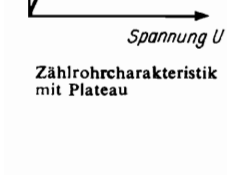
$du_i^* \neq du_i$ auf A_u

Der Stern * kennzeichnet das statisch zulässige Spannungsfeld σ_{ij}^* und die daraus abgeleiteten Größen.

Geschichtliches. Coulomb gab 1773 in seiner Erddruck-Theorie eine Bruchhypothese für sprödes Material an. Sie diente der Berechnung des Erddruckes auf Wände und wird heute noch in der Bodenmechanik als Ausgangsgleichung verwendet. Im Jahre 1864 berichtete Tresca über eine Reihe von Umformversuchen, aus denen er die Vorstellung gewann, daß die größte Schubspannung die für das Eintreten plastischer Formänderungen bedeutsame Größe ist. Plastisches Fließen tritt demnach ein, wenn die größte Schubspannung einen konstanten Wert überschreitet. Dieser Sachverhalt wurde mathematisch durch die Trescasche Fließbedingung wiedergegeben. De Saint Venant griff 1870 diese Formulierung auf und entwickelte damit die „Theorie des langsamen Fließens fester Körper aus idealplastischem Material" für die Ebene. Er postulierte als Ersatz für das Hookesche Gesetz, daß die Hauptachsen des Tensors der Formänderungsinkremente mit den Hauptspannungsachsen zusammenfallen. Levy gab im selben Jahr das entsprechende Gleichungssystem für axialsymmetrische Probleme an. Auf Grund rein mathematischer Überlegungen gelangte v. Mises 1913 zu einer neuen Fließbedingung. Sie gab den Anstoß für eine schnelle Weiterentwicklung der P.

Durch Arbeiten von Prandtl über ebene Probleme angeregt, gab Hencky 1923 für die Spannungsfelder solcher Probleme einige allgemeine Beziehungen an, die für die Ermittlung von Gleitlinienfeldern von Bedeutung sind. Hencky wies auch auf die Bedeutung der Berücksichtigung eines Zähigkeits- bzw. Geschwindigkeitseinflusses bei der Anwendung der P., besonders in der Umformtechnik hin. Der Schwerpunkt der Weiterentwicklung der P. lag bis 1933 in Deutschland und war mit den Namen v. Karman, Nadai, Prager und Reuß verknüpft. Von diesem Zeitpunkt ging die Entwicklung in stärkerem Maße auf die USA und die UdSSR über, wo besonders die Namen Michlin und Iljuschin zu nennen sind.

Lit. Freudenthal: Inelastisches Verhalten von Werkstoffen (Berlin 1955); Kienzle u. Dohmen: Mechanische Umformtechnik (Berlin, Heidelberg, New York 1968); Kröner: Plastizität und Versetzungen, in Sommerfeld: Mechanik der deformierbaren Medien (Leipzig 1964); Lippmann u. Mahrenholtz: Plastomechanik der Umformung metallischer Werkstoffe, Bd 1 (Berlin, Heidelberg, New York 1967); Pawelski: Grundbegriffe und Grundgleichungen der bildsamen Formgebung (Düsseldorf 1966); Pawelski u. Lueg: Der Spannungszustand beim Ziehen und Einstoßen von runden Stangen (Köln-Opladen 1962); Prager: Probleme der P. (Basel, Stuttgart 1955); Prager u. Hodge: Theorie ideal plastischer Körper (Wien 1954); Reckling: P. und ihre Anwendung auf Festigkeitsprobleme (Berlin, Heidelberg, New York 1967); Sokolowski: Theorie der Plastizität (Berlin 1955); Szabo: Höhere Technische Mechanik (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960).



Zählrohrcharakteristik mit Plateau

Plateau, 1) ultrarelativistischer Bereich der Kurve, die den spezifischen Energieverlust von Teilchen beim Durchgang durch Materie in Abhängigkeit von der Teilchenenergie darstellt. Das P. wird bei Teilchenenergien erreicht, die etwa dem 100- bis 300fachen der Ruhenergie entsprechen. Die Höhe des Plateauwerts hängt von der mittleren Ordnungszahl des durchquerten Mediums ab und liegt bis zu 35% über dem Wert der minimalen Ionisationsverluste.

2) der Kurvenabschnitt einer Zählrohrcharakteristik mit nahezu horizontalem Verlauf. Im Bereich des P.s ist die Ansprechempfindlichkeit fast unabhängig von der Arbeitsspannung (Abb.), d. h., jedes einfallende Teilchen wird registriert. Das Geiger-Müller-Zählrohr arbeitet im Plateaubereich (*Plateaubetrieb*).

Platin, Pt, chemisches Element der Ordnungszahl 78. Von den natürlichen Isotopen der Massezahlen 192, 194 bis 196 und 198 ist ^{192}Pt ein α-Strahler, der mit einer Halbwertszeit von 10^{15} Jahren Teilchen einer Energie von 2,6 MeV aussendet. ^{196}Pt sendet mit einer Halbwertszeit von $6{,}9 \cdot 10^{11}$ Jahren ebenfalls α-Teilchen aus, während ^{198}Pt ein β-Strahler mit einer Halbwertszeit größer als 10^{15} Jahre ist. Bekannt sind künstlich erzeugte Isotope der Massezahlen zwischen 184 und 200.

Platinpunkt, Gleichgewichtstemperatur zwischen reinem flüssigem und festem Platin. Der P. ist ein sekundärer Fixpunkt der internationalen Temperaturskala, $T_{Pt} = 2042$ K. Man benötigt etwa 150 g Pt, um den P. zu realisieren. Die Verunreinigungen müssen geringer als 0,01 % sein. Besondere Bedeutung hat der P. für

die Definition der Lichtstärke; erstarrendes Platin dient als Normallichtquelle.

Platte-Kegel-Viskosimeter, Viskosimetertyp, bei dem zwischen Platte und Kegel eine Relativgeschwindigkeit herrscht.

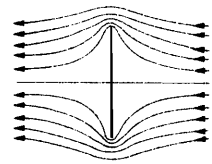
Plattenreibung, → Plattenströmung.

Plattenströmung. 1) *Inkompressible Potentialströmung.* Die inkompressible reibungsfreie Umströmung der ebenen unendlich dünnen Platte wird nach der konformen Abbildung (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) mit Hilfe der Abbildungsfunktion $\zeta = z + a^2/z$ (→ Joukowsky-Profil) aus der Strömung um einen Kreis mit dem Radius a berechnet. z ist die komplexe Veränderliche. Die mit der Geschwindigkeit c_∞ längs angeströmte Platte beeinflußt die Parallelströmung nicht. Die in Abb. 1 dargestellte Strömung um die senkrecht zur Anströmrichtung stehende ebene Platte stellt sich in realer Strömung nicht ein. Die Strömung reißt an den Kanten ab, hinter der Platte bildet sich ein breites → Totwasser. Dessen näherungsweise Berücksichtigung führt zur → Kirchhoffschen Strömung. Die zirkulationsbehaftete Strömung um die unter einem kleinen Winkel α angestellte ebene Platte (Abb. 2) erhält man aus der → Zylinderumströmung mit Zirkulation, indem in der Abbildungsfunktion $ze^{-i\alpha}$ anstelle von z geschrieben wird. Die Zirkulation ergibt sich nach der Joukowsky-Bedingung (→ Kutta-Joukowsky-Gleichung) zu $\Gamma = 4\pi a \cdot c_\infty = \pi \cdot l \cdot c_\infty$, mit $l = 4a$ als Plattenlänge. Da der vordere Staupunkt auf der Plattenunterseite liegt, wird die Vorderkante theoretisch mit unendlich großer Geschwindigkeit umströmt. Bei zähen Flüssigkeiten reißt die Strömung an der Vorderkante ab, legt sich jedoch wieder an die Plattenoberfläche an, wenn der Anstellwinkel $\alpha < 10°$ ist. Der theoretisch ermittelte Auftriebsbeiwert $c_A = 2\pi \sin\alpha$ ist dann nur wenig größer als der tatsächliche Auftriebsbeiwert. Für die gewölbte Platte beträgt er $c_A = 2\pi(\sin\alpha + 2f/l)$; f ist der Wölbungspfeil (→ Tragflügel).

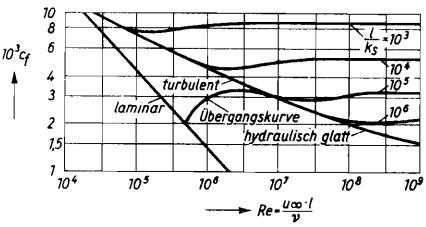
2) *Kompressible Potentialströmung.* Bei kleinem Anstellwinkel kann die Strömung im Unterschallbereich nach der → Prandtlschen Regel berechnet und im Überschallbereich als → Prandtl-Meyer-Strömung behandelt werden. Der Auftriebsanstieg ist in Unterschallströmung $dc_A/d\alpha = 2/\sqrt{1 - Ma_\infty^2}$, für Überschallströmung gilt $dc_A/d\alpha = 4/\sqrt{Ma_\infty^2 - 1}$; dabei ist Ma_∞ die Machzahl der Zuströmung. In der Überschallströmung tritt ein Wellenwiderstand auf (→ Strömungswiderstand).

3) *Reibungsbehaftete inkompressible Strömung um die parallel angeblasene Platte.* Die → Wandreibung an der ebenen Platte wird mit Hilfe der Grenzschichttheorie (→ Grenzschicht) berechnet. Aus Ähnlichkeitsbetrachtungen folgt, daß bei laminarer Strömung die dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile $u/u_\infty = f(y/\delta)$ überall gleich sind unabhängig von der Lauflänge x. Dabei bedeuten u die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung in der Grenzschicht, u_∞ die Zuströmgeschwindigkeit, x, y die Koordinate tangential bzw. normal zur Wand, δ die Grenzschichtdicke. Die einzelnen Grenzschichtgrößen sind nur von der mit der Lauflänge x gebildeten Reynoldszahl $Re = u_\infty \cdot x/\nu$ abhängig; ν ist die kinematische Zähigkeit. Die Grenzschichtgleichungen wurden zuerst von Blasius gelöst. Danach ergibt sich der Reibungsbeiwert c_f (→ Strömungswiderstand) für eine Seite der ebenen Platte von der Länge x zu $c_f = 1{,}32824/\sqrt{Re}$ und die Verdrängungsdicke zu $\delta^* = (1{,}73/\sqrt{Re})\,x$.

Abhängig von der Turbulenz der Außenströmung und der Rauhigkeit der Platte erfolgt der Grenzschichtumschlag laminar–turbulent im Reynoldszahlbereich $Re = 5 \cdot 10^5$ bis $3 \cdot 10^6$. Unter Verwendung des 1/7-Potenzgesetzes für das Geschwindigkeitsprofil $u/u_\infty = (y/\delta)^{1/7}$ ergibt sich für die hydraulisch glatte Platte bei rein turbulenter Grenzschicht der Reibungsbeiwert $c_f = 0{,}072 \cdot Re^{-1/5}$ und die Verdrängungsdicke $\delta^* = 0{,}0463 \cdot Re^{-1/5}$. Ragen die Rauhigkeitserhebungen k_s aus der → laminaren Unterschicht heraus, so treten analog wie bei der → Rohrströmung erhöhte Reibungsverluste auf. Bei der aus Messungen gewonnenen Darstellung des Reibungsbeiwertes c_f in Abb. 3 ist für die Plattenlänge $x = l$ gesetzt worden.

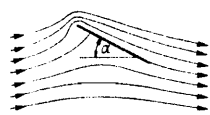


1 Senkrecht angeströmte ebene Platte



3 Reibungsbeiwert der ebenen Platte $c_f = f(Re, l/k_s)$

Platzwechsel, Austausch von Molekülen, Atomen oder Ionen in einer Flüssigkeit oder einem Festkörper. Platzwechselprozesse ermöglichen Transporterscheinungen, z. B. Diffusion. Wie man mit dem → Kirkendall-Effekt zeigt, erfolgen P. in Festkörpern durch die Bewegung atomarer Fehlstellen (→ Diffusion) und nur sehr selten durch den direkten Austausch zweier benachbarter Gitterbausteine, da die dafür notwendige Aktivierungsenergie meist relativ hoch ist.



2 Strömung um die angestellte ebene Platte

Platzwechseltheorie, die mathematische Behandlung reversibler und irreversibler Form- und Strukturänderungsprozesse in Festkörpern unter der Einwirkung äußerer Kraftfelder und Berücksichtigung molekularkinetischer, statistischer Modellvorstellungen.

Einige Grundvorstellungen zu dieser Theorie gehen auf Eyring und Debye zurück, während eine systematische Ausarbeitung für grundlegende Fälle, insbesondere unter Berücksichtigung der Struktur hochpolymerer Werkstoffe, durch W. Holzmüller erfolgte.

Die P. geht davon aus, daß für alle makroskopischen Erscheinungen in Festkörpern das mikroskopische Strukturbild des Körpers, das sich durch sein System von Haupt- und Nebenvalenzbindungen und bestimmte Ordnungszustände charakterisieren läßt, verantwortlich ist. Verwirklicht wird dieser Zusammenhang durch die grundlegende Vorstellung, daß bei Anliegen eines irgendwie gearteten äußeren Feldes die Atome, Moleküle oder Molekülteile auf die in

dem entsprechenden Feld eine Kraft ausgeübt wird, je nach ihren Bewegungsmöglichkeiten Drehungen, Rotationen, Schwingungen oder Translationen ausführen. Verharrt das beanspruchte Teil nach Beendigung der Feldeinwirkung in einer neuen stabilen Lage innerhalb des Festkörperverbandes, spricht man von einem erfolgten Platzwechsel.

Platzwechsel werden im wesentlichen dort gehäuft auftreten, wo eine Vielzahl freier Plätze infolge hoher Unordnung im Festkörperaufbau vorhanden ist und wo die den Festkörper aufbauenden Bindungsenergien gering sind. Beispiele dafür sind viele hochpolymere Werkstoffe, insbesondere die Thermoplaste, bei denen die den Festkörper aufbauenden intermolekularen Wechselwirkungen durch die relativ schwachen Nebenvalenzbindungen verwirklicht werden. Zudem erlaubt der Zusammenschluß aus langen Kettenmolekülen keinen sehr hohen Ordnungszustand, so daß viele dieser Plaste rein amorph (z. B. Polymethakrylat), andere maximal teilkristallin sind (z. B. Polyäthylen). Bereits bei Zimmertemperatur können diese Stoffe mechanisch irreversibel deformiert werden, was auf eine hohe Platzwechselzahl schließen läßt.

Die P. setzt nun die Wahrscheinlichkeit W für das Auftreten von Platzwechseln der Höhe der zwischen den einzelnen möglichen Lagen bestehenden Potentialschwellen Δu proportional, berücksichtigt die Temperatur in der Form der Wechselwirkung der betrachteten Teilchen mit Phononen und legt das äußere Feld durch seinen Einfluß auf die Potentialverteilung fest. Unter Zugrundelegung der Boltzmann-Statistik erhält man die für alle Fälle gültige Ausgangsgleichung:

$$W_{\Delta u_{m,n}} = \exp(-\Delta u \cdot m/kT) \times \times \left[1 + \frac{m \cdot \Delta u}{kT} + \cdots + \frac{1}{(n-1)!}\left(\frac{m \cdot \Delta u}{kT}\right)^{n-1}\right].$$

Dabei ist m die Zahl der gleichzeitig platzwechselnden Teilchen und n die Zahl der zu einem Platzwechsel beitragenden koppelnden Wärmeschwingungen der umgebenden Teilchen. $W_{\Delta u_{m,n}}$ ist dann die Platzwechselwahrscheinlichkeit je Wärmestoß.

Lit. Holzmüller u. Altenburg: Physik der Kunststoffe (Berlin 1961).

p-Leitung, → n-Leitung.

Pleochroismus, Verschiedenfarbigkeit bei absorbierenden doppelbrechenden Kristallen. Bei isotropen Kristallen ist die Absorption unabhängig von der Richtung im Kristall und vom Polarisationszustand des Lichtes. Bei anisotropen absorbierenden Kristallen ist die Lage der Absorptionsmaxima abhängig von der kristallographischen Orientierung und vom Schwingungszustand und der Schwingungsrichtung des Lichtes. Ein solcher Kristall wird daher bei Änderung der Durchstrahlungsrichtung oder bei Änderung der Schwingungsrichtung des durchstrahlenden Lichtes seine Farbe ändern.

Durchstrahlt man einen anisotropen Kristall mit linear polarisiertem weißem Licht, dessen Schwingungsrichtung mit einer Hauptschwingungsrichtung im Kristall zusammenfällt, so ruft das hindurchgehende Licht einen Farbeindruck hervor, der als *Achsenfarbe* bezeichnet wird. Sind beide Hauptschwingungsrichtungen vorhanden, z. B. bei unpolarisiertem Licht, so ist der entstehende Farbeindruck eine additive Mischung der beiden Achsenfarben und wird als *Flächenfarbe* bezeichnet. Bei optisch einachsigen Kristallen gibt es zwei Richtungen mit extrem unterschiedlichem Absorptionsvermögen (senkrecht und parallel zur optischen Achse), man spricht dann von *Dichroismus*. Bei optisch zweiachsigen Kristallen gibt es drei ausgezeichnete Richtungen mit extremen Farbunterschieden, was man als *Trichroismus* bezeichnet. Trägt man für eine bestimmte Wellenlänge und eine bestimmte Schwingungsrichtung des polarisierten Lichtes das Absorptionsvermögen in Abhängigkeit von der kristallographischen Orientierung auf, so erhält man die *Absorptionsfläche*. Diese ist bei isotropen Kristallen eine Kugel, bei einachsigen Kristallen ein Rotationsellipsoid, bei zweiachsigen Kristallen ein dreiachsiges Ellipsoid. Zur Beobachtung des P. dient die → Haidingersche Lupe. Eine Ausnutzung des Dichroismus erfolgt bei den → Polarisationsfiltern.

PLM, Abk. für Pulslängenmodulation, → Modulation.

Plot, das von Rechenautomaten ausgedruckte Diagramm. Die Häufigkeitsverteilung einer Größe wird als *eindimensionaler P.*, die Verteilung der Häufigkeit einer Größe in Abhängigkeit von einer anderen als *zweidimensionaler P.* bezeichnet.

Plumbikon, eine Bildaufnahmeröhre. Das P. unterscheidet sich vom → Vidikon hauptsächlich im Aufbau der lichtempfindlichen Schicht und des Speichersystems. Während der Photohalbleiter beim Vidikon meist aus Antimontrisulfid besteht, ist beim Plumbikon — wie der Name andeutet — eine Bleiverbindung, (Bleioxid) aufgedampft worden. Diese Schicht ist in drei Lagen aufgeteilt, die elektrisch verschiedenartigen Charakter tragen: n-leitend, intrinsisch leitend (eigenleitend), p-leitend. Auch die durchsichtige Leitschicht ist durch Dotierung n-leitend. Dies ist wesentlich für die Eigenschaften des P. s, denn der Photohalbleiter hat jetzt zusätzlich die Eigenschaften einer pin-Diode, die in Sperrrichtung betrieben wird, sobald die Rückseite der Schicht von langsamen Elektronen abgetastet wird. Die Folge davon ist, daß der Dunkelstrom dem Sperrstrom der Diode entspricht, kleiner als 5 nA ist und sich mit der Spannung der Signalelektroden kaum noch ändert. Auch die Einführung einer intrinsisch leitenden Schicht wirkt sich günstig aus.

Pluto, der sonnenfernste Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 4,74 km/s in einem mittleren Abstand von 39,7 AE in 247,7 Jahren einmal um die Sonne. Die Exzentrizität ist mit 0,253 die größte von allen Planetenbahnen, so daß P. im Perihel sich innerhalb der Neptunbahn befindet. Auch in größten Fernrohren erscheint P. nahezu punktförmig, genaue Durchmesserbestimmungen sind daher nur schwer möglich. Aus Sternbedeckungen konnte aber der Durchmesser zu etwa 5000 km ermittelt werden. Die Plutomasse beträgt etwa 0,18 Erdmassen. P. wurde erst 1930 entdeckt, und zwar auf Grund der auf die Bewegung von Neptun ausgeübten Störungen, also himmelsmechanisch.

Plutonium, Pu, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 94, Atomgewicht 239, Dichte 19,4 gcm^{-3}, ein Transuran. Bekannt sind 15 Isotope der Massezahlen 232 bis 246. Das längstlebige Isotop ist ^{244}Pu mit einer Halbwertszeit von $7{,}6 \cdot 10^7$ Jahren. Am schnellsten zerfällt ^{233}Pu mit einer Halbwertszeit von 20 Minuten. ^{241}Pu ist die Muttersubstanz der Neptuniumreihe (→ radioaktive Familien). Zuerst hergestellt wurde 1940 von Seaborg, McMillan, Wahl und Kennedy ^{238}Pu nach der Reaktion $^{238}U(d, 2n)\ ^{238}Np \xrightarrow{\beta^-}$ ^{238}Pu. P. entsteht in großen Mengen im Reaktor und hat große Bedeutung als → Kernbrennstoff. Die Erzeugung im Reaktor läuft nach dem Plutonium-Zyklus ab:

$$^{238}U(n,\gamma)\ ^{239}U \xrightarrow[23{,}5\ min]{\beta^-} {}^{239}Np \xrightarrow[2{,}35\ d]{\beta^-} {}^{239}Pu.$$

Durch Neutroneneinfang im entstandenen Pu-239 werden höhere Pu-Isotope aufgebaut:

$$^{239}Pu(n,\gamma)\ ^{240}Pu(n,\gamma)\ ^{241}Pu(n,\gamma)\ ^{242}Pu.$$

Die Isotopenzusammensetzung hängt von dem jeweiligen → Reaktorspektrum ab. Von diesen Isotopen sind Pu-239 und Pu-241 spaltbar. Werte der spezifischen P.-Produktion für verschiedene Reaktortypen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Zahlenwerte sind in Tonnen angegeben und sind auf eine Reaktorbetriebsdauer von 1 Jahr bei einer Leistung von 1000 MW_{el} bezogen.

Reaktortyp	Plutonium-Produktion in t/a · 1000 MW_{el}
Schwerwasserreaktor	0,44
Druckwasserreaktor	0,26
Siedewasserreaktor	0,22
Gas-Graphit-Reaktor	0,37
schneller Brutreaktor	1,1

Wie man aus der Tabelle ersieht, wird das meiste P. im schnellen Brutreaktor aus dem Uranbrutmaterial erbrütet und dabei mehr Pu erzeugt als verbraucht. Im Brutreaktor wird dieses gewonnene Pu auch wieder am effektivsten eingesetzt. Als Kernbrennstoff wird ein Pu-U-238-Gemisch verwendet, das in keramischer Form, zumeist als Oxid, vorliegt. Die industrielle Verarbeitung von P. wird durch die Giftigkeit erschwert. Heiße Labors sind einerseits wegen der α-Aktivität des P.s und andererseits zur Aufbereitung des schon bestrahlten Brennstoffs erforderlich. Hochangereichertes Pu-239 wird als Kernsprengstoff in Atom- und Wasserstoffbomben verwendet. Außerdem dient P. als Ausgangssubstanz für die Erzeugung schwererer Transurane, z. B. von Cm, Fm, Am.

Plutonium-239-Standard, → radioaktiver Standard.

Pluviograph, → Niederschlagsmesser.

Pm, → Promethium.

PM, Abk. für Phasenmodulation, → Modulation.

PME-Effekt, svw. photogalvanomagnetischer Effekt.

pn-Übergang, der Übergang zwischen einem p-leitenden und einem n-leitenden Halbleiter, die verschiedene Dotierungen enthalten. In einem p-Halbleiter, der mit Akzeptoren dotiert ist, werden die Löcher durch die überschüssigen Ladungen der Akzeptoren durch gegenseitige Kompensation der Raumladungen ausgeglichen, während der n-Halbleiter, der mit Donatoren dotiert ist, Elektronen als frei bewegliche Ladungsträger enthält, die die positiven Ladungen der Donatoren ausgleichen. Infolge thermischer Bewegung diffundieren Löcher in den n-Halbleiter und Elektronen in den p-Halbleiter. Damit entsteht im Bereich des pn-Ü.s eine *Raumladungszone* (*Sperrschicht*), die aus einem negativen Potentialwall im p-Gebiet und einem positiven Potentialwall im n-Gebiet besteht. Diese Potentialwälle hindern eine weitere Diffusion, nachdem sich eine material- und dotierungsabhängige Diffusionsspannung aufgebaut hat. Da die Ladungen der Akzeptoren durch Löcherladungen und die der Donatoren durch Elektronenladungen kompensiert sind, ist das gesamte Gebilde nach außen neutral. Je nach der Polarität eines von außen angelegten elektrischen Feldes werden die Potentialwälle entweder verstärkt oder abgebaut. Damit hat der pn-Ü. eine Gleichrichterwirkung. Einfache pn-Ü.e befinden sich z. B. in Halbleiterdioden, mehrfache in Transistoren, Vierschichtdioden, Thyristoren u. a.

pn-Zähldiode, svw. Halbleiterdetektor.

Po, → Polonium.

Pockels-Effekt, *linearer elektrooptischer Effekt*, das Auftreten von Doppelbrechung bzw. die Änderung bereits vorhandener Doppelbrechung in einem elektrischen Feld linear mit der elektrischen Feldstärke. Der P.-E. ist der Erscheinung nach dem Kerr-Effekt verwandt, jedoch mit dem Unterschied, daß unter Kerr-Effekt die von einem elektrischen Feld verursachte Doppelbrechung verstanden wird, die quadratisch mit der elektrischen Feldstärke anwächst. Aus Symmetriegründen gibt es den P.-E. nur in Kristallen ohne Inversionszentrum, der Kerr-Effekt kann dagegen an allen Stoffen auftreten. Der P.-E. wird zur Lichtmodulation angewendet.

Poggendorf-Kompensator, → Kompensator.

Pogsonsche Helligkeitsskala, → Helligkeit.

Poincaré-Gruppe, *inhomogene Lorentz-Gruppe*, Lorentz-Gruppe, die jedem Vektor x des Minkowski-Raums einen Vektor $x' = \Lambda x + a$ zuordnet; dabei ist Λ eine homogene Lorentz-Transformation und a ein konstanter Vektor des Minkowski-Raumes. Die P. hat wie die homogene → Lorentz-Gruppe vier zusammenhängende Komponenten, die ebenso wie bei dieser durch das Vorzeichen des Elementes Λ^0 und die Werte der Determinante $\det \Lambda$ unterschieden werden.

Poincarésches Wiederkehrtheorem, → Wiederkehreinwand.

Poinsot-Konstruktion, → Trägheitsmoment.

Poise, P, inkohärente Einheit der dynamischen Viskosität. Vorsätze erlaubt. $1\ P = 10^{-1}\ N \cdot s \cdot m^{-2} = 10^{-1}\ Pa \cdot s$. Bevorzugt wird Zentipoise, cP; $1\ cP = 10^{-3}\ N \cdot s \cdot m^{-2} = 10^{-3}\ Pa \cdot s$.

Poiseuille-Gesetz, → Rohrströmung.

Poiseuille-Strömung, → Rohrströmung.

Poisson-Gleichung, 1) → Potentialtheorie, 2) → adiabatischer Prozeß.

Poisson-Klammer, → Klammerausdrücke.

Poissonsche Formel, → Wellengleichung.

Poissonsche Konstante, → Querdehnzahl.

Poissonsches Integral, → Potentialtheorie.

Poissonsche Zahl, → Querdehnzahl.

Poisson-Verteilung, → Binomialverteilung.

Pol, 1) die Anschlußklemme einer Spannungsquelle oder der mit ihr verbundenen Leitung. Definitionsgemäß wird der Pol mit Elektronenmangel als *Pluspol* und der Pol mit Elektronenüberschuß als *Minuspol* bezeichnet.

2) *magnetische P.e*, die Enden eines magnetischen → Dipols, beim Elektro- oder Dauermagneten der Teil, aus dem die Feldlinien vorzugsweise eintreten (*Südpol*) oder austreten (*Nordpol*).

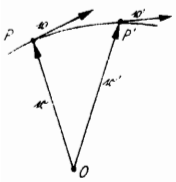
3) der Teil des magnetischen Kreises in elektrischen Maschinen, der die Erregerwicklung trägt.

4) *P. einer Funktion*, → Funktionentheorie.

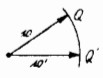
Polacolor-Verfahren, → Farbstoffdiffusionsübertragungsverfahren.

Polar Cap Absorption, → PCA-Effekt.

Polardiagramm, 1) allgemein eine graphische Darstellung, in der der Wert einer winkelabhängigen physikalischen Größe proportional zum Abstand zwischen dem Nullpunkt und dem unter dem jeweiligen Winkel auf der Figur des P.s liegenden Punkt ist. Beispielsweise können P.e zur Darstellung der Richtungsabhängigkeit der Strahlungsintensität einer Antenne dienen.



a

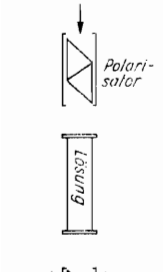


b

Polardiagramm der Geschwindigkeit

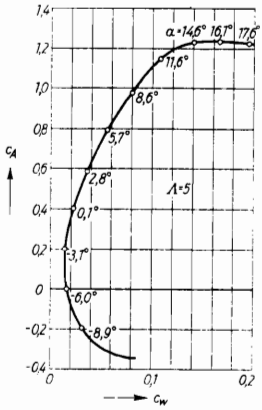
2) *P. der Geschwindigkeit, Hodograph, Geschwindigkeitsplan*, eine Kurve im Raum der Geschwindigkeiten, die sich ergibt, wenn man die Geschwindigkeiten $\vec{v}(t)$ eines Massepunktes P beim Durchlaufen seiner Bahnkurve $\vec{r}(t)$ von einem festen Pol O aus abträgt (Abb.). Der Bewegung des Massepunktes P entspricht eine Bewegung des Bildpunktes Q auf dem P. der Geschwindigkeit; die Beschleunigung des Massepunktes ist dabei gleich der Geschwindigkeit des Bildpunktes Q. Das P. der Geschwindigkeit einer ebenen Bewegung ist eben; für die Planetenbewegung z. B. ergibt sich ein Kreis. Man verwendet das P. der Geschwindigkeit in der Hydrodynamik und in der Gasdynamik bei der Behandlung ebener inkompressibler Potentialströmungen und in der Plastizitätstheorie. Dort wird der Hodograph der Geschwindigkeiten von Werkstoffteilchen auf einer Gleitlinie auch als *Bild der Gleitlinie* bezeichnet. Zwischen den Gleitlinien und ihren Bildern besteht die von Geiringer und Lee gefundene *Orthogonalitätsbedingung*, nach der einander entsprechende Elemente einer Gleitlinie in der physikalischen Ebene und ihres Bildes im Geschwindigkeitsplan orthogonal sind. Mit dieser Aussage und den Geiringer-Gleichungen (→ Gleitlinientheorie) ist die Konstruktion des Hodographen aus dem Gleitlinienfeld möglich.

3) → Polare.



Aufbau eines Polarimeters

Polare, die graphische Darstellung des → Auftriebsbeiwertes c_A eines Tragflügels abhängig vom Widerstandsbeiwert c_W (→ Strömungswiderstand) in einem rechtwinkligen Koordinatensystem (Abb.). Der Vektor vom Ursprung zu einem Punkt der P. stellt die dimensionslose resultierende Kraft nach Größe und Richtung dar. Die zuerst von O. Lilienthal verwendete Darstellung, die auch als *Polardiagramm* bezeichnet wird, wurde von G. Eiffel dadurch verbessert, daß der c_W-Maßstab fünfmal so groß wie der c_A-Maßstab gewählt wird. An die P. wird der zugehörige → Anstellwinkel α angeschrieben. Da außerdem der Gleitwinkel und die → Gleitzahl ermittelt werden können, ist diese Auftragungsart für die Flugtechnik besonders geeignet. Für jede P. sind das → Seitenverhältnis Λ, die → Reynoldszahl Re und die → Machzahl Ma sowie der → Turbulenzgrad der Außenströmung anzugeben.



Polardiagra mm

polare Achse, Symmetrieachse (→ Symmetrie) im Kristall mit der Eigenschaft, daß eine Richtung parallel zu der Achse der Gegenrichtung nicht symmetrieäquivalent ist. Sind Richtung und Gegenrichtung symmetrieäquivalent wie bei Inversionsachsen bzw. Drehspiegelachsen, so spricht man von *bipolarer Achse*. Eine Dreh- oder Schraubenachse für sich allein ist polar; tritt sie jedoch mit einer senkrecht zu ihr stehenden Spiegelebene, mit einer zweiten auf ihr senkrecht stehenden geradzähligen Dreh- oder Schraubenachse oder mit einem Symmetriezentrum auf, so ist sie bipolar.

polare Bindung, → chemische Bindung.

polare Cusp, → Magnetosphäre.

polarer Elektrojet, → Elektrojet.

polarer Vektor, → axialer Vektor, → Tensor.

Polarfront, → Windsysteme.

Polarimeter, *Polaristrobometer*, ein Polarisationsapparat zur Bestimmung der Drehung der Polarisationsebene optisch aktiver Substanzen (→ Drehvermögen). Es existiert eine Vielzahl verschiedener P., wobei gemeinsame Bauteile aller Ausführungen eine geeignete Lichtquelle (meist Spektrallampe), ein Polarisator, ein Analysator und eine Vorrichtung zur Aufnahme der zu untersuchenden Substanzen sind (Abb.). Je nach Empfänger unterscheidet man zwischen *visuellen* und *photoelektrischen P.n.* Bei den einfachsten Ausführungen wird durch den drehbaren Analysator auf maximale Dunkelheit vor und nach Einbringung der Substanz eingestellt. Verbesserte P., die eine genauere Auswertung ermöglichen, arbeiten mit einem aufgehellten Gesichtsfeld und Einstellung des Analysators auf gleiche Helligkeit. Zu diesem Zweck sind derartige P. mit einem Halbschattenapparat versehen.

P. zur Untersuchung von Zuckerlösungen heißen → Sacharimeter.

Polarisation, 1) Bezeichnung für den Schwingungszustand vektorieller Wellen. Während bei einer skalaren Welle (z. B. Schallwelle) die Angabe der Feldfunktion als Funktion von Ort und Zeit genügt und die Welle erschöpfend be-

schreibt, ist es bei Vektorwellen erforderlich, die Richtungen der Feldvektoren anzugeben. Einfache Spezialfälle sind longitudinal und transversal polarisierte Wellen, bei denen der Feldvektor in Ausbreitungsrichtung oder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schwingt. Bei elastischen Wellen in anisotropen Medien (Kristallen) kommen auch Zwischenformen vor. Ein wichtiger Sonderfall sind Lichtwellen, die im Vakuum oder in einem isotropen Medium stets rein transversale Wellen sind, → Polarisation des Lichtes. Zur quantitativen Kennzeichnung des Polarisationszustandes dienen gemittelte Intensitätsgrößen, wobei durch die Mittelung solche Produkte wegfallen, deren Faktoren keine regelmäßigen Phasenbeziehungen zueinander haben. Solche Phasenbeziehungen zwischen den Komponenten des Feldvektors zu verschiedenen Raumrichtungen sind Voraussetzung für eine P.; fehlen sie völlig, so ändert sich die Schwingungsrichtung völlig unregelmäßig, und die Welle ist unpolarisiert. Die Gesamtintensität I kann aufgespalten werden in einen Anteil I_p für polarisierte Strahlung und einen Anteil I_u für unpolarisierte Strahlung, der beim Licht als natürliches Licht bezeichnet wird. Der Polarisationsgrad ist $P = I_p/I$; er variiert zwischen $P = 0$ für unpolarisierte Strahlung und $P = 1$ für vollständig polarisierte Strahlung.

2) Das Auftreten einer Vorzugsorientierung für den Spin von Teilchen. Experimente mit polarisierten Teilchenstrahlen sind vor allem von Bedeutung in der Hochenergiephysik und der Kernphysik (→ polarisierte Kerne, → Neutronenpolarisation, → Elektronenpolarisation). Der Mittelwert des Spinvektors definiert die Polarisationsrichtung. Für Neutrinos ist eine Zuordnung von Polarisations- und Bewegungsrichtung (Impulsrichtung) möglich, sie sind longitudinal polarisiert. Die Beschreibung des Spinzustandes durch eine Wellenfunktion liefert stets einen Zustand vollständiger P. zu einer beliebig vorgebbaren Polarisationsrichtung. Zur Beschreibung teilweise polarisierter oder unpolarisierter Teilchen sind → Dichtematrizen erforderlich. Ist bei Teilchen mit Spin 1/2 (Neutronen, Elektronen) die Dichtematrix diagonal bei Darstellung mit den Spineigenfunktionen der z-Richtung, so stimmt diese mit der Polarisationsrichtung überein, die beiden Diagonalelemente der Dichtematrix sind die Wahrscheinlichkeiten w_+ und w_- dafür, daß der Teilchenspin in positive bzw. negative z-Richtung zeigt. Der Polarisationsgrad kann als $w_+ - w_-$ definiert werden, er variiert dann zwischen -1 und $+1$.

3) *elektrische P., Elektrisierung*, das auf die Volumeneinheit bezogene elektrische Dipolmoment eines Körpers (→ Dipol), d. h. die Dipoldichte, zur Charakterisierung seines elektrischen Zustandes. Besitzt das Volumenelement ΔV das elektrische Dipolmoment $\vec{P} \cdot \Delta V$, so stellt $\vec{P}$ den Vektor der elektrischen P. an dieser Stelle im Körper dar. Die Einheit, in der die elektrische P. im Internationalen Einheitensystem (SI) gemessen wird, ist demzufolge As/m². Die elektrische P. gibt den Anteil der dielektrischen Verschiebung $\vec{D}$ wieder, der durch die elektrische P. $\vec{P}$ entsteht: $\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P}$.

Den Vorgang, daß die elektrische P. dem elektrischen Feld nur in endlicher Zeit folgt, bezeichnet man als *dielektrische Relaxation*.

Der Zusammenhang mit dem elektrischen Feld $\vec{E}$ im Dielektrikum (→ Entelektrisierung) wird durch die elektrische Suszeptibilität χ_{el} gegeben: $\vec{P} = \chi_{el} \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}$.

Eine *permanente* oder *spontane elektrische P.* ist eine elektrische P., die nach Abschalten des elektrisierenden Feldes erhalten bleibt. Die permanent elektrische P. stellt das Analogon zur permanenten Magnetisierung dar, obwohl die Ursachen anderer Natur sind. Ein Körper, der eine permanent elektrische P. besitzt, wird als *Elektret* bezeichnet. Während in ihm die P. durch freie Ladungen kompensiert werden kann, ist das in einem Permanentmagneten nicht möglich, weil es keine magnetischen Ladungen gibt.

Eine experimentelle Realisierung einer permanenten P. kann man durch Anlegen einer hohen Spannung an festwerdendes Harz erzielen. Natürliche permanent elektrische P. ist unter den Bezeichnungen → Pyroelektrizität und → Piezoelektrizität bekannt.

Bei bestimmten Kristallen, den Ferroelektrika, ordnen sich die permanenten Dipole in einem kleinen räumlichen Bereich. Dadurch entsteht ein starkes inneres elektrisches Feld, das ein weiteres Fortschreiten des Ordnungsvorgangs bewirkt. In statischen elektrischen Feldern ist das Auftreten einer elektrischen P. typisch für jedes Dielektrikum. Daher ist eine elektrische P. im allgemeinen eine *dielektrische P.*, die durch gegenseitige Verschiebung von Ladungen in einem Isolator unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes entsteht. Jedes Dielektrikum besteht aus relativ stabilen Bausteinen mit der Gesamtladung Null. Da die Ladungen in einem Isolator nicht frei beweglich sind, findet unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes nur eine Verschiebung statt: Positive Ladungen werden in Richtung des Feldes verschoben und negative in entgegengesetzter Richtung. Der Verschiebungsstrom in Feldrichtung kommt zum Erliegen, wenn die Verschiebung eine dem Feld proportionale Größe erreicht hat. Die Größe der Elektrizitätsmenge, die durch die Flächeneinheit senkrecht zur Verschiebungsrichtung fließt, ist ein Maß für die Verschiebung bzw. für die dielektrische P.

Auf Grund der Kenntnis vom Materieaufbau unterscheidet man drei verschiedene Formen der dielektrischen P.: die Elektronenpolarisation, die Atompolarisation und die Orientierungspolarisation.

a) *Elektronenpolarisation*, die Deformationspolarisation von Atomen bzw. deren Elektronenhüllen unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. Im Gegensatz zur Orientierungspolarisation (s. u.) werden bei der Elektronenpolarisation auch vollkommen kugelsymmetrische Atome in einem Feld polarisiert. Das geschieht durch die Verschiebung von positivem Atomkern und negativer Elektronenhülle gegeneinander. Durch diese Verschiebung fallen die Ladungsschwerpunkte von positiver und negativer Ladung in einem Atom nicht mehr zusammen. Es entsteht ein *induzierter Dipol*. Die Verschiebung der Ladungsschwerpunkte gegenein-

ander beträgt nur Bruchteile eines Atomdurchmessers. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Kraftwirkungen des von außen angelegten elektrischen Feldes und eines durch die Verschiebung im Inneren des Atoms entstehenden Gegenfeldes ein. Die Einstellzeiten für die Elektronenpolarisation sind kleiner als 10^{-14} s.

Das Analogon auf magnetischem Gebiet ist der → Diamagnetismus.

b) *Atompolarisation, Ionenpolarisation, Gitterpolarisation,* die Verschiebung geladener Atome unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. Bei Molekülen, die aus verschiedenartigen Atomen aufgebaut sind, verteilen sich die Elektronen nicht gleichmäßig im gesamten Molekül. Die mittlere Elektronendichte ist an den Atomen mit einer höheren Elektronenaffinität am höchsten. Trotzdem können in Molekülen die Ladungsschwerpunkte der positiven Atomkerne und der gesamten Elektronenwolke zusammenfallen. Das gilt auch sinngemäß für Substanzen mit bevorzugtem Anteil an Ionenbindung. Unter der Wirkung eines äußeren Feldes wird auf die Ladungen eine Kraft ausgeübt. Damit kommt es sowohl zu einer Verschiebung der Elektronendichteverteilung als auch zu einer Verschiebung der geladenen Atome bzw. Atomgruppen gegeneinander. Es wird ein Dipolmoment erzeugt bzw. ein bereits vorhandenes Dipolmoment vergrößert (→ Deformationspolarisation). In Festkörpern wird das Kristallgitter beeinflußt (→ Elektrostriktion, → Piezoelektrizität).

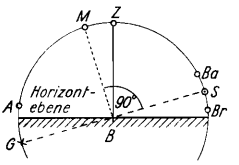
c) *Orientierungspolarisation, paraelektrische P.*, die Ausrichtung von schon vor Anlegen des elektrischen Feldes vorhandenen Dipolen. Die Einstellzeiten sind wesentlich größer als bei a) und b) ($\approx 10^{-11}$ s). Nach der Debyeschen Theorie (→ dielektrische Verluste) ergibt sich für die Relaxationszeit $\tau = 4\pi\eta r^3/kT$. Dabei bedeutet η die Zähigkeit, r den Molekülradius, k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur. Die Relaxationszeit τ ist definiert als die Zeit, in der die P. nach Abschalten des Feldes auf 1/e absinkt. Für elektromagnetische Wellen mit Frequenzen oberhalb 10^3 GHz trägt die Orientierungspolarisation nicht mehr zur Dielektrizitätskonstanten und damit zum Brechungsindex bei.

Im Unterschied zu einem → Ferroelektrikum kommt es in einer paraelektrischen Substanz nicht zur spontanen P. Bei hohen Temperaturen werden Phasenübergänge vom ferroelektrischen zum paraelektrischen Zustand beobachtet.

P. tritt auch beim Durchgang ionisierender Strahlung durch Materie (→ Hohlraumionisation) auf.

4) *magnetische P.*, → magnetische Flußdichte.

Polarisation des Himmelslichtes, der → Polarisationszustand der → Himmelsstrahlung. Da die kurzwellige Himmelsstrahlung gestreute Sonnenstrahlung ist, kann die P. d. H. aus den Streutheorien, der Rayleigh-Theorie für Moleküle der atmosphärischen Gase und der Mie-Theorie für atmosphärische Schwebstoffe (→ Streuung B 6), abgeleitet werden. Das Himmelslicht ist teilweise polarisiert, die polarisierte Komponente ist nahezu linear polarisiert, elliptische P. konnte nur in der stark getrübten Atmosphäre nachgewiesen werden. Maximale P. beobachtet man in nahezu 90°-Winkelabstand von der Sonne. Streuung an Dunstteilchen und mehrmalige Streuung an Molekülen der atmosphärischen Gase führt zum Auftreten von *neutralen Punkten* im Sonnenvertikalkreis, die natürliches Licht aussenden. Sie werden nach ihrem jeweiligen Entdecker als *Arago-Punkt, Babinet-Punkt* und *Brewster-Punkt* bezeichnet. Die mittlere Lage der Maximalpolarisation und der neutralen Punkte ist in der Abb. dargestellt. Spiegelnde



Ungefähre Lage der neutralen Punkte und der Maximalpolarisation im Sonnenvertikalkreis. *B* Beobachter, *S* Sonne, *G* Sonnengegenpunkt, *Z* Zenit, *A* Arago-Punkt, *Ba* Babinet-Punkt, *Br* Brewster-Punkt, *M* Himmelspunkt mit maximalem Polarisationsgrad

Reflexion an einer Wasserfläche kann zum Auftreten weiterer neutraler Punkte führen. Die Polarisationsebene stimmt nur im Sonnenvertikalkreis mit der Visionsebene, d. h. den jeweiligen durch den Zenit gehenden Vertikalkreisen, überein. Die *Neutrallinien* verbinden alle Punkte des Himmelsgewölbes mit einer Neigung der Polarisationsebene von 45° gegenüber dem jeweiligen Vertikalkreis.

Polarisation des Lichtes, Bezeichnung für jede gesetzmäßige Änderung der Schwingungsrichtung des Lichtvektors. Da Licht eine elektromagnetische Welle ist (→ Lichttheorien), können Schwingungen in allen Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls auftreten. Man spricht von *natürlichem* oder *unpolarisiertem Licht*, wenn die Schwingungen in allen Richtungen der senkrecht zur Strahlausbreitung liegenden Ebene regellos erfolgen, so daß bei zeitlicher Mittelung keine Richtung bevorzugt ist. Bis auf den Laser senden alle gewöhnlichen Lichtquellen natürliches Licht aus. Von *vollständig polarisiertem Licht* spricht man, wenn feste Phasenbeziehungen zwischen den beiden Komponenten der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bestehen. Bei *linear polarisiertem Licht* sind beide Komponenten in Phase. In diesem Falle schwingt der Lichtvektor in einer Ebene. Als *Schwingungsebene* wird dabei die Ebene bezeichnet, die den Lichtstrahl und den Lichtvektor, also die Schwingungen der elektrischen Feldstärke bzw. der dielektrischen Verschiebung, enthält. Die *Polarisationsebene* ist die dazu senkrechte Ebene, sie enthält also den Lichtstrahl und die Schwingungen der magnetischen Feldstärke.

Die Abweichung der Polarisationsebene von einer festen Bezugsebene bezeichnet man als *Polarisationsazimut*. Als Bezugsebene wird häufig die *Visionsebene* gewählt, d. i. die Ebene, die den Sehstrahl Beobachter — beobachtetes Objekt und den Lichtstrahl enthält.

Zirkular polarisiertes Licht liegt vor, wenn die aufeinander senkrecht stehenden Komponenten

der elektrischen Feldstärke gleiche Amplitude und einen Phasenunterschied von $\pi/2$ haben. In diesem Fall läuft die Schwingungsrichtung mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um den Lichtstrahl, und der Endpunkt des umlaufenden Lichtvektors beschreibt einen Kreis. *Elliptisch polarisiertes Licht* liegt vor, wenn Phasenwinkel und Amplitude der Komponenten beliebig sind, jedoch eine feste Phasenbeziehung besteht. In diesem Fall beschreibt der Endpunkt des Lichtvektors eine Ellipse um den Lichtstrahl.

Bei zirkular und elliptisch polarisiertem Licht unterscheidet man zwischen links und rechts zirkular bzw. elliptisch polarisiert, je nachdem, ob der Lichtvektor bei Betrachtung des ankommenden Lichtstrahls links oder rechts herum läuft. Bei exakt fixierter Frequenz, d. h. für eine streng monochromatische Welle, ist die elliptische P. der allgemeinste Lösungstyp. Jede phasenkonstante (d. h. kohärente) Überlagerung zweier in beliebigen Richtungen linear polarisierter Wellen liefert eine elliptisch polarisierte Welle, die in Spezialfällen zu einer zirkular oder linear polarisierten Welle entarten kann. Aus den Grundtypen von a) in zwei zueinander senkrechten Richtungen linear polarisierten oder b) rechts bzw. links zirkular polarisierten Wellen können durch Überlagerung alle anderen vollständig polarisierten Wellen aufgebaut werden. Eine Mischung von natürlichem und polarisiertem Licht, die in jedem Verhältnis auftreten kann, wird als *teilweise polarisiertes Licht* bezeichnet.

Der als Verhältnis der Intensität des polarisierten Lichts zur Gesamtintensität definierte *Polarisationsgrad* kann mit einem → Polarisationsprisma oder einem → Polarisationsfilter gemessen werden. Tritt teilweise polarisiertes Licht durch einen Analysator, dann gibt es zwei zueinander senkrechte Stellungen, in denen maximale und minimale Intensität durchgelassen werden. Der Polarisationsgrad ist dann gleich $\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$.

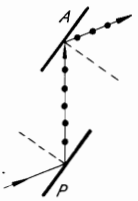
Dem Polarisationsgrad äquivalente, ebenfalls dimensionslose Größen sind Depolarisationsgrad und Polarisationsgröße oder Polarisationsverhältnis. Der *Depolarisationsgrad D* ist das Verhältnis der Komponente natürlichen Lichtes I_n zum Gesamtlicht I:

$$D = \frac{I_n}{I} = \frac{2I_{min}}{I_{min} + I_{max}}.$$

Der Wertevorrat liegt zwischen 0 (vollständig linear polarisiertes Licht) und +1 (natürliches Licht). Die *Polarisationsgröße* oder das *Polarisationsverhältnis* $P' = \frac{I_{max}}{I_{min}} = \frac{2I_p + I_n}{I_n}$ gibt Werte zwischen +1 (natürliches Licht) und ∞ (vollständig linear polarisiertes Licht).

Zur Erzeugung von polarisiertem Licht aus natürlichem Licht gibt es verschiedene Möglichkeiten.

1) Erzeugung durch Reflexion. Bei schräger Reflexion von unpolarisiertem Licht an durchsichtigen isotropen Körpern ist der reflektierte Strahl teilweise polarisiert, wobei vorwiegend die senkrecht zur Einfallsebene schwingende Komponente reflektiert wird. Ist der Einfallswinkel gleich dem Brewster-Winkel, so ist der reflektierte Strahl vollständig linear polarisiert, seine Polarisationsebene ist dann identisch mit der Einfallsebene. Nach dem Brewsterschen Gesetz gilt für den Polarisationswinkel α die Beziehung $\tan \alpha = n$; n ist der Brechungsindex des reflektierenden Mediums. Für Glas mit $n \approx 1{,}5$ ist $\alpha \approx 57°$. Fällt das von einem Glasspiegel unter dem Polarisationswinkel reflektierte Licht unter demselben Winkel auf einen zweiten Glasspiegel (Abb. 1), so wird von diesem nur dann Licht reflektiert, wenn die Einfallsebene dieses Spiegels und die Polarisationsebene nicht aufeinander senkrecht stehen. Bei Drehung des zweiten Spiegels um den einfallenden Lichtstrahl wechselt die Intensität des austretenden Lichtstrahls ständig (*Malus-Versuch*, Abb. 2).



1 Polarisation durch Reflexion an einem Glasspiegel. Spiegel *P* wirkt als Polarisator, Spiegel *A* als Analysator. ⟷ Schwingungsrichtung des Lichtvektors senkrecht zur Bildebene

Durch Reflexion an Metallschichten entsteht nicht linear, sondern elliptisch polarisiertes Licht.

2) Erzeugung durch Brechung. Das in dem durchsichtigen isotropen Körper gebrochene Licht ist nur teilweise linear polarisiert. Durch mehrmalige Brechung in einem *Glasplattensatz*, d. h. einem Satz paralleler Glasplatten, kann man polarisiertes Licht mit einem Polarisationsgrad über 99% erzeugen (Abb. 3).

3) Erzeugung durch Doppelbrechung. In optisch anisotropen Medien wird ein einfallender Lichtstrahl, wenn er sich nicht in Richtung der optischen Achse fortpflanzt, in den ordentlichen und außerordentlichen Strahl zerlegt, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Über die technische Anwendung → Polarisationsprisma.

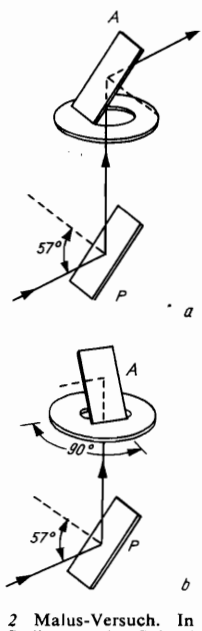
4) Erzeugung durch Dichroismus. Bestimmte doppelbrechende Kristalle absorbieren Licht unterschiedlicher Schwingungsrichtung verschieden stark. Über die technische Anwendung → Polarisationsfilter.

5) Erzeugung durch Streuung. Bei der Lichtstreuung an im Vergleich zur Lichtwellenlänge kleinen Teilchen ist das infolge Mie-Streuung gestreute Licht teilweise polarisiert (Streuung B 6).

6) Erzeugung durch Beugung. Bei der Beugung entsteht teilweise polarisiertes Licht.

Über die Analyse des polarisierten Lichtes → Polarisationszustand des Lichtes.

Die P. d. L. wurde 1808 durch Malus bei Betrachtung des Reflexlichtes einer Fensterscheibe durch ein Kalkspatprisma zufällig entdeckt.



2 Malus-Versuch. In Stellung *a* der Spiegel findet maximale Reflexion am Spiegel *A* statt, in Stellung *b* Auslöschung am Spiegel *A*. Der Spiegel *P* wirkt als Polarisator

Polarisation des Vakuums, → Vakuumpolarisation.

Polarisationsapparat, → Polarisationsoptik.

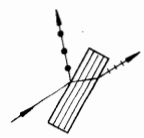
Polarisationsarbeit, svw. Elektrisierungsarbeit.

Polarisationsbüschel, svw. Haidinger-Büschel.

Polarisationsdiversity, → Mehrfachempfang.

Polarisationsdrift, → Driftgeschwindigkeit.

Polarisationsfilter, *Filterpolarisator*, ein Filter zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht aus natürlichem Licht, der auf dem Prinzip des Dichroismus bestimmter doppelbrechender Kristalle beruht. Durch einen dichroitischen doppelbrechenden Kristall wird einfallendes natürliches Licht nicht nur in den ordentlichen und außerordentlichen Strahl aufgespalten, sondern die Strahlen werden auch sehr unterschiedlich absorbiert, so daß bei genügender



3 Polarisation an einem Glasplattensatz. ⟷ Schwingungsrichtung des Lichtvektors parallel zur Bildebene, ⟷ Schwingungsrichtung senkrecht zur Bildebene

Schichtdicke des Kristalls nur noch eine linear polarisierte Komponente aus dem P. austritt.

Das älteste P. besteht aus einem dunkelgrünen Turmalinkristall (→ Turmalinplatte), der senkrecht zur optischen Achse durchstrahlt wird und in dem der ordentliche Strahl vollkommen absorbiert wird. Jedoch wird auch der außerordentliche Strahl ziemlich stark absorbiert.

Bei der technischen Herstellung sind drei verschiedene Verfahren zur Anwendung gekommen. 1) Die dichroitische Kristallschicht wird auf eine Glasplatte niedergeschlagen. Hierzu gehören das *Herapathit* (nach W. Herapath 1852), das Perjodid des Chininsulfats, sowie die *Bernotare* (von Zeiss unter diesem Namen in den Handel gebracht) und *Herotare*. 2) Mechanisch gedehnte Kunststoffolien werden mit dichroitischen Farbstoffen angefärbt, wobei die Dehnung eine orientierte Adsorption der Farbstoffmoleküle bewirkt. 3) Die in die Kunststoffolie eingebetteten dichroitischen Kristalle werden elektrisch oder magnetisch ausgerichtet. Nach den letzten beiden Verfahren lassen sich großflächige P. herstellen, die *Polarisationsfolien* oder *Polaroidfilter*. Diese polarisieren im allgemeinen nicht vollständig, insbesondere nicht im roten Spektralbereich, jedoch ist der Polarisationsgrad meist größer als 99%. Für exakte Messungen werden daher auch heute noch → Polarisationsprismen verwendet.

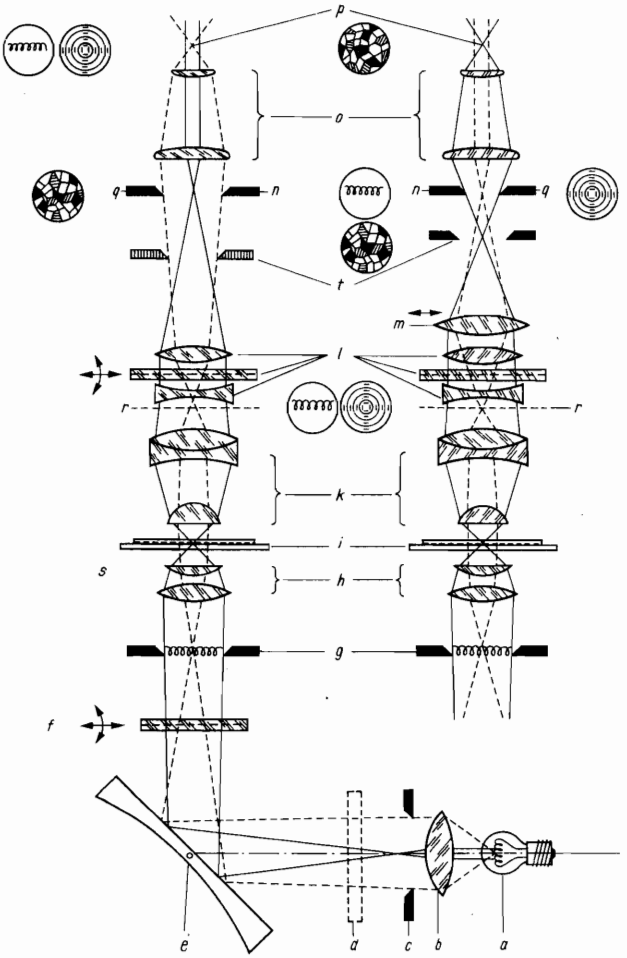
Polarisationsfolie, → Polarisationsfilter.

Polarisationsfunktion, → Tyndall-Effekt.

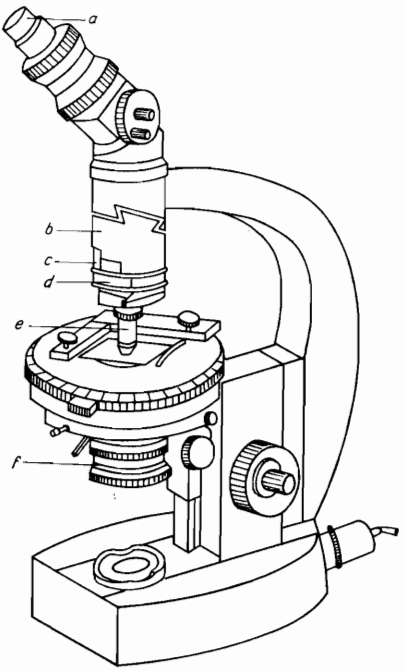
Polarisationsgrad, → Polarisation des Lichtes.

Polarisationsgröße, → Polarisation des Lichtes.

Polarisationsmikroskop, Mikroskop zur Untersuchung anisotroper Materialien mit Hilfe linear polarisierten Lichtes. Der Beleuchtungsapparat des P.s besitzt einen Polarisationskondensor (Polarisator). Durch diese Einrichtung wird das zur Beleuchtung verwendete Licht in linear polarisiertes Licht verwandelt, das nach Durchgang durch das Objekt mit einem zweiten Polarisator analysiert wird (Analysator); dieser liegt hinter dem Objekt im Mikroskoptubus.



2 Polarisationsmikroskop (schematisch): links orthoskopischer Strahlengang, rechts konoskopischer Strahlengang. *a* Lichtquelle, *b* Kollektor, *c* Leuchtfeldblende, *d* Mattscheibe oder Filter, *e* Spiegel, *f* Polarisator, *g* Aperturblende, *h* Kondensor, *i* Objekt, *k* Objektiv, *l* Analysator (im telezentrischen Strahlengang), *m* Amici-Bertrandsche Linse, *nq* vordere Brennebene des Okulars (Zwischenbildebene), *o* Okular, *p* Austrittspupille, *r* hintere Brennebene des Objektivs, *s* obere Kondensorlinse (ausklappbar), *t* Irisblende, mit der bei konoskopischem Strahlengang Objektdetails ausgeblendet werden



1 Schema eines Polarisationsmikroskops. *a* Okulartubus mit Okular, *b* Zwischentubus mit anastigmatischem Tubusanalysator (Telanlinse), *c* ausschlagbarer, drehbarer Analysator, *d* Tubusschlitz zur Aufnahme der Kompensatoren, *e* Objektiv, *f* Beleuchtungsapparat mit Polarisationskondensor (Polarisator)

Polarisator und Analysator sind drehbar angeordnet, die Drehwinkel sind mit Hilfe eines Indexes an einer Gradteilung abzulesen. Meist hinter dem Objektiv befindet sich im Tubus ein Schlitz, um Kompensatoren, zum Beispiel $\lambda/4$-Plättchen, Rot 1. Ordnung, Quarzkeile oder Gipskeile sowie Drehkompensatoren, einschieben zu können. Der Tisch eines P.s

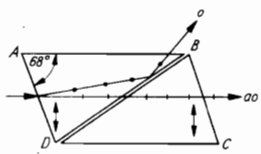
ist drehbar und mit einer Gradteilung versehen, so daß die Stellung des Objekts genau festgestellt werden kann. Der mechanische Aufbau eines P.s ist aus der Abb. zu ersehen. Optisch unterscheidet man den orthoskopischen (direkten) und den konoskopischen (indirekten) Strahlengang, der beim modernen P. mittels der einschiebbaren Amici-Bertrand-Linse hergestellt werden kann. Diese ist ein Linsensystem, das zwischen Okular und Analysator liegen muß, damit die Achsenbilder der bildseitigen Brennebene des Objektivs in der Zwischenbildebene des Mikroskops beobachtet werden können. Die *orthoskopische Beobachtung* entspricht der der üblichen Mikroskopie. Die anisotropen Objekte erscheinen in Polarisationsfarben, deren Stärke und Charakter von der Orientierung und den optischen Eigenschaften abhängen; die Farbfolge ist durch die Dicke und die Doppelbrechung des Präparates bestimmt. Es werden die Lichtbrechung, die Winkel, die Dicke und die Gangunterschiede an Kristallen ermittelt. In der *konoskopischen Beobachtung* werden die Achsenbilder der Kristalle untersucht. Es sind das Interferenzerscheinungen in der hinteren Brennebene der Objektive bei gekreuzten Polarisatoren, die durch die Einwirkung bestimmter Kristallschnitte hervorgerufen werden. Die Achsenbilder geben Aufschluß über die Richtungsabhängigkeit der Doppelbrechung und zeigen, ob der Kristall ein- oder zweiachsig ist; ferner läßt sich die Lage der Hauptschwingungsrichtungen ermitteln.

Für Untersuchungsmethoden, die eine beliebige meßbare Verkippung des Kristallpräparates gegenüber der optischen Achse des P.s erfordern, bedient man sich des *Universal-Drehtisches* nach *Fedorow*. Dieser wird auf den Objekttisch des P.s aufgesetzt. Das Objekt (Dünnschliff) befindet sich mit Immersionsflüssigkeit zwischen Kugelsegmenten aus Glas auf einer Platte; diese kann um eine senkrecht zur Objektebene stehende Achse gedreht und mittels einer kardanischen Lagerung um zwei senkrecht aufeinander stehende Achsen gegenüber der optischen Achse des P.s verkippt werden. Die einzelnen Drehwinkel lassen sich an Teilungen ablesen.

Polarisationsoptik, Sammelbezeichnung für optische Bauelemente und Geräte zur Erzeugung und Untersuchung von polarisiertem Licht (→ Polarisation des Lichtes). Bauelemente zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht werden *Polarisatoren* genannt. Als solche finden im allgemeinen → Polarisationsfilter und → Polarisationsprismen Verwendung. Bauelemente zur Untersuchung des → Polarisationszustandes des Lichtes nennt man *Analysatoren*. Jeder Polarisator kann auch als Analysator verwendet werden. Polarisatoren und Analysatoren unterscheiden sich nur durch ihre Funktion im gewählten optischen Aufbau. Der Polarisator befindet sich dabei auf der Lichtquellen-, der Analysator auf der Beobachterseite.

Polarisator und Analysator sind Bestandteile der kommerziellen Geräte zur Erzeugung und Untersuchung von polarisiertem Licht, der *Polarisationsapparate*. Spezielle Polarisationsapparate sind das → Polarimeter zur Bestimmung der Lage der Polarisationsebene und das → Polarisationsmikroskop zur Untersuchung anisotroper Materialien. Ein älterer Polarisationsapparat ist die Turmalinzange (→ Turmalinplatte).

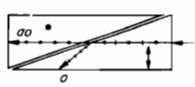
Polarisationsprisma, Prisma zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht aus natürlichem Licht, das auf dem Prinzip der → Doppelbrechung beruht. Das P. besteht im allgemeinen aus zwei oder mehr Teilprismen doppelbrechender Kristalle, wie Kalkspat oder Quarz. Es zerlegt unpolarisiertes Licht in zwei senkrecht zueinander schwingende, linear polarisierte Anteile, die räumlich getrennt werden und wobei entweder nur ein Anteil oder beide linear polarisierten Anteile im Gesichtsfeld erscheinen. Im letzten Fall ist also das Gesichtsfeld in zwei Teilbereiche unterteilt, die jeweils linear polarisiertes Licht mit senkrecht zueinander stehenden Schwingungsrichtungen durchlassen. Am meisten benutzt werden Polarisationsprismen der ersten Art, zu denen z. B. das *Nicolsche P.*, auch kurz *Nicol* genannt, gehört. Es ist ein aus einem Kalkspatrhomboeder hergestelltes P. mit schrägen Endflächen (Einfallswinkel 22°), die mit den Längskanten einen Winkel von 68° bilden (Abb. 1). Das Kalkspatrhomboeder wird



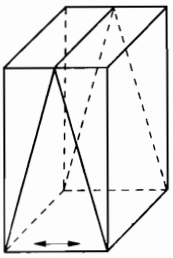
1 Nicolsches Prisma. *o* ordentlicher Strahl, *ao* außerordentlicher Strahl, +++ Schwingungsrichtung parallel zur Bildebene, ——— Schwingungsrichtung senkrecht zur Bildebene, ⟷ Richtung der optischen Achse des Kristalls parallel zur Bildebene

längs *BD* zerschnitten, die beiden Prismen werden mit Kanadabalsam wieder verkittet. Der auf die Schnittfläche *AD* einfallende Lichtstrahl wird im Kalkspat in den ordentlichen Strahl mit der Brechzahl $n_o = 1{,}658$ und den außerordentlichen Strahl mit der Brechzahl $n_a \approx 1{,}54$ zerlegt. Der ordentliche Strahl erleidet an der Balsamschicht ($n = 1{,}54$) Totalreflexion und wird an den schwarzen Wänden der Längskanten absorbiert, der außerordentliche Strahl tritt nur mit einer geringen Parallelverschiebung aus dem Prisma aus. Das Nicol erzeugt jedoch nur vollständige Polarisation für Licht, das aus einem Kegel mit dem Öffnungswinkel von 29° auf die Fläche *AD* auftrifft. Man spricht dann davon, daß das Nicol ein Gesichtsfeld oder einen Gesichtswinkel von 29° hat.

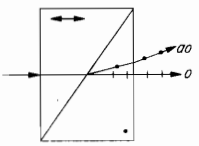
Ein wesentlich größeres Gesichtsfeld von 39° (bei Verwendung von Kanadabalsam) bzw. 42° (bei Verwendung von eingedicktem Leinöl mit $n = 1{,}49$ als Bindemittel) besitzt das *Thompson-Prisma* oder *Glan-Thompson-Prisma* (Abb. 2), das auf demselben Prinzip wie das Nicol aufgebaut ist und heute vorwiegend verwendet wird. Es besitzt gerade Endflächen, so daß beim Eintritt in das Prisma der einfallende Lichtstrahl zwar in die zwei senkrecht zueinander schwingenden Komponenten aufspaltet, die aber räumlich nicht getrennt sind und nur mit unterschiedlicher Geschwindigkeit fortlaufen. Die räum-



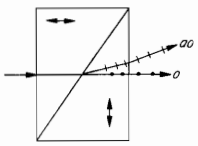
2 Glan-Thompson-Prisma. · Richtung der optischen Achse des Kristalls senkrecht zur Bildebene



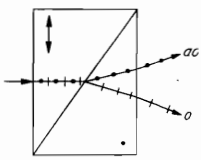
3 Ahrens-Prisma



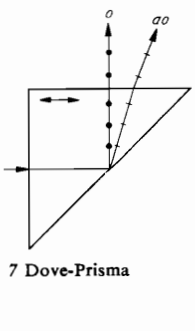
4 Rochon-Prisma



5 Sénarmont-Prisma



6 Wollaston-Prisma



7 Dove-Prisma

liche Trennung des ordentlichen und außerordentlichen Strahls erfolgt durch Totalreflexion des ordentlichen Strahls an der Kittfläche.

Beide Polarisationsprismen haben den Vorteil, daß sie ohne Farbfehler arbeiten. Im UV müssen jedoch die im Sichtbaren benutzten Kittmittel wegen starker Absorption derselben durch Glyzerin, Rizinusöl oder Luft auf Kosten des Gesichtsfeldes ersetzt werden.

Das *Ahrens-Prisma* (Abb. 3) ist ein aus drei Teilprismen aus optischem Doppelspat hergestelltes Prisma und wird vorwiegend in Polarisationsmikroskopen verwendet. Die Basis des Mittelprismas wird entweder den Beleuchtungs- oder den Abbildungsstrahlen zugekehrt.

Polarisationsprismen, bei denen sowohl der ordentliche als auch der außerordentliche Strahl im Gesichtsfeld erscheinen, sofern nicht einer der beiden Strahlen ausgeblendet wird, sind das *Rochon-Prisma*, das *Sénarmont-Prisma*, das *Wollaston-Prisma* und das *Dove-Prisma* (Abb. 4 bis 7). In allen Abbildungen sind die Richtung der optischen Achse, der Strahlengang der beiden Strahlen sowie die Schwingungsrichtungen beider Strahlen eingezeichnet. Gebrochene Strahlen sind infolge wellenabhängigen Brechungswinkels nicht farbfehlerfrei, so daß beim Rochon- und beim Sénarmont-Prisma nur der ordentliche Strahl achromatisch ist. Beim Wollaston-Prisma sind beide Strahlen nicht achromatisch. Das Dove-Prisma besteht nur aus einem Prisma und benutzt die Totalreflexion. Der ordentliche Strahl ist achromatisch.

Polarisationsprismen sind nur in relativ begrenzten Abmessungen herstellbar und nur für begrenzte Bildwinkel (maximal etwa 40°) brauchbar. Sie werden heute nach Möglichkeit durch *Polarisationsfilter* oder *Polarisationsfolien* ersetzt. Den Polarisationsfiltern sind sie jedoch dann überlegen, wenn die Anwendung für einen großen Spektralbereich (UV und IR) gefordert und eine optimale Auslöschung bei gekreuzten Polarisatoren verlangt wird, da Polarisationsprismen leicht vollständig polarisieren, während die Polarisationsfolien insbesondere am roten Ende des Spektrums nicht vollständig polarisieren.

Polarisationstensor, → Relativitätselektrodynamik.

Polarisationsverhältnis, → Polarisation des Lichtes.

Polarisationswinkel, svw. Brewster-Winkel.

Polarisationszustand des Lichtes, die Gesamtheit der zur Beschreibung der Polarisation des Lichtes notwendigen Angaben. Durch Angabe von Polarisationsgrad, Achsenverhältnis und Lage der Ellipse des polarisierten Anteils ist der P. eines Lichtstrahls eindeutig festgelegt. Gibt man zusätzlich noch die Gesamtintensität, so sind die Ergebnisse aller Intensitätsmessungen nach Durchgang durch beliebige Polarisatoren bzw. Analysatoren vollständig bestimmt. Statt des Polarisationsgrades kann zur Charakterisierung des Gemisches natürliches Licht – polarisiertes Licht auch die dem Polarisationsgrad entsprechende Größe Depolarisationsgrad bzw. Polarisationsverhältnis herangezogen werden, → Polarisation des Lichtes. Mathematisch bequem läßt sich der P. eines Lichtstrahls einschließlich einer Gesamtintensität durch vier Parameter beschreiben, die Stokesschen Parameter (1852 von Stokes eingeführt), die mit $I_{(i)}$ $(i = 1, 2, 3, 4)$ bezeichnet werden. Der allgemeinste P. ist der der elliptischen Polarisation. Die Polarisationsellipse ist eindeutig definiert durch zwei senkrecht zueinander in den Richtungen $\vec{s}$ und $\vec{r}$ schwingende Lichtvektoren der Intensitäten I_s und I_r und die Lage der Ellipse im Raum (Abb.). Ist $\varkappa$ der Winkel zwischen $\vec{s}$ und der großen Achse der Ellipse und $\operatorname{tg}\beta$ das Verhältnis der Achsen der Ellipse, dann sind die Stokesschen Parameter

$$I_1 = I_s + I_r$$
$$I_2 = Q = I_s - I_r$$
$$I_3 = U = Q \tan 2\beta$$
$$I_4 = V = Q \tan 2\beta \sec 2\varkappa.$$

Alle $I_{(i)}$ haben die Dimension einer Intensität. Es gilt I_1 = Gesamtintensität des Lichtstrahls, $\frac{I_2}{I_1}$ = Polarisationsgrad. Der Grad der Elliptizität ist durch I_3 und die Lage der Polarisationsebene durch I_4 charakterisiert. Es gelten für

a) natürliches Licht:
$I_s = I_r$, also $Q = U = V = 0$,

b) vollständig polarisiertes Licht:
$I_r = 0$, also $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$,

c) teilweise polarisiertes Licht:
$I^2 > Q^2 + U^2 + V^2$.

Der Vorteil der Beschreibung des P.es durch die Stokesschen Parameter besteht darin, daß Änderungen des P.es, die durch Störung des Lichtstrahls (Durchgang durch ein optisches Instrument o. ä.) hervorgerufen werden, durch lineare Transformationen der Stokesschen Parameter des einfallenden Lichtstrahls beschrieben werden.

Zur experimentellen Untersuchung des P.es siehe Tabelle.

Polarisator, → Polarisationsoptik.

Polarisierbarkeit, *elektrische P.*, ein Maß dafür, inwieweit in einem zuvor unpolaren Dielektrikum durch Anlegen eines elektrischen Feldes Dipole erzeugt werden. Makroskopisch wird das durch das Auftreten einer Elektrisierung sichtbar. Zu diesem Anteil an der dielektrischen Polarisierung des Dielektrikums, der Elektronen- und der Atompolarisation, kommt bei polaren Dielektrika noch die Orientierungspolarisation hinzu (→ Polarisation 3).

Die P. kann auf die Volumeneinheit, ein Molekül o. a. bezogen werden. Wenn $\vec{m}$ das elektrische Dipolmoment des Moleküls eines zuvor unpolaren Dielektrikums und $\vec{E}$ das makroskopische elektrische Feld bezeichnen, so gilt für die molekulare elektrische P. $\alpha = m/E$. Der makroskopische Vektor der Elektrisierung ergibt sich dann zu $\vec{P} = L \cdot (\varrho/M) \cdot \alpha \cdot \vec{E}$. Dabei bedeuten $L = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ [Moleküle/Mol] die Loschmidtsche Zahl, ϱ [kg/m^3] die Dichte und M[kg/mol] das Molekulargewicht.

Kann man die Wechselwirkung der einzelnen Moleküle vernachlässigen (Gase, verdünnte Flüssigkeiten), so ist die elektrische Feldstärke am Ort des Moleküls $\vec{E}_M$ gleich der makroskopischen Feldstärke $\vec{E}$, so daß gilt:

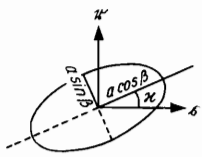
$L \cdot \alpha = \varepsilon_0(\varepsilon - 1) \cdot (M/\varrho)$. Dabei sind ε die relative Dielektrizitätskonstante und ε_0 die elektrische Feldkonstante.

Unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen der Moleküle in unpolaren Flüssigkeiten und festen Körpern gilt $\vec{E}_M = \vec{E} + (1/3) \cdot \vec{P}/\varepsilon_0$. Damit ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der molekularen elektrischen P. und der makroskopischen Dielektrizitätskonstanten die → Clausius-Mosottische Gleichung $L \cdot \alpha = 3\varepsilon_0 \cdot (M/\varrho) \cdot (\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2)$. So beträgt zum Beispiel bei dem unpolaren Gas H_2 die molekulare elektrische P. $\alpha = 1{,}95 \cdot 10^{-40}$ As · m²/V und bei der unpolaren Flüssigkeit CCl_4 $\alpha = 11{,}7 \cdot 10^{-40}$ As · m²/V.

polarisierte Kerne, ein System von Atomkernen mit einer Kernspinquantenzahl $I \neq 0$, die ungleichmäßig auf die infolge der Richtungsquantelung möglichen $2I + 1$ Orientierungen relativ zu einer bestimmten Raumrichtung verteilt sind (→ magnetische Kernresonanz). Das bedeutet, daß die Eigendrehimpulse (Spins) der Atomkerne eine bestimmte Vorzugsrichtung im Raum haben. Da Kerne mit $I \neq 0$ ein magnetisches Dipolmoment aufweisen, bei $I > 1/2$, außerdem noch ein elektrisches Quadrupolmoment, ist es möglich, die Kerne durch Ausrichtung in einem magnetischen oder auch einem inhomogenen elektrischen Feld zu polarisieren. Die bevorzugte Raumrichtung ist dann die Richtung dieses Feldes.

P. K. in Targets werden bei kernphysikalischen Untersuchungen oftmals benötigt. So verwendet man z. B. p. K. für Untersuchungen des β- und γ-Zerfalls radioaktiver Kerne (Nichterhaltung der Parität bei schwachen Wechselwirkungen, Bestimmung der Kernmomente angeregter Kerne), des α-Zerfalls und der Wechselwirkungen p.r K. mit langsamen Neutronen. Ferner werden p. K. in der Tieftemperatur- und Festkörperphysik eingesetzt.

Der Orientierungszustand eines Kernspinsystems kann durch Angabe der Zahlen n_m der Kerne charakterisiert werden, die sich in den $2I + 1$ möglichen Orientierungen m befinden. Eine Orientierung m ist dadurch gegeben, daß in ihr die Komponente I_z des Spinvektors $\vec{I}$ in der bevorzugten Raumrichtung z, die z. B. durch ein von außen angelegtes starkes Magnetfeld gegeben wird, einen bestimmten diskreten Wert $I_z = \hbar m$ hat. Die magnetische Quantenzahl m kann die $2I + 1$ Werte $-I, -I + 1, \ldots, I$ annehmen. Meist gibt man an Stelle der Besetzungszahlen n_m zur Beschreibung des Orientierungszustandes einer Gesamtheit von Kernen mit dem Spin I $2I$ Orientierungsparameter f_j an ($j = 1, 2, \ldots, 2I$). Die Orientierung von Kernen mit $I = 1/2$ wird durch die Größe $f_1 = p = I_z/I$

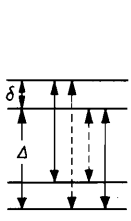


Parameter, die den Polarisationszustand eines elliptisch polarisierten Lichtstrahls definieren. $\vec{r}$, $\vec{s}$ Bezugskoordinatensystem, willkürlich gewählt in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts. Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Zeichenebene nach hinten. α Winkel zwischen der großen Halbachse der Ellipse und der Achse $\vec{s}$ des Bezugskoordinatensystems, a^2 Intensität des Lichtstrahls, $a \sin\beta$ bzw. $a \cos\beta$ Länge der kleinen bzw. großen Halbachse der Ellipse

Gang der Untersuchung des Lichtes auf seinen Polarisationszustand (nach Haas)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	Maßnahme	Analysator wird gedreht						
3	Erscheinung	die Helligkeit wechselt; völlige Dunkelheit bei				die Helligkeit wechselt nicht		
		einer Stellung	keiner Stellung					
4	Ergebnis	linear polarisiertes Licht						
5	Maßnahme	man erteilt dem Licht einen Gangunterschied von $\lambda/4$; Analysator wird gedreht						
6	Erscheinung		die Helligkeit wechselt; völlige Dunkelheit bei keiner Stellung				einer Stellung	die Helligkeit wechselt nicht
7	Ergebnis					teilweise zirkular polarisiertes Licht	zirkular polarisiertes Licht	natürliches Licht
8	Maßnahme	man erteilt dem Licht einen von Null und $\lambda/4$ verschiedenen Gangunterschied; der Analysator wird gedreht						
9	Erscheinung		völlige Dunkelheit bei					
			einer Stellung von Analysator und Kompensator	keiner Stellung				
				die größte Helligkeit liegt bei derselben anderer Analysatorstellung				
10	Ergebnis		elliptisch polarisiertes Licht	teilweise linear polarisiertes Licht	teilweise elliptisch polarisiertes Licht			

angegeben. Bei $I \geq 1$ wird als weiterer Orientierungsparameter $f_2 = a = 3[\overline{I_z^2} - (1/3)\, I(I+1)]/I(2I-1)$ definiert.



Energieniveauschema bei dynamischer Kernpolarisation

Hierbei ist

$$I_z = \sum_m m n_m / \sum_m n_m, \quad \overline{I_z^2} = \sum_m m^2 n_m / \sum_m n_m.$$

Die Summation erfolgt über alle Werte $m = -I, -I+1, \ldots, +I$. f_1 bezeichnet man als *Kernpolarisation* und f_2 als *Kernausrichtung* (nuclear alignment). Bei $I > 1$ lassen sich weitere Größen f_j einführen. Ihre Zahl beträgt allgemein $2I$. Sämtliche Orientierungsparameter sind Null, wenn die Kerne auf alle möglichen Richtungen gleichmäßig verteilt sind, d. h., wenn $n_m = \sum_m n_m/(2I+1)$. Für Kerne mit $I = 1/2$, z. B. ^{1}H, ^{19}F, ergibt sich $f_1 = (n_{+1/2} - n_{-1/2})/(n_{+1/2} + n_{-1/2})$, da nur die beiden Werte $m = \pm 1/2$ auftreten können.

Die Orientierung von Atomkernen ist durch statische und dynamische Methoden möglich. Die *statischen Methoden* benutzen in der Regel starke Magnetfelder. In einem Magnetfeld H ist die Zahl n_m der Kerne, die sich in einer bestimmten Orientierung m befinden, nach dem Boltzmannschen Verteilungsgesetz proportional zu $\exp(-E_m/kT)$. Dabei ist $E_m = m\mu_I H/I$ die Wechselwirkungsenergie (Zeeman-Energie) der magnetischen Kernmomente μ_I im magnetischen Feld H; k ist die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Damit erhält man im speziellen Fall $I = 1/2$ für die Kernpolarisation $f_1 = p = \tanh(\mu_I H/kT) \approx \mu_I H/kT$. Diese Beziehung ist für $\mu_I H \ll kT$ gültig. Somit wird deutlich, daß die erzielbare Kernpolarisation um so größer ist, je höhere Magnetfelder auf die Kerne wirken und um so niedriger die Temperaturen sind. Um eine Kernpolarisation von etwa 70% zu erhalten, muß man Magnetfelder der Größenordnung 10^4 bis 10^5 G und extrem niedrige Temperaturen im Bereich von 0,1 bis 0,001 K verwenden. Die auf den Kern einwirkenden Magnetfelder können direkt von außen angelegt werden (*brute-force-Methode*). Es ist jedoch auch möglich, solche Substanzen zu verwenden, die unpaarige Elektronen enthalten, z. B. paramagnetische Salze der Übergangsgruppenelemente oder auch ferromagnetische Stoffe. Die Elektronen erzeugen durch ihre magnetischen Momente, die etwa drei Größenordnungen stärker sind als die Kernmomente, an den Atomkernen starke Magnetfelder der Größenordnung 10^5 G, die die Kernpolarisation bewirken (*Rose-Gortler-Methode*, *Bleaney-Methode*). Zum Teil werden die Elektronenmomente dabei durch ein relativ schwaches äußeres Magnetfeld polarisiert, was infolge der großen Elektronenmomente experimentell leicht möglich ist.

Auch starke, im Innern von Kristallen herrschende inhomogene elektrische Felder können durch Wechselwirkung mit dem elektrischen Kernquadrupolmoment eine Kernausrichtung bewirken (*Pound-Methode*). Diese elektrischen Feldgradienten liegen bei 10^{17} bis 10^{18} V/cm^2 und können durch von außen an die Probe gelegte inhomogene elektrische Felder nicht erreicht werden.

Die *dynamischen Methoden* gehen ebenfalls davon aus, daß die permanenten magnetischen Momente der Elektronen etwa tausendmal größer sind als die Kernmomente. Die Elektronen sind daher schon bei relativ hohen Temperaturen und relativ geringen Magnetfeldern (1 K, 20 kG) fast vollständig polarisiert, d. h., fast alle Spins zeigen in eine Richtung. Unter Ausnutzung der zwischen den unpaarigen Elektronen und den Atomkernen bestehenden magnetischen Wechselwirkungen wurden dynamische Methoden entwickelt, mit denen man die hohe Elektronenpolarisation auf die Kerne übertragen und damit die Kernpolarisation im Idealfall um einen Faktor der Größenordnung 10^3 vergrößern kann. Diese Verfahren der dynamischen Kernpolarisation machen von der Erscheinung der → paramagnetischen Elektronenresonanz und der → magnetischen Kernresonanz Gebrauch und verwenden hochfrequente elektromagnetische Felder geeigneter Frequenz, um Übergänge zwischen den Energiezuständen der magnetischen Kern- und Elektronenmomente in einem starken konstanten Magnetfeld anzuregen. Dabei wird eine Vergrößerung der Kernpolarisation um einen Faktor der Größenordnung $\gamma_e/\gamma_I \approx 10^3$ erreicht. Hierbei bedeuten γ_e und γ_I die gyromagnetischen Verhältnisse von Elektron und Kern.

In Metallen und Flüssigkeiten erfolgt die dynamische Erhöhung der Kernpolarisation durch den *Overhauser-Effekt* (→ Doppelresonanzmethoden), in paramagnetisch dotierten Kristallen durch den *Festkörpereffekt* und verwandte Verfahren (→ Doppelresonanzmethoden). Diese Methoden werden vorwiegend zur Polarisation von ^{1}H-Kernen verwendet. So ist es z. B. möglich, durch den Festkörpereffekt in Kristallen von Lanthan-Magnesium-Doppelnitrat $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24\, H_2O$, die mit Neodymionen Nd^{3+} dotiert sind, bei etwa 1 K und einem Feld von 20 kG ^{1}H-Polarisationen von 70 bis 80% zu erreichen.

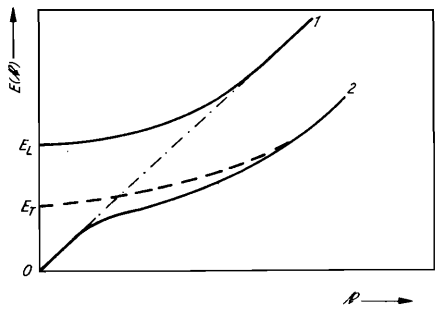
Bei einer anderen dynamischen Methode, der *Spinkühlung* oder *spin refrigeration*, wird die Kernpolarisation durch Rotation des Probenkristalls bei tiefen Temperaturen in einem starken Magnetfeld erreicht (1 K, 20 kG). Auch durch Anregung optischer Übergänge in Festkörpern und Gasen, z. B. ^{3}He, ist eine Kernorientierung möglich (*Methode des optischen Pumpens*). Bei einem weiteren Verfahren wird durch eine geeignet dotierte Halbleiterprobe, z. B. InSb, die sich bei tiefen Temperaturen in einem Magnetfeld befindet, ein Gleichstrom geschickt. Durch Wechselwirkung der Kerne mit den „heißen" Leitungselektronen entsteht eine Vergrößerung der Kernpolarisation. Diese Methode wird als *Gleichstrompolarisation* oder *Polarisation durch heiße Elektronen* bezeichnet.

Polarisierung elektromagnetischer Wellen, → Hertzsche Versuche.

Polariskop, Gerät, mit dem eine Unterscheidung zwischen teilweise oder linear polarisiertem Licht und natürlichem Licht möglich ist. Messungen des Polarisationsgrades sind mit dem P. nicht möglich. In der atmosphärischen Optik verwendet man P.e zur Feststellung der Polarisationsebene des polarisierten Himmelslichtes und zur Bestimmung der neutralen Punkte. Das bekannteste P. ist die → Savartsche Doppelplatte.

Polaristrobometer, svw. Polarimeter.

Polariton, ein Quasiteilchen im Festkörper, das bei starker Wechselwirkung von Photonen mit nichtlokalisierten Anregungszuständen eines Kristalls entsteht. Eine entsprechend starke Wechselwirkung liegt mit transversalen Exzitonen, transversalen optischen Phononen und Magnonen vor. Ein Exziton z. B. kann in einem Kristall durch ein Photon geeigneter Energie erzeugt werden und umgekehrt bei seiner Annihilation ein Photon erzeugen. Erreicht die Wechselwirkungsenergie die Größenordnung der Photonenenergie, so können die beiden Teilsysteme der Exzitonen und der Photonen nicht mehr isoliert behandelt werden. Die quantenmechanische Behandlung des Gesamtsystems führt vielmehr auf neue Boseteilchen, die P.en. Die Abb. zeigt die Auswirkung der starken Wechselwirkung auf die Abhängigkeit der Energie E der Exzitonen vom Wellenvektor $\vec{k}$ (Dispersionskurve). Ohne Berücksichtigung eine



Abhängigkeit der Energie E eines Polaritons vom Wellenvektor $\vec{k}$ (ausgezogene Kurve). – – – – – Exziton-Dispersionskurve, . – . – . – . – . Photon-Dispersionskurve, E_T und E_L Energie des transversalen bzw. longitudinalen Exzitons für $\vec{k} = 0$

Wechselwirkung ist die Energie der Photonen im Kristall eine lineare und die der Exzitonen eine quadratische Funktion von $\vec{k}$. Bei Berücksichtigung der Wechselwirkung ergibt sich für die P.en die aus zwei Ästen 1 und 2 bestehende Dispersionskurve, die sich in der Umgebung des Schnittpunktes der Dispersionskurven der Teilsysteme von diesen wesentlich unterscheidet.

Die bisher überzeugendste experimentelle Bestätigung der Polaritonentheorie ist im Falle der Wechselwirkung transversaler optischer Phononen mit Photonen in Kristallen gelungen. Unter Ausnutzung des Raman-Effekts war es möglich, große Teile der Dispersionskurve $E(\vec{k})$ des Gesamtsystems zu messen und die durch die Entstehung von P.en bedingten Änderungen nachzuweisen.

Polarkoordinaten, → Koordinatensystem.

Polarlicht, veraltet *polare Aurora*, Ionisationsleuchten der Luft in der Polarzone der Erde (*Nordlicht* und *Südlicht*). Die Polarlichter sind farbenprächtige Lichterscheinungen, die in verschiedenster Gestalt auftreten und ab etwa 77° nördlicher bzw. südlicher Breite in fast jeder klaren dunklen mondlosen Nacht zu sehen sind. Die Polarlichtbögen befinden sich im allgemeinen in einer Höhe von etwa 100 km. Bei starken geomagnetischen Störungen nimmt die Höhe noch zu; der Nordlichtbogen verbreitert sich und wandert äquatorwärts. An dem Ionisationsleuchten sind verschiedene Atom- bzw. Molekülspektren beteiligt (O-Atome, N_2-Moleküle, N_2^+-Ionen, Wasserstoffatome), d. h., es sind verschiedene Farbkomponenten beobachtbar, z. B. rot, grün, gelb; auch violette Töne können vorkommen. Dabei zeigen die verschieden farbigen Teile des P.s unterschiedliche Beweglichkeiten. Die Polarlichterscheinungen werden photographisch mit All-Sky-Kameras erfaßt. Aus derartigen Beobachtungen können wertvolle Schlüsse über geomagnetische Stürme, Substürme bzw. über den Teilchentransport aus den Strahlungsgürteln erhalten werden.

Bei Untersuchungen von Nordlichterscheinungen gelangten Akasofu und Feldstein zu der Auffassung, daß Nordlichtbögen entlang eines ovalförmigen Gürtels orientiert sind, dessen Zentrum der Magnetfeldpol ist. Dieser Gürtel wird als *Nordlichtoval* oder *Auroraoval* bezeichnet; seine Erscheinungsformen spiegeln dynamische Prozesse in der Magnetosphäre wider.

Polarlicht-Es-Schicht, eine sporadisch, meist zusammen mit sichtbarem Polarlicht auftretende ionisierte Schicht im Höhenbereich der E-Region der → Ionosphäre der Erde. Sie kann zu Störungen der Funknachrichtenverbindungen in hohen geographischen Breiten und in den Polargebieten führen.

Polaroidfilter, → Polarisationsfilter.

Polaron, ein zusammengesetztes Teilchen, das aus einem Elektron im Festkörper und aus der durch das Elektron hervorgerufenen Gitterdeformation besteht. In der quantentheoretischen Behandlung wird gezeigt, daß ein Elektron im Kristallgitter infolge der Elektron-Phonon-Wechselwirkung von einer Wolke virtueller Phononen begleitet wird. Für schwache Elektron-Phonon-Wechselwirkung kann die Polaron-Wellenfunktion unter Verwendung von Bloch-Funktionen für den ungestörten Zustand des Elektronensystems mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden. Hieraus ergibt sich die Anzahl der das Elektron umgebenden Phononen als Erwartungswert des Phononteilchenzahloperators $\langle \hat{N} \rangle$.

Bei Deformationspotentialwechselwirkung ergibt sich für langsame Elektronen

$$\langle \hat{N} \rangle \approxeq \frac{8\pi m_{\text{eff}}^2 C_D^2}{h^3 \varrho c_s} \log \frac{q_m}{q_c}. \qquad (1)$$

Für kovalente Halbleiter hat $\langle \hat{N} \rangle$ Werte in der Größenordnung von 10^{-2}. In Ionenkristallen oder in Kristallen mit einem ionogenen Bindungsanteil ist die Wechselwirkung der Elektronen mit longitudinalen optischen Phononen zu berücksichtigen. Unter vereinfachenden Annahmen ergibt sich

$$\langle \hat{N} \rangle = \frac{e^2 \pi}{2\hbar\omega_l} \left(\frac{4\pi m_{eff} \omega_l}{h} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right). \quad (2)$$

Es bedeuten e die Ladung des Elektrons, $\hbar$ die Plancksche Konstante, ϱ die makroskopische Dichte des Festkörpers, c_s die longitudinale Schallgeschwindigkeit, m_{eff} die effektive Elektronenmasse, C_D die Deformationspotentialkonstante, ω_l die Frequenz der longitudinalen optischen Phononen, ε_s die statische Dielektrizitätskonstante, ε_∞ die optische Dielektrizitätskonstante, $q_m = (6\pi)^{3/2} g^{-1}$ (g ist die Gitterkonstante) und $q_c = \frac{4\pi m_{eff}}{c_s h}$.

Der Wert von $\langle \hat{N} \rangle$ ist ein direktes Maß für die Kopplungsstärke der Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Für Ionenkristalle ergeben sich hierfür Werte größer als 1; in solchen Kristallen liegt also der Fall mittlerer oder starker Elektron-Phonon-Kopplung vor. Die genauere Behandlung der Polaronentheorie für den Fall starker Kopplung ist sehr viel aufwendiger als die hier angeführte störungstheoretische Rechnung, die jedoch zu qualitativ richtigen Resultaten führt.

Tab. Kopplungskonstante $\alpha = 2 < \hat{N} >$

Material	LiF	NaCl	AgBr	CdS	GaP	GaAs	InSb
α	5,2	5,5	1,6	1,2	0,1	0,06	0,014

(Die Angaben für LiF und NaCl enthalten mangels genauer Kenntnisse der Werte für m_{eff} die Annahme $m_{eff} = 1$).

Ein weiteres Ziel der Polaronentheorie besteht in der Formulierung des Polarontransports unter der Einwirkung äußerer Felder und der Streuung an thermisch angeregten Phononen. Die Masse des Polarons ist nach der Theorie für $\alpha \lessapprox 1$

$$m_{pol} \approx (1 + \alpha/6)\, m_{eff} \quad (3)$$

und kann durch Zyklotronresonanzmessungen bei kleinen Frequenzen, $\omega_c \ll \omega_l$, experimentell bestimmt werden. Die Kenntnis von m_{pol} sowie der Größen ε_s, ε_∞ und ω_l ermöglicht mit den Formeln (2) und (3), die Kopplungskonstante α und die effektive Elektronenmasse zu bestimmen. Bei Messungen der Zyklotronresonanz über einen größeren Feldstärkebereich wurde in Kadmiumtellurid eine Magnetfeldabhängigkeit der durch die Zyklotronfrequenz ω_c definierten Zyklotronmasse festgestellt, eine auch in Magnetowiderstandsmessungen beobachtete Erscheinung, die im Zusammenhang mit der nichtparabolischen Energie-Impulsbeziehung des P.s in diesem Stoff zu sehen ist. Auch in Stoffen mit verhältnismäßig kleinen Kopplungskonstanten, z. B. in Indiumantimonid, zeigen sich ausgeprägte Polaroneffekte, wenn eine Zyklotronresonanz mit der Energie eines longitudinalen optischen Phonons korrespondiert. Bei der Annäherung an diese Energie wird die Ableitung von ω_c, $\frac{\partial \omega_c}{\partial H}$, merklich kleiner. Diese als *pinning* oder *level-crossing-Effekt* bezeichnete Besonderheit wird durch Absorption oder Photoleitung gemessen.

Lit. Haken: Halbleiterprobleme, Bd II (Braunschweig 1955); Larsen: 10. Internationale Halbleiterkonferenz (Cambridge, Massachusetts 1970); Pekar: Untersuchungen über die Elektronentheorie der Kristalle (Berlin 1953).

Pol-Dipol-Teilchen, → Massemultipol.

Polfigur, → Textur.

Polfluchtkraft, in der Geophysik Bezeichnung für eine Kraft, die die Kontinente in Richtung Äquator zu drücken versucht. Die Kontinente unterliegen der P. auf Grund der Erdabplattung und nach den Vorstellungen der Isostasie: Die → Lotrichtungen der Erdoberfläche und der Ausgleichsfläche (→ Isostasie) verlaufen nicht parallel, es bleibt als resultierende eine äquatorgerichtete Kraft.

Polhodiekegel, → Kreisel.

Polhöhe, der Winkelabstand des Himmelspols vom Horizont eines Beobachtungsortes. Er ist gleich der geographischen Breite des Beobachtungsortes. Langjährige Beobachtungen zeigen, daß die P. mit der *Chandlerschen Periode* von etwa 415 bis 433 Tagen um einen Mittelwert mit maximalen Abweichungen von 0,35″ schwankt. Aus der Annahme einer von der Rotationsachse verschiedenen Symmetrieachse eines starren Kreisels ergibt sich eine Periode von rund 304 Tagen. Aus der größeren und nicht konstanten Chandlerschen Periode folgt, daß die Erde nicht vollkommen starr ist und daß auf oder in ihr Massenverlagerungen durch Luftdruckschwankungen oder Verschiebung von Erdschollen stattfinden. Die durch die Polhöhenschwankungen verursachte Abweichung der Erdpole beträgt höchstens 20 m.

Polhöhenschwankung, svw. Breitenschwankung.

Polkegel, → Kreisel.

Polkugel, → Kristallprojektion.

Polonium, Po, radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 84. Bekannt sind 23 Isotope der Massezahlen 196 bis 218. Einige Isotope kommen in den → radioaktiven Familien vor. Das längstlebige Isotop ist ^{209}Po mit einer Halbwertszeit von 103 Jahren. Am schnellsten zerfällt ^{212}Po mit einer Halbwertszeit von $2{,}9 \cdot 10^{-7}$ Sekunden. Am wichtigsten ist ^{210}Po, ein α-Strahler mit einer Halbwertszeit von 138,4 Tagen und einer Energie der α-Teilchen von 5,304 MeV. Es kann im Reaktor durch n-Einfang und anschließendem β-Zerfall gewonnen werden. Wegen seiner leichten Abtrennbarkeit und seines Spektrums dient es als α-Quelle, zusammen mit Beryllium als Neutronenquelle.

Polonium-Beryllium-Neutronenquelle, → Neutronenquelle.

Polrad, → elektrische Maschine.

Polschuh, ein auf den bewickelten Polkern elektrischer Maschinen und Geräte aufgeschraubtes oder mittels Schwalbenschwänzen aufgeschobenes Eisenteil. Dieses ist entweder massiv oder zur Vermeidung von Wirbelströmen geblecht. Polkern und P. bilden zusammen den Pol, der auch aus einem Teil bestehen kann. Die Formgebung des P.s am Luftspalt des → magnetischen Kreises elektrischer Maschinen und Geräte bestimmt den Induktionsverlauf (→ Feldkurve) im Luftspalt und damit maßgeblich die Wirkungsweise. Bei Synchronmaschinen ist in den P.en die Dämpferwicklung untergebracht, bei Gleichstrommaschinen die Kompensationswicklung.

Polschuhlinse, → Elektronenlinsen.

Polstärke, → magnetische Polstärke.

Polumschaltung, ein Verfahren zur stufenweisen Änderung der Polpaarzahl von Drehstromwicklungen und damit zur Drehzahlsteuerung von Asynchronmotoren (→ elektrische Maschine). Durch Anordnung von getrennten Wicklungen unterschiedlicher Polpaarzahl oder durch geeignete Kombination von Wicklungsteilen wird die Polpaarzahl im Verhältnis 1 : 2, seltener 1 : 2 : 4 geändert. Da die Drehzahl des Drehfelds umgekehrt proportional der Polpaarzahl ist, erzielt man eine verlustlose stufenweise Drehzahlsteuerung. Die bekannteste polumschaltbare Wicklung ist die Dahlander-Wicklung.

Polwanderung, die Ortsverlagerung der Rotationsachse relativ zur Erdoberfläche innerhalb geologischer Zeiträume. Die P. wird aus paläogeographischen, paläoklimatologischen und geologischen Befunden und unter der Annahme einer Kopplung der Dipolachse des Erdmagnetfeldes mit der Rotationsachse der Erde auch aus dem → Paläomagnetismus gefolgert. Durch letzteren werden *Polwanderungskurven* ermittelt, die zugleich Aufschluß über eine Verschiebung der Kontinente gegeneinander geben.

Polwender, svw. Stromwender.

Polyaddition, chemischer Reaktionstyp, bei dem sich aus verschiedenartigen, niedermolekularen, polyfunktionellen Verbindungen (also solchen mit mehreren reaktionsfähigen Atomgruppierungen) durch Addition makromolekulare Produkte bilden. Im Gegensatz zur → Polykondensation treten keine niedermolekularen Nebenprodukte auf, die Anlagerung erfolgt unter Umgruppierung innerhalb der Monomermoleküle.

Polyeder, ein von ebenen Flächen begrenzter Körper. Die Summe der Eckenanzahl E und der Flächenanzahl F eines P.s ist um 2 größer als die Anzahl K der Kanten: $E + F = K + 2$ (*Eulerscher Polyedersatz*). Regulär heißt ein P., das von gleichen, regelmäßigen Vielecken begrenzt ist und dessen Ecken auf einer Kugelfläche liegen. Es gibt nur 5 reguläre P.: Tetraeder, Ikosaeder, Oktaeder, Würfel oder Hexaeder, Dodekaeder. Dem → Rationalitätsgesetz genügen weder Ikosaeder noch Dodekaeder. Sie können daher nicht als Kristallformen auftreten. Von besonderer Bedeutung für die chemischen Eigenschaften von Molekülen und Kristallen sind → Koordinationspolyeder.

Polygonisation, die Bildung von Versetzungswänden oder Korngrenzen aus gleichmäßig verteilten Versetzungen, besonders nach plastischer Biegung. In einem gebogenen Kristall ist die Gitterkrümmung durch einen Überschuß an Stufenversetzungen eines Vorzeichens realisiert (Abb. a). Zur Erniedrigung der Fehlordnungsenergie des Kristalls ordnen sich die Versetzungen durch Gleitbewegungen übereinanderstehend in Wänden an (Abb. b). Aus dem gleichmäßig gebogenen Kristall wird dadurch ein Polygon. Es entstehen relativ versetzungsarme Kristallbereiche. Bei hohen Temperaturen können sich die Versetzungen durch Klettern innerhalb der Wand äquidistant verteilen (Abb. c). Die Versetzungswand entspricht dann einer Neigungskorngrenze (→ Korngrenze Abschn. 1). Die Kinetik der P. wird durch die Geschwindigkeit des Kletterns bestimmt. → Rekristallisation.

polyionische Potentiale, Diffusions- oder Donnan-Potentiale, die durch Zusammenwirken mehrerer Ionenarten entstehen. P. P. treten in Anordnungen folgenden Typs auf:

Elektrolytlösung 1′			Elektrolytlösung 2″	
$K_1^{n_1+}(a_1)'$			$K_1^{n_1+}(a_1)''$	
$K_2^{n_2+}(a_2)'$		Membran, permeselektiv für Kationen	$K_2^{n_2+}(a_2)''$	
$K_3^{n_3+}(a_3)'$	$A^nA^+(a_A)$		$K_3^{n_3+}(a_3)''$	$A^nA^-(a_A)$
$K_4^{n_4+}(a_4)'$			$K_4^{n_4+}(a_4)''$	
...			...	
...			...	

$K_i^{n_i+}$ bezeichnet ein Kation mit der Ladungszahl n_i, A^- sind nichtpermeierende Anionen, a die jeweiligen Aktivitäten bzw. Konzentrationen. Die p.n P. sind von biophysikalischer Bedeutung.

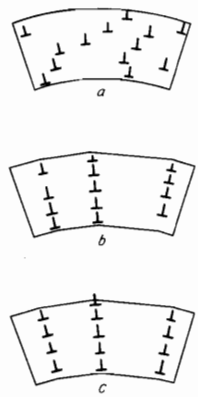
Polykondensation, chemischer Reaktionstyp, bei dem sich niedermolekulare Ausgangsstoffe unter Austritt niedermolekularer Spaltprodukte, z. B. Wasser, Ammoniak, zu makromolekularen Polykondensaten verbinden. Im Gegensatz zur → Polymerisation ist der Startschritt vom Wachstumsschritt nicht zu unterscheiden. Mit jedem dieser Reaktionsschritte wächst das Molekulargewicht stetig. Voraussetzung für den Ablauf einer P. ist das Vorhandensein von polyfunktionellen Ausgangsmolekülen, d. s. Substanzen mit mindestens zwei reaktionsfähigen Atomgruppierungen. Erst bei langen Reaktionszeiten treten Produkte mit hohem Polymerisationsgrad auf. Bei mehr als bifunktionellen Monomeren sind die entstehenden Polykondensate vernetzt.

Polykristall, svw. Vielkristall.

Polykristallmethoden, svw. Pulvermethoden.

Polymere, Makromoleküle mit einer Molekularmasse von mehr als 10^3, die durch Aneinanderlagerung und hauptvalenzmäßige Verbindung einer Vielzahl von gleichen oder von mehreren verschiedenen Grundbausteinen, den *Monomeren*, entstehen. Synthetisch entstehen P. unter geeigneten Bedingungen durch → Polymerisation, → Polykondensation und → Polyaddition. Die Produkte dieser Reaktionen heißen auch Kunststoffe oder Plaste. Durch biologische Stoffwechselvorgänge entstehen natürliche P., z. B. Zellulose, Lignin, Stärke, Naturkautschuk und Eiweiße.

Polymerstrukturen. Die Anzahl der in einem Polymermolekül verknüpften Monomereinheiten bestimmt den *Polymerisationsgrad P* und das diesem proportionale Molekulargewicht M. Bei $P < 10^1$ spricht man von *Oligomeren*, bei $P > 10^2$ von P.n oder auch *Hochpolymeren*. P. mit chemisch identischen Einheiten heißen *Homopolymere*, solche mit verschiedenen Monomeren *Kopolymere*. Letztere unterscheiden sich in der Länge der Abschnitte mit aufeinanderfolgenden gleichartigen Bausteinen in *Block-* oder *Segmentpolymere* (AAAAAAAA ... BBBBBBBB ...), *statistische* (AABABABBABAB ...) und *alternierende Kopolymere* (ABABABABABAB ...). Diese Anordnungsverhältnisse im Makromolekül werden durch Konstitution und Konformation beschrieben.



Polygonisation eines gebogenen Kristalls: *a* gleichmäßig gebogener Kristall mit statistisch verteilten Versetzungen, *b* Bildung von Polygonistionsgrenzen durch Gleitbewegungen der Versetzungen, *c* Ausbildung gleichmäßiger Versetzungsabstände in den Polygonisationsgrenzen durch Kletterbewegungen

Die meisten P. sind polymolekular, d. h., die Moleküle haben kein einheitliches Molekulargewicht, sondern es existiert eine mehr oder weniger breite Molekulargewichtsverteilung. Molekulargewichtsangaben für P. sind daher je nach der Bestimmungsmethode mehr oder weniger scharf definierte verschiedenartige statistische Mittelwerte. Analoges gilt auch für alle anderen physikalisch-chemischen Parameter von P.n. Die Verknüpfung der Grundbausteine eines Polymeren bedingt weitgehend die Besonderheiten in ihrem molekularkinetischen und molekularstatistischen und damit auch in ihrem thermodynamischen und makroskopischen Verhalten. Das liegt vor allem daran, daß die Bausteine ein und desselben Polymermoleküls molekularkinetisch voneinander nicht unabhängig sind, sondern z. B. molekulare Platzwechsel nur gekoppelt (kooperativ) ausführen können. Charakteristische, hierdurch bedingte Unterschiede gegenüber niedermolekularen Substanzen sind z. B. die starke Nichtidealität der Lösungen, das Auftreten koexistierender Phasen extrem verschiedener Zusammensetzung bei Mischsystemen, die stark erhöhte Viskosität, das viskoelastische Verhalten und das Auftreten kautschukelastischer Zustandsbereiche. Grundlegend für die Eigenschaften der P.n sind die chemischen Eigenschaften oder die Kraftfelder der Monomereinheiten und die molekulare Architektur, d. h. die geometrische Gestalt, die die Polymermoleküle infolge der Wechselwirkung mit sich selbst und mit ihrer Umgebung annehmen können. Es ist üblich, zwischen Primär-, Sekundär- und – besonders bei Proteinen – Tertiär- und Quartärstrukturen zu unterscheiden:

Die Primärstruktur wird bestimmt durch die Art und Weise der Verknüpfung unmittelbar benachbarter Monomereinheiten, sie ist gleichbedeutend mit der → Konfiguration der Polymerkette. Der einfachste Fall ist die lineare Kette aus chemisch völlig gleichartigen Monomereinheiten, die in völlig gleichartiger Weise miteinander verbunden sind, z. B. $-CH_2-$ in einer Polymethylenkette. Darüber hinaus sind alle auch bei niedermolekularen Stoffen beobachteten Arten der Isomerie anzutreffen, zu denen noch die Bildung iso-, syndio- und ataktischer Strukturen hinzutritt. Außerdem können Verzweigungsstrukturen auftreten, bei denen von einem Atom drei oder mehr Folgen von Monomerketten (Seitenzweige) ausgehen. Sind die Seitenketten aus andersartigen Monomereinheiten aufgebaut als die Haupt- oder Rückgratkette, so liegen *Pfropf-* oder *Graftpolymere* vor. Die Sekundärstruktur, d. h. die aktuelle Konfiguration bzw. die → Konformation entsteht durch die Wechselwirkung der Bausteine des Polymeren mit den Lösungsmittelmolekülen sowie mit den benachbarten oder entfernteren Abschnitten (Segmenten) des gleichen Polymermoleküls über van-der-Waals-(Dispersions-), Dipol- und hydrophobe Wechselwirkungen sowie über Wasserstoffbrückenbindungen und – bei Polyelektrolyten – über Coulomb-Wechselwirkungen. Wichtige Grenzfälle sind das statistische Knäuelmolekül mit völlig regelloser Orientierung aufeinanderfolgender Segmente, die Helixstrukturen und die regelmäßig gefalteten Molekülketten. Zeit- und Scharmittel der Gestalt und der Abmessungen des realen Molekülknäuels werden bestimmt durch die Abstände der die Monomeren verknüpfenden Bindungen, die Raumerfüllung der Monomereinheiten und das Potential der Rotationsbehinderung um die Bindungen, die durch die Wechselwirkungen mit gegebenenfalls vorhandenen Lösungs- oder Quellungsmittelmolekülen beeinflußt werden und festlegen, bis zu welchem Maße sich ein gestrecktes Molekül einknäueln kann. Dieser Effekt wird oft als *Effekt des ausgeschlossenen Volumens* bezeichnet. Er verschwindet im Thetazustand bzw. bei der Theta- (Flory-) temperatur (s. u.); das Knäuel hat die einer reinen Irrflugstatistik entsprechenden Abmessungen. Für den mittleren Abstand der Endpunkte des Polymermoleküls (Fadenendabstand h) in einem Knäuel gilt $(\bar{h}^2)^{1/2} = k \cdot P^{1/2}$, d. h., der „Durchmesser" des in Wirklichkeit etwa bohnenförmig gestalteten Knäuels wächst mit der Wurzel aus dem Polymerisationsgrad P. k ist ein materialbedingter Proportionalitätsfaktor. Es kann angenommen werden, daß auch der Fadenendabstand des Knäuels im festen amorphen Zustand dem im Thetazustand entspricht. Bei der statistischen Behandlung des realen Knäuels wird dieses oft durch ein Knäuel aus statistischen Fadenelementen ersetzt, deren Länge A_n dadurch bestimmt wird, daß die Orientierung einer Monomereinheit am Anfang des Elementes die einer Einheit am Ende nicht mehr beeinflußt, d. h., daß die Fadenelemente frei gegeneinander orientierbar sind. A_2 ist ein Maß für die Steifheit und Gestrecktheit des Moleküls. Die Dichte eines Knäuels in Lösung beträgt einige Promille der Dichte im kompakten Zustand und nimmt mit steigendem Polymerisationsgrad ab. Sie bzw. das ihr reziproke Knäuelvolumen bestimmt weitgehend das Viskositätsverhalten verdünnter Lösungen (→ Staudinger-Index). Führt die abwechselnde Folge von helikalen und knäuelartigen Bereichen oder anderen Strukturelementen, z. B. Wasserstoffbrücken, zu hochgeordneten Gebilden, so spricht man, besonders bei Proteinen, von einer Tertiärstruktur. Die Zerstörung dieser Strukturen unter Übergang in den ungeordneten Knäuelzustand bei Biopolymeren wird als *Denaturierung*, ihre teilweise oder völlige Wiederherstellung als *Renaturierung* bezeichnet. Die Quartärstruktur von Proteinen entsteht durch geordnete Zusammenlagerung (Multimerisation) selbständiger Proteinmoleküle, der Subeinheiten.

Polyelektrolyte sind solche P., die – vorzugsweise in Lösung – Ionen bilden, die aus dissoziationsfähigen Gruppen, z. B. Karboxyl-, Sulfo- oder Aminogruppen, im Molekül entstehen. *Polyampholyte* tragen im gleichen Molekül anionische und kationische Gruppen, am isoelektrischen Punkt sind deren Ionenkonzentrationen gleich. Die Form eines Polyelektrolytmoleküls hängt sehr von der Konzentration an niedermolekularen Begleitelektrolyten ab. Ist diese gering oder Null, so führt bei niederen Polyelektrolytkonzentrationen die Ionisierung zu einer starken Aufweitung und Streckung des Knäuels und zu einem starken Anstieg der Viskositätszahl. Auch hängt die Knäuelaufweitung (Quellung) – besonders bei Proteinen – sehr

von der speziellen Natur des niedermolekularen Elektrolyten ab (→ Hofmeistersche Reihen).

Polymerlösungen. P. sind in der Regel mit einem Lösungsmittel, auch einem Gemisch, entweder völlig mischbar (unbegrenzt quellbar) oder unmischbar, d. h. begrenzt quellbar. Vernetzte P. sind nur begrenzt quellbar; aus dem Quellungsgrad, d. h. aus dem Verhältnis der Volumina nach und vor der Quellung können Vernetzungsdichte und Wechselwirkungsparameter bestimmt werden. Maßgebend für die Lösungswirkung ist die Gleichheit der Kohäsionsenergiedichten von Polymerem und Lösungsmittel, doch können spezifische Assoziations- und Entassoziationsvorgänge von starkem Einfluß sein. Dadurch können Gemische von Nichtlösern zu einem Lösungsmittel, wie auch Gemische von Lösern zu einem Nichtlöser werden. Polymerlösungen sind thermodynamisch stark nichtideal, was in der Hauptsache auf den Effekt der Mischungsentropie der sehr ungleich großen Teilchen zurückzuführen ist, indem die Polymermoleküle ein großes zugängliches Volumen und das Lösungsmittel eine große Zahl kinetisch unabhängiger Teilchen beisteuern. In thermodynamisch guten Lösungsmitteln werden Kontakte der Polymersegmente mit den Lösungsmittelmolekülen bevorzugt, und das Knäuel weitet sich auf. In schlechten Lösungsmitteln werden die Kontakte zwischen den Segmenten der Polymerkette bevorzugt; das Molekül knäuelt sich ein, wird kompakter, und mit weiterer Verschlechterung des Lösungsmittels, z. B. durch Zusatz eines Nichtlösers, kommt es zur Abscheidung einer polymerreichen Gelphase von einer sehr verdünnten Solphase. Auch beim Abkühlen einer Lösung kann eine derartige Entmischung eintreten. Die *Thetatemperatur* ist definiert als Entmischungstemperatur einer molekulareinheitlichen Probe unendlich hohen Molekulargewichtes. Bei realen P.n werden Feinheiten des Entmischungsvorgangs durch Molekulargewicht und Molekulargewichtsverteilung sowie durch andere Strukturparameter beeinflußt. Schon oberhalb sehr geringer Konzentrationen (je nach Molekulargewicht oberhalb von 0,01 bis 1 %) bildet sich in den Lösungen ein dynamisches Netz von Haftpunkten aus, das mit steigender Konzentration über eine Gellösung sich mehr und mehr einem (konzentrations- und thermoreversiblen) Gel nähert und im amorphen lösungsmittelfreien Festkörper einen Grenzfall findet. Es gibt jedoch auch den unmittelbaren Übergang von der verdünnten Lösung zum makromolekularen Kristall bzw. Einkristall. — Zwei P. sind im gleichen Lösungsmittel bis auf wenige Ausnahmen unverträglich, d. h., es tritt eine Entmischung in zwei oder auch mehrere Phasen ein, deren jede vorzugsweise eines der P.n enthält. Diese Erscheinung wird oft den Koazervatbildungserscheinungen zugerechnet. Eine solche Unverträglichkeit tritt auch im festen Zustand auf und spielt eine wichtige Rolle bei der Herstellung von Polymermischungen.

Die *Viskositätserscheinungen* in verdünnten Polymerlösungen werden vorwiegend vom Verhalten des Einzelknäuels (Ausdehnung, Verformbarkeit bei der Rotation in der Scherströmung, Vorzugsorientierung in Richtung der Strömungslinien) bestimmt. In konzentrierten Lösungen steigt die Viskosität etwa mit der 5. Potenz der Konzentration. Für das Viskositätsverhalten solcher Lösungen sind die Entflechtung der Moleküle und die fortwährende Zerstörung bzw. Neubildung von Verhakungen und Haftpunkten maßgebend. Dies ergibt eine starke Abhängigkeit der scheinbaren Viskositätskoeffizienten vom Schergefälle bzw. von der Schubspannung (*Nicht-Newtonsches Verhalten*) meist im Sinne einer Abnahme mit steigender Schergeschwindigkeit (Scherempfindlichkeit).

Polymere Festkörper und Schmelzen. Bei polymeren Festkörpern sind fast alle Zwischenformen von amorpher Struktur und dem Einkristall anzutreffen. Alle polymeren Stoffsysteme sind — bis auf wenige sorgfältig vorbehandelte Proben und die hochverdünnten Lösungen — faktisch niemals im thermodynamischen, oft nicht einmal im inneren mechanischen Gleichgewicht; das trifft auch besonders auf den makromolekularen Festkörper zu. Die Eigenschaften dieser Systeme hängen dabei außerordentlich von ihrer thermischen und mechanischen Vorgeschichte sowie von der Geschwindigkeit der Beanspruchung bei allen Meßeffekten ab.

Ein Grenzfall der Struktur ist der völlig amorphe Festkörper —, z. B. bei ataktischem Polystyrol annähernd verwirklicht —, der molekularstatistisch als Flüssigkeit mit eingefrorener Struktur, als Glas, anzusehen ist. Als solcher hat er eine Einfrierungstemperatur (bei der die Viskosität größer als etwa 10^{13} P wird) oder ein Einfrierintervall und ist nicht im inneren thermodynamischen Gleichgewicht. Die Einfriertemperatur kann durch niedermolekulare Zusätze herabgesetzt werden; dies entspricht dem Vorgang der äußeren → Weichmachung. Stoffe, deren Einfrier- bzw. Erstarrungstemperatur oberhalb der Zersetzungstemperatur liegt, bilden die Klasse der *Duroplaste*. Das gesamte Verhalten makromolekularer Substanzen in Abhängigkeit von der Temperatur wird bestimmt durch die Lage der Relaxationsgebiete, d. h. derjenigen Temperaturbereiche, innerhalb der infolge der Erhöhung der thermischen Energie die Brownsche Bewegung einzelner Strukturgruppen einsetzt und die durch die Untersuchung des mechanischen und dielektrischen Relaxationsspektrums als Funktion der Frequenz und/oder der Temperatur ermittelt werden kann. Im allgemeinen ist bei tiefer Temperatur nur eine Rotationsbewegung von kleineren Gruppen um ihre Achsen möglich, bei höherer Temperatur treten die Schwingungen z. B. um die Achse des Makromoleküls hinzu, bis bei noch höherer Temperatur die Kettensegmente und schließlich die Gesamtketten gegeneinander beweglich werden (mikrobrownsche und makrobrownsche Bewegung). Die Lage der Relaxationsgebiete hängt dabei von den Kraftfeldern um die Monomereinheiten und den Rotationsbehinderungspotentialen ab. Je nachdem durchläuft somit ein polymerer Festkörper mehrere Zustandsgebiete vom Glas über die Kautschukelastizität (s. u.), die Plastizität bis zur Schmelze, wobei die Temperaturintervalle der Zustandsgebiete von Material zu Material je nach der molekularen Beweglichkeit, den zwi-

schenmolekularen Kräften und der Molekülgröße sehr verschieden sind und einzelne Zustandsgebiete auch gänzlich fehlen können, z. B. der kautschukelastische Bereich oder bei vernetzten oder thermisch leicht zersetzlichen Stoffen der Bereich der Schmelze. Bei kristallinen bzw. teilkristallinen Polymeren, z. B. Polyäthylen und Polyamiden, werden im Prinzip die gleichen Erscheinungen beobachtet; sie verlaufen hierbei in Einzelheiten anders, insbesondere findet der Übergang vom Festkörper zur Schmelze meist in einem engen Temperaturintervall statt.

Die für die praktische Verwendung neben der chemischen Beständigkeit ausschlaggebenden mechanischen Eigenschaften, besonders auch das Bruchverhalten, werden ebenfalls weitgehend durch das Relaxationsverhalten bestimmt. *Kautschukelastizität* kann auftreten, wenn ein Polymeres oberhalb seiner Glastemperatur durch Kristallitanteile, Neben- oder vorzugsweise Hauptvalenzkräfte vernetzt ist. Sie ist durch die Möglichkeit großer Dehnungen (bis zu 800 %) bei völligem und sehr schnellem Rückgang der Verformung ausgezeichnet und in der Hauptsache ein Entropieeffekt; die beim Streckvorgang eintretende Ordnung (Parallelisierung), die bis zur temporären Kristallisation gehen kann, wird beim Aufhören der Spannung durch die Brownsche Bewegung der Segmente aufgehoben, und die Probe kontrahiert sich wieder unter Übergang der Ketten in den Zustand des ungeordneten Knäuels.

Im allgemeinen findet bei P.n stets eine Überlagerung einer elastischen mit einer plastischen Verformung statt, wobei die bleibende, plastische Verformung mit dem Betrag der Deformation und mit deren Dauer zunimmt. Polymere Substanzen verhalten sich demnach *viskoelastisch*. Das bedeutet vor allem, daß die Effekte stark von der Verformungsgeschwindigkeit und der Dauer der Verformung bzw. der Aufrechterhaltung eines Spannungszustandes abhängen.

So kann z. B. ein von außen aufgeprägter Spannungszustand eine langsame Dehnung oder Verformung (*Kriechen* oder *kalter Fluß*) hervorrufen. Wird ein elastisches Polymere nach der Verformung in der neuen Gestalt unter die Einfriertemperatur abgekühlt und später wieder erwärmt, so nimmt es die ursprüngliche Form wieder an (*Gedächtniseffekt*). Sprödbruch wird bei schneller Belastung und bei tiefen Temperaturen beobachtet, viskoelastische Dehnung unter Fließverfestigung mit Abnahme der Querdimension erfolgt bei langsamer Beanspruchung. Die Kopolymerisation von Komponenten, die für sich allein weit auseinander liegende Glastemperaturen bzw. kristalline Anteile in sehr verschiedenem Ausmaß haben würden, führt zu einer Verschiebung des Relaxationsgebietes in die Mitte und damit zur analogen Verschiebung der Zustandsbereiche (innere Weichmachung). Bei Blockkopolymeren und Polymermischungen zeigen sich die Relaxationsgebiete der Komponenten im großen und ganzen unverändert. Dies kann zu erwünschten Eigenschaftskombinationen benutzt werden, z. B. zur Erhöhung der Schlagzähigkeit durch die Kombination einer Glaskomponente (Styrol) und einer Kautschukkomponente (Butadien) in den mannigfaltigsten Varianten. Blockkopolymere der gleichen Art verhalten sich bei Raumtemperatur wie Elaste, können aber bei erhöhter Temperatur im Gegensatz zu den gewöhnlichen Kautschuken thermoplastisch verarbeitet werden. Sie werden als *Thermoelaste* bezeichnet.

Die Lage der Relaxationsgebiete bestimmt auch das akustische Verhalten der P.n und ihre mehr oder weniger große schalldämmende Wirkung sowie das dielektrische Verhalten. P. erleiden während der Verarbeitung im thermoplastischen oder geschmolzenen Zustand z. T. sehr starke und schnelle Verformungen, die im molekularen Bereich zu einer weitgehenden Parallelorientierung der Kettensegmente führen. Diese kann — vor allem bei schnellem Erkalten — erhalten bleiben und Anisotropien der mechanischen Eigenschaften, z. B. der Reißfestigkeit, hervorrufen. Ein solcher Effekt ist bei Fasern erwünscht; hier ergibt die Orientierung infolge der Verstreckung (*Reckung*) eine Festigkeitserhöhung in Richtung der Faserachse. In vielen Fällen ist der Effekt jedoch nachteilig, da er zu *eingefrorenen inneren Spannungen* und damit zu einer späteren unerwünschten Formänderung, z. B. zum Schrumpfen, Anlaß geben kann. Andererseits wird der Effekt in den biaxial vorgereckten Schrumpffolien ausgenutzt, die beim Erwärmen unter Kontraktion dicht anschließende Verpackungen bilden. Innere Spannungen lassen sich durch längeres Erwärmen (Tempern) unter Belastung abbauen, ohne daß eine wesentliche Schrumpfung erfolgt und die Orientierung verloren geht. In Polymerformkörpern, die unter innerer oder äußerer Spannung stehen, können sich bei Einwirkung von Wärme oder Quellungsmitteln, aber auch von nichtquellenden Chemikalien, z. B. Netzmitteln, plötzlich Risse (in Richtung der Orientierung) bilden. Diese — sehr gefürchtete — Erscheinung heißt *Temperatur-*, *Quellungs-* oder allgemein *Spannungsrißkorrosion*. Durch Füllstoffe, z. B. Kaolin oder Glasfasern, auch Kohlenstoffasern, können die mechanischen Eigenschaften von Polymerformkörpern erheblich verbessert werden; dies wird in den „verstärkten Kunststoffen" ausgenutzt.

Schmelzen hochpolymerer Stoffe spielen vor allem bei den Verarbeitungsprozessen für P. (Strangpressen oder Extrusion und Spritzgießen) eine Rolle. Ihre Viskosität nimmt wie bei niedermolekularen Stoffen exponentiell mit steigender Temperatur ab und etwa mit der Potenz 3,5 des Molekulargewichts zu, zudem fällt sie mit wachsendem Schwergefälle stark ab. Die Ursache dafür liegt in Entschlaufung und Orientierung der Kette zufolge der Scherung, die bei sehr hohem Schergefälle auch zu einem mechanischen Abbau führen kann. Die Scherempfindlichkeit hat zur Folge, daß in verschiedenen Bereichen eines Werkstücks aus einem Polymeren ein sehr verschiedener Orientierungsgrad der Ketten entsteht, was die Anisotropie steigert. Polymerschmelzen zeigen ausgesprochene Normalspannungseffekte (*Weißenberg-Effekte*), die dazu führen, daß der Polymerstrang, der das Mundstück der Strangpresse verläßt, in einem je nach dem Polymeren verschiedenen Ausmaß seinen Querschnitt erweitert. Das wird damit erklärt, daß die in Fließrichtung gestreckten Ket-

ten beim Verlassen des Düsenraums wieder die statistische Knäuelgestalt annehmen, was einer Querausdehnung des Stranges äquivalent ist. Ferner tritt in Polymerschmelzen auch das Phänomen der Longitudinal- oder Volumenviskosität auf, das vor allem für die Verstreckung von Fäden beim Schmelzspinnprozeß von Bedeutung ist.

Lit. Holzmüller und Altenburg: Physik der Kunststoffe (Berlin 1961).

Polymerisation, chemischer Reaktionstyp, bei dem sich mehrere kleine Moleküle zu Makromolekülen unter Ausbildung hauptvalenter Bindungen zusammenschließen. Die reaktiven Grundbausteine werden *Monomere* genannt, aus denen *Polymere* entstehen. Ist die Zahl der verknüpften Moleküle sehr groß, so werden die Polymere auch als *Hochpolymere* bezeichnet. Werden einheitliche Monomere polymerisiert, spricht man von *Homopolymerisation*, liegen verschiedene Monomere im polymerisierenden System vor, die ein Mischpolymerisat bilden, spricht man von *Ko-* oder *Mischpolymerisation*.

Die Zahl der Grundeinheiten im Makromolekül, die mit der Zahl der eingebauten Monomeren identisch ist, gibt den *Polymerisationsgrad P* an. Das Molekulargewicht M des Makromoleküls errechnet sich aus $P \cdot m = M$, wobei m das Molekulargewicht eines Grundbausteins ist.

Die eigentliche P., die von der Polykondensation und Polyaddition zu unterscheiden ist, besteht aus 3 Schritten. 1) Startreaktion: Überführung des Monomeren in einen reaktiven Zustand, z. B. in ein freies Radikal oder in ein Ion bzw. Radikalion, durch Aufnahme von Energie. Die Energiezufuhr kann durch Wärme, Katalysatoren oder energiereiche Strahlung erfolgen. Aktivieren lassen sich im allgemeinen solche Stoffe, die eine Mehrfachbindung enthalten oder die zyklisch sind. 2) Kettenwachstum: Anlagerung eines weiteren Monomeren an das aktivierte Molekül. Das angelagerte Monomere übernimmt den reaktiven Zustand, so daß ein Weiterwachstum möglich ist. 3) Kettenabbruchreaktion: Die Kettenreaktion, bei der jeweils das Ende des wachsenden Moleküls aktiv ist (Makroradikal) wird durch Anlagerung eines Moleküls, das den aktiven Zustand zerstört, abgebrochen. Dabei kann durch einen Übertragungsmechanismus auch ein neues Startmolekül entstehen. Die Geschwindigkeit v_P einer solchen Polymerisationsreaktion ist der Konzentration von Initiator I und Monomerem M proportional: $v_P = \{k_p f \cdot k_a I/k_t\}^{0,5} \cdot M$. Hierbei sind k_a, k_p, k_t die Geschwindigkeitskonstanten der 3 genannten Schritte, f ist der Wirkungsgrad des eingesetzten Initiators.

Bei der Kopolymerisation bestimmen die Reaktivitäten der beteiligten Monomeren die Bruttozusammensetzung im entstehenden Mischpolymerisat und die Anordnung der Grundbausteine in der polymeren Kette.

Eine *Pfropfpolymerisation* liegt vor, wenn auf ein vorgegebenes Makromolekül nachträglich Seitenketten aus im allgemeinen anderen Monomeren aufpolymerisiert worden sind. Dazu muß das Grundmakromolekül aktiviert werden, um so als Startmodell für das Pfropfmonomere zu dienen.

Polymorphie, → Modifikationen.

Polynom, eine ganzrationale Funktion n-ten Grades der Form $w(z) = a_0 z^n + a_1 z^{n-1} + \cdots + a_{n-1} z + a_n$. Nach dem Fundamentalsatz der Algebra hat ein P. genau n Nullstellen und ist deshalb auch darstellbar in der Form $w(z) = a_0 \cdot (z - z_1) \cdot (z - z_2) \cdots (z - z_n)$. Dabei sind die z_i die Nullstellen $w(z_i) = 0$ des P.s. Man spricht von einer k-fachen Nullstelle, wenn k Nullstellen z_i einander gleich sind, z. B. ist $z_1 = z_2$ eine doppelte Nullstelle. Der unendlich ferne Punkt $z = \infty$ ist die einzige Singularität des P.s; er ist ein Pol der Ordnung n. Die inverse Funktion eines P.s ist im allgemeinen nicht rational.

Polytrope, → polytroper Prozeß.

Polytropenindex, → polytroper Prozeß.

polytroper Prozeß, reversibler thermodynamischer Prozeß, bei dem im Unterschied zum adiabatischen Prozeß ($\delta W = 0$) im allgemeinen keine adiabatische Wärmedämmung vorhanden ist, sondern $\delta W = C\,\mathrm{d}T$ gilt, wobei C eine konstante Wärmekapazität ist. Das heißt also, ein p. P. verläuft unter teilweisem Wärmeaustausch mit der Umgebung und unter Temperaturänderung.

Grenzfälle eines polytropen Prozesses stellen der adiabatische Prozeß mit $C = 0$ und der isotherme Prozeß mit $C = \infty$ dar. Aus dem 1. Hauptsatz folgen für ein ideales Gas bei Verwendung der kalorischen und thermischen Zustandsgleichungen durch analoge Rechnungen wie beim → adiabatischen Prozeß die *Polytropengleichungen* (*Polytropen*) $TV^{k-1} = \text{konst.}$; $Tp^{(1-k)/k} = \text{konst.}$; $pV^k = \text{konst.}$ Dabei ist $k = (C_p - C)/(C_V - C)$ der *Polytropenindex*; es bedeuten C_p und C_V die Wärmekapazitäten bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen. Für $C = 0$ wird $k = \varkappa = C_p/C_V$, und die Polytropengleichungen gehen in die Adiabatengleichungen über. Ein p. P. liegt z. B. vor, wenn bei der Expansion eines Gases die Wärmekapazität der Gefäßwände mit berücksichtigt werden muß. Ferner treten polytrope Prozesse in Wärmekraftmaschinen oft auf, auch spielen sie in der Atmosphäre und in den Fixsternen eine Rolle.

Polytypen, → Modifikationen.

Pomeranchon, → analytische S-Matrix-Theorie.

Pomeranchuk-Theorem, → analytische S-Matrix-Theorie.

Pomeranchuk-Trajektorie, → analytische S-Matrix-Theorie.

Pomeron, → analytische S-Matrix-Theorie.

Pond, p, inkohärente Einheit der Kraft. Vorsätze erlaubt. $1\ \mathrm{p} = 0{,}980665 \cdot 10^{-2}$ N.

Pontrjaginsches Maximumprinzip, → Maximumprinzip nach Pontrjagin.

Population, in der Astronomie eine Gruppe von Himmelskörpern, die nach ihrem Alter, ihrer chemischen Zusammensetzung, ihrer Verteilung in den Sternsystemen und ihren Bewegungsverhältnissen einander ähnlich sind. Die Einteilung in P. I oder *Feldpopulation* und P. II oder *Kernpopulation* wurde nach steigendem Alter verfeinert: 1) Zur *extremen P. I* gehören die interstellare Materie, junge Sterne, Überriesen, δ Cephei-Sterne u. a., 2) zur *älteren P. I* A-Sterne und Sterne mit starken Metallinien im Spektrum (→ Stern), 3) zur *Scheibenpopulation* unter anderem Sterne aus dem Kern der Galaxis, planetarische Nebel, Novae, 4) zur *Zwischenpopulation II* unter anderem Schnelläufer, die

Geschwindigkeiten $v > 30$ km/s senkrecht zur galaktischen Ebene (z-Richtung) besitzen, 5) zur *Halopopulation* oder *extremen P. II* Unterzwerge und Kugelsternhaufen mit großem v in z-Richtung.

Populationstheorie, die mathematische Erfassung der zeitlichen und räumlichen Änderungen der Populationsdichte sowie der aus den Wechselwirkungen zwischen den Individuen resultierenden Verhaltensweisen ganzer Populationen.

Unter einer *Population* versteht man eine Menge von Individuen, die einen gemeinsamen Lebensraum besitzen, wobei sowohl zwischen den Individuen als auch zwischen den Individuen und ihrem Lebensraum biophysikalisch faßbare Wechselwirkungen bestehen. Als *mittlere Dichte einer Population* bezeichnet man das Verhältnis der Anzahl der Individuen dieser Art zum gesamten Lebensraum. Eine *Gesellschaft* ist im Sinne der P. eine Organisation von Individuen, die fähig ist, eine auf Vereinbarung beruhende Kompetition (Rangordnung in zahlreichen Wirbeltiersozietäten) unter ihren Mitgliedern hervorzubringen. In vielen Fällen können in den Lebensraum einer Population oder einer Gesellschaft Individuen imigrieren oder emigrieren. Deshalb werden Populationen und Gesellschaften als offene Systeme betrachtet. Beschränkt man sich auf das Wachstum ortsunabhängiger Populationsdichten, so spricht man von *Populationskinetik*. Hängt das Wachstum der Population allein von den einzelnen Arten von Individuen in der Population ab, so beschreiben die *Gleichungen der Volterraschen Populationsmechanik* das Wachstum der Population:

$$dx_i/dt = P_i(x_1, x_2, \ldots, x_n) \text{ für } i = 1, 2, 3, \ldots, n.$$

Existiert in der Population nur eine Art von Individuen, so liefert eine Reihenentwicklung $dx/dt = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + \cdots$. Bricht man diese Entwicklung nach dem ersten Glied ab und integriert, so erhält man $x = x_0e^{a_1t}$, das *Gesetz von Malthus*; es kann das Wachstum einer Population mit nicht exponentiell wachsendem Nahrungsreservoir jedoch nur in der Anfangsphase richtig beschreiben. Tritt infolge Nahrungsverknappung im Laufe der Zeit eine Verminderung der Wachstumsrate der Population ein, wird dies durch Berücksichtigung des zweiten Terms der Reihenentwicklung erfaßt, man erhält das *Gesetz von Verhulst-Pearl*; es führt auf einen sigmoiden Verlauf der Wachstumskurve $x = \dfrac{x_0a_1\,e^{a_1t}}{a_1 + a_2x_0(e^{a_1t} - 1)}$. Bestehen in einer Population zwei Arten von Individuen, die um eine gemeinsame Nahrung konkurrieren, so bildet sich nur bei einem bestimmten Verhältnis der Parameter beider Arten ein konstantes Verhältnis der Populationsdichten. In allen anderen Fällen kommt es zu einem Aussterben der unterlegenen Art.

Stellt in einer Mischpopulation die eine Art die Nahrung der anderen dar, so bildet sich eine Räuber-Beute-Wechselwirkung aus. Hierbei entstehen Fluktuationen beider Populationsdichten. Die Periode dieser Fluktuationen hängt nur von den Wachstumskoeffizienten beider Arten ab, und die zeitlichen Mittelwerte der Populationsdichten sind unabhängig von den Anfangsdichten. Werden die Individuen beider Arten gleichmäßig und proportional zu ihren Gesamtzahlen vertilgt, so wird der Mittelwert der Beute vergrößert, derjenige der Räuber vermindert. Umgekehrt läßt vermehrter Schutz der Beute beide Arten zunehmen. Die P. hat eine große praktische Bedeutung für den Fischfang, für die Fluktuation der Insekten, bes. der Schadinsekten, für die Land- und Forstwirtschaft sowie für die Mikrobiologie.

Lit. Beier: Biophysik (Leipzig 1968).

p-Orbitale, *p-Zustände*, Bezeichnung für Elektronenzustände eines Atoms mit der Drehimpulsquantenzahl $l = 1$, d. h. $\hat{l}^2 = \hbar^2 l(l+1) = 6\hbar^2$ (→ Orbital). Nach den allgemeinen Richtlinien der Quantentheorie von Drehimpulsen gehören zu $l = 1$ insgesamt drei voneinander linear unabhängige Zustände, die allerdings in der Atom- und Molekülphysik meist verschieden gewählt werden. Bei der theoretischen Behandlung einzelner Atome wählt man die Zustände mit bestimmten Werten, $l_z = \hbar m$, wobei $m = -1, 0, +1$, bezüglich einer Raumrichtung z, die – z. B. beim Zeeman-Effekt – durch ein äußeres Magnetfeld gegeben sein kann. Ist φ der Drehwinkel um die z-Achse, so sind die Wellenfunktionen ψ proportional zu $\exp(im\varphi)$, die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\psi|^2$ also unabhängig von φ und daher rotationssymmetrisch um die ausgezeichnete z-Achse. Zum Aufbau von Molekülfunktionen, sowohl nach der → Methode der Molekülzustände als auch nach der → Valenzstruktur-Methode, verwendet man zweckmäßigerweise anstelle der zu $\exp(\pm i\varphi)$ proportionalen Eigenfunktionen zu $l_z = \pm\hbar$ die zu $\sin\varphi$ und $\cos\varphi$ proportionalen reellen Linearkombinationen, die jeweils zum Wert Null der Drehimpulskomponente in y- bzw. z-Richtung gehören. Auf diese Weise lassen sich nur bei p-O.n die drei linear unabhängigen Zustände den drei Raumrichtungen so zuordnen, daß als p_x-, p_y- und p_z-Zustände normierte und zueinander orthogonale Wellenfunktionen zu $l_x = 0$, $l_y = 0$ bzw. $l_z = 0$ entstehen. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in diesen Zuständen ist proportional zu $\cos^2\vartheta$, wobei ϑ der Winkel gegen die jeweilige Achse ist. Diese Verteilungen sind also bevorzugt in x-, y- oder z-Richtung orientiert. Dadurch wird bei Molekülen die Bildung gerichteter Valenzen durch Überlappung solcher Elektronenverteilungen ermöglicht.

Porenkörper, → disperses System.

Pororoca, svw. Bore.

Porro-Prismensystem, → Reflexionsprisma.

Porrosystem, → Reflexionsprisma.

Porterscher Ansatz, Ansatz, der das Verhalten niedrigmolekularer Nichtelektrolytlösungen für die Abhängigkeit des Aktivitätskoeffizienten f_i vom Molenbruch x_i der Komponente „i" gut beschreibt. Für eine binäre Mischung z. B. lautet der Portersche A. $RT\ln f_1 = Ax_1^2$ und $RT\ln f_2 = Ax_2^2$. Dabei ist A eine empirische Funktion von T und p.

positiver Krater, → Kohlelichtbogen.

positive Säule, → Gasentladung.

Positivismus, im weiteren Sinne subjektividealistische bürgerliche Philosophie, im engeren Sinne diejenige erkenntnistheoretisch-methodologische Grundhaltung, wonach Erkenntnisse allein auf Grund von Beobachtungen und

Experimenten, den „positiven" Tatsachen, gewonnen werden können und wobei letztlich nur die Sinnesempfindungen als real anerkannt werden. Der *ältere P.* wurde von Comte begründet und von Mill und Spencer weiterentwickelt; der *Neopositivismus*, auch *logischer Empirismus* genannt, wurde durch den Wiener Kreis (Schlick, Carnap, Neurath) 1922 begründet und von Reichenbach, Russell und Wittgenstein fortgeführt. Der Neopositivismus anerkennt als sinnvoll nur solche Sätze, die sich logisch oder empirisch mit den Mitteln der formalen Logik verifizieren lassen, wobei unter *logischer Verifizierbarkeit* die Verträglichkeit mit der Logik und unter *empirischer Verifizierbarkeit* die formallogische Zurückführung auf unmittelbare Erlebnisse oder Aufweisungen (z. B. „Hier ist rot"), *Tatsachenwahrheiten* genannt, verstanden wird. Damit wird die Grundfrage der Philosophie als sinnlos erklärt und die Aufgabe der Philosophie auf die logische Analyse einzelwissenschaftlicher Sätze und Begriffsbildungen, d. h. reine Sprachphilosophie, degradiert. Der Neopositvismus hat auf diese Weise wesentlich zur Entwicklung der Semantik und Semiotik beigetragen. Die philosophische Grundhaltung der Neopositivisten, die sich insbesondere im *Physikalismus*, d. i. die prinzipielle Zurückführbarkeit aller wissenschaftlichen Sprachen auf die physikalische Sprache, ausdrückt, ist unvertretbar und steht in krassem Widerspruch zur Erkenntnistheorie des dialektischen Materialismus. Wesentliche Annahmen des Neopositivismus werden von dessen Vertretern selbst ad absurdum geführt, so wurde z. B. die wissenschaftliche Unbrauchbarkeit eines rein syntaktisch-mathematischen Wahrheitsbegriffs von Gödel nachgewiesen.

Positon, svw. Positron.

Positron, *Positon* (international korrekte Bezeichnung, 1949 in der IUPAP angenommen), *positives Elektron*, *Antielektron*, Antiteilchen des Elektrons, das sich von diesem nur durch seine entgegengesetzte Ladung unterscheidet und wie dieses zur Familie der Leptonen (→ Elementarteilchen, Tab. A) gehört. Das P. wurde 1932 von C. D. Anderson in der kosmischen Strahlung gefunden, nachdem es von Dirac auf Grund der relativistischen Gleichung des Elektrons (→ Dirac-Gleichung) schon 1928 vorausgesagt worden war. Künstlich werden P.en gleichzeitig mit einem Elektron durch Photonen von etwas mehr als 1 MeV Energie beim Auftreffen auf einen Atomkern erzeugt, der hierbei lediglich Impulse aufnimmt und sonst nicht verändert wird (Paarerzeugung); ferner entstehen P.en bei zahlreichen Kernumwandlungen, vor allem beim β^+-Zerfall.

P.en sind an sich stabil; in einer Umgebung von Elektronen „zerstrahlen" sie jedoch mit diesen in zwei Photonen, so daß sie normalerweise in der Natur nur selten vorkommen (Paarvernichtung, → Antiteilchen). Die quantentheoretische Beschreibung des P.s erfolgt durch das Elektron-Positron-Feld in der → Quantenelektrodynamik.

Positronenemission, → Betazerfall.

Positronenstrahler, → Betastrahler.

Positronenzerfall, → Betazerfall.

Positronium, gebundenes System aus einem Elektron e^- und einem Positron e^+. P. wurde 1951 erstmals nach Einschuß von Positronen in ein Gas beobachtet, wobei die Positronen nicht sofort mit den Elektronen über Paarvernichtung zerstrahlen, sondern erst ein wasserstoffähnliches System bilden, in dem das Proton des Wasserstoffatoms durch das 1836mal leichtere e^+ ersetzt wird; Elektron und Positron „kreisen" dabei um den gemeinsamen Schwerpunkt. Sind die Spins von e^+ und e^- — analog zum → Protonium — entgegengesetzt bzw. gleich gerichtet, spricht man von einem Singulett- bzw. Triplettzustand, der nach etwa 10^{-10} bzw. 10^{-7} s in zwei bzw. drei Photonen zerstrahlt. Mit Hilfe der Hochfrequenzspektroskopie konnten Hyperfeinstruktur und Zeeman-Effekt in Übereinstimmung mit den durch die Quantenelektrodynamik theoretisch bestimmten Werten gemessen werden.

Postnova, → Nova.

Postulat, *Axiom*, notwendige logische, methodische oder erkenntnistheoretische Voraussetzung, die nicht oder noch nicht bewiesen werden kann. P.e sind die Grundbausteine jeder mathematischen oder physikalischen Theorie (→ Axiomensystem); sie werden entweder aus schon vorhandenen Theorien isoliert oder aus der Erfahrung abstrahiert.

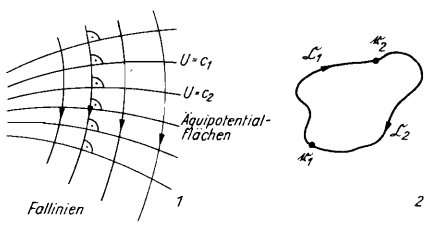
Potential, im weiteren Sinne eine von bestimmten physikalischen Größen, z. B. Ortskoordinaten oder Volumen eines thermodynamischen Systems, abhängende Funktion (*Potentialfunktion*, *skalares P.*), aus der sich durch partielle Differentiation nach diesen andere physikalische Größen, wie Kraft, elektrische Feldstärke oder Druck, bestimmen lassen, wobei sich in manchen Fällen mehrere solche Potentialfunktionen als verschiedene Komponenten eines *Vektor-* oder *Tensorpotentials* auffassen lassen.

Das *lokale P.* ist eine Funktion des Ortes. Die Wirkung eines lokalen P.s V auf eine beliebige Ortsfunktion ψ am Orte $\vec{r}$ besteht in der Multiplikation mit dem P. am gleichen Ort, d. h., $V\psi(\vec{r}) = V(\vec{r}) \cdot \psi(\vec{r})$. Die meisten in der Mechanik, Elektrodynamik und Quantenmechanik gebräuchlichen P.e sind lokal. Das *nichtlokale P.* ist eine Funktion von zwei Orten. Die Wirkung eines nichtlokalen P.s V auf eine beliebige Ortsfunktion ψ am Orte $\vec{r}$ hängt von dem Wert dieser Funktion an allen anderen Orten $\vec{r}'$ ab und ist durch das Integral $V\psi(\vec{r}) = \int V(\vec{r}, \vec{r}')\,\psi(\vec{r}')\,\mathrm{d}^3\vec{r}'$ definiert. Nichtlokale P.e sind z. B. das Austauschpotential sowie das → Pseudopotential und das → Modellpotential in der Festkörperphysik.

Als P. im engeren Sinne bezeichnet man die *potentielle Energie* oder *Lageenergie* eines physikalischen Systems.

Der Begriff des P.s entstammt der Mechanik. Befindet sich ein Massepunkt P mit dem Ortsvektor $\vec{r} = (x, y, z)$ unter dem Einfluß einer äußeren Kraft $\vec{F} = (X, Y, Z)$, die im allgemeinen vom Ort $\vec{r}$, gelegentlich aber auch von der Zeit t und der Geschwindigkeit $\dot{\vec{r}}$ des Massepunktes abhängt, so muß bei der Lageänderung von P eine Arbeit verrichtet werden. Ist die Arbeit $A_{12} = \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{F}\,\mathrm{d}\vec{r}$ vom Wege, auf dem P von $\vec{r}_1$ nach $\vec{r}_2$ gebracht wird, unabhängig, dann heißt

$U(\vec{r}) = -\int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}} \vec{F}\,d\vec{r}$ das P. der Kraft $\vec{F}$ im Punkte $\vec{r}$, das auch als *mechanisches P.* bezeichnet wird, und es ist $-A_{12} = U(\vec{r}_2) - U(\vec{r}_1)$; strenggenommen existiert daher ein P. nur für rein ortsabhängige Kräfte. $U(\vec{r})$ ist die potentielle Energie des Massepunktes am Ort $\vec{r}$; das P. ist nur bis auf eine von der Lage des Anfangspunktes $\vec{r}_0$ abhängige Konstante definiert, die man gewöhnlich willkürlich so festlegt, daß das P. im Unendlichen den Wert $U(\infty) = 0$ hat. Der Wert des P.s liegt neben seiner physikalisch anschaulichen Bedeutung darin, daß statt der Kenntnis der Vektorfunktion $\vec{F} = (X, Y, Z)$ nur die der skalaren Funktion U benötigt wird. Die Kräfte erhält man aus U durch partielle Differentiation nach den Ortskoordinaten (x, y, z): $X = -\partial U/\partial x$, $Y = -\partial U/\partial y$, $Z = -\partial U/\partial z$ oder zusammengefaßt $\vec{F} = -\text{grad}\,U$, wobei $\text{grad} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ der vektorielle Differentialoperator Gradient ist. Als *Kräftefunktion* bezeichnet man daher die Funktion $-U$. Kräfte, die aus einem P. abgeleitet werden können, heißen *konservative Kräfte* oder *Potentialkräfte*; die Schwerkraft der Erde z. B. hat das P. $U(x, y, z) = mgz$, wobei m die Masse von P, z der Abstand von der Erdoberfläche und g die Erdbeschleunigung ist. Für einen Massepunkt P in einem konservativen Kraftfeld gilt der Energiesatz $\frac{m}{2}v^2 + U(x, y, z) = E = \text{konst.}$, wobei v die Bahngeschwindigkeit von P, $\frac{m}{2}v^2 = T$ seine kinetische Energie und E die Gesamtenergie ist. Die Gesamtheit aller Werte des P.s bildet ein skalares *Potentialfeld*, dessen Flächen $U(x, y, z) = c$, $c = \text{konst.}$, *Äquipotential-*, *Niveau-* oder *Potentialflächen* genannt werden. Für das Schwerefeld der Erde sind es die Flächen $z = \text{konst.}$ Die Verschiebung des Massepunktes auf einer Äquipotentialfläche erfordert keinen Arbeitsaufwand. Die zu den Äquipotentialflächen senkrechten Linien heißen auch *Fallinien*; sie sind die Linien größter Änderung von U und mit den Kraftlinien identisch (Abb. 1).



Potential

Die Bedingungen für die Existenz eines P.s kann man auch so formulieren: Das Arbeitsintegral über einen beliebigen geschlossenen Weg $\mathfrak{C}$ muß verschwinden, $\oint_{\mathfrak{C}} \vec{F}\,d\vec{r} = 0$; dies ist mit der Wegunabhängigkeit von A_{12} gleichwertig, da dann $A_{12} - A_{21} = 0$ ist (Abb. 2) und jeder geschlossene Weg in zwei orientierte Teile $\mathfrak{C}_1$ und $\mathfrak{C}_2$ aufgetrennt werden kann. Nach dem Stokesschen Satz ist diese Bedingung mit $\int_A \text{rot}\,\vec{F}\,d\vec{f} = 0$ identisch, wobei über eine Fläche A zu integrieren ist, die von $\mathfrak{C}$ berandet wird; daraus kann man auf die Bedingung $\text{rot}\,\vec{F} = 0$, oder in Komponenten aufgeschrieben

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x}, \quad \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial x}, \quad \frac{\partial Y}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial y},$$

schließen. Das Verschwinden von $\text{rot}\,\vec{F}$ bedeutet, daß das Kraftfeld $\vec{F}$ keine Wirbel hat, z. B. treten dann keine (im Endlichen) geschlossenen Kraftlinien auf, denn die Integration längs dieser Linien würde $\oint \vec{F}\,d\vec{r} \neq 0$ ergeben. Ändert sich das Kraftfeld $\vec{F}$ mit der Zeit, und ist es für jeden Zeitpunkt aus einer Kräftefunktion ableitbar, die sich selbstverständlich mit der Zeit ändert, dann sagt man, $\vec{F}$ besitze ein *zeitabhängiges* P. $U(\vec{r}, t)$, so daß gilt $\vec{F}(\vec{r}, t) = -\text{grad}\,U(\vec{r}, t)$; der Energiesatz gilt dann allerdings nicht mehr!

Die Lage eines beliebigen skleronomen mechanischen Systems ist durch die Lage sämtlicher Massepunkte P_i $(i = 1, \ldots, N)$ des Systems bestimmt; die potentielle Energie ist dann eine Funktion aller Ortsvektoren $\vec{r}_i$. In Analogie zum P. eines Massepunktes ist $U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \ldots, \vec{r}_i, \ldots, \vec{r}_N) = U\{\vec{r}_i\}$ das P. des Massepunktsystems, wenn aus ihm die Kräfte $\vec{F}_i$ auf die einzelnen Massepunkte gemäß $\vec{F}_i = -\text{grad}_{(\vec{r}_i)}U$ folgen, wobei der Gradient lediglich bezüglich $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$, der Koordinaten von P_i, gebildet wird, und wenn ferner die am System bei einer Bewegung von $\{\vec{r}_i^{(1)}\}$ nach $\{\vec{r}_i^{(2)}\}$ verrichtete Arbeit wegunabhängig und gleich $-A_{12} = U\{\vec{r}_i^{(2)}\} - U\{\vec{r}_i^{(1)}\}$ ist. Greifen am System mehrere konservative Kräfte $\vec{F}_\mu$ mit den P.en $U_\mu\{\vec{r}_i\}$ an, wobei $\mu = 1, \ldots, m$ ist, so ist das P. deren Resultierender $\vec{F} = \sum_{\mu=1}^{m} \vec{F}_\mu$ gleich $U = \sum_{\mu=1}^{m} U_\mu$.

Geht man zu verallgemeinerten Koordinaten q_j und verallgemeinerten Kräften Q_j über, so haben auch die Q_j ein P.: $Q_j = -\partial U/\partial q_j$; das zugehörige P. $U = U(q_1, \ldots, q_f)$ ergibt sich aus $U\{\vec{r}_i\}$, indem man die $\vec{r}_i$ gemäß $\vec{r}_i = \vec{r}_i(q_j, t)$ durch die q_j ausdrückt.

Das P. spielt jedoch nicht nur die Rolle einer physikalischen Hilfsgröße zur Bestimmung der Kräfte, sondern hängt unmittelbar mit den Quellen der Kraftfelder zusammen. Die von einer Masse m' am Ort $\vec{r}'$ auf eine Masse m am Ort $\vec{r}$ ausgeübte Newtonsche Massenanziehung ist $\vec{F} = -G\frac{m\,m'}{\bar{r}^3}(\vec{r} - \vec{r}')$, wobei G die Newtonsche Gravitationskonstante und $\bar{r} = |\vec{r} - \vec{r}'|$ der gegenseitige Abstand der Massen ist. Das P. dieser Kraft ist nur von $\bar{r}$ abhängig und lautet $\frac{1}{m}U(\bar{r}) = \frac{Gm'}{\bar{r}}$, wobei m' als Quelle des Kraftfeldes aufzufassen ist, in dem sich m bewegt. Bewegt sich m dagegen im Kraftfeld mehrerer Massen oder einer durch die Massedichte $\mu(\vec{r}')$ charakterisierten kontinuierlichen Masseverteilung, so ist das *Newtonsche P.* der Masseverteilung als Überlagerung der P.e der einzelnen Masseelemente $\frac{1}{m}U(\vec{r}) = -G\int \frac{\mu(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\,dV'$ gegeben. Außerhalb der Quellen genügt dieses P. der Laplaceschen Differentialgleichung $\Delta U = 0$, auch *Potentialgleichung* genannt, wobei $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ der Laplace-Operator ist,

und innerhalb des von Quellen erfüllten Raumes genügt es der Poissonschen Differentialgleichung $\frac{1}{m}\Delta U(\vec{r}) = -4\pi G\mu(\vec{r})$. Die Lösung der Laplaceschen Differentialgleichung für vorgegebene Randwerte, d. s. die Masseverteilungen auf dem Rand des quellfreien Gebietes, und die Lösung der Poisson-Gleichung aufzufinden, ist Aufgabe der Potentialtheorie.

Der Newtonschen Gravitationstheorie analoge Aufgaben liegen in der Elektrostatik vor, da die die Wechselwirkung zweier Ladungen q und q' bestimmende Coulomb-Kraft die gleiche räumliche Abhängigkeit wie die Massenanziehung hat: $\vec{F}_{\text{Coul.}} = \frac{q \cdot q'}{4\pi\varepsilon_0 \vec{r}^3}(\vec{r} - \vec{r}')$, dabei ist ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Für die vorgegebene Ladungsverteilung $\varrho(\vec{r}')$ ist daher das mechanische P. im quellfreien Raum durch $U(\vec{r}') = -\frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \times \int \frac{\varrho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\,\mathrm{d}V'$ gegeben. — Die Wechselwirkung elektrischer Ladungen wird gewöhnlich durch elektrische Felder $\vec{E}(\vec{r})$ beschrieben, die in der Elektrostatik zeitunabhängig sind; ihre Kraftwirkung auf die Ladung q ist durch $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$ gegeben. Man kann daher $\vec{E}$ aus einem *elektrischen P.* $\Phi(\vec{r})$ ableiten, wobei $U(\vec{r}) = q \cdot \Phi(\vec{r})$ und $\vec{E} = -\operatorname{grad}\Phi(\vec{r})$ gilt. Alles im Abschnitt über das P. in der Mechanik über den Zusammenhang zwischen $\vec{F}$ und U Gesagte überträgt sich auf $\vec{E}$ und Φ; insbesondere gilt auch hier $\operatorname{rot}\vec{E} = 0$. Die Differenz $\Phi(\vec{r}_2) - \Phi(\vec{r}_1) = U_{12}$ der elektrischen P.e an den Punkten $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ heißt elektrische Spannung U.

Auch in der Magnetostatik können die von magnetischen Substanzen erzeugten Magnetfelder mit Hilfe eines skalaren magnetischen P.s $\Phi_{\text{mag.}}$ beschrieben werden. Die Behandlung der durch stationäre Ströme der Stromdichte $\vec{\jmath}(\vec{r})$ erzeugten Magnetfelder erfordert wegen des Vektorcharakters von $\vec{\jmath}$ die Einführung eines *Vektorpotentials* $\mathfrak{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int \frac{\vec{\jmath}(\vec{r}')\,\mathrm{d}V'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$, wobei μ_0 die Permeabilitätskonstante des Vakuums ist. Aus dem Vektorpotential folgt die magnetische Induktion $\vec{B}$ durch Bildung der Rotation: $\vec{B} = \operatorname{rot}\mathfrak{A}$. In der Eiektrodynamik können für schnell bewegte elektrische Ladungen getrennte elektrische und magnetische P.e nicht eingeführt werden, statt dessen benutzt man das skalare P. Φ und das Vektorpotential $\mathfrak{A}$, die beide zeitabhängig sind und gemäß $\vec{E} = -\operatorname{grad}\Phi - \dot{\mathfrak{A}}$, $\vec{B} = \operatorname{rot}\mathfrak{A}$ das elektromagnetische Feld bestimmen. Φ und $\mathfrak{A}$ bilden die Komponenten eines Vierervektors, des Viererpotentials $A_\mu(\vec{r}, t)$, dessen drei räumliche Komponenten mit $\mathfrak{A}$ und dessen zeitartige Komponente mit $c\Phi$ (c ist die Vakuumlichtgeschwindigkeit) übereinstimmt; $A_\mu = (\mathfrak{A}, c\Phi)$. Das Viererpotential genügt der vierdimensionalen Wellengleichung $\Box A_\mu = j_\mu$, wobei $\Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ der d'Alembertsche Wellenoperator und $j_\mu = (\vec{\jmath}, c\varrho)$ der Viererstrom ist.

Auf Grund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wirkung ist die Abhängigkeit der P.e von den potentialerzeugenden Quellen z. B. für das skalare P. durch $\Phi(\vec{r}, t) = \int \frac{\varrho(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\frac{\mathrm{d}V'}{4\pi\varepsilon_0}$ gegeben, wobei $t' = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ ist. Wegen der expliziten Berücksichtigung der Zeitverzögerung (Retardierung) um $\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ bezeichnet man diese P.e als → *retardierte P.e.* Das retardierte P. einer bewegten punktförmigen Ladung heißt → *Liénard-Wichert-Potential.* Benutzt man dagegen $t' = t + \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ in der Definition des P.s, erhält man die → *avancierten P.e*, die formal einer Wirkung zukünftiger auf gegenwärtige Ereignisse, d. h. einer akausalen Verknüpfung entsprechen. Nichtsdestoweniger sind die avancierten P.e ebenso Lösungen der Maxwellschen Gleichungen wie die retardierten P.e. Dieser Umstand ist eine Folge der Invarianz der Maxwellschen Gleichungen gegenüber Zeitumkehr und hat seine Entsprechung im analogen Verhalten der Lösungen der Bewegungsgleichungen der Mechanik (→ Determinismus). Avancierte und retardierte P.e werden sowohl in der klassischen Elektrodynamik als auch in der Quantenelektrodynamik eingeführt; eine große Bedeutung hat die halbe Summe aus avanciertem und retardiertem P., durch die formal die elektromagnetische Strahlung eliminiert werden kann.

In der Hydrodynamik kann die wirbelfreie Bewegung einer Flüssigkeit, bei der also die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes $\vec{v}(\vec{r})$ verschwindet ($\operatorname{rot}\vec{v} = 0$), durch ein → *Geschwindigkeitspotential* $\Phi(\vec{r}, t)$ angegeben werden, aus dem $\vec{v} = \operatorname{grad}\Phi$ folgt; man nennt solche Strömungen deshalb → Potentialströmungen. Ist die Flüssigkeit inkompressibel, so befolgt Φ die Potentialgleichung $\Delta\Phi = 0$. Die Geschwindigkeiten ebener inkompressibler Flüssigkeiten kann man auch aus einer Funktion $\psi(x, y)$, der → Stromfunktion, bestimmen, die für die wirbelfreie Strömung ebenfalls $\Delta\psi = 0$ erfüllt: $v_x = \partial\psi/\partial y$, $v_y = -\partial\psi/\partial x$. Φ und ψ kann man zum *komplexen P.* oder *Strömungspotential* $F(z) = \Phi(x, y) + \mathrm{i}\psi(x, y)$ mit $z = x + \mathrm{i}y$ zusammenfassen; Φ und ψ heißen konjugierte Potentialfunktionen, sie genügen den Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen der Funktionentheorie und erlauben eine funktionentheoretische Behandlung ebener wirbelfreier Strömungen inkompressibler Flüssigkeiten (→ komplexe Methoden 1).

Auch in der Thermodynamik spielen P.e eine wichtige Rolle. Die wichtigsten → thermodynamischen P.e sind innere Energie $U = U(S, V)$, freie Energie $F = F(T, V)$, Enthalpie $H = H(p, S)$, freie Enthalpie, auch Gibbssches P. genannt, $G = G(T, p)$, die von den angegebenen Variablen Volumen V, Druck p, Temperatur T und Entropie S des thermodynamischen Systems abhängen. Die thermodynamischen P.e sind Zustandsfunktionen, also — in voller Analogie zur Mechanik — nur von den angegebenen Variablen abhängig und nicht vom speziellen Prozeß (Weg), auf dem das System in diesen Zustand gebracht wurde. Partielle Differentiation der thermodynamischen P.e nach den auftretenden Veränderlichen ergibt jeweils die dazu konjugierte Variable, wobei p und V bzw. T

und S jeweils zueinander konjugierte Paare sind, z. B. ist $p = -\frac{\partial U}{\partial V}$, $T = \frac{\partial U}{\partial S}$.

Differenziert man die thermodynamischen P.e eines aus mehreren Stoffen bestehenden thermodynamischen Systems nach der Molzahl n_i der Stoffsorte i, erhält man die → *chemischen P.e*, z. B. $\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{p,T}$, wobei p und T festzuhalten sind. Daher ist $G = \sum_i n_i \mu_i$, und das Verhalten einer einzelnen Komponente des Systems ist allein durch das chemische P. bestimmt. Während in der Mechanik durch P.e Kraftfelder beschrieben und in der Elektrodynamik elektrische und magnetische Feldgrößen bestimmt werden, dient z. B. das chemische P. zur Berechnung des Gleichgewichts bei chemischen Reaktionen und von Aggregatzustandsänderungen. Dabei wird häufig das thermodynamische P. $\Omega(\mu_i, T, V) = F(T, V) - \sum_i \mu_i n_i = -p(\mu_i, T) \cdot V$ benutzt, das im thermodynamischen Gleichgewicht bezüglich Zustandsänderungen bei konstanten T, V, μ_i ein Minimum annimmt und dessen Änderungen die bei reversibel durchgeführten Prozessen zu verrichtende Arbeit angibt.

In der allgemeinen Relativitätstheorie werden P.e zur Beschreibung der physikalischen Eigenschaften des Raumes benutzt; diese *metrischen P.e* oder *Gravitationspotentiale* $g_{\mu\nu}$ sind Tensoren, sie bestimmen die Krümmung des Raumes (→ allgemeine Relativitätstheorie, → Einstein-Maxwell-Gleichungen).

Potentialbarriere, svw. Potentialwall.

Potentialberg, svw. Potentialwall.

Potentialfeld, → Potential.

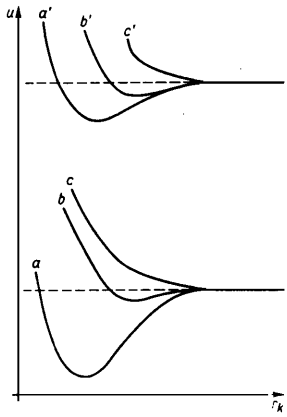
Potentialfläche, → Potential.

Potentialfunktion, → Potential, → Potentialtheorie.

Potentialgleichung, → Potential, → Potentialtheorie, → Potentialströmung.

Potentialkraftfelder, → Kraft.

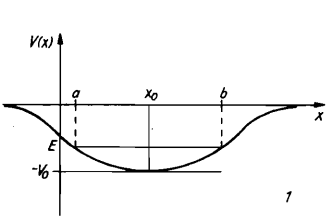
Potentialkurven, *P. eines Moleküls,* Kurven, die die Abhängigkeit der Gesamtenergie eines zweiatomigen Moleküls vom Kernabstand oder eines mehratomigen Moleküls von den die geometrische Anordnung der Atomkerne vollständig kennzeichnenden Größen (Abstände, Winkel) darstellen. Diese geometrischen Größen werden dabei als klassische Parameter behandelt. Der Definition der P. liegt eine Entkopplung von Kern- und Elektronenbewegung zugrunde, die als adiabatische oder Born-Oppenheimer-Näherung bezeichnet wird: Wegen der sehr unterschiedlichen Massen von Kernen und Elektronen bewegen sich die Elektronen wesentlich schneller als die Kerne, so daß die Elektronenverteilung praktisch trägheitsfrei den Kernbewegungen folgt. Das drückt sich quantenmechanisch in dem Näherungsansatz $\psi(\varepsilon, K) = \psi_K(\varepsilon)\,\Phi(K)$ aus, wobei ε und K die Koordinaten der Elektronen und Kerne symbolisieren und $\psi_K(\varepsilon)$ die Wellenfunktion der Elektronen bei fixierten Kernorten ist. Die in den P. dargestellte Energie enthält die kinetische Energie der Elektronen, ihre gegenseitige elektrostatische Wechselwirkungsenergie und die potentielle Wechselwirkungsenergie mit den Atomkernen sowie die Energie der gegenseitigen Abstoßung der positiv geladenen Atomkerne. Die Potentialkurve stellt insgesamt die potentielle Energie für die Bewegungen der Atomkerne im Molekülverband dar, quantenmechanisch also die Bestimmung der Wellenfunktion $\Phi(K)$ der Kernbewegung und der zugehörigen Schwingungsenergie der Kerne.



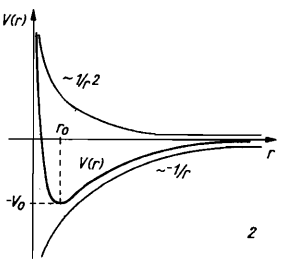
Potentialkurven für die drei wichtigsten Typen zweiatomiger Moleküle für den Grundzustand (a, b, c) und einen angeregten Elektronenzustand (a', b', c')

In der Abb. sind für die drei wichtigsten Typen zweiatomiger Moleküle die P. für den Grundzustand und einen angeregten Elektronenzustand aufgezeigt. Nur Moleküle in einem Zustand unterhalb der jeweiligen Dissoziationsgrenze, die durch die rechte Asymptote der Potentialkurve angegeben wird, sind stabil. Die Kurven a und a' stellen ein stabiles Molekül dar, c und c' verkörpern ein instabiles Molekül, und die Kurven b und b' beschreiben ein sehr schwach gebundenes van-der-Waalssches Molekül.

Potentialmulde, charakteristischer Potentialverlauf, der in vielen Zweigen der Physik von Bedeutung ist (Abb. 1). Die eindimensionale P. ist in gewissem Sinne die Umkehrung des → Potentialwalls. Klassische Teilchen mit einer Energie $-V_0 \leqq E < 0$ können sich nur zwischen den beiden Umkehrpunkten a und b bewegen; sie führen Schwingungen um die Gleichgewichtslage x_0 aus, die bei der niedrigsten möglichen Energie $E = -V_0$ angenommen wird. Spezielle P.n sind das Potential des harmonischen Oszillators und das rotationssymmetrische Potential des Wasserstoffatoms, allgemeiner die Potentiale $V(r) = \frac{\beta}{r^2} - \frac{\alpha}{r}$ (Abb. 2), die eine Überlagerung des Zentrifugalpotentials (β/r^2) mit dem Coulomb-Potential ($-\alpha/r$) sind. Derartige



1



2

P.n führen zu gebundenen Systemen und spielen in der Atom- und Molekülphysik eine überragende Rolle zur Erklärung der Bindung der Elektronen an den Atomkern und der Atome zu Molekülen. Im Gegensatz zur klassischen Mechanik, wonach die gebundenen Teilchen alle Energiewerte $V_0 \leqq E < 0$ annehmen können, läßt die Quantenmechanik nur bestimmte, diskrete Energiewerte zu (→ Eigenwertproblem).

Eine rotationssymmetrische P. mit steilen (Abb. 3) oder auch abgeflachten Wänden (Abb. 4) wird oft als *Potentialtopf* bezeichnet; sie spielt z. B. als Modellpotential für die Bindung der Nukleonen im Atomkern eine Rolle. Die Werte des Potentials gehen dabei in die Bewegungsgleichungen der Nukleonen im Kern oder auch in die Bewegungsgleichung von Teilchen und Kern bei Kernreaktionen ein. Mit Hilfe des Potentialansatzes werden die experimentellen Ergebnisse berechnet, und die Richtigkeit der Wahl des Potentials wird durch das Experiment überprüft. Abb. 5 zeigt einen symmetrischen Potentialtopf mit Coulomb-Wall.

Potentialschwelle, svw. Potentialwall.

Potentialsprung, der Sprung $\Delta\Phi = 2\pi c \sin\alpha$ des Potentials, der bei der konformen Abbildung eines Streifens der unter dem Winkel α zur x-Achse geneigten Parallelströmung der Breite $2\pi\cos\alpha$ auf eine Wirbelquelle in der ζ-Ebene auftritt, wenn der dort vorhandene Schlitz überschritten wird. Dabei bedeutet Φ das Geschwindigkeitspotential und c die Geschwindigkeit der Parallelströmung in der z-Ebene. → komplexe Methoden 1).

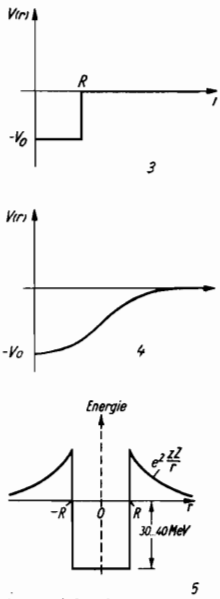
Potentialstreuung, → quantenmechanische Streutheorie, → Streuung A.

Potentialströmung, wirbelfreie Strömung, bei der das Geschwindigkeitsfeld der Bedingung $\operatorname{rot}\vec{c} = 0$ genügt und daher entsprechend als Gradient eines → Geschwindigkeitspotentials Φ dargestellt werden kann.

1) *Inkompressible P.* Setzt man $\vec{c} = \operatorname{grad}\Phi$ in die → Kontinuitätsgleichung ein, so ergibt sich $\operatorname{div}\vec{c} = \operatorname{div}\operatorname{grad}\Phi = \Delta\Phi = \partial^2\Phi/\partial x^2 + \partial^2\Phi/\partial y^2 + \partial^2\Phi/\partial z^2 = 0$ bzw. $\Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0$, d. h., das Geschwindigkeitspotential genügt der Potential- oder Laplace-Gleichung, die sowohl für stationäre als auch für instationäre Strömungen gilt. x, y, z sind rechtwinklige Raumkoordinaten. Da die Potentialgleichung linear ist, können durch Superposition beliebiger Lösungen Φ_n neue Lösungen gefunden werden. Die Potentiale werden algebraisch und die zugehörigen Geschwindigkeitsfelder automatisch vektoriell addiert. Die Laplacesche Gleichung für zweidimensionale Strömungen bildet die Grundlage für die → komplexen Methoden der Strömungslehre.

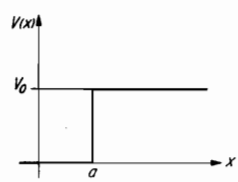
2) *Kompressible P.* Die Potentialgleichung erhält man durch Kombination von → Kontinuitätsgleichung und → Eulerscher Gleichung. Bei Beschränkung auf stationäre Strömung eines idealen Gases ergibt sie sich durch Einsetzen von $\vec{c} = \operatorname{grad}\Phi$ in die gasdynamische Gleichung für das Geschwindigkeitsfeld $\operatorname{div}\vec{c} - (\vec{c}/a^2)\cdot\operatorname{grad}c^2/2 = 0$ zu $\Phi_{xx}(1 - \Phi_x^2/a^2) + \Phi_{yy}(1 - \Phi_y^2/a^2) + \Phi_{zz}(1 - \Phi_z^2/a^2) - 2\Phi_{xy}(\Phi_x\cdot\Phi_y/a^2) - 2\Phi_{yz}(\Phi_y\cdot\Phi_z/a^2) - 2\Phi_{zx}(\Phi_x\cdot\Phi_z/a^2) = 0$, wobei für die örtliche Schallgeschwindigkeit a die Beziehung $a^2 = a_R^2 - \frac{\varkappa - 1}{2}\cdot\vec{c}^2$ gilt; dabei bedeutet a_R die Schallgeschwindigkeit im Ruhezustand und $\varkappa = c_p/c_v$ den Isentropenexponent.

Die Potentialgleichung für kompressible Strömung ist nicht linear und damit mathematisch schwierig zu behandeln. Sie geht im Grenzfall für die Machzahl $\mathrm{Ma} = \vec{c}/a \to 0$ in die Laplacesche Gleichung $\Delta\Phi = 0$ über. In Unterschallströmungen $\mathrm{Ma} < 1$ ist die Differentialgleichung vom elliptischen Typ, es existieren keine reellen Charakteristiken. Mit Hilfe eines Differenzenverfahrens ist es möglich, die Geschwindigkeitsgradienten nach allen Richtungen zu bestimmen und eine örtlich gegebene Lösung fortzusetzen. Bei Vorgabe der Randwerte für Φ oder $\vec{c}$ kann das gesamte Strömungsfeld schrittweise berechnet werden. Für Überschallströmungen ist die Gleichung vom hyperbolischen Typ, die oben beschriebene schrittweise Integration versagt hier. In ebener Strömung ist durch Transformation des Potentials von Ortskoordinaten auf Geschwindigkeitskoordinaten (→ Hodographenmethode) eine exakte Linearisierung der P. möglich (→ Tschaplygin-Gleichung). Man arbeitet hier mit den → Charakteristikenverfahren. Eine näherungsweise Linearisierung kann vorgenommen werden, wenn die örtliche Geschwindigkeit $\vec{c}$ nach Größe und Richtung nur wenig von der Geschwindigkeit $\vec{c}_\infty$ der Parallelströmung abweicht: $\vec{c} = \vec{c}_\infty + \vec{c}'$; dabei ist $\vec{c}'$ die Störgeschwindigkeit. Durch Vernachlässigung der Quadrate kleiner Größen erhält man $(1 - \mathrm{Ma}_\infty^2)\Phi_{xx} + \Phi_{yy} + \Phi_{zz} = 0$, wobei Ma_∞ die Anströmmachzahl bedeutet. Durch diese Vereinfachung wird die Gleichung für $\Phi(x, y, z)$ linear und unterscheidet sich von der Gleichung für inkompressible Strömung im Abschnitt 1 nur durch den Faktor $(1 - \mathrm{Ma}_\infty^2)$ des ersten Gliedes. Für $\mathrm{Ma}_\infty < 1$ ist die Gleichung wie bei inkompressibler Strömung vom elliptischen Typ, für $\mathrm{Ma}_\infty > 1$ ist sie jedoch vom hyperbolischen Typ. Im transsonischen Bereich (→ Gasdynamik) $\mathrm{Ma}_\infty \approx 1$ ist die Linearisierung nicht erlaubt. Danach kann die Umströmung von spitzen und schlanken Profilen oder Rotationskörpern mit Ausnahme der unmittelbaren Umgebung des Staupunktes ermittelt werden, → Prandtlsche Regel.



Potentialmulde

Potentialstufe, charakteristischer Potentialverlauf (Abb.). Charakteristisch für eine P. ist, daß



Potentialstufe

von links mit einer Energie $E > V_0$ einlaufende Teilchen bei quantenmechanischer Beschreibung an der P. bei $x = a$ teilweise reflektiert werden, was nach den Gesetzen der klassischen Mechanik nicht auftritt (→ Tunneleffekt).

Potentialtheorie, aus der Untersuchung des elektrischen und des Gravitationspotentials entstandene Theorie der Lösungen U der *Laplace-*

Gleichung $\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0$, in der U eine gesuchte Funktion der drei Variablen x, y und z ist. Die Lösungen U heißen *harmonische Funktionen*, falls sie stetige Ableitungen bis zur zweiten Ordnung haben.

Die P. in zwei Dimensionen, die Theorie der Gleichung $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0$ hängt eng mit der Funktionentheorie zusammen, da Real- und Imaginärteil einer regulären Funktion zweidimensionale harmonische Funktionen sind.

Die fundamentale Aufgabe der P. ist die Lösung des *Dirichletschen Problems*: Es ist eine in einem gewissen Bereich D harmonische Funktion zu finden, die auf dem Rand S des Bereiches gewisse vorgegebene Werte annimmt. Ist der Bereich D endlich, d. h. im Inneren von S, spricht man vom *inneren Dirichletschen Problem*, ist D unendlich groß, d. h. im Äußeren von S, vom *äußeren Dirichletschen Problem*.

Im zweiten Fall fordert man zusätzlich, daß die gesuchte harmonische Funktion im Unendlichen schwindet, bzw. im zweidimensionalen Fall, daß sie im Unendlichen einen endlichen Grenzwert hat.

In der Hydrodynamik z. B. taucht noch eine zweite Art der Fragestellung auf, das *Neumannsche Problem*: Es ist eine in D harmonische Funktion zu finden, die auf dem Rand S von D vorgegebene Werte der Ableitung in Normalenrichtung hat.

Wichtig für die Untersuchung der Eigenschaften harmonischer Funktionen ist der *Greensche Satz*, der auch als *Greensche Formel* bezeichnet wird: Wenn U und V zwei Funktionen sind, die in D stetige Ableitungen bis zur zweiten Ordnung haben, gilt

$$\iiint_D \left(\frac{\partial U}{\partial x}\cdot\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y}\cdot\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial U}{\partial z}\cdot\frac{\partial V}{\partial z}\right) \mathrm{d}v =$$

$$\iint_S U\frac{\partial V}{\partial n}\,\mathrm{d}S - \iiint_D U\Delta V\,\mathrm{d}v \text{ und}$$

$$\iiint_D (U\Delta V - V\Delta U)\,\mathrm{d}v =$$

$$\iint_S \left(U\frac{\partial V}{\partial n} - V\frac{\partial U}{\partial n}\right)\mathrm{d}S,$$

wobei $\frac{\partial}{\partial n}$ die Ableitung in Richtung der äußeren Normalen von S bedeutet. Mit $\Delta U = 0$ und $V = 1$ folgt daraus $\iint_S \frac{\partial U}{\partial n}\,\mathrm{d}S = 0$, und mit $\Delta U = 0$ und $V = \frac{1}{r}$ ergibt sich $U(M_0) =$

$$\frac{1}{4\pi}\iint_S \left[\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial n} - U\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n}\right]\mathrm{d}S \text{ für } M_0 \text{ in } D.$$

Diese Ergebnisse drücken zwei wichtige Eigenschaften harmonischer Funktionen aus: 1) Das Integral über die Ableitung in Normalenrichtung einer in einem abgeschlossenen Bereich harmonischen Funktion, erstreckt über den Rand des Bereiches, ist Null. — 2) Der Wert einer harmonischen Funktion in einem beliebigen Punkt innerhalb des Bereiches läßt sich durch die Werte der Funktion und ihrer Normalableitung auf dem Rand des Bereiches ausdrücken.

Die letzte Formel stellt noch keine Lösung des Dirichletschen Problems dar, da sie noch die Normalableitung $\frac{\partial U}{\partial n}$ enthält.

Für den Spezialfall einer Kugel mit dem Radius R und dem Mittelpunkt M_0 ergibt sich: $U(M_0) = \frac{1}{4\pi R^2}\iint_S U\,\mathrm{d}S$. Diese Gleichung drückt die dritte Eigenschaft harmonischer Funktionen aus: 3) Der Wert einer harmonischen Funktion im Mittelpunkt einer Kugel ist gleich dem arithmetischen Mittelwert der Funktionswerte auf der Kugeloberfläche.

Hieraus läßt sich zeigen: 4) Eine im Inneren eines Bereiches harmonische und bis an den Rand des Bereiches heran stetige Funktion nimmt ihren größten und ihren kleinsten Wert auf dem Rand des Bereiches an, außer in dem trivialen Fall, daß die Funktion konstant ist.

Daraus folgt unmittelbar die *Eindeutigkeit* des inneren Dirichletschen Problems; denn gäbe es zwei harmonische Funktionen, die auf S dieselben Werte annähmen, so wäre die Differenz beider Funktionen in D wieder harmonisch und würde auf dem Rand identisch verschwinden. Dann muß nach 4) diese Differenz aber überall in D gleich Null sein.

Spezielle Lösungen des Dirichletschen Problems sind:

A) Das *Dirichletsche Problem für einen Kreis*. Ist R sein Radius, der Kreismittelpunkt der Ursprung des Koordinatensystems und sind $f(\theta)$ die vorgegebenen Randwerte als Funktion des Polarwinkels θ, so ist die Lösung des inneren Dirichletschen Problems gegeben durch das *Poissonsche Integral* $U(r, \theta) =$

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(t)\frac{R^2 - r^2}{R^2 - 2rR\cdot\cos(t-\theta) + r^2}\,\mathrm{d}t.$$

B) Das *Dirichletsche Problem für eine Kugel*. Ist R ihr Radius und sind $f(M')$ die vorgegebenen Randwerte auf der Kugeloberfläche, so lautet die Lösung des inneren Dirichletschen Problems $U(M_0) = \frac{1}{4\pi R}\iint_S f(M')\frac{R^2 - \varrho^2}{r^3}\,\mathrm{d}S$, wenn $\varrho^2 = R^2 + r^2 - 2rR\cos(r, n)$ und r der Abstand von M' zu M_0 ist. Das Integral erstreckt sich hierbei über die Oberfläche der Kugel.

Für den allgemeinen Fall eines beliebigen Bereiches läßt sich keine strenge Lösung des Dirichletschen Problems angeben. Zur weiteren Untersuchung nimmt man an, es sei eine Funktion $G_1(M, M_0)$ mit folgenden Eigenschaften bekannt: 1) M_0 sei ein fester Punkt im Inneren von D, 2) als Funktion des variablen Punktes M sei G_1 eine harmonische Funktion in D und 3) auf dem Rand S seien ihre Randwerte $\frac{1}{r}$, wenn r der Abstand eines variablen Punktes auf S von M_0 ist. Dann kann gezeigt werden, daß

die Lösung des Dirichletschen Problems durch die Gleichung

$$U(M_0) = -\frac{1}{4\pi}\iint\limits_S U(M)\frac{\partial}{\partial n}G(M, M_0)\,\mathrm{d}S$$

$$= -\frac{1}{4\pi}\iint\limits_S U(M)\frac{\partial}{\partial n}\left[\frac{1}{r} - G_1(M, M_0)\right]\mathrm{d}S$$

gegeben ist. Die Funktion $G(M, M_0) = \frac{1}{r} - G_1(M, M_0)$ heißt *Greensche Funktion* für den von S berandeten Bereich mit dem Pol M_0. Sie ist in D harmonisch mit Ausnahme des Punktes M_0, in dem sie einen Pol hat, und verschwindet auf dem Rand S. Ganz analog besteht im Fall der Ebene die Lösung des inneren Dirichletschen Problems in der Gleichung

$$U(M_0) = -\frac{1}{2\pi}\int\limits_l U(M)\frac{\partial}{\partial n}G(M, M_0)\,\mathrm{d}S,$$

wobei $G(M, M_0)$ eine im Inneren des von l umrandeten Bereiches harmonische Funktion mit Ausnahme des Punktes M_0 ist, deren Randwerte auf l verschwinden.

Im Unterschied zum dreidimensionalen Fall, in dem $G(M, M_0) - \frac{1}{r} = -G_1(M, M_0)$ im Punkt M_0 endlich ist, bleibt im zweidimensionalen Fall der Ausdruck $G(M, M_0) - \ln\frac{1}{r}$ endlich. Die Kenntnis der Greenschen Funktion ist auch aus dem Grund interessant, da sie gleichzeitig eine Lösung der inhomogenen Laplace-Gleichung $\Delta U = \varphi(x, y, z)$, der *Poisson-Gleichung*, angibt. Diese spielt z. B. in der nichtrelativistischen Gravitationstheorie und in der Elektrostatik eine beherrschende Rolle.

Ihre Lösung mit der Randbedingung $U(M) = 0$ lautet $U(M) = -\frac{1}{4\pi}\iiint\limits_D \varphi(N)G(M, N)\,\mathrm{d}v$, wenn $G(M, N)$ die Greensche Funktion des Bereiches D mit dem Pol in N ist.

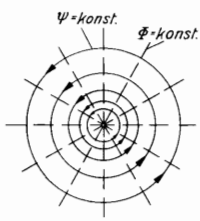
Lit. W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl II (dtsch Berlin 1958); Sommerfeld: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd VI (Leipzig 1947).

Potentialtopf, → Potentialmulde.

Potentialwall, *Potentialberg*, *Potentialbarriere*, *Potentialschwelle*, charakteristischer Potentialverlauf, der in verschiedenen Zweigen vor allem der Quantenphysik wiederkehrt (Abb. 1). Der P. stellt die potentielle Energie in Abhängigkeit vom Abstand dar, wobei ein bergähnliches Maximum bei einem bestimmten Abstand vom Nullpunkt entsteht. Genau wie beim Hinaufklettern auf einen Berg Energie aufgewendet werden muß, braucht auch ein Teilchen Energie, um den P. überwinden zu können. Liegt etwa der durch Abb. 2 charakterisierte eindimensionale P. vor, so wird ein den Gesetzen der klassischen Mechanik gehorchendes Teilchen an den Wänden des P.s, d. h. an den Orten $x = a$ bzw. $x = b$ reflektiert, falls es von links bzw. rechts mit einer Energie $E < V_0$ einläuft; auch quantenmechanisch findet eine Reflexion bei $x = a$ bzw. $x = b$ statt, es besteht aber hierbei eine von Null verschiedene Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Teilchen in den P. eindringen und ihn schließlich auf der anderen Seite wieder verlassen (→ Tunneleffekt). Eine analoge Erscheinung findet man in der klassischen Optik bei der Totalreflexion, wenn ein optisch dichtes von einem optisch dünneren Medium geringer Dicke durchsetzt wird. Abb. 3 zeigt den Potentialverlauf bei Annäherung eines geladenen Teilchens an einen Atomkern.

Potentialwirbel, Singularität in ebener inkompressibler Strömung, bei der die Flüssigkeitsteilchen eine kreisende Bewegung um den Ursprung ausführen. Außerhalb des im Zentrum liegenden Wirbelpunktes liegt Potentialströmung vor. Der P. ist ein → Wirbel mit verschwindendem Kern. Das Strömungsfeld erhält man aus dem der → Quellen- und Senkenströmung durch Vertauschen von Potential- und Stromlinien. Dabei wird die Ergiebigkeit der Quelle Q durch die Zirkulation Γ ersetzt. Das komplexe Potential des P.s lautet $F(z) = -\frac{\mathrm{i}\Gamma}{2\pi b}\cdot\ln z$. Dabei ist i die imaginäre Einheit. In Polarkoordinatenschreibweise folgt für das Potential $\Phi = \frac{\Gamma}{2\pi b}(\varphi + 2K\pi)$; $K = 0, \pm1, \pm2, \pm \ldots$ Bei jedem Umlauf nimmt Φ um den Betrag $\frac{\Gamma}{b}$ zu oder ab, es ist mehrdeutig. Die zugehörige Stromfunktion ist $\psi = -\frac{\Gamma}{2\pi b}\cdot\ln r$. Es bedeuten z die komplexe Koordinate, b die Länge des Wirbelfadens senkrecht zur x,y-Ebene; r, φ sind Polarkoordinaten.

Die Stromlinien sind konzentrische Kreise um den Ursprung und die Potentiallinien Strahlen durch den Ursprung (Abb.). Die Geschwindigkeit weist in Umfangrichtung und ist vom Betrag $c_u = \Gamma/2\pi br$. Die Geschwindigkeitsverteilung über den Radius erhält man aus $c_u \cdot r =$ konst. Nach außen nimmt die Geschwindigkeit mit $1/r$ ab, während sie für $r \to 0$ nach Unendlich geht. Die Stelle $r = 0$ ist ein singulärer Punkt. Jede geschlossene Linie, die den Wirbelpunkt enthält, besitzt die Zirkulation Γ. Liegt der Wirbelpunkt außerhalb der geschlossenen Linie, so ist die Zirkulation Null.

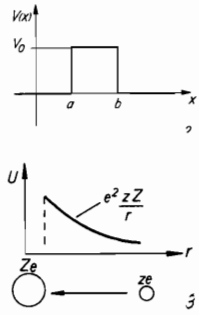


Stromlinien Ψ = konst. und Potentiallinien Φ = konst. eines Potentialwirbels

In kompressibler Strömung gilt ebenfalls das Drallgesetz $c_u \cdot r =$ konst. Es kann jedoch die Maximalgeschwindigkeit $c_{u_{max}}$ (→ Ausströmen) nicht überschritten werden, da dort der Druck $p = 0$ erreicht wird. Damit existiert für $r <$ konst./$c_{u_{max}}$ keine Lösung.

potentielle Energie, → Potential.

Potentiometer, ein stufenlos einstellbarer elektrischer Widerstand, bei dem mittels eines drehbaren Schleifkontaktes Widerstandswerte zwischen Null und einem Maximalwert eingestellt werden können. Als Widerstandsmaterialien werden Drähte verwendet, die wendelförmig angeordnet oder auf einem Isolierring mit kreisförmigem Querschnitt aufgewickelt sind, sowie Hartkohleschichten auf einer ebenen runden Trägerplatte. P. können auch als einstellbare → Spannungsteiler benutzt werden. Präzisionsausführungen mit hochgenauem Zusammenhang zwischen Widerstandswert und Einstellwinkel werden als Meßpotentiometer (→ Meßwiderstand) bezeichnet.



Potentialwall

Potenzgesetzflüssigkeit, *Ostwald-de-Waelesche Flüssigkeit*, nicht-Newtonsche Flüssigkeit, die als inkompressibel angenommen wird und für deren scheinbaren Scherviskositätskoeffizienten ein Potenzansatz gemacht wird. In diesem Ansatz erscheint nur die 2. Invariante des Deformationsgeschwindigkeitstensors D_{ij}. Als Zustandsgleichung erhält man

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2^n K(\tfrac{1}{2}D_{rs}D_{sr})^{\frac{n-1}{2}} D_{ij}.$$

Dabei ist p der hydrostatische Druck. Die beiden Koeffizienten K, n, die noch von der Temperatur abhängig sein können, haben keinerlei physikalische Bedeutung im Sinne einer Stoffkennzahl und gelten nur in einem sehr engen Intervall. Der Parameter K wird als Konsistenzkoeffizient und der Parameter n als Fließindex (Fließexponent) der nicht-Newtonschen Flüssigkeit bezeichnet. Für $n < 1$ nimmt die scheinbare Viskosität mit zunehmender Deformation ab. Derartige Flüssigkeiten werden pseudoplastisch genannt. Für $n = 1$ resultiert daraus die Newtonsche Flüssigkeit mit konstantem Viskositätswert. Für $n > 1$ nimmt die scheinbare Viskosität mit zunehmender Deformation zu. Derartige Flüssigkeiten heißen dilatante Flüssigkeiten. Das Potenzgesetz für vom Newtonschen Verhalten abweichende Flüssigkeiten entstand aus der Viskosimetrie, und zwar in dem Bestreben, die Fließkurve einer mathematischen Formulierung zuzuordnen.

Potenzreihe, eine Reihe der Gestalt $a_0 + a_1(z-b) + a_2(z-b)^2 + \cdots$, in der die Koeffizienten a_n, die Konstante b und die Veränderliche z im allgemeinen komplexe Zahlen sind. Konvergiert die P. in einem Punkt $z = z_0$, so konvergiert sie absolut in jedem näher an b gelegenen Punkt z, für den $|z-b| < |z_0-b|$ gilt, und sie konvergiert gleichmäßig in jedem Kreis um den Mittelpunkt b mit dem Radius $\varrho < |z_0-b|$ (→ Funktionenreihe). Divergiert die Reihe in einem Punkt $z = z_0$, so divergiert sie auch in jedem Punkt, der von b weiter entfernt ist als z_0. Das heißt, es existiert eine positive Zahl R dergestalt, daß die Reihe für $|z-b| < R$ absolut konvergiert und für $|z-b| > R$ divergiert. Dabei konvergiert sie in jedem Kreis mit einem Radius kleiner als R gleichmäßig. Die Zahl R wird auch als *Konvergenzradius* der Reihe bezeichnet.

Die P. kann im Inneren ihres Konvergenzkreises gliedweise differenziert und integriert werden. Die so entstehenden Reihen haben denselben Konvergenzradius wie die ursprüngliche Reihe. → Entwicklung von Funktionen.

pound, Tabelle 2, Masse.

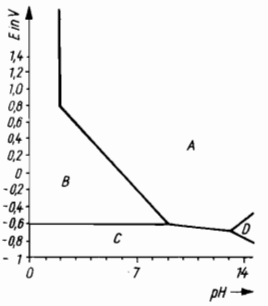
poundal, Tabelle 2, Kraft.

pound-force, Tabelle 2, Kraft.

Pound-Methode, → polarisierte Kerne.

Pound-Rebka-Versuch, → Rotverschiebung im Schwerefeld.

Pourbaix-Diagramm, graphische Darstellung der pH- und Potentialbereiche, in denen bestimmte Vorgänge an einer Elektrode ablaufen können. In der Abb. ist das P.-D. einer Eisenelektrode schematisch dargestellt. Die Felder entsprechen folgenden Elektrodenreaktionen: *A* Passivierung (Oxidschicht); *B* Korrosion (Fe^{2+} ist



Pourbaix-Diagramm des Eisens (stark schematisiert)

stabil); *C* Immunität (Eisen wird katodisch); *D* Korrosion (Bildung von Ferratanionen).

Poynting-Effekt, die Längung eines zylindrischen Körpers unter Torsion. Bei sehr langen Stahl- und Kupferzylindern wurde von Poynting bei Einwirkung eines Torsionsmomentes neben der Torsion auch eine elastische Dehnung beobachtet, die zu einer Volumenzunahme führt. Die Volumenzunahme deutet auf elastische Dilatanz hin. Es läßt sich theoretisch nachweisen, daß eine Streckung von Zylindern erfolgt, wenn Effekte zweiter Ordnung berücksichtigt werden.

Poyntingscher Satz, der Energiesatz der Elektrodynamik. Man erhält ihn aus den beiden Maxwellschen Gleichungen (→ Maxwellsche Theorie)

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{\imath} + \dot{\vec{D}} \tag{1}$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\dot{\vec{B}}. \tag{2}$$

Dabei bedeuten $\vec{E}$ und $\vec{H}$ die elektrische bzw. magnetische Feldstärke, $\vec{B}$ die magnetische Flußdichte, $\vec{D}$ die elektrische Verschiebung und $\vec{\imath}$ die Stromdichte. Durch skalare Multiplikation von (1) mit $-\vec{E}$, und von (2) mit $\vec{H}$ und durch nachfolgende Addition der so entstandenen Gleichungen erhält man

$$\vec{H}\operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E}\operatorname{rot}\vec{H} = -\vec{E}\dot{\vec{D}} - \vec{H}\dot{\vec{B}} - \vec{E}\vec{\imath}. \tag{3}$$

Daraus erhält man unter Verwendung von

$$\vec{H}\operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E}\operatorname{rot}\vec{H} = \operatorname{div}(\vec{E}\times\vec{H}) \tag{4}$$

den Ausdruck

$$\vec{E}\dot{\vec{D}} + \vec{H}\dot{\vec{B}} + \vec{\imath}\vec{E} + \operatorname{div}(\vec{E}\times\vec{H}) = 0. \tag{5}$$

Es werden nun die „Materialgleichungen" eingeführt:

$$\vec{D} = \varepsilon_r\varepsilon_0\vec{E},\ \vec{B} = \mu_r\mu_0\vec{H}. \tag{6}$$

Dabei bedeuten ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, μ_r die relative Permeabilität, ε_0 und μ_0 die elektrische bzw. magnetische Feldkonstante. Mit Hilfe von (6) sieht man, daß der erste Term von (5) die zeitliche Änderung der Energiedichte des elektrischen Feldes ist und der zweite Term die zeitliche Änderung der Energiedichte des magnetischen Feldes. Die Energiedichte des elektrischen Feldes ist

$$w_e = \tfrac{1}{2}\vec{E}\vec{D} = \tfrac{1}{2}\varepsilon_r\varepsilon_0\vec{E}^2 \tag{7}$$

und die Energiedichte des magnetischen Feldes

$$w_m = \tfrac{1}{2}\vec{H}\vec{B} = \tfrac{1}{2}\mu_r\mu_0\vec{H}^2. \tag{8}$$

Der dritte Summand in (5) ist ein Ausdruck für die räumliche Dichte der Stromwärmeleistung von Strömen in Leitern bzw. für die an Ladungen im Vakuum übertragene kinetische

Energie, denn mit der Materialgleichung $\vec{i} = \sigma\vec{E}$, wobei σ die elektrische Leitfähigkeit ist, folgt

$$\vec{i}\vec{E} = \sigma\vec{E}^2. \quad (9)$$

Die Gleichung (5) ist der Poyntingsche S. in differentieller Schreibweise. Integriert man (5) über ein bestimmtes Volumen und wendet auf den 4. Summanden den Gaußschen Satz an, so erhält man die integrale Schreibweise des Poyntingschen S.es

$$-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint\frac{1}{2}(\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H})\,\mathrm{d}V =$$

$$= \iiint\sigma\vec{E}^2\,\mathrm{d}V + \iint(\vec{E}\times\vec{H})\,\mathrm{d}\vec{f}. \quad (10)$$

Der Poyntingsche S. sagt aus, daß die in einem Volumen befindliche Energiedichte des elektromagnetischen Feldes durch Stromwärmeverluste, durch Erhöhung der kinetischen Energie geladener Teilchen und durch eine Größe $\iint(\vec{E}\times\vec{H})\,\mathrm{d}\vec{f}$ abnehmen kann.

$$\vec{S} = (\vec{E}\times\vec{H}) \quad (11)$$

ist der *Poyntingsche Vektor*, und das Oberflächenintegral stellt den Fluß von $\vec{S}$ durch die Oberfläche des betrachteten Volumens dar. Damit ergibt sich für $\vec{S}$ die Deutung als Dichte des Energiestromes.

Bei einer ebenen elektromagnetischen Welle stehen $\vec{E}$ und $\vec{H}$ senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Daher zeigt $\vec{S}$ dort in Ausbreitungsrichtung, außerdem gilt $S = (w_e + w_m)\,c$ mit c als der Lichtgeschwindigkeit.

Poyntingscher Vektor, → Poyntingscher Satz.

ppb, → parts per billion.

PPI, → Radar.

ppm, → parts per million.

PPM, Abk. für Pulsphasenmodulation, → Modulation.

p-p-Prozeß, Proton-Proton-Prozeß, → Kernfusion.

***P*-Produkt,** → zeitgeordnetes Produkt.

Pr, → Prandtlzahl.

Prädissoziation, der Zerfall eines mehrfachangeregten, mehratomigen (vorzugsweise zweiatomigen) Moleküls in dissoziierte (nichtionisierte) Bruchstücke, *bevor* die im gesamten angeregten Molekül gespeicherte, häufig sogar die Dissoziationsenergie (→ Dissoziation 1) überwiegende Anregungsenergie als elektromagnetische Strahlung abgegeben wird. Es findet bei der P. also ein strahlungsloser Übergang in einen dissoziierten Zustand statt, auch wenn die Dissoziationsgrenze des jeweiligen Zustandes noch nicht erreicht ist.

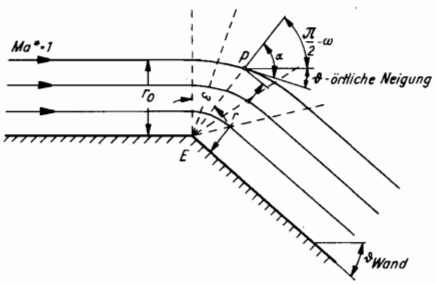
Demgegenüber zerfällt bei der *Präionisation* (→ Autoionisation) vor Strahlungsaussendung das angeregte, mehratomige Molekül in ionisierte Atome.

Praenova, → Nova.

Präionisation, svw. Autoionisation.

praktische Reichweite, → ionisierende Strahlung 2.4).

Prandtl-Meyer-Strömung, stetige isentrope Verdünnungsströmung um eine konvexe Ecke. Entlang einer ebenen Wand (Abb. 1) strömt ein Gas links vom Punkt E mit Schallgeschwindigkeit, die Machzahl beträgt $\mathrm{Ma}^* = 1$. Im Punkt E ist die Wand unter dem Winkel $\vartheta_{\mathrm{Wand}}$ abgeknickt. Rechts von der Knickstelle expandiert das Gas nach außen, so daß hier $\mathrm{Ma}^* > 1$ ist. Stromabwärts vom Punkt E stellt sich wieder eine Parallelströmung ein, jedoch mit vergrößertem Stromlinienabstand. Bei infinitesimalem Abknickwinkel breitet sich die durch den Knick verursachte Störung von E beginnend entlang einer geraden Machschen Linie bzw. einer → Machschen Welle unter dem Machschen Winkel $\alpha = \arcsin(1/\mathrm{Ma})$ aus. Ma ist dabei die mit der örtlichen Schallgeschwindigkeit gebildete Machzahl. An der Machschen Linie erfolgt eine kleine Umlenkung der Stromlinien. Die Dichte und der Druck sind dahinter etwas niedriger und die Machzahl etwas größer als in der Zuströmung. Die Machsche Linie wird deshalb auch als *Verdünnungslinie* bzw. *Verdünnungswelle* bezeichnet. Einen endlich großen Abknickwinkel $\vartheta_{\mathrm{Wand}}$ kann man sich als Folge sehr vieler infinitesimaler Winkel $\mathrm{d}\vartheta$ vorstellen, weil sich die Machschen Linien nicht kreuzen. Geht deren Anzahl nach unendlich, so ergibt sich die stetige Verdünnungsströmung. Die in Abb. 1 vom Punkt E



1 Prandtl-Meyer-Strömung

strahlenförmig ausgehenden, gestrichelt gezeichneten Machschen Linien werden als *Verdünnungsfächer* bezeichnet, da die Strömung expandiert. Entlang einer Machschen Linie bleibt der Gaszustand unverändert, die Machsche Linie schneidet alle Stromlinien unter dem gleichen Winkel. Die erste Linie des Verdünnungsfächers wird durch die Zuström-Machzahl bestimmt, die letzte Linie durch die zunächst noch unbekannte Abström-Machzahl der Parallelströmung hinter dem Knick, die von $\vartheta_{\mathrm{Wand}}$ abhängt. Die Stromlinien sind ähnliche Kurven mit E als Ähnlichkeitszentrum. Innerhalb des Verdünnungsfächers sind Geschwindigkeit, Druck, Dichte und Temperatur des Gases nur vom Zentriwinkel ω abhängig. Die Berechnung der Strömung erfolgt deshalb zweckmäßig mit den Polarkoordinaten r und ω unter Verwendung der Geschwindigkeitskomponenten:

$c_r(\omega) = \partial\Phi/\partial r$; $c_\omega(\omega) = \partial\Phi/(r\cdot\partial\omega)$, wobei für das Potential Φ der Ansatz $\Phi = r\cdot F(\omega)$ gemacht wird. Die Funktion $F(\omega)$ wird aus der Bedingung bestimmt, daß die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Machschen Linie immer gleich der Schallgeschwindigkeit ist. Aus der Rechnung erhält man als Funktion von ω für die Machzahl

$$\mathrm{Ma}^* = 1 + \frac{2}{\varkappa - 1}\cdot\sin^2\left(\sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}}\cdot\omega\right) \quad (1)$$

den Druck

$$\frac{p_R}{p} = \left[\frac{\varkappa+1}{2}\cdot\frac{1}{\cos^2\left(\sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}}\cdot\omega\right)}\right]^{\frac{\varkappa}{\varkappa-1}} \quad (2)$$

Prandtl-Meyer-Strömung

und den Machschen Winkel

$$\tan\alpha = \sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}} \cdot \cot\left(\sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}} \cdot \omega\right). \quad (3)$$

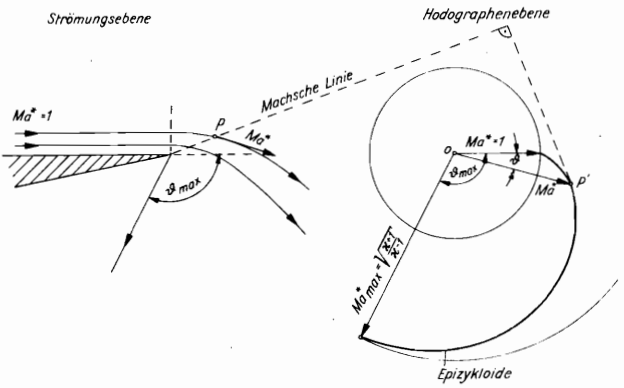
Alle übrigen, den Gaszustand charakterisierenden Größen können mit Hilfe der Isentropenbeziehung berechnet werden.

In der Praxis ist meist $\vartheta_{\mathrm{Wand}}$ vorgegeben und ω unbekannt. Deshalb ist es günstiger, bei der Berechnung der P.-M.-S. mit der Abhängigkeit $\mathrm{Ma}^*(\vartheta)$ zu arbeiten. Durch Betrachtung der Strömung für einen infinitesimalen Abknickwinkel $\mathrm{d}\vartheta$ erhält man die Differentialgleichung

$$\mathrm{d}\vartheta = \sqrt{\frac{\mathrm{Ma}^{*2}-1}{1-\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}\mathrm{Ma}^{*2}}} \cdot \frac{\mathrm{d\,Ma}^*}{\mathrm{Ma}^*}.$$

Daraus ergibt sich durch Integration für die Anfangsbedingungen $\vartheta = 0$, $\mathrm{Ma}^* = 1$ die Beziehung

$$2\vartheta = \arccos\left[\varkappa - (\varkappa+1)\frac{1}{\mathrm{Ma}^{*2}}\right] + \\ + \sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}} \cdot \arccos\left[\varkappa - (\varkappa-1)\,\mathrm{Ma}^{*2}\right] - \pi. \quad (4)$$



2 **Zusammenhang zwischen Strömungsebene und Hodograph**

Aus den Gleichungen (1) und (4) ist zu erkennen, daß ein Maximalwert für die Winkel ω und ϑ existiert, wenn das Gas um eine spitze Kante in das Vakuum expandiert und die Machzahl $\mathrm{Ma}^*_{\max} = \sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}}$ beträgt. Man erhält $\omega_{\max} = \frac{\pi}{2}\cdot\sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}}$ und $\vartheta_{\max} = \omega_{\max} - \frac{\pi}{2} = \\ = \frac{\pi}{2}\cdot\left(\sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}} - 1\right)$. Für Luft ergeben sich als Grenzwerte $\omega_{\max} = 219{,}32°$, $\vartheta_{\max} = 129{,}32°$. Ist der Abknickwinkel der Wand größer als $\vartheta_{\max}$, so erfüllt die Strömung nicht den gesamten Raum, sondern löst sich am Eckpunkt E von der Wand ab und folgt der von einer geraden Stromlinie gebildeten Freistrahlgrenze. Zwischen dieser Grenzlinie und der Wand bildet sich ein Vakuum. Dieser Vorgang ist für stark angestellte Tragflügel und Schaufelgitter in Überschallströmungen von Bedeutung. Die Machzahl der Zuströmung Ma^* kann auch größer als eins sein. Die erste Machsche Linie des Verdünnungsfächers ist dann nicht unter dem Winkel $\alpha = \pi/2$, sondern $\alpha = \arcsin(1/\mathrm{Ma})$ geneigt. Außerdem ist der maximale Ablenkwinkel $\bar{\vartheta}_{\max}$ kleiner als $\vartheta_{\max}$ bei $\mathrm{Ma} = 1$. Es gilt $\bar{\vartheta}_{\max} = \vartheta_{\max} - \bar{\vartheta}$, wobei $\bar{\vartheta}$ ein fiktiver Ablenkwinkel ist, der zur Zuström-Machzahl $\mathrm{Ma}^* > 1$ gehört. Für $\mathrm{Ma}^* = 1$ ist $\bar{\vartheta} = 0$, für $\mathrm{Ma}^* = \mathrm{Ma}^*_{\max}$ ist $\bar{\vartheta} = \vartheta_{\max}$. Das Ablösen der hier vorliegenden Potentialströmung hat grundsätzlich andere Ursachen als die → Grenzschichtablösung. Die Gleichung für die Stromlinien der P.-M.-S. lautet

$$\frac{r}{r_0} = \left[\cos\left(\sqrt{\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}}\cdot\omega\right)\right]^{-\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}};$$

dabei ist r_0 ein Bezugsradius (Abb. 1).

Eine anschauliche Darstellung der P.-M.-S. erhält man, wenn in der Hodographenebene (→ Hodographenmethode) von einem festen Nullpunkt O aus die Geschwindigkeitsvektoren entlang einer Stromlinie aufgetragen werden. Die Geschwindigkeitsvektoren können dabei auch in dimensionsloser Form $\frac{c}{a^*} = \mathrm{Ma}^*$ verwendet werden; a^* ist die kritische Schallgeschwindigkeit. Die Endpunkte der Vektoren beschreiben entsprechend Gleichung (4) eine Kurve, die als *Hodograph der Stromlinie* oder *Charakteristik* bezeichnet wird (Abb. 2). Sie hat die Form einer Epizykloide, die entsteht, wenn ein Kreis mit dem Durchmesser

$$\mathrm{Ma}_{\max} - 1 = \sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}} - 1$$

auf dem Grundkreis mit dem Radius $\mathrm{Ma}^* = 1$ abgerollt wird. Da der Vektor des Geschwindigkeitszuwachses senkrecht auf der zugehörigen Machschen Linie steht und im Hodographen in die Richtung der Tangente an die Charakteristik fällt, gilt der Satz: Die Tangente in einem Punkt P' der Epizykloide steht senkrecht auf der durch den entsprechenden Punkt P der Stromlinie hindurchgehenden Machschen Linie. Verwendet man noch zusätzlich zur Charakteristik $\mathrm{Ma}^*(\vartheta)$ die Darstellung $\mathrm{Ma}^*(\alpha)$, die Isentropenellipse mit den Hauptachsen $\sqrt{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}}$ und 1, so kann leicht die Richtung der Machschen Linien festgestellt werden. Zur Berechnung der Strömung längs einer beliebig geformten konvexen Wand kann die Kontur durch einen einbeschriebenen Polygonzug ersetzt werden, der eine Folge von konvexen Ecken darstellt. Von jedem Eckpunkt geht ein Verdünnungsfächer aus. Durch den Grenzübergang zu einer unendlich großen Anzahl von Eckpunkten erhält man die Umströmung einer stetig gekrümmten konvexen Wand. Von jedem Punkt der Wand gehen gerade Machsche Linien aus, auf denen die Zustandsgrößen des Gases konstant sind. Um den Strömungsverlauf bestimmen zu können, müssen die Ablenkwinkel, also die Richtung der Tangente in jedem Punkt der Wand, bekannt sein.

Weil jede Stromlinie durch eine reibungsfreie gedachte Wand ersetzt werden kann, lassen sich mit Hilfe der P.-M.-S gerade Schaufelgitter für Überschallströmungen entwerfen.

Die Gleichungen der P.-M.-S. gelten grundsätzlich auch für die Strömung entlang einer konkaven Wand mit negativem Ablenkwinkel ϑ, solange die Strömung isentrop verläuft. Durch Überschneiden der Machschen Linien kommt es jedoch zur Ausbildung eines schrägen → Verdichtungsstoßes. Wenn er schwach ist, d. h., wenn der Ablenkwinkel sehr klein ist, kann näherungsweise mit der Charakteristik gearbeitet werden.

Prandtl-Prisma, → Reflexionsprisma.

Prandtl-Rohr, → Strömungssonden.

Prandtlsche Grenzschichtgleichungen, → Grenzschicht.

Prandtlsche Regel, Richtlinie zum Vergleich von ebenen kompressiblen Unterschallströmungen mit ebenen inkompressiblen Strömungen. Die linearisierte Potentialgleichung für die Zuströ-Machzahl $\mathrm{Ma}_\infty < 1$, die lautet

$$(1 - \mathrm{Ma}_\infty^2)\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_U + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}\right)_U = 0, \qquad (1)$$

ist wie die Potentialgleichung der Hydrodynamik

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}\right)_H + \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}\right)_H = 0 \qquad (2)$$

vom elliptischen Typ und unterscheidet sich von dieser nur durch den Faktor $(1 - \mathrm{Ma}_\infty^2)$ des ersten Gliedes (→ Potentialströmung). Es bedeuten Φ Potentialfunktion; x, y kartesische Koordinaten; der Index U kennzeichnet die Unterschallströmung, der Index H die hydrodynamische Strömung. Die Gleichung (1) wird durch die Transformationsformeln

$$c_{xU} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_U = c_{xH} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_H \text{ und}$$

$$c_{yU} = \frac{1}{\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}} \cdot c_{yH} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_U =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}} \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y}\right)_H \text{ in die Potentialgleichung (2) der Hydrodynamik überführt. Es wurde dabei vorausgesetzt, daß in der inkompressiblen Strömung die Geschwindigkeitskomponenten } c_{yU} \text{ in } y\text{-Richtung um den Faktor } 1/\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2} \text{ gegenüber der kompressiblen Strömung verändert wird, während die } x\text{-Komponenten } c_{xU} = c_{xH} \text{ übereinstimmen. Aus der linearisierten → Bernoullischen Gleichung folgt, daß die Druckverteilung } c_p = \frac{p - p_\infty}{(\varrho/2)\, c_\infty^2} =$$

$= -2\,\frac{\Delta c_x}{c_\infty}$ dann in beiden Strömungen übereinstimmt. Dabei bedeuten p den örtlichen Druck, p_∞ den Druck und c_∞ die Geschwindigkeit der Zuströmung, $\Delta c_x = c_x - c_\infty$. Damit gleiche Druckverteilungen in beiden Strömungsfeldern auftreten, müssen die Neigung der Stromlinien im inkompressiblen Bereich um den Faktor $1/\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$ größer und die Abstände zwischen den Stromlinien um den Faktor $\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$ kleiner sein als bei der Unterschallströmung. Die Geschwindigkeiten und Drücke in der kompressiblen Unterschallströmung um ein schlankes Tragflügelprofil (→ Tragflügel) können an einem Profil in hydrodynamischer Strömung berechnet oder gemessen werden, dessen Wölbungsverhältnis, Dickenverhältnis und Anstellwinkel um den Faktor $1/\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$ größer sind als die entsprechenden Werte des Unterschallprofils. Soll eine bekannte günstige Druckverteilung der inkompressiblen Strömung auch im kompressiblen Bereich beibehalten werden, so müssen Wölbungsverhältnis, Dickenverhältnis und Anstellwinkel durch Multiplizieren mit $\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$ vermindert werden.

Stimmen Profilkontur und Anstellwinkel in hydrodynamischer Strömung und in Unterschallströmung überein, so ändern sich Druckverteilung und Auftriebsbeiwert in erster Näherung proportional zu $1/\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$. Bei der Strömung durch Kanäle ist der Querschnitt in volumenbeständiger Strömung um den Faktor $\sqrt{1 - \mathrm{Ma}_\infty^2}$ kleiner als in der kompressiblen Strömung.

Die P. R. gilt für schlanke, schwach angestellte Profile, solange die Zuströ-Machzahl kleiner ist als die kritische Machzahl, bei der im Druckminimum auf dem Profil gerade die Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Daß die Voraussetzungen der Linearisierung in der Umgebung des Staupunktes nicht erfüllt sind, hat praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse.

Prandtlscher Körper, Kombination des elastischen oder Hookeschen Körpers mit dem plastischen oder St.-Venantschen Körper. Der St.-Venantsche Grundkörper ist durch das starr-idealplastische Werkstoffverhalten gekennzeichnet.

Prandtlsches Staurohr, eine → Strömungssonde.

Prandtlzahl, Pr, eine → Kennzahl, das Verhältnis von kinematischer Zähigkeit ν zu Temperaturleitfähigkeit a: $\mathrm{Pr} = \nu/a = \eta \cdot g \cdot c_p/\lambda = \mathrm{Pe}/\mathrm{Re}$; dabei ist η die dynamische Zähigkeit, g die Erdbeschleunigung, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, λ die Wärmeleitzahl, Pe die Pécletzahl, Re die Reynoldszahl. Die P. ist ein reiner Stoffwert und von Bedeutung für die Wärmeübertragung in Strömungen (→ Konvektion).

Pränukleation, svw. Bekernung.

Präparation, *Präparationsmessung,* Herstellung eines physikalischen Systems oder einer Gesamtheit von solchen mit bestimmten, fest vorgegebenen Eigenschaften nach einer eindeutigen Meßvorschrift, der *Präparationsvorschrift.* Durch die P. wird die Wiederholbarkeit von Experimenten unter gleichen physikalischen Bedingungen gesichert.

Präparationsmessung, svw. Präparation.

Präparationstechnik, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Präparationsvorschrift, → Präparation.

Präzession, 1) Mechanik: → Kreisel.

2) Astronomie: die Verlagerung der Schnittpunkte des Himmelsäquators mit der Ekliptik längs der Ekliptik. Die P. wird verursacht durch die anziehende Wirkung von Sonne und Mond auf die nicht völlig kugelsymmetrische Erde, die wegen ihrer Rotation (→ Erdrotation) als Kreisel aufgefaßt werden kann. Das von Sonne und Mond auf die Erde ausgeübte Drehmoment bewirkt nach den Kreiselgesetzen eine Verlagerung der Rotationsachse und damit eine Verschiebung des Himmelsäquators. Die Rotationsachse der Erde beschreibt den Mantel eines Kegels, dessen feststehende Achse senkrecht auf

Präzisions-widerstandsdekade

der Ebene der Ekliptik steht. Ein voller Umlauf dauert 25700 Jahre. Der halbe Öffnungswinkel des Kegels ist gleich der Schiefe der Ekliptik $\varepsilon = 23° 27'$, d. h. gleich dem Winkel, unter dem sich Himmelsäquator und Ekliptik schneiden. Die P. ist nicht vollkommen gleichförmig, da das vom Mond erzeugte Drehmoment wegen des wechselnden Abstandes des Mondes vom Erdmittelpunkt und von der Symmetrieebene der Erde zeitlich veränderlich ist. Die periodischen Schwankungen der P. werden als *Nutation* bezeichnet.

Die um die Sonne laufende Erde kann ebenfalls als Kreiselbewegung aufgefaßt werden. Die anderen Planeten üben dann ein Drehmoment aus, was zu einer Verlagerung der Erdbahnebene und damit der Ekliptik führt.

Präzisionswiderstandsdekade, → Meßwiderstand.

Preisach-Modell, Modellvorstellung zur Behandlung irreversibler Magnetisierungsänderungen. Es wird angenommen, daß der Stoff durch eine Gesamtheit kleiner Bereiche mit rechteckigen Hystereseschleifen beschrieben werden kann. Diese Schleifen werden durch ihre Koerzitivfeldstärke H_c und ein mittleres Wechselwirkungsfeld H_m charakterisiert, das sie aus der symmetrischen Lage verschiebt. Der jeweilige Zustand des Stoffes ist dann festgelegt durch die Angabe, ob die einem Punkt H_c, H_m des Preisach-Diagrammes entsprechenden Bereiche positiv oder negativ magnetisiert sind. Angewandt wird das P.-M. auf die Berechnung der Magnetisierung in schwachen Feldern (→ Rayleigh-Gesetz) und Nachwirkungserscheinungen (→ Nachwirkung 1).

Presbyopie, → Akkommodation.

Preßgaskondensator, als Spannungsteiler in der Hochspannungsmeßtechnik verwendeter Kondensator mit koaxialen Zylinderelektroden in einem mit Stickstoff unter 10 bis 15 at gefüllten Isoliergefäß. P.en werden bis 1000 kV gefertigt; sie haben einen niedrigen Verlustfaktor und Kapazitätswerte von 50 bis 100 pF.

Preßmagnete, svw. Pulvermagnete.

Pressung, Beanspruchung von aufeinandergedrückten Teilen. Allgemein sind Normal- und Schubspannungen sowie Verschiebungskomponenten an der Kontaktfläche unbekannte Randbedingungen; Sonderfall → Hertzsche Pressung.

Prevostsches Gesetz, → Kirchhoffsches Strahlungsgesetz.

Prezipitation, das Herabregnen von Teilchen des magnetosphärischen Plasmas in die Ionosphäre. Teilchen, die den Spiegelungspunkt ihrer → Bounce-Bewegung in der Ionosphäre unterhalb etwa 120 km Höhe haben, wechselwirken mit den Teilchen des ionosphärischen Plasmas, verlieren Energie und verbleiben in der Ionosphäre. Die P. führt in der Ionosphäre zu Gebieten mit erhöhten elektrischen Leitfähigkeiten.

Primärelektronen, Elektronen in elektrischen Gasentladungen, die, aus der Katode ausgelöst und im Katodenfall stark beschleunigt, noch keine oder nur sehr wenig Stöße mit den Plasmateilchen ausgeführt haben, so daß sie das Entladungsgefäß mehr oder minder gerichtet durchsetzen. Die P. unterscheiden sich von den eigentlichen Plasmaelektronen durch ihre vergleichsweise hohe kinetische Energie und durch ihre stark gerichtete Bewegung.

Primärkreis, Stromkreis elektrischer Maschinen und Geräte, der die elektrische Energie aufnimmt. Gegensatz: → Sekundärkreis.

Primärradar, → Radar.

Primärstrahl, in der Hochenergiephysik bei Streuexperimenten das Bündel der stoßenden Teilchen, d. h. der auf das Target auftreffende Teilchenstrahl.

Primärstrahlung, → kosmische Strahlung.

Primärvalenzen, → Farbenlehre.

Primärwicklung, *Primärspule,* beim Transformator die die elektrische Energie aufnehmende und das Magnetfeld aufbauende Wicklung bzw. Spule. Die P. wirkt als Verbraucher elektrischer Leistung. Gegensatz: → Sekundärwicklung.

Prime, Grundton einer Tonleiter oder eines Akkords, zugleich Intervallbezeichnung. Im letzten Fall bezeichnet man das Intervall c — c als reine P., die Intervalle c — cis und c — ces als übermäßige P.n.

primitiv divergente Feynman-Diagramme, → Renormierung.

primitives Gitter, → Elementarzelle.

Prinzip, weitreichende Aussage über das Verhalten von physikalischen Systemen, die gewöhnlich die Bewegung einer ganzen Klasse physikalischer Systeme aus allgemeinen Annahmen zu erklären ermöglicht und Bewegungsgleichungen liefert. Beispielsweise sind die P.e der Mechanik im wesentlichen äquivalente Vorschriften zur Behandlung mechanischer Systeme. Aber auch einzelne, in einem Wissenschaftszweig nicht erklärbare, jedoch durch Experimente als wahr befundene Aussagen werden P.e genannt und zur Erklärung der Erscheinungen mit an die Spitze der Theorie gestellt; z. B. läßt sich das Pauli-Prinzip im Rahmen der Quantenmechanik nicht erklären und wird deshalb als zusätzliches Postulat aufgenommen. Entsprechendes gilt vom speziellen und vom allgemeinen Relativitätsprinzip, die von Einstein zur Grundlegung der Relativitätstheorie benutzt wurden. Die Thermodynamik irreversibler Prozesse benutzt wesentlich das P. der mikroskopischen Reversibilität. Über diese an spezielle Theorien oder Klassen von Erscheinungen gebundenen P.e hinaus geht das für die Naturwissenschaften grundlegende Kausalitätsprinzip.

Prinzipalfunktion, → Wirkung.

Prinzip der allgemeinen Kovarianz, → Relativitätsprinzip.

Prinzip der geradesten Bahn, → Hertzsches Prinzip der geradesten Bahn.

Prinzip der kleinsten Wirkung, →Hamiltonsches Prinzip, → Maupertuissches Prinzip.

Prinzip der Materialindifferenz, *Prinzip der Materialobjektivität.* Das Prinzip drückt mathematisch die Tatsache aus, daß sich die Substanz bei der Einwirkung äußerer Kräfte unabhängig vom Beobachter verhält. Das bedeutet, daß die Form der rheologischen Zustandsgleichung nicht durch eine willkürliche Drehung des Bezugssystems verändert wird.

Prinzip der mikroskopischen Reversibilität, besagt, daß im thermodynamischen Gleichgewicht die zeitlichen Schwankungen physikalischer Größen um ihre Mittelwerte keine der

beiden Zeitrichtungen auszeichnen, so daß eine Umkehrung der zeitlichen Reihenfolge ebenfalls einen möglichen Schwankungsverlauf liefert. Aus dem P. d. m. R. können die Onsagerschen Reziprozitätsbeziehungen der Thermodynamik irreversibler Prozesse abgeleitet werden.

Prinzip der thermodynamischen Zulässigkeit, ein Prinzip, nach dem alle rheologischen Zustandsgleichungen außer den mechanischen Erhaltungs- und Gleichgewichtsbedingungen der Clausius-Duhemschen Ungleichung gehorchen müssen.

Prinzip der virtuellen Arbeit, *Prinzip der virtuellen Verrückungen*, *Prinzip der virtuellen Verschiebungen*, Differentialprinzip der Mechanik (→ Prinzipe der Mechanik), speziell der Statik, das die Untersuchung von Gleichgewichtszuständen mechanischer Systeme, zwischen deren Massepunkten Bindungen bestehen, ermöglicht. Das P. d. v. A. verlangt, daß die bei virtuellen Verrückungen $\delta\vec{r}_i$ ($i = 1, \ldots, N$) der N Massepunkte von den am System angreifenden Kräften $\vec{F}_i$ verrichtete virtuelle Arbeit $\delta A = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i \delta\vec{r}_i$ im Gleichgewicht verschwindet. Da die inneren Kräfte $\vec{F}_i^{(i)}$ am System keine Arbeit verrichten können (sonst wäre die Konstruktion eines perpetuum mobile 1. Art möglich), ist

$$\sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i^{(i)} \delta\vec{r}_i = 0,$$

und das P. d. v. A. verlangt daher

$$\delta A = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i^{(a)} \delta\vec{r}_i = 0$$

für alle möglichen virtuellen Verrückungen, wobei $\vec{F}_i^{(a)}$ die äußeren, eingeprägten Kräfte sind. Das P. d. v. A. macht die oft sehr mühsame Ermittlung der von den Bindungen herrührenden Zwangskräfte überflüssig; bei Kenntnis des Gleichgewichtszustands ermöglicht es die Ermittlung dieser Zwangskräfte, und zwar nach der *kinematischen Methode*: Man hat die infinitesimalen Verrückungen des Systems dazu so einzurichten, daß alle von den Bindungen herrührenden Bedingungen bis auf diejenige erfüllt sind, die der gesuchten Reaktion entspricht. Eine andere Möglichkeit ist das Befreiungsprinzip von Lagrange (→ Zwangskraft). Beim Flaschenzug mit einer losen Rolle wird bei einer virtuellen Verrückung des Seilendes mit der Kraft P um δ_P die Last Q um $\delta_Q = -\frac{1}{2}\delta_P$ verschoben (Abb.), wenn das Seil undehnbar ist (das negative Vorzeichen tritt wegen der entgegengesetzten Richtung beider Verrückungen auf); $\delta A = P\delta_P + Q\delta_Q = (P - \frac{1}{2}Q)\,\delta_P = 0$ führt, da δ_P beliebig ist und daher auch verschieden von Null angenommen werden kann, auf die Gleichung $P = Q/2$ im Gleichgewicht. Kräfte zwischen den Rollen oder Seilspannungen brauchen hierfür nicht betrachtet zu werden.

Da die virtuelle Arbeit in der Form $\delta A = \sum_{j=1}^{f} Q_j \delta q_j$ (wobei f Anzahl der Freiheitsgrade des Systems, Q_j verallgemeinerte Kräfte, q_j verallgemeinerte Koordinaten) mit völlig willkürlichen δq_j (→ virtuelle Verrückungen) geschrieben werden kann, verlangt das P. d. v. A. für holonome Systeme das Verschwinden aller verallgemeinerten Kräfte im Gleichgewicht.

Neben Systemen mit endlich vielen Freiheitsgraden gilt das P. d. v. A. für Systeme starrer Körper, wenn keine Reibung zu berücksichtigen ist, ferner für inkompressible reibungsfreie Flüssigkeiten und undehnbare Seile.

Bei einseitigen Bindungen lautet die Gleichgewichtsbedingung $\delta A \leqq 0$, wobei man praktisch mit dem Gleichheitszeichen arbeitet und das Ungleichheitszeichen lediglich zur Kontrolle heranzieht. Diese von Fourier stammende Erweiterung des P.s d. v. A. wird auch *Fouriersches Prinzip* genannt. Die Erweiterung auf Probleme der Dynamik wurde von d'Alembert vorgenommen (→ d'Alembertsches Prinzip).

Prinzip der virtuellen Verrückungen, svw. Prinzip der virtuellen Arbeit.

Prinzip der virtuellen Verschiebungen, svw. Prinzip der virtuellen Arbeit.

Prinzip des alternierenden Gradienten, svw. starke → Fokussierung.

Prinzip des kleinsten Zwangs, → Gaußsches Prinzip, → Le-Chatelier-Braunsches Prinzip.

Prinzip des Maximums, → Funktionentheorie.

Prinzipe der Mechanik, Aussagen, aus denen die Bewegungsgleichungen für freie und gebundene mechanische Systeme abgeleitet werden können. Man unterscheidet *Differentialprinzipe*, bei denen benachbarte Augenblickszustände verglichen werden, und *Integralprinzipe*, bei denen das Verhalten des Systems während endlicher Zeiten auf benachbarten Bahnkurven verglichen wird. Bei den Integralprinzipen wird ein Integral von der Dimension einer Wirkung zu einem Extremum, im allgemeinen zu einem Minimum, gemacht, weshalb sie auch *Extremal-* oder *Variationsprinzipe*, häufig auch *Aktions-* oder *Wirkungsprinzipe* genannt werden (→ Variationsrechnung).

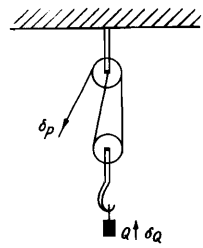
Differentialprinzipe sind das → Prinzip der virtuellen Arbeit, das → d'Alembertsche Prinzip, das → Gaußsche Prinzip und das aus ihm abgeleitete → Hertzsche Prinzip; Integralprinzipe sind das → Hamiltonsche Prinzip, das → Maupertuissche Prinzip einschließlich des Jacobischen Prinzips und der beiden → Fermatschen Prinzipe der schnellsten Ankunft und des kürzesten Weges, die vor allem in der Optik angewandt werden.

Die P. d. M. sind der Aussage der Newtonschen Axiome äquivalent, haben aber im allgemeinen den Vorteil, daß sie gleich mit Hilfe verallgemeinerter Koordinaten formuliert werden können und daher häufig schneller zum Ziel führen als jene.

Eng verknüpft mit den P.n d. M. sind Differentialgleichungssysteme, die als allgemeine Bewegungsgleichungen mechanischer Systeme eine große Rolle spielen, und zwar die → Lagrangeschen Gleichungen 1. und 2. Art, die Hamiltonschen kanonischen Gleichungen, die Grundlage der → Hamiltonschen kanonischen Theorie sind, und die Hamilton-Jacobische partielle Differentialgleichung (→ Hamilton-Jacobische Differentialgleichung).

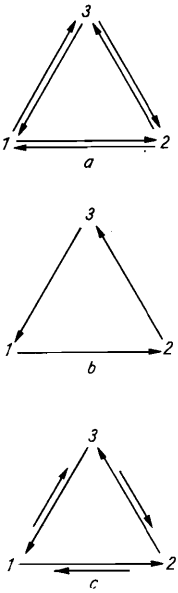
Lit. → Mechanik.

Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht, Aussage, daß im Gleichgewicht die Übergangswahrscheinlichkeiten für einen beliebigen Elementarprozeß und seine Umkehrung gleich sind. Bei Molekülstößen z. B. steht im kinetischen Gleich-



Prinzip der virtuellen Arbeit

Prinzip vom Minimum der potentiellen Energie



a Detailliertes, *b* zyklisches, *c* gemischtes Gleichgewicht. Die Länge der Pfeile ist ein Maß für die jeweilige Übergangswahrscheinlichkeit

gewicht jedem elastischen Stoß ein ebenso häufiger Gegenstoß, der inverse Stoß, gegenüber. Der denkbare Fall eines *zyklischen* oder eines *gemischten Gleichgewichtes*, bei dem im Gegensatz zum detaillierten Gleichgewicht nicht jeder Teilprozeß für sich im Gleichgewicht ist, sondern dies erst im Gesamtprozeß realisiert ist, kommt in der Natur nicht vor (Abb.).

Prinzip vom Minimum der potentiellen Energie, Satz, wonach die Gleichgewichtslage eines schwingungsfähigen physikalischen Systems durch das Minimum der potentiellen Energie bestimmt ist. Das P. v. M. d. p. E. kann für lineare Schwingungen bewiesen werden.

Prinzip von der Erhaltung der Energie, → Energiesatz, → Erhaltungssätze.

Prinzip von Feinberg. Die Tragfähigkeit eines Tragwerkes kann unter solchen Lasten nicht erschöpft sein, für die sich ein Gleichgewichtszustand finden läßt, der nirgends die Fließgrenze erreicht.

Prisma, in der Optik ein Körper aus durchsichtigem Stoff, der von mindestens zwei sich schneidenden Ebenen begrenzt ist. Die Schnittkante dieser beiden Ebenen heißt *brechende Kante*, senkrecht zu ihr liegt der *Hauptschnitt* des P.s. Der im Hauptschnitt liegende Winkel an der brechenden Kante ist der *Prismenwinkel* (*brechender Winkel*). Ein das P. durchsetzender Lichtstrahl wird aus seiner ursprünglichen Richtung um den *Ablenkwinkel* des P.s abgelenkt.

Nach Wirkungsweise und Anwendung unterscheidet man 1) das → Dispersionsprisma, das zur spektralen Zerlegung des Lichtes benutzt wird, 2) das → Ablenkprisma (Keil), bei dem die Brechung eine meist kleine Änderung der Abbildungsrichtung erzeugt, 3) das → Reflexionsprisma, ein totalreflektierendes P., das in der Wirkung dem ebenen Spiegel entspricht und zu stärkerer Ablenkung oder Bildumkehr dient, und 4) das → Polarisationsprisma.

Prismenfernrohr, ein Fernrohr vom Typ → Keplersches Fernrohr, bei dem sich zwischen Objektiv und Okular ein bildumkehrendes Prismensystem befindet. Es entsteht so ein aufrechtes, seitenrichtiges Bild. P.e für den Handgebrauch werden auch *Prismenfeldstecher* oder *Prismengläser* genannt. Als Prismensysteme werden vorwiegend Porro-Prismensysteme 1. und 2. Art (→ Reflexionsprisma) verwendet. Durch diese Prismenanordnung wird die Baulänge kürzer als beim Keplerschen Fernrohr. Beim Doppelfernrohr kann außerdem durch die Prismen Einfluß auf die Perspektive genommen werden. So wird durch einen Objektivabstand, der größer als der Augenabstand ist, ein besserer stereoskopischer Eindruck vermittelt. Derartige P.e mit gesteigerter Plastik sind häufig mit Mitteltrieb zur gleichzeitigen Fokussierung und mit Knickbrücke zur Augenabstandsanpassung versehen. Dabei kann unterschiedliche Fehlsichtigkeit der beiden Augen an einer Okulareinstellung kompensiert werden. Bei besonders staub- und spritzwassergeschützten Prismen-Doppelfernrohren ist kein Mitteltrieb vorhanden, die Fokussierung erfolgt getrennt an den Okularen.

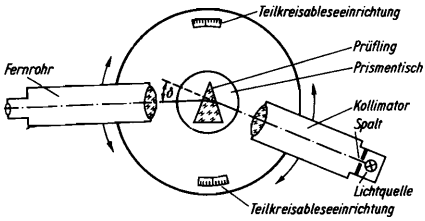
Die Bezeichnung auf P.en gibt üblicherweise Vergrößerung und Durchmesser der Eintrittspupille in mm an, z. B. 8 × 30 (8fache Vergrößerung und 30 mm Durchmesser der Eintrittspupille). Bei Handfernrohren ist eine Vergrößerung über 10fach ungeeignet.

Interessant für P.e ist die Dämmerungssehleistung. Als Maß dafür hat sich der Ausdruck $\sqrt{\Gamma' \cdot 2\varrho_{EP}}$ bewährt. Dabei ist Γ' die Vergrößerung und $2\varrho_{EP}$ der Durchmesser der Eintrittspupille.

Prismenglas, → Prismenfernrohr.

Prismenspektrograph, → Spektrograph.

Prismenspektrometer, ein Spektrometer, bei dem die spektrale Zerlegung und die Ablenkung des Lichtes durch ein Prisma erfolgt und das vielfach zur Brechzahlmessung verwendet wird. Das P. mit schwenkbarem Fernrohr hat folgenden Aufbau (Abb.): Der vom schwenkbaren Kollimator ins Unendliche abgebildete Spalt wird mit dem Fernrohr (in der Regel einem Autokollimationsfernrohr) betrachtet. Das auf dem dreh- und justierbaren Prismentisch befindliche Prisma lenkt den Parallelstrahlengang um den Winkel δ ab. Der detaillierte Strahlenverlauf am Prisma geht aus der Abb. 1 im Artikel Brechzahlmessung hervor. Die Verschwenkung des Fernrohres oder des Kollimators ergibt diesen Ablenkungswinkel δ und kann mit dem Teilkreis gemessen werden. Dazu dienen zwei diametral gegenüberliegende Teilkreisableseeinrichtungen, wodurch die Ablesefehler einer exzentrischen Lagerung des Teilkreises eliminiert und der Einfluß von Teilungsfehlern verringert werden. → Betaspektrometrie.



Prinzipieller Aufbau eines Prismenspektrometers

Prismenwinkel, → Prisma.

Probekörper, Körper zur Ausmessung der Stärke eines Feldes. Ein idealer P. sollte punktförmig sein, z. B. eine *Punktladung* zur Ausmessung des elektrischen Feldes oder eine *Punktmasse* zur Ausmessung des Gravitationsfeldes, und das Feld selbst nicht verändern. Wegen der räumlichen Ausdehnung der Elementarteilchen (→ Elementarlänge) und des endlichen Betrags der Ladungen können beide Voraussetzungen nicht ideal erfüllt werden (→ axiomatische Quantentheorie). Für reale makroskopische Feldmessungen können stets hinreichend kleine P. konstruiert werden.

Probiermethode, → Kristallstrukturanalyse.

Produktregel, → Differentialrechnung.

Profilbeiwerte, dimensionslose Größen zur Charakterisierung der strömungstechnischen Eigenschaften eines → Tragflügels. Man unterscheidet den → *Auftriebsbeiwert* $c_A = F_A/((\varrho/2)\, c_\infty^2 \cdot A)$, den *Widerstandsbeiwert* $c_W = F_W/((\varrho/2)\, c_\infty^2 \cdot A)$ (→ Strömungswiderstand), den *Normalkraftbeiwert* $c_N = F_N/((\varrho/2)\, c_\infty^2 \cdot A)$, den *Tangentialkraftbeiwert* $c_T = F_T/((\varrho/2)\, c_\infty^2 \cdot A)$ und den *Momentenbeiwert* $c_M = M/((\varrho/2)\, c_\infty^2 \cdot A \cdot l)$ (→ Druckpunkt). Dabei bedeuten F_A den Auftrieb,

ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Zuströmgeschwindigkeit, A die Projektion der Flügelfläche auf die Zuströmebene, F_W ist der Widerstand, F_N die Normalkraft und F_T die Tangentialkraft, Komponenten der resultierenden Luftkraft normal bzw. parallel zur Flügelsehne. M ist das Moment, für das als Bezugspunkt die Profilvorderkante oder ein im Abstand $l/4$ von der Vorderkante auf der Sehne liegender Punkt gewählt wird; l ist die Sehnenlänge oder Flügeltiefe.

Profilebene, Scheibe mit variabler Dicke, die in ihrer Ebene belastet wird.

Lit. Vocke: Lineare Elastizität, Profilstab und Profilebene (1. Aufl. Leipzig 1966).

Profilwiderstand, → Strömungswiderstand.

Programm, die Darstellung der Elementarschritte eines → Algorithmus durch Anweisungen an einen Automaten. Eine Verschlüsselung des P.s im *Autokode* enthält Operationen, die der Automat unmittelbar ausführen kann. Anweisungen in einer problemorientierten Programmsprache, z. B. Algol, Fortran oder Cobol, müssen durch ein *Übersetzungsprogramm* durch einen Compiler erst in den Autokode übertragen werden. Im zweiten Fall ist das P. in mehreren Automaten anwendbar, aber redundant, es erfordert größere Rechenzeiten.

Ein *unverzweigtes Geradeausprogramm* arbeitet die Befehle in festgelegter Folge ab, so daß jeder der vorhandenen Befehle genau einmal durchlaufen wird. Ein *verzweigtes Geradeausprogramm* hat mehrere Geradeauszweige zur Verfügung, und der Automat entscheidet nach einem Test, nach Überprüfen einer Bedingung, welcher Zweig abgearbeitet wird. Jeder Programmbefehl wird dann höchstens einmal abgearbeitet.

Ein *zyklisches P.* enthält Befehle, die in Abhängigkeit von Testergebnissen wenigstens zweimal durchlaufen werden können. Die Programmierung in zyklischen P.en erleichert den Programmieraufwand erheblich.

Informationsverarbeitende Befehle führen arithmetische oder logische Operationen aus. *Logische Befehle* können Wörter des Automatenkodes logisch transformieren, z. B. gegeneinander verschieben, bitweise vereinigen, Konjunktionsoperationen oder Wortspiegelungen ausführen. *Testbefehle* geben Ja-nein-Entscheidungen, je nachdem, ob eine eingegebene Bedingung erfüllt ist oder nicht. *Sprungbefehle* machen ein Verlassen der natürlichen Befehlsabarbeitungsfolge im Speicher möglich, *organisatorische Befehle* steuern den Informationstransport im Automaten bzw. zwischen dem Automaten und den periphären Geräten, z. B. den Ein- und Ausgabegeräten. Sie können auch Befehlswörter des P.s in ihrem Adressenteil modifizieren. *Makrobefehle* sind Unterprogramme, die nach Abarbeitung einiger organisatorischer Befehle wie ein kompakter Befehl vom Automaten ausgeführt werden und im Ergebnis der Abarbeitung ihre Resultate an vereinbarter Stelle abliefern.

Projektionsapparat, svw. Bildwerfer.

Projektionsoperator, → Operator.

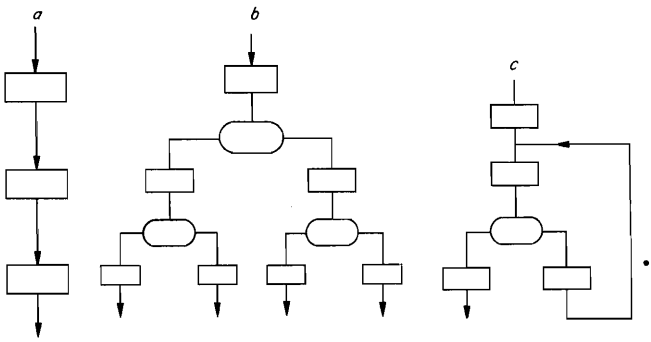
projektive Relativitätstheorie, svw. fünfdimensionale Relativitätstheorie.

Projektor, → Operator.

Promethium, Pm, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 61. Bekannt sind 13 Isotope der Massezahlen 141 bis 152 und 154. Das längstlebige Isotop ist ^{145}Pm mit einer Halbwertszeit von 18 Jahren. Am schnellsten zerfällt ^{142}Pm mit einer Halbwertszeit von 30 Sekunden. ^{147}Pm wurde 1945 von Marinsky, Glendenin und Coryell erstmals in Uranspaltprodukten gefunden. Es wird zur radioaktiven Dickenmessung und in Isotopenbatterien verwendet.

Promotionsenergie, → Promovierung.

Promovierung, Übergang eines Elektrons aus dem Grundzustand in den Valenzzustand eines Atoms. Bei mehreren Elementen besteht keine Übereinstimmung zwischen der Anzahl der auf Grund der Elektronenkonfiguration des Grundzustandes zu erwartenden und der Anzahl der wirklich betätigten kovalenten Bindungen (→ chemische Bindung). So ist z. B. beim Kohlenstoff mit seiner Elektronenkonfiguration $1s^2\,2s^2\,2p^2$ zu erwarten, daß er in chemischen



Programmtypen: *a* unverzweigtes Geradeausprogramm, *b* verzweigtes Geradeausprogramm, *c* zyklisches Programm

Verbindungen zweibindig auftritt. Jedoch wird im Methan Vierbindigkeit des Kohlenstoffs festgestellt. Dieser Widerspruch wird durch die Annahme gelöst, daß ein Elektron aus dem 2*s*-Orbital in ein 2*p*-Orbital übergeht, so daß Kohlenstoff den Valenzzustand $1s^2\,2s\,2p^3$ mit vier einfach besetzten Atombahnen annimmt und daher vier kovalente Bindungen bilden kann. Für diesen als P. bezeichneten Vorgang ist Energie, die *Promotionsenergie*, erforderlich, die von der bei der Bildung der Bindung frei werdenden Energie aufgebracht wird. Der im Methan tatsächlich vorliegende Valenzzustand des Kohlenstoffs ergibt sich schließlich durch Mischung des 2*s*- und der drei 2*p*-Elektronenzustände (→ Hybridisation).

prompte Neutronen, Bezeichnung für diejenigen Neutronen, die unmittelbar, d. h. innerhalb 10^{-12} s, bei der *Kernspaltung* entstehen. Mehr als 99% aller *Spaltneutronen* sind p. N., der Rest dagegen, bis zu Minuten verzögert, erscheint als *verzögerte Neutronen* aus neutronenemittierenden Mutterkernen.

prompt-kritisch, Bezeichnung für einen Reaktor, der bereits mit → prompten Neutronen *kritisch* wird, d. h., daß in ihm eine Kernkettenreaktion ablaufen kann. Der p.-k.e Reaktor ist nicht auf die verzögerten Neutronen angewiesen, und weil der Neutronenfluß dabei außerordentlich

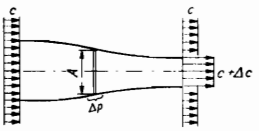
schnell anwächst, ist er sehr schwer zu regeln; → Vierfaktorenformel.

Pronyscher Zaum, → Reibung.

Propagator, svw. Ausbreitungsfunktion.

Propeller, rotierender → Tragflügel zur Erzeugung einer in Bewegungsrichtung weisenden Kraft (Schub) in Flüssigkeiten und Gasen. Im Unterschied zur geradlinigen Bewegung des Tragflügels bewegt sich der Propellerflügel infolge der Rotation bei gleichzeitigem Fortschreiten auf einer Schraubenlinie. Deshalb wird der P. auch *Schraubenpropeller* oder kurz *Schraube* (*Luftschraube* bzw. *Schiffsschraube*) genannt. Jeder radiale Schnitt des Flügelblattes kann näherungsweise wie ein unendlich langer Tragflügel behandelt werden, der mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Flügelelement und umgebendem Medium angeströmt wird. Die Berechnung und optimale Gestaltung des P.s ist Gegenstand der *Propellertheorie*.

Nach dem → Impulssatz der Strömungslehre entsteht der Schub F_s dadurch, daß der P. dauernd neue Flüssigkeitsmassen in Bewegung setzt. Die dem P. zugeführte mechanische Energie wird in kinetische Energie umgesetzt, wobei die Geschwindigkeit im Strahl um Δc größer ist als die Vortriebsgeschwindigkeit c (Abb.). Die



Berechnung des idealen Propellers

Berechnung des P.s erfolgt nach der Strahltheorie für inkompressible Strömung, bei der Reibung und Strahldrehung nicht berücksichtigt werden. Den Betrachtungen wird ein idealisierter P. mit verschwindender Tiefe der Schaufelblätter zugrundegelegt. Weiterhin wird angenommen, daß alle durch den Schraubenkreis mit der Fläche A gehenden Flüssigkeitsteilchen die gleiche Druckerhöhung Δp erfahren. Wendet man die → Bernoullische Gleichung auf die Strömung unmittelbar vor und hinter dem P. an, so ergibt sich für den Drucksprung $\Delta p = \varrho c(c + (\Delta c/2))$; ϱ ist die Dichte des Strömungsmediums. Der Impulssatz für eine die Schraubenkreisebene eng umschließende Kontrollfläche liefert die Bestimmungsgleichung für den Schub: $F_s = A \cdot \Delta p = \varrho \cdot A \cdot c(c + (\Delta c/2))$. Die Axialgeschwindigkeit an der Schraubenkreisebene c_p ist das Mittel zwischen der Vortriebsgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit weit hinten im Strahl: $c_p = c + (\Delta c/2)$. Infolge der Übergeschwindigkeit $\Delta c = -c + \sqrt{c^2 + (2F_s/\varrho \cdot A)}$ muß sich der Strahl nach der Kontinuitätsgleichung einschnüren. Die Antriebsleistung P_Z des P.s ist gleich der Summe der Nutzleistung $P_N = F_s \cdot c$, der Leistung zur Erzeugung der Übergeschwindigkeit im Propellerstrahl $P_s = \dot{m}\Delta c^2/2$, wobei $\dot{m}$ die sekundlich bewegte Masse bedeutet, und der Verlustleistung infolge von → Strömungswiderständen, die durch Reibung und Verwirbelung des nutzlos im Strahl erzeugten Dralles hervorgerufen werden. Der Wirkungsgrad des P.s ist das Verhältnis von Nutzleistung zu aufgewandter Leistung: $\eta = P_N/P_Z$. Unabhängig von der Art der Energiezufuhr ist der für Vergleichszwecke gut geeignete Froudesche Strahlwirkungsgrad η_F, der P_N mit $P_N + P_S$ vergleicht:

$\eta_F = P_N/(P_N + P_S) = c/(c + (\Delta c/2))$. Danach ist es empfehlenswert, einen bestimmten Schub zu erzeugen, indem eine möglichst große Flüssigkeitsmasse nur geringfügig beschleunigt wird und somit die Übergeschwindigkeit im Strahl klein bleibt. Wird der Belastungsgrad $c_s = F_s/((\varrho/2) \cdot c^2 \cdot A)$ eingeführt, so kann der Strahlwirkungsgrad auch geschrieben werden $\eta_F = 2/(1 + \sqrt{1 + c_s})$.

Bei *Verstellpropellern* kann der örtliche → Anstellwinkel des Flügels während des Betriebes verstellt werden, um den bei verschiedenen Betriebsbedingungen erforderlichen Schub mit gutem Wirkungsgrad zu erzeugen.

Als Schiffsschraube hat neben dem Schraubenpropeller der *Voith-Schneider-P.* breite Anwendung gefunden, und zwar für Schiffe mit geringem Tiefgang, die eine gute Manövrierfähigkeit aufweisen sollen. Bei diesem P. sind eine Anzahl Flügel senkrecht auf einer waagerecht rotierenden Kreisscheibe angebracht, wobei sich ihr Anstellwinkel während jedes Umlaufes ändert. Eine weitere Abart ist die *Mantelschraube*, ein ummantelter Schraubenpropeller. An Schiffspropellern kann Kavitation auftreten.

Auch auf Windmühlen können viele Ergebnisse der Propellertheorie übertragen werden.

Propellertriebwerk, → Propeller, → Flugtriebwerk.

Propellerturbine, → Strahltriebwerk.

Propeller-Turbinen-Luftstrahltriebwerk, → Strahltriebwerk.

Proportionalitätsgrenze, der Punkt der → Spannungs-Dehnungs-Linie, bis zu dem lineare Proportionalität existiert. → Hookesches Gesetz.

Proportionalkammer, eine → Gasspurkammer.

Proportionalverstärker, elektronischer Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor, der über einem großen Amplitudenbereich linear ist. Die Spannungsimpulse von Kernstrahlungsdetektoren werden proportional verstärkt, d. h. ohne daß sie ihre Energieinformation verlieren. Deshalb verwendet man P. zur Spektroskopie von Kernstrahlung. Sie sollen möglichst rauscharm sein und für bestimmte Anwendungen auch kurze Impulsanstiegszeiten übertragen.

Proportionalzählrohr, ein → Zählrohr.

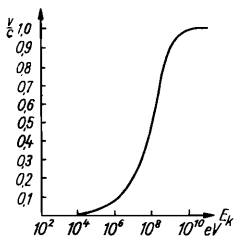
Protaktinium, Pa, natürliches radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 91. Bekannt sind 12 Isotope der Massezahlen 225 bis 235 und 237. Das längstlebige Isotop ist ^{231}Pa, ein α-Strahler einer Halbwertszeit von 34300 Jahren. Von dem in der Uran-Radium-Reihe vorkommenden Isotop ^{234}Pa existieren zwei Isomere, UZ und UX_2.

Protium, *leichter Wasserstoff*, ^{1}H, das leichteste Wasserstoffisotop mit der Massezahl 1. Physikalische Daten: F. −259,19 °C, Kp. −252,76 °C. P. ist im gewöhnlichen Wasserstoff zu 99,984 % enthalten, und zwar größtenteils in Form von Protiumdoppelmolekülen $^1H_2$. In seinen chemischen und physikalischen Eigenschaften stimmt P. mit gewöhnlichem Wasserstoff fast völlig überein. P. geht durch Elektronenabgabe in das positiv geladene → Proton $^1H^+$ (in Kernphysik und -chemie als p bezeichnet)

und durch Elektronenaufnahme in das negativ geladene Hydridion $^1H^-$ über. Zur Herstellung von P. wird Wasser elektrolysiert; der dabei frei werdende Wasserstoff ist zunächst an P. angereichert. Er wird zu Wasser oxydiert und erneut elektrolysiert. Nach mehrfacher Wiederholung erhält man reines P., das jedoch nur wissenschaftliche Bedeutung hat.

Proton, p, stabiles → Elementarteilchen (Tab. A und B) aus der Familie der Baryonen. Es hat die Ruhmasse $m_p = 1{,}6724 \cdot 10^{-24}$ g und eine positive Elementarladung e, trägt den Spin $\hbar/2$ und genügt daher der Fermi-Dirac-Statistik, zählt also zu den Fermionen, und hat ein magnetisches Moment von $2{,}793\,\mu_K$, wobei $\mu_K = e\hbar/2m_p$ das → Kernmagneton ist.

Das P. ist zusammen mit dem → Neutron, das sich nur durch die Ladung und geringfügig in der Masse vom P. unterscheidet, Baustein aller Atomkerne; beide Teilchen faßt man daher als zwei verschiedene Zustände des → Nukleons auf. Der Kern des Wasserstoffatoms ^1H (→ Protium) enthält nur ein P.; freie P.en können daher sehr leicht durch Ionisierung von Wasserstoff erzeugt werden, zumal die notwendige Ionisierungsenergie nur 13,5 eV beträgt. P.en lassen sich wegen ihrer Ladung und Stabilität in Teilchenbeschleunigern fast auf Lichtgeschwindigkeit und damit auf sehr hohe Energie bringen; diese Protonenstrahlen können in Hochvakuumsystemen geführt und auf Targets gelenkt werden. Beschleunigte *Protonenstrahlen* werden zur Einleitung von Kernreaktionen und zur Streuung an Kernen benutzt, um die Eigenschaften der Kernkräfte zu untersuchen. Sie werden in Ionenquellen erzeugt und in Teilchenbeschleunigern auf maximal 76 GeV (Protonensynkrotron in Serpuchow bei Moskau) beschleunigt. Die Abb. zeigt die Abhängigkeit der Geschwindigkeit



Geschwindigkeit v (angegeben in Vielfachen der Lichtgeschwindigkeit c) und kinetische Energie E_K eines Protonenstrahls

der P.en von ihrer Energie bei Berücksichtigung der relativistischen Massezunahme.

Die Untersuchung der Proton-Proton-Streuung gibt neben der Neutron-Proton-Streuung wertvolle Aufschlüsse über die starken Wechselwirkungen. Das P. hat eine innere Struktur, die durch die elektromagnetischen Formfaktoren erfaßt wird und vor allem für die Erklärung des großen anomalen magnetischen Moments $\mu_p - \mu_K = 1{,}793\,\mu_K$ verantwortlich ist (→ Nukleon).

1955 wurde beim Beschuß von Kupfer mit hochenergetischen Protonenstrahlen das zugehörige → Antiteilchen, das *Antiproton* ($\bar{p}$) entdeckt, das unter anderem eine negative Elementarladung trägt und mit dem P. einen gebundenen Zustand (→ Protonium) bilden kann.

Über *hydriertes Proton* → Wasser-Cluster-Ion.

Protonenstrahl, Teilchenbündel gleichgerichteter → Protonen aus einem Teilchenbeschleuniger.

Protonenakzeptor, → Wasserstoffbrückenbindung.

Protonenbremsstrahlung, die von energiereichen Protonen infolge elektromagnetischer Wechselwirkung mit den Atomkernen in Materie abgestrahlten Photonen. Da der Wirkungsgrad für solche Bremsstrahlungsvorgänge proportional $1/m^2$ (m Masse der abgebremsten Teilchen) ist, tritt P. etwa um den Faktor $4 \cdot 10^6$ seltener auf als Elektronenbremsstrahlung. Sie wird erst bei Protonenenergien von 10^{12} eV = 1000 GeV wesentlich, d. s. Energien, die erst in naher Zukunft mit Beschleunigern erzielt werden können. Aber auch dann trägt die P. nur zu einem geringen Prozentsatz zur Anzahl derjenigen Photonen (γ) bei, die über die Erzeugung neutraler Pionen (π^0) und deren Zerfall gemäß $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ emittiert werden.

Protonendonator, → Wasserstoffbrückenbindung.

Protonenradius, → Kernradius.

Protonenstreuungsmikroskop, ein Gerät zur Kristallstrukturanalyse mit Protonenstrahlen. Im P. wird die Erscheinung des *Channelling-effektes* ausgenutzt, nach der die in ein Kristallgitter einfallenden Ionen — hier Protonen — durch die Ionen des Kristallgitters so beeinflußt werden, daß sie sich vorwiegend zwischen den von Ionen besetzten Ebenen des Kristallgitters bewegen. Das an einem oder mehreren Ionen rückgestreute Proton wird entweder in den Raum zwischen zwei Atomebenen (Kanal) gelenkt, von wo aus es ungehindert austreten kann, oder es erfolgt eine Streuung in Richtung einer dicht besetzten Ebene, so daß es in dieser Richtung nicht austreten kann. Die Eindringtiefe der Protonen beträgt etwa 100 Atomlagen. Gerätetechnisch besteht das P. aus einer Vakuumanlage, in der eine Protonenquelle mit einer Energie von etwa 20 keV, eine Fokussierungseinrichtung für Protonen und eine geeignete dreh- und schwenkbare Objekthalterung (Goniometertisch) vorhanden sind. Die Verteilung der rückgestreuten Elektronen wird auf einem Fluoreszenzschirm erfaßt. → Ionographie.

Protonensynchrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Protonium, gebundenes System aus einem Proton p und einem Antiproton $\bar{p}$. In Analogie zum → Positronium können die Spins entgegengesetzt bzw. gleich gerichtet sein; man spricht dann von *Para-* bzw. *Orthoprotonium* oder $^1S_0$- bzw. $^3S_1$-Zustand, und es erfolgt ein Zerfall in 3 bzw. 2 (unter Umständen 3, dann jedoch nicht nur neutrale) Pionen.

Protonogramm, → Ionographie.

Protonographie, → Ionographie.

Protonosphäre, Bezeichnung für die äußeren Bereiche der → Atmosphäre der Erde, die fast ausschließlich aus atomarem Wasserstoffgas bestehen. Dieses ist durch die Ultraviolettstrahlung der Sonne ionisiert und enthält somit überwiegend freie Protonen und Elektronen. Je nach der Temperatur der oberen Atmosphäre beginnt die P. oberhalb von etwa 1000 bis 3000 km Höhe über der Erdoberfläche.

Proton-Proton-Prozeß, → Kernfusion.

Proton-Proton-Reaktion, → Kernfusion, → Stern.

Protostern, → Kosmogonie.

Prototyp, → Größenart.

Protuberanz, → Sonne.

Proximity-Effekt, *Kopplungseffekt an Supraleitern*, Erscheinung, die sich als Folge der engen räumlichen Nachbarschaft eines Supraleiters mit anderen Substanzen ergibt. Da derartige Kopplungswirkungen nur eine sehr begrenzte Reichweite haben, können sie im allgemeinen nur an dünnen Schichten beobachtet werden. Grundlage für die P.-E.e ist, daß sich der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter ψ nicht sprunghaft, sondern nur allmählich über den Bereich der Kohärenzlänge ξ des Supraleiters ändern kann. Deshalb ist er in einem unmittelbar an den Supraleiter angrenzenden Normalleiter noch etwas von Null verschieden, so daß auch dort Cooper-Paare, wenn auch in geringerer Anzahl, auftreten. Im erweiterten Sinne bezeichnet man als P.-E.e Erscheinungen, die auftreten, wenn die angrenzende Schicht ferromagnetisch und metallisch leitend, ferrimagnetisch und isolierend oder ferroelektrisch und isolierend ist. Zu beobachten ist beim P.-E. gewöhnlich eine Änderung der Übergangstemperatur des Supraleiters.

Prozeß, ein physikalischer Vorgang, dessen Verlauf durch Funktionen skalarer oder vektorieller Größen beschrieben wird. Der P. ist *steuerbar*, wenn diese Funktionen sich durch andere physikalische Größen beeinflussen lassen; er ist *deterministisch*, wenn sich der Verlauf des Prozesses vorhersagen läßt, dagegen *stochastisch* oder *zufällig*, wenn für seine Werte nur Wahrscheinlichkeitsaussagen möglich sind. Durch Analyse des Prozesses nach Meßwerten sucht man die Funktionen zu bestimmen, um quantitative Aussagen über den Verlauf machen zu können. Mitunter interessieren nur Prozeßkennwerte, z. B. Mittelwerte oder Leistungen; bei zufälligen Prozessen sind sie allein zugänglich. Sie werden mit den Mitteln der statistischen Datenverarbeitung erhalten. Bei periodischen Prozessen z. B. sind Frequenzen und deren Amplituden Prozeßkenngrößen, bei Impulsfolgen können es Impulsbreite, Impulshöhe und Impulsabstand sein; bei Übergangsprozessen sind Einschwingdauer, Überschwingweite über ein bestimmtes Niveau, Einschwingfrequenz und -dämpfung Prozeßkenngrößen und in zufälligen Prozessen neben dem Mittelwert noch die Streuung und der Korrelationsfaktor. Abhängigkeiten zwischen verschiedenen zufälligen Prozessen lassen sich durch Korrelations- oder Spektralanalyse aufdecken. Um Verhaltensmodelle von Systemen zu gewinnen, muß man gleichzeitig viele Prozesse in ihrem synchronen Ablauf untersuchen und in Beziehung setzen.

PS, → Pferdestärke.

Pseudoadiabaten, svw. Feuchtadiabaten.

pseudoeuklidische Metrik, indefinite Metrik mit konstanten Koeffizienten, im Falle des Minkowski-Raumes gilt $ds^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 - (dx^4)^2$. Wegen des Minuszeichens vor dem letzten Quadrat, das den wesentlichen Unterschied zur euklidischen Metrik darstellt, kann ds^2 sowohl positiv wie negativ sein, es ist also eine indefinite Größe.

pseudoeuklidischer Raum, Raum mit → pseudoeuklidischer Metrik.

Pseudokoordinaten, → Bindung.

Pseudoparameter der Geschwindigkeit, → Bindung.

pseudoplastische Flüssigkeit, ein Flüssigkeitstyp mit im Ruhezustand unendlich großer Viskosität. Die Fließkurve hat im Nullpunkt eine horizontale Tangente. Mit steigender Beanspruchung wird die Viskosität kleiner. → Potenzgesetzflüssigkeit.

Pseudopotential, ähnlich dem Modellpotential ein in der Festkörperphysik das stark variierende Kristallpotential ersetzendes Potential, das das Eigenwertproblem der Valenzelektronen einfacher zu lösen gestattet. Man leitet das P. aus der OPW-Methode (→ Bandstruktur) her. Wie zu jeder OPW eine ebene Welle gehört, aus der sie sich durch Projektion herleitet, kann man zu jeder Valenzwellenfunktion einen glatten Anteil [engl. smooth part] $\varphi_{k\gamma}$ bilden, so daß $\psi_{k\gamma} = (1 - \hat{P})\,\varphi_{k\gamma}$ ist, wobei $\hat{P}$ der Projektionsoperator auf den Unterraum der Rumpfzustände ist. Da die $\psi_{k\gamma}$ Überlagerungen weniger OPWs sind, sind die $\varphi_{k\gamma}$ Überlagerungen weniger ebener Wellen, und die für die $\varphi_{k\gamma}$ gültige Eigenwertgleichung läßt sich mit der Methode ebener Wellen behandeln. Das Potential in dieser Eigenwertgleichung für die glatten Anteile heißt P. und werde mit dem Buchstaben W bezeichnet. Das P. ist nicht eindeutig definiert. Es hat unter sehr allgemeinen Voraussetzungen die Form $W = V_0 + \hat{P}\hat{A}$, wobei $\hat{A}$ ein beliebiger Operator sein kann. $\hat{A}$ wird meist so gewählt, daß das P. möglichst glatt ist. Zum Kristallpotential V_0 kommt also noch ein nichtlokales Potential $\hat{P}\hat{A}$ hinzu, das man auch als *Repulsionspotential* bezeichnet. Es enthält nämlich den Einfluß der Rumpfelektronen, der allein dadurch zustande kommt, daß die Rumpfzustände besetzt sind und die Valenzelektronen sich in den äußeren Schalen anordnen müssen. Dadurch wird das Kristallpotential weitgehend kompensiert. Das P. beschreibt ebenso wie das Modellpotential die oft schwachen Streueigenschaften für Valenzelektronen im Kristall. Seine Bedeutung ist daher ebenfalls nicht auf die Berechnung der Bandstruktur beschränkt. Bei Kenntnis des Pseudopotential-Formfaktors (→ Kristallpotential) lassen sich viele Festkörpereigenschaften quantitativ erfassen.

Das *empirische P.* wird durch aus Meßdaten abgeleitete Pseudopotential-Formfaktoren dargestellt. Aus gemessenen Energiedifferenzen an kritischen Punkten und effektiven Massen kann man lokale empirische P.e ableiten, bei denen nur wenige Fourier-Koeffizienten ungleich Null sind und die trotzdem eine gute Bandstruktur ergeben. Dieses Verfahren wurde besonders für Halbleiter erfolgreich angewandt.

pseudopotentielle Temperatur, die Temperatur, die eine gegebene Luftmenge annimmt, wenn sie längs einer Feuchtadiabaten zunächst allen Wasserdampf zur Kondensation gebracht hat und dann trockenadiabatisch bis zu einem Druck von 1000 mb erwärmt wird. Da sich die p. T. bei adiabatischen Temperaturänderungen und bei allen Vorgängen, die nur aus Kondensation oder Verdampfung bestehen, nicht ändert, bleibt sie auch bei der Wolkenbildung in

aufsteigender Luft konstant. Ihre Bestimmung läßt daher Aussagen zu über durch Strahlung oder Leitung zugeführte Wärme und über zugeführten Wasserdampf in bestimmte Luftgebiete. Sie gestattet, die Gleichartigkeit von horizontal und vertikal benachbarten Luftmengen festzustellen.

pseudoskalare Mesonen, → Elementarteilchenmultiplett.

pseudoskalares Potential, → Mesonentheorie der Kernkräfte.

pseudostationäres Fließen, Bezeichnung für Probleme des ebenen plastischen Fließens, bei denen sich das Gleitlinienfeld ähnlich vergrößert, jedoch zeitlich unveränderliche Abbildungen in der Spannungsebene und im Geschwindigkeitsplan besitzt. Ein Beispiel ist das Eindringen eines gut geschmierten Keiles, bei dem sich das Gleitlinienfeld proportional zur Eindringtiefe vergrößert.

Pseudosymmetrie, die Erscheinung, daß Kristalle auf Grund spezieller Achsenverhältnisse und Winkel morphologisch eine höhere Symmetrie vortäuschen, als ihrer Struktur tatsächlich zukommt.

Pseudotensor, *Tensordichte*, eine vielkomponentige Größe, für die dieselben Verknüpfungsregeln gelten wie für Tensoren, aber abweichendes Verhalten bei Koordinatentransformationen. Für einen P. vom Gewicht w gilt bei einer Koordinatentransformation

$$T'^{lmn\ldots}_{ijk\ldots} = J^W \frac{\partial x^p}{\partial x'^i}\frac{\partial x^q}{\partial x'^j}\frac{\partial x^r}{\partial x'^k}\cdots \cdots \frac{\partial x'^l}{\partial x^u}\frac{\partial x'^m}{\partial x^v}\frac{\partial x'^n}{\partial x^z}\cdots T^{uvz\ldots}_{pqr\ldots}\ldots$$

Dabei ist $J = \dfrac{\partial(x'^1, \ldots, x'^n)}{\partial(x^1, \ldots, x^n)}$ die Jacobi-Determinante.

Pseudoturbulenz, → Turbulenz.

PSh, → Pferdestärkestunde.

Psi-Funktion, → Wellenfunktion.

Psychrometer, Gerät zur → Feuchtigkeitsmessung.

pt, Tabelle 2, Volumen.

Pt, → Platin.

***p,T*-Diagramm,** ein Zustandsdiagramm, das angibt, bei welchen Drücken und Temperaturen sich ein Stoff in einem der drei Aggregatzustände befindet bzw. wann sich ein Phasengleichgewicht einstellen kann. Im *p,T*-D. werden z. B. Dampfdruckkurven dargestellt (→ Dampf).

Ptolemäisches System, → geozentrisches System.

Pu, → Plutonium.

Pulsabstandsmodulation, → Modulation.

Pulsamplitudenmodulation, → Modulation.

Pulsar, eine rasch pulsierende Radioquelle, von der sehr regelmäßige, schwache Impulse von Radiostrahlung empfangen werden. Die Perioden liegen in der Größenordnung von einer Sekunde und werden außerordentlich genau eingehalten; sie umfassen einzelne Pulse mit einer Dauer von im Mittel etwa 5% der Periodenlänge. Bei den P.en handelt es sich wahrscheinlich um rotierende Neutronensterne, von denen eng gebündelte Elektronenwolken abgeschleudert werden. Die Radiostrahlung entsteht wahrscheinlich als Synchrotronstrahlung. Der Zentralstern des Krebsnebels konnte als P. identifiziert werden, der auch im optischen und im Röntgenbereich mit der gleichen Frequenz wie im Radiobereich pulsiert. Die P.e wurden 1967 entdeckt.

Pulsationen, periodische Schwankungen des geomagnetischen Feldes im Frequenzbereich 1 Hz bis 10^{-3} Hz. Die Amplituden liegen im Bereich von einigen Zehntel γ ($1\,\gamma = 10^{-9}$ Vs/m^2) bis zu einigen γ. Neben den → *Mikropulsationen* mit Perioden von Sekunden- bis Minutenlänge gibt es die regelmäßigen, aber seltenen *Riesenpulsationen*, Zeichen pg (von engl. *g*iant *p*ulsations), die Perioden von einigen Minuten und Amplituden von einigen $10\,\gamma$ aufweisen. Sie treten lokal und hauptsächlich in der Polarlichtzone auf.

Pulsationsdiffusion, Verfahren zur Durchführung von Diffusionsprozessen und -messungen. Dabei wird etwas von der zu untersuchenden Lösung in eine Kapillare hineingedrückt, so daß sich in dieser ein parabolisches Konzentrationsprofil ausbildet. Aus diesem heraus diffundiert die gelöste Substanz in Richtung auf die Kapillarwand. Danach wird von der anderen Seite unter Verdrängung der Lösung reines Lösungsmittel in die Kapillare gedrückt. Die gelöste Substanz diffundiert nun von der Kapillarwand her in dieses Lösungsmittel ein und wird dann im nächsten Schritt konvektiv aus der Kapillare nach der Seite des Lösungsmittels heraustransportiert, wenn von der anderen Seite her wiederum Lösung in die Kapillare eingedrückt wird. Die rhythmische Wiederholung dieser Schritte führt zu einer starken Erhöhung des Diffusionstransportes sowie zur Verkürzung der Versuchsdauer und kann für Trennprozesse herangezogen werden.

Pulsationsveränderlicher, → veränderlicher Stern.

Pulscodemodulation, → Modulation.

Pulsfrequenzmodulation, → Modulation.

Pulslängenmodulation, → Modulation.

Pulsostrahlrohr, → Strahltriebwerk.

Pulsphasenmodulation, → Modulation.

Pulszeitmodulation, → Modulation.

Pulszeitpunktsmodulation, → Modulation.

Pulverkern, svw. Massekern.

Pulvermagnet, *Preßmagnet*, *Feinstteilchenmagnet*, durch Pressen von Einbereichsteilchen hergestellte Dauermagnete. P.e aus Eisen haben Koerzitivfeldstärken bis 600 A/cm und $(BH)_{max}$-Werte bis 8 mWs/cm^3. Bessere hartmagnetische Eigenschaften ergeben sich durch Ausnützung der Formanisotropie, z. B. bei den *ESD-Magneten* (Abk. von magnet from *e*longated *s*ingle *d*omain particles). Die formanisotropen Eisen- oder Legierungsteilchen werden durch elektrolytische Abscheidung an Quecksilberkatoden gewonnen. ESD-Magnete erreichen $(BH)_{max}$-Werte von 35 mWs/cm^3. Allerdings konnten sich diese P.e noch nicht durchsetzen. Zu den P.en gehören auch Verbindungen von Kobalt mit Lanthaniden mit $(BH)_{max}$-Werten bis 160 mWs/cm^3, die voraussichtlich größere technische Bedeutung erlangen werden (→ magnetische Werkstoffe).

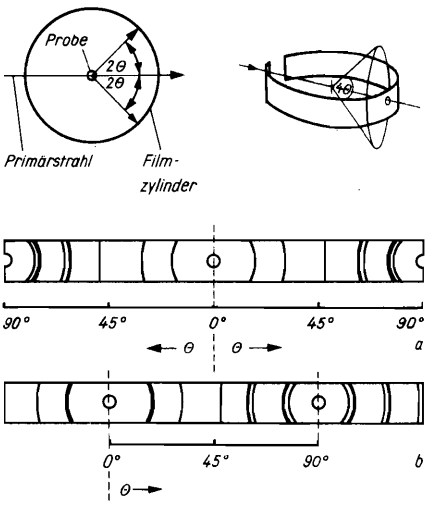
Pulvermethoden, *Polykristallmethoden*, Methoden zur Untersuchung von feinkristallinem Material (Kristallpulver) mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen, der Elektronen- oder Neutronenbeugung. Die weitaus größte Bedeu-

tung kommt den röntgenographischen P.n zu, nicht nur wegen des geringeren apparativen Aufwandes, sondern auch wegen ihrer allgemeineren Anwendbarkeit.

Bei den *röntgenographischen P.* wird monochromatische bzw. fast monochromatische Strahlung (charakteristische Röntgenstrahlung) verwendet. Bei der Beugung an einem polykristallinen Material mit statistischer Orientierung einer hinreichend großen Anzahl von Kristalliten werden alle auf Grund der → Braggschen Reflexionsbedingung möglichen Interferenzmaxima („Pulverlinien") gleichzeitig erzeugt. Mit Filmmethoden können diese Interferenzmaxima auch gleichzeitig aufgezeichnet werden, während bei Diffraktometermethoden die einzelnen Intensitätsmaxima nacheinander registriert werden (→ Röntgendiffraktometer).

A) *Filmmethoden.* Man unterscheidet nichtfokussierende und fokussierende Röntgenverfahren.

I) Bei den *nichtfokussierenden Röntgenverfahren* wird die einfallende Röntgenstrahlung meist gefiltert (→ Filter 2). 1) Am einfachsten und am weitesten verbreitet ist die *Debye-Scherrer-Methode* (*Hull-Methode*), die 1916 von P. Debye und P. Scherrer sowie unabhängig davon 1917 von A. W. Hull entwickelt wurde. In der *Debye-Scherrer-Kamera* (Abb. 1) ist die pulverförmige



1 Prinzip der Debye-Scherrer-Methode: *a* normale Aufnahme, *b* Straumanis-Aufnahme. Θ Glanzwinkel

Substanz in Kapillarröhrchen oder auf Glasfäden in der Mitte des zylindrischen Filmhalters angebracht. Die Probe kann um die Zylinderachse gedreht werden. Die Glanzwinkel Θ erhält man aus dem Abstand r der Pulverlinien vom Primärstrahl gemäß $\Theta = r/R$, wobei R den Radius des Films bedeutet. Für stark absorbierende Proben ist die → Haddingsche Stäbchenkorrektur anzubringen. Mit Hilfe der von Straumanis eingeführten asymmetrischen Anordnung des Filmes in bezug auf den Primärstrahl können Fehler durch ungenaue Kenntnis des Kameraradius und durch die Filmschrumpfung bei der Auswertung eliminiert werden (*Straumanis-Methode*).

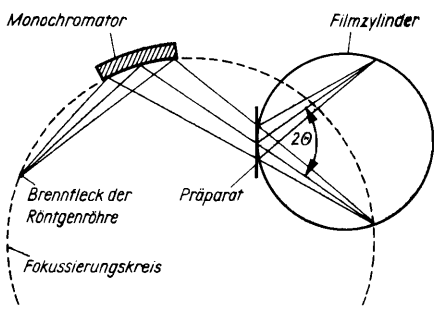
Die Debye-Scherrer-Methode ist ein verbreitetes Hilfsmittel zur Identifizierung kristalliner Substanzen mittels der → ASTM-Indizes.

2) Für spezielle Anwendungsgebiete sind *Flachkammern* geeignet, bei denen ein ebener Film senkrecht zum einfallenden Röntgenstrahl angebracht wird.

Ein Nachteil der nichtfokussierenden P. besteht darin, daß von verschiedenen Teilen des Präparats unter dem gleichen Glanzwinkel Θ reflektierte Strahlen an verschiedenen Stellen registriert werden, so daß verhältnismäßig breite Interferenzlinien entstehen, die um so breiter sind, je ausgedehnter das Präparat ist.

II) Bei den *fokussierenden Röntgenverfahren* wird eine wesentlich geringere Breite der Interferenzlinien bei ausgedehnterem Präparat durch eine geometrische Anordnung erreicht, bei der unter gleichem Glanzwinkel Θ von verschiedenen Teilen des Präparates reflektierte Strahlen — wenigstens soweit sie in einer Ebene liegen — jeweils auf einen Punkt fokussiert werden. Dadurch haben fokussierende Verfahren ein besseres Auflösungsvermögen als die nichtfokussierenden.

1) Bei der *Seemann-Bohlin-Methode* sind Präparat und Film auf einer gemeinsamen zylindrischen Fläche angeordnet, die den Fokussierungskreis enthält. Mit einer einzelnen Aufnahme kann allerdings jeweils nur ein beschränkter Bereich des Glanzwinkels Θ erfaßt werden.



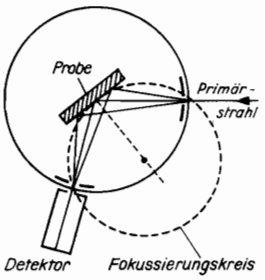
2 Prinzip der Guinier-Methode

2) Bei der *Guinier-Methode* (Abb. 2) wird das Fokussierungsprinzip in Verbindung mit streng monochromatischer Strahlung angewandt. Dadurch werden das Auflösungsvermögen weiter verbessert, geringere Untergrundschwärzung erzielt und die Nachweisempfindlichkeit schwacher Interferenzen erhöht. Mit der Doppel-Guinier-Kamera kann von einem Präparat eine Durchstrahlaufnahme und von einem zweiten Präparat gleichzeitig eine Rückstrahlaufnahme angefertigt werden.

Über Aufnahmemethoden, die auf der Beugung von Elektronen und Neutronen beruhen, → Elektronenbeugung und → Neutronenbeugung. Über Methoden zur Untersuchung von polykristallinen Aggregaten mit Vorzugsorientierungen der Kristallite → Textur.

B) *Diffraktometermethoden.* Nichtfokussierende Diffraktometermethoden sind nicht üblich.

1) *Bragg-Brentano-Methode.* Die Geometrie der Anordnung unterscheidet sich von der Geometrie der Debye-Scherrer-Methode dadurch, daß das Präparat plättchenförmig ist und synchron mit dem Zählrohr um die gleiche Achse mit halber Geschwindigkeit gedreht wird. Dadurch wird eine – wenn auch unvollkommene – Fokussierung erreicht.



3 Prinzip eines Diffraktometers mit Bragg-Brentano-Fokussierung

2) *Methode nach dem Guinier-Prinzip.* Die Geometrie der Anordnung entspricht der Geometrie der Guinier-Methode.

Anwendungsgebiete. Die P. dienen vor allem zur Identifizierung von kristallinen Substanzen; zur Bestimmung der Gitterkonstanten (→ Elementarzelle) von solchen Kristallen, die für die Untersuchung mit Einkristallmethoden ungeeignet sind; zur Phasenanalyse; zur Gewinnung von Aussagen über Gitterstörungen und Teilchengrößen (→ Verbreiterung von Interferenzlinien); zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten; zur Untersuchung der Orientierung von Kristalliten in polykristallinen Aggregaten (→ Textur) und zur Bestimmung der Atomanordnung in einfachen Strukturen (→ Kristallstrukturanalyse).

Punktdefekte, → Gitterfehlstellen.

Punktereignis, svw. Weltpunkt.

Punktgitter, → Elementarzelle, → Gitter.

Punktglimmlampe, → Gasentladungslichtquelle.

Punktgruppe, → Symmetrie.

Punktionengittermodell, eines der einfachsten Modelle zur theoretischen Behandlung der elektronischen Eigenschaften einer Störstelle in Ionenkristallen. Das P. wird insbesondere bei Berechnung von Eigenfunktionen und Energieniveaus des an eine Leerstelle gebundenen Elektrons angewandt. Im P. werden die Ionen des Gitters durch Punktladungen in den Ruhelagen der Ionen ersetzt, wobei an der Leerstelle eine entsprechende Punktladung fehlt. Die Lösung der Schrödinger-Gleichung für das Potential dieses P.s ergibt dann die gesuchten Eigenfunktionen und Energieniveaus. Meist wird nur der kugelsymmetrische Anteil des Potentials im P. berücksichtigt, das in der Umgebung der Leerstelle bis zu den nächstbenachbarten Punktladungen konstant ist und dann unter Oszillationen angenähert wie $-e^2/r$ mit wachsendem Abstand r von der Leerstelle abfällt.

Punktkontaktdiode, → Halbleiterdiode.

Punktladung, *elektrische P.*, im Grenzfall eine auf einen Punkt konzentrierte endliche elektrische → Ladung. Wegen der abstoßenden Kräfte zwischen gleichnamigen Ladungen ist die P. praktisch jedoch auf ein endliches Volumen beschränkt, dessen Abmessungen klein sind im Vergleich zu einer anderen geometrischen Größe, z. B. der Entfernung zwischen der P. und einem Aufpunkt (→ Probekörper).

Punktlage, *P. einer Raumgruppe*, Gesamtheit der einem Punkt symmetrieäquivalenten Lagen oder die Koordinatentripel dieser symmetrieäquivalenten Lagen. Dabei betrachtet man meist aus jeder Menge von translationsäquivalenten Punkten nur einen als Repräsentanten, und zwar so, daß alle Repräsentanten innerhalb einer Elementarzelle liegen. Für die Ortsvektoren $\vec{r}_j = x_j\vec{a} + y_j\vec{b} + z_j\vec{c}$ der Punkte einer P. bezogen auf die Basisvektoren der → Elementarzelle $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ gilt dann $0 \leqq x_j < 1$; $0 \leqq y_j < 1$; $0 \leqq z_j < 1$, und die Koordinatentripel sind durch die den Symmetrieoperationen der Raumgruppe verknüpft (→ Symmetrie). Zur Charakterisierung einer P. genügt neben der Angabe der Raumgruppe das Koordinatentripel eines der Punkte. Als *Zähligkeit* einer P. bezeichnet man die Anzahl der zu dieser P. gehörenden Punkte innerhalb einer Elementarzelle. Als *allgemeine P.* bezeichnet man eine P. mit der höchsten in der Raumgruppe vorkommenden Zähligkeit, *spezielle P.n* heißen solche, deren Zähligkeit kleiner ist als die der allgemeinen P. Eine derartige Verringerung der Zähligkeit ergibt sich für solche Koordinatenwerte, für die es Symmetrieoperationen der Raumgruppe gibt, die einen Punkt mit diesen Koordinaten auf sich selbst abbilden.

Punktmasse, → Probekörper.

Punktmechanik, → Mechanik.

Punktschreiber, → Meßschreiber.

Punktspektrum, → Eigenwertproblem.

Punktsymmetrieelemente, → Symmetrie.

Punktsymmetriegruppe, → Symmetrie.

Punktsymmetrieoperation, → Symmetrie.

Punkttransformation, *Koordinatentransformation*, Transformation, die jedem Punkt q eines f-dimensionalen Raumes mit den Koordinaten $\{q_i\}$ mit $i = 1, \ldots, f$ einen Punkt $\bar{q}$ im selben oder einem anderen f-dimensionalen Raum zuordnet, wobei die Koordinaten von $\bar{q}$ beliebige Funktionen von q sein können: $\bar{q}_i = \bar{q}_i(q_j)$. P.en mit speziellen zusätzlichen Eigenschaften sind die für die Physik besonders wichtigen unitären und kanonischen Transformationen (→ Hamiltonsche kanonische Theorie; → Weltkoordinaten).

Punktwechselwirkung, → Wechselwirkung.

Pupille, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Purex, → Kernbrennstoffzyklus.

Purkinje-Effekt, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Purkinje-Phänomen, → Augenempfindlichkeit.

Purpurfleck, → Dämmerung.

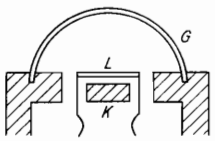
P-Welle, → seismische Welle.

Pyknometer, birnenförmiges, durch einen eingeschliffenen Kapillarstopfen verschließbares Wägefläschchen zur Dichtebestimmung von Flüssigkeiten, zuweilen auch von festen Substanzen. Der Rauminhalt des P.s ist durch Auswägen mit einer Flüssigkeit (z. B. Wasser) bekannter Dichte genau definiert.

Pyranograph, → Pyranometer.

Pyranometer, Gerät zur Messung der Intensität der Globalstrahlung, der diffusen Strahlung oder

der reflektierten Strahlung (*Albedometer*). Die P. beruhen auf der thermischen Wirkung der → Globalstrahlung, wobei die Temperaturdifferenz zwischen horizontal exponierten Empfängerflächen, d. s. die bestrahlte aktive Fläche und der nicht bestrahlte inaktive Eichkörper, als Maß für die Globalstrahlung benutzt wird. Sind die Empfängerflächen beide schwarz, aber in bezug auf ihre Wärmekapazität, Wärmeableitung o. ä. voneinander verschieden, so liegt ein



Prinzip des Pyranometers (Solarimeter nach Moll-Gorczinsky) *G* Glasglocke, *L* aktive Fläche, *K* thermisch träger Körper mit inaktiver Fläche

Schwarzflächenpyranometer vor, z. B. das *Solarimeter*. Weisen die Empfängerflächen hinsichtlich ihres spektralen Verhaltens, z. B. verschiedene Absorption im kurzwelligen gegenüber dem langwelligen Bereich, Unterschiede auf, so handelt es sich um ein *Schwarz-Weiß-Pyranometer*. Derartige Empfängerflächen können schachbrettartig angeordnet sein wie beim *Schachbrettpyranometer* von Sawinow-Volochine. Die horizontale Empfängerfläche wird durch eine Glasglocke oder eine mit Wasser gefüllte Glashalbkugel vor der Wirkung von langwelliger Strahlung, Wind und Niederschlag geschützt. Registrierende P. bezeichnet man als *Pyranographen* bzw. als *Solarigraphen*.

Pyrgeometer, Strahlungsmeßgerät zur Bestimmung der von der Erdoberfläche entsprechend ihrer Temperatur ausgesandten elektromagnetischen Strahlung. P. verwenden Empfängerflächen verschiedener Absorptionsfähigkeit für die langwellige Strahlung. Beim P. nach K. Ångström ist eine blanke Metallfläche zur Erde und eine schwarze nach oben gerichtet. Die Strahlung wird durch elektrisches Aufheizen der schwarzen Metallfläche auf die Temperatur der blanken Metallfläche ermittelt.

Pyrheliometer, Gerät zur Messung der direkten Sonnenstrahlung. Wegen der Stärke der Sonnenstrahlung kann sie kalorimetrisch (→ Kalorimeter) gemessen werden. Das älteste P., das *Pouilletische P.* (1837), benutzt Wasser oder Quecksilber als Kalorimetersubstanz. Verbesserte Ausführungen sind das *Strömungspyrheliometer* und das *Rührpyrheliometer*, bei denen dafür gesorgt wird, daß sich die absorbierte Energie möglichst gleichmäßig auf die gesamte Kalorimetersubstanz verteilt.

Das *Kompensationspyrheliometer* von Ångström besteht aus zwei dünnen geschwärzten Metallstreifen, von denen abwechselnd der eine senkrecht von der Sonne bestrahlt und erwärmt und der andere von einem elektrischen Strom durchflossen und gleichfalls erwärmt wird. Der Strom, der nötig ist, um beide Metallstreifen auf der gleichen Temperatur zu halten, ist ein Maß für die Sonnenstrahlung.

Pyrheliometrie, svw. Aktinometrie.

Pyroelektrizität, die an Kristallen bei plötzlicher Temperaturänderung auf gegenüberliegenden Kristallflächen auftretende elektrische Ladung. Einige Kristalle (Turmalin, Quarz u. a.) besitzen von vornherein eine permanente elektrische Polarisation. Die vorhandenen Oberflächenladungen sind jedoch durch freie Ladungen der Umgebung kompensiert. Eine plötzliche Temperaturänderung des Kristalles (Erhitzung oder Abkühlung) verursacht einerseits eine Längenänderung in der Kristallachse, deren Richtung mit der Richtung der Polarisation übereinstimmt, und damit infolge der → Piezoelektrizität eine Aufladung. Zum anderen ändert sich die permanente Polarisation mit der Temperatur. Beide Wirkungen sind gleichsinnig, so daß eine Aufladung des Kristalls von außen beobachtet werden kann.

Pyrometer, Gerät zum berührungsfreien Messen der Temperatur von Strahlungen von mehr als 700 °C (Genauigkeit maximal ±5 K). P. im engeren Sinne sind die Strahlungspyrometer; zu den P.n im weiteren Sinne gehören Thermoelemente und Widerstandsthermometer. Die Messung mittels P.n beruht auf dem Vergleich der Helligkeit der Meßfläche mit der einer Vergleichsfläche. Je nachdem, ob dieser Helligkeitsvergleich im gesamten oder in einem bestimmten engen (meist roten) Spektralbereich vorgenommen wird, unterscheidet man zwischen Gesamtstrahlungs- und Spektralpyrometern, wobei man letztere noch in Teilstrahlungs- und Farbpyrometer unterteilen kann. Grundlage für alle Arten sind die Strahlungsgesetze. Das *Gesamtstrahlungspyrometer* mißt die von einem Strahler emittierte Strahlung des gesamten Spektralbereichs. Die Gesamtstrahlung wird über Linsen oder Hohlspiegel auf einen Strahlungsempfänger (meist ein Thermoelement) konzentriert. Unter dem Einfluß der konzentrierten Strahlung erwärmt sich das Thermoelement und liefert eine Thermospannung, die, galvanometrisch gemessen, zur Temperaturanzeige dient. Der Meßbereich dieser P. liegt üblicherweise zwischen 700 und 2000 °C. Ein spezielles Gesamtstrahlungspyrometer ist das *Ardometer*, bei dem die Strahlung auf eine geschwärzte Platinscheibe trifft, deren Temperaturerhöhung mit einem Thermoelement gemessen wird.

Das *Teilstrahlungspyrometer* verwendet zum Messen der Strahlung einen möglichst eng begrenzten, diskreten Spektralbereich. Gebräuchlich sind vor allem die *Glühfaden-* oder *Leuchtdichtepyrometer*, bei denen man den elektrisch beheizten Faden einer geeichten Spezialglühlampe auf die gleiche Helligkeit (genauer: gleiche Leuchtdichte) wie die des Strahlers einreguliert. Der hierfür erforderliche Pyrometerlampenstrom wird mit einem Galvanometer gemessen, er ist ein Maß für die Temperatur des Strahlers. Der Meßbereich dieser P. liegt zwischen 700 und 3500 °C.

Beim *Kreuzfadenpyrometer* werden zwei gekreuzte Glühfäden verschiedener Geometrie vom Strom durchflossen. Durch die unterschiedliche Wärmeabgabe erscheinen diese beiden Fäden im Okular nur bei einem festen Wert des Stromes gleich hell. Durch ein Stufenfilter wird das Bild der zu vermessenden Fläche auf die feste Helligkeit der beiden Fäden gebracht.

Eine besondere Form des Teilstrahlungspyrometers zur Messung der Temperatur kleiner Flächen, Drähte o. ä. ist das *Mikropyrometer*.

Es ist ein einfaches Glühfadenpyrometer mit einer speziellen vergrößernden Optik (Mikroskop mit großem Objektabstand).

Gesamtstrahlungs- und Teilstrahlungspyrometer werden vor einem schwarzen Strahler direkt in Temperaturgraden geeicht. Bei nichtschwarzen Strahlern zeigen sie dann die Gesamtstrahlungstemperatur bzw. die schwarze Temperatur an.

Beim *Farbpyrometer* werden aus der zu untersuchenden Strahlung zwei komplementäre Spektralbereiche (z. B. Grün und Rot) ausgefiltert und gemischt. Die Mischfarbe wird mit der entsprechenden Farbe einer konstant gehaltenen Lampe bekannter Farbtemperatur verglichen. Das Verhältnis der beiden Komplementärfarben in der zu messenden Strahlung wird durch Verstellen eines keilförmigen Zweifarbenfilters auf Farbgleichheit mit der Lampe bekannter Farbtemperatur eingestellt. Die Stellung des Farbkeils gegenüber einer Skale ist ein Maß für die Farbtemperatur.

Das *Photozellenpyrometer* arbeitet nach dem Kompensationsverfahren. Es mißt das Verhältnis von Strahlungsintensitäten bei Wellenlängen von 410 bis 720 nm.

pyrotechnische Sätze, → Explosivstoffe.

pz, Tabelle 2, Druck.

***p*-Zustände,** svw. *p*-Orbitale.

***P*-Zweig,** → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle.

q, 1) altes Symbol für Quadrat als Vorsatz für Längeneinheiten, um deren Quadrat zu bilden; wurde durch die zweiten Potenzen ersetzt. **2)** Tabelle 2, Masse. **3)** *q*, Ladung. **4)** *q*, verallgemeinerte Koordinate.

***Q*, 1)** elektrische → Ladung. **2)** Lichtmenge, → photometrische Größen und Einheiten. **3)** → Wärme. **4)** Kraft.

$\hat{Q}$, → Ladungsoperator.

Q-Band, → Frequenz.

***QF*,** → Äquivalentdosis.

Quadrantenelektrometer, → Elektrometer.

Quadrat-Altgrad, $\square^2$ oder $(^\circ)^2$, alte Einheit des Raumwinkels. $1\ \square^2 = 1(^\circ)^2 = (\pi/180)^2$ sr. Vorsätze nicht erlaubt.

Quadratgon, svw. Quadrat-Neugrad.

quadratische Form, ein Polynom der Form $\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} a_{ij}x_ix_j$, wobei x_i Veränderliche und a_{ij} Konstante bedeuten.

Ist eine q. F. für alle reellen Werte der Variablen positiv, so nennt man die Form *positiv definit*, ist sie hingegen unter denselben Bedingungen entweder positiv oder Null, so nennt man sie *semidefinit*.

In der Kristallographie sind die Quadrate der Netzebenenabstände d_{hkl} eines Kristalls eine q. F. der Indizes h, k, l der Netzebenen. Der Zusammenhang ist besonders übersichtlich, wenn er mit Hilfe der Konstanten a^*, b^*, c^*, α^*, β^*, γ^* des reziproken Gitters formuliert wird:

$$1/d_{hkl}^2 = a^{*2}h^2 + b^{*2}k^2 + c^{*2}l^2 + 2b^*c^*\cos\alpha^* \cdot kl + 2a^*c^*\cos\beta^* \cdot hl + 2a^*b^*\cos\gamma^* \cdot hk.$$

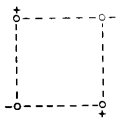
quadratisch integrabel, → Integralgleichung.

Quadrat-Neugrad, *Quadratgon*, $\square^g$ oder $(^g)^2$, alte Einheit des Raumwinkels. $1\ \square^g = (1^g)^2 = (\pi/200)^2$ sr. Vorsätze nicht erlaubt.

Quadratsystem, → Maßsystem.

Quadrupelpunkt, → Gibbssche Phasenregel.

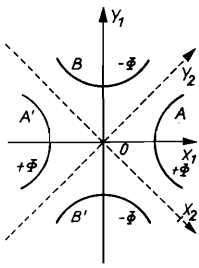
Quadrupol, eine Verteilung elektrischer Ladungen oder magnetischer Pole, deren Dipolmoment verschwindet. Ein elektrischer Q. wird z. B. realisiert durch eine regelmäßige Anordnung von vier betragsmäßig gleich großen Ladungen (Abb.) oder durch ein Rotationsellipsoid mit homogener Ladungsverteilung. Q.e treten in der Atomhülle und auch im Atomkern auf. Sie sind nur mit empfindlichen Meßverfahren nachzuweisen. → Multipol.



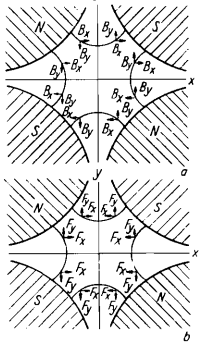
Quadrupol

Quadrupollinse, eine stark fokussierende Elektronenlinse, die aus vier parallel zur optischen Achse angeordneten zylindrischen Elektronen (*elektrische Q.*) oder Polschuhen (*magnetische Q.*) besteht. Die Q. (Abb. 1) hat vier Symmetrieebenen, die sich unter einem Winkel von 45° längs der senkrecht zur Zeichenebene liegenden optischen Achse (OZ) schneiden. Das durch sie an einem Punkt P erzeugte elektrische oder magnetische Feld ist proportional dem Abstand dieses Punktes von der optischen Achse. Nimmt man eine unendliche Ausdehnung der zylindrischen Elektroden in Richtung der optischen Achse (Z-Richtung) an und legt man an die Elektroden A und A' den Potentialwert $+\Phi$ und an die Elektroden B und B' den Potentialwert $-\Phi$ an, so verläuft die Elektronenbewegung in der elektrischen Q. folgendermaßen: Wenn ein Elektron parallel zur optischen Achse in der Ebene ZOX_1 einfällt, so wird es von den Elektroden A bzw. A' angezogen, wegen der Symmetrie der Anordnung jedoch von den Elektroden B und B' nicht beeinflußt. Das Elektron verbleibt in der Ebene ZOX_1; es divergiert aber von der Achse weg. Ein in der Ebene ZOY_1 verlaufendes Elektron verbleibt ebenfalls in seiner Ebene, wird aber durch die Elektroden B bzw. B' abgestoßen und konvergiert deshalb zur optischen Achse hin. Elektronen, die außerhalb der Ebene ZOX_1 und ZOY_1 einfallen, folgen schiefen Bahnen, die in der Richtung OX_1 von der optischen Achse wegführen und in der Richtung OY_1 zur optischen Achse hinführen. Man erhält in *einer* Richtung Konvergenz, in der dazu senkrechten Divergenz. Bei magnetischen Q.n sind die wirkenden Kräfte mit den Komponenten F_x, F_y senkrecht zur Richtung des Feldes (Abb. 2), so daß die ausgezeichneten Flächen für die ebene Elektronenbewegung nunmehr die Ebenen ZOX_2 und ZOY_2 sind. Wird — wie im üblichen Abbildungsstrahlengang erforderlich — Konvergenz für alle Meridianebenen verlangt, so sind zwei Q.n längs der optischen Achse geeignet aneinanderzusetzen (*Dublett*), und zwar so, daß die zweite, die die gleichen Eigenschaften wie die erste hat, bezüglich der ersten um 90° um die optische Achse gedreht ist. Die Divergenzebene der zweiten Linse entspricht dann der Konvergenzebene der ersten und umgekehrt.

Die Q.n werden angewandt sowohl zur Fokussierung schneller Elektronen (im Strahlspannungsbereich von etlichen Megavolt, z. B. in Teilchenbeschleunigern) als auch zur Fokussierung der schwieriger ablenkbaren positiven Teilchen (Ionen). Neuerdings werden Q.n auch in der Elektronensondentechnik benutzt.



1 Geometrische Anordnung der Elektroden bzw. Polschuhe in einer Quadrupollinse



2 Quadrupolmagnet: *a* Verlauf der Feldkomponenten *Bi*. *b* Verlauf der Kraftkomponenten F_i, die Teilchen werden nur in *x*-Richtung fokussiert

Quadrupolmassenfilter, → Massenspektrograph.

Quadrupolmoment, → Multipol, → Multipolmomente, → Kernmomente.

Quadrupolresonanz, svw. Kernquadrupolresonanz.

Quadrupolstrahlung, → Multipolstrahlung bei → Übergängen im Atomkern. Die mit einem Einteilchenmodell berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für Q. waren im Vergleich mit den experimentellen Werten für viele mittlere und schwere Kerne zu klein (→ Weißkopf-Einheit). Die Erklärung für diese „beschleunigten" Quadrupolübergänge liefert das Kollektivmodell des Kerns.

Qualität, philosophische Kategorie; wesentliche Eigenschaft einer Erscheinung, die diese von anderen Erscheinungen unterscheidet. Beispielsweise ist Masse eine Q., die aller Materie zukommt, elektrische Ladung eine Q., die nur bestimmten Objekten eigen ist. Dagegen unterscheiden sich zwei gleichartige Körper der Massen 5 kg und 10 kg nur durch die → Quantität der Masse.

Qualitätsfaktor, → Äquivalentdosis.

Qualitätsgröße, svw. intensive Größe.

Quant, allgemeine Bezeichnung für → Elementarteilchen oder Elementaranregung (→ Quasiteilchen), spezieller jedoch nur dann, wenn diese als die einem Quantenfeld zugeordneten Teilchen, d. h. als *Feldquanten*, betrachtet werden. Ursprünglich ist der Begriff Q. nur auf Photonen angewandt worden (Einsteinsche Lichtquantenhypothese), deren korpuskulare Eigenschaft von Planck implizit mit der Quantenhypothese postuliert wurde, wonach Energie des Strahlungsfeldes nur als Energiequanten $E = h\nu$ (h Planckscher Wirkungsquantum, ν Frequenz der Lichtwelle) abgegeben und aufgenommen werden kann. Diesen Sachverhalt verallgemeinernd, spricht man von Q.en einschränkend oft nur dann, wenn es sich um die den Feldern der physikalischen Wechselwirkungen zugeordneten Teilchen handelt, wobei die Photonen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Mesonen der starken Wechselwirkung zugeordnet sind, während die Q.en des Gravitationsfeldes, die Gravitonen, und der schwachen Wechselwirkung, die intermediären Bosonen, bisher experimentell nicht nachgewiesen werden konnten. Als *Quantenenergie* bezeichnet man die von den Q.en übertragene Energie. Neben dem Feldquant tritt z. B. in der Beschreibung der Supraleitung der Begriff des *Flußquants* auf (→ Flußquantisierung).

Quantelung, svw. Quantisierung.

Quantenchemie, Behandlung und Beschreibung chemischer Erscheinungen, vor allem der chemischen Bindung, mit Hilfe der Methoden der Quantenmechanik.

Die Q. ermöglicht es, aus den spektroskopisch zugänglichen Energietermschemata der Elektronenhülle einzelner Atome (→ Atommodell) Energie und Verteilung der Elektronen im Molekül, die Energie homöopolarer Bindungen, d. h. die Bindungsfestigkeit der Atome im Molekül, sowie den Energieinhalt von Molekülen vorauszuberechnen. Mit Hilfe der Q. können in der organischen Chemie Voraussagen über die Polarisierbarkeit organischer Moleküle, die Reaktionsfähigkeit an bestimmten Stellen des Moleküls, die Lage tautomerer Gleichgewichte, die Elektronenverteilung in mesomeriefähigen Molekülen unter bestimmten Bedingungen gemacht werden. Da bei der Berechnung bestimmte vereinfachende Modellvorstellungen zugrunde gelegt werden müssen, die die Wirklichkeit lediglich angenähert widerspiegeln, haben die Ergebnisse nur den Charakter von Näherungen.

Der Lösungsweg eines quantenchemischen Problems, z. B. die Berechnung der Bindungsenergien eines Moleküls, kann wie folgt angedeutet werden: 1) Aufstellung der Hamilton-Funktion $H = T(p_1, p_2, p_3, \ldots) + U(q_1, q_2, q_3, \ldots)$, die die Energie des betrachteten Systems (also des Moleküls), und zwar die kinetische Energie T als Funktion der Impulse p und die potentielle Energie U als Funktion der Ortskoordinaten q der einzelnen das System bildenden Teilchen, darstellt. 2) Bildung des Hamilton-Operators $\hat{H}$. Dazu werden in der Hamilton-Gleichung alle p_i durch den Ausdruck $\frac{h}{2\pi i}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}q}$ ersetzt. Die Gestalt von $\hat{H}$ hängt stark von der Symmetrie des betrachteten Systems ab. Häufig gelingt mit auf einfachen Modellvorstellungen beruhenden $\hat{H}$-Ansätzen eine befriedigende Lösung des Problems, z. B. bei organischen π-Elektronensystemen mit dem „eindimensionalen Kastenmodell". 3) Der dritte Schritt besteht in der Ermittlung der Eigenwerte E, d. s. die diskreten Energiewerte des Systems, und der zu diesen Eigenwerten gehörenden Eigenfunktionen ψ mit Hilfe der → Schrödinger-Gleichung $\hat{H}\psi = E\psi$. Hierzu wendet man die Methoden der Störungsrechnung oder — in den meisten Fällen — der Variationsrechnung an. In der Lösung tritt eine Reihe charakteristischer Integrale (Überlappungs-, Coulomb- und Austausch-Integrale) auf, die häufig nur mit großem Aufwand, z. B. mit Rechenmaschinen, zu berechnen sind, teilweise aber bereits Tabellenwerken entnommen werden können.

Praktisch erfolgt die skizzierte grundsätzliche Lösung gegenwärtig vor allem nach zwei Methoden, der *VB-Methode* (→ Valenzstruktur-Methode) und der *LCAO-Methode* (→ Methode der Molekülzustände).

Lit. Preuss: Grundriß der Q. (Mannheim 1962).

Quantendefekt, → Atomspektren.

Quantenelektrodynamik, spezielle Quantenfeldtheorie, die die elektromagnetische Wechselwirkung der Elementarteilchen beschreibt. Da die meisten Elementarteilchen, nämlich Mesonen und Baryonen, auch der starken Wechselwirkung unterliegen und für diese bisher noch keine befriedigende Theorie vorliegt, lassen sich die von beiden Wechselwirkungen herrührenden Effekte nur schwer voneinander abtrennen. Die Q. wird daher hauptsächlich auf die Wechselwirkung der Elektronen und Müonen, deren Antiteilchen und das Photon angewandt, wobei zudem angenommen wird, daß die schwache Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Von dieser Problematik abgesehen ist die Q., die sich durch kanonische Quantisierung der über die elektromagnetische Wechselwirkung gekoppelten klassischen Feldgleichungen des Photonfeldes (→

Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes) und des Elektron-Positron-Feldes (→ Dirac-Gleichung) ergibt, die einzige Quantenfeldtheorie, die in ausgezeichneter Übereinstimmung (Abweichungen von der Größenordnung 10^{-6} und geringer) mit den experimentellen Resultaten steht; ihre Gültigkeit ist bis zu 10^{-15} cm herab gesichert. Diese Erfolge der Q. sind vor allem dadurch begründet, daß eine renormierbare Wechselwirkung mit kleiner Kopplungskonstante α (Sommerfeldsche → Feinstrukturkonstante) vorliegt, so daß zum ersten die jeder Quantenfeldtheorie eigenen Divergenzen durch eine kovariante Renormierung beseitigt werden können und zum anderen eine störungstheoretische Entwicklung nach Potenzen von α möglich ist, die die Anwendung der Feynman-Graphen gestattet. Um diese Entwicklung besonders verdient gemacht haben sich in den 40er Jahren Feynman, Schwinger und Tomonaga; sie wurden 1967 gemeinsam mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Trotz der überragenden praktischen Resultate und ihrer eleganten Darstellung ist heute noch unklar, ob die Q. überhaupt eine mathematisch konsistente Theorie ist.

Ausgangspunkt der Q. bildet die Lagrange-Dichte $\mathscr{L} = \mathscr{L}_{em} + \mathscr{L}_D + \mathscr{L}_W$. Dabei ist $\mathscr{L}_{em} = -\frac{1}{2}[\partial_\mu A_\nu(x)]\,[\partial^\mu A^\nu(x)]$ die Lagrange-Dichte des freien elektromagnetischen Feldes $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ mit den klassischen elektromagnetischen Potentialen $A_\mu(x) \equiv (c\Phi, \mathfrak{A})$; $\mathscr{L}_D = \bar{\psi}(x)\,(i\gamma^\mu\,\partial_\mu - \varkappa)\,\psi(x)$ ist die Lagrange-Dichte für das durch den Viererspinor

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \\ \psi_4(x) \end{pmatrix}$$

beschriebene Elektron-Positron-Feld und $\mathscr{L}_W = ej^\mu(x)\,A_\mu(x)$ mit $j^\mu = \frac{c}{2}(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi - \bar{\psi}^c\gamma^\mu\psi^c)$ die Lagrange-Dichte der minimalen elektromagnetischen Wechselwirkung. Über doppelt auftretende Indizes $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ ist gemäß der Einsteinschen Konvention zu summieren, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$; ψ^c ist der ladungskonjugierte Spinor (→ Dirac-Gleichung), $\bar{\psi} = \psi^*\gamma_0$ ist der zu ψ adjungierte Spinor, γ^μ sind die Diracschen Gammamatrizen, $\varkappa = mc/\hbar$, m ist die Ruhmasse und e die Ladung des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, $\hbar = h/2\pi$, h das Plancksche Wirkungsquantum. Die Koppelung $j^\mu A_\mu$ des Elektron-Positron-Stromes j^μ mit den elektromagnetischen Potentialen folgt aus den freien Feldgleichungen bei Ersetzung von $i\hbar\partial_\mu \to i\hbar\partial_\mu + eA_\mu$. Sie wird minimal genannt, weil die Lagrange-Dichte nur bis auf eine Viererdivergenz $\partial_\mu\chi^\mu$ bestimmt ist und auf diese Weise eine Koppelung der Gestalt $F_{\mu\nu}\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$ mit $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2i}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$ auftreten könnte, die eine zusätzliche Wechselwirkung des magnetischen Moments der Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld bedingt.

Aus der Lagrange-Dichte $\mathscr{L}$ ergeben sich mit Hilfe des Variationsprinzips $\delta\int\mathscr{L}\,d^4x = 0$ die Feldgleichungen (im Heisenberg-Bild) zu

$$\Box A_\mu(x) = -\frac{e}{\hbar}j_\mu(x),$$

$$(i\gamma^\mu\,\partial_\mu - \varkappa)\,\psi(x) = -\frac{e}{\hbar}\gamma^\mu A_\mu(x)\,\psi(x),$$

d. h., es stehen auf der rechten Seite der Gleichungen die Quellen der Felder; die elektromagnetischen Potentiale genügen ferner der Gleichung $\partial_\mu A^\mu(x) = 0$ (Lorentz-Konvention).

Die Quantisierung erfolgt durch den Übergang zur Betrachtung von $A_\mu(x)$ und $\psi(x)$ als Feldoperatoren (die in diesem Artikel entgegen der hier sonst üblichen Kennzeichnung mit einem Dach „$\hat{}$" ebenfalls als A bzw. ψ gesetzt werden), für die folgende gleichzeitige Vertauschungsrelationen angenommen werden:

$$[\dot{A}_\mu(x_1),\, A_\nu(x_2)]_{t_1=t_2} = ic g_{\mu\nu}\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$
$$\{\psi_\alpha(x_1),\, \bar{\psi}_\beta(x_2)\}_{t_1=t_2} = \gamma^0_{\alpha\beta}\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2).$$

Dabei ist $g_{\mu\nu}$ der metrische Tensor ($\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$ indiziert die Komponenten des Viererspinors und der γ^0-Matrix), und [,] bzw. {,} bezeichnet den Kommutator bzw. Antikommutator; die Kommutatoren bzw. Antikommutatoren für die übrigen Größen verschwinden. Die relativistische Verallgemeinerung dieser Vertauschungsrelationen ist nicht ohne weiteres möglich. Geht man jedoch in das Wechselwirkungsbild über, wo die wechselwirkenden Feldoperatoren denselben Bewegungsgleichungen wie die freien Felder, d. h. ohne die Quellen auf den rechten Seiten, genügen, dann kann man für die freien Felder die folgenden Vertauschungsregeln benutzen:

$$[A_\mu(x_1),\, A_\nu(x_2)] = i\hbar c g_{\mu\nu}D(x_1 - x_2)$$
$$\{\psi_\alpha(x_1)\;\bar{\psi}_\beta(x_2)\} = -iS_{\alpha\beta}(x_1 - x_2),$$

wobei

$$D(x) = \Delta(x, 0),\; S(x) = (-i\gamma^\mu\,\partial_\mu + \varkappa)\,\Delta(x, m)$$

mit

$$\Delta(x, m) = -\frac{i}{(2\pi)^3}\int\frac{d^3\vec{k}}{2k_0}\,e^{i\vec{k}\vec{r}}\sin(k_0x_0)$$
$$(k_0 = +\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2},\; x_0 = ct)$$

ist. Die Lorentz-Konvention (Lorentz-Bedingung) in der Form $\partial^\mu A_\mu = 0$ widerspricht jedoch den Vertauschungsregeln; sie muß in der Form $\partial^\mu A_\mu(x)\,|\Phi\rangle = 0$ geschrieben werden, wobei $|\Phi\rangle$ einen beliebigen physikalischen Zustand repräsentiert. Diese Nebenbedingung garantiert nun, daß entsprechend der Transversalität des Lichtes nur die transversalen Photonen, deren Polarisation senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht, auftreten und die longitudinalen Photonen mit der Polarisation in Ausbreitungsrichtung sowie „skalare Photonen" mit „Polarisation" in Zeitrichtung aus der Theorie eliminiert werden. Derartige Zustände führten auf negative Wahrscheinlichkeiten, weshalb sie auch → Geisterzustände genannt werden; die genannte Bedingung eliminiert also diese Geisterzustände.

Das Gleichungssystem der wechselwirkenden Felder der Q. ist — wie für alle wechselwirkenden Quantenfelder — ein nichtlineares System von Operatorgleichungen; diese haben keinen mathematischen Sinn, da das Produkt von Distributionen, worum es sich hier handelt, mathematisch nicht erklärt ist (→ axiomatische Quantentheorie). Als einzige Methode zur Behand-

lung derartiger Gleichungssysteme ist bisher nur die störungstheoretische Entwicklung nach der Kopplungskonstante $e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c$ in größerem Umfang untersucht und mit Erfolg angewandt worden. Dazu muß man ebenfalls vom Wechselwirkungsfeld ausgehen. In diesem ist die S-Matrix, die die Anfangszustände in Endzustände (Zustände des Systems zur Zeit $t = -\infty$ bzw. $t = +\infty$) überführt, durch

$$S = T\exp\left\{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar c}\int_{-\infty}^{\infty}\mathscr{L}_{\mathrm{W}}\,\mathrm{d}^4x\right\} = \sum_{n=0}^{\infty} S_n =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\left(-\frac{\mathrm{i}e}{\hbar c}\right)^n\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^4x_1\cdots\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^4x_n\times$$

$$\times\, T[j_\mu(x_1)\,A^\mu(x_1)\cdots j_\nu(x_n)A^\nu(x_n)]$$

gegeben, wobei das T-Produkt der Operatoren in [ ] bedeutet, daß die Operatoren entsprechend dem jeweiligen Integrationsbereich in der Klammer so anzuordnen sind, daß die zugehörigen Zeiten von rechts nach links nicht abnehmen. Die explizite Berechnung der einzelnen Ordnungen S_n dieser Entwicklung benutzt jedoch die Umordnung der T-Produkte in Normalprodukte, bei denen sämtliche Vernichtungsoperatoren rechts von den Erzeugungsoperatoren stehen (→ Wicksches Theorem); dann tragen zu einem bestimmten Prozeß nur solche Glieder der S-Matrix bei, bei denen zunächst die Teilchen des Anfangszustandes vernichtet und schließlich die Teilchen des Endzustandes erzeugt werden. Die Entwicklung der Feldoperatoren in Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren hat die Gestalt

$$A_\mu(x) = A_\mu^{(+)}(x) + A_\mu^{(-)}(x),$$
$$\psi_\alpha(x) = \psi_\mu^{(+)}(x) + \psi_\mu^{(-)}(x),$$
$$\bar\psi_\alpha(x) = \bar\psi_\mu^{(+)}(x) + \bar\psi_\mu^{(-)}(x),$$

wobei (+) bzw. (−) zum positiven bzw. negativen Frequenzanteil $\pm k_0$ der folgenden Entwicklungen gehört:

$$A_\mu(x) =$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar c}{2(2\pi)^3}}\int\frac{\mathrm{d}^3\vec k}{k_0}\sum_{\lambda=0}^{3}\varepsilon_\mu^{(\lambda)}(\vec k)\{a^{(\lambda)}(\vec k)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}$$
$$+\, a^{(\lambda)+}(\vec k)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}\}$$

mit den Polarisationsvektoren $\varepsilon_\mu^{(\lambda)}(\vec k)$ in λ-Richtung bezüglich des Impulses $\vec k$,

$$\psi(x) =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\mathrm{d}^3\vec k\sqrt{\frac{m}{k_0}}\sum_{r=1}^{2}\{b_r(\vec k)\,w_r(\vec k)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}$$
$$+\, \mathrm{d}_r^+(\vec k)\,v_r(\vec k)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}\},$$

und

$$\bar\psi(x) =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\mathrm{d}^3\vec k\sqrt{\frac{m}{k^0}}\sum_{r=1}^{2}\{b_r^+(\vec k)\,w_r^*(\vec k)\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}$$
$$+\, d_r(\vec k)\,v_r^*(\vec k)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)})$$

mit den vier linear unabhängigen Lösungen $w_r(\vec k)$ und $v_r(\vec k)$ der Dirac-Gleichung im Impulsraum zu Elektronen- bzw. Positronen-Zuständen. $A^{(+)}(x)$ bzw. $A^{(-)}(x)$ beschreibt daher die Erzeugung bzw. Vernichtung eines Photons mit Polarisation λ im Raum-Zeit-Punkt x, d. h. am Ort $\vec r$ zur Zeit t, und $\psi^{(+)}(x)$ bzw. $\bar\psi^{(-)}(x)$ beschreibt die Erzeugung bzw. Vernichtung eines Positrons im Punkte x, entsprechend $\bar\psi^{(+)}(x)$ bzw. $\psi^{(-)}(x)$ für Elektronen; dementsprechend beschreibt $a^{(\lambda)+}(\vec k)$ die Erzeugung und $a^{(\lambda)}(\vec k)$ die Vernichtung eines Photons der Polarisation λ und mit dem Impuls $\hbar\vec k$, und analog beschreiben $b_r^+(\vec k)$ und $b_r(\vec k)$ bzw. $d_r^+(\vec k)$ und $d_r(\vec k)$ die Erzeugung und Vernichtung von Elektronen bzw. Positronen mit der Spineinstellung r und dem Impuls $\hbar\vec k$. Bezeichnet man wie üblich das Normalprodukt durch Vor- und Nachsetzen eines Doppelpunktes (:...:), so folgt für den Zusammenhang zwischen zeitgeordnetem Produkt und Normalprodukt

$$T[\bar\psi_\alpha(x_1)\,\psi_\beta(x_2)] = :\bar\psi_\alpha(x_1)\,\psi_\beta(x_2):$$
$$-\, S_{\mathrm{F}\alpha\beta}(x_1 - x_2),$$

$$T[A_\mu(x_1)\,A_\nu(x_2)] = :A_\mu(x_1)A_\nu(x_2):$$
$$-\,\hbar c g_{\mu\nu}D_{\mathrm{F}}(x_1 - x_2),$$

wobei

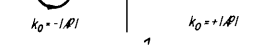
$$S_{\mathrm{F}}(x) =$$

$$= \lim_{\varepsilon\to0}\frac{\mathrm{i}}{(2\pi)^4}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^4p\,\frac{(\gamma^\mu p_\mu + mc)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(p_0x_0-\vec p\vec r)}}{p_0^2 - \vec p^2 - m_0^2c^2 + \mathrm{i}\varepsilon}$$

und

$$D_{\mathrm{F}}(x) = \lim_{\varepsilon\to0}\frac{\mathrm{i}}{(2\pi)^4}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^4k\,\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(k_0x_0-\vec k\vec r)}}{k_0^2 - \vec k^2 + \mathrm{i}\varepsilon}$$

die Feynmanschen oder kausalen Propagatoren des Dirac- bzw. Photonfeldes sind, die eine entscheidende Rolle für die Auswertung der S-Matrix-Elemente spielen. Die Einführung der kleinen Imaginärteile $+\mathrm{i}\varepsilon$ in dem Ausdruck des Nenners legt eigentlich nur fest, wie die Pole des Integranden auf der reellen Achse an den Stellen $k_0 = \pm|\vec k|$ und $p_0 = \pm\sqrt{\vec p^2 + m^2c^2}$ bei der Integration zu umgehen sind; der Grenzübergang $\varepsilon \to 0$ ist also erst nach der Integration auszuführen. Der Integrationsweg in der komplexen k_0-Ebene ist also gemäß Abb. 1 zu führen und analog für S_{F}.



Die Überführung des T-Produktes in das Normalprodukt kann man sich so veranschaulichen, daß man nach der Zerlegung der Feldoperatoren in ihre positiven und negativen Frequenzteile dieselben nach links bzw. rechts unter Beachtung der Vertauschungsregeln durchkommutiert, wobei eine Summe von N-Produkten verschiedener Ordnung entsteht und bei den N-Produkten niedrigerer Ordnung jeweils ein eliminiertes Paar von $A_\mu(x_1)\,A_\nu(x_2)$ bzw. $\bar\psi(x_1)\,\psi(x_2)$ durch die kausalen Propagatoren ersetzt wurde. Zu einem bestimmten Prozeß, z. B. der elastischen Streuung von zwei Elektronen, tragen dann nur diejenigen Summanden bei, die rechts zwei Operatoren $\bar\psi^{(+)}(x_1)\,\bar\psi^{(+)}(x_2)$, links die Operatoren $\psi^{(-)}(x_1)\,\psi^{(-)}(x_1)$ und sonst weiter keine Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren enthalten.

Die einzelnen störungstheoretischen Näherungen der S-Matrix können auf elegante Weise graphisch durch die Feynman-Diagramme symbolisiert und unter Beachtung einiger einfacher Regeln in die mathematischen Ausdrücke überführt werden: Zuerst wird eine Zeitachse festgelegt, die die Richtung des Prozeßablaufs bestimmt. Dann werden so viele Punkte x_i festgelegt, wie die Ordnung der Entwicklung, d. h. die Potenz von e, angibt. Gemäß der Struktur der Wechselwirkung $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$ gehören zu jedem dieser Punkte je zwei der Erzeugungs- oder Vernichtungsoperatoren $\bar{\psi}^{(\pm)}$, $\psi^{(\pm)}$ sowie einer der Erzeugungs- oder Vernichtungsoperatoren $A_\mu^{(\pm)}$. Jede dieser Größen wird durch Linien charakterisiert, für Elektronen bzw. Positronen durch ausgezogene in bzw. entgegen der Zeitrichtung orientierte Linien (→– bzw. –←), für Photonen durch Wellenlinien (~). Linien zwischen zwei Punkten heißen *innere Linien*, ihnen entsprechen die Propagatoren D_F bzw. S_F; frei endende, d. s. *äußere Linien*, entsprechen den Anfangs- bzw. Endzuständen, wenn sie in bzw. entgegen der Zeitrichtung einlaufen. In der Abb. 2 enthält der Anfangszustand ein Elektron und ein Positron, die im Punkt x_1 einlaufen, und ein im Punkt x_3 einlaufendes Photon, der Endzustand ein im Punkt x_2 bzw. x_3 auslaufendes Positron bzw. Elektron. Da die ein- bzw. auslaufenden Teilchen bestimmte Energien, Impulse und Polarisationen haben, geht man gewöhnlich in den Impulsraum über, wenn man die Matrixelemente von S in der betrachteten Ordnung aufschreibt. Die den inneren Linien entsprechenden Teilchen werden virtuell genannt, da sie nicht dem Energie-Impuls-Erhaltungssatz genügen müssen; man sagt auch, sie liegen außerhalb der Masseschale [engl. "off mass shell"]. Im Fall der Compton-Streuung ergeben sich in 2. Ordnung die beiden Diagramme der Abb. 3, und das dazugehörige Matrixelement von S lautet:

$$(S_2)_{p,k\to p',k'} = -\frac{e^2}{2}\int\int \mathrm{d}x_1\,\mathrm{d}x_2\,\langle p'|\,\bar{\psi}(x_2)\,|0\rangle\cdot$$

$$\gamma_\mu S_F(x_2 - x_1)\,\gamma_\nu\,\langle 0|\,\psi(x_1)\,|p\rangle\,\{\langle 0|\,A_\nu(x_1)\,|k\rangle\cdot$$

$$\langle k'|\,A_\mu(x_2)\,|0\rangle + \langle 0|\,A_\mu(x_2)\,|k\rangle\,\langle k'|\,A_\nu\,|0\rangle\} =$$

$$= \frac{\mathrm{i}e^2}{2}\,\frac{1}{\sqrt{\omega\omega'}}\,\bar{u}(p')\left\{\gamma\varepsilon'\,\frac{\mathrm{i}\gamma(p+k)-m}{(p+k)^2+m^2}\,\gamma\varepsilon + \right.$$

$$\left. + \gamma\varepsilon\,\frac{\mathrm{i}\gamma(p-k')-m}{(p-k')^2+m^2}\,\gamma\varepsilon'\right\} u(p)\,(2\pi)^4\times$$

$$\times\,\delta(p+k-p'-k'),$$

wobei $|p\rangle$, $|k\rangle$ bzw. $|0\rangle$ Einelektron-, Einphotonzustände bzw. der Vakuumzustand sind, ε bzw. ε' die Polarisationsvektoren der Photonen und ω bzw. ω' die Energien des einlaufenden bzw. auslaufenden Photons sind, während $\bar{u}(p')$ bzw. $u(p)$ die Lösungen der Dirac-Gleichung im Impulsraum sind ($\bar{u} = u^*\gamma_0$ ist die zu u adjungierte Lösung) und die δ-Funktion die Erhaltung des Viererimpulses bei der Reaktion sichert.

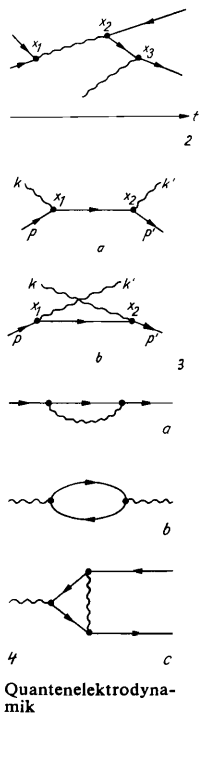
Durch diese Feynman-Regeln zur Übertragung der anschaulichen, den betrachteten Prozeß symbolisierenden Diagramme in die entsprechenden mathematischen Ausdrücke ist die Störungstheorie in eine handliche Form gebracht. Schwierigkeiten bereiten jedoch die drei Diagramme der Abb. 4, die der Elektronselbstenergie (Abb. 4a) und der Photonselbstenergie (Abb. 4b) entsprechen bzw. als Vertex- oder Eckgraph (Abb. 4c) bezeichnet werden und in den höheren Näherungen der S-Matrix auftreten; sie können in jede Elektron- bzw. Photonlinie bzw. jeden Punkt eines Diagramms niedriger Ordnung eingesetzt werden, ohne an den äußeren Teilchen etwas zu ändern. Diese Graphen sind divergent; sie heißen primitiv-divergent, weil jeder beliebige andere divergente Graph als bestimmte Anordnung dieser primitiv-divergenten Graphen interpretiert werden kann. Da es nur endlich viele der primitiv-divergenten Graphen gibt, können deren Beiträge in kovarianter Weise subtrahiert werden, so daß endliche Beiträge für die Matrixelemente verbleiben (→ Renormierung). Diese Renormierung kann auch dadurch formal ausgedrückt werden, daß man die Elektronenmasse und -ladung m bzw. e durch $m_0 + \delta m$ bzw. $e_0 + \delta e$ mit $\delta m \to \infty$, $\delta e \to \infty$ ersetzt und m_0 bzw. e_0 als die physikalische Masse bzw. Energie, die im Experiment gemessen wird, interpretiert, während δm bzw. δe der von der Wechselwirkung mit dem eigenen elektromagnetischen Feld herrührenden Selbstmasse (Selbstenergie) bzw. -ladung entspricht. Mit diesem Renormierungsverfahren liefert die Störungstheorie der Q. auch für höhere Ordnungen Resultate, die sich in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Experiment befinden: Für das anomale magnetische Moment des Elektrons $\delta\mu$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Glieder bis zur 3. Ordnung

$$\delta\mu = \left[\frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}32848\,\frac{\alpha^2}{\pi^2} + (0{,}39 \pm 0{,}05)\times\right.$$

$$\left.\times\,\frac{\alpha^3}{\pi^3}\cdots\right]\mu_B = 0{,}001\,159\,642\,\mu_B,\ \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

(→ Bohrsches Magneton); $\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c$ (→ Feinstrukturkonstante); für die Lambsche Verschiebung (→ Lamb-Shift) der Frequenz des Übergangs $2P_{1/2} \to 2S_{1/2}$ des Wasserstoffatoms ergibt sich $\omega(2S_{1/2}) - \omega(2P_{1/2}) = (1057{,}86 \pm 0{,}06)$ MHz. Dabei handelt es sich um Prozesse bei Anwesenheit eines äußeren elektromagnetischen Feldes A_μ^0, das nicht quantisiert wird, d. h., man hat an die Stelle der Operatoren A_μ die unquantisierten Potentiale A_μ^0 einzusetzen; man symbolisiert diese im Feynman-Diagramm durch die Kopplung der Photonlinie an ein Kreuz (×).

Die Ausdrücke für das anomale magnetische Moment und die Lamb-Shift des Müons erhält man durch die Ersetzung der Elektronenmasse durch die Müonmasse; auch hier liegt ausgezeichnete Übereinstimmung mit den experimentellen Werten vor. Dies trifft auch für die anderen mit der Q. beschreibbaren Prozesse zu, wozu vor allem die Wechselwirkung der Elektronen und Positronen untereinander, Elektron-Positron-Wechselwirkung, Wechselwirkung mit Photonen und äußeren elektromagnetischen Feldern, d. h. die gesamte Theorie der Strahlungsübergänge im Atom, gehört. Aber auch für andere elektromagnetische Wechselwirkungen, etwa zwischen π-Mesonen und Protonen, ist es gelungen, die elektromagnetische Wechselwirkung unter Berücksichtigung der starken Wechselwirkung zu bestimmen.



Quantenelektrodynamik

Die erstaunliche Brauchbarkeit der Q. darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß ihre Grundlagen mathematisch ungenügend geklärt sind. So ist bisher ungeklärt, ob die Entwicklung nach Potenzen von e^2 konvergiert, obwohl dies für die ersten Glieder so aussieht, aber mit wachsender Ordnung sind immer mehr, wenn auch immer kleiner werdende Beiträge zu berücksichtigen; man kann aber zumindest von Semikonvergenz sprechen. Andererseits ist nachgewiesen, daß die Wechselwirkung aus dem Hilbert-Raum $\mathfrak{H}_0$ der freien Teilchen, der in Gestalt der ein- und auslaufenden Zustände benutzt wird, herausführt und $\mathfrak{H}_0$ daher zur Beschreibung wechselwirkender Teilchen eigentlich ungeeignet ist (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren).

Quantenenergie, → Quant.

Quantenfeldtheorie, *Quantentheorie der Wellenfelder*, relativistische Quantentheorie, die vom Wellencharakter der Materie ausgeht und den korpuskularen Aspekt, wie z. B. die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen, durch die Quantisierung der entsprechenden, relativistisch formulierten, klassischen Feldtheorie nachträglich einführt. Man spricht dabei von *Wellen-* oder *Feldquantisierung*, auch von *zweiter Quantisierung*. Die Q. wurde zur Behandlung des Problems der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen entwickelt, zunächst für den Fall der Wechselwirkung der Photonen mit den Elektronen und Positronen (→ Quantenelektrodynamik), später auch für die der starken bzw. schwachen Wechselwirkung unterliegenden Elementarteilchen (→ Mesonentheorie der Kernkräfte, Theorie der → schwachen Wechselwirkung). Prinzipiell werden dabei zunächst die freien, nichtwechselwirkenden Felder einer Teilchensorte quantisiert, die Wechselwirkung der als punktförmig angenommenen Teilchen wird danach durch eine lokale, d. h. in jedem Raum-Zeit-Punkt als Produkt der wechselwirkenden Felder oder deren Ableitungen definierte Wechselwirkungsdichte eingeführt; dieses Vorgehen führt jedoch zu divergenten Ausdrücken für physikalische Größen (unendlich große → Selbstenergien), von denen in einigen Fällen durch geeignete Verfahren (→ Renormierung) endliche, physikalisch sinnvolle Größen abgetrennt werden können. Diese Divergenzschwierigkeiten haben zu zahlreichen Versuchen zu ihrer Vermeidung geführt (→ analytische S-Matrix-Theorie, → axiomatische Quantentheorie).

Die Q. geht von der Lagrange-Dichte $\mathscr{L} = \mathscr{L}(\psi_\alpha, \partial\psi_\alpha/\partial x^\nu)$ der klassischen Felder $\psi_\alpha(x^\nu)$ und deren Ableitungen nach den Koordinaten x^ν mit $\nu = 0, 1, 2, 3$ des vierdimensionalen Raum-Zeit-Kontinuums aus (→ Feldtheorie), aus der sich die kanonischen Feldgleichungen zu $\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\psi_\alpha} - \sum_{\nu=0}^{3} \frac{\partial\mathscr{L}}{\partial(\partial\psi_\alpha/\partial x^\nu)} = 0$ ergeben, wobei $\alpha = 1, \ldots, m$ ist. Der Index α kann sowohl die verschiedenen Tensor- oder Spinorkomponenten eines Feldes als auch die verschiedenen Felder kennzeichnen. Die zu den Feldern ψ_α kanonisch konjugierten „Impulse" sind durch $\pi_\alpha = \partial\mathscr{L}/\partial\dot{\psi}_\alpha$, $\dot{\psi}_\alpha = \partial\psi_\alpha/\partial t$, wobei $t = x^0/c$, gegeben. Die Quantisierung erfolgt nun dadurch, daß die ψ_α als Operatoren aufgefaßt werden (*Feldoperatoren*), die bestimmten Vertauschungsrelationen genügen (sie werden in diesem Artikel, entgegen der hier sonst üblichen Kennzeichnung mit einem Dach, ebenfalls als ψ usw. gesetzt). In Analogie zu den quantenmechanischen Vertauschungsregeln zwischen Ort und Impuls für einen bestimmten Zeitpunkt fordert man $[\psi_\alpha(\vec{r}, t), \pi_\beta(\vec{r}', t)]_\pm = i\hbar\delta_{\alpha\beta}\delta(\vec{r} - \vec{r}')$, wobei $\delta_{\alpha\beta}$ das Kronecker-Symbol und $\delta(\vec{r})$ die (dreidimensionale) Deltafunktion ist ($\hbar = h/2\pi$, h ist das Plancksche Wirkungsquantum). Dabei hat man den Kommutator $[,]_-$ bzw. den Antikommutator $[,]_+$ zu wählen, wenn die Felder ψ_α Bosonen bzw. Fermionen beschreiben. Durch diese *kanonische* (*Feld-*) *Quantisierung* werden nur die gleichzeitigen Vertauschungsrelationen ($t = t'$) festgelegt (*kanonische Vertauschungsrelationen*), diese sind relativistisch für $t \neq t'$ zu verallgemeinern. Für freie, skalare, ungeladene Teilchen der Ruhmasse m, die der Feldgleichung $(\Box + \varkappa^2)\, A(\vec{r}, t) = 0$ (Klein-Gordon-Gleichung) mit

$$\Box = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

wobei $\varkappa = mc/\hbar$ (c ist Lichtgeschwindigkeit) genügen, ergibt sich $[A(\vec{r}, t),\ A(\vec{r}', t')]_- = i\hbar\Delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')$, wobei $\Delta(\vec{r}, t) =$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{d^3\vec{k}}{\omega(\vec{k})}\, e^{i\vec{k}\vec{r}} \sin(\omega t) =$$

$$= \frac{1}{2\pi}\,\varepsilon(t)\left\{\delta(\lambda) - \frac{\varkappa}{2}\,\theta(\lambda)\, J_1\left(\varkappa\sqrt{\lambda}\right)\lambda^{-1/2}\right\}$$

mit

$$\omega(\vec{k}) = c\sqrt{\vec{k}^2 + \varkappa^2},\quad \theta(x) = \begin{cases} 1 \text{ für } x > 0 \\ 0 \text{ für } x < 0 \end{cases},$$

$\varepsilon(x) = \theta(x) - \theta(-x)$, $J_1(x)$ die Bessel-Funktion 1. Ordnung und $\lambda = c^2t^2 - \vec{r}^2$ ist. Die Funktion $\Delta(\vec{r}, t)$ genügt ebenfalls der Wellengleichung $(\Box + \varkappa^2)\,\Delta(\vec{r}, t) = 0$. Jede Komponente eines beliebigen Feldes genügt der Klein-Gordonschen Wellengleichung; dabei ist für Teilchen mit verschwindender Ruhemasse $\varkappa = 0$.

Wird die Wellengleichung der Felder durch den Differentialoperator $\Lambda_{\alpha\beta}(\partial/\partial x^\nu)$ charakterisiert, und zwar $\Lambda_{\alpha\beta}\psi_\beta(x) = 0$, dann gibt es einen anderen Differentialoperator $d_{\alpha\beta}(\partial/\partial x^\nu)$, so daß $\sum_\beta \Lambda_{\alpha\beta}\, d_{\beta\gamma} = (\Box + \varkappa^2)\,\delta_{\alpha\gamma}$ ist. Die Vertauschungsrelationen der Felder $\psi_\alpha(x)$ lauten dann $[\psi_\alpha(x), \bar{\psi}_\beta(x')]_\pm = i d_{\alpha\beta}\Delta(x - x')$, wobei $\bar{\psi}_\beta = \sum_\alpha \psi^*\eta_{\alpha\beta}$ durch eine Matrix $\eta_{\alpha\beta}$ mit den konjugiert komplexen Feldern ψ_α^* verknüpft sind und der Differentialoperator $\Lambda_{\alpha\beta}$ auf die Funktion $\Delta(x)$ anzuwenden ist; x steht symbolisch für $\vec{r}$, t.

Wird das skalare Feld $A(\vec{r}, t)$ nach Fourier zerlegt, nämlich $A(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\cdot\int \frac{d^3\vec{k}}{\sqrt{2\omega(\vec{k})}} \times$

$\times \{a^-(\vec{k})\, e^{-i(kx)} + a^+(\vec{k})\, e^{i(kx)}\}$, wobei $(kx) = \omega(\vec{k})\, t - \vec{k}\vec{r}$ ist, so sind die Entwicklungskoeffizienten $a^\pm(\vec{k})$ als Operatoren aufzufassen, die den Vertauschungsregeln $[a^-(\vec{k}),\ a^+(\vec{k}')] = \delta(\vec{k} - \vec{k}')$, $[a^-(\vec{k}), a^-(\vec{k}')] = [a^+(\vec{k}), a^+(\vec{k}')] = 0$ genügen müssen. Der Operator der Energie E und des Impulses $\vec{P}$ ergibt sich dann (nach Abzug einer unendlichen Größe) zu $E = \int d^3\vec{k}\cdot\hbar\omega a^+(\vec{k})\, a^-(\vec{k})$ bzw. $\vec{P} = \int d^3\vec{k}\cdot\hbar\vec{k}a^+(\vec{k})\, a^-(\vec{k})$.

Die Operatoren $a^+(\vec{k})$, $a^-(\vec{k})$ bzw. $a^+(\vec{k})\, a^-(\vec{k})$ $N(\vec{k})$ werden als Erzeugungs-, Vernichtungs-

bzw. Anzahloperatoren für Teilchen mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$ interpretiert: Sei $|0\rangle$ der Vakuumzustand, in dem kein Teilchen vorhanden ist, dann repräsentiert $|\vec{k}\rangle = a^+(\vec{k})\,|0\rangle$ einen Einteilchenzustand mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$, und allgemein ist $|\vec{k}_1, \vec{k}_2, \ldots, \vec{k}_n\rangle = a^+(\vec{k}_1), \ldots, a^+(\vec{k}_n)\,|0\rangle$ ein n-Teilchenzustand; wird ferner $a^-(\vec{k})\,|0\rangle = 0$ gefordert, dann ist $N(\vec{k})\,|0\rangle = 0$, $N(\vec{k}')\,|\vec{k}\rangle = \delta(\vec{k}' - \vec{k})\,|\vec{k}\rangle$ usw. $a^-(\vec{k})$ führt wegen der Vertauschungsregeln einen n-Teilchenzustand in einen Zustand mit $n-1$ Teilchen über, z. B. gilt $a^-(\vec{k})\,a^+(\vec{k}')\,|0\rangle = \delta(\vec{k} - \vec{k}')\,|0\rangle$, während $a^+(\vec{k})$ zu einem Zustand mit $n+1$ Teilchen führt. Der von den Zuständen $|\vec{k}_1, \ldots, \vec{k}_n\rangle$, n beliebig, aufgespannte Hilbert-Raum wird als Fock-Raum bezeichnet. Er wird von der direkten Summe $\mathfrak{H} = \bigoplus_{n=0}^{\infty} \mathfrak{H}_n = \mathfrak{H}_0 \oplus \mathfrak{H}_1 \oplus \ldots, \ldots, \oplus \mathfrak{H}_n \oplus \ldots$ der n-Teilchen-Hilbert-Räume gebildet; $\mathfrak{H}_0 = c\,|0\rangle$ ist der Hilbert-Raum der komplexen Zahlen c. Die Feldoperatoren $A(\vec{r}, t)$ verknüpfen auf Grund ihrer Konstruktion die $\mathfrak{H}_n$ mit den $\mathfrak{H}_{n+1}$ und $\mathfrak{H}_{n-1}$, erhöhen und erniedrigen die Teilchenzahl zugleich um 1.

Analog kann man auch bei anderen Feldern verfahren. Komplexe Felder lassen sich als Überlagerung zweier reeller Felder für Teilchen bzw. Antiteilchen deuten. Sie ermöglichen die Einführung eines Ladungsdichteoperators $Q = e\int \mathrm{d}^3\vec{k}\,\{N^{(+)}(\vec{k}) - N^{(-)}(\vec{k})\}$, wobei e die Elementarladung und $N^{(\pm)}(\vec{k})$ die Anzahloperatoren für Teilchen $(+)$ bzw. Antiteilchen $(-)$ mit Impuls $\hbar\vec{k}$ sind.

Aus der Forderung nach der Positivität der Energie ergibt sich, daß Spinor- bzw. Tensorfelder mit den Antikommutatoren bzw. Kommutatoren zu quantisieren sind.

Die Wechselwirkung zwischen zwei verschiedenen Feldern ψ_A und ψ_B wird dadurch berücksichtigt, daß man die Lagrange-Dichte $\mathscr{L}$ der wechselwirkenden Felder aus den Lagrange-Dichten der freien Felder und einem Wechselwirkungsglied $\mathscr{L}_{AB}$ zusammensetzt: $\mathscr{L} = \mathscr{L}_A + \mathscr{L}_B + \mathscr{L}_{AB}$; $\mathscr{L}_{AB}$ wird im allgemeinen aus den Produkten der Ströme j_A und j_B (der Teilchen A bzw. B) untereinander oder mit den Feldern ψ_A bzw. ψ_B oder deren Ableitungen gebildet, die noch mit einer Kopplungskonstante zu multiplizieren sind. Beispielsweise erfolgt die Koppelung des elektromagnetischen Feldes A_μ mit dem Elektron-Positron-Feld ψ_α durch $\mathscr{L}_{AB} = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu = ej^\mu A_\mu$ (→ Quantenelektrodynamik), während die Nukleonen N mit den π-Mesonen über $g\bar{N}\gamma_5\vec{\tau}N\vec{\pi}$ oder $g\bar{N}\gamma^\mu\gamma_5\vec{\tau}N\frac{\partial}{\partial x^\mu}\vec{\pi}$ gekoppelt werden können; dabei sind N bzw. $\vec{\pi}$ die Felder der Nukleonen bzw. π-Mesonen, γ^μ und $\gamma_5 = \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ die Diracschen Gammamatrizen und $\vec{\tau}$ die Isospinmatrizen $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$.

Die aus den Lagrange-Funktionen der wechselwirkenden Felder folgenden Feldgleichungen sind nichtlinear, d. h., sie enthalten Produkte zweier oder mehrerer Feldoperatoren. Derartige Produkte sind mathematisch nicht wohldefiniert und geben daher Anlaß zumindest zu einem Teil der Divergenzschwierigkeiten der Q. Außer für vereinfachte Modelltheorien sind diese nichtlinearen Gleichungssysteme (bisher) nicht exakt lösbar. Sie müssen mit Näherungsmethoden behandelt werden; am gebräuchlichsten ist die Störungstheorie, die im Falle kleiner Kopplungskonstanten, wie in der Quantenelektrodynamik, mit Erfolg angewandt wird. Im Falle der Kernkräfte, wo die Kopplungskonstante g von der Größenordnung 1 ist, versagt diese Methode; hier wendet man mit Erfolg die Methode der Stromalgebra und der Dispersionsrelationen an.

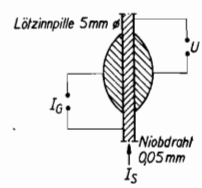
Der große Unterschied zwischen der Quantenmechanik, in der derartige Schwierigkeiten nicht auftreten, und der Q. besteht vor allem darin, daß letztere als (mechanisches) System von überabzählbar unendlich vielen Freiheitsgraden anzusehen ist. Es ist jedenfalls bisher noch nicht geklärt, ob die Q. in der angegebenen Form als mathematisch konsistente Theorie geschrieben werden kann. Trotzdem liefert sie bei genügender Sorgfalt Resultate, die in vielen Fällen mit der Erfahrung ausgezeichnet übereinstimmen, und zwar in der Quantenelektrodynamik; in anderen Fällen versagte sie jedoch bisher völlig, z. B. in der Theorie der Kernkräfte.

Quantengenerator, → Laser, → Maser.

Quantengeometrodynamik, → Geometrodynamik.

Quantenhypothese, *Plancksche Hypothese*, die 1900 von Planck zur Ableitung der nach ihm benannten Strahlungsformel des schwarzen Strahlers eingeführte Hypothese, wonach die Emission und Absorption von Energie nur in Form von Vielfachen einer minimalen Energie $E_0 = h\nu$ erfolgen kann (h Plancksches Wirkungsquantum, ν Frequenz der Lichtwelle). Die kleinsten übertragenen Wirkungen sind $h = 6{,}6262 \cdot 10^{-27}$ erg · s. Die Emission und Absorption von Licht kann man sich als Energieänderung harmonischer Oszillatoren vorstellen. Daher führt die Q. zu der Forderung, daß die Energieniveaus harmonischer Oszillatoren diskret und äquidistant sind, nämlich $E_n = h\nu(n + 1/2)$, wobei $n = 0, 1, 2, \ldots$ ist, so daß beim Übergang von einem Niveau zum anderen gerade die Energiedifferenz $E_{n+1} - E_n = h\nu$ abgestrahlt wird. Über die Weiterentwicklung der Q. → Quantentheorien.

Quanteninterferometer, *quantenmechanisches Interferometer, supraleitendes Interferometer, Squid* [engl. *s*uperconducting *q*uantum *i*nterference *d*evice], ein äußerst empfindliches und genaues Meßinstrument für magnetische und aus diesen ableitbare elektrische und andere Größen (Abb.). Das Q. gestattet z. B. die Messung von Bruchteilen eines Flußquants. Es beruht auf dem Josephson-Effekt, bei dem magnetisch beeinflußbare Interferenzerscheinungen des Josephson-Tunnelstroms auftreten. Die Periode der Interferenzerscheinungen wird durch das magnetische Flußquant bestimmt.



Schnitt durch ein einfaches Quanteninterferometer

Quantenlogik, Aussagenlogik der Quantentheorie. Im Gegensatz zur klassischen oder formalen Logik, die mit den Wahrheitswerten „wahr" und „falsch" arbeitet und einem Booleschen Verband entspricht, wird der Q. ein allgemeiner Verband zugeordnet, der den Booleschen Verband als Spezialfall enthält (→ Aussagenkalkül der Quantentheorie).

Quantenmechanik, die nichtrelativistische Theorie der Bewegung von Mikrosystemen, d. s. Elementarteilchen, Atome und Moleküle, und

deren Wechselwirkung. Die Q. berücksichtigt den Dualismus der Materie und kann durch → Quantisierung entweder der klassischen Mechanik oder der klassischen Wellentheorie der Materie erhalten werden. Diese beiden Wege wurden auch historisch gleichzeitig beschritten, der erste von Heisenberg (1925), der die in der klassischen Mechanik auftretenden physikalischen Größen, wie Ort, Impuls und Energie, durch Matrizen ersetzte und die Bewegungsgleichungen als Matrizengleichungen schrieb, und der zweite von Schrödinger (1926), der die beobachtete Quantelung der Energie durch Eigenschwingungen eines Materiefeldes deutete und Differentialausdrücke für die physikalischen Größen einsetzte. Beide Formulierungen, die als Matrizen- bzw. Wellenmechanik bezeichnet werden, sind einander mathematisch äquivalent, wie Schrödinger 1926 zeigte, und stellen nur verschiedene Darstellungen ein und derselben abstrakten Q. dar. Wesentlichen Anteil an der Entwicklung beider Darstellungen der Q. hatte Born, der die → statistische Interpretation der Schrödingerschen Wellenfunktion einführte, die die Teilcheninterpretation in der Q. gewährleistet, aber andererseits zur Folge hat, daß nur statistische Aussagen, z. B. über Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Teilchen, gemacht werden können. Dies ist eine unmittelbare Folge davon, daß kanonisch konjugierte Größen, wie Ort und Impuls, nicht gleichzeitig beliebig genau gemessen werden können (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Dieser der Q. eigene, gegenüber der klassischen Physik neue Zug hat anfangs zu einigen philosophischen Schwierigkeiten geführt, die heute überwunden sind; allgemein kann man sagen, daß die Q. wie jede andere physikalische Theorie sich auf die objektiven Eigenschaften der Materie bezieht und nicht auf unsere subjektive Unkenntnis der „wirklichen" Gesetze der Mikrophysik zurückzuführen ist (→ Kausalität, → Determinismus, → Objektivierbarkeit).

In der Q. werden die möglichen Zustände ψ eines physikalischen Systems als Elemente eines abstrakten, meist unendlich dimensionalen Zustandsraumes $\mathfrak{H}$, des → Hilbert-Raums des Systems, aufgefaßt, genauer korrespondieren den Zuständen die Einheitsstrahlen in $\mathfrak{H}$ (→ Strahl); ψ, oder in Diracscher Schreibweise $|\psi\rangle$, wird als Zustandsvektor bezeichnet. Seine Zerlegung nach verschieden wählbaren Basisvektoren liefert verschiedene Darstellungen der Q.; am häufigsten wird die Ortsdarstellung benutzt, in der der Zustandsvektor durch eine von den räumlichen und Spinkoordinaten aller Teilchen abhängige Wellenfunktion dargestellt wird. Die Korrespondenz der Zustände eines physikalischen Systems mit den Elementen eines Hilbert-Raumes berücksichtigt die Superponierbarkeit der Zustände, so daß mit ψ_1 und ψ_2 auch $\psi = \alpha_1\psi_1 + \alpha_2\psi_2$ mit beliebig komplexen α_1 und α_2 wieder ein möglicher Zustand des Systems ist (→ Superpositionsprinzip).

Eine physikalische Größe A kann im Hilbert-Raum durch einen vollständigen Satz orthogonaler Basisvektoren $|\psi_n\rangle$ und die zu ihnen gehörenden reellen Meßwerte a_n dieser Größe charakterisiert werden. Diese Angaben definieren $\hat{A} \equiv \sum_n |\psi_n\rangle\, a_n\, \langle\psi_n|$, einen hermiteschen Operator, der im quantenmechanischen Apparat der physikalischen Größe zugeordnet ist. Ist er in irgendeiner expliziten Form gegeben (→ Impulsoperator, → Hamilton-Operator), so ergeben sich die Vektoren $|\psi_n\rangle$ und Meßwerte a_n als Lösungen des Eigenwertproblems $\hat{A}\,|\psi_n\rangle = a_n\,|\psi_n\rangle$. Bei der Anwendung der den physikalischen Größen korrespondierenden Operatoren kommt es im allgemeinen auf die Reihenfolge an, in der sie auf die Zustandsvektoren wirken, d. h., Operatoren sind daher nicht vertauschbar: $\hat{A}\hat{B} \neq \hat{B}\hat{A}$ (→ Vertauschungsrelation). So gilt z. B. für $\hat{x}$ bzw. $\hat{p}$, die Operatoren des Ortes bzw. des Impulses, die Relation $\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x} \equiv [\hat{x}, \hat{p}] = \mathrm{i}\hbar$, wobei $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante ist. Die Wahrscheinlichkeit W_n, im Zustand ψ den Meßwert a_n zu finden, ergibt sich als $W_n = |(\psi_n, \psi)|^2 = |\langle\psi_n|\psi\rangle|^2$, also als Absolutquadrat des Skalarprodukts von ψ mit dem zu a_n gehörenden Eigenvektor ψ_n. Alle so gewinnbaren Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Messung verschiedener physikalischer Größen sind wegen $(\psi, \psi) = 1$ entsprechend $\sum_n W_n = 1$ richtig normiert. Der Erwartungswert $\bar{A} = \sum_n W_n a_n$ kann als $\bar{A} = (\psi, \hat{A}\psi) = \langle\psi|\hat{A}\psi\rangle$ direkt durch ψ ausgedrückt werden.

In der *Matrizenmechanik*, der Q. im *Heisenberg-Bild*, gelegentlich auch als *Matrixdarstellung* oder *Heisenberg-Darstellung* der Q. bezeichnet, werden als Zustände die möglichen Bewegungsabläufe des Systems angesehen, das entspricht in der klassischen Mechanik den möglichen Phasenbahnen des Systems; die Zustandsvektoren sind daher durch die Invarianten der Bewegung charakterisiert und zeitunabhängig, während die Operatoren zeitabhängig sind. Die Zustände können durch unendlichkomponentige Vektoren und die Operatoren als unendliche Matrizen dargestellt werden. Sind c_i die Komponenten von ψ und A_{ik} die Elemente der Matrizen, wobei $i, k = 1, 2, 3, \ldots$ ist, dann ist das Skalarprodukt zweier Vektoren mit den Komponenten c_i bzw. c_i' durch $\sum_{i=1}^{\infty} c_i^* c_i'$ und der Erwartungswert von A durch $\bar{A} = \sum_{i,k=1}^{\infty} c_i^* A_{ik} c_k$ gegeben, wobei c_i^* das konjugiert Komplexe von c_i ist. Die zeitliche Entwicklung des Systems ist durch die *Heisenbergsche Bewegungsgleichung*, kurz *Heisenberg-Gleichung* genannt, für die Operatoren $\hat{A}(t)$ gegeben; sie lautet $\mathrm{d}\hat{A}/\mathrm{d}t = \partial\hat{A}/\partial t + (\mathrm{i}/\hbar)\,[\hat{H}, \hat{A}]$, wobei $\hat{H}$ der Hamilton-Operator des Systems und $[\hat{H}, \hat{A}] \equiv \hat{H}\hat{A} - \hat{A}\hat{H}$ ist. Ist $\hat{A}$ nicht explizit zeitabhängig, d. h. $\partial\hat{A}/\partial t = 0$, dann genügt $\hat{A}(t) = \hat{U}(t)^{\dagger}\,\hat{A}(0)\,\hat{U}(t)$ der Heisenbergschen Bewegungsgleichung, wobei $\hat{U}^{\dagger}$ der zu $\hat{U}$ adjungierte Operator ist. Der Operator $\hat{U}(t)$ der zeitlichen Entwicklung genügt der Gleichung $\mathrm{d}\hat{U}/\mathrm{d}t = -(\mathrm{i}/\hbar)\,\hat{H}\hat{U}$ und ergibt sich für nicht explizit von t abhängendes $\hat{H}$ zu $\hat{U}(t) = \exp\{-(\mathrm{i}/\hbar)\,\hat{H}t\}$.

In der *Wellenmechanik*, der Q. im *Schrödinger-Bild* oder der *Schrödinger-Darstellung* der Q., werden die Zustände durch die augenblicklichen Werte eines vollständigen Satzes von Ob-

servablen charakterisiert; in der klassischen Mechanik entspricht dies den möglichen Punkten im Phasenraum. Die Zustände sind also zeitabhängig, während die Operatoren zeitunabhängig sind. Die Zustände werden durch zeitabhängige, quadratisch integrable Funktionen $\psi(\vec{r}, t; \alpha)$ mit $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(\vec{r}, t; \alpha)|^2 \, d^3\vec{r} < \infty$ dargestellt; dieses Integral definiert zugleich das Skalarprodukt zweier Wellenfunktionen ψ und ψ' zu $\int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \psi' \, d^3\vec{r}$, wobei ψ^* die zu ψ konjugiert komplexe Funktion ist, α steht für die Quantenzahlen des Zustandes; die den physikalischen Größen korrespondierenden Operatoren werden als Differentialoperatoren dargestellt, die auf die Wellenfunktionen ψ wirken. Dem Impuls entspricht $-i\hbar(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z) \equiv -i\hbar\nabla$ (→ Nabla-Operator), der Energie $i\hbar\partial/\partial t$ und dem Ort die einfache Multiplikation mit $\vec{r}$. Der Erwartungswert $\bar{p}_x$ der x-Komponente des Impulses ergibt sich im Zustand ψ zu $\bar{p}_x = -i\hbar \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x, y, z, t) \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, y, z, t) \, dx \, dy \, dz$; allgemein gilt $\bar{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^* \hat{A} \psi \, d^3\vec{r}$. Die zeitliche Entwicklung des Systems wird durch die Zeitabhängigkeit der Wellenfunktion charakterisiert, die der *Schrödinger-Gleichung* $i\hbar\partial\psi(\vec{r}, t)/\partial t = \hat{H}\psi$ genügt, wobei der Hamilton-Operator für ein Teilchen der Masse m im Potential $U(\vec{r})$ durch $\hat{H} = -(\hbar^2/2m)\Delta + U(\vec{r})$ gegeben ist; wenn $\hat{H}$ nicht explizit zeitabhängig ist, gilt $\psi(\vec{r}, t) = \hat{U}(t)\psi(\vec{r}, 0)$, wobei wieder $\hat{U}(t) = \exp\{-(i/\hbar)\hat{H}t\}$ ist.

Die Heisenbergsche bzw. die Schrödingersche Bewegungsgleichung steht in enger Analogie zu den Hamiltonschen kanonischen Gleichungen bzw. der Hamilton-Jacobischen Differentialgleichung der klassischen Mechanik (→ Quantisierung).

Bei zusammengesetzten Systemen mit Wechselwirkung, die durch $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$, die Summe des freien Hamilton-Operators $\hat{H}_0$ und der Wechselwirkung $\hat{H}_1$, charakterisiert sind, kann man eine gemischte Darstellung (→ Wechselwirkungsbild) wählen, bei der die Zeitabhängigkeit der Zustandsvektoren durch $\hat{H}_1$ und die der Operatoren durch $\hat{H}_0$ bestimmt wird (→ Quantenelektrodynamik).

quantenmechanische Dispersionstheorie, die quantenmechanische Behandlung der Wechselwirkung ebener elektromagnetischer Wellen mit den Elektronen der Atome der durchlaufenen Materie und der daraus folgenden Dispersion, d. h. der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Frequenz ν bzw. der Wellenlänge λ. Unter dem Einfluß der einfallenden elektromagnetischen Welle werden die Atome zu induzierter Emission (→ Strahlungstheorie) angeregt, und zwar um so stärker, je näher $\omega = 2\pi\nu$ den Eigenfrequenzen $\omega_{nm} = (E_n^{(0)} - E_m^{(0)})/\hbar$ der Atome mit den Energieniveaus $E_k^{(0)}$, wobei $k = 1, 2, \ldots$ ist, kommt. Berechnet man die Matrixelemente des Dipolmoments $\vec{d}$ des durch das zeitlich veränderliche elektrische Feld $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega t}$ gestörten Atoms zwischen den Zuständen ψ_n und ψ_m mit den Energien E_n und E_m, dann erhält man in erster Näherung die *Kramers-Heisenbergsche Dispersionsformel*

$$\vec{d}_{nm}^{(1)} = \vec{d}_{nm}^{(0)} + \frac{e^{i\omega t}}{2\hbar} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\vec{d}_{nk}^{(0)} \vec{d}_{km}^{(0)}}{\omega_{nk} - \omega} + \frac{\vec{d}_{mk}^{(0)} \vec{d}_{kn}^{(0)}}{\omega_{nk} + \omega} \right) \vec{E}_0,$$

wobei $\vec{d}_{nk}^{(0)} \equiv \langle \psi_n^{(0)} | \vec{d} | \psi_k^{(0)} \rangle$ das Matrixelement des Dipolmoments $\vec{d}$ zwischen den ungestörten Zuständen mit den ungestörten Energien $E_n^{(0)}$ und $E_k^{(0)}$ ist. Unter Voraussetzung der Isotropie der betreffenden Materie ergibt sich für die Polarisierbarkeit β die auch aus der klassischen Wellenoptik folgende Gleichung

$$\beta = (e^2/\mu) \sum_k f_{nk}/(\omega_{nk}^2 - \omega^2),$$

wobei die Oszillatorstärken

$$f_{nk} = (2\mu/e^2\hbar)\, \omega_{nk} \, |\vec{d}_{nk}^{(0)}|^2$$

im Gegensatz zur klassischen Theorie und in Übereinstimmung mit dem Experiment keine ganzen Zahlen sind und sowohl positiv als auch negativ sein können. Wegen $|\vec{d}_{nk}^{(0)}|^2 = A_{nk} \cdot (3\hbar c^3/4\omega_{nk}^3)$, wobei A_{nk} die Wahrscheinlichkeit des spontanen Übergangs ist, bestimmt f_{nk} zugleich die Intensität der spontanen Emission. Der Brechungsindex $n(\omega)$ ergibt sich dann aus $n^2 - 1 = 4\pi N\beta$, wobei N die Zahl der Atome je Volumeneinheit ist. Wegen des Resonanznenners $1/(\omega_{nk}^2 - \omega^2)$ hat $n^2(\omega)$ einen charakteristischen Verlauf in der Nähe der Eigenfrequenzen ω_{nk}, was zur Bestimmung dieser Absorptionsfrequenzen genutzt werden kann (→ Dispersionsrelation).

quantenmechanisches Interferometer, svw. Quanteninterferometer.

quantenmechanische Streutheorie, nichtrelativistische quantentheoretische Beschreibung der Streuung von Teilchen aneinander, wobei die Wechselwirkung durch das Potential $V(\vec{r})$ charakterisiert wird und $\vec{r}$ der Radiusvektor von dem als (im Streuzentrum) ruhend angenommenen Targetteilchen zum primären, einlaufenden Teilchen ist; man spricht daher auch von *Potentialstreuung*. Die q. S. kann für eine große Klasse von Potentialen weitgehend mathematisch streng durchgeführt werden und ist ein wichtiges Vorbild für die Theorie relativistischer Streuprozesse zwischen Elementarteilchen, wo vor allem inelastische Streuung eine wesentliche Rolle spielt und eine befriedigende allgemeine Theorie noch fehlt. Das hauptsächliche Anliegen der Streutheorie ist in jedem Fall, aus den experimentell beobachtbaren Streu- oder Wirkungsquerschnitten auf die der Streuung zugrunde liegende Wechselwirkung, im Fall der q.n S. auf das Potential $V(\vec{r})$, zu schließen.

Im stationären Fall, bei dem ein zeitlich konstanter Strom von Teilchen der festen Energie $E > 0$ auf das Streuzentrum hin läuft und ein ebenfalls zeitlich konstanter Strom elastisch gestreuter Teilchen vom Streuzentrum weg läuft, ist die Streuung durch die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung

$$\Delta\psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(\vec{r})] \psi(\vec{r}) = 0$$

zu beschreiben; für große Abstände r vom Streuzentrum muß sich die Wellenfunktion

asymptotisch als Überlagerung der in z-Richtung einlaufenden ebenen Welle e^{ikz} und der auslaufenden Kugelwelle $f(k, \vartheta, \varphi) \cdot e^{ikr}/r$, der Streuwelle mit der Streuamplitude $f(k, \vartheta, \varphi)$, darstellen: $\lim_{r\to\infty} \psi(\vec{r}) = e^{ikz} + f(k, \vartheta, \varphi)\, e^{ikr}/r$; dabei sind ϑ und φ die beiden sphärischen Winkel, wobei ϑ zweckmäßig als Winkel zwischen der Beobachtungs- und der z-Richtung, der Richtung des Primärstrahls, gewählt wird und $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ der zur Energie E gehörende Betrag des Wellenzahlvektors ist. Der differentielle (elastische) Streuquerschnitt $d\sigma(E, \vartheta, \varphi)/d\Omega$ in das Raumwinkelelement $d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi$ ist $|f(k, \vartheta, \varphi)|^2$ und der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma \equiv \int |f|^2\, d\Omega$.

Da das Potential gewöhnlich nur vom Abstand $r = |\vec{r}|$ abhängt, legt dies eine Separation der Schrödinger-Gleichung in Kugelkoordinaten nahe, wobei wegen der Zylindersymmetrie der Anordnung bezüglich der z-Achse die Wellenfunktion und auch die Streuamplitude f nicht vom Winkel φ abhängen kann:

$$\psi(\vec{r}) \equiv \psi(r, \vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty} r^{-1} \chi_l(r)\, P_l(\cos\vartheta),$$

wobei $P_l(\cos\vartheta)$ die Legendreschen Polynome vom Grade l sind, $\chi_l(r)$ der radialen Schrödinger-Gleichung

$$\chi_l'' + [k^2 - l(l+1)/r^2 - (2m/\hbar^2)\, V(r)]\, \chi_l = 0$$

genügt und $\hbar l(l+1)$ die Bedeutung des Drehimpulsquadrats hat. Falls das Potential für $r \to \infty$ stärker als $1/r$ abfällt, so hat $\psi(r, \vartheta)$ die asymptotische Gestalt

$$\psi(r, \vartheta) \sim$$
$$\sim (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, i^l\, P_l(\cos\vartheta)\, e^{i\delta_l} \sin(kr - \pi l/2 + \delta_l);$$

wegen $z = r\cos\vartheta$ hat die einlaufende Welle $\psi_0(r, \vartheta) = \exp(ikr\cos\vartheta)$ die Partialwellenzerlegung $\psi_0(r, \vartheta) \sim$
$$\sim (kr)^{-1} \sum_{l=0} (2l+1)\, i^l\, P_l(\cos\vartheta) \sin(kr - \pi l/2),$$

d. h., die auslaufenden Kugelwellen zu festem Drehimpuls l sind gegenüber den entsprechenden einlaufenden Kugelwellen um die Streuphasen δ_l verschoben. Die Streuamplitude ergibt sich daraus zu

$$f(k, \vartheta) =$$
$$= (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, (e^{2i\delta_l} - 1)\, P_l(\cos\vartheta),$$

sie ist eindeutig durch die Streuphasen δ_l bestimmt, und der totale Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma_{el}(k) = 2\pi \int_0^{\pi} |f(k, \vartheta)|^2 \sin\vartheta\, d\vartheta =$$
$$= 4\pi k^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2\delta_l.$$

Die Bestimmung der Partialwellen (zum Drehimpuls l), die an der Streuung beteiligt sind, bzw. der Phasenverschiebungen δ_l bezeichnet man als *Partialwellen-* bzw. *Streuphasenanalyse*; ihre Bedeutung liegt darin, daß besonders bei niedrigeren Energien nur die niedrigsten Partialwellen, die s-, p-, d- usw. Wellen mit $l = 0, 1, 2, \ldots$, beteiligt sind oder in der Nähe einer Resonanz zum Drehimpuls $l = l_R$ nur dieser Drehimpuls bei der Summation berücksichtigt werden muß. Das ist besonders wichtig, da man in den seltensten Fällen $f(k, \vartheta)$ exakt berechnen kann und gewöhnlich auf Näherungen angewiesen ist.

Falls die beiden Stoßpartner identische Teilchen sind, z. B. bei der Proton-Proton-Streuung, gilt $d\sigma = |f(\vartheta) \pm f(\pi - \vartheta)|^2\, d\Omega$, wobei wegen der Symmetrisierung bzw. Antisymmetrisierung der Wellenfunktionen identischer Teilchen das positive bzw. negative Vorzeichen zu wählen ist, falls der Gesamtspin der Teilchen gerade bzw. ungerade ist; das Auftreten des Interferenzterms $f(\vartheta)f^*(\pi - \vartheta) + f^*(\vartheta)f(\pi - \vartheta)$ ist eine Folge der Austauschwechselwirkung.

Eine tiefere Begründung der q.n S. erfordert die Betrachtung der zeitlichen Entwicklung, wobei man die einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchen asymptotisch für $t \to -\infty$ bzw. $t \to +\infty$ durch Wellenpakete mit dem mittleren Impuls $\hbar k$ charakterisiert und die Streuung mit Hilfe der → S-Matrix beschreibt. Die Diagonalelemente $S_l(k)$ der S-Matrix für $l = 0, 1, 2, \ldots$ hängen über $S_l(k) = e^{2i\delta_l}$ mit den Streuphasen zusammen, entsprechend ist die S-Matrix durch $S = e^{2i\eta}$ mit der Phasenmatrix η definiert. Die Einführung der S-Matrix in die Theorie der Potentialstreuung ermöglicht die Darstellung wesentlicher Fakten auf einfache Weise.

Treten neben der elastischen Streuung noch andere Prozesse, z. B. inelastische Streuung oder Absorption auf, so werden die Phasenverschiebungen komplex (mit einem positiven Imaginärteil) und $|S_l|^2 \leqq 1$, d. h., die Intensität der Partialwellen ändert sich ebenfalls. Es gilt $\sigma_{el} = \pi k^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, |1 - S_l|^2$, $\sigma_{inel} = \pi k^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, (1 - |S_l|^2)$; σ_{el} bzw. σ_{inel} hängt von Betrag und Phase bzw. nur vom Betrag der Matrixelemente S_l ab. Für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt das optische Theorem $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} = 4\pi k^{-1}\, \mathrm{Im}\, f(k, \vartheta = 0)$. Der maximale Wert von σ_{el} folgt für $S_l = -1$: $\sigma_{l,el} = 4\pi(2l+1)/k^2$, $\sigma_{l,inel} = 0$; ferner zeigt sich, daß es keine inelastische Streuung ohne elastischen Anteil gibt; speziell für $S_l = 0$ folgt $\sigma_{l,el} = \sigma_{l,inel} = \pi k^{-2}(2l+1)$; dies ist eine direkte Folge der Unitarität der S-Matrix. Wegen der stets vorhandenen kohärenten Streuwelle aus der elastischen Streuung beobachtet man bei beliebigen Streuprozessen auch innerhalb des geometrischen Schattens hinter dem streuenden Objekt eine Diffraktions- oder Beugungserscheinung, weshalb man dann von *Diffraktions-*, *Beugungs-* oder auch *Schattenstreuung* spricht; der Eindringwinkel ist von der Größenordnung λ/R (λ = Wellenlänge der Primärwelle, R = Größenordnung des streuenden Objekts) und wird daher mit wachsender Energie größer. Die Diffraktionsstreuung bei hochenergetischer Pion-Proton- sowie Proton-Proton-Streuung ist bisher nur unbefriedigend geklärt; insbesondere beobachtet man bei festem Impulsübertrag eine Abnahme der Halbwertsbreite der zentralen Beugungsfigur bei ansteigender

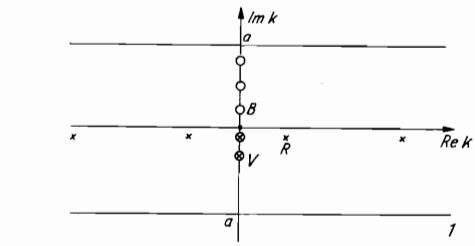
Energie, d. h. ein Schrumpfen des Diffraktionsmaximums.

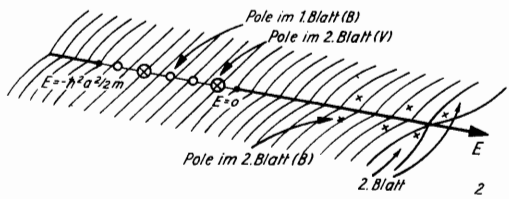
Die S-Matrix kann man mit Hilfe der *Jost-Funktion* $\varphi_l(k)$, die sich als Grenzwert $\varphi_l(k) = \lim_{r\to 0} (rk)^l \varphi_l(k, r)$ einer Lösung der radialen Schrödinger-Gleichung mit dem asymptotischen Verhalten $\lim_{r\to\infty} \varphi(\pm k, r) = (\pm \mathrm{i})^l \mathrm{e}^{\pm \mathrm{i}kr}$ ergibt, gemäß $S_l(k) = \varphi_l(-k)/\varphi_l(k)$ darstellen. Der Vorteil dieser Darstellung liegt darin, daß die Streuamplitude bereits durch $\varphi_l(k)$ festgelegt ist und daß diese Funktion für Potentiale $V(r)$, die der Bedingung $\int_0^\infty \mathrm{d}r\, \mathrm{e}^{2ar}\, |V(r)| < \infty$ genügen, in der komplexen k-Ebene eine holomorphe Funktion für $|\mathrm{Im}\, k| < a$ ist; und speziell für Überlagerungen von Yukawa-Potentialen ist $\varphi_l(k)$ in der ganzen k-Ebene mit Ausnahme eines Schnittes von $k = ia$ bis $k = \mathrm{i}\infty$ holomorph. Die Betrachtung von $S_l(k)$ als analytische Funktion von k bringt den Vorteil mit sich, daß $S_l(k)$ dann auch gebundene Zustände und Resonanzen beschreibt; Nullstellen von $\varphi_l(k)$ auf der negativ imaginären k-Achse gehören zu gebundenen Zuständen, und für $|\mathrm{Im}\, k| \leqq a$ ergibt sich folgendes Bild: Pole von $S_l(k)$ auf der positiv imaginären Achse entsprechen eineindeutig gebundenen Zuständen, Pole von $S_l(k)$ auf der negativ imaginären Achse entsprechen eineindeutig virtuellen Zuständen oder Antibindungszuständen, die einen für kleine Energien $\mathrm{Re}\, k$ und kleine Imaginärteile $\mathrm{Im}\, k$ wachsenden Beitrag $\sigma_{\mathrm{el}} = 4\pi/[(\mathrm{Im}\, k)^2 + (\mathrm{Re}\, k)^2]$ zum Wirkungsquerschnitt haben; Pole von $S_l(k)$ an den Stellen $k_{\mathrm{R}} = k_0 - \mathrm{i}\gamma$ und k_{R}^* gehören zu zerfallenden Zuständen (Abb. 1). Wegen $k_{\mathrm{R}} = \sqrt{2m E_{\mathrm{R}}}/\hbar$ hat das $E_{\mathrm{R}} = E_0 - \mathrm{i}\Gamma_0/2$ zur Folge; das entspricht gerade dem exponentiellen Abfall $\exp(-\Gamma_0 t/\hbar) = \mathrm{e}^{-t/\tau}$ der Wahrscheinlichkeitsdichte für zerfallende Zustände mit der Halbwertszeit $\tau = \hbar/\Gamma_0$, und die Amplitude der vom Streuzentrum auslaufenden Kugelwellen $r^{-1}\mathrm{e}^{+\mathrm{i}kr} = \mathrm{e}^{-r\mathrm{Im}k} \cdot (r^{-1}\mathrm{e}^{+\mathrm{i}r\mathrm{Re}k})$ erhält einen zusätzlichen exponentiell anwachsenden Faktor $\mathrm{e}^{r\gamma}$, der die mit wachsender Zeit immer schwächer werdende Intensität der Quelle der zerfallenden Zustände (d. h. des Streuzentrums) widerspiegelt.

Es ist zweckmäßig, statt der komplexen k-Ebene die komplexe Energieebene zu betrachten. Wegen $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ hat die Jost-Funktion $\varphi_l(E)$ und damit auch die S-Matrix $S_l(E)$ an der Stelle $E = 0$ einen Verzweigungspunkt, von dem aus die E-Ebene (üblicherweise) längs der positiv reellen Halbachse aufgeschnitten wird und die beiden Blätter der Riemannschen Fläche kreuzweise verheftet werden (Abb. 2). Das erste, obere oder „physikalische" Blatt ist durch $\mathrm{Im}\, k \geqq 0$, das zweite, untere oder „unphysikalische" Blatt durch $\mathrm{Im}\, k < 0$ charakterisiert. Der k-Schnitt längs der imaginären Halbachse wird in einem bei $E = -\hbar^2 a^2/2m$ beginnenden Schnitt längs der negativen Halbachse abgebildet. Die physikalischen Größen (für reelle Energien) erhält man als Werte des oberen Ufers des 1. Blattes bzw. des unteren Ufers des 2. Blattes; speziell ist $S_l(E)_{\mathrm{phys}} = \lim_{\varepsilon\to 0} S_l^{(1)}(E + \mathrm{i}\varepsilon) = \lim_{\varepsilon\to 0} S_l^{(2)}(E - \mathrm{i}\varepsilon)$, ausgedrückt durch die Pfeile in Abb. 2. Die Analytizitätseigenschaften der S-Matrix bzw. der Streuamplituden haben als eine wesentliche Konsequenz die in der starken Wechselwirkung so wichtigen Dispersionsrelationen zur Folge. Die den gebundenen bzw. virtuell gebundenen Zuständen korrespondierenden Pole von $S_l(E)$ liegen auf der negativen Halbachse im physikalischen bzw. unphysikalischen Blatt und sind in Abb. 2 als Kreuze bzw. Punkte markiert, während die den zerfallenden Zuständen oder Resonanzen korrespondierenden, konjugiert komplex liegenden Pole im unphysikalischen Blatt paarweise ober- und unterhalb der positiven Halbachse liegen (Kreuze in Abb. 2). Obwohl zerfallende Zustände streng genommen kein diskretes Energiespektrum haben, ist die Zerfallwahrscheinlichkeit, d. h. Γ, im allgemeinen sehr klein; man spricht daher von metastabilen oder quasistationären Zuständen und von einem quasidiskreten Spektrum bzw. Niveau, d. h., den Energieniveaus kommt die von Null verschiedene Halbwerts- oder Resonanzbreite Γ zu. Liegt nun die (positive) Energie E des Primärstrahls in der Nähe der (komplexen) Resonanzenergie $E_{\mathrm{R}} = E_0 - \mathrm{i}\Gamma/2$, so wird ein um so größerer Teil der Primärteilchen eingefangen, je kleiner $E - E_0$ und je kleiner Γ ist, d. h., es wird eine mit der Halbwertszeit $\tau = \hbar/\Gamma$ zerfallende „Resonanz" gebildet; im Unterschied zu der reinen Potentialstreuung spricht man daher in diesem Fall von *Resonanzstreuung*. Für die S-Matrix gilt in diesem Fall

$$S_l(E) = \mathrm{e}^{2\mathrm{i}\delta_l} = \mathrm{e}^{2\mathrm{i}\delta_l^{(0)}} \left(1 - \frac{\mathrm{i}\Gamma}{E - E_0 + \mathrm{i}\Gamma/2}\right)$$

und daher $\delta_l = \delta_l^{(0)} - \arctan[\Gamma/2(E - E_0)]$; $S_l(E)$ hat also den besagten Pol, und die Phase setzt sich additiv zusammen aus $\delta_l^{(0)}$, das die Verhältnisse „weit weg" von der Resonanzstelle, d. h. für $|E - E_0| \gg \Gamma$, beschreibt, und einem weiteren Term, dessen Phase sich beim Durchgang durch das Resonanzgebiet um π ändert und die Resonanzstreuung beschreibt. In





quantenmechanische Streutheorie

unmittelbarer Nähe der Resonanz trägt $\delta_l^{(0)}$ nicht zum Wirkungsquerschnitt bei, der dann durch die Breit-Wigner-Formel

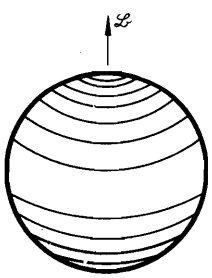
$$\sigma_{el} \approx \frac{(2l+1)\pi}{k^2} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

beschrieben wird; an der Resonanzstelle wächst der Wirkungsquerschnitt bis auf seinen Maximalwert $\sigma_{max} = 4\pi(2l+1)/k^2$. Enthält die Resonanzstreuung noch einen inelastischen Anteil, dann tritt bei σ_{el} an Stelle von Γ im Zähler die elastische Halbwertsbreite Γ_{el}, während im Nenner Γ als totale Halbwertsbreite zu interpretieren ist; ferner wird

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} = \frac{(2l+1)\pi\Gamma_{el} \cdot \Gamma}{k^2[(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]}.$$

Die Resonanzstreuung spielt in der Kern- und Elementarteilchenphysik eine sehr wichtige Rolle, da man aus dem Anwachsen des Wirkungsquerschnitts bei $E = E_0$ bzw. über die Phasenanalyse auf Resonanzzustände schließt. Die große Anzahl der Resonanzen der Elementarteilchen wird gerade auf diese Weise entdeckt und analysiert (→ analytische S-Matrix-Theorie, → Dispersionsrelation).

Quantenoszillationen, die Oszillationen zahlreicher elektronischer Eigenschaften von Metallen als Funktion eines homogenen Magnetfeldes. Am bekanntesten sind die Q. der magnetischen Suszeptibilität, die als → de-Haas-van-Alphen-Effekt bezeichnet werden. Ferner sind z. B. Q. der Transporteigenschaften, wie der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit, sowie der spezifischen Wärmekapazität und der Mikrowellen- und Ultraschallabsorption beobachtet worden. Die Q. beruhen auf der Quantisierung der Elektronenzustände im Magnetfeld B. Gemäß der Onsagerschen Quantisierungsregel müssen alle geschlossenen Zyklotronbahnen eine Fläche S umschließen, die ein halbzahliges Vielfaches von $2\pi|e|B/\hbar$ ist, wobei e die Elektronenladung und $\hbar$ die Plancksche Konstante bedeutet. Die Abb. zeigt als Beispiel die möglichen Zyklotronbahnen auf einer kugelförmigen Fermi-Fläche. Bei Erhöhung des Magnetfeldes verschieben sich die Bahnen in Richtung auf den Äquator zu. Sobald das reziproke Magnetfeld ein halbzahliges Vielfaches von $2\pi|e|/\hbar S_e$ ist, erreicht eine Bahn den Äquator mit der Fläche S_e und verschwindet bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes von der Kugel. Entsprechend verschwinden (oder erscheinen) auf einer beliebigen Fermi-Fläche Zyklotronbahnen, nachdem sie gerade einen maximalen (oder minimalen) Querschnitt erreicht haben. Die Q. entstehen durch die sprunghafte Änderung der Anzahl der Zyklotronbahnen auf der Fermi-Fläche bei kontinuierlicher Veränderung des Magnetfeldes. Beispielsweise ist die Gesamtenergie aller Leitungselektronen dann minimal, wenn eine erlaubte Zyklotronbahn von der Fermi-Fläche verschwindet. Aus der Periode $\Delta(1/B) = 2\pi|e|/\hbar S_e$ der Q., d. h. der Differenz der reziproken Magnetfeldstärken an zwei aufeinanderfolgenden Minima, lassen sich die Extremalquerschnitte S_e der Fermi-Fläche und damit die Fermi-Fläche selbst bestimmen. Q. treten nur dann in Erscheinung, wenn die Elektronen mehrmals hintereinander im Magnetfeld rotieren, bevor sie an einer Unregelmäßigkeit im Kristallgitter gestreut werden, und wenn die thermische Energie kT der Elektronen kleiner ist als ein Energiequant $\hbar\omega_c$, wobei ω_c die Umlaufsfrequenz der Elektronen, k die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur ist. Daher können Q. nur an sauberen Metall-Einkristallen in hohen Magnetfeldern von einigen 10^4 G bei tiefen Temperaturen um $T \leqq 4$ K beobachtet werden.



Mögliche Zyklotronbahnen auf einer kugelförmigen Fermi-Fläche

Quantensprung, Bezeichnung für die plötzlichen Übergänge zwischen stationären Quantenbahnen bei der Emission oder Absorption eines Lichtquants in der älteren Bohrschen Theorie.

Quantenstatistik, Teilgebiet der Statistik, dem die Quantenmechanik zugrunde liegt. Charakteristisch für die Q. ist, daß die statistische Unbestimmtheit infolge des mikroskopisch nur unvollständig bestimmten Systemzustandes zu der in der Quantenmechanik allgemein vorhandenen, z. B. durch die Heisenbergsche Unschärferelation beschriebenen Unbestimmtheit, hinzukommt. Der formale Aufbau der Q., insbesondere die Verwendung von statistischen Gesamtheiten, und wesentliche Züge der Gleichgewichts-Quantenstatistik, z. B. die Herleitung thermodynamischer Potentiale aus Zustandssummen, können aus der klassischen Statistik übernommen werden.

An die Stelle der Verteilungsfunktion tritt in der Q. die → Dichtematrix. Ein wesentlicher Unterschied zur klassischen Statistik wird durch die quantenmechanische Nichtunterscheidbarkeit der Teilchen bedingt. Diese wirkt sich so aus, daß quantenmechanische Zustände, die sich nur durch Vertauschung gleichartiger Teilchen unterscheiden, für die Q. identisch sind und bei Abzählverfahren nicht doppelt gezählt werden dürfen.

Meistens werden die Abweichungen zwischen Q. und klassischer Statistik erst unter speziellen Bedingungen, insbesondere bei tiefen Temperaturen, z. B. bei der Gasentartung, wesentlich. An die Stelle der klassischen Maxwell-Boltzmann-Statistik im μ-Raum (→ Phasenraum) treten zwei wesentlich verschiedene Formen der Q., die → Bose-Einstein-Statistik und die → Fermi-Dirac-Statistik. Der Unterschied ist eine Folge des Pauli-Prinzips, nach dem sich niemals zwei oder mehr Fermionen im gleichen Quantenzustand befinden können.

Aus der Q. folgt, daß der Gleichverteilungssatz für tiefe Temperaturen nicht mehr gilt. Im Zusammenhang damit steht das Einfrieren von Freiheitsgraden und die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von Fest-

körpern bei tiefen Temperaturen (→ Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität), also Erscheinungen, die experimentell bereits vor der Entwicklung der Q. bekannt waren und von der klassischen Statistik nicht geklärt werden konnten.

Quantenstreuung, → Raman-Effekt.

Quantentheorien, physikalische Theorien für das Verhalten der Mikroobjekte, die auf deren experimentell gesichertem Welle-Korpuskel-Dualismus beruhen und das Plancksche Wirkungsquantum h als grundlegende neue Naturkonstante enthalten. Die Bezeichnung Q. rührt daher, daß sie die diskrete quantenhafte Natur vieler physikalischer Größen als Folge der Endlichkeit von h erklärt. Aus einer Quantentheorie folgt durch einen Grenzübergang $h \to 0$ die zugehörige klassische Theorie, z. B. aus der nichtrelativistischen Quantenmechanik die Newtonsche Mechanik. Die Q. gestatten die Erklärung vieler vom klassischen Erwarten abweichender Beobachtungen an Mikrosystemen, z. B. Molekülen, Atomen und Elementarteilchen, und bei Kombination mit den Prinzipien der statistischen Mechanik die Deutung vieler Eigenschaften kondensierter Materie, besonders der Festkörper, z. B. Leitfähigkeit, Magnetismus und spezifische Wärme.

Die Q. wurden 1900 von Planck durch die im Zusammenhang mit der Ableitung der nach ihm benannten Strahlungsformel für den schwarzen Strahler formulierte → Quantenhypothese begründet, wonach die Materie (Strahlungs-) Energie nicht beliebig, sondern nur in kleinen Portionen (Quanten) emittieren und absorbieren kann. Die Weiterentwicklung durch Einstein, Bohr, Sommerfeld u. a. führte über die Lichtquantenhypothese, das Bohrsche Atommodell und das Bohrsche Korrespondenzprinzip zur sog. *„älteren Quantentheorie"*. Da diese durch einfaches Aufpfropfen von Quantenvorstellungen auf die klassische Physik entstand, konnte sie zwar einige Atomspektren qualitativ recht gut beschreiben, zeigte aber innere Widersprüche und ergab quantitative Fehler, die erst von der Quantenmechanik überwunden wurden.

Die Q. lassen sich prinzipiell aus den jeweiligen klassischen Theorien mit Hilfe einer Quantisierungsvorschrift gewinnen. Durch Quantisierung klassischer Partikeltheorien entstand die nichtrelativistische → Quantenmechanik, durch Quantisierung von klassischen relativistischen Feldtheorien eine Reihe von Quantenfeldtheorien, z. B. die → Quantenelektrodynamik. Der grundlegende Unterschied zwischen klassischen Theorien und Q. besteht darin, daß physikalische Größen, wie z. B. Ort und Impuls eines Teilchens, im allgemeinen prinzipiell nicht gleichzeitig beliebig genau gemessen werden können (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip); die Messung der einen Größe beeinflußt die der dazu kanonisch konjugierten Größe. Das findet seinen mathematischen Ausdruck darin, daß alle physikalischen Größen in Q. durch Operatoren, auch *q-Zahlen* [von engl. quantum numbers] genannt, dargestellt werden, während man die klassischen Größen als *c-Zahlen* [von engl. commutative numbers] bezeichnet. Diese Operatoren wirken in einem *Hilbert-Raum*, der im Fall einer nichtrelativistischen Quantentheorie, bei der die Teilchenzahlen konstant bleiben, von quadratisch integrierbaren Funktionen, den Wellen- oder Zustandsfunktionen des physikalischen Systems, aufgespannt wird. Die Hilbert-Räume der → relativistischen Quantentheorie haben dagegen die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen zu berücksichtigen (→ Fock-Raum).

Neben der Quantisierungsvorschrift, die die algebraischen Eigenschaften der Observablen und der den physikalischen Größen zugeordneten Operatoren festlegt und vom Spin der zugehörigen Teilchen abhängt (→ Vertauschungsrelation), werden die Q. durch eine Vorschrift über die zeitliche Entwicklung der Systeme, d. h. durch eine Bewegungsgleichung, und ferner durch eine Interpretationsvorschrift, die den Zusammenhang zwischen den mathematischen Symbolen und der experimentellen Erfahrung herstellt, festgelegt.

Für die Formulierung der Q. haben sich verschiedene Darstellungen herausgebildet, Betrachtungsweisen, die sich durch die Betonung der Zeitabhängigkeit entweder der Zustände oder der Observablen des physikalischen Systems unterscheiden. Im Schrödinger-Bild, auch Schrödinger-Darstellung genannt, wird die Zeitabhängigkeit ganz auf die Zustände verlegt und die zeitliche Entwicklung der Zustände durch eine Differentialgleichung, die → Schrödinger-Gleichung, beschrieben, während die Operatoren für jeden Zeitpunkt die gleiche Gestalt haben und zeitunabhängig sind; im Heisenberg-Bild, auch Heisenberg-Darstellung genannt, werden die Zustände als zeitunabhängig angenommen – sie entsprechen den Phasenbahnen der klassischen Mechanik –, und die zeitabhängigen Operatoren, die der Heisenbergschen Bewegungsgleichung genügen, führen von einem zeitunabhängigen Zustand zu einem anderen über (→ Quantenmechanik). Neben diesen extremen Betrachtungsweisen hat sich für die Behandlung der Q. wechselwirkender Felder das → Wechselwirkungsbild als nützlich erwiesen, bei dem die Zeitabhängigkeit der Zustände den Bewegungsgleichungen für freie, nichtwechselwirkende Felder genügt, während die Zeitabhängigkeit der Operatoren die Wechselwirkung der Systeme berücksichtigt. Besonders für den Fall, daß die Wechselwirkung als kleine Störung angesehen werden kann, läßt sich im Wechselwirkungsbild ein zweckmäßiges Näherungsverfahren aufbauen.

Charakteristisch für die Q. ist, daß sie im allgemeinen nur Wahrscheinlichkeitsaussagen machen (→ statistische Interpretation); in allgemeinster Weise wird die Interpretation der Q. durch die Quantenlogik festgelegt (→ Aussagenkalkül der Quantentheorie). Die allgemeinste Formulierung der Q. ist eine rein algebraische über die zugehörige Observablenalgebra, die sich unter Voraussetzung bestimmter, mathematisch begründeter Annahmen als C*-Algebren erweisen; die Darstellungen dieser Algebren können wieder in Hilbert-Räumen erfolgen, deren Vektoren den Zuständen der physikalischen Systeme zugeordnet werden (→ axiomatische Quantentheorie).

Die Entwicklung der Quantenmechanik ist heute abgeschlossen, die allgemeine Entwicklung der Q., besonders die Theorie der Elementarteilchen, dagegen nicht (→ Quantenfeldtheorie).

Quantenübergang, Übergang eines quantenmechanischen Systems von einem gebundenen Zustand zu einem anderen. Da physikalische Größen (z. B. Energie) nur bestimmte, durch → Quantenzahlen charakterisierte Werte annehmen können, ist ein Q. mit dem Austausch eines Energiequants verbunden. Entsprechenden quantenhaften Änderungen unterliegt der Drehimpuls des Systems.

Quantenverstärker, → Laser, → Maser.

Quantenzahl, ganze (n) oder auch halbe ($n + {}^1/_2$) Zahl, die den Zustand eines quantenphysikalischen Systems charakterisiert. Die Q.en sind der mathematische Ausdruck für den diskreten Wertevorrat vieler physikalischer Größen. Zur eindeutigen Beschreibung eines solchen Systems ist ein vollständiger Satz von Q.en erforderlich. So ist jede Erhaltungsgröße durch eine bestimmte Q. gekennzeichnet. Jede Q. hängt daher mit dem zum betreffenden Zustand gehörenden Eigenwert einer Meßgröße zusammen.

In der Quantenmechanik wurden Q.en zuerst von M. Planck für die diskreten Energieniveaus $E_n = (n + 1/2)\,h\nu$ mit $n = 0, 1, 2, \ldots$ und h als Planckschem Wirkungsquantum, des quantisierten harmonischen Oszillators der Frequenz ν eingeführt.

Die meisten Q.en zur Kennzeichnung der Zustände der Atomhülle wurden durch das Bohr-Sommerfeldsche Atommodell eingeführt. Neben den Q.en für die gesamte Atomhülle treten die beim Einelektronenproblem vorkommenden Q.en auf, d. s. die Q.en für die Bewegung eines Teilchens im Zentralfeld: *Hauptquantenzahl* $n = n_r + l + 1$; *radiale Q.* n_r; *(Bahn-) Drehimpulsquantenzahl (Nebenquantenzahl, azimutale Q.)* l; *magnetische Q. (räumliche Q., Orientierungsquantenzahl)* m_l oder m, die die z-Komponente des Bahndrehimpulses bestimmt; *Spinquantenzahl* des Elektrons $s = 1/2$; *Q. der z-Komponente des Spins* $m_s = \pm 1/2$; *Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Elektrons* $j = l \pm 1/2$ und die *Q. der z-Komponente des Gesamtdrehimpulses* $m_j = m_l + m_s$.

Im Rahmen des Vektormodells der Atomhülle bzw. des Atoms treten entsprechende Q.en für die Gesamtdrehimpulse auf: Q. für das Quadrat des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle J, Q. für die z-Komponente des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle M_J und die Q.en des Gesamtdrehimpulses des Atoms F und M_F. Bei normaler Kopplung verwendet man außerdem die Q.en L, M_L und S, M_S für den Gesamtbahn- bzw. den Gesamtspindrehimpuls der Atomhülle. Die Q.en des Bahndrehimpulses werden in der Reihenfolge 0, 1, 2, ... durch die Buchstaben s, p, d, ... bezeichnet, falls es sich um den Bahndrehimpuls eines Teilchens handelt. Für den Gesamtbahndrehimpuls verwendet man die entsprechenden Großbuchstaben.

Für Elementarteilchen werden die für dieses Teilchen charakteristischen Eigenwerte der folgenden physikalischen Größen als innere Q.en bezeichnet (→ Elementarteilchen): Spin J, Isobarenspin I und dessen dritte Komponente I_3 (oft auch I_z genannt); elektrische Ladung Q, baryonische Ladung, Baryonenzahl oder Atommassenzahl A, leptonische Ladung oder Leptonenzahl L, Hyperladung $Y = 2(Q - I_3)$, Strangeness oder Fremdheitsquantenzahl $S = Y - A$ (die beiden letzten Größen sind nur für Mesonen mit $Y = 0$ und das Photon definiert). Diese Q.en sind auch für die aus den Elementarteilchen aufgebauten Systeme erklärt. Die Q.en für zusammengesetzte Systeme ergeben sich aus den Q.en der Teilsysteme für die drehimpulsartigen Q.en J und I nach den Regeln der Vektoraddition (→ Drehimpuls), für die additiven oder ladungsartigen Q.en Q, A, L, Y und S durch gewöhnliche Addition (→ Ladung) und für die multiplikativen Q.en P, G und C_n durch gewöhnliche Multiplikation.

Die Gesamtquantenzahlen bleiben bei den Elementarprozessen im allgemeinen erhalten; bei der → elektromagnetischen Wechselwirkung bleiben I_3 und Y, bei der → schwachen Wechselwirkung ferner P nicht erhalten.

quantisierter Fluß, → Flußquantisierung.

Quantisierung, *Quantelung*, der Übergang von klassischen physikalischen Theorien zu den entsprechenden Quantentheorien. Es gibt kein eindeutiges Quantisierungsverfahren; das → Korrespondenzprinzip, wonach im Limes $\hbar \to 0$ die klassische Theorie folgen soll (falls sie überhaupt existiert), und so allgemeine Forderungen, wie die der Positivität der Energie, legen die Q. nicht vollständig fest. Bei allen Quantisierungsverfahren werden bestimmte Vertauschungsrelationen für die Operatoren der Quantentheorie oder — allgemeiner — die algebraischen Eigenschaften dieser Operatoren festgelegt.

In der Quantenmechanik begegnet man je nach der Darstellung zwei äquivalenten Verfahren, dem Schrödingerschen Verfahren und dem Heisenbergschen oder kanonischen Verfahren. Im ersten Fall erhält man die Schrödingersche Wellenmechanik, im zweiten Fall die Heisenbergsche Matrizenmechanik (→ Quantenmechanik). Beim *Schrödingerschen Verfahren* besteht die Q. in der statistischen Interpretation der als Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung zu bestimmenden Wellenfunktion. Beim *Heisenbergschen* oder *kanonischen Verfahren* werden physikalische Größen, wie Ort, Impuls und Energie, nicht als gewöhnliche Funktionen (*c-Zahl-Funktionen*) aufgefaßt, sondern als operatorwertige Funktionen (*q-Zahl-Funktionen*), die bestimmten Vertauschungsregeln genügen. Der Kommutator kanonisch konjugierter Größen, z. B. der x-Koordinate und der x-Komponente p_x des Impulses, wird gleich $i\hbar$ gesetzt: $[\hat{x}, \hat{p}_x] \equiv \hat{x}\hat{p}_x - \hat{p}_x\hat{x} = i\hbar$; der Kommutator nicht konjugierter Größen wird dagegen gleich Null gesetzt.

Der Übergang von der klassischen Mechanik zur Quantenmechanik kann allgemein durch folgende Korrespondenzen hergestellt werden: Die physikalische Größe $F(q, p)$, als Funktion der kanonisch konjugierten Variablen q und p aufgefaßt, geht in die Observable $\hat{F} = F(\hat{q}, \hat{p})$ als Funktion der hermiteschen Operatoren $\hat{q}$ und $\hat{p}$ über, und die Poisson-Klammer

$$(F, G) \equiv \left(\frac{\partial F}{\partial p} \frac{\partial G}{\partial q} - \frac{\partial F}{\partial q} \frac{\partial G}{\partial p} \right)$$

geht über in den Kommutator $\frac{i}{\hbar}[\hat{F}, \hat{G}] \equiv \frac{i}{\hbar}(\hat{F}\hat{G} - \hat{G}\hat{F})$; speziell ist der Hamilton-Operator als Funktion der Orts- und Impulsoperatoren $\hat{H} = H(\hat{q}, \hat{p})$ aufzufassen, und die klassischen Bewegungsgleichungen $dF/dt = (H, F) + \partial F/\partial t$ gehen über in die Heisenbergsche Bewegungsgleichung für die Operatoren $d\hat{F}/dt = (i/\hbar)[\hat{H}, \hat{F}] + \partial\hat{F}/\partial t$.

In der älteren Quantentheorie nach Bohr und Sommerfeld führte man die Q. durch die Forderung ein, daß die über eine volle Periode der Bewegung erstreckten Phasenintegrale ganzzahlige Vielfache von h sein sollen: $I = \oint p\, dq = hn$, genauer $h(n + \alpha)$, wobei α unbestimmt bleibt. Diese Q. liegt auch der Zelleneinteilung des Phasenraums der (klassischen) statistischen Mechanik zu Grunde, sie ist jedoch im allgemeinen Fall nicht korrekt.

Als Folge der Q. können viele physikalische Größen nicht beliebige, sondern nur ganz bestimmte, diskrete Werte annehmen; sie werden *gequantelt*. Als Beispiel sei die Quantelung der Energie des harmonischen Oszillators gemäß $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$ mit $n = 0, 1, 2, \ldots$ und die Richtungsquantisierung des Drehimpulses eines starren Rotators $J_z = m\hbar$ mit $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm J$ (→ Drehimpulsoperator) genannt.

Die Q. einer Theorie klassischer Materiewellen durch die statistische Interpretation der Wellenfunktion, die häufig als *erste Q.* bezeichnet wird, liefert nur das quantenmechanische Einteilchenproblem. Bei der systematischen Q. einer klassischen Wellentheorie, der *Wellen-* oder *Feldquantisierung*, werden den Wellenfunktionen selbst Operatoren zugeordnet, die wiederum bestimmten Vertauschungsregeln genügen (→ Quantenfeldtheorie). Als Q. eines Wellenfeldes führt sie zusätzlich zu den Welleneigenschaften der Materie deren Teilcheneigenschaften ein und ermöglicht die Beschreibung der Erzeugung und Vernichtung von Teilchen. Da die klassischen Wellenfunktionen sich von den Schrödingerschen Wellenfunktionen der Quantenmechanik nur durch ihre Interpretation und die damit verbundene Normierung unterscheiden, wird die Wellenquantisierung oft auch als *zweite Q.* bezeichnet, in Verkennung des Umstands, daß tatsächlich eine *klassische* Wellentheorie quantisiert wird. → Flußquantisierung.

Quantität, äußere Bestimmtheit einer Erscheinung, die die Größe oder Menge charakterisiert, mit der eine bestimmte → Qualität vorhanden ist. Q. ist stets meßbar, d. h. durch Zahlenwerte ausdrückbar. Durch die Einführung weniger, aber exakt quantifizierbarer Qualitäten, wie Masse, Energie, Impuls und Kraft, erzielt die Physik eine exakte Naturbeschreibung und kann viele zunächst qualitative Unterschiede, wie rot, grün, blau, auf reine Quantitätsunterschiede, hier der Wellenlängen elektromagnetischer Wellen, zurückführen.

Quantitätsgröße, svw. extensive Größe.

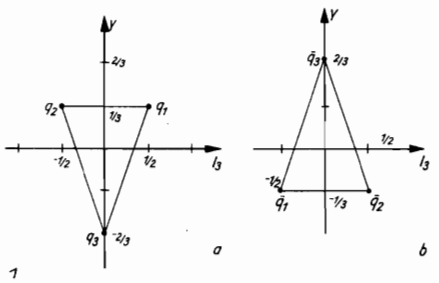
Quantometer-Prinzip, → Spektralanalyse.

Quark, → Quarkmodell, → unitäre Symmetrie.

Quarkfeldtheorie, → Quarkmodell.

Quarkmodell, sich aus den Symmetrien der Elementarteilchen ableitendes Modell, das die Vielzahl der stark wechselwirkenden Teilchen (Hadronen) als gebundene Zustände subnuklearer, zunächst hypothetischer Teilchen, der *Quarks*, auffaßt und die Eigenschaften der Hadronen auf die Wechselwirkung dieser wenigen neuen Teilchen zurückführt.

Das bekannteste Q. ist das sich aus der unitären Symmetrie der starken Wechselwirkung ergebende *Ein-Triplett-Modell*, kurz *Triplettmodell*, wonach die drei Quarks q_1, q_2 und q_3, die häufig auch mit n, p und λ bezeichnet werden (und nichts mit Proton, Neutron und Λ-Hyperon zu tun haben), und die zugehörigen Antiquarks $\bar{q}_1$, $\bar{q}_2$ und $\bar{q}_3$ (bzw. $\bar{n}$, $\bar{p}$ und $\bar{\lambda}$) die Mesonen als gebundene Quark-Antiquark-Zustände ($q\bar{q}$) und die Baryonen als Tri-Quark-Zustände (qqq) aufbauen. Die Quarks bzw. Antiquarks bilden ein fundamentales Triplett bzw. Antitriplett (Abb. 1a bzw. 1b), d. s. die beiden



1

niedrigstdimensionalen nichttrivialen Darstellungen der speziellen unitären Gruppe SU(3) in drei Dimensionen, aus denen sich alle anderen Darstellungen dieser Gruppe aufbauen lassen (→ unitäre Symmetrie); ihre Quantenzahlen sind in der Tab. eingetragen (A Baryonenzahl, Q elektrische Ladung, Y Hyperladung, I Isospin, I_3 dritte Komponente des Isospins, J Spin, P Parität).

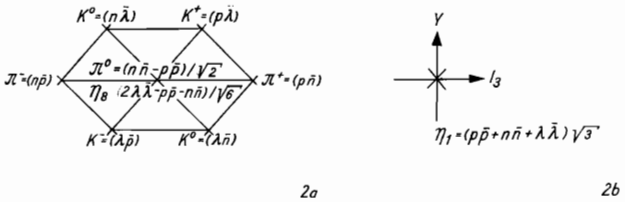
Quarkmodell

	A	Q	Y	I_3	I	J^P
$q_1 = p$	$1/3$	$2/3$	$1/3$	$-1/2$	$1/2$	$1/2^+$
$q_2 = n$		$-1/3$		$1/2$		
$q_3 = \lambda$			$-2/3$	0	0	
$\bar{q}_1 = \bar{p}$	$-1/3$	$-2/3$	$-1/3$	$-1/2$	$1/2$	$1/2^-$
$\bar{q}_2 = \bar{n}$		$1/3$		$1/2$		
$\bar{q}_3 = \bar{\lambda}$			$2/3$	0	0	

Die Bewegung der Quarks in den Hadronen kann zunächst als nichtrelativistisch angenommen und der Aufbau der Hadronen in enger Analogie zur Atom- und Molekülphysik verstanden werden (*naives* oder *nichtrelativistisches Q.*).

Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen $M(0^-)$, das sich aus einem unitären Oktet (Abb. 2a) und einem unitären Singulett (Abb. 2b) zusammensetzt, ergibt sich aus dem $q\bar{q}$-System, wobei Quark und Antiquark entgegengesetzten Spin (und den Bahndrehimpuls $L = 0$) haben. Der Spin $\vec{J}$ der höher liegenden Mesonenresonanzen setzt sich dann zusammen aus dem Ge-

samtspin $\vec{S}$ und dem Gesamtdrehimpuls $\vec{L}$ des $q\bar{q}$-Systems: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, und ihre Parität ergibt sich zu $(-1)^{L+1}$; auf diese Weise konnten eine große Anzahl der Mesonenresonanzen (→ Elementarteilchen, Tab. B) und speziell das Nonett der Vektormesonen M(1^-) gemäß ihrem *L-S*-Gehalt klassifiziert und die relative Aufspaltung dieser Multiplets bestimmt werden. Entsprechend ergibt sich das Baryonenoktett B($1/2^+$) als



2 Quarkmodell: *a* Oktett, *b* Singulett

qqq-System mit dem Gesamtdrehimpuls $L = 0$ und dem Gesamtspin $S = 1/2$ und analog für das Dekuplett B($3/2^+$). Höhere Resonanzen ergeben sich wieder durch Berücksichtigung der Bahndrehimpulse des Systems, auch hier konnten die Baryonenresonanzen (→ Elementarteilchen, Tab. C) klassifiziert werden.

Berücksichtigt man den Spin des Quarks, d. h. die zwei Einstellmöglichkeiten (↑ und ↓), dann hat man sechs fundamentale Quarks ($p\uparrow$, $p\downarrow$, $n\uparrow$, $n\downarrow$, $\lambda\uparrow$, $\lambda\downarrow$), die zusammen mit ihren Antiteilchen sämtliche Darstellungen der SU(6) aufzubauen gestatten. Die Multipletts B($1/2^+$) und B($3/2^+$) werden hierbei zu einem 56-plett zusammengefaßt. Der räumliche Anteil der zu diesem Supermultiplett gehörigen Wellenfunktion muß antisymmetrisch sein; das steht im Widerspruch zu der sonst für den Grundzustand üblichen Symmetrie der räumlichen Wellenfunktion, was zur Annahme führte, daß Quarks keine Fermionen, sondern Parafermionen sind. Deshalb und wegen der Drittelzahligkeit der Ladungen *B*, *Q* und *Y* erscheinen die Quarks als recht mysteriöse Teilchen.

Man hat daher versucht, diesen „Mangel" des von Gell-Mann und Zweig stammenden *Ein-Triplett-Modells* zu beheben. Die wichtigsten, jeweils nach den Wissenschaftlern, die sie aufgestellt haben, benannten Modelle mit Spin 1/2-Quarks sind das *Quartettmodell* (von Hara und Maki) mit den Ladungen (1, 0, 0, 0) oder (0, −1, 0, −1), das *Zwei-Triplett-Modell* (von Bacry, Nuyts und van Hove) mit den Ladungen (1, 0, 0) und (0, −1, −1) und das *Drei-Triplett-Modell* (nach Han, Namba und Tavchelidze) mit den Ladungen $(Z_i + 1, Z_i, Z_i)$ für die 3 Tripletts, wobei $Z_1 = Z_2 = 0$, $Z_3 = -1$ gewählt werden kann; andere Möglichkeiten sind, neben den Fermiontripletts *q* noch ein Bosontriplett *Q* oder ein Bosonsingulett *B* einzuführen (Gluonmodell); schließlich wurden auch Quarks mit höherem Spin vorgeschlagen, für die die Para-Fermi-Statistik vermeidbar ist.

Die experimentelle Suche nach den Quarks bei Beschleunigerexperimenten, in der Höhenstrahlung und in irdischer Materie war bisher erfolglos. Diese Experimente schließen allerdings nur die Existenz von Quarks mit einer Masse $m_q < 3\ \mathrm{GeV}/c^2$ aus; da sich aus Abschätzungen der Bindungsenergie der Quarks in Mesonen und Protonen $2\ \mathrm{GeV}/c^2 < m_q < 10\ \mathrm{GeV}/c^2$ ergibt, spricht das keineswegs gegen ihre Existenz. Es wurde auch versucht, die Quarks mit den ebenfalls hypothetischen → magnetischen Monopolen zu identifizieren.

Trotz seiner ungewöhnlichen Eigenschaften hat sich das Ein-Triplett-Modell mit Para-Fermi-Statistik (und das im wesentlichen äquivalente Drei-Triplett-Modell mit Fermi-Statistik) zur Beschreibung der Hadronen auf Grund der überraschenden Erfolge durchgesetzt. Zu diesen Erfolgen zählen unter anderem die im *additiven Quarkmodell* aus ganz simplen Annahmen über das Verhalten der Quarks folgenden Aussagen über Relationen zwischen den Streuquerschnitten verschiedener Meson-Baryon- und Baryon-Baryon-Streuprozesse: Nimmt man an, daß sich der Streuquerschnitt der Hadron-Hadron-Streuung additiv aus den Streuquerschnitten der $q\bar{q}$- bzw. qq-Streuung zusammensetzt, d. h., daß die einzelnen Quarks der Hadronen unabhängig voneinander gestreut werden, dann erhält man z. B. die experimentell gut verifizierten Relationen für die Streuamplituden $\langle AB|T|AB\rangle \equiv (AB)$, nämlich $(PP) + (NP) + (\bar{N}P) + (\bar{P}P) = 3[(\pi^+P) + (\pi^-P)]$ und $(K^+P) - (K^-P) = (\pi^+P) - (\pi^-P) + (K^+N) - (K^-N)$, wobei Proton (P) und Neutron (N) durch Großbuchstaben wiedergegeben sind, um Verwechslung mit den Quarks *p* und *n* zu vermeiden; für die totalen Streuquerschnitte bei unendlich großer Energie *E* gilt $\lim_{E^2\to\infty} \sigma_{tot}(\pi P)/\sigma_{tot}(PP) = 2/3$.

Die Wechselwirkung der Quarks untereinander ist bisher völlig ungeklärt. Sie ist sicher „superstark", da bei einer Quarkmasse $m_q \approx 10\ \mathrm{GeV}/c^2$ die Bindungsenergie des $q\bar{q}$-Systems etwa 20 GeV betragen muß, da die Masse z. B. des π-Mesons mit $m_\pi \approx 140\ \mathrm{MeV}/c^2$ dagegen vollkommen vernachlässigt werden kann, und sie ist ferner SU(6)-symmetrisch. Unklar ist, warum eine so starke Bindung nur für das $q\bar{q}$- und das qqq-System und nicht z. B. für das qq-System zustande kommt, denn sonst hätte man Teilchen mit verhältnismäßig kleiner Masse, der Baryonenzahl 2/3, den Ladungen 2/3 bzw. 4/3 finden müssen.

Gegenüber dieser superstarken Wechselwirkung kann die starke Wechselwirkung als schwache Störung der Quarkbindungskräfte betrachtet und eine störungstheoretische *Quarkfeldtheorie* benutzt werden. Die Wechselwirkungsdichte der Quark-Meson-Wechselwirkung wird dabei durch

$$\mathscr{H}(x) = (f_{\pi q}/m_\pi) \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{8} \bar{q}(x)\, \sigma_i \lambda_j\, q(x)\, \partial M_j/\partial x_l$$

gegeben, wobei $x = (\vec{r}, t)$ die raum-zeitlichen Koordinaten, $q(x)$ bzw. $M_j(x)$ die Quark- bzw, Mesonfelder des M(0^-)-Oktetts ($j = 1, \ldots, 8.$), σ_i ($i = 1, 2, 3$) die Paulischen Spin-Matrizen und λ_j deren Verallgemeinerung auf den Fall der SU(3)-Symmetrie sind:

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Die λ_j wirken auf den SU(3)-Anteil des 6-Vektors q, d. h. auf p, n, λ, und die σ_i wirken auf den Spinanteil von q, d. h. auf $\uparrow$ bzw. $\downarrow$; m_π ist die Mesonmasse und $f_{\pi q}$ die Meson-Quark-Kopplungskonstante. Die Quarkfeldtheorie kann zur Grundlage der Stromalgebra gemacht werden, indem man die Hadronströme (→ schwache Wechselwirkung) aus den Quarkfeldern aufbaut; auf diese Weise konnten die Adler-Weisberger-Summenregel und viele andere Relationen der Stromalgebra auf das Ein-Triplett-Modell zurückgeführt werden.

quart, Tabelle 2, Volumen.

Quarte, der vierte Ton der diatonischen Tonleiter, zugleich das Intervall zwischen diesem und dem Grundton. Die reine Q. ist ein Intervall mit 2 Ganz- und einem Halb-Tonschritt, deren Frequenzen im Verhältnis 4 : 3 zueinander stehen, während die übermäßige Q. aus 3 Ganztonschritten, die verminderte Q. aus einem Ganz- und 2 Halb-Tonschritten aufgebaut ist.

quarter, 1) Tabelle 2, Masse. **2)** Tabelle 2, Volumen.

Quartettmodell, → Quarkmodell.

Quarz-Cornu-Prisma, → Dispersionsprisma.

Quarzlampe, → Gasentladungslichtquelle.

Quarzuhr, ein Zeitmeßgerät sehr hoher Genauigkeit. Die Q. besteht im wesentlichen aus einem piezoelektrischen Quarzstab, der durch eine angelegte Spannnung zu longitudinalen Eigenschwingungen angeregt wird. Die dabei entstehende Wechselspannung wird in einer Elektronenröhre verstärkt und anschließend durch Frequenzteiler oder Untersetzungsstufen auf eine geringere Schwingungszahl herabgesetzt, damit ein kleiner Synchronmotor, der sonst keinen Schwankungen unterliegt, betrieben werden kann. Dieser dient zur Erzeugung der als Zeitmaß benutzten Zeitintervalle, er kann erforderlichenfalls mit einem Uhrzeigerwerk verbunden werden. Die Quarztemperatur wird durch einen Doppelthermostaten auf 10^{-3} K konstant gehalten. Die mittlere tägliche Gangschwankung der Q. beträgt $3 \cdot 10^{-4}$ s, die relative Meßunsicherheit wird zu 10^{-9} angegeben, was einem Fehler von 1 s in 30 Jahren entspricht. Nach einigen Jahren zeigen Q.en Alterserscheinungen.

Die erste Q. wurde in den Jahren 1933/34 von den deutschen Physikern Scheibe und Adelsberger entwickelt. Heute finden Q.en als Teil der Atomuhr Verwendung. Seit einiger Zeit werden Q.en auch industriell hergestellt, z. B. als Marinechronometer, neuerdings auch als Herren-Armbanduhren. Für die Schaltung wird eine Vielzahl von Transistoren benötigt, während der Strom von einer Monozelle oder von einem Miniaturgenerator geliefert wird. Die tägliche Gangschwankung solcher Q.en beträgt 10^{-2} bis 10^{-1} s.

Quarzwind, die von einem Ultraschallsender, z. B. einem → Schwingquarz, in viskosen Medien erzeugte und vom Schallsender weg gerichtete Gleichströmung. Diese Erscheinung entsteht, wenn die vor der Ultraschall abstrahlenden Fläche befindliche Luft oder Flüssigkeit zunächst weggestoßen, aber dann nicht völlig zurückgesaugt wird, so daß von den Seiten Luft oder Flüssigkeit nachströmen kann, die in der nächsten Schwingphase ebenfalls in Bewegung gesetzt wird.

Quasar, *quasistellare Radioquelle, Radiostern,* auf photographischen Platten sternartig erscheinendes Objekt mit einer starken Radiofrequenzstrahlung. Ihr Emissionslinienspektrum zeigt eine starke Rotverschiebung bis zu $\Delta\lambda/\lambda = 2{,}877$, so daß z. T. die im Ultraviolett bei 121,6 nm liegende Lyman-α-Linie des Wasserstoffspektrums im sichtbaren Spektralbereich erscheint. Die Verteilung der Intensitäten zeigt einen hohen Überschuß im ultravioletten Bereich. Die Intensitätsverteilung im sichtbaren Bereich und im Radiofrequenzbereich deutet darauf hin, daß die Ausstrahlung nicht thermischen Ursprungs ist, sondern als Synchrotronstrahlung entsteht. Das Radiospektrum der Q.e ist dem der Radiogalaxien sehr ähnlich. Da die Q.e isoliert und nicht in Verbindung mit extragalaktischen Sternsystemen auftreten, sind ihre Entfernungen unbekannt. Im sichtbaren Licht zeigen einige Q.e Helligkeitsschwankungen mit einer Amplitude von etwa 1^m bis zu 3^m. Die charakteristischen Zeiten für diese Schwankungen liegen zwischen 1 Woche und mehreren Jahren.

Die hohe Rotverschiebung kann unterschiedlich gedeutet werden. Eine Gravitationsverschiebung nach Einstein würde eine extreme Massenkonzentration erfordern im Widerspruch zu dem Auftreten verbotener Linien im Spektrum. Eine Doppler-Rotverschiebung durch Ausschleudern von Gasmassen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit aus dem Kern eines Sternsystems würde unwahrscheinlich hohe Energien voraussetzen. Im allgemeinen neigt man dazu, die Rotverschiebung kosmologisch zu deuten. Danach würden die Q.e zu den am weitesten entfernten und absolut hellsten Objekten im Weltall gehören, die die Leuchtkraft der hellsten Sternsysteme um das 100fache übertreffen. Eine eindeutige Entscheidung über die tatsächliche Natur der Q.e ist noch nicht möglich.

quasidiskretes Energieniveau, → quantenmechanische Streutheorie.

quasidiskretes Spektrum, → quantenmechanische Streutheorie.

quasielastisches Material, eine besondere Klasse von nichtlinearen Materialien mit Gedächtnis. Hierbei ist die Geschichte eines Materialteilchens ein Element einer nur einparametrigen Familie von Geschichten, wobei als Parameter die Zeit auftritt. Da die Vergangenheit für alle Zukunft ungeändert bleibt, läßt sich das Verhaltensfunktional durch eine Funktion ersezten. Der Gedächtnisschwund, engl. fading memory, einer jeden Zustandsveränderlichen, wie Spannungstensor, innere Energie, Wärmefluß, wird nicht extra ausgedrückt.

Quasiergodenhypothese, → Statistik.

quasifreie Näherung, die störungstheoretische Berücksichtigung des Einflusses des Kristallpotentials auf die Valenzelektronen über ein Modell- oder Pseudopotential, ausgehend von den empty-lattice-Bändern. Da der Einfluß des → Kristallpotentials auf die Valenzelektronen zumindest im interatomaren Bereich oft nur gering ist, läßt er sich durch ein schwaches → Modellpotential oder → Pseudopotential beschreiben, die störungstheoretisch berücksichtigt werden können und dadurch bewirken, daß an den Brillouinschen Zonengrenzen vorliegende Bandentartung der empty-lattice-Bänder aufgehoben wird und die Bänder um den Betrag $2\,|V(\vec{K})|$ aufspalten. $V(\vec{K})$ ist der zu der durch den reziproken Gittervektor $\vec{K}$ gekennzeichneten Brillouinschen Zonenebene gehörige Fourierkoeffizient des Modell- oder Pseudopotentials. Die q. N. liefert vor allem für die einfachen Metalle befriedigende Ergebnisse.

quasiharmonische Schwingung, → nichtlineare Schwingungen.

Quasiisotropie, Eigenschaft von Körpern aus einer Vielzahl regellos verteilter anisotroper Kristallite, die sich insgesamt isotrop verhalten.

quasiklassische Näherung, svw. WKB-Näherung.

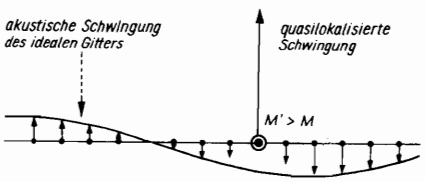
Quasikoordinaten, → Bindung.

quasilineare Schwingungen, → nichtlineare Schwingungen.

quasilineare Theorie, Theorie zur näherungsweisen Beschreibung der (nichtlinearen) kollektiven Phänomene in Plasmen. In Plasmen existieren als Folge der langreichweitigen elektrischen Wechselwirkungen der Teilchen kollektive Zustände, z. B. Plasmawellen und Plasmaschwingungen, die zu Welle-Teilchen-Wechselwirkungen führen. Der Einfluß dieser kollektiven Phänomene auf den Zustand des Plasmas (auf das Verhalten der Verteilungsfunktion) wird näherungsweise mit der q.n T. beschrieben. Die wesentliche Näherung ist die Vernachlässigung der Kopplung der Plasmaschwingungen und Wellen untereinander.

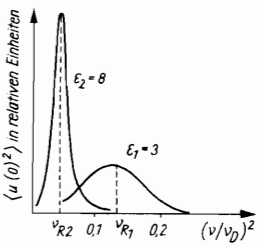
quasilokale Observable, → axiomatische Quantentheorie.

quasilokalisierte Gitterschwingungen, *Resonanzschwingungen* [engl. resonance modes], in Kristallen mit Defekten auftretende Gitterschwingungen mit Frequenzen, die meist im Frequenzbereich der akustischen Phononen liegen. Sie erscheinen z. B. bei Substitution eines Wirtsgitteratoms oder -ions durch ein *schweres* Atom oder Ion oder bei *schwächerer* Kopplung einzelner Atome an ihre nächsten Nachbarn (Abb. 1).



1 Schematische Darstellung einer quasilokalisierten Gitterschwingung. ↑ und ↓ momentane transversale Auslenkungen

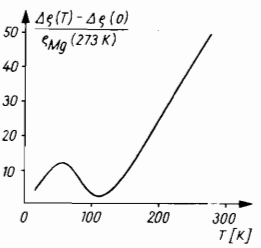
Unterschied: → lokalisierte Gitterschwingungen. Q. G. werden außer bei Punktdefekten auch bei linearen und flächenförmigen Gitterstörungen nachgewiesen. Die q.n G. lassen sich auch in asymptotischer Näherung als Streuzustände bei der Streuung von Phononen an Gitterstörstellen behandeln. Da ihre Frequenzen im Bereich der Frequenzen der Schwingungen des idealen Gitters liegen, können sich die q.n G. über den ganzen Kristall ausbreiten; im Kontinuumsgrenzfall fällt die Schwingungsamplitude mit dem Abstand r vom Streuzentrum wie r^{-1} ab. Bei Ersatz eines Atoms der Masse M des idealen Gitters durch ein Atom der Masse $M' = [(1+\varepsilon)\cdot M] > M$ treten im Rahmen des Debye-Modells der Gitterschwingungen bei der Frequenz $\nu_R = \nu_D \sqrt{\frac{1}{3\varepsilon}}$ q. G. mit einer Linienbreite von $\Gamma = \nu_D \pi^2/6\varepsilon$ auf, wobei ν_D die Debyesche Abbruchfrequenz bedeutet. Bei wachsender Substitutionsmasse M' verschiebt sich die Resonanzfrequenz ν_R zu niedrigeren Frequenzen bei gleichzeitiger Verschmälerung der Linie. Das Frequenzspektrum der q.n G. weist eine resonanzartige Gestalt auf (Abb. 2), des-



2 Mittlere quadratische Schwingungsamplitude u einer schweren ($\varepsilon > 0$) isotropen Fehlstelle in einem flächenzentrierten kubischen Gitter im Modell der nächsten Nachbar-Zentralkraft-Wechselwirkung

halb werden die q.n G. auch als Resonanzschwingungen des gestörten Gitters bezeichnet. Die q.n G. haben schon in harmonischer Näherung eine nichtverschwindende Linienbreite. Wechselwirkungen der Gitterstörungen (bei hohen Konzentrationen zu erwarten) bewirken eine Verbreiterung bzw. Aufspaltung der Linien im Frequenzspektrum der q.n G.

Die q.n G. können durch Messungen des elektrischen Widerstandes ϱ (Abb. 3), Infrarot-



3 Experimentelle Temperaturabhängigkeit des relativen elektrischen Widerstandes von Magnesium mit Blei-Gitterstörungen

messungen, Neutronenstreuung, Mößbauer-Spektroskopie und andere Methoden nachgewiesen werden.

Quasimagnetohydrodynamik, Magnetohydrodynamik anisotroper stößefreier Magnetoplasmen. In nichtdissipativen, stößefreien Plasmen übernimmt das Magnetfeld die Rolle der die Druckübertragung vermittelnden Stöße, so daß Drücke durch Magnetisierungs- und Driftströme übertragen werden. Die durch das Magnetfeld vorhandene Asymmetrie bedingt dann die Einführung eines Drucktensors, der in der

quasimagnetohydrodynamischen Näherung die Rolle des skalaren Druckes in der → Magnetohydrodynamik übernimmt.

Quasineutralität des Plasmas, → Plasma.

quasioptisch, Bezeichnung für die Ausbreitung von Ultrakurzwellen, da diese sich geradlinig wie das Licht ausbreiten und ihre Reichweite nicht wesentlich größer als die Sichtweite ist.

quasiperiodische Bewegung, → mechanisches System.

quasistationär, zeitlich langsam veränderlich. In verschiedenen Gebieten der Physik wird die Bedeutung von q. exakt festgelegt. In der Elektrodynamik sind q.e Ströme dadurch definiert, daß der Verschiebungsstrom gegenüber dem Leitungsstrom $\vec{i}$ vernachlässigt werden kann; dann gilt $\operatorname{div} \vec{i} = 0$, und die Maxwellschen Gleichungen vereinfachen sich beträchtlich; für technische Wechselströme bis zu 1000 Hz ist diese Voraussetzung im allgemeinen gut erfüllt. Unter q.en Feldern versteht man solche Felder, bei denen die Retardierung vernachlässigt werden kann.

Eine Flüssigkeitsströmung bezeichnet man als q., wenn sie durch Überlagerung einer konstanten Geschwindigkeit stationär gemacht werden kann (→ Strömung).

quasistationärer Zustand, → Compoundzustand, → quantenmechanische Streutheorie.

quasistatisch, Bezeichnung für Prozesse, die „unendlich langsam" ablaufen, so daß das jeweilige System trotz der vor sich gehenden Zustandsänderungen ständig im thermodynamischen Gleichgewicht ist. Das ist der Fall, wenn sich der Zustand während der für Einstellung des neuen Gleichgewichtszustandes charakteristischen Relaxationszeit nur sehr wenig ändert. Dann verlaufen alle Prozesse quasi reversibel.

quasistatische Prozesse, svw. reversible Prozesse.

quasistellare Radioquelle, → Quasar.

Quasiteilchen, Elementaranregungen von Vielteilchensystemen, die im Gegensatz zu den Elementarteilchen nicht als freie Teilchen auftreten können, da ein Teil der Wechselwirkung des Systems in ihre Definition eingeht. Die durch Erzeugung von Q. entstehenden Anregungszustände sind im allgemeinen keine exakt stationären Zustände; nach einer Zeit von der Ordnung der Lebensdauer τ der Q. ist die Anregungsenergie auf alle Freiheitsgrade des Systems gleichzeitig verteilt, und die den Quasiteilchenzustand charakterisierenden Phasenbeziehungen zwischen den Bewegungen der einzelnen das Gesamtsystem aufbauenden Teilchen sind zerstört. Das Konzept der wechselwirkungsfreien Q. erlaubt, die einfache Theorie des idealen Bose- und Fermi-Gases auf die Behandlung von realen Systemen zu übertragen. Es bildet die theoretische Grundlage für die Modelle unabhängiger Teilchen, wie sie mit Erfolg in der Theorie der Metallelektronen (→ Bändermodell) oder der Atomkerne (→ Kernmodelle) benutzt werden. Wichtigstes Charakteristikum der Q. ist ihre Dispersionsrelation, d. i. der Zusammenhang zwischen Energie bzw. Frequenz und Impuls bzw. Wellenzahl, wobei für Q. in einem periodischen Kristallgitter, z. B. Phononen und Magnonen (→ Spinwellen), an die Stelle des Impulses der Quasiimpuls tritt.

In Analogie zur Quantenfeldtheorie entspricht der Grundzustand des Systems dem Vakuumzustand. Bei der formal-theoretischen Beschreibung werden die Q., also die Zustände mit elementaren Anregungen, durch Anwendung von Quasiteilchen-Erzeugungsoperatoren auf den anregungsfreien Grundzustand erzeugt. Diese Erzeugungsoperatoren und die dazu hermitesch adjungierten Operatoren, die Vernichtungsoperatoren, diagonalisieren zwar nicht den gesamten Hamilton-Operator $\hat{H}$ des wechselwirkenden Vielteilchensystems, jedoch einen über den freien Hamilton-Operator $\hat{H}_0$ hinausgehenden Teil $\hat{H}_0 + \hat{H}'$, so daß nur ein „kleiner", als Störung zu behandelnder Teil $\hat{H}'' = \hat{H} - \hat{H}_0 - \hat{H}'$ als Wechselwirkung zwischen den Q. zurückbleibt. Diese Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Q. setzen sich im allgemeinen aus Produkten bestimmter Erzeugungs- und/oder Vernichtungsoperatoren der Teilchen des Systems zusammen; sie sind weder Bose- noch Fermi-Operatoren im strengen Sinn. Die Quasiteilchenoperatoren können auch durch bestimmte kanonische Transformationen der Teilchenoperatoren eingeführt werden, z. B. durch eine Bogoljubow-Transformation, und stehen mit den verschiedenen inäquivalenten irreduziblen Darstellungen, den myriotischen Darstellungen, der kanonischen Vertauschungsregeln in engem Zusammenhang.

Q. sind außer den bereits erwähnten auch Rotonen (→ Supraflüssigkeit), → Plasmonen und die Q. in Supraleitern, d. s. die Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) und außerdem noch thermisch angeregte Leitfähigkeitselektronen, die sich im Einelektronenanregungsspektrum des Supraleiters oberhalb der Energielücke befinden zusammen mit den zugehörigen Löchern unterhalb der Energielücke. Letztere werden in der Fachsprache der Theorie der Supraleitfähigkeit nicht mit einem besonderen Namen versehen, sondern direkt als Q. bezeichnet. Alle diese Q. spielen in der Theorie der Leitfähigkeit und der Theorie des Magnetismus sowie für Festkörper und Flüssigkeiten eine große Rolle. So besteht ein Q. in einem Vielelektronensystem aus einem angeregten Elektron einschließlich seiner polarisierten Umgebung, aus der die anderen Elektronen infolge der Coulomb-Abstoßung etwas verdrängt sind.

quasi-thermodynamisches Postulat, → Druckersches Postulat.

Quaternionen, → Cliffordsche Algebra.

Quecksilberdampfbogenentladung, → Gasentladungsgleichrichter.

Quecksilberdampfgleichrichter, → Gasentladungsgleichrichter.

Quecksilberdampfkraftanlagen, eine technische Einrichtung, die der (Wasser-) Dampfturbine vorgeschaltet werden kann, um einen höheren Gesamtwirkungsgrad zu erzielen. Dieses Zweistoffverfahren beruht darauf, daß zwei Stoffe — Quecksilber und Wasser — eingesetzt werden, von denen der eine bei hohen Temperaturen und relativ geringen Drücken und der andere bei niedrigen Temperaturen, aber relativ hohen Drücken siedet. Beispielsweise wird bei einem Druck von $21{,}6 \cdot 10^4\ \mathrm{N/m^2}$ bei 400 °C Quecksilberdampf erzeugt, der auf 450 °C überhitzt

Quecksilberdampflampe

wird und dann Arbeit in einer Quecksilberkondensationsturbine leistet, wobei die Kondensation bei einem Druck von $0{,}43 \cdot 10^4$ N/m² und 220 °C stattfindet. Die Kondensationswärme überträgt man in einem Wärmeübertrager, dem Quecksilberkondensator, an das darin als Kühlmittel verdampfende Wasser bei $157 \cdot 10^4$ N/m² und 200 °C. Thermische Wirkungsgrade für das Zweistoffverfahren betragen bis zu 45 %, die damit viel höher als die des gewöhnlichen Kreisprozesses liegen. Auf Grund der Giftigkeit der Quecksilberdämpfe und der großen Anlagenkosten haben die Q. z. B. in der Praxis noch keine große Bedeutung.

Quecksilberdampflampe, → Gasentladungslichtquelle.

Quecksilberdampfventil, svw. Quecksilberdampfgleichrichter. → Gasentladungsgleichrichter.

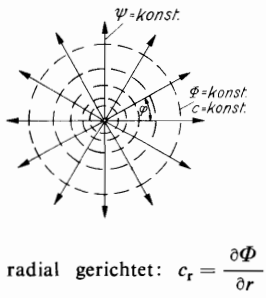
Quelle, 1) Vektoranalysis: → Divergenz, → Feld. **2)** Strömungslehre: → Quellen- und Senkenströmung. **3)** Elektronik: → Transistor.

Quellenfeld, → Feld.

Quellensenke, svw. Dipolströmung.

Quellen- und Senkenströmung, inkompressible Potentialströmung mit einem singulären Punkt im Zentrum, in dem je Zeiteinheit die Flüssigkeitsmenge Q entspringt bzw. verschwindet. Ist die Ergiebigkeit $Q > 0$, so handelt es sich um eine *Quelle*, die Strömung ist radial nach außen gerichtet. Für $Q < 0$ ist die Strömung radial nach innen gerichtet, man spricht von einer *Senke*.

1) *Ebene Q.- u. S.* Das komplexe Potential lautet $F(z) = \frac{Q}{2\pi b} \cdot \ln z$. Daraus ergeben sich das Potential $\Phi = \frac{Q}{2\pi b} \cdot \ln r$, wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist und die Stromfunktion $\psi = \frac{Q}{2\pi b}(\varphi + 2k\pi)$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ Dabei bedeuten $z = x + iy$ komplexe Koordinaten, b die Länge des Quellen- bzw. Senkenfadens senkrecht zur x,y-Ebene und r, φ die Polarkoordinaten. Die Stromfunktion ist mehrdeutig und ändert sich mit jedem Umlauf von φ. Die Potentiallinien sind Kreise um den Nullpunkt, die Stromlinien sind Geraden durch den Ursprung (Abb.). Die resultierende Geschwindigkeit ist



Ebene Quellenströmung

radial gerichtet: $c_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{Q}{2\pi b} \cdot \frac{1}{r}$. Für $r \to 0$ wird die Geschwindigkeit unendlich groß, was jedoch in realer Strömung physikalisch unmöglich ist. Deshalb bezeichnet man $r = 0$ als singulären Punkt. Für $r > 0$ ist das Strömungsfeld quellen- und wirbelfrei. Die Isotachen, die Linien konstanter Geschwindigkeit, sind Kreise und fallen mit den Potentiallinien zusammen.

2) *Räumliche Q.- u. S.* Das Potential lautet $\Phi = -\frac{Q}{4\pi} \cdot \frac{1}{r}$; dabei ist $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Die Potentialflächen Φ = konst. sind konzentrische Kugelflächen um den Ursprung, die Stromlinien verlaufen radial. Die in radiale Richtung weisende resultierende Geschwindigkeit ergibt sich zu $c_r = \frac{Q}{4\pi} \cdot \frac{1}{r^2}$.

Kompressible Strömungen, die radial von einem Zentrum aus verlaufen, werden analog zum inkompressiblen Fall als Quelle oder Senke bezeichnet, je nachdem, ob sich die Teilchen radial nach außen oder nach innen bewegen. Für die Stromdichte gilt die Beziehung $\varrho \cdot c_r =$ konst./r für ebene Strömungen und $\varrho \cdot c_r =$ konst./r^2 für räumliche Strömungen. Da die Stromdichte bei der Machzahl Ma = 1 den Maximalwert $\varrho^* \cdot c^*$ erreicht, existiert ein kleinster Radius $r = r^*$, innerhalb dessen es keine Lösung gibt. Für $r > r^*$ liegt entweder stets Unterschallströmung mit nach außen abnehmender Geschwindigkeit vor oder Überschallströmung mit nach außen zunehmender Geschwindigkeit.

Quellpunkt, Punkt im physikalischen Raum, von dem eine Wirkung ausgeht. Der Q. kann eine Quelle oder eine Senke (→ Feld) sein.

Quellungspotential, elektrokinetisches Potential, das von einer beim Quellungsvorgang im Gel auftretenden Flüssigkeitsbewegung verursacht wird.

Quellungswärme, die bei der Quellung von hochmolekularen Stoffen (Leime, Gelatine, Zellulose) auftretende Reaktionswärme.

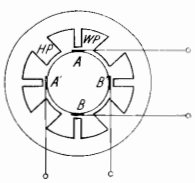
Queraberration, numerische Größe der optischen → Abbildungsfehler, gemessen als Durchstoßungshöhen durch die achsensenkrechte Bildebene.

Querdämpfung, → Längsdämpfung.

Querdehnzahl, ν, Verhältnis zwischen Querkontraktion ε_y und Längsdehnung ε_x bei einachsiger Längsspannung σ_x, so daß $\nu = -\varepsilon_y/\varepsilon_x$. Beispiele für Q.en: ν(Stahl) ≈ 0,3; ν(Grauguß) ≈ 0,2 bis 0,25; ν(Gummi) ≈ 0,5. Der Kehrwert $\frac{1}{\nu}$ heißt *Poissonsche Konstante* oder auch *Poissonsche Zahl*.

Querfeldmaschine, eine rotierende Gleichstrommaschine (→ elektrische Maschine) mit zwei Bürstensätzen. Im Unterschied zu anderen Gleichstrommaschinen bestehen die Hauptpole im Ständer aus zwei Teilen, so daß ein weiterer Zwischenraum entsteht, in dem um einen Winkel von 90° gegenüber dem üblichen Bürstenpaar verschoben das Zwischenbürstenpaar angeordnet werden kann. Die Q. nutzt das bei Stromdurchgang in einem Bürstenkreis entstehende Ankerquerfeld zur Erregung in der Querachse aus, so daß an den Zwischenbürsten eine Spannung abgenommen werden kann. Q.n werden als Konstantstromgeneratoren, als Konstantstromumformer (→ Metadyne) und als Verstärkermaschinen (→ Amplidyne) hergestellt.

Quergleichung, mathematische Beschreibung des Kräftegleichgewichtes senkrecht zur Strömungsrichtung in ebenen reibungsfreien Strömungen.



Schematischer Querschnitt durch eine Querfeldmaschine. *A* und *B* Hauptbürsten, *A'* und *B'* Zwischenbürsten, *HP* eine Hälfte des Hauptpols, *WP* Wendepol

An einem Masseteilchen, das sich auf einer gekrümmten Stromlinie ψ bewegt, halten sich die Fliehkräfte $dF_z = \varrho(c^2/r)\,ds \cdot dn \cdot b$ und die radial wirkenden Druckkräfte $dF_p = (\partial p/\partial n) \cdot ds \cdot dn \cdot b$ das Gleichgewicht (Abb.). Damit gilt die Beziehung $\partial p/\partial n = \varrho \cdot c^2/r$; dabei bedeutet p den statischen Druck, n die Normale zur Stromlinie, ϱ die Dichte, c die Geschwindigkeit, r den Krümmungsradius der Stromlinie, s die Koordinate in Strömungsrichtung und b die Erstreckung senkrecht zur Zeichenebene. Mit der Eulerschen Gleichung $\varrho \cdot c \cdot dc = -dp$ folgt daraus die Differentialgleichung zur Bestimmung der Geschwindigkeit: $c/r + \partial c/\partial n = 0$.

Querkraft, eine → Schnittreaktion. Die Q. hält an jeder Schnittstelle x allen orthogonal zur Balkenachse wirkenden Kraftkomponenten rechts und links von dieser Stelle das Gleichgewicht. Bei räumlichen Problemen ist eine Zerlegung der resultierenden Querkraft in Richtung der Koordinatenachsen z. B. $Q_y = Q_y(x)$ und $Q_z = Q_z(x)$ üblich.

Querstrahler, → Antenne.

Quertrieb, → Auftrieb.

Querviskosität, *Querzähigkeit*, bei Flüssigkeiten mit tensorieller Nichtlinearität das Auftreten von Stoffwerten als zusätzliche Koeffizienten, die zu Spannungen führen, die in Richtung quer zur Strömungsrichtung wirksam sind. In Verbindung damit lassen sich Normalspannungseffekte, wie Weißenberg-Effekt, Merrington-Effekt erklären. → Reiner-Rivlin-Flüssigkeit.

Querwelle, → Welle.

Querzähigkeit, svw. Querviskosität.

Queteletsche Streifen, → Interferenzerscheinungen 5).

Quincke-Rohr, 1) Metrologie: Einrichtung nach Art der kommunizierenden Röhren zur Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität von Flüssigkeiten bei bekanntem Feld bzw. zur Bestimmung des Betrages des Feldes bei bekannter Suszeptibilität. Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich in einem engen Rohr, das mit einem weiten Rohr kommuniziert. Das enge Rohr wird in ein horizontales Magnetfeld gebracht, so daß sich die Flüssigkeitsoberfläche mitten zwischen den Polen eines Elektromagneten befindet. Bei paramagnetischen Stoffen steigt die Flüssigkeit in der Kapillare, bei diamagnetischen Flüssigkeiten fällt sie. Aus der Höhe des Auf- bzw. Abstiegs kann bei bekanntem Feld die Suszeptibilität, bei bekannter Suszeptibilität der Betrag des Feldes berechnet werden.

2) Akustik: Hilfsmittel zum Nachweis der Interferenz und Messung der Wellenlänge von Schallwellen. Zwei U-Rohre, deren einer Schenkel sich zugposaunenartig auseinanderziehen läßt, erlauben einem in T erzeugten Ton zwei Wege nach O (Abb.). Je nach der Wegdifferenz, die durch Verschieben des unteren U-Rohres geändert werden kann, tritt eine Schwächung oder Verstärkung des Tones infolge Interferenz ein.

Beträgt die Wegdifferenz $2d = n\lambda/2$ mit $n = 1, 3, 5, \ldots$, schwächen sich die Teilwellen aus den beiden Rohrwegen bei der Überlagerung; mit $n = 2, 4, 6, \ldots$ wird die Intensität des Tones in O maximal. Bei ständiger Verlängerung des unteren Umweges folgen äquidistante Schallmaxima bzw. -minima in Abständen der Wellenlänge λ, woraus bei bekannter Schallfrequenz die Schallgeschwindigkeit berechnet werden kann.

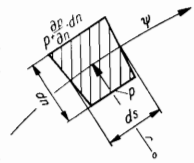
quintal, Tabelle 2, Masse.

Quinte, der fünfte Ton der diatonischen Tonleiter, zugleich das Intervall zwischen diesem und dem Grundton. Die reine Q. ist ein Intervall mit 3 Ganztonschritten, während die übermäßige Q. aus 3 Ganz- und 2 Halb-Tonschritten, die verminderte Q. aus 2 Ganz- und 2 Halb-Tonschritten besteht. Bei der reinen Quinte verhalten sich die Frequenzen der beiden das Intervall bildenden Töne wie 3 : 2.

Quotientenkriterium, → Reihe.

Quotientenmeßinstrument, *Quotientenmesser*, ein elektrisches Meßinstrument, dessen Ausschlag von dem Quotienten zweier Gleich- oder Wechselströme abhängt, die durch zwei um einen festen Winkel gegeneinander verdrehte, elektrisch getrennte Spulen geleitet werden. Beim *Drehmagnetquotientenmesser* sind die beiden Spulen unbeweglich; die Richtung des sich in ihrem Inneren ausbildenden Feldes, in die sich ein dort drehbar gelagertes Dauermagnetstück einstellt, hängt nur von dem relativen Verhältnis der beiden Ströme, d. h. von ihrem Quotienten ab. Beim *Drehspulquotientenmesser* oder *Kreuzspulinstrument* ist dieses Prinzip umgekehrt: Die Spulen sind drehbar gelagert und bewegen sich im Feld eines feststehenden Dauermagneten. Die Wirkung ist die gleiche. Beide Ausführungen besitzen kein Rückstellmoment.

Q.e werden insbesondere für die elektrische Messung nichtelektrischer Größen und in der Fernmeßtechnik eingesetzt. Häufig finden sie auch in Widerstandsmessern Anwendung.



Masseteilchen auf gekrümmter Stromlinie

qt, Tabelle 2, Volumen.

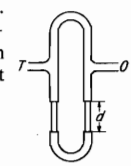
q-Valenz, svw. Tetraedervalenz.

***Q*-Wert,** bei Kernreaktionen der Form $A(a,b)\,B$ in der Energiebilanz $A + a \rightarrow B + b + Q$ auftretender Energiewert Q, der früher *Wärmetönung* oder *Energietönung* genannt wurde. Man erhält Q aus der Energiebilanz: Der Energiesatz hat für die Kernreaktion $A(a,b)\,B$ die Form $\varepsilon_a + E_A = \varepsilon_b + E_B$. ε_a und ε_b sind die kinetischen Energien der Relativbewegung vor und nach der Reaktion, E_A und E_B die inneren Energien der Kerne; $\varepsilon_b - \varepsilon_a = Q$. Eine Reaktion heißt exotherm, wenn $Q > 0$ ist und endotherm, wenn $Q < 0$ ist. Die Reaktionsschwelle einer endothermen Reaktion wird im Schwerpunktsystem durch $\varepsilon_a = -Q$ gegeben. Der Q-W. kann direkt aus den Kernreaktionen bestimmt werden. Man kann ihn auch mit Hilfe sehr genauer Massetabellen berechnen. Den Q-W. der Kernspaltung erhält man zu $Q = -E_{A_1} - E_{A_2} + E_A$. Dabei sind E_{A_1} und E_{A_2} die inneren Energien der Endprodukte der Spaltung, E_A ist die innere Energie des Ausgangskerns.

q-Zahl, → Quantentheorien.

q-Zahl-Funktionen, → Quantisierung.

***Q*-Zweig,** → Spektren zweiatomiger Moleküle.



Interferenzrohr nach Quincke

r, 1) r, Zeichen für Recoveryfaktor, → Eigentemperatur. 2) r, Radius. 3) r, Reflexionsfaktor. 4) $\vec{r}$, Ortsvektor. 5) r_0, → Restwiderstandsverhältnis.

R, 1) → Röntgen. 2) R, → Gaskonstante. 3) R, → Rydberg-Konstante. 4) R, elektrischer → Widerstand. 5) R, → Schallwellenwiderstand.

°R, 1) degree Rankine, → Temperaturskala. **2)** Grad Réaumur, → Temperaturskala.

Ra, → Radium.

Rabi-Methode, svw. Molekülstrahlresonanz.

Racah-Koeffizient, → Vektoraddition von Drehimpulsen.

rad, 1) → Radiant. **2)** → Rad.

Rad, Kurzz. rd, früher rad, inkohärente Einheit der Energiedosis (→ Dosis 1.1.1). Das Rad ist die Energiedosis einer ionisierenden Strahlung, die der Masse 1 kg eines bestrahlten Stoffes die Energie 10^{-2} J unmittelbar oder mittelbar zuführt. Vorsätze erlaubt. 1 rd = 10^{-2} J/kg = 10^2 erg/g.

Radar (Abk. für engl. *Ra*dio *D*etecting *a*nd *R*anging, ‚Entdeckung und Entfernungsbestimmung mit Hochfrequenzstrahlung'), Verfahren zur Entdeckung und Bestimmung der Position von festen und bewegten Objekten, ausgedrückt durch Entfernung und Winkel, mit Hilfe elektromagnetischer Wellen hoher Frequenz. Das Verfahren beruht einmal auf der Korrelation zwischen der Winkelorientierung der Richtcharakteristik der Radarantenne und dem Erscheinen der vom Zielobjekt zurückgestrahlten Welle und zum anderen auf der Messung der Laufzeit der Welle vom Zeitpunkt des Sendens bis zum Zeitpunkt des Empfangs. Zusätzlich kann mit Hilfe des Doppler-Effektes die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Radarstandort und dem angestrahlten Zielobjekt bestimmt werden.

1) *Klassifizierung.* Entsprechend den gestellten Aufgaben gibt es verschiedene Arten des R.s, die sich in bestimmte Gruppen einteilen lassen. Die wichtigsten beiden Gruppen sind durch die Art der Rückstrahlung bei den Zielobjekten gekennzeichnet; man unterscheidet danach Radaranlagen, die mit passiven Rückstrahlern arbeiten (Primärradar), und solche, die mit aktiven Rückstrahlern arbeiten (Sekundärradar). Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist durch die Betriebsweise gegeben; dementsprechend unterscheidet man zwischen Impulsradar und CW-Radar (weiteres s. u.). Tab. 1 zeigt eine Klassifizierung der wesentlichsten Radar-Arten. Eine weitere spezielle Klassifizierung geht davon aus, ob das R. auf eine Vielzahl von Zielobjekten oder auf ein einzelnes Zielobjekt angesetzt werden soll (Tab. 2). Die Aufgaben Suchen und Zielverfolgen können auch mit einer einzigen Radaranlage wahrgenommen werden; dabei werden die beiden Funktionen entweder nacheinander oder gleichzeitig ausgeführt. Letzteres bedeutet gleichzeitig Suchen und Verfolgen (engl. track-while-scan).

2) *Grundlagen.* Das R. beruht auf folgenden physikalischen Gesetzen: a) konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle, b) geradlinige Ausbreitung der Wellenfront, c) Reflexion der Welle an Inhomogenitäten im Ausbreitungsweg, d) Bündelung der Strahlung durch Antennen. e) Für spezielle Verfahren und Aufgaben wird darüber hinaus der Doppler-Effekt ausgenutzt.

Mit R. lassen sich folgende Aufgaben lösen:

a) Auffinden von Objekten von einem bestimmten Beobachtungsort aus, auch bei fehlender optischer Sicht; b) Bestimmung des Standortes von Objekten in der Ebene oder im Raum durch Messen der Entfernung, des Azimutes

1 Klassifizierung der wesentlichsten Radar-Arten. Die angegebenen Größen sind mit dem betreffenden Radar meßbar. Θ Azimut, ψ Elevationswinkel, ϱ Entfernung

Radar mit passiven Rückstrahlern (Primärradar)	Radar mit aktiven Rückstrahlern (Sekundärradar)
Rundsichtradar $\Theta = 0°\cdots360°$ $\varrho = 80\cdots250$ km	Rundsichtradar $\Theta = 0°\cdots360°$ $\varrho = 50\cdots150$ km Kennzeichen (Flughöhe)
Suchradar (Rundsichtradar mit eingeschränkten Winkelbereichen) $\Theta < 360°$ $\psi < 90°$ $\varrho < 100$ km	Suchradar (Rundsichtradar mit eingeschränkten Bereichen)
Zielverfolgungsradar Θ, ψ (eingeschränkte Bereiche nach Vorgabe) $\Delta\Theta$, $\Delta\psi$, $d\Theta/dt$, $d\psi/dt$ $\varrho < 100$ km	
Entfernungsmesser, Abstandsmesser Entfernung, Abstand Höhe über Grund	Entfernungsmeßsystem große Entfernungen
Geschwindigkeitsmesser Doppler-Frequenz Geschwindigkeit	Geschwindigkeitsmeßsystem über große Entfernungen Doppler-Frequenz Geschwindigkeit
Doppler-Radar für Navigationssystem Doppler-Frequenzen Geschwindigkeitsvektor	

2 Grundsätzliche Merkmale typischer Radargeräte

	Für viele Zielobjekte	Für ein einzelnes Zielobjekt
Informationen	Entfernung ϱ Azimut Θ evtl. auch Elevation ψ	Entfernung ϱ Azimut Θ Elevation ψ sowie $\frac{d\Theta}{dt}$ und $\frac{d\psi}{dt}$
Genauigkeit	mäßig	sehr hoch
Anzeige	rohe Angabe	präzise Angabe
Aufgabe	Suchen (search) Rundsicht (surveillance)	Zielverfolgung, Kursverfolgung (tracking)
Bezeichnung	Suchradar Rundsichtradar	Zielverfolgungsradar, Kursradar

oder/und des Erhebungswinkels; c) Verfolgen von sich bewegenden Objekten durch kontinuierliches Messen; d) Messen der Relativgeschwindigkeit von Objekten in Bezug zum Beobachtungsort; e) Unterscheiden von bewegten und ruhenden Objekten.

2.1. *Primärradar.*

2.1.1. *Verfahren.* Beim Impulsradar werden vom Sender über die Richtantenne für die Dauer t_1 und mit der Folgefrequenz f_1 impulsförmig elektromagnetische Wellen hoher Frequenz, meist im Bereich oberhalb 1000 MHz, abgestrahlt. Die Abstrahlung erfolgt mit hoher Richtwirkung, d. h. mit großer Bündelung. Trifft die von der Antenne abgestrahlte Energie auf ein in der Entfernung r befindliches Objekt, so wird beim R. mit passivem Rückstrahler ein Teil der Energie zurückgestrahlt und von der Empfangsantenne als Echoimpuls aufgenom-

men. Die Laufzeit des Impulses vom Aussenden bis zum Empfangen ist gleich $\tau = 2r/c$, wobei c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle und etwa gleich $3 \cdot 10^8$ m/s ist. Zum Messen der Laufzeit τ werden Sendeimpuls und empfangener Echoimpuls entweder auf dem Bildschirm einer Elektronenstrahlröhre abgebildet, oder es wird der zeitliche Abstand der beiden Impulse mit Hilfe elektronischer Einrichtungen gemessen. Wegen der Proportionalität von Laufzeit τ und Entfernung r kann die Zeitachse der Elektronenstrahlröhre bzw. das Anzeigeinstrument der elektronischen Meßeinrichtung unmittelbar die Entfernung, z. B. in km, angeben.

Um die Richtung, in der sich Zielobjekte befinden, winkelmäßig bestimmen zu können, wird die Sende- und Empfangsantenne periodisch gedreht oder geschwenkt. Zur Erfassung der gesamten Horizontalebene erfolgt eine ständige Rotation der scharf bündelnden Antenne, so daß sie kontinuierlich und periodisch den Azimutbereich von 0 bis 360° überstreicht; eine derartige Radaranlage wird als *Rundsichtradar* bezeichnet. In ähnlicher Weise kann auch die Vertikalebene oder ein Teil der Vertikalebene durch periodisches Schwenken der Antenne erfaßt werden. Da hiermit der Elevations- oder Höhenwinkel bestimmt werden kann, trägt diese Radaranlage die Bezeichnung *Höhenwinkelradar*.

Der Winkel, unter dem sich das betreffende Zielobjekt jeweils befindet, ergibt sich aus der momentanen Richtung der Antennenachse zum Zeitpunkt des Eintreffens des Echoimpulses. Die Genauigkeit der Azimut- bzw. Elevationswinkelangabe hängt einmal von der Schärfe der Richtwirkung der Radarantenne und zum anderen von der Genauigkeit der Winkeleinstellung und der Winkelanzeige der Antenne ab.

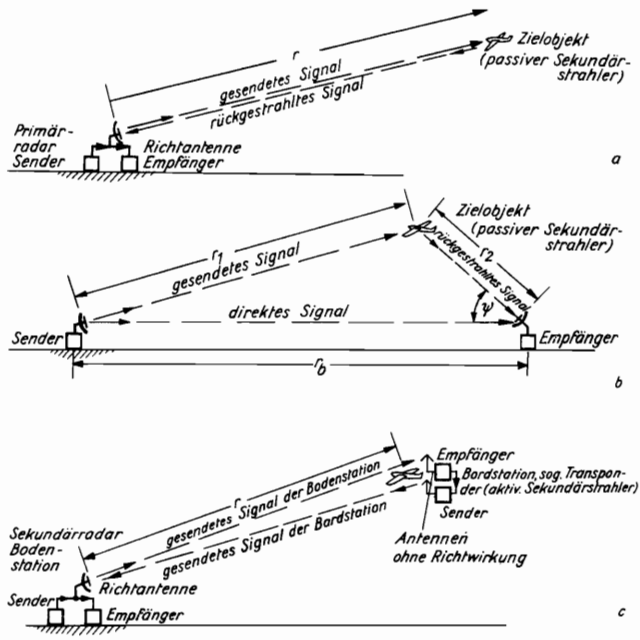
Die kleinste noch meßbare Entfernungsdifferenz $r_{\min}$ ist durch die Impulsdauer t_1 gegeben: $r_{\min} = ct_1/2$. Das ist zugleich die Grenze der Auflösung für die Entfernung. Die größte eindeutig meßbare Entfernung $r_{\max}$ ist durch die Impulsfolgefrequenz f_1 bestimmt: $r_{\max} = c/2f_1$.

2.1.2. *Reichweitengleichung.* Die Lösung der einem Radargerät gestellten Aufgabe hängt unter anderem davon ab, inwieweit es gelingt, die von einem Zielobjekt zurückgestrahlte, relativ schwache Energie im Empfänger am Beobachtungsort zu einer brauchbaren Anzeige zu verarbeiten. Die wesentlichsten Faktoren sind in der Reichweitengleichung (häufig als *Radargleichung* bezeichnet) zusammengefaßt. Dabei wird jedoch die Annahme gemacht, daß sich die elektromagnetischen Wellen in einem ideal freien Raum gleichmäßig ausbreiten; es sollen also keine Absorptionen, Beugungen, Brechungen und Interferenzen auftreten. Die erzielbare Reichweite ist von der Art des R.s abhängig; sie wird nachfolgend für das Primärradar und für eine spezielle Art des Primärradars, das bistatische R., angegeben. Die Gleichungen gelten sowohl für Impulsbetrieb als auch für CW-Betrieb.

Die prinzipielle Konzeption des Primärradars geht aus Abb. 1 a hervor. Sender und Empfänger befinden sich am gleichen Ort, dem Beobachtungsort. Für Senden und Empfangen wird meist eine gemeinsame Antenne mit hoher Richtwirkung verwendet. Das Zielobjekt ist ein passiver Rückstrahler.

Die maximal erzielbare Reichweite im freien Raum gegen punktförmige Zielobjekte ist gleich $r_{\max} = \sqrt[4]{\frac{P_S A^2 q^2 \sigma f^2}{4\pi c^2 \psi F k T_0 B}}$. Dabei bedeuten $r_{\max}$ die maximale Entfernung in m, P_S die Sendeleistung in W, A die Öffnungsfläche (Apertur) der Antenne in m², q den Antennenausnutzungsgrad, σ den Rückstrahlquerschnitt des Zielobjektes in m², f die Radiofrequenz in Hz, c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle $\approx 3 \cdot 10^8$ m · s^{-1}, ψ das Signal/Rausch-Leistungsverhältnis, das zur Auswertung des Radarechos erforderlich ist, F den Empfängerrauschfaktor und B die Radar-Videobandbreite in Hz. $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$ Ws.

Beim Primär-Impulsradar wird für eine Auswertung der empfangenen Radarechoimpulse meist eine Elektronenstrahlröhre verwendet. Erfolgt die Anzeige durch eine Strahlauslenkung, dann ist in Annäherung folgendes Signal/Rausch-Leistungsverhältnis erforderlich: $\psi = 11{,}9\sqrt{f_1}$; dabei ist f_1 die Impulsfolgefrequenz. Erfolgt die Anzeige durch eine Leuchtfleckaufhellung, dann ist etwa erforderlich: $\psi = \sqrt{n_1} = 11{,}9\sqrt{\beta f_1/6U}$. Dabei bedeutet n_1 die Anzahl der Radarechoimpulse je Antennenumlauf, β die Halbwertsbreite der Antennencharakteristik und U die Antennenumdrehungen je min.



1 Grundsätzliche Anordnung bei Radaranlagen: *a* Primärradar, *b* Primärradar in bistatischer Anordnung, *c* Sekundärradar

Bistatisches Radar. Die prinzipielle Konzeption des bistatischen R.s geht aus Abb. 1 b hervor. Sender und Empfänger stehen an verschiedenen Orten, das Zielobjekt befindet sich stets zwischen diesen beiden Orten. Damit ergeben sich gegenüber dem allgemein üblichen R., bei

dem Sender und Empfänger am gleichen Ort stehen, unter bestimmten Bedingungen größere Empfangsleistungen bzw. größere Reichweiten.

Die maximal erzielbare Reichweite im freien Raum für punktförmige Zielobjekte ist unter der Voraussetzung, daß der Rückstrahlquerschnitt von der Anstrahlungsrichtung annähernd unabhängig ist, gleich

$$r_{1\max} = \sqrt[2]{\frac{P_S A_S A_E \cdot q^2 \sigma f^2}{4\pi c^2 \psi \cdot FkT_0 B}} \cdot \frac{1}{r_2}.$$

Dabei ist r_1 die Strecke zwischen Sender und Zielobjekt, r_2 die Strecke zwischen Zielobjekt und Empfänger. Gegenüber der meist angewandten Anordnung, bei der Sender und Empfänger am gleichen Ort stehen (Abb. 1a), tritt eine Zunahme der Reichweite im Verhältnis $r_1/r = r/r_2$ auf, die um so größer ist, je mehr r_1 und r_2 voneinander abweichen. Beispielsweise tritt theoretisch eine Zunahme von r_1 gegenüber r um den Faktor 4 auf, wenn $r_1/r_2 = 16$ ist. Das größte noch zulässige Verhältnis r_1/r_2 ist einmal dadurch festgelegt, daß der Rückstrahlquerschnitt auch bei stark voneinander abweichenden Anstrahl- und Rückstrahlrichtungen noch angenähert seinen Wert beibehält und daß sich außerdem das Zielobjekt noch im Bereich des Fernfeldes der Antenne befindet.

2.2. *Sekundärradar.*

2.2.1. *Verfahren.* Beim Sekundärradar wird im Gegensatz zum Primärradar nicht die vom angestrahlten Zielobjekt zurückgestrahlte Energie empfangen und ausgewertet, sondern die von einem im Zielobjekt befindlichen Sender erzeugte und von ihm ausgestrahlte Energie (Abb. 1c). Das Zielobjekt wird daher zu einem aktiven Rückstrahler oder Sekundärstrahler, daher die Bezeichnung Sekundärradar. Die mit einem Sekundärradar erzielbare Reichweite ist wesentlich größer als die eines Primärradars, da der Übertragungsweg Beobachtungsort – Zielobjekt und zurück in zwei voneinander unabhängige Übertragungsstrecken zerlegt wird.

2.2.2. *Reichweitengleichung.* Die maximal erzielbare Reichweite im freien Raum ist gleich $r_{1\max} = \sqrt[2]{\frac{P_S A_S A_E q^2 f^2}{c^2 \psi F k T_0 B}}$. Dabei bedeuten P_S die Sendeleistung der Bodenstation, A_S die geometrische Antennenfläche der Sendeantenne der Bodenstation, A_E die geometrische Antennenfläche der Empfangsantenne der Bordstation, F den Rauschfaktor des Bordempfängers und B dessen Bandbreite. Die Formel gilt auch für $r_{2\max}$, wobei sich die Zuordnung zu Bordstation und Bodenstation umkehren. Für die praktisch ausnutzbare Reichweite ist die Erdkrümmung maßgebend, da die Ausbreitung der Welle für die beim R. üblichen Frequenzbereiche in Annäherung nach quasioptischen Gesetzen erfolgt. Die Entfernung bis zum geometrischen Horizont ist gegeben durch die Tangente an die kugelförmige Erdoberfläche zum Beobachtungspunkt; diese Entfernung beträgt (in km) $r_0 = 3{,}57\sqrt{h}$. Dabei ist h die Höhe des Beobachtungspunktes über der Erdoberfläche in m. Unter Berücksichtigung der Brechung bei Normalatmosphäre erhöht sich die Entfernung auf $r_R = \sqrt{\frac{4}{3}}\, r_0 = 4{,}12\sqrt{h}$. Diese Entfernung wird als *Sichtweite bei Normalatmosphäre* bezeichnet. Sie gilt auch für die quasioptische Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen beim R. Der dieser Entfernung entsprechende Horizont wird daher auch als *Radarhorizont* bezeichnet. Befinden sich das Radargerät in der Höhe h_1 und das Zielobjekt in der Höhe h_2, so beträgt die Entfernung unter Berücksichtigung der Brechung bei Normalatmosphäre $r_R = 4{,}12(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$.

2.3. *Rückstrahlquerschnitt.* Die relative Größe der von einem Zielobjekt reflektierten Leistung kann mit Hilfe einer reflektierenden Ersatzfläche beschrieben werden. Diese Ersatzfläche wird durch den Rückstrahlquerschnitt, auch *Radarquerschnitt* genannt, ausgedrückt. Er ist wie folgt definiert: Der Rückstrahlquerschnitt σ eines Zielobjektes ist die fiktive Fläche, deren Leistungsaufnahme so groß ist, daß bei isotroper Strahlung dieser Fläche am Empfangsort eine Strahlungsdichte erzeugt wird, die derjenigen Strahlungsdichte gleich ist, die das rückstrahlende Zielobjekt selbst erzeugt. Nach dieser Definition ist die fiktive Fläche gleich dem Querschnitt einer ideal leitenden Kugel, daher auch der Ausdruck *Rückstrahlquerschnitt.* Für geometrisch einfache Objekte kann σ als Spitzenwert bei direkter Spiegelung berechnet werden (Tab. 3). Für komplizierte Objekte, wie Luftfahrzeuge und Schiffe, muß dagegen mit dem mittleren Rückstrahlquerschnitt gerechnet werden (Tab. 4). Die Frequenzabhängigkeit des Rückstrahlquerschnittes ist bei Flugzeugen und Schiffen zu vernachlässigen, da die Abmessungen stets sehr groß zur Wellenlänge sind.

Hat das rückstrahlende Objekt eine Ausdehnung, die groß ist gegenüber der Ausdehnung des elektromagnetischen Feldes senkrecht zur

3 Berechnete Rückstrahlquerschnitte geometrisch einfacher Körper

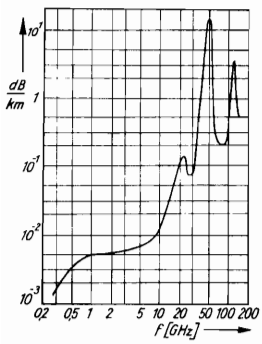
Zielobjekt				Rückstrahlquerschnitt σ (Spitzenwert)
Form	Abmessungen		Lage	
Kugel	Radius a	$2a\pi \ll \lambda$	beliebig	$(4{,}4 \cdot 10^4)\, a^6/\lambda^4$
		$2a\pi \gg \lambda$	beliebig	πa^2
ebene Platte	Fläche A	Umfang $\gg \lambda$	senkrecht zur Anstrahlrichtung	$4\pi A^2/\lambda^2$
Hertzscher Dipol	·	·	parallel zum E-Vektor	$0{,}18 \cdot \lambda^2$
$\lambda/2$-Dipol	·	·	parallel zum E-Vektor	$0{,}22 \cdot \lambda^2$
Zylinder	Radius a	$a \gg \lambda$	Achse senkrecht zur Anstrahlrichtung	
	Länge l	$l \gg \lambda$		$2\pi a l^2/\lambda$
Tripelspiegel	Dreieckseite a	$a \gg \lambda$	beliebig	$4\pi a^4/3\lambda^2$

4 Mittlere Rückstrahlquerschnitte von Luftfahrzeugen und Schiffen

Zielobjekt	Rückstrahlquerschnitt σ (Mittelwert) m^2
Strahltrieb-Jagdflugzeug	0,3···3
Flugzeug, 1 Kolbentriebwerk	5 ···10
kleines Flugzeug, 2 Triebwerke	15 ···20
mittleres Flugzeug, 2 Triebwerke	20 ···30
großes Flugzeug, 4 Triebwerke	50 ···100
kleines Frachtschiff	bis 150
Tanker	bis 2500
mittleres Frachtschiff	bis 8000
großes Frachtschiff	bis 15000

Ausbreitungsrichtung, so wird die Rückstrahlfläche von Sendeantenne und Entfernung abhängig; das trifft zu bei Wetterfronten mit Regen, Schnee, Hagel. Die Rückstrahleigenschaften derartiger rückstrahlender Objekte werden durch die frequenzabhängige Größe η ausgedrückt, wobei η als Bruchteil von 1 cm² Rückstrahlfläche je m³ äquivalenter Niederschlagsmenge angegeben wird.

2.4. *Atmosphärische Absorption und Rückstrahlung.* Die atmosphärische Absorption ist bei Frequenzen oberhalb 10 GHz zu berücksichtigen. Der atmosphärische Wasserdampf hat bei etwa 22,5 GHz eine Resonanzstelle, die eine Ausbreitungsdämpfung von 0,15 dB/km zur Folge hat. Sauerstoff hat eine Resonanz bei etwa 60 GHz, die zu einer Ausbreitungsdämpfung von 14 dB/km führt (Abb. 2).



2 Atmosphärische Dämpfung der elektromagnetischen Wellen infolge Resonanzabsorption in Abhängigkeit von der Frequenz f

Flüssige und feste Partikeln, wie sie in Regen, in kondensiertem Wasserdampf in der Atmosphäre sowie in Schnee und Hagel vorkommen, verursachen Absorption und Rückstrahlung. Die entsprechende Ausbreitungsdämpfung ist für Regen am größten. Die Rückstrahlung der Regentropfen wird durch den Rückstrahlquerschnitt angegeben. Die Rückstrahlung der Niederschlagspartikeln wird bei dem Wetterradar ausgenutzt, um Schlechtwettergebiete, die einen hohen Gehalt an rückstrahlenden Partikeln besitzen, nachzuweisen.

2.5. *Frequenzbereiche.* Der günstigste Frequenzbereich für ein bestimmtes Radargerät hängt von einer Vielzahl von Parametern ab, z. B. Verwendungszweck, zulässige atmosphärische Dämpfung, verfügbare Sendeleistung, Antennengröße. Weitbereichanlagen arbeiten bei Frequenzen unterhalb 1 GHz; sie benötigen große Antennen, um die notwendige Strahlbündelung zu erreichen. Frequenzen oberhalb 10 GHz sind wegen der atmosphärischen Dämpfung nur für kleine Entfernungen geeignet. Es ist international üblich, die einzelnen Frequenzbereiche mit Buchstaben zu bezeichnen (Tab. 5).

3. *Wirkungsprinzip der verschiedenen Radargeräte.*

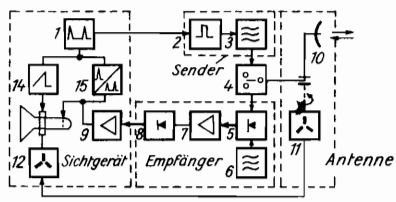
3.1. *Primärradar.* Beim Primärradar hat die empfangene Energie ihren Ursprung in der Energie der primären Strahlungsquelle des Senders. Diese Energie wird auf das Zielobjekt gestrahlt und von ihm zum Teil wieder zurückgestrahlt. Das Zielobjekt verhält sich passiv, daher auch die Bezeichnung *passive Rückstrahlortung.*

5 Radar-Frequenzbereiche

Bandbezeichnung		Frequenz in GHz	Wellenlänge in cm
Buchstabenkennzeichnung	Bereich GHz		
P	0,3	0,225··· 0,390	133,3 ···76,92
L	1	0,390··· 1,55	76,92···19,35
S	3	1,55 ··· 3,90	19,35··· 7,69
C	5	3,90 ··· 6,20	7,69··· 4,84
X	9	6,20 ···10,90	4,84··· 2,75
J	15	10,90 ···17,25	2,75··· 1,74
K	25	17,25 ···33,00	1,74··· 0,91
Q	40	33,00 ···46,00	0,91··· 0,65
V	50	46,00 ···56,00	0,65··· 0,54

Beim Primärradar unterscheidet man zwischen Impulsradar und CW-Radar.

3.1.1. Das *Primär-Impulsradar* arbeitet mit Impulsen. Abb. 3 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild einer Primär-Impulsradaranlage. Der Impulsgenerator (1) erzeugt eine Folge von Gleichspannungsimpulsen mit der Folgefrequenz f_i und der Impulsdauer t_i. Im Impulsmodulator (2) werden damit die vom Senderoszillator (3) erzeugten hochfrequenten Schwingungen getastet. Bei Radargeräten mit sehr großer Senderleistung erfolgt eine Nachverstärkung in einem Mehrkammerklystron. Die hochfrequente Energie gelangt über den Duplexer (4), der zur gegenseitigen Entkopplung von Sender und Empfänger dient, zur Antenne (10). Trifft die abgestrahlte hochfrequente Energie auf ein in der Entfernung r befindliches reflexionsfähiges Zielobjekt, so wird ein Teil der Energie zurückgestrahlt. Diese Radarechoimpulse werden von der Antenne empfangen. Die



3 Vereinfachtes Blockschaltbild einer Primär-Impulsradaranlage

Laufzeit vom Aussenden bis zum Empfang der Radarechoimpulse ist gleich $\tau = 2r/c$, wobei r die Entfernung und c die Ausbreitungsgeschwindigkeit sind. Die Radarechoimpulse gelangen zur Mischstufe (5) des Empfängers, an der gleichzeitig die vom Empfängeroszillator (6) erzeugte hochfrequente Spannung liegt. Die Frequenz des Empfängeroszillators wird so gewählt, daß nach der Mischung die Echoimpulse in der Zwischenfrequenz von etwa 35 MHz liegen. Die zwischenfrequenten Impulse werden verstärkt (7) und gleichgerichtet (8). Das durch die Gleichrichtung gewonnene Signal wird als Radar-Videosignal bezeichnet. Nach der Verstärkung (9) wird das Videosignal der Elektronenstrahlröhre (13) des Sichtgerätes zugeführt. Die Ablenkung des Elektronenstrahls der Elektronenstrahlröhre erfolgt mit Hilfe der Ablenkspulen, die vom Ablenkspannungsgenerator (14) gespeist werden. Der radiale Abstand des abgebildeten Echoimpulses

vom Nullpunkt auf dem Bildschirm ist proportional der Entfernung vom Radarstandort bis zum Zielobjekt. Zur Entfernungseichung dienen Impulsfolgen, die sich von den vom Impulsgenerator erzeugten Impulsen ableiten lassen (15). Um Antennenstrahlwinkel und die radiale Ablenkstrahlrichtung der Elektronenstrahlröhre des Sichtgerätes in Übereinstimmung zu halten, wird eine Drehwinkelübertragung (11, 12) verwendet.

Das Primär-Impulsradar hat einen großen Anwendungsbereich gefunden, insbesondere für zivile Aufgaben.

In der Luftfahrt werden angewendet: Rundsichtradar zur Überwachung des Luftverkehrs in Nahbereichen und auf der Strecke; Höhenmeßradar in Verbindung mit Rundsichtradar zur Bestimmung des Azimutes und des Elevationswinkels bzw. der Flughöhe von Luftfahrzeugen; Präzisionsanflugradar zur Führung der zur Landung anfliegenden Luftfahrzeuge; Rollfeldradar, d. i. ein Rundsichtradar mit besonders hoher Auflösung; Wetterradar in Boden- und Bordanlagen zur Ermittlung von Wetterfronten, indem die Rückstrahlung von Niederschlagspartikeln ausgenutzt wird; Impulshöhenmesser zur Bestimmung von Flughöhen über Grund, insbesondere von großen Höhen.

In der Schiffahrt setzt man das Rundsichtradar in Küstenstationen zur Überwachung des Schiffsverkehrs in Hafeneinfahrten ein sowie auf Schiffen zum Kollisionsschutz und zur Navigation.

In der Raumfahrt verwendet man Rundsichtradar und Höhenmeßradar zur Überwachung der Bahnen von Flugkörpern.

In der Wissenschaft dienen das Wetterradar und das Windradar zur Bestimmung meteorologischer Daten.

3.1.2. *CW-Radar.* Kennzeichnend für das CW-Radar (Abk. von engl. *c*ontinuous *w*aves) ist die kontinuierlich abgestrahlte hochfrequente Welle. Während beim Impulsradar die Informationen durch den Zeitvergleich der Impulse gewonnen werden, erfolgt das beim CW-Radar durch den Frequenzvergleich kontinuierlicher hochfrequenter Wellen. Der Frequenzvergleich wird dabei zwischen der Frequenz der gesendeten und der Frequenz der empfangenen hochfrequenten Welle vorgenommen. Um die Frequenz der beiden Wellen miteinander vergleichen zu können, muß die vom Sender abgestrahlte hochfrequente Welle in der Frequenz zeitabhängig periodisch verändert werden, d. h., die Welle muß frequenzmoduliert werden. Die nach diesem Verfahren arbeitenden Anlagen werden deshalb als FM-CW-Radar bezeichnet. Die vom Senderoszillator erzeugte hochfrequente Schwingung f_0 wird in ihrer Frequenz entsprechend der Modulationsfrequenz f_m zwischen den Extremwerten $(f_0 - \Delta f)$ und $(f_0 + \Delta f)$ verändert. Trifft die von der Sendeantenne abgestrahlte Welle auf ein Zielobjekt, so wird ein Teil der Energie zurückgestrahlt, von der Empfangsantenne aufgenommen und der Mischstufe des Empfängers zugeführt. Außerdem gelangt an die Mischstufe die vom Sender unmittelbar auf die Empfangsantenne gekoppelte Energie.

Der Momentanwert der Frequenz f_e der empfangenen Welle ist gegenüber dem Momentanwert der Frequenz f_s der abgestrahlten Welle um die Laufzeit $\tau = 2r/c$ verschoben. Durch die Mischung wird die Schwebungsfrequenz gewonnen, die sich aus der Differenz von f_s und f_e ergibt. Bei linearer Frequenzmodulation ist dann der mittlere Wert der Schwebungsfrequenz gleich $f_r = \frac{\tau \Delta f \cdot f_m}{4} = \frac{8 \Delta f \cdot f_m}{c} r$, wobei das Zielobjekt eine Entfernung r vom Standort des Radargerätes hat. Bleiben Frequenzhub Δf und Modulationsfrequenz f_m konstant, dann ist f_r ein Maß für die Entfernung r. Das bei der Mischung gewonnene Signal besitzt einen Phasensprung am Ende jeder Halbperiode des modulierenden Signals. Die Frequenz f_r ist somit nicht nach dem Resonanzverfahren meßbar, sondern es wird statt dessen ein Zählverfahren angewandt. Die Frequenz f_r ist aber nur in Sprüngen mit dem Betrag $(8\Delta fr)/c = 1$ meßbar. Es tritt daher ein systematischer Fehler $\Delta r = \pm c/8\Delta f$ auf, der auch *Stufeneffekt* genannt wird.

Das FM-CW-Radar findet vor allem Anwendung als Höhenmesser in der Luftfahrt sowie zum Kollisionsschutz in der Seefahrt.

3.2. *Sekundärradar.* Beim Sekundärradar wird die vom Empfänger der Radarstation aufgenommene hochfrequente Energie nicht durch Reflexion, d. h. passive Rückstrahlung, gewonnen, sondern wird durch einen Sender, der sich im Zielobjekt selbst befindet, erzeugt und abgestrahlt. Das Zielobjekt ist bei diesem Verfahren aktiv, daher auch die Bezeichnung *aktive Rückstrahlortung.* Da die vom Zielobjekt erzeugte und abgestrahlte hochfrequente Schwingung bezüglich ihrer Frequenz oder Modulation mit der vom Sender der Radarstation erzeugten hochfrequenten Schwingung korreliert ist, wird das Zielobjekt als sekundäre Strahlungsquelle bezeichnet. Die gesamte Anordnung führt dementsprechend die Bezeichnung Sekundärradar.

Das Sekundärradar arbeitet nach einem Abfrage- und Antwort-Verfahren. Die Abfrageeinrichtungen und die Einrichtungen für die Auswertung befinden sich in der Radarstation. Die Antworteinrichtungen befinden sich an Bord des Zielobjektes, dessen Position bestimmt werden soll. Bei dem in der Luftfahrt angewandten Sekundär-Rundsichtradar befinden sich die Abfrage- und Auswerteeinrichtungen in der festen Bodenstation. Die Abfrageeinrichtungen werden auch als *Interrogator*, d. h. Abfrager, bezeichnet. Die Antworteinrichtungen befinden sich an Bord des Luftfahrzeuges; sie werden als *Transponder*, d. h. Antworter, bezeichnet. Früher war auch die Bezeichnung *Radarbake* für die Antworteinrichtungen gebräuchlich.

Von der Bodenstation werden Abfragesignale ausgestrahlt und von der Bordstation empfangen. Hier lösen sie die Antwortsignale aus, die von dem zugeordneten Bordantwortsender ausgestrahlt und von dem in der Bodenstation stehenden Antwortempfänger aufgenommen werden. Aus der Laufzeit der Signale von der Bodenstation zur Bordstation und zurück ergibt sich die Entfernung des Zielobjektes.

Die Abfragesignale der Bodenstation werden mit einer Antenne, die eine hohe Richtwirkung besitzt, abgestrahlt. Da die Richtcharakteristik

neben dem Hauptmaximum noch Nebenmaxima besitzt, besteht die Gefahr, daß auch durch die Nebenmaxima Antworten ausgelöst werden. Es wird deshalb das Verfahren der Nebenkeulenunterdrückung angewandt, bei dem ein Abfrageimpuls mit Richtcharakteristik und zusätzlich ein Kontrollimpuls mit Rundstrahlcharakteristik zur Ausstrahlung kommen.

Die Bordstation arbeitet mit einer Antenne ohne Richtwirkung. Die an Bord empfangenen Abfrage- und Kontrollimpulse gelangen über einen Decoder zu einer Koinzidenzstufe, mit der gewährleistet wird, daß Nebenkeulensignale keine Antworten auslösen.

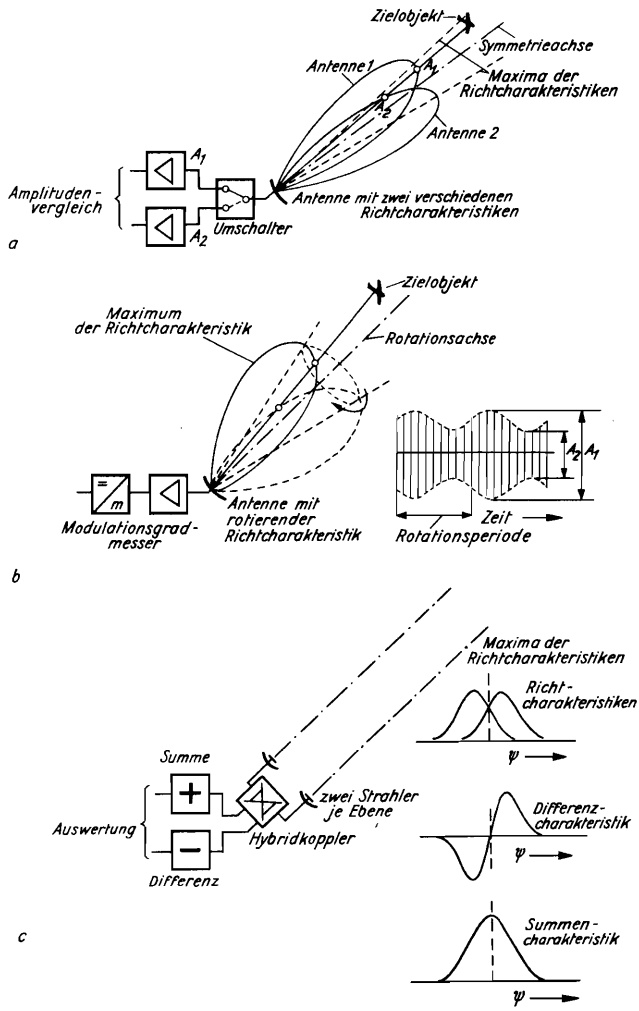
Einen besonderen Vorteil bietet das Sekundärradar dadurch, daß mit dem Antwortsignal zugleich weitere Informationen von Bord zur Bodenstation übertragen werden können, z. B. die Identifikation des betreffenden Luftfahrzeuges und dessen Flughöhe.

Das Sekundärradar findet in der Luftfahrt in zunehmendem Maße Anwendung, und zwar als Rundsichtradar. Gegenüber dem Primär-Rundsichtradar besitzt das Sekundär-Rundsichtradar den großen Vorteil, daß das Radarechosignal die Identifikation enthält und somit Fehldeutungen anonymer Radarsignale verhindert werden.

3.3 *Zielverfolgungsradar* (*Kursradar*). Es dient der ununterbrochenen Bestimmung der Position eines einzelnen Zielobjektes mit großer Genauigkeit und der Bestimmung der Flugbahn. Das Suchen des betreffenden Zielobjektes wird meist mit einem gesonderten Radargerät vorgenommen; es kann aber dafür auch das Zielverfolgungsradar selbst eingesetzt werden. Mit einem stark gebündelten Strahl wird das Zielobjekt erfaßt und verfolgt. Die Nachführung der Antenne erfolgt automatisch auf Grund der vom Zielobjekt zurückgestrahlten und vom Radarempfänger aufgenommenen Signale. Azimut und Erhebungswinkel lassen sich mit großer Genauigkeit bestimmen. Bei Verwendung sehr kurzer Impulse ist auch eine genaue Entfernungsmessung möglich. Aus den gemessenen Größen Azimut, Erhebungswinkel und Entfernung werden im Rechner Position und Flugbahn berechnet und außerdem die Steuersignale zum Nachführen der Antenne gebildet.

Es gibt im wesentlichen drei verschiedene Verfahren: Umschaltverfahren, konisches Suchverfahren und Monopulsverfahren. Das *Umschaltverfahren* arbeitet mit einer Antennenanlage, die umschaltbar zwei um einen Winkel versetzte gleichartige Richtcharakteristiken besitzt (Abb. 4a). Befindet sich das Zielobjekt abseits von der Symmetrieachse der beiden Richtcharakteristiken, so liefert das angestrahlte Zielobjekt bei Umschaltung der Antennencharakteristiken unterschiedliche Rückstrahlintensitäten A_1 und A_2. Die Antennenanlage wird nun so lange nachgesteuert, bis die Symmetrieachse mit der Richtung zum Zielobjekt zusammenfällt. In diesem Zustand ändert sich die Rückstrahlintensität bei der Umschaltung nicht. Aus dem Steuersignal läßt sich der Ablagewinkel bestimmen. Dieses Verfahren liefert nur den Richtungswinkel des Zielobjektes in einer Ebene. Um die räumliche Position des Zielobjektes bestimmen zu können, muß noch eine weitere Antennenanordnung mit zwei versetzten Richtcharakteristiken für die zweite Ebene vorgesehen werden.

Beim *konischen Suchverfahren* (engl. conical-scan-tracking) rotiert ein von einer stark bündelnden Antenne erzeugter Strahl um eine Rotationsachse (Abb. 4b). Die Richtungsgerade des Maximums der Richtcharakteristik beschreibt somit einen Kegelmantel, dessen Achse die Rotationsachse ist. Von der Antenne wird die hochfrequente Energie abgestrahlt. Ein Teil dieser Energie wird vom Zielobjekt zurückgestrahlt und von der Antenne wieder aufgenommen. Befindet sich das Zielobjekt in Richtung der Rotationsachse, so ist die Intensität der vom Zielobjekt zurückgestrahlten hochfrequenten Energie konstant, andernfalls ergeben sich Amplitudenschwankungen im Rhythmus der Rotation des Antennenstrahls. Diese Amplitudenschwankungen stellen eine Amplitudenmodulation dar, die gemessen werden kann und ein Maß für die Ablage des Zielobjektes von



4 Grundsätzliche Verfahren von Zielverfolgungsradar: *a* Umschaltverfahren, *b* Radar mit konischer Abtastung, *c* Monopulsradar (Amplitudensystem)

der Richtung der Rotationsachse ist. Die Amplitudenmodulation ist Null, wenn das Zielobjekt in Richtung der Rotationsachse liegt. Durch eine elektromechanische Steuerung der Antennenanlage, wobei der Betrag und die Phase der Amplitudenmodulation als Steuergrößen dienen, wird die Rotationsachse in die Richtung zum Zielobjekt gebracht.

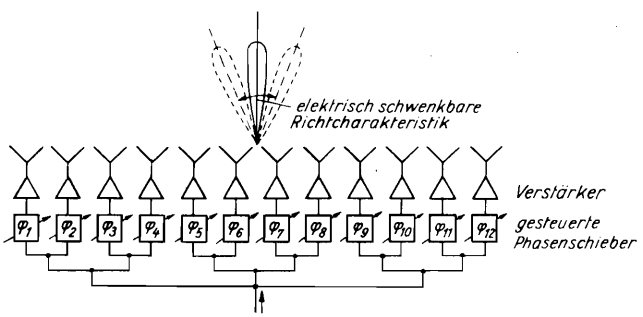
Das *Monopuls-Radar* ist dadurch gekennzeichnet, daß die Position eines Zielobjektes mit einem einzigen Impulssignal bestimmbar ist und keine mechanisch oder elektrisch bewirkten Strahlschwenkungen erforderlich sind. Man unterscheidet zwischen Amplituden- und Phasensystem.

Das *Amplitudensystem* besitzt eine Antennenanlage mit je zwei Strahlern in zwei senkrecht zueinander stehenden Ebenen (Abb. 4c). Die Maxima der Richtcharakteristiken der vier Strahler bilden mit der Symmetrieachse einen Winkel, so daß bei einer Ablage eines Zielobjektes von der Symmetrieachse in den vier Antennen unterschiedliche Amplituden der Empfangssignale auftreten, die durch die Rückstrahlung des Zielobjektes verursacht werden. Durch die Auswertung von Differenz- und Summensignalen, die jeweils für eine Ebene aus den Einzelsignalen gebildet werden, läßt sich die Richtung des Zielobjektes mit großer Genauigkeit ermitteln.

Das *Phasensystem* benutzt vier parallel ausgerichtete Antennen. Durch unterschiedliche Standorte der Antennen weisen die Empfangssignale Phasenunterschiede auf, die zur Winkelmessung verwendet werden.

Das *Phasen-Amplitudensystem* hat nur zwei Antennen. In der einen Ebene wird auf Grund der divergierenden Richtungen der Maxima der Richtcharakteristiken der beiden Antennen der Amplitudeneffekt ausgenützt, in der anderen Ebene wird dagegen die Phasenverschiebung als Meßgröße verwendet.

Das Zielverfolgungsradar wird in der Raumfahrt, der Raketentechnik und der Meteorologie sowie versuchsweise zur automatischen Landung in der Luftfahrt eingesetzt. Da die Nachführung der Antennenanlage sehr schnell erfolgen muß und bei mechanischer Schwenkung erhebliche Verzögerungen auftreten, wird in modernen Antennenanlagen die Richtcharakteristik elektrisch geschwenkt. Dazu wird eine größere Anzahl gleichartiger Einzelstrahler, z. B. Dipole oder Schlitzstrahler, verwendet, die über gesteuerte Phasenschieber und Verstärker angeschlossen sind (Abb. 5). Wegen der erforderlichen großen Anzahl von Phasenschiebern wird ein solches Antennensystem als „phased array", d. h. „phasengesteuerte Anordnung" bezeichnet. Eine derartige Anordnung kann sowohl auf der Sendeseite zur Erzeugung einer gerichteten Abstrahlung als auch auf der Empfangsseite zur Erzielung eines gerichteten Empfangs eingesetzt werden.



5 Elektrische Schwenkung der Richtcharakteristik (Phased-Array-Radar)

3.4. *Doppler-Radar.* Das Doppler-Radar beruht auf der Erscheinung, daß eine elektromagnetische Welle, die von einem Objekt ausgesendet wird, an einem Beobachtungspunkt mit einer von der Sendefrequenz abweichenden Frequenz wahrgenommen wird, wenn sich der Abstand zwischen Objekt und Beobachtungspunkt verändert. Die im Beobachtungspunkt wahrgenommene Frequenz ist gleich $f_1 = f_s \frac{1 + \frac{v}{c}\cos\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$. Dabei bedeuten f_s die Sendefrequenz, v die Geschwindigkeit des Objektes, c die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle und γ den Winkel zwischen Geschwindigkeitsvektor und Richtung vom Objekt zum Beobachtungspunkt.

Da die Geschwindigkeit v von Luftfahrzeugen und Raumflugkörpern sehr klein gegenüber der Ausbreitungsgeschwindigkeit c der Welle ist, gilt mit genügender Genauigkeit $f_1 = f_s(1 + \frac{v}{c}\cos\gamma)$. f_1 kann kleiner oder größer als die Sendefrequenz f_s sein, je nachdem, ob sich das Objekt vom Beobachtungspunkt entfernt oder sich ihm nähert.

Die Differenz zwischen der Sendefrequenz f_s und der Frequenz f_1 im Beobachtungspunkt ist die Dopplerfrequenzverschiebung f_d, häufig auch *Doppler-Frequenz* genannt: $f_d = f_1 - f_s = \frac{v}{c} f_s \cos\gamma$.

Ist das Objekt ein passiver Rückstrahler und wird es von einem am Beobachtungspunkt stehenden Sender mit der Frequenz f_s angestrahlt, so durchläuft die Welle den Weg zwischen Beobachter und Objekt zweimal. In diesem Fall wird im Beobachtungspunkt die empfangene Welle mit folgender Frequenz wahrgenommen: $f_2 = f_s \frac{\left(1 + \frac{v}{c}\cos\gamma\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$. Die Doppler-Frequenz ist dann in Annäherung gleich $f_d = \frac{2v}{c} f_s \cos\gamma$.

Das Doppler-Radar findet Anwendung bei der Geschwindigkeitsmessung, speziell beim Doppler-Navigationssystem.

Bei der *Geschwindigkeitsmessung* wird meist das Verfahren mit passiver Rückstrahlung verwendet. Gemessen wird die Doppler-Frequenz f_d. Bei bekannter Sendefrequenz f_s und bekanntem Winkel γ kann aus f_d die gesuchte Geschwindigkeit v bestimmt werden: $v = \frac{c}{2 f_s \cos\gamma} f_d$.

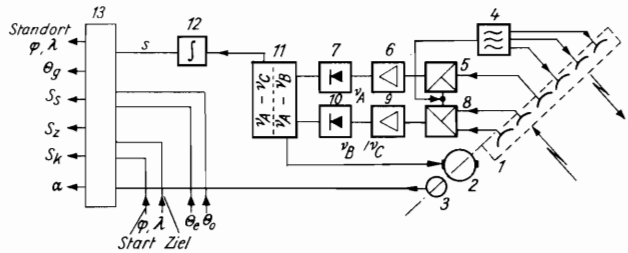
Dieses Verfahren wird beim *Verkehrsradar* benutzt, mit dem die Geschwindigkeit von Kraftfahrzeugen kontrolliert wird.

Das in der Luftfahrt verwendete *Doppler-Navigationssystem* gehört zur Gruppe der bordautonomen Systeme der → Funknavigation. Es besteht aus dem Doppler-Radar, mit dem die relative Geschwindigkeit des Luftfahrzeuges über Grund, d. h. in bezug zur Erdoberfläche, gemessen wird, sowie aus einem Rechner und den Anzeigevorrichtungen. Durch Integration der relativen Geschwindigkeit über die Zeit t wird der vom Luftfahrzeug in der Zeit t zurückgelegte Weg berechnet. Bei bekannten Koordinaten des Startortes kann dann mit Hilfe der Komponenten des zurückgelegten Weges der momentane Standort des Luftfahrzeuges berechnet werden.

Das Doppler-Radar benötigt zur Bestimmung der Geschwindigkeit über Grund mindestens drei nicht komplanare Strahlen. Meist werden vier Strahlen verwendet, die paarweise symmetrisch zur Längs- und Querachse des Luftfahrzeuges liegen, d. h. symmetrisch zur x- und y-Achse (Abb. 6). Die vier Strahlen sind A, B, C, D mit ihren Einheitsvektoren $\vec{A}$, $\vec{B}$, $\vec{C}$, $\vec{D}$. Die Winkel zwischen Strahlrichtung und Geschwindigkeitsvektor sind γ_A, γ_B, γ_C, γ_D. Die Winkel zwischen den Strahlrichtungen und den Achsen des Koordinatensystems sind bei allen Strahlen gleich. Die Doppler-Frequenz für den Strahl A ist gleich $v_A = \frac{2f_s}{c} v \cos \gamma_A = \frac{2f_s}{c} \vec{v}\vec{A}$, wobei $\vec{v}$ der Geschwindigkeitsvektor ist. Die Gleichungen für die Doppler-Frequenzen v_B, v_C, v_D der Strahlen B, C, D lauten sinngemäß. Mit drei aus den vier Gleichungen werden bei bekannter Sendefrequenz f_s die drei Geschwindigkeitskomponenten v_x, v_y, v_z bestimmt. Unter Verwendung der Längs- und Querneigungswinkel des Luftfahrzeuges läßt sich daraus die Geschwindigkeitskomponente über Grund berechnen.

Eine andere Methode zur Berücksichtigung der Längs- und Querneigung besteht darin, die Strahler an einer Plattform zu befestigen und die Plattform zu stabilisieren. Dazu muß die Plattform so gedreht werden, daß sie stets horizontal liegt und ihre Symmetrieachse in Richtung Kurs über Grund zeigt. Die Symmetrieachse ist die x-Achse des mit der Plattform starr verbundenen Koordinatensystems. Die Bedingung für die Übereinstimmung von Symmetrieachse und Kurs über Grund ist gegeben, wenn die Doppler-Frequenzen von Strahl A und B oder von C und D einander gleich sind. Es wird eine der Differenz der Doppler-Frequenzen der Strahlen A und B oder C und D proportionale Steuerspannung gebildet und damit mit Hilfe eines Servomotors die Plattform gedreht, bis die Differenz Null ist. Der Winkel der Drehung ist der Abdriftwinkel. Nach erfolgter Plattformdrehung werden die Differenzen der Doppler-Frequenzen der symmetrisch zur y-Achse liegenden Strahlen A und C oder B und D bestimmt. Daraus ergibt sich dann die gesuchte Geschwindigkeit über Grund. Durch Integration der Geschwindigkeit über die Flugzeit wird der in dieser Zeit zurückgelegte Flugweg gewonnen. Die Zahlenwerte werden in den Rechner gegeben.

Abb. 7 zeigt schematisch den Aufbau einer Doppler-Navigationsanlage, die drei Strahlrichtungen und somit drei Sendeantennen und drei Empfangsantennen besitzt. Die vierte Strahlrichtung ist zwar grundsätzlich nicht erforderlich, sie ermöglicht aber die Verwendung eines einfacheren Rechners und wird daher häufig angewandt.

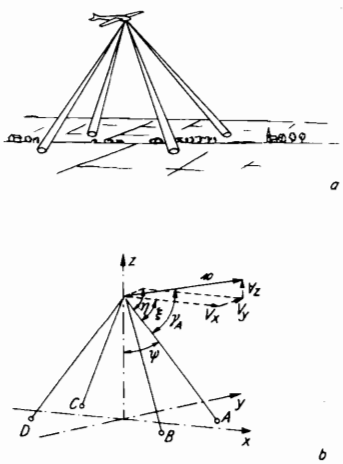


7 Vereinfachtes Blockschaltbild eines Doppler-Navigators mit Antennenstabilisierung

Dem Rechner werden manuell zusätzlich folgende Daten eingegeben: Koordinaten von Startort und Zielort, Steuerkurs, Sollkurs. Der Rechner liefert folgende Daten: momentaner Standort in geographischen Koordinaten, Kurs über Grund, Abdriftwinkel, Flugweg vom Startort, Flugweg bis zum Ziel, noch fliegbare Strecke auf Grund des Kraftstoffvorrates.

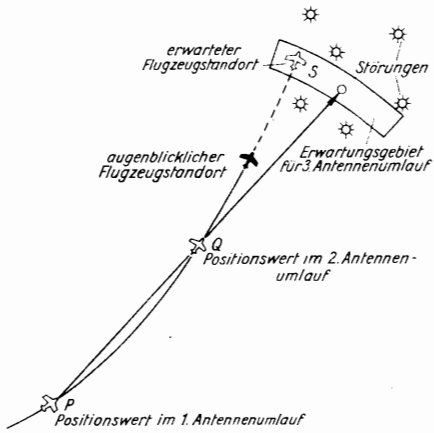
4. *Spezielle Radarverfahren.* Zur Erhöhung der Leistungsfähigkeit von Radaranlagen sind in den letzten Jahren mehrere spezielle Verfahren entwickelt worden, von denen zwei kurz erläutert werden.

4.1. *Digital-Radar.* Es wird angestrebt, die in einem Radarsignal enthaltene Information von einem Rechner auswerten zu lassen. Dazu müssen jedoch die vom Radargerät gelieferten Signale so aufbereitet werden, daß sie vom Rechner verarbeitet werden können. Erstens müssen die Echoimpulse digitalisiert werden, und zweitens muß die Geschwindigkeit, mit der die Radarinformation anfällt, an die Eingabeleistung des Rechners angepaßt werden.



6 Strahlungsschema eines Doppler-Radars: *a* Anordnung, *b* Winkel und Komponenten

Eine komplexe Anlage besteht aus 1) dem Rundsichtradar, das die Zielobjekte entdecken und orten muß; 2) dem Digitaldetektor zur Aufbereitung der rohen Radarinformationen, damit diese in den Rechner eingespeist werden können; 3) dem Rechner, der die anfallenden Daten zur Ermittlung des Verkehrsbildes auswertet; 4) den Ausgabeeinrichtungen, z. B. Drucker, Tableau oder Sichtgerät. Der Digitaldetektor betrachtet die Echoimpulse jeweils eines Antennenumlaufs und wertet sie aus. Der Rechner hat die Möglichkeit, Positionswerte nicht nur innerhalb eines Antennenumlaufs in Beziehung zu setzen, sondern über mehrere Antennenumläufe hinweg. Die Taktik der Zielverfolgung nutzt dabei folgende Tatsache aus: Ein falscher Positionswert eines Antennenumlaufs hat mit einem solchen des darauffolgenden keine Beziehung, ihre Lage ist rein zufällig. Bei den Positionswerten von echten Zielobjekten ist die Lage zueinander durch die Bewegungseigenschaften des Zielobjektes determiniert. Aus der Kenntnis zweier Zielobjektpositionen läßt sich somit ein begrenztes Erwartungsgebiet angeben, in dem die nächste zu erwartende Zielposition erscheinen muß (Abb. 8). Tastet die Radarantenne den fraglichen Winkelraum ab, in dem das Erwartungsgebiet liegt, so werden alle dort erscheinenden Positionswerte auf Zugehörigkeit geprüft. Fällt ein solcher Positionswert in das Erwartungsgebiet, so wird er als Zielposition gewertet. Dieser und der letzte Positionswert werden wieder verknüpft und ergeben das nächste Erwartungsgebiet. Die konsekutive Anwendung dieses Prinzips sichert die Verfolgung des betrachteten Zielobjektes. Der Rechner erledigt das gleichzeitig für alle im betreffenden Luftraum befindlichen Luftfahrzeuge. Dabei müssen alle Rechenprozesse jeweils in der relativ kurzen Zeit eines Antennenumlaufs abgeschlossen sein. Durch dieses Prinzip werden fast alle Störimpulse ausgeschieden, insbesondere bleiben die außerhalb eines Erwartungsgebietes liegenden Positionen unberücksichtigt.



8 Vereinfachte Darstellung des berechneten Erwartungsgebietes beim Digital-Radar

Die Ausgabe der berechneten Daten kann entweder durch alphanumerische Zeichen mit Druckern oder durch analoge Darstellung mit elektronischen Sichtgeräten erfolgen.

4.2. *Laser-Radar* (*optisches R.*). Die kohärente Strahlung des → Lasers ist wegen der Möglichkeit der außerordentlich hohen Strahlbündelung für die Anwendung in der Radartechnik hervorragend geeignet. Das optische R., für das die Bezeichnung *Colidar* (Abk. von engl. *co*herent *li*ght *d*etecting *a*nd *r*anging) gebräuchlich ist, arbeitet im Prinzip genau so wie das im Hochfrequenzbereich arbeitende R. Die von einem Laser über ein optisches Linsensystem ausgesendeten Lichtimpulse werden nach ihrer Reflexion am Zielobjekt mit einem Spiegelteleskop aufgefangen. Durch ein Filter wird störendes Fremdlicht unterdrückt und dadurch das Signal/Rausch-Verhältnis verbessert. Das empfangene Laserlicht wird einer Photoröhre zugeführt, die ein elektrisches Signal abgibt, das dem üblichen Radarsignal entspricht und in bekannter Weise im Sichtgerät angezeigt wird. Wegen der lichtabsorbierenden Wirkung der Atmosphäre ist das optische R. für den Einsatz in Erdnähe weniger geeignet, dagegen bietet es im Weltraum wegen des verhältnismäßig geringen Aufwandes und der erzielbaren großen Winkelauflösung erhebliche Vorteile.

5. *Anzeige und Auswertung der Radarinformation*. Die vom Radargerät gelieferte Information muß für die Auswertung in geeigneter Form zur Verfügung gestellt werden. Die Auswertung erfolgt in den meisten Fällen durch den Menschen. Die Auswertung mit Hilfe von Rechnern beschränkt sich zur Zeit auf Sonderfälle, doch wird sie in Zukunft vorherrschen. Für die Auswertung der Radarinformation (im wesentlichen Winkel- und Entfernungsangaben) durch den Menschen eignet sich die analoge Darstellung in Form der Abbildung auf dem Schirm einer Elektronenstrahlröhre. Dabei kann diese Darstellung vollständig die originale Information wiedergeben, wie sie vom Radargerät geliefert wird. Es ist aber auch möglich, die Information erst nach Beseitigung der Störungen, die der Information überlagert sind, wiederzugeben.

Für die Auswertung der Radarinformation durch einen Rechner ist es notwendig, die vom Radargerät in analoger Form gelieferte Information in die digitale Form umzusetzen.

5.1. *Darstellung der Original-Radarinformation*. Die Abbildung der Original-Radarinformation auf dem Schirm einer Elektronenstrahlröhre wird auch als *rohes Radarbild* bezeichnet. Die Darstellungsart hängt vom Verwendungszweck der Radaranlage ab und ist daher mit der Abtastart eng verknüpft. So wird meist die Anzeige einer Rundsichtanlage panoramaähnlich sein, wobei die erfaßten Zielobjekte auf einer ebenen Fläche im richtigen Azimut in einem Abstand von dem gekennzeichneten Antennenstandort aus dargestellt sind. Diese zweidimensionale Darstellung wird als ***PPI*** (engl. *p*lan *p*osition *i*ndicator, ‚ebene Positionsanzeige') bezeichnet. Bei einem Zielverfolgungsradar wird meist nur die Entfernung bildlich wiedergegeben, während die Winkelinformation durch Drehmeldesysteme oder Ziffernanzeigevorrichtungen angegeben wird. Eine für die Praxis brauchbare dreidimensionale Darstellung, mit der die Position eines Zielobjektes im Raum angezeigt werden kann, ist noch nicht vorhanden. Hier hilft

man sich meist mit der Kombination von zwei zweidimensionalen Darstellungen.

5.2. *Darstellung festzeichenfreier Radarinformation.* Alle Objekte und Partikeln, die einen gewissen Anteil der aufgestrahlten hochfrequenten Energie zurückstrahlen, ergeben beim Primärradar entsprechende Echosignale. Daher enthält das Radarsignal meist außer den gewünschten Echosignalen von beweglichen Objekten, z. B. Schiffen und Luftfahrzeugen, auch unerwünschte Echosignale von festen Objekten, z. B. Häusern, Schornsteinen, Bäumen u. a. Diese *Festzeichen* erschweren die Auswertung eines Radarbildes oder machen sie sogar unmöglich. Um trotz vorhandener fester Objekte eine auswertbare Darstellung der Radarsignale beweglicher Objekte zu gewährleisten, wird das Verfahren der *Festzeichenlöschung* angewandt. Dazu wird die Tatsache ausgenutzt, daß bewegliche Objekte gegenüber dem ruhenden Radargerät meist eine radiale Geschwindigkeitskomponente besitzen und daher die hochfrequente Trägerschwingung des Radarsignals eine Doppler-Frequenzverschiebung aufweist. Alle Echosignale, die keine Doppler-Frequenzverschiebung besitzen, werden unterdrückt und nicht angezeigt. Somit kommen nur Radarsignale von beweglichen Objekten zur Anzeige (engl. moving target indication, ‚Anzeige beweglicher Objekte').

5.3. *Darstellung synthetischer Radarinformation.* Die Auswertung der auf dem Schirm einer Elektronenstrahlröhre wiedergegebenen Original-Radarinformation sowie die der festzeichenfreien Radarinformation ist bei vorhandenen Störsignalen, die z. B. durch fremde funktechnische Einrichtungen verursacht werden, schwierig bzw. unmöglich. Nur eine von allen unerwünschten Echo- und Störsignalen befreite Radarinformation vermittelt ein leicht auswertbares, eindeutiges und fehlerfreies Bild der vorhandenen Verkehrslage. Eine derartige Radarinformation wird z. B. von einem Digitaldetektor in Verbindung mit einem Rechner geliefert (siehe Abschn. 4.1.). Die digitalisierte Information kann zur topographischen Darstellung verwendet werden, wozu Digital-Analog-Bildgeräte benutzt werden. Jedes Zeichen, das einem echten Zielobjekt entspricht, erscheint dann auf der Bildfläche eindeutig und frei von irgendwelchen Störzeichen. Zur Abbildung werden Symbole verwendet, die z. B. je nach Art des Zielobjektes unterschiedlich sein können. Ein in dieser Weise erzeugtes Radarbild wird auch als *synthetisches Radarbild* oder *gereinigtes Radarbild* bezeichnet. In das Bild können ohne besondere Schwierigkeiten noch Kenndaten, Kartensymbole, Begrenzungsmarkierungen u. a. eingefügt werden.

Lit. Bopp, Paul, Taeger: R., Grundlagen und Anwendung (Berlin 1965); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd III (Berlin 1967).

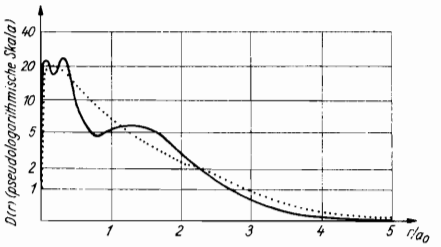
Radargleichung, → Radar 2.1.2).

Radarhorizont, → Radar 2.2.2).

Radarquerschnitt, → Radar 2.3).

Radialbeschleunigung, → Beschleunigung.

radiale Dichteverteilung, $D(r)$; $D(r)\,dr$ ist die Anzahl der im Mittel in einer Kugelschale der Dicke dr enthaltenen Teilchen, z. B. Elektronen der Atomhülle. Es gilt $D(r) = 4\pi r^2 \varrho(r)$, wobei r den Abstand eines Elektrons vom Atomkern und $\varrho(r)$ die mittlere Elektronendichte bedeuten. Besonders bei den Atomen der Edelgase zeigt $D(r)$ eine deutliche Schalenstruktur der räumlichen Dichteverteilung der Elektronen (Abb.).



Radiale Dichteverteilung $D(r)$ in Einheiten a_0^{-1} beim Argonatom nach Hartree (–) und Thomas-Fermi (...). a_0 ist der Bohrsche Wasserstoffradius

radiale Eigenfunktion, → Einelektronenproblem.

Radialgeschwindigkeit, → Geschwindigkeit.

Radialkraft, → Kraft.

Radialteil der Wellenfunktion, → Einelektronenproblem.

Radiant, rad, SI-Ergänzungseinheit für den ebenen Winkel. 1 rad ist die Größe des ebenen Winkels zwischen zwei Radien eines Kreises, die aus dem Kreisumfang einen Bogen von der Länge des Radius ausschneiden. Vorsätze erlaubt. 1 rad = 57,29578° (Altgrad) = 63,66197^g (Neugrad).

Radienquotient, → Ionenradius.

Radikale, 1) ein- oder mehrwertige eng verbundene Atomgruppen, die häufig als charakteristische Bestandteile eines Moleküls oder Kristallgitters auftreten und meist in Form eines Ions mit den anderen Bestandteilen verbunden sind, z. B. $(SO_4)^{2-}$ in Na_2SO_4, $ZnSO_4$, H_2SO_4.

2) *Freie R.* sind Gruppen von Atomen, die durch chemische Bindung verbunden und durch die Anwesenheit von einem (Monoradikal) oder zwei (Biradikal) ungepaarten Elektronen charakterisiert sind. Sie können auf Grund ihres paramagnetischen Verhaltens nachgewiesen werden. Die freien R. können geladen sein (Ionenradikale). Monoradikale sind z. B. $(OH)^-$, $(CH_3)^-$, Biradikale z. B. $(SO_4)^{2-}$. Instabile R. rekombinieren zu nichtparamagnetischen Molekülen, z. B. $(CH_3)^- + (CH_3)^- \rightarrow C_2H_6$.

Die Bildung von freien R.n geschieht einmal durch Bestrahlung, z. B. von Gammastrahlen, Neutronen, oder durch chemische und photochemische Einwirkung auf die Stoffe. Die verbreitetste Methode des Nachweises und der Analyse freier R. ist die paramagnetische Elektronenresonanz.

Radioaktinium, → Thorium.

radioaktiv, → Radioaktivität.

radioaktive Altersbestimmung, unexakte Bezeichnung für → physikalische Altersbestimmung.

radioaktive Familien, *radioaktive Zerfallsreihen,* Zuordnung der im natürlichen Uran oder Thorium vorkommenden radioaktiven Nuklide zu einzelnen Folgen radioaktiver Zerfallsprodukte. Die einzelnen Nuklide einer r.n Familie gehören genetisch zusammen. Es sind vier r. F. bekannt:

radioaktive Indikatoren

Bezeichnung der Reihe	Mutter-substanz	Ende	Masse-zahl $A =$
Uran-Radium-Reihe	^{238}U	^{206}Pb	$4n + 2$
Uran-Aktinium-Reihe	^{235}U	^{207}Pb	$4n + 3$
Thoriumreihe	^{232}Th	^{208}Pb	$4n + 0$
Neptuniumreihe	^{237}Np	^{209}Bi	$4n + 1$

Alle r.n F. beginnen mit dem längstlebigen Glied, der Muttersubstanz, und enden mit einem stabilen Kern. Die stabilen Endprodukte $^{205}_{82}$Pb, $^{207}_{82}$Pb, $^{208}_{82}$Pb und $^{209}_{83}$Bi werden als *radiogen* bezeichnet. Unter den Zerfallsprodukten der r.n F. bildet sich ein Gleichgewicht aus. Für langlebige *Muttersubstanzen*, z. B. U-238, verhalten sich die Atomanzahlen der Zerfallsprodukte, auch *Tochtersubstanzen* genannt, wie ihre Halbwertszeiten. Ein *Übergangsgleichgewicht* stellt sich ein, wenn die Halbwertszeit der Muttersubstanz nicht groß gegenüber der Tochtersubstanz ist. Die Umwandlung der Kerne r.r F. erfolgt unter α-, β- und γ-Emission (→ radioaktiver Zerfall). Da in den r.n F. nach α-Emission häufig zwei β^--Zerfälle folgen, existieren oft mehrere Isotope eines Elements in einer Zerfallsreihe, z. B. U-238 und U-234, Po-214, Po-218 und Po-210 in der Uran-Radium-Reihe.

radioaktive Indikatoren, → Tracer, → Neutronendetektor.

radioaktive Infektion → radioaktive Kontamination.

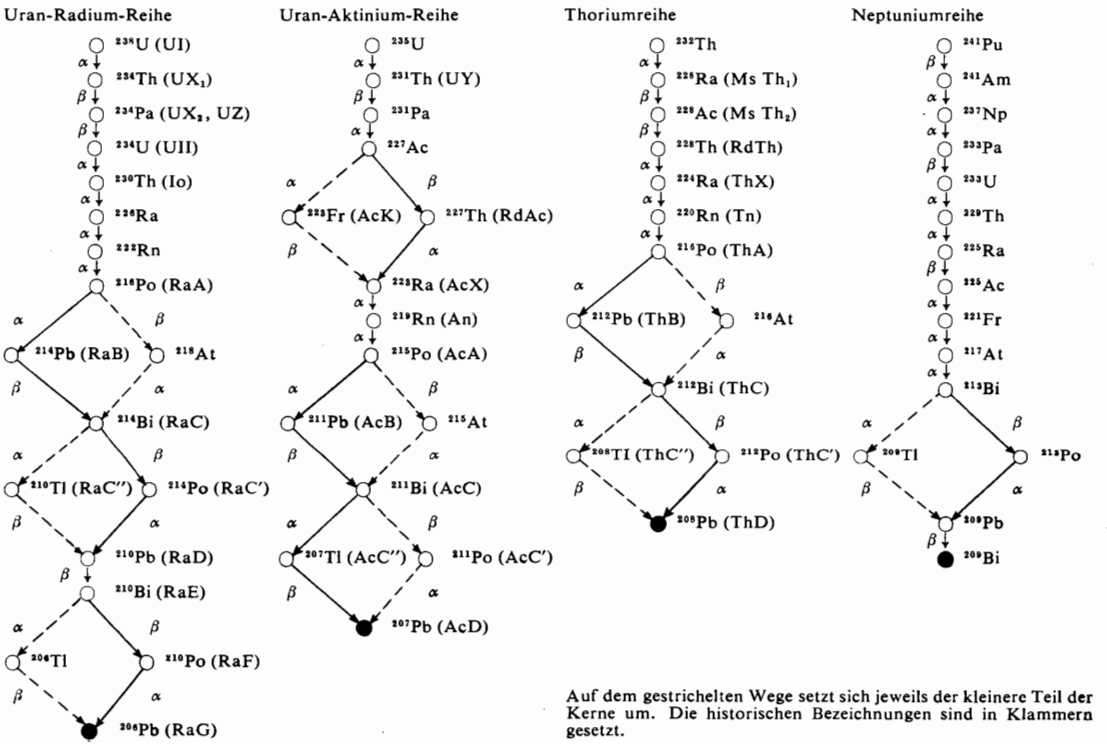
radioaktive Isotope, → Radionuklide.

radioaktive Kontamination, *radioaktive Infektion*, *Verseuchung*, die unerwünschte Verteilung radioaktiver Substanzen über Räume, Menschen, Tiere, Pflanzen, Gegenstände, Ausrüstungen, Maschinen, Einrichtungen, Arbeits-, Wand- und Bodenflächen, Kleidung, in der Luft, in Wasser und Lebensmitteln derart, daß sie gesundheitsgefährdend werden bzw. daß gewisse Einrichtungen oder Erzeugnisse für den vorgesehenen Zweck unbrauchbar gemacht werden. Der Fachausdruck Kontamination bedeutet soviel wie Verschmelzung. Die Entfernung der Radioaktivität heißt → Dekontamination. Sie gehört wie die Kontrolle der radioaktiven K. zu den Aufgaben des → Strahlenschutzes. Ein gewisses Ausmaß der radioaktiven K. wird als zulässig angesehen (→ Strahlenschutzgrenzwerte). Von besonderer Bedeutung ist die radioaktive K. der Biosphäre durch den Fallout.

Gelegentlich nennt man auch die Vergiftung von Kernbrennstoffen (→ Brennstoffvergiftung) infolge der Anhäufung von neutronenabsorbierenden Spaltprodukten Kontamination, obwohl dieser Ausdruck für die Verseuchung von Arbeitsplätzen, Räumen, des Wassers u. a. durch radioaktive Stoffe gebraucht wird.

Die r. K. von Gelände, Gebäuden, Gegenständen und Lebewesen tritt z. B. als Folge radioaktiver Kampfstoffe auf, das sind Folgeprodukte von Kernreaktionen, die als Aerosol z. B. nach Detonation einer Kernwaffe oder als Müll, d. h. Abfallprodukte gelenkter Kernreaktionen, die Luft, das Gelände und damit Menschen und Gegenstände verseuchen können. Die Gefährdung für den Menschen ist durch ionisierende Strahlung als Folge des radioaktiven Zerfalls und durch die Radiotoxizität der Spaltprodukte im Falle der Inkorporation gegeben. Außerdem kann r. K. bei Lebewesen, Personen,

Die radioaktiven Familien



Auf dem gestrichelten Wege setzt sich jeweils der kleinere Teil der Kerne um. Die historischen Bezeichnungen sind in Klammern gesetzt.

Gegenständen und Materialien durch natürlich vorkommende radioaktive Substanzen, bei kernphysikalischen Versuchen oder beim Betrieb von Kernreaktoren auftreten. Da die Mengen der radioaktiven Substanzen, die eine r. K. bewirken, oft außerordentlich klein sind, wird die r. K. durch unbeabsichtigtes Verschleppen meist auf größere Bereiche ausgedehnt; selbst bei sehr kleinen Aktivitäten können dadurch Meßgeräte oder ganze Laboratorien u. U. für sehr lange Zeit für empfindliche kernphysikalische Messungen unbrauchbar werden. Ausgedehnte r. K. ist eine Gefährdung für mehr oder weniger große Personengruppen vor allem wegen der Möglichkeit, daß radioaktive Substanzen über die Atmungsorgane, durch die Haut oder durch Wunden, vor allem aber durch Aufnahme verseuchter Nahrung über den Verdauungstrakt inkorporiert werden, d. h. in den menschlichen Organismus gelangen.

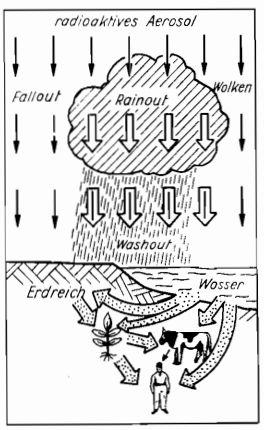
radioaktiver Abfall, 1) *radioaktiver Rückstand, radioaktives Abprodukt, Atommüll,* allé in gasförmiger, flüssiger oder fester Form anfallenden radioaktiven oder kontaminierten Stoffe, die in der Industrie, bei der Benutzung oder Aufbereitung von radioaktiven Stoffen in Krankenhäusern oder radiochemischen Laboratorien keine weitere Nutzung als Strahlenquelle erfahren bzw. die beim Betrieb von Reaktoren oder Brennstoffaufbereitungsanlagen nicht mehr als Spaltmaterial verwendet werden können. Lediglich r. A. mit sehr geringer spezifischer Aktivität darf mit entsprechender Genehmigung auf normalen Müllhalden abgelegt werden. R. A. höherer spezifischer Aktivität kann bei kurzlebigen Nukliden nach Zwischenlagerung in Abklingbehältern auf die gleiche Weise beseitigt werden, muß aber im allgemeinen gesondert behandelt werden. Entsprechend ihrer radiobiologischen Giftigkeit müssen die r. A.e so behandelt werden, daß die Menschheit biologisch nicht gefährdet wird. Zu diesem Zwecke sind spezielle Methoden zur Entaktivierung bzw. Dekontamination sowie zur Abfallkonzentrierung entwickelt worden. Meist wird eine Volumenreduktion des radioaktiven Abfalls angestrebt, bei festen Stoffen durch Verpressen oder Verbrennen sowie durch biologische Prozesse, bei Flüssigkeiten durch Ionenaustauschverfahren, chemische Fällung, Eindampfen u. a. Um ein Austreten radioaktiver Stoffe in den Boden, in das Grund- oder Oberflächenwasser zu verhindern, werden die Abfallkonzentrate durch Einbetten in Bitumen, Glasschmelzen, Asphalt, Beton u. a. in eine widerstandsfähige Form gebracht und endgültig eingelagert. Die evtl. entstehende Wärme muß durch ein Kühlsystem abgeführt werden. Die Lagerbunker, zumeist aus Blei- oder Edelstahlgefäßen bestehend und von dicken Betonwänden umschlossen, müssen sehr alterungsbeständig sein und dürfen unter der Einwirkung von radioaktiver Strahlung keine Zerstörung erleiden. Die strahlensicheren und wasserdichten Behälter, auch → Kontainer genannt, werden in verlassenen Bergwerken oder in strahlensicheren, wasserdichten Betonbunkern gelagert und in Gräben der Ozeane versenkt. Die sichere Lagerung und Handhabung des radioaktiven A.s ist eine Voraussetzung für die Kernenergieerzeugung im großen Maßstab. Besondere Bedeutung erlangt die Endbeseitigung des radioaktiven Abfalls von Kernkraftwerken, bei dem die Spaltprodukte von Cs-137 und Sr-90 mit jeweils etwa 30 Jahren Halbwertszeit die Hauptrolle spielen. Es wird nach Möglichkeiten für die Nutzung dieser Spaltprodukte gesucht, z. B. ist Cs-137 als γ-Strahlungsquelle für großtechnische Bestrahlungen und Sr-90 für die Wärme- und Stromerzeugung geeignet. Außerdem ist eine Nutzung des radioaktiven A.s in der Strahlenchemie, zur Verbesserung der Eigenschaften von Werkstoffen, in Kunststoffveredlung bei der Strahlungspolymerisation, zur Sterilisation von Lebensmitteln u. a. möglich. Statt von radioaktivem Abfall wird deshalb besser von radioaktiven Abprodukten gesprochen.

2) Bezeichnung für die zeitliche Abnahme der → Aktivität einer radioaktiven Substanz gemäß dem exponentiellen Zerfallsgesetz. Bei der graphischen Darstellung auf halblogarithmischem Koordinantenpapier erhält man für den r. A. eines nichtzusammengesetzten Strahlers eine Gerade in Abhängigkeit von der Zeit; bei zusammengesetzten Strahlern entsprechend eine Superposition derartiger Abfall-Geraden. Bei radiometrischen Messungen muß der r. A. durch eine Korrektion, die durch den zeitlichen Aktivitätsverlust hervorgerufen ist, berücksichtigt werden.

radioaktiver Auswurf, die von einem Kernkraftwerk oder einer anderen Kernanlage mit der Abluft oder dem Abwasser in die Umgebung abgegebenen radioaktiven Stoffe, charakterisiert durch deren Aktivität. Der r. A. wird durch die maximal zulässigen Konzentrationen radioaktiver Nuklide begrenzt, die in der Luft von bewohnten Gebieten und im Trinkwasser nicht überschritten werden dürfen (→ Strahlenschutzgrenzwerte). Durch hohe Schornsteine, Radioaktivfilter, die Einrichtung von Schutzgebieten und andere Maßnahmen muß die Kontamination bewohnter und für die menschliche Ernährung genutzter Gebiete in zulässigen Grenzen gehalten werden.

radioaktiver Kohlenstoff, → Radiokohlenstoff.

radioaktiver Niederschlag, das Ausfallen von in die Atmosphäre gelangten (injizierten) radioaktiven Teilchen aus von ihnen gebildeten radioaktiven Aerosolen, das zu einer Kontamination der Biosphäre führt. Sie entstehen z. B. infolge



Radioaktiver Niederschlag

radioaktiver Rückstand

von Kernwaffenexplosionen, wobei große Mengen von Spaltprodukten erzeugt und z. T. mit riesigen Staubmengen bis in die Stratosphäre hochgeschleudert werden. Die Halbwertszeiten der häufigsten Spaltprodukte liegen zwischen 10 und 60 Tagen. Die Aktivität klingt in der Zeit t nach der Explosion mit etwa $t^{-1/2}$ ab. Die Spaltprodukte können sich an die in der Atmosphäre stets vorhandenen Staubteilchen anlagern und damit als feste Sedimente, wie z. B. staub- und radioaktive Asche, direkt ausfallen, d. h. als *Fallout* auf die Erdoberfläche gelangen. Sie können aber auch als Kondensationskerne für eine Tröpfchenbildung dienen und dann, bei genügender Größe, als Regenschauer, *Rainout*, niedergehen. Das Ausscheiden der Aerosole über die atmosphärischen Niederschläge durch Anlagerung an fertige Niederschlagsteilchen heißt *Washout*, dessen etwa fünffache Wirkung der Rainout hat. Außer den künstlichen Spaltprodukten sind auch natürliche radioaktive Substanzen im Regen vorhanden. Die Zusammensetzung des radioaktiven N.s hängt von der Zeit zwischen der Explosion von Kernwaffen und der Messung des radioaktiven N.s ab. Größere Partikeln und nur in die Troposphäre gelangte Spaltprodukte fallen innerhalb von 24 Stunden nach der Explosion in unmittelbarer Nähe des Explosionsortes bis zu einem Umkreis von rund 1000 km als *lokaler r. N.* auf den Boden. Die kleinen Partikeln in den Aerosolen halten sich bis zu einigen Jahren in der Stratosphäre und bleiben infolge der stärkeren West-Ost-Strömungen bevorzugt im Bereich des Breitenkreises der Injektion, bis sie irgendwo als *globaler r. N.* auf den Boden gelangen. Besonders gering ist eine Ausbreitung über den Äquator hinweg. Die nördliche Hemisphäre ist deshalb durch den globalen radioaktiven N. stärker kontaminiert als die südliche. Die Aktivität des r. N.s ist meteorologischen Schwankungen unterworfen. Einzelne hochradioaktive Teilchen im radioaktiven N. mit einer Aktivität bis zu einigen 10^{-8} Ci nennt man *heiße Teilchen*. Der radioaktive N. kann durch den Stoffkreislauf in der Natur zu einer beträchtlichen Konzentrierung langlebiger radioaktiver Nuklide im (menschlichen) Organismus und damit zu → Strahlenschäden führen. Die Strahlengefährdung besonders durch Sr-90 erfordert eine Kontrolle aller Biomedien auf Kontamination durch den radioaktiven N. (→ Strahlenschutz).

radioaktiver Rückstand, svw. radioaktiver Abfall 1).

radioaktiver Standard, ursprünglich Präparate aus sehr langlebigen Nukliden der Uran-Radium-Reihe, bei denen die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome praktisch konstant war, seit der Entdeckung der künstlichen Radioaktivität auch künstliche radioaktive Präparate. Letztere haben viel kürzere Lebensdauern. Man muß deshalb Zeitkorrekturen berücksichtigen. Natürliche radioaktive S.s sind z. B. der Radiumstandard, d. i. Radium im Gleichgewicht mit Wismut-214 (RaC), für α- und γ-Strahlung, der Uranstandard, d. i. Uran im Gleichgewicht mit Thorium-234 (UX_1) und Protaktinium-234 (UX_2), für α- und β-Strahlung, der RaD-Standard, d. i. Blei-210 (RaD) im Gleichgewicht mit Wismut-210 (RaE) und Polonium-210 (RaF), für α- und β-Strahlung; künstliche radioaktive S.s sind z. B. der Plutonium-239-Standard für α-Strahlung, der Thallium-204-Standard für β-Strahlung, der Kobalt-60-, der Zäsium-137- und der Mangan-54-Standard für γ-Strahlung.

radioaktiver Zerfall, *Atomzerfall*, Umwandlung von Radionukliden unter Emission von α-, β- oder γ-Strahlung, wozu bei künstlichen Radionukliden noch die Umwandlung durch Positronenemission und K-Einfang kommt. Neuerdings wurde beim r.n Z. auch die β^+-verzögerte Protonenemission (s. u.) beobachtet. Der radioaktive Z. ist ein statistischer Prozeß. Es kann nicht vorausgesagt werden, welcher Kern zu welchem Zeitpunkt zerfällt. Nach dem Zerfallsgesetz (→ Aktivität 2) kann man jedoch die Anzahl der Kerne dN angeben, die in einem Zeitintervall zerfallen. Die *Zerfalls-* oder *Umwandlungswahrscheinlichkeit* für einen Kern in der Zeiteinheit dt ist $\sim dt$ und hat im allgemeinen für die möglichen Arten des radioaktiven Z.s unterschiedliche Werte. Für eine Anzahl von N_0 Kernen ergibt sich die Differentialgleichung $dN = -N_0\lambda\, dt$ (λ Zerfallskonstante), d. h., die Anzahl der ursprünglich vorhandenen Kerne N_0 nimmt infolge des radioaktiven Z.s im Zeitintervall dt um dN ab.

Man unterscheidet → Alphazerfall, → Betazerfall und → Gammazerfall. Bei den beiden erstgenannten Zerfallsarten ändern sich Kernladungs- und Massezahl nach den → Fajans-Soddyschen Verschiebungsregeln, während durch γ-Zerfall nur der Energiegehalt des Kerns geändert wird. Während der α-Zerfall theoretisch durch den → Tunneleffekt beschrieben wird, behandelt die → Fermi-Theorie unter Einführung von *ft*-Wert, log-*ft*-Wert und komparativer Lebensdauer den β-Zerfall. Der γ-Zerfall wird besonders in der Kernspektroskopie und Mößbauer-Spektroskopie untersucht.

Protonenradioaktivität: Neben dem Zerfall von Atomkernen unter Aussendung von α-Teilchen, β-Teilchen oder γ-Quanten ist 1962 erstmalig von Karnaukow und Mitarbeitern die (verzögerte) *Emission von Protonen* beim radioaktiven Zerfall nachgewiesen worden. Untersucht wurde 1963 von Barton u. a. der Zerfall von ^{25}Si, das sich zunächst sehr schnell über β^+-Zerfall zu hochangeregtem ^{25}Al umwandelt und von hier aus weiter in ^{24}Mg + p zerfällt. Da die Protonenemission erst nach einem β-Zerfall von einem Zwischenkern, dem *Verzögert-Protonen-Vorläufer*, aus erfolgt, wird diese Art der Protonenradioaktivität *β-verzögerte Protonenemission* genannt. Sie tritt auf, wenn ein Mutterkern beim β^+-Zerfall zu einem Tochterkernzustand zerfällt, dessen Anregungsenergie seine Protonenablöseenergie übersteigt, so daß ein Proton freigesetzt werden kann. Diese verzögerten Protonen stellen das schon lange vermutete Gegenstück zu den bei der Kernspaltung längst bekannten → verzögerten Neutronen dar. Inzwischen sind außer ^{25}Si noch die Verzögert-Protonen-Vorläufer ^{9}C, ^{13}O, ^{17}Ne, ^{21}Mg, ^{29}S, ^{33}A, ^{37}Ca und ^{41}Ti mit Halbwertszeiten von Zehntelsekunden bekannt. Weitere theoretisch erwogene Abarten der Protonenemission, beispielsweise die *Zwei-Protonenradioaktivität*, sind experimentell bisher noch nicht nachgewiesen worden.

Als *verzweigten Zerfall, Verzweigung* oder *dualen Zerfall* bezeichnet man den speziellen Vorgang, daß sich ein Radionuklid sowohl durch α- als auch durch β-Zerfall in zwei verschiedene Folgeprodukte umwandelt. Das Mengenverhältnis der nach beiden Zerfallsarten zerfallenden Stoffe ist das *Verzweigungsverhältnis*. Verzweigungen sind besonders häufig in den → radioaktiven Familien anzutreffen.

Die Energieentwicklung beim radioaktiven Z. ist im Verhältnis zu der bei klassischen Energiequellen sehr hoch. 1 g Radium erzeugt zusammen mit seinen Folgeprodukten etwa 3 Mill. kcal, 1 g Kohle dagegen beim Verbrennen nur 8 kcal. Wegen der großen Halbwertszeit des Radiums (1580 Jahre) wird diese Energie in einer sehr langen Zeit abgegeben.

radioaktives Abprodukt, svw. radioaktiver Abfall 1).

radioaktive Schwankung, → Zählstatistik.

radioaktive Strahlung, früher *Becquerel-Strahlung*, nach ihrem Entdecker benannte Strahlungsart, bei der man je nach Ablenkbarkeit im Magnetfeld → Alphastrahlung, → Betastrahlung und → Gammastrahlung unterscheidet.

radioaktive Verschiebungssätze, svw. Fajans-Soddysche Verschiebungsregeln.

radioaktive Verseuchung, → radioaktive Kontamination.

radioaktive Zeitmessung, unexakte Bezeichnung für → physikalische Altersbestimmung.

radioaktive Zerfallsreihen, svw. radioaktive Familien.

Radioaktivfilter, → Aerosolfilter.

Radioaktivität, Eigenschaft von Nukliden, sich ohne jede äußere Einwirkung unter Aussendung einer charakteristischen Strahlung umzuwandeln, wobei der statistische Zerfall (→ radioaktiver Zerfall) des radioaktiven Kerns durch das Zerfallsgesetz beschrieben wird (→ Aktivität 2). Die R. der in der Natur vorkommenden Nuklide bezeichnet man als *natürliche R.* im Gegensatz zur *künstlichen R.*, die bei Nukliden auftritt, die durch Kernreaktionen entstehen. Natürliche R. tritt bis zur Ordnungszahl $Z = 80$ bei einigen Elementen, ab $Z = 81$ bei sämtlichen Elementen auf. Technetium und Promethium sowie alle Elemente ab $Z = 84$ sind instabil, sie weisen entweder natürliche oder künstliche R. auf und werden daher als *Radioelemente* bezeichnet. Die meisten Nuklide mit natürlicher R. sind Glieder → radioaktiver Familien. Die natürliche R. ist eine Wärmequelle des Erdkörpers. Sie wird bei der radioaktiven Altersbestimmung ausgenutzt. Über die weitere Anwendung der R. → Radionuklide.

Die R. der Atmosphäre äußert sich in einer aus der von der Erdoberfläche abgegebenen gasförmigen Zerfallsprodukten der radioaktiven Zerfallsreihen und deren weiteren Umwandlungen stammenden Ionisierung der Luft. Von α-Strahlung herrührend werden etwa 2 Ionenpaare, von γ-Strahlung dagegen nur 0,1 Ionenpaar pro cm^2 und s gemessen. In Bodennähe liegt der Gehalt an Emanation bei etwa 10^{-10} Ci/m^3 über der Erde, etwa 10^{-12} Ci/m^3 über den Ozeanen; der Gehalt an C-14 liegt in der Größenordnung 10^{-13} Ci/m^3. In der Biosphäre wird die gesamte C-14-Aktivität auf $7 \cdot 10^7$ Ci geschätzt, die R. eines Menschen infolge seines Radiumgehaltes auf etwa 10^{-10} Ci.

Bei der R. der Gewässer und Quellen handelt es sich um die im allgemeinen sehr geringe R. auf Grund von Radiumgehalt im Wasser. Gegenüber etwa 10^{-14} g Radium je cm^3 im Meerwasser weisen einige Tiefseesedimente, z. B. Tiefseeton, Radiolarienschlamm, einen 1000mal höheren Radiumgehalt auf. Der Gehalt an Emanation beträgt z. B. für die Heilquelle in Bad Brambach etwa $7 \cdot 10^{-4}$ Ci je m^3.

Die R. von Gesteinen ist die infolge des sich in der Erdrinde befindenden Uran-, Thorium-, Aktiniumgehalts und deren weiteren Zerfallsprodukte auftretende R. Die R. von Gesteinen, die wegen der α-, β- und γ-Strahlung zu einer Erwärmung führt und die umgebende Luft ionisiert, ist von der geologischen Natur der Gesteine abhängig. Eruptivgestein, besonders die Lavamassen aus Vulkanen, zeigen meist eine höhere R. als Sedimentgesteine, wie Kalk, Sandstein, Ton. Man fand etwa $2 \cdot 10^{-3}$ g Radium je Tonne untersuchten Gesteins, etwa 6 g Uran und 10 g Thorium je Tonne Erdrinde.

Geschichtliches. Die natürliche R. wurde 1896 von Becquerel am Uran entdeckt. 1898 gelang es dem Ehepaar Curie, die radioaktiven Elemente Polonium und Radium aus der Pechblende zu isolieren. Die künstliche R. wurde 1934 von dem Ehepaar Joliot-Curie entdeckt. Sie bestrahlten Aluminium mit α-Teilchen und erhielten radioaktiven Phosphor.

Lit. Bresler: Die radioaktiven Elemente (Berlin 1957); Weiß: Radioaktive Standardpräparate (Berlin 1957); Weißmantel: Elementare Einführung in die R. (Leipzig 1961); → Kernphysik, → Radionuklide.

Radioastronomie, Teilgebiet der Astronomie, das die kosmische Radiofrequenzstrahlung mit Wellenlängen von etwa 1 mm bis 20 m untersucht. Für diese Wellen ist die Erdatmosphäre durchlässig. Sie durchdringen im Unterschied zum sichtbaren Licht auch Wolken interstellaren Staubs und liefern unter anderem Informationen über die interstellare Materie und über den Aufbau des Milchstraßensystems. Zum Empfang werden besondere Instrumente, die Radioteleskope (→ astronomische Instrumente) benutzt, von denen die mit parabolisch geformten Reflektoren den optischen Instrumenten am ähnlichsten sind. Wegen der geringen interstellaren Absorption reichen Beobachtungen im Radiofrequenzbereich in viel größere Entfernungen als im optischen.

Die Radiohelligkeit m_R eines kosmischen Radiostrahlers definiert man durch $m_R = -53{,}4 - 2{,}5 \lg S$, wobei S der Strahlungsstrom in Watt je m^2 bei der Frequenz 158 MHz ist. Auf Grund seines Wärmeinhaltes kann ein Himmelskörper thermische Radiofrequenzstrahlung aussenden. Sein Spektrum stimmt dann mit dem eines schwarzen Strahlers der gleichen Temperatur überein. Nichtthermisch ist dagegen die Radiostrahlung, die in einem ionisierten Gas als Bremsstrahlung oder bei Plasmaschwingungen entsteht. Auch die *Synchrotronstrahlung*, die von schnellen Elektronen in einem Magnetfeld emittiert wird und stark polarisiert ist, gehört dazu. Neben der kontinuierlichen thermischen und nichtthermischen Radiostrahlung tritt aber auch Linienstrahlung in Emission und Absorption auf. Die bekannteste ist die *21-cm-Linie* des neutralen interstellaren Wasserstoffs. Andere

Radiolinien stammen von hochangeregten Wasserstoffatomen oder von Radikalen und Molekülen des interstellaren Gases, z. B. entsteht die Linie bei $\lambda = 5{,}99$ cm beim Elektronenübergang vom 110. auf das 109. Niveau im Wasserstoffatom, Linien bei $\lambda = 18$ cm stammen vom OH-Radikal.

Aus dem → Rauschen, das allgemein vom Milchstraßensystem ausgeht, heben sich Stellen verstärkter Radiofrequenzstrahlung heraus, die *Radioquellen* genannt werden. Auch die Sonne ist eine Radioquelle und sendet sowohl thermische als auch nichtthermische Radiostrahlung aus. Thermische Strahlung konnte auch von allen Planeten außer Pluto empfangen werden. Aus begrenzten Gebieten der Atmosphäre von Jupiter wird auch nichtthermische Strahlung empfangen. Thermische Radioquellen im Milchstraßensystem sind die hellen Emissionsnebel oder H II-Gebiete, die hauptsächlich aus ionisiertem Wasserstoff (→ interstellare Materie) bestehen. Radioquellen besonderer Art stellen die Supernova-Überreste, z. B. der Krebsnebel, und die → Pulsare dar. Die *Scheibenkomponente* des kontinuierlichen galaktischen Hintergrundrauschens besteht aus Synchrotronstrahlung und stammt wahrscheinlich aus den Spiralarmen. Eine isotrope *Koronakomponente* stammt dagegen wahrscheinlich von einer Korona, die das ganze Milchstraßensystem einhüllt.

Auch *extragalaktische Sternsysteme* wurden als Radioquellen identifiziert. Die Differenz zwischen Radiohelligkeit m_R und photographischer Helligkeit m_{ph} beträgt bei normalen spiralförmigen Galaxien, z. B. dem Andromedanebel, im Mittel $= 0^m8$, bei irregulären Systemen, z. B. den Magellanschen Wolken, etwa 3^m; von elliptischen Systemen empfängt man im allgemeinen noch weniger Radiostrahlung als von Spiralsystemen. Die Spiralsysteme enthalten, nach der Intensität der 21-cm-Linie zu urteilen, etwa gleich viel interstellares Gas wie das Milchstraßensystem. In irregulären Systemen dagegen ist die Intensität dieser Linie relativ stärker. Bei den *Radiogalaxien* liegt $m_R - m_{ph}$ zwischen -4 und -13^m; die im Radiobereich abgestrahlte Energie übertrifft damit wesentlich die Strahlungsleistung eines normalen Systems von 10^{44} erg/s im sichtbaren Bereich. Meist entsteht die Strahlung einer Radiogalaxis in zwei ausgedehnten Gebieten, die bis zu 300 kpc außerhalb der optisch sichtbaren Galaxie liegen und zwischen denen sich das zugehörige Sternsystem befindet. In einzelnen Fällen, z. B. Cygnus A, entsteht die Radiostrahlung wahrscheinlich in instabilen Kernen von Sternsystemen, aus denen Gasmassen mit hohen Geschwindigkeiten ausgestoßen werden. Vom Kerngebiet z. B. der Galaxie NGC 4486, die mit der Radioquelle Virgo A identisch ist, geht ein heller Materiestrahl aus, dessen polarisiertes Licht auf Synchrotronstrahlung deutet. Besondere extragalaktische Objekte sind die → Quasare. Eine Radiofrequenzstrahlung, deren spektrale Energieverteilung angenähert der eines schwarzen Strahlers von 3 K entspricht, wird gleichmäßig aus jeder Richtung des Raumes aufgenommen. Diese *3-K-Strahlung* wird kosmologisch als thermische Reststrahlung eines frühen Zustandes des Weltalls gedeutet, als alle Masse und Strahlung auf engem Raum konzentriert waren.

Ein besonderes Gebiet der R. ist die Anwendung der *Radartechnik*. Mit der Radio-Echo-Methode können die Entfernungen der Körper des Sonnensystems bestimmt werden, ferner kann man ihre Oberflächenbeschaffenheit untersuchen. Auch die Rotation des Merkur und der Venus konnte mit Hilfe der Radartechnik bestimmt werden.

radiocarbon dating, → physikalische Altersbestimmung.

Radiochemie, Teilgebiet der Chemie, in dem mit Radionukliden gearbeitet wird. Die Untersuchung der radioaktiven Familien und die Entdeckung der chemischen Elemente Polonium, Radium, Radon, Frankium, Aktinium und Astat sind auf radiochemischer Grundlage gemacht worden. Radiochemische Forschungen führten zur Entdeckung des radioaktiven Verschiebungssatzes und der Kernspaltung. Die Methoden der R. wurden so verfeinert, daß mit ihrer Hilfe die Identifizierung von Transuranen gelingt, von denen nur wenige Atome zur Analyse zur Verfügung stehen. Die R. hat große technische Bedeutung bei der Aufarbeitung des Brennstoffes von Reaktoren gewonnen.

Radioelemente, → Radioaktivität.

Radiofrequenz-Size-Effekt, → Size-Effekt.

Radiofrequenzstrahlung, → Radioastronomie.

Radiogalaxie, → Radioastronomie.

radiogen, → radioaktive Familien.

Radiogramm, → Radiographie.

Radiographie, ein Verfahren, das die Schwärzung von Filmmaterial durch die ionisierende Wirkung radioaktiver Strahlung benutzt. Die dabei gewonnenen Aufnahmen heißen *Radiogramme*. Wichtig ist die → Autoradiographie.

Radioindikatoren, → Tracer.

Radiokarbonmethode, → physikalische Altersbestimmung.

Radiokohlenstoff, jede Art von radioaktivem Kohlenstoff, speziell C-14, das in der Natur vorkommt. C-14 ist ein weicher Betastrahler, der mit einer Halbwertszeit von 5760 Jahren unter Emission eines β^--Teilchens zum stabilen Stickstoff-14 zerfällt: $^{14}C \xrightarrow{5760a} {}^{14}N + e^-$. Die maximale Energie der frei werdenden β^--Strahlung beträgt 0,156 MeV. Diese günstigen physikalischen Eigenschaften vereinfachen den Umgang mit C-14 in Biologie, Medizin, Landwirtschaft und Technik sowie auf weiteren Gebieten erheblich: Auf Grund der großen Halbwertszeit kann die Radioaktivität während eines Versuches als konstant angenommen werden; es erübrigen sich Aktivitätskorrekturen. Die weiche β^--Strahlung des C-14 vermag nur geringe Materialdicken zu durchdringen; sie wird schon von den Wandungen üblicher Laborglasgeräte nahezu vollkommen absorbiert. Bei Arbeiten mit C-14-Präparaten sind daher keine aufwendigen Strahlenschutzvorrichtungen erforderlich. Zudem hat C-14 nur eine geringe Radiotoxizität. Der menschliche Organismus scheidet das inkorporierte Nuklid, das vornehmlich im Körperfett angereichert wird, mit einer biologischen Halbwertszeit von etwa 35 Tagen aus. C-14 bildet die Grundlage der Kohlenstoff-14-Methode der → physikalischen Altersbestimmung.

Radiokohlenstoffdatierung, → physikalische Altersbestimmung.

Radiokolloide, größere Verbände radioaktiver Atome, die sich bei sehr niedrigen Konzentrationen bilden.

Radiologie, Fachrichtung der Medizin, die ionisierende Strahlung für diagnostische und therapeutische Zwecke anwendet. Man unterscheidet die Disziplinen Röntgendiagnostik, Nuklearmedizin und Strahlentherapie. Ursprünglich verwendete man Röntgenstrahlung und die Strahlung natürlicher radioaktiver Elemente, z. B. des Radiums. Die künstlichen radioaktiven Elemente führten zu einer starken Ausdehnung radiologischer Untersuchungen.

Radiolumineszenz, die Emission sichtbaren Lichtes, durch die als Szintillatoren bezeichnete Stoffe infolge Absorption energiereicher radioaktiver Strahlung angeregt werden. Die R. ist die Grundlage für den Nachweis radioaktiver Strahlung mit Szintillatoren und hat große Bedeutung für die Meßtechnik ionisierender Strahlung.

Radiometer, hochempfindliches Strahlungsmeßgerät, das aus einem leichten Balken besteht, der eine einseitig berußte Glimmerplatte und ein Gegengewicht trägt und der an einem Quarzfaden (*Quarzfadenradiometer*) in einem auf 0,1 bis 0,01 Torr evakuierten Glasgefäß aufgehängt ist. Durch die auftreffende Strahlung wird die Glimmerplatte auf beiden Seiten verschieden aufgeheizt. Die auf beiden Seiten statistisch aufprallenden Gasmoleküle werden deshalb mit verschiedenen Geschwindigkeiten reflektiert. Dadurch werden auf die Glimmerplatte die *Radiometerkräfte* ausgeübt, die eine leichte Ablenkung der Platte bewirken. Die so entstehende Auslenkung des Balkens kann über einen Drehspiegel mit Lichtzeiger sichtbar gemacht werden.

Eine Vorform des R.s ist die *Crookesche Lichtmühle.* Sie besteht aus einem Drehgestell mit vier einseitig berußten Glimmerplatten in einem evakuierten Glasgefäß. Bei Lichteinstrahlung beginnt eine mehr oder weniger starke Rotation der Mühle. Die Radiometerkräfte sind nicht mit dem Lichtdruck gleichzusetzen, denn bei stärkerer Evakuierung des Glasgefäßes verschwindet der Effekt.

Radiometerkräfte, → Radiometer.

Radiometervakuummeter, → Vakuummeter.

Radiometrie, Messung ionisierender Strahlung als Hilfsmittel für die geologische Lagerstättenerkundung, Meteorologie u. a. bzw. allgemein als Verfahren der Geophysik, die dazu dienen, den unterschiedlichen Gehalt der Gesteine an radioaktiven Mineralien (z. B. Uranitit, Pechblende, Zirkon) oder Emanationen (z. B. Radon) im Erdboden zur Erkundung von Lagerstätten radioaktiver Erze sowie von Erdölvorkommen auszunutzen. Verwendet werden dabei Ionisationskammer, Geiger-Müller-Zähler und Szintillometer. Mit hochempfindlichen Szintillometern können auch Messungen vom Flugzeug aus durchgeführt werden (*Aeroradiometrie*).

Der Begriff der R. wird nicht einheitlich gebraucht, teilweise wird im Unterschied zur Dosimetrie als R. die Messung der Aktivitätskonzentration in Luft und Wasser sowie der radioaktiven Kontamination zur Kontrolle des Strahlenschutzes bezeichnet.

Radiomikrometer, ein Strahlungsmesser, der aus einem kurzgeschlossenen → Thermoelement in einem starken Magnetfeld besteht. Die zu messende Strahlung fällt auf die Lötstelle des Thermoelementes. Der dabei entstehende Strom bewirkt eine Ablenkung im Magnetfeld, die über eine Drehspule mit Lichtzeiger sichtbar gemacht werden kann.

Radionuklide, instabile Nuklide, die sich beim → radioaktiven Zerfall unter Aussendung von α-, β^--, β^+-, Protonen- oder γ-Strahlung direkt oder über radioaktive Zerfallsreihen (→ radioaktive Familien) in stabile Nuklide umwandeln. R. gleicher Kernladungszahl werden als *radioaktive Isotope* oder *Radioisotope* bezeichnet. Die noch sehr verbreitete Verwendung dieser beiden Begriffe zur Bezeichnung aller R. ist unkorrekt. Von den gegenwärtig bekannten über 1 500 R.n kommen etwa 50 in der Natur vor; so sind alle natürlich vorkommenden Nuklide, deren Ordnungszahl größer als 82 ist, radioaktiv, weiterhin z. B. noch Kalium-40 ($^{40}_{19}$K), Rubidium-87 ($^{87}_{37}$Rb) und Samarium-147 ($^{147}_{62}$Sm).

Der Nachweis von R.n ist auf Grund der von ihnen ausgesandten ionisierenden Strahlung relativ einfach. Als Strahlungsdetektoren werden im wesentlichen die Ionisationskammer, das Proportionalzählrohr, das Geiger-Müller-Zählrohr und der Szintillationszähler verwendet, ferner bedient man sich der Autoradiographie.

Die wichtigsten Methoden zur Erzeugung von R.n sind die Bestrahlung von geeigneten stabilen Nukliden mit energiereichen geladenen Teilchen, die aus einem Teilchenbeschleuniger stammen, die Bestrahlung von stabilen Nukliden mit langsamen oder schnellen Neutronen im Kernreaktor und die Kernspaltung. Um R. mit der erforderlichen Reinheit und spezifischen Aktivität zu erhalten, müssen spezielle Verfahren angewandt werden, z. B. das Ausfällen radioaktiver Salze in Form kristalliner Niederschläge, die fraktionierte Kristallisation und die Ausnutzung des → Szilard-Chalmers-Effekts.

Die Anwendung der R. erfolgt auf vielen Gebieten der Naturwissenschaften, in der Medizin (→ Nuklearmedizin), der Land- und Forstwirtschaft sowie in vielen Zweigen der Technik, und zwar entweder als Radioindikatoren (→ Tracer) oder als Strahlungsquellen.

Bei der Anwendung der R. als *Strahlungsquellen* interessiert die Wechselwirkung der ausgesandten ionisierenden Strahlung mit der be- oder durchstrahlten Substanz. Dabei nutzt man aus, daß sich die Eigenschaften der bestrahlten Substanz ändern, daß elektrische Aufladungen beseitigt werden oder daß die auftreffende Strahlung durch die Substanz geschwächt, gestreut oder anderweitig beeinflußt wird, was durch geeignete Strahlungsdetektoren messend verfolgt werden kann. Die R. sind besonders deshalb vorteilhaft als Strahlungsquelle einzusetzen, weil sie keine aufwendigen Anlagen für Hochspannung, Vakuum u. dgl. erfordern wie andere Quellen energiereicher Strahlung, z. B. Röntgenröhren oder Teilchenbeschleuniger. Radioaktive Strahlungsquellen

können, da sie klein und kompakt sind und sich relativ leicht transportieren lassen, unmittelbar an die Stelle gebracht werden, wo sich die Untersuchungen am günstigsten durchführen lassen. Allerdings sind die erreichbaren Strahlungsintensitäten bedeutend niedriger als bei Röntgenröhren oder Teilchenbeschleunigern.

Die technische Anwendung der R. als Strahlungsquellen ist sehr vielseitig. Folgende Beispiele seien genannt: Gamma- oder Betastrahlen aussendende R. werden für Längenmessungen (→ Länge) ausgenutzt. Mit Hilfe der Gammadefektoskopie, einem Verfahren der zerstörungsfreien → Werkstoffprüfung, werden Werkstücke auf Materialfehler untersucht. Ebenso wie die Gammadefektoskopie auf der Untersuchung der Schwächung der radioaktiven Strahlung beruht, wird der Schwächungseffekt (→ ionisierende Strahlung 1) weiterhin ausgenutzt zur Füllstandsmessung und -regelung in geschlossenen Behältern, zur Kontrolle der feuerfesten Auskleidungen von Ofenwänden, zur Bestimmung des Aschegehaltes der Kohle und des Schwefelgehaltes von flüssigen Mineralölprodukten, zur Bestimmung des Wassergehaltes des Erdbodens u. dgl. Durch Einwirkung der Strahlung von R.n z. B. auf Polyäthylen kann dessen mechanische Festigkeit und Wärmebeständigkeit verbessert werden, bei Kautschuk erfolgt die Vulkanisation zu Weichgummi durch Bestrahlung rascher; Lebensmittel werden steril und damit haltbarer. — In der Medizin werden Geschwülste mit Hilfe der → Strahlentherapie behandelt.

Lit. Broda u. Schönfeld: Die technischen Anwendungen der Radioaktivität, Bd 1 (3. Aufl. Leipzig 1962); Hart: Radioaktive Isotope in der Betriebsmeßtechnik (2. Aufl. Berlin 1962); Kulikow u. Popow: Radioaktive Isotope in der Metallurgie (dtsch Berlin 1959); Michejewa u. Michejew: Radioaktive Isotope in der analytischen Chemie (dtsch Berlin 1962); Myslivec: Radioaktive Isotope in der Landwirtschaft (dtsch Berlin 1960); Schmeisser: R. (2. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1963); Schütte: Radioaktive Isotope in der organischen Chemie und Biochemie (Berlin 1966); Ztschr. Isotopenpraxis (Berlin).

Radioquelle, → Radioastronomie.

Radiosonde, Gerät zur automatischen Messung der meteorologischen Elemente in der freien Atmosphäre und zu ihrer Übertragung auf drahtlosem Wege. Beim Aufstieg mittels Ballons werden die Meßwerte der Geber (Druck, Temperatur, Feuchte) in kodierte Signale umgewandelt und der Bodenstation übermittelt. Spezialausführungen messen den Ozongehalt, den Wassergehalt von Wolken, den elektrischen Potentialgradienten und die UV-Strahlung. Die Aufstiegshöhen liegen zwischen 20 und 40 km bei einer mittleren Steiggeschwindigkeit von 350 m/min. Durch Anpeilen der vom Sender der R. ausgestrahlten elektromagnetischen Wellen oder durch Verfolgen der mit einem Reflektor versehenen R. mit einem Funkmeßgerät kann man die Flugbahn der R. und daraus den Höhenwind bestimmen. → Meteorograph.

Radiostern, → Quasar.

Radioteleskop, → astronomische Instrumente.

Radiothorium, → Thorium.

Radiotoxizität, Kennzeichnung der Gefährlichkeit eines Radionuklids bezüglich der Wirkung seiner Strahlung bei → Inkorporation. Die R. hängt von der Strahlungsart und -energie, von der Konzentration in bestimmten Organen, vom Inkorporationsweg und von der effektiven → Halbwertszeit ab. Maßgebend ist die Dosisbelastung des *kritischen Organs*, das die größte Strahlendosis erhält oder besonders strahlenempfindlich ist und dessen Dosisbelastung für den Organismus nachteiligere Folgen als die der anderen Organe hat oder in dem sich die genannten Einflüsse addieren wie bei den Knochensuchern, z. B. Sr-90 oder Ra-226, die sich bevorzugt im Knochen ablagern und das besonders strahlenempfindliche Knochenmark schädigen. Bekannte Radionuklide der nach abnehmender R. geordneten 4 Gruppen sind für die 1. Gruppe Sr-90, für die 2. Gruppe J-131, für die 3. Gruppe P-32 und für die 4. Gruppe C-14. Die R. beeinflußt die → Strahlenschutzgrenzwerte wie MZIA, MZZ, MZK und das Aktivitätsniveau, das in den verschiedenen Klassen von Isotopenlaboratorien zugelassen ist.

Radium, Ra, natürliches radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 88. Bekannt sind 13 Isotope der Massezahlen 213 und 219 bis 230. Das längstlebige Isotop ist ^{226}Ra mit einer Halbwertszeit von 1600 Jahren. Am schnellsten zerfällt ^{219}Ra mit einer Halbwertszeit von 10^{-3} Sekunden. Das bedeutendste Isotop ist ^{226}Ra. Weitere Isotope kommen in der Uran-Aktinium-Reihe (^{223}Ra oder AcX) und in der Thorium-Reihe (^{228}Ra oder MsTh I und ^{224}Ra oder ThX) vor. ^{226}Ra zerfällt unter Aussendung von α-Teilchen einer Energie von 4,777 MeV zu ^{222}Rn, einem Radonisotop. R. wurde als Strahlenquelle in der Radiologie benutzt, ist jedoch von dem billigeren und besser zu handhabenden Kobalt-60 verdrängt worden. Zusammen mit Beryllium dient R. als Neutronenquelle. Es wurde 1898 von dem Ehepaar Curie erstmals durch Aufbereitung von Pechblende gewonnen.

Radium-Beryllium-Neutronenquelle, → Neutronenquelle.

Radium-Emanation, → Radon.

Radiumstandard, → radioaktiver Standard.

Radiumtherapie, medizinische Behandlungsmethode, die die Wirkung der γ-Strahlung des Radiums auf Gewebe ausnutzt.

Radon, Rn, frühere Bezeichnung *Emanation*, Em, oder *Niton*, Nt, radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 86, ein Edelgas. Bekannt sind 18 Isotope mit den Massezahlen 204, 206 bis 212 und 215 bis 224. Das längstlebige ist ^{222}Rn mit einer Halbwertszeit von 3,82 Tagen. Am schnellsten zerfällt ^{215}Rn mit einer Halbwertszeit von 10^{-6} Sekunden. ^{222}Rn entsteht in der Uran-Radium-Reihe durch den α-Zerfall von ^{226}Ra. Es wird als *Radium-Emanation* bezeichnet. Analog bildet sich durch den α-Zerfall des Nuklids ^{223}Ra in der Uran-Aktinium-Reihe ^{219}Rn (*Aktinon, An*) und durch den α-Zerfall des Nuklids ^{224}Ra in der Thoriumreihe ^{220}Rn (*Thoron, Tn*). Radioaktive Präparate, bei denen R. entweichen kann, verseuchen die Umgebung.

RaD-Standard, → radioaktiver Standard.

Rainout, → radioaktiver Niederschlag.

Rakete, ein Fluggerät, das seinen Bewegungszustand durch den → Rückstoß eines Strahls schneller Teilchen verändern kann, wobei es die zur Erzeugung des Strahls notwendige Masse

und Energie selbst mitführt, also unabhängig von seiner Umgebung funktionsfähig ist (autogener Reaktivantrieb oder Strahlantrieb). Die R. arbeitet deshalb auch im Vakuum des Weltraums. Der Teilchenstrahl wird in einem Triebwerk (→ Raketentriebwerk) erzeugt, ferner enthält eine R. Treibstoffe (→ Raketentreibstoffe), eine Nutzlast sowie gegebenenfalls elektronische Einrichtungen und Ortungsgeräte für die Lenkung. Je nach Funktionsweise des Triebwerks unterscheidet man bei R.n mit thermochemischen Triebwerken zwischen *Feststoff-*, *Flüssigkeits-* und *Hybridraketen* (→ Raketentriebwerk).

Die Bewegungsgleichung der R. ist ein typisches Beispiel für die Dynamik veränderlicher Massen und ergibt sich sofort aus der Konstanz des Gesamtimpulses: Ist M die Masse der R. und $\vec{v}$ ihre Geschwindigkeit zum Zeitpunkt t, entsprechend $M + \mathrm{d}M$ bzw. $\vec{v} + \mathrm{d}\vec{v}$ zum Zeitpunkt $t + \mathrm{d}t$ (mit $\mathrm{d}M < 0$), und ist $\vec{c}_0$ die Strahlgeschwindigkeit relativ zur R., so gilt in einem Inertialsystem

$$M\vec{v} = (M + \mathrm{d}M)(v + \mathrm{d}v) - \mathrm{d}M(\vec{v} + \vec{c}_0),$$

oder bei Vernachlässigung von $\mathrm{d}M \cdot \mathrm{d}\vec{v}$

$$M\dot{\vec{v}} = \dot{M}\vec{c}_0. \tag{1}$$

$\dot{m} = -\dot{M}$ ist der Massedurchsatz je Sekunde und $\dot{m}\vec{c}_0$ der → Schub der R. Wenn $\vec{c}_0$ antiparallel zu $\vec{v}$ und konstant ist, erhält man durch Integration von (1) die *Ziolkowskische Gleichung*

$$v(t) = v_0 + c_0 \ln (M_0/M(t)), \tag{2}$$

d. h., der Geschwindigkeitszuwachs der R. ist nur eine Funktion des Massenverhältnisses $\mu = M_0/M$; dabei beziehen sich M_0 und v_0 auf den Zeitpunkt $t = t_0$, z. B. den Startzeitpunkt, $v - v_0$ bezeichnet man in diesem Fall als „ideale" Geschwindigkeit der R. Unter *Massenverhältnis* versteht man das Verhältnis der Masse einer vollbetankten R. (Startmasse) M_0 zur Masse $M(t)$ der R. in einem späteren Zeitpunkt $\mu = M_0/M(t) > 1$, insbesondere das Verhältnis von M_0 zur Brennschlußmasse (bzw. Leermasse) M_L der R. Das Massenverhältnis μ bestimmt wesentlich die (ideale) Geschwindigkeit, die von der R. erreicht werden kann.

Wenn auch Gravitationskräfte und aerodynamische Kräfte auf die R. einwirken, wie in der Nähe der Erdoberfläche, so lautet die Bewegungsgleichung der R. allgemeiner:

$$M\dot{\vec{v}} = -\dot{m}\vec{c}_0 + M\vec{g} + \varrho(v^2/2)F\vec{k}, \tag{3a}$$

$$\dot{M} = -\dot{m}. \tag{3b}$$

Dabei sind $\dot{m}$ und $\vec{c}_0$ durch die Arbeitsweise des Triebwerks vorgegebene Funktionen der Zeit (die auch noch etwas vom Außendruck abhängen), $\vec{g}$ ist der Vektor der Gravitationsbeschleunigung und ϱ die Luftdichte (beide sind Funktionen des Ortes), F ist die Querschnittsfläche der R. und $\vec{k}$ der Vektor des aerodynamischen Koeffizienten, der sich aus den Koeffizienten des Widerstandes und des Auftriebs zusammensetzt und noch von der Machzahl (also v) und vom Anstellwinkel δ zwischen $\vec{v}$ und der Symmetrieachse der R. abhängt (→ Ballistik). Hinzu kommt eine dritte Gleichung, die die Änderung von δ und des Azimutwinkels φ durch Steuerdüsen und durch aerodynamische Momente beschreibt (Drehung der R. um ihren Massenmittelpunkt). Die geschlossene Integration des Systems (3) ist nur unter erheblichen Vereinfachungen möglich, im übrigen werden Näherungsverfahren und Computerrechnungen eingesetzt. Die Flugbahn $\vec{r}(t)$ einer R. enthält aktive Bahnabschnitte (Antriebsbahn) mit $\dot{m}c_0 \neq 0$ und passive Bahnabschnitte (Freiflugbahn) mit $\dot{m}c_0 = 0$. Soll die R. von der Erdoberfläche starten, muß $\dot{m}c_0 > M_0 g$ sein. Der *Wirkungsgrad* η einer R. ist das Verhältnis ihrer kinetischen Energie E_k bei Brennschluß (und zwar in dem Inertialsystem, in dem sie beim Start $t = t_0$ ruht) zum Energieinhalt des Treibstoffs εM_T (M_T ist die Treibstoffmasse, ε der spezifische Energieinhalt des Treibstoffs). Unter „idealen" Bedingungen (s. o.) wird

$$\eta = \frac{E_k}{\varepsilon M_T} = \frac{c_0^2}{2\varepsilon} \cdot \frac{(\ln \mu)^2}{\mu - 1}. \tag{4}$$

η wird maximal für $\mu = 4{,}92$, $\eta_{max} = (c_0^2/\varepsilon) \cdot 0{,}3238$.

Man kann zwischen ungelenkten und gelenkten R.n unterscheiden. Eine *Lenkung* der R. ist möglich 1) durch Änderung des Schubvektors $\dot{m}\vec{c}_0$ (Schubvektorsteuerung) mittels schwenkbarer Triebwerke bzw. Brennkammern, mit Strahlrudern oder mit zusätzlichen kleinen Steuertriebwerken; 2) innerhalb der Atmosphäre durch Luftruder bzw. Lenkflossen (Änderung von $\vec{k}$). Ferner können Magnetfelder und der Strahlungsdruck ausgenutzt werden. Die erforderlichen Lenkkommandos können in der R. selbst gebildet werden (autonome Lenkung oder Selbstlenkung), und zwar durch ein fest vorgegebenes Programm oder durch ständigen Vergleich (Adaption) der Istwerte mit den vorgegebenen Sollwerten, z. B. bei der Zielsuchlenkung militärischer R.n oder bei der Inertiallenkung von Trägerraketen und großen ballistischen R.n. Andererseits ist es auch möglich, daß die Sollwerte von einer Bodenstation vorgegeben werden (Leitstrahllenkung). Schließlich können die Lenkkommandos selbst durch die Bodenstation an die R. übermittelt werden (Kommandolenkung); diese beiden Verfahren bezeichnet man auch als Fernlenkung.

Wenn sehr hohe Geschwindigkeiten $v \gg c_0$ angestrebt werden, z. B. in der Raumfahrt, so setzt man *mehrstufige* R.n ein, die aus mehreren (2 bis 5) Einzelraketen aufgebaut sind (Raketenstufen). Diese R.n arbeiten sukzessive und werden abgeworfen, sobald sie leergebrannt sind. Dadurch kann das Massenverhältnis μ und damit auch nach (2) die erreichbare Endgeschwindigkeit v erhöht werden.

Kleine R.n werden als Feuerwerks- und Signalraketen, als Seenot-Rettungsraketen u. a. verwendet. Ein sehr breites Spektrum von Raketentypen aller Größen wurde für militärische Zwecke entwickelt (Kampfraketen). Für wissenschaftliche Messungen werden Forschungsraketen eingesetzt, zum Start von Raumflugkörpern große mehrstufige Trägerraketen.

R.n wurden seit dem Mittelalter zunächst in China, später auch in Indien, Arabien Westeuropa und Rußland vor allem für militärische Aufgaben bis ins 19. Jh. verwendet. Dabei handelte es sich ausschließlich um Pulverraketen. Eine neue Entwicklung setzte ein, nachdem die Bedeutung der R. für die Raumfahrt erkannt worden war (Ziolkowski 1903) und der Aufschwung der Chemie und der Elektronik den Einsatz besserer Treibstoffe bzw. die Lenkung von

R.n ermöglichte. 1926 wurde die erste Flüssigkeitsrakete gebaut (Goddard), und vor allem in der Sowjetunion und in Deutschland wurden weitere Versuche unternommen, die im 2. Weltkrieg zum Einsatz militärischer R.n führten (erste Großrakete A 4, 1942). 1949 entstand die erste Mehrstufenrakete, 1957 wurde mit einer Trägerrakete der erste künstliche Erdsatellit gestartet. Seitdem konnte hauptsächlich in der Sowjetunion und in den USA die Leistung, die Zuverlässigkeit und der Einsatzbereich von R.n beträchtlich verbessert bzw. erweitert werden.

Raketentreibstoffe, chemische Substanzen (Elemente, Verbindungen, Gemische), die für den Einsatz in thermischen → Raketentriebwerken geeignet sind. Sie bringen durch eine exotherme Reaktion in der Brennkammer (z. B. Verbrennung eines Brennstoffs mit einem Oxydator) ihre Atome bzw. Moleküle auf eine möglichst hohe thermische Geschwindigkeit und erfüllen ferner Forderungen hinsichtlich ihrer chemischen Aggressivität und Stabilität, ihrer Lagerfähigkeit, ihrer Dichte u. a. Man unterscheidet nach dem Aggregatzustand *feste* und *flüssige R.*, nach der Zahl der unabhängigen Komponenten Einstoff-, Zweistoff- und Dreistoffsysteme (Monergole, Diergole, Triergole), ferner hypergole (selbstzündende) und nichthypergole R. Die häufig verwendeten Zweistoffsysteme setzen sich aus einem Brennstoff und einem Oxydator zusammen; als Brennstoffe werden z. B. Kerosin, Hydrazin, Äthylalkohol, Wasserstoff (flüssige Brennstoffe), Polyurethane, Polyesterharze, Polybutadien, auch mit Metallzusätzen von Aluminium, Magnesium u. a. (feste Brennstoffe), verwendet, als flüssige Oxydatoren z. B. Sauerstoff, Salpetersäure, Distickstofftetroxid, Wasserstoffperoxid, Fluor, als feste Oxydatoren Ammonium-, Natrium- und Kaliumnitrate oder -perchlorate.

Raketentriebwerk, Antriebsvorrichtung von → Raketen, die auf der Reaktionskraft eines ausströmenden Strahls beruht (→ Rückstoß) und die auch in anderen Flugkörpern und Fahrzeugen als Hilfstriebwerk eingesetzt werden kann. Im Gegensatz zu den anderen Strahlantriebsverfahren (vor allem den Luftstrahltriebwerken, → Strahltriebwerk) ist das R. unabhängig von der Zufuhr von Energie oder Masse aus der Umgebung, es arbeitet z. B. unabhängig vom Sauerstoff der Luft und bildet damit den weitaus wichtigsten → Raumfahrtantrieb.

R.e erzeugen einen gerichteten Strahl schneller Teilchen, der durch den Rückstoß einen → Schub auf das Triebwerk bzw. die Rakete ausübt und sie dadurch beschleunigt. Man kann die R.e untergliedern a) nach der Art dieses Teilchenstroms (der „Stützmasse": neutrale Gase oder Dämpfe, Plasmen bzw. Ionen, Photonen); b) nach der Energiequelle (hauptsächlich chemische Energie, Kernenergie); c) nach dem Verfahren, mit dem die Umwandlung dieser gespeicherten Energie in kinetische Energie der Strahlteilchen erreicht wird (entweder nur über die Aufheizung der Stützmasse: thermische R.e, oder unter Zuhilfenahme elektrischer und magnetischer Felder: elektrische R.e).

Charakteristische Parameter zur Kennzeichnung und Beurteilung von R.en sind
die Ausströmgeschwindigkeit c (m/s),
der Massedurchsatz $\dot{m}$ (kg/s),
der Schub $S = c_0\dot{m}$ (mkg/s^2 bzw. kp),
das Schubverhältnis $S_0/(g_0M_0)$, wobei S_0 der Startschub, M_0 die Startmasse der Rakete und g_0 die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche ist,
die Beschleunigung $a = S/M$ (m/s^2), wobei M die Masse der Rakete ist,
die Brenndauer t_B (s),
der Gesamtimpuls $I = St_B$ (kp s),
der spezifische Impuls I_s, der meist noch als Schub je Gewichtsdurchsatz definiert wird ($I_s = S/(g_0\dot{m}) = c/g_0$ (s), konsequenterweise jedoch als Schub je Massedurchsatz zu definieren ist, womit sich $I_s = S/\dot{m} = c_0$ ergibt (m/s bzw. kps/kg),
die Impulsdichte (Impuls je Volumeneinheit des Treibstoffs) $I_d = I_s\varrho$ (kps/m^3), wobei ϱ die Dichte der Treibstoffe ist,
die Leistung $L = Sc_0/2$ (kW),
die Leistungsmasse $m_L = M_{Tr}/S$ (kg/kp), wobei M_{Tr} die Masse des Triebwerks ist,
die spezifische Masse $m_s = M_{Tr}/L$ (kg/kW),
der Schubfaktor $\zeta = S/(F_0p_0)$, wobei p_0 der Druck in der Brennkammer und F_0 der engste Düsenquerschnitt ist,
der spezifische Verbrauch $C_s = \dot{m}g_0/S$ (1/s).

Die Größe dieser Parameter ist bei den verschiedenen Typen von R.en sehr unterschiedlich.

1) Die *thermischen R.e* besitzen eine kurze Brenndauer t_B (Größenordnung s bis min) und relativ niedrige Ausströmgeschwindigkeiten c (1,5 bis 5 km/s), doch ist der Massedurchsatz $\dot{m}$ sehr hoch, ebenso der erzeugte Schub S, der gewöhnlich größer ist als das Gewicht der vollbetankten Rakete an der Erdoberfläche (Schubverhältnis > 1). Diese Triebwerke, die man auch als R.e im engeren Sinne bezeichnet, werden bei allen Raketen verwendet, die von der Erdoberfläche starten oder die in der Atmosphäre arbeiten, sowie überall dort, wo es auf große Leistung ankommt. Bisher fast ausschließlich als Antriebssysteme verwendet werden die *thermochemischen R.e.* Ihnen ist gemeinsam, daß durch eine exotherme Reaktion des Treibstoffs (meist Oxydationsreaktion zwischen zwei Komponenten des Treibstoffs, → Raketentreibstoffe) in einer Brennkammer ein heißes Gas entsteht, das infolge seines hohen Druckes aus einer Düse (Laval-Düse u. ä.) entweicht und dabei einen Überschallgasstrahl bildet. Die effektive Ausströmgeschwindigkeit c_0 ergibt sich aus $c_0^2 = \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1}\frac{R}{M^*}T_0$, und die tatsächliche Ausströmgeschwindigkeit im Endquerschnitt der Düse c wird $c^2 = c_0^2\,[1 - (p/p_0)^{(\varkappa-1)/\varkappa}]$. Hierbei sind $\varkappa$ der Adiabatenexponent, R die Gaskonstante, M^* das Molekulargewicht, T_0 und p_0 die Temperatur bzw. der Druck in der Brennkammer und p der Druck im Endquerschnitt der Düse. p_0/p ist das Druckverhältnis des R.s. T_0 liegt bei 2500 bis 3500 K, p_0 bei 30 bis 150 at.

Ferner wird als „charakteristische" Geschwindigkeit die Größe

$$c^* = F_0p_0/\dot{m} = \frac{c_0}{\Gamma[2\varkappa/(\varkappa - 1)]^{1/2}}$$

definiert mit $\Gamma = \sqrt{\varkappa}\,[2/(\varkappa + 1)]^{(\varkappa+1)/2(\varkappa-1)} \approx 2/3$. Der Massedurchsatz $\dot{m}$ ergibt sich aus

$$\dot{m} = \frac{F_0p_0}{[RT_0/M^*]^{1/2}}.$$

Diese R.e sind konstruktiv sehr verschieden, je nachdem, ob sie mit flüssigen oder festen Treibstoffen arbeiten (→ Raketentreibstoffe). Bei den *Flüssigkeitsraketentriebwerken* befinden sich gewöhnlich die flüssigen Brennstoffe und Oxydatoren in getrennten Treibstoffbehältern der Rakete und werden mit Turbopumpen oder Druckgas in die Brennkammer eingespritzt. Vorteile dieses Triebwerktyps sind bessere Regelbarkeit des Brennvorgangs und des Schubs, Möglichkeit der größeren Brenndauer und etwas höherer Ausströmgeschwindigkeiten, ferner Einsparung von Leermasse, da nur die Brennkammerwand hohem Druck und hoher Temperatur ausgesetzt ist. *Feststoffraketentriebwerke* enthalten den Treibstoff (meist ein Gemisch von Brennstoff und Oxydator) in Form fester Treibstoffsätze, der Abbrand erfolgt unmittelbar an der inneren Oberfläche des Treibstoffs. Vorteile sind der wesentlich einfachere Aufbau (keine Pumpen und Einspritzvorrichtung erforderlich), die gute Lagerfähigkeit des Treibstoffs und die schnelle Einsatzbereitschaft. Für große R.e werden nach wie vor Flüssigkeitsraketentriebwerke bevorzugt, obwohl die Feststoffraketentriebwerke so weit verbessert wurden, daß sie jetzt auch in großen Triebwerkseinheiten zuverlässig arbeiten (vor allem in militärischen Raketen). Eine Zwischenform stellt das *Hybridraketentriebwerk* dar, bei dem die eine Treibstoffkomponente flüssig, die andere fest ist. Der Schub von thermochemischen R.en liegt in der Größenordnung einiger kp bis 100 Mp, die Leistungsmasse und die spezifische Masse sind sehr niedrig, erstere z. B. 10^{-1} bis 10^{-2} kg/kp.

Die *thermischen Kernenergieraketentriebwerke* arbeiten mit einer Stützmasse (z. B. H_2), die nicht durch Verbrennung, sondern durch einen Kernreaktor auf hohe Temperaturen gebracht wird. Sie ermöglichen höhere Ausströmgeschwindigkeiten c, höhere Brenndauer t_B und höhere Impulse I als chemische R.e. Kernenergieraketentriebwerke befinden sich noch in der Entwicklungsphase. Wesentlich größere spezifische Impulse würde ein R. auf Kernfusionsbasis ermöglichen, möglicherweise auch die Ausnutzung der Reaktionskraft der Strahlung (*Photonenraketentriebwerk*). Wegen der hohen Masse des Reaktors sind die Werte für die Leistungsmasse und die spezifische Masse bisher ungünstiger als bei chemischen R.en.

2) Die *elektrischen R.e* zeichnen sich gegenüber den thermischen R.en durch sehr große Ausströmgeschwindigkeiten c_0 (Größenordnung 10 bis 10^3 km/s) und eine lange Brenndauer t_B (Größenordnung Stunden bis Jahre) aus, doch ist der Massedurchsatz $\dot{m}$ nur sehr gering, wodurch auch der erzielbare Schub, die Leistung und die Beschleunigung sehr klein sind. Elektrische Triebwerke sind deshalb ungeeignet für Raketen, die in der Atmosphäre arbeiten (die sich z. B. von der Erdoberfläche abheben sollen), auch deshalb, weil die elektrischen R.e z. T. nur im Vakuum voll funktionsfähig werden.

Die elektrischen Antriebe erzeugen aus der Stützmasse ein Plasma (bzw. ein Ionengas) und beschleunigen es thermisch oder durch elektromagnetische Kräfte. Man unterscheidet die *elektrostatischen Triebwerke* (*Ionentriebwerke*), bei denen die Atome der Stützmasse (Cs, Hg u. a.) in einer Kontakt- oder Gasentladungsionenquelle ionisiert und durch elektrostatische Felder beschleunigt werden (unter Neutralisierung durch Elektronen), sowie *Plasmatriebwerke*, die mit einem Lichtbogenplasmastrahl (*elektrothermische Triebwerke*) oder mit der Beschleunigung von Entladungsplasmen durch die Lorentz-Kraft (*MHD-Triebwerke*) arbeiten. Dabei können sowohl chemische als auch nukleare Energiequellen (Reaktoren, Radionuklidbatterien) verwendet werden, ferner Sonnenenergieanlagen. Die Ausströmgeschwindigkeit c der Ionentriebwerke z. B. ergibt sich aus $c^2 = 2ZeU_0/m_i$, wobei Ze die Ladung und m_i die Masse der Ionen sind; U_0 ist die Beschleunigungsspannung. Elektrische Antriebe befinden sich in der Erprobung unter Labor- und Weltraumbedingungen; bis jetzt wurden Schübe in der Größenordnung einiger p und Ausströmgeschwindigkeiten bis mehr als 10^2 km/s erreicht.

Raman-Effekt, *Smekal-Raman-Effekt*, die unelastische → Streuung von Photonen an Materie. Der Effekt wurde 1923 auf Grund theoretischer Überlegungen von Smekal vorausgesagt und 1928 von Raman gefunden.

Bei der klassischen Lichtstreuung (Rayleigh-Streuung) hat das gestreute Licht die gleiche Frequenz wie das einfallende Licht. Im Gegensatz dazu beobachtet man bei der Streuung von monochromatischem Licht der Frequenz ν_0 an Materie im Spektrum des seitlich austretenden Lichtes außer dem gestreuten Licht mit der Wellenlänge der anregenden Frequenz (Rayleigh-Linie) zu beiden Seiten noch schwache symmetrisch liegende Spektrallinien der Frequenzen $\nu_0 \pm \nu_s$, die *Raman-Linien*. ν_s ist dabei gleich einer der Schwingungs- oder Rotationsfrequenzen des betreffenden Moleküls, an dem die Streuung stattfindet. Aus den Raman-Linien können die Schwingungs- oder Rotationsfrequenzen bestimmt werden. Da für die Energie $E = h\nu$ gilt, bedeutet die Frequenzänderung des gestreuten Lichtes um $\pm\nu_s$ quantentheoretisch offenbar, daß ein Teil der Energie unter Anregung von höheren Schwingungs- oder Rotationszuständen an das streuende Molekül abgegeben wird und der verbleibende Teil als Raman-Linie mit niedrigerer Frequenz gestreut wird bzw. daß vom streuenden Molekül Rotations- oder Schwingungsenergie an das Lichtquant übertragen und als Raman-Linie mit höherer Frequenz gestreut wird. Man spricht deshalb auch von *Quantenstreuung*. Die Linien mit niedrigerer Frequenz werden als *Stokessche Linien* und die mit höherer Frequenz als *Antistokessche Linien* bezeichnet.

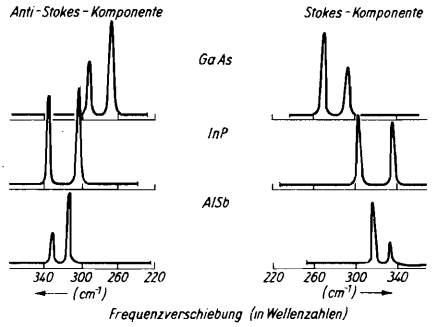
In neuerer Zeit hat besonders der R.-E. in Festkörpern, worunter man die unelastische Streuung von Photonen an Phononen versteht, für die Physik Bedeutung erlangt. Die Abb. zeigt Ausschnitte aus Raman-Spektren von einigen III-V-Halbleitern.

Der Streuprozeß läßt sich wie folgt beschreiben. Das elektrische Feld einer einfallenden elektromagnetischen Welle induziert im Festkörper ein Dipolmoment proportional zu dessen elektronischer Polarisierbarkeit α. Letztere ist eine Funktion der Verrückungen der Atome

im Festkörper. α läßt sich formal in eine Potenzreihe nach den Verrückungen u entwickeln:

$$\alpha = \alpha^{(0)} + \alpha^{(1)}\, u + \alpha^{(2)}\, u^2 + \cdots \qquad (1)$$

Bei einer Verrückung der Atome im Rahmen einer Gitterschwingung wird die Polarisierbarkeit mit der Frequenz der Gitterschwingung bzw. mit Vielfachen von ihr moduliert.



Raman-Spektren einiger A^{III}-B^{V}-Halbleiter. Abszisse ist die Verschiebung der Frequenz der gestreuten Strahlung gegenüber der Frequenz der anregenden Laserstrahlung

Als *Raman-Streuung 1. Ordnung* wird der durch das Glied $\alpha^{(1)}$ hervorgebrachte Prozeß bezeichnet, bei dem durch die Absorption eines Photons mit der Frequenz ω_0 und dem Impuls $\hbar\vec{k}_0$ ein Photon mit der Frequenz ω_s und dem Impuls $\hbar\vec{k}_s$ emittiert sowie ein Phonon mit der Frequenz ω_j und dem Impuls $\hbar\vec{q}_j$ erzeugt bzw. vernichtet wird. Energie- und Impulserhaltungssatz für den Streuprozeß verlangen, daß $\omega_s = \omega_0 \mp \omega_j$; $\vec{k}_s = \vec{k}_0 \mp \vec{q}_j$. Gemessen an dem Bereich der Impulse $\hbar\vec{q}_j$, mit denen Phononen im Festkörper auftreten können, sind die Impulse der Photonen $\hbar\vec{k}_s$ und $\hbar\vec{k}_0$ sehr klein ($|\vec{k}_0|$, $|\vec{k}_s| \approx 10^{-4}$ bis $10^{-3}\, q_{max}$). Das hat zur Folge, daß an Raman-Streuprozessen 1. Ordnung nur Phononen mit $|\vec{q}| \approx 0$ teilnehmen können.

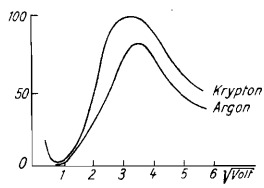
Von den verschiedenen Schwingungszweigen im Spektrum der Gitterschwingungen geben zur Raman-Streuung nur solche Anlaß, deren Schwingungen lineare Änderungen in der elektronischen Polarisierbarkeit hervorbringen. Man nennt solche Schwingungen *raman-aktiv*. Als infrarot-aktiv werden Schwingungsmoden genannt, die zur Gitterabsorption durch Momente 1. Ordnung führen. In Kristallen mit Inversionssymmetrie schließen sich die Eigenschaften raman-aktiv und infrarot-aktiv gegenseitig aus. Aus diesem Grunde zeigen Kristalle mit NaCl- und CsCl-Struktur keinen R.-E. 1. Ordnung.

Als *Raman-Streuung 2. Ordnung* werden Prozesse bezeichnet, an denen zwei Phononen teilnehmen. Dabei können beide Phononen emittiert oder vernichtet werden, oder es wird ein Phonon erzeugt und das andere vernichtet. An Raman-Prozessen 2. Ordnung können Phononen mit allen $\vec{q}$-Vektoren aus der Brillouin-Zone teilnehmen, wenn auch nur in geeigneter Kombination.

Messungen des R.-E.es (*Raman-Spektroskopie*) sind neben Untersuchungen der Ultrarotabsorption (→ Gitterabsorption) die wichtigste optische Methode, um Informationen über die Schwingungsspektren von Festkörpern zu erhalten.

Raman-Linie, → Raman-Effekt.

Ramsauer-Effekt, Quanteneffekt der Energieabhängigkeit des Streuquerschnittes von Elektronen an Atomen und Molekülen bei Durchgang durch ein Gas. Nach der klassischen Theorie der Streuung von Elektronenstrahlen beim Durchgang durch Atome sollen die Atome um so undurchlässiger werden, je geringer die Elektronengeschwindigkeit wird. Jedoch werden entgegen dieser Erwartung bei einigen Gasen in der Nähe der 1 eV entsprechenden Elektronengeschwindigkeit diese Atome fast völlig durchlässig (Abb.). Der R.-E. läßt sich mit Methoden



Wirkungsquerschnitt von Argon und Krypton. Die Abszisse gibt die Wurzel aus der Beschleunigungsspannung der Elektronen an, die Ordinate den Wirkungsquerschnitt in cm^2/cm^3 bei 0 °C und 1 Torr

der klassischen Mechanik nicht erklären, sondern man muß die der Quantenmechanik heranziehen. Danach handelt es sich um eine Beugung der Elektronenwellen an den Atomen. Bei Elektronenenergien von 1 eV, die einer Geschwindigkeit von $5{,}93 \cdot 10^7$ cm/s entsprechen, haben die Elektronenstrahlen nach der de-Broglie-Beziehung eine Wellenlänge von 10^{-7} cm. Diese Wellenlänge liegt in der Größenordnung der Atomabmessungen, und bei gleicher Größenordnung von Wellenlänge und Hindernis treten bei allen Arten von Wellen besonders augenfällige Beugungserscheinungen auf; z. B. bei der Beugung des Lichtes an kleinen Schirmen, bei der hinter dem Schirm auf der Verbindungslinie von Lichtquelle und Schirmmitte stets Helligkeit herrscht.

Ramsay-Youngsches Gesetz, Beziehung zwischen den Dampfdruckkurven zweier Stoffe. Sind bei gleichem Dampfdruck die Siedetemperaturen T_s und T_s', dann gilt für die Temperaturen, bei denen zwei verschiedene Dampfdrücke angenommen werden (Index 1 und 2) $T_2/T_2' = T_1/T_1' + c(T_2' - T_1')$. Hierbei ist c eine empirische Zahl, die in der Regel klein ist. In der Näherung $c = 0$ heißt das R.-Y. G. *Düringsches Gesetz.*

Ramsden-Okular, → Okular.

Ramsey-Hypothese, → Erde.

Randbedingung, → Differentialgleichung.

Random-phase-Approximation, eine Näherungsmethode zur Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkungen in einem Elektronengas, insbesondere zur Berechnung der Korrelationsenergie und der dielektrischen Funktion, die speziell zur Bestimmung des Abschirmpotentials bei der → Abschirmung durch Leitungselektronen dient.

Randpunkt, → Menge.

Randspannung, → Spannung 1) (*elektrische R.*), → Spannung 2) (*magnetische R.*), → Plastizitätstheorie.

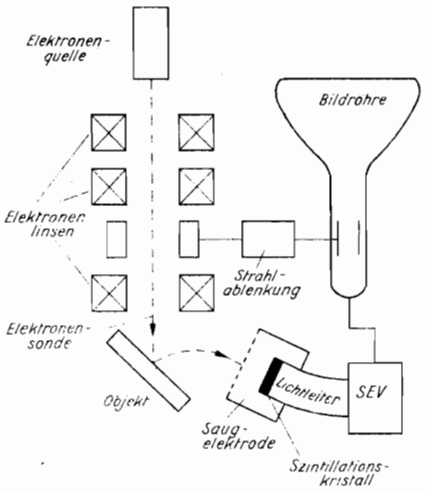
Randstrahl, → Optikrechnen.

Randwertproblem, → Differentialgleichung.

Randwertprobleme nach Prager und Hodge, → Gleitlinientheorie.
Randwiderstand, → Strömungswiderstand.
Randwinkel, → Benetzung.
°Rank, → Temperaturskala.
Rankine-Clausius-Prozeß, → Clausius-Rankine-Prozeß.
Rankine-Skala, → Temperaturskala.
Ranquesches Wirbelrohr, → Wirbelrohr.
Raoultsches Gesetz, besagt, daß die Erniedrigung des Dampfdruckes eines reinen Lösungsmittels durch einen gelösten nicht flüchtigen Stoff unabhängig vom Lösungsmittel, vom gelösten Stoff und von der Temperatur und nur abhängig von der Konzentration des gelösten Stoffes ist. Die Dampfdruckerniedrigung ist gleich dem Molenbruch des gelösten Stoffes: $(p_0 - p)/p_0 = n_1/(n_1 + n_0)$. Hierbei sind p_0 bzw. p der Dampfdruck des reinen Lösungsmittels bzw. der Lösung, n_0 bzw. n_1 die Molzahlen des Lösungsmittels bzw. des gelösten Stoffes. Das Raoultsche G. ist als Grenzgesetz für stark verdünnte Lösungen (ideale Lösungen) streng gültig.

Die Dampfdruckerniedrigung hat → Siedepunktserhöhung und → Gefrierpunktserniedrigung der Lösung gegenüber dem reinen Lösungsmittel zur Folge.
Raps-Kompensator, → Kompensator.
Rarita-Schwinger-Gleichung, relativistische Wellengleichung für Teilchen mit Spin $s = 3/2$ und Masse $m \neq 0$. Die R.-S.-G. stellt eine Umformulierung der Spinordarstellung der Wellengleichung dar: $(\gamma^\mu \partial_\mu + \varkappa)\psi_\nu = 0$ mit der Nebenbedingung $\gamma^\mu \psi_\mu = 0$; ψ_ν ist ein Viererspinorvektor, d. h., jede Komponente des Viererspinors ist als Vierervektor aufzufassen; γ^μ sind die Diracschen Matrizen, $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ (→ Dirac-Gleichung). Die Gleichung kann für beliebige Spins $s = n + 1/2$ (n ganz) übertragen werden, wenn man ψ_ν durch die Spinortensoren $\psi_{\nu_1 \nu_2 \ldots \nu_n}$ ersetzt.
Rasterelektronenmikroskop (Tafel 50), ein elektronenoptisches Gerät zur vergrößerten Abbildung von Objekten, das meist im Auflichtverfahren, d. h. zur direkten elektronenoptischen Abbildung von Oberflächen, angewandt wird. Es wird mit Hilfe mehrerer magnetischer Elektronenlinsen eine → Elektronensonde von einem Durchmesser von etwa 10 nm erzeugt und mittels einer geeigneten Ablenkvorrichtung zeilenweise über die Objektoberfläche geführt (Abb.). Zur Bilderzeugung werden in den meisten Fällen die an der Objektoberfläche ausgelösten Sekundärelektronen benutzt, die nach Erfassung durch einen hinreichend empfindlichen Detektor, z. B. bestehend aus Saugelektrode, Szintillationskristall, Lichtleiter, Sekundäremissionsvervielfacher (SEV), zur Hell-Dunkel-Steuerung des bilderzeugenden Elektronenbündels einer Oszillographenröhre benutzt werden, das synchron mit der über das Objekt geführten Elektronensonde den Wiedergabebildschirm abrastert.

Hauptcharakteristikum einer rastermikroskopischen Aufnahme ist ihre große Schärfentiefe; das Auflösungsvermögen des R.s liegt bei 10 bis 20 nm. Neben den Sekundärelektronen werden zur Informationsgewinnung über das Objekt wahlweise auch reflektierte Elektronen,



Prinzip des Rasterelektronenmikroskops

im Objekt absorbierte Elektronen und — bei Halbleitern — die strahlinduzierte Leitfähigkeitsänderung des Objekts benutzt. Die sich ergebenden Informationen betreffen nicht nur die Oberflächentopographie, sondern auch elektrische und magnetische Oberflächeninhomogenitäten.
Rastertrennung, → stereoskopisches Sehen.
Rastpolkegel, → Kreisel.
Ratiodetektor, → Demodulation.
rationale Funktion, → meromorphe Funktion, → ganze Funktion.
Rationalitätsgesetz der Kristallographie, *Haüysches Grundgesetz*, besagt: Charakterisiert man die Wachstumsflächen F_j eines Kristalls durch die Achsenabschnitte A_j, B_j, C_j, die sie auf drei zu Kristallkanten parallelen Koordinatenachsen bilden, so gilt für jedes Paar F_j, F_k derartiger Flächen $(A_j/A_k) : (B_j/B_k) : (C_j/C_k) = m : n : p$, wobei für m, n, p kleine ganze Zahlen gewählt werden können. Man kann eine dieser Flächen als *Einheitsfläche* F_0 wählen. Jede andere Wachstumsfläche F_j läßt sich dann durch ganze teilerfremde Zahlen hkl, die *Millerschen Indizes*, charakterisieren, für die $h : k : l = A_0/A_j : B_0/B_j : C_0/C_j$ gilt. Die Einheitsfläche wählt man zweckmäßigerweise so, daß alle als Begrenzung auftretenden Kristallflächen möglichst einfache Indizes erhalten. Zur Charakterisierung des morphologischen Bezugssystems eines Kristalls werden als kristallographische Konstanten die Winkel α, β, γ zwischen den Koordinatenachsen und das Achsenverhältnis $\frac{A_0}{B_0} : 1 : \frac{C_0}{B_0}$ angegeben.

Das R. ergibt sich aus der Tatsache, daß Wachstumsflächen meist zu Netzebenenscharen mit hoher Netzebenenbelastung (→ Netzebene) parallel liegen. Wird die Elementarzelle so gewählt, daß die Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ zu den drei als Achsen gewählten Kanten parallel liegen, so ist $\frac{A_0}{B_0} = N \cdot \frac{a}{b}$ bzw. $\frac{C_0}{B_0} = M \cdot \frac{c}{b}$, wobei N bzw. M einfache Brüche oder kleine ganze Zahlen sind. Wurde die Einheitsfläche so gewählt, daß $M = N = 1$ ist, so werden die Millerschen Indizes einer Wachstumsfläche gleich den

Braggschen Indizes der ihr parallelen Netzebenenschar bezogen auf die Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$. Die Regel, nach der niedrig indizierte Flächen meist besonders gut ausgebildet sind, heißt *Komplikationsregel.*

Rationalzahl, jede Zahl $a = p/q$, die sich als Quotient zweier ganzer Zahlen p und q mit $q \neq 0$ darstellen läßt. Die ganzrationalen Zahlen ..., -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, ... bilden einen Ring, der aus den natürlichen Zahlen durch die Forderung der unbeschränkten Umkehrbarkeit der Addition entsteht. Die R.en bilden durch die Forderung der unbeschränkten Umkehrbarkeit der Multiplikation $aq = p$ für $q \neq 0$ einen Körper. Eine *Irrationalzahl* läßt sich durch keine R. darstellen, aber durch eine Folge von R.en beliebig approximieren. Sie ist definiert durch einen *Dedekindschen Schnitt*, durch eine Einteilung aller reellen Zahlen in zwei nicht leere Klassen A und B, bei der jede Zahl r_n der Klasse A kleiner ist als jede Zahl $\bar{r}_n$ aus B und bei der der Betrag der Differenz $|\bar{r}_n - r_n|$ für $n \to \infty$ eine Nullfolge bildet; z. B. gehören bei der Irrationalzahl $\sqrt{2}$ zur Klasse A alle Zahlen, deren Quadrat kleiner als 2 ist. Am bekanntesten ist die Approximation $\left(r - \frac{1}{10^n} \middle| r + \frac{1}{10^n}\right)$ durch Dezimalbrüche, z. B. $3{,}1415 < \pi < 3{,}1416$. Daraus ergibt sich, daß eine Irrationalzahl einem unendlichen unperiodischen Dezimalbruch entspricht. Der für die Zahl π ist z. B. auf 100265 Stellen berechnet worden.

rauchschwache Pulver, → Explosivstoffe.

Rauheis, → Rauhfrost.

Rauhfrost, Anlagerung unterkühlter Nebel- und Wassertröpfchen unter Mitwirkung der Sublimation bei Temperaturen unter -10 °C in Form faseriger, schneeweißer Zapfen, deren Spitze an der Ansatzstelle liegt. Im Inneren sind die Zapfen oft von körniger Struktur. R. setzt sich bei nebeligem Wetter an allen Unebenheiten des Bodens, an Kanten, Ecken, Baumzweigen u. dgl. an der Luvseite der Gegenstände ab. Sind die Wassertröpfchen hinreichend groß, um beim Gefrieren so viel Verdampfungswärme abgeben zu können, daß sie sich ausbreiten und die Sublimation verhindern können, so bildet sich *Rauheis.*

Rauhreif, *Duft*, Sublimation in übersättigtem Eisdampf bei Temperaturen unter -10 °C in Form feiner Fäden oder hexagonal kristallisierter Plättchen. Diese setzen sich bei schwachem Wind an der Luvseite aufrechter Gegenstände, also auch an den kleinen Reifsäulen, an und wachsen dem Winde entgegen.

Raum, Grundbegriff zur Erfassung der gegenseitigen Anordnung von Körpern und Feldern. In der vorrelativistischen Physik wurde der R. nach Newton als absoluter R. angenommen, der unabhängig von der Materie und deren Veränderungen existiere und homogen sowie isotrop sei. Mit der Aufstellung der → speziellen Relativitätstheorie konnte Einstein diese irrtümliche Ansicht korrigieren: Raum und Zeit werden zu einer vierdimensionalen pseudo-euklidischen Raum-Zeit zusammengefaßt.

In der allgemeinen Relativitätstheorie wird die Bewegung der Materie direkt mit der Geometrie des Raum-Zeit-Kontinuums verknüpft, dessen nichteuklidischer Charakter durch die Lichtablenkung in starken Gravitationsfeldern experimentell bestätigt wurde (→ Zeit).

Der Begriff spielt in der Physik ferner im Sinne von mathematischen Räumen eine wesentliche Rolle als Zustandsraum physikalischer Systeme (→ Zustand); in der klassischen Physik als Lage- oder Konfigurationsraum, ferner als Impulsranm und in der statistischen Physik als multidimensionaler Phasenraum, in der Quantentheorie vor allem als unendlichdimensionaler → Hilbert-Raum der Zustandsfunktionen und ferner in Gestalt spezieller Darstellungsräume wichtiger Symmetriegruppen (Isospinraum). Als Orts- oder Koordinatenraum bezeichnet man den von den → verallgemeinerten Koordinaten und als Impulsraum den von den verallgemeinerten Impulsen eines physikalischen Systems aufgespannten jeweils f-dimensionalen euklidischen R., wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade ist.

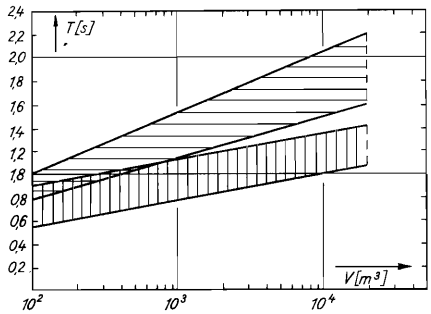
Raumakustik, der Teil der Akustik, der die Schallausbreitung in geschlossenen Räumen behandelt, die besonders durch das Auftreten von Nachhallerscheinungen bestimmt wird. Ziel der Untersuchungen der R. ist die Feststellung der Bedingungen für Hörbarkeit und Verständlichkeit von Sprache und Musik, d. h. für die Hörsamkeit eines Raumes, für die Eignung in bestimmter Weise gebauter Räume für verschiedene Verwendungszwecke, z. B. als Konzertsaal, als Sprechtheater, als Lesesaal einer Bibliothek u. a., sowie die Ausarbeitung geeigneter Methoden zur Untersuchung dieser Fragen. Die Ausstattung eines Raumes oder Saales kann vom Architekten nicht allein von künstlerischen oder bautechnischen Gesichtspunkten abgeleitet werden. Die R. stellt wesentliche und nicht zu umgehende Bedingungen für die Konzipierung eines für einen bestimmten Zweck vorgesehenen Raumes.

Alle Raumbegrenzungen reflektieren auftreffende Schallwellen mehr oder weniger stark. Jeder Ort im Raum ist durch die Überlagerung aus verschiedenen Richtungen mit unterschiedlicher Stärke kommender Schallanteile gekennzeichnet. Das resultierende Schallfeld ist deshalb sehr verwickelt, so daß alle raumakustischen Regeln zur akustischen Gestaltung der Räume nur Näherungen sein können. Der funktionale Zusammenhang zwischen objektiven Schallfeldgrößen und subjektiven Schallempfindungen läßt einen gewissen Spielraum zu. Alle praktisch auftretenden Probleme lassen sich daher mit diesen Näherungen behandeln. Der von den Raumbegrenzungen reflektierte Schall trifft einen Hörer immer später als der Direktschall. Die Summe dieser Empfindungen ergibt den Eindruck des Nachhalls bezüglich eines Primärschallsignals. Einzelne Schallrückwürfe werden dann als störend empfunden, wenn sie mehr als 40 bis 50 ms später als der Direktschall eintreffen. In der Gesamtheit des erwünschten Nachhalls treten aber Laufzeitdifferenzen dieser Größenordnung durchaus auf. Gekrümmte Begrenzungen können zu Schallkonzentrationen führen, außerdem können Interferenzerscheinungen auftreten, so daß ein Raum Orte sehr unterschiedlicher Schallpegel enthalten kann.

Fehlt wegen starker Schallabsorption, z. B. durch Stoffverkleidungen, Vorhänge u. a., der Nachhall ganz oder fast ganz, wird die Hörsamkeit des Raumes herabgesetzt. Die Nachhallstärke und -dauer ist entscheidend für die Hörsamkeit.

Mit *Nachhalldauer* wird die Zeit bezeichnet, in der das Nachklingen eines Schallereignisses in einem Raum zu hören ist. Diese Zeit hängt außer von den Nachhalleigenschaften des Raumes von Frequenz und Stärke des Primärschallsignals ab. Unter der *Nachhallzeit* T versteht man dagegen eine nur den Raum charakterisierende Größe, die als Dauer des Abklingens eines Schallereignisses um 60 dB, d. h. auf den 10^6ten Teil der Anfangsstärke festgelegt ist.

Die Bestimmung und Verwirklichung der optimalen Nachhallzeit für einen Raum muß physiologische und klangästhetische Gesichtspunkte berücksichtigen, die einen gewissen Bereich optimaler Nachhallzeiten für die einzelnen Anwendungsgebiete zulassen, der für musikalische Darbietungen größer als für das gesprochene Wort ist (Abb.). Die Beeinflussung der



Bereiche optimaler Nachhallzeiten $T[s]$ als Funktion des Raumvolumens $V[m^3]$ (Sprache ||||, Musik ≡)

Nachhallzeit T in einem gegebenen Raum ist durch Variation der Reflexionsverhältnisse von Boden, Wänden und Decke möglich, da T sowohl vom Raumvolumen V als auch von der insgesamt absorbierenden Fläche A_0 nach der Beziehung $T = k \cdot V/A_0$ abhängt. Wird $k = 0{,}163$ gesetzt, erhält man T in s. Schallschluckende textile Auskleidungen setzen die Nachhallzeit ebenso herab wie diffus reflektierende tiefgegliederte Oberflächen. Durch diese Diffusität der Schallrückwürfe wird gleichzeitig eine gleichmäßigere Schallversorgung an allen Orten des Raumes erreicht.

Zur experimentellen Erkundung raumakustischer Spezialfälle werden die Abmessungen des Raumes durch die darin sich ausbreitenden Wellen in gleichem Maße verkleinert, so daß ihr Verhältnis bei den Modellen erhalten bleibt. Die Experimentierfrequenzen liegen dann im Ultraschallbereich, und die Ausbreitung wird im flüssigkeitsgefüllten Modellraum studiert.

Lit. G. Hartmann: Praktische Akustik, Bd 2: Raum- und Bauakustik (München u. Wien 1968).

raumartig, Begriff aus der Relativitätstheorie. Ein Vierervektor ist r., wenn der Betrag $g_{\mu\nu}b^\mu b^\nu > 0$ ist. Eine Kurve ist r., wenn die Tangentialvektoren alle r. sind. Zwei Weltpunkte liegen r. zueinander, wenn es eine stetig differenzierbare Kurve gibt, die beide verbindet und überall r. ist.

Beispiel für einen r.en Vektor ist die Viererbeschleunigung eines Teilchens mit Ruhmasse. In der speziellen Relativitätstheorie existiert zu jedem r.en Vektor ein Inertialsystem, in dem die Zeitkomponente des Vektors verschwindet (→ Minkowski-Raum).

Raumauflösung, svw. räumliches → Auflösungsvermögen.

Raumbewegung, → Symmetrie.

Raumbildentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Raumdiversity, → Mehrfachempfang.

Raumfahrtantrieb, Antriebsverfahren, das zur Änderung des Bewegungszustandes (Start, Landung, Bahnänderung, Steuerung) von Raumflugkörpern eingesetzt werden kann. R.e müssen deshalb unabhängig von der umgebenden Luft arbeiten (→ Strahltriebwerk). Abgesehen von der Möglichkeit, den Strahlungsdruck der Sonne auszunutzen (*Sonnensegel*), erfüllen nur die autogenen Reaktivsysteme (→ Rakete, → Raketentriebwerk) diese Bedingung. Eine Untergruppe von ihnen, die chemischen oder nuklearen thermischen Antriebe (Raketentriebwerke im engeren Sinne) arbeiten auch in der Atmosphäre und können wegen der Größe des erzeugten Schubs für Start, Landung und rasche Bahnänderungen verwendet werden (z. B. in Trägerraketen), während die elektrischen Antriebe einen sehr kleinen Schub liefern und nur außerhalb der Atmosphäre für die Steuerung und allmähliche Beschleunigung von Raumflugkörpern eingesetzt werden können.

Raumgitter, → Gitter.

Raumgitterinterferenz, → kinematische Theorie.

Raumgruppe, → Symmetrie, → magnetische Raumgruppe.

Rauminhalt, svw. Volumen.

Raumkurve, als Schnitt zweier Flächen $f(x, y, z) = 0$ und $g(x, y, z) = 0$ definierte Punktmenge des Raumes, die durch eine Parameterdarstellung $(x(t), y(t), z(t)) = \vec{r}(t)$ angegeben werden kann. Für den beliebigen Parameter t kann insbesondere eine der drei Koordinaten x, y, z verwendet werden. Besondere Vereinfachungen ergeben sich, wenn für t die *Bogenlänge*

$$s = \int_{t_0}^{t} \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \cdot dt$$

gewählt wird. Im folgenden sei s der Kurvenparameter. Drei Punkte der R. bestimmen eine Ebene, die für drei benachbarte und in der Grenzlage zusammenfallende Punkte zur *Schmiegungsebene* S im Punkte P der R. wird. In dieser Ebene S liegt die Tangente an die R. mit dem Tangenteneinheitsvektor $t = d\vec{r}/ds$. Von allen Normalen zur Tangente liegt der *Hauptnormalenvektor* $\vec{n} = [d^2\vec{r}/ds^2]/|d^2\vec{r}/ds^2|$ ebenfalls in S; der *Binormalenvektor* $\vec{b} = t \times \vec{n}$ dagegen steht in P senkrecht auf S und zwar so, daß t, $\vec{n}$, $\vec{b}$ in dieser Reihenfolge ein Rechtssystem bilden, das das *begleitende Dreibein der Raumkurve* genannt wird. Für die Ableitung der Vektoren t, $\vec{n}$ und $\vec{b}$ gelten die *Frenetschen Formeln*:

$$\frac{dt}{ds} = \frac{1}{\varrho}\vec{n}, \qquad \frac{d\vec{n}}{ds} = -\frac{1}{\varrho}t + \frac{1}{\tau}\vec{b},$$

$$\frac{d\vec{b}}{ds} = -\frac{1}{\tau}\vec{n}.$$

Dabei ist $\varrho = 1\Big/\left|\frac{\mathrm{d}^2\vec{r}}{\mathrm{d}s^2}\right|$ der Radius des *Schmiegungskreises*; $1/\varrho$ wird als *erste Krümmung* bezeichnet; $\frac{1}{\tau} = \varrho^2\left(\frac{\mathrm{d}\vec{r}}{\mathrm{d}s} \times \frac{\mathrm{d}^2\vec{r}}{\mathrm{d}s^2}\right)\frac{\mathrm{d}^3\vec{r}}{\mathrm{d}s^3}$ heißt *zweite Krümmung*, *Torsion* oder *Windung* und ist ein Maß dafür, wie stark sich die R. aus der Schmiegungsebene herauswindet. Die *Gesamtkrümmung* der R. ist $\sqrt{1/\tau^2 + 1/\varrho^2}$.

Raumladung, Anhäufung nichtkompensierter freier elektrischer Ladungen einer Polarität. R.en treten in Vakuumelektronen- oder -ionenröhren in der Nähe der Elektroden auf Grund der dort noch geringen Geschwindigkeit der betreffenden Ladungsträger auf. In ähnlicher Weise entstehen R.en in gasgefüllten Entladungsröhren an verschiedenen Stellen auf Grund großräumiger Ladungstrennung infolge der Einwirkung elektrischer Felder, z. B. in der Nähe von Elektroden oder Wänden.

Die *elektrische R.* ist eine räumlich verteilte elektrische Ladung eines Vorzeichens. Ihre Dichte, die *Raumladungsdichte* ϱ, ist definiert als die Ladung je Volumeneinheit. Für eine beliebige Ladungsverteilung ist sie in jedem Punkt gegeben zu $\varrho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}V}$, wenn das Volumen ΔV die Ladung ΔQ enthält. Da die Ladung nur gequantelt auftritt, soll ΔV noch so groß sein, daß die Ladungsverteilung als kontinuierlich angesehen werden kann. Die Gesamtladung eines Volumens V ergibt sich dann zu $Q = \int_V \varrho \, \mathrm{d}V$. Die Einheit der Raumladungsdichte ist das Coulomb je Kubikmeter, C/m^3. → Flächenladung, → Punktladung.

Raumladungsdichte, → Raumladung.

Raumladungsgebiet, der Teil der Strom-Spannungskennlinie der Diode bzw. Triode, in dem der Anodenstrom wesentlich durch die Raumladung bestimmt wird. Das R. liegt zwischen dem Anlaufstrom- und dem Sättigungsgebiet. Die Zahl der aus der Katode austretenden Elektronen wird durch das Richardsonsche Gesetz bestimmt und ist insbesondere unabhängig von der Anodenspannung. Es gelangen aber nicht alle Elektronen zur Anode. Die gerade emittierten, noch langsamen Elektronen umgeben die Katode als negative Raumladungswolke. Sie schirmt das positive Anodenfeld ab und treibt später emittierte Elektronen zum Teil wieder zur Katode zurück. Daher fließt bei kleinen positiven Anodenspannungen nicht sofort der volle Sättigungsstrom, sondern der kleinere *Raumladungsstrom*, der durch das *Raumladungsgesetz* bestimmt wird: $I_a = k U_a^{3/2}$. Der Faktor k hängt von der Röhrengeometrie ab. Je höher die Anodenspannung ist, um so schneller werden die Elektronen abgesaugt, um so geringer ist die Wirkung der Raumladung. Von der Sättigungsspannung ab wird der Anodenstrom nicht mehr durch die Raumladung begrenzt. Der gesamte Sättigungsstrom fließt in diesem Falle zur Anode.

Raumladungsgesetz, → Raumladungsgebiet.

Raumladungsgitter, → Raumladungsröhre.

Raumladungsgitterröhre, svw. Raumladungsröhre.

Raumladungspolarisation, die dielektrische Wirkung von Ladungsträgern, die in einem Nichtleiter nur sehr gering beweglich sind und in Haftstellen im Gitter und an Oberflächen eingefangen werden, so daß sie sich nicht gegenseitig neutralisieren können. Es entsteht eine räumliche Ladungsverteilung eingefangener Elektronen und Defektelektronen, deren Feld eine Störung des äußeren Feldes bewirkt. Bei Messungen der Dielektrizitätskonstante ε wirkt die R. so, als wäre ε erhöht.

Raumladungsröhre, *Raumladungsgitterröhre*, Elektronenröhre mit vier Elektroden, die sich von der gewöhnlichen Tetrode dadurch unterscheidet, daß die Verstärkung bei ihr nicht durch Verringerung des Durchgriffs, sondern durch Erhöhung der Steilheit angehoben wird. Das zweite Gitter ist bei den R.n in der Nähe der Katode angebracht und liegt auf geringer positiver Spannung. Dieses sogenannte *Raumladungsgitter* saugt die Raumladungswolke ab. Dadurch fließt bei gleicher Gitterwechselspannung ein stärkerer Anodenwechselstrom, was gemäß $S = \partial I_a / \partial U_g$ mit einer größeren Steilheit gleichbedeutend ist.

Raumladungsstrom, → Raumladungsgebiet.

räumliche Dispersion, Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε vom Wellenvektor $\vec{k}$ des Lichtes bei fester Frequenz ω des Lichtes, d. h. $\varepsilon = \varepsilon(\omega, \vec{k})$. Die r. D. führt unter anderem zur optischen Aktivität und gibt Anlaß zur Doppelbrechung in Kristallen, die normalerweise nicht doppelbrechend sind, z. B. solche mit kubischer Struktur. Bei einer auch vom Wellenvektor abhängigen Dielektrizitätskonstante können sich nämlich zwei Wellen in der gleichen Richtung und mit gleicher Polarisation, aber mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit ausbreiten. Eine solche anomale Wellenausbreitung wurde an mehreren Halbleitern im Bereich der Exzitonenabsorption beobachtet.

Die r. D. ist Folge eines nichtlokalen Zusammenhanges zwischen dem elektrischen Feld der Lichtwelle und der von ihr hervorgerufenen Polarisation, ähnlich wie beim anomalen Skineffekt die Stromdichte $\vec{j}$ am Orte $\vec{r}$ nicht nur durch das elektrische Feld $\vec{E}$ am Orte $\vec{r}$ bestimmt wird.

räumliche Symmetrien, → Symmetrie, → Erhaltungssätze.

Raumresonanz, die in rechtwinkligen Räumen bei den Eigenfrequenzen des vorliegenden Raumes auftretende akustische Resonanz. Unter der Voraussetzung kleiner Schwingungsamplituden und vollständiger Schallreflexion der Wände gilt für die Resonanzfrequenz

$$\nu = \frac{c_s}{2}\sqrt{\frac{p^2}{a^2} + \frac{q^2}{b^2} + \frac{r^2}{c^2}},$$

mit c_s Schallgeschwindigkeit, a, b, c Kantenlängen des Raumes und p, q, r positive ganze Zahlen.

Raumwelle, 1) → elektromagnetische Wellen. 2) → seismische Welle.

Raumwinkel, der Teil des Raumes, der von jenen Strahlen begrenzt wird, die von einem Punkt nach einer geschlossenen Kurve verlaufen. Als Maß für den R. dient der Teil der Oberfläche der Einheitskugel (der Mittelpunkt fällt mit dem Schnittpunkt der Strahlen zusammen),

der aus dem Schnitt mit dem R. hervorgeht. Beispiel: Der gesamte Raum wird demnach unter dem R. 4π gesehen, für einen Kegel mit dem Öffnungswinkel von 120° ist der R. gleich π. Die *Raumwinkeleinheit* im SI ist der → Steradiant. Früher waren die Quadrate der ebenen Winkel als Raumwinkeleinheiten üblich. → Quadrat-Altgrad, → Quadrat-Neugrad.

Raum-Zeit-Welt, gemeinsame Betrachtung von Raum und Zeit. In der Newtonschen Mechanik ist die Zeit eine absolute, vom Bewegungszustand des Beobachters unabhängige Größe. Erst in der Relativitätstheorie wird die Zeit eine Koordinate wie die Raumkoordinaten in dem Sinne, daß sie an den homogenen Transformationen teilnimmt (→ Lorentz-Gruppe). Wie bei Raumkoordinaten können auch perspektivische Änderungen der Zeitkoordinaten auftreten (→ Zeitdilatation, → Relativität der Gleichzeitigkeit). Die Betrachtung der Koordinaten als Numerierung der Ereignisse führt zu ganz allgemeinen Koordinatentransformationen und zur Definition der Raum-Zeit-Welt als Riemannsche Mannigfaltigkeit mit indefiniter Metrik (→ Riemannscher Raum).

Rauschabstand, svw. Störabstand.

Rauschanpassung, Anpassung zwischen einem Generator und dem Eingang eines Empfängers oder Verstärkers derart, daß das durch den Empfänger oder Verstärker hinzukommende → Rauschen möglichst gering im Verhältnis zum Rauschen des Generators ist. Das erreicht man, indem man die → Rauschzahl möglichst niedrig hält. Die R. weicht im allgemeinen von der Leistungsanpassung ab.

Rauschbandbreite, Bandbreite des Rauschspektrums einer → Rauschquelle.

Rauschdiode, Meßgerät zur Bestimmung der Stärke des Rauschens einer unbekannten → Rauschquelle. Man verwendet meist Dioden mit einer Wolframkatode im Sättigungsgebiet des Anodenstromes, weil sie einen definierten und steuerbaren Rauschstrom infolge des ungeschwächten Schroteffektes haben (→ Rauschen II, 2a). Der effektive Rauschstrom des Schroteffektes ist proportional zum Anodenstrom, den man seinerseits durch Veränderung der Katodentemperatur über die Heizleistung definiert einstellen kann. Durch Vergleich des Rauschstromes der R. mit dem der unbekannten Rauschquelle kann deren Rauschstrom bestimmt werden. Es gibt R.n für Frequenzen bis $3 \cdot 10^8$ Hz. Für Frequenzen zwischen $3 \cdot 10^8$ Hz und 10^{10} Hz verwendet man Dioden mit Edelgasfüllung, bei denen zum Rauschen durch den Schroteffekt noch das Ionisierungsrauschen kommt.

Rausch-EMK, → Rauschen II, 1.

Rauschen, eine Folge von akustischen oder elektromagnetischen Wellen mit unterschiedlicher Amplitude und Frequenz. Ist die Verteilung der Amplituden bei den einzelnen Frequenzen eine Gauß-Verteilung, dann spricht man von einem *Gaußschen R.* Zu einem idealen weißen R. tragen alle möglichen Frequenzen mit gleicher Amplitude bei. Da sich dies praktisch jedoch nicht realisieren läßt, bezeichnet man bereits ein breitbandiges Gaußsches R., bei dem die Amplituden innerhalb der Bandbreite annähernd gleich groß sind, als weißes R. Man unterscheidet noch folgende Arten des R.s:

I) Das *akustische R.* ist ein mit dem Gehör wahrnehmbares Geräusch, das aus sehr vielen Schwingungen zusammengesetzt ist, deren Frequenzen über einen großen Teil des Hörbereiches verteilt sind. Außerdem weicht keine Amplitude extrem vom Durchschnitt aller Amplituden ab. Ein solcher Schalleindruck entsteht z. B. durch die statistischen Schwankungen des Luftdrucks, die ein Wasserfall hervorruft.

II) Unter *elektrischem R.* versteht man alle Störungen beim Empfang oder bei der Übertragung von Signalen, die — gegebenenfalls mit Hilfe eines Verstärkers — über einen Lautsprecher oder einen Kopfhörer als akustisches R. hörbar gemacht werden können. Nach der Entstehung des elektrischen R.s unterscheidet man

1) *Widerstandsrauschen* (*Nyquist-Rauschen, Stromrauschen, thermisches R.*). In Widerständen, Leitern und Stromkreisen entstehen durch die Wärmebewegungen der Ladungsträger statistische Schwankungen der Spannung bzw. des Stromes. Diese Schwankungen wirken wie ein zusätzliches Wechselspannungs- bzw. Wechselstromgemisch, dessen Effektivwert das R. charakterisiert. Die *Rausch-EWK-* oder *effektive Rauschspannung* u_R ist die mittlere quadratische Schwankung des Momentanwertes $u(t)$ der Spannung. Ist $\bar{u}$ das zeitliche Mittel von $u(t)$, dann folgt für die Rauschspannung $u_R = \sqrt{\overline{[u(t) - \bar{u}]^2}}$ und für den Rauschstrom entsprechend $i_R = \sqrt{\overline{[i(t) - \bar{i}]^2}}$. Die *Nyquist-Formeln* liefern einen Zusammenhang dieser beiden Größen mit dem Wirkwiderstand R, der gleich dem Realteil der frequenzabhängigen Impedanz $\underline{R}(\nu)$ des Stromkreises ist: $u_R^2 = 4kT \int_{\nu_1}^{\nu_2} \mathrm{Re}\, \underline{R}(\nu)\, \mathrm{d}\nu$ und $i_R^2 = 4kT \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{\mathrm{d}\nu}{\mathrm{Re}\, \underline{R}(\nu)}$. Dabei ist $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ der untersuchte Frequenzbereich, k ist die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur des Widerstands. Ist insbesondere $R = \mathrm{Re}\, \underline{R}(\nu)$ im untersuchten Frequenzbereich konstant, dann vereinfacht sich der Zusammenhang zu $u_R^2 = 4kTR\Delta\nu$ und $i_R^2 = 4kT\Delta\nu/R$. Die zugehörige *Rauschleistung* N_R erhält man in diesem Falle nach $N_R = u_R^2/R = i_R^2 R = 4kT\Delta\nu$. Sie ist unabhängig von der Größe des Widerstandes. Die Nyquist-Formeln gelten nicht mehr bei Frequenzen, bei denen die Laufzeit der Elektronen eine Rolle spielt. Meist wird der Frequenzbereich, in dem Rauschspannungen verstärkt werden, durch nachgeschaltete Selektionsmittel bestimmt. Die Formeln werden auch zum Vergleich der Intensitäten anderer Rauschquellen verwendet, indem man für diese den äquivalenten Rauschwiderstand $R_{\text{äq}}$ bestimmt, der dieselbe Rausch-EMK erzeugen würde. Das Widerstandsrauschen dient häufig als Vergleichsgröße für die Bestimmung der Intensität anderer Rauschquellen.

2) *R. in Elektronenröhren, Röhrenrauschen.* Hierbei rührt das Störsignal von statistischen Schwankungen des Anodenstromes her. Die im folgenden angegebenen Formeln für die durch die einzelnen Effekte entstehenden *Rauschströme* gelten alle für den Fall eines Kurzschlusses der Elektronenröhren. Für die Praxis müssen sie

deshalb noch unter Berücksichtigung des Außenwiderstandes im Anodenstromkreis umgerechnet werden. Außerdem müssen bei einer Schaltung gegebenenfalls noch andere Rauschquellen, z. B. in Widerständen, in der Antenne, berücksichtigt werden. Wesentliche Rauschursachen sind Schroteffekt, Stromverteilungsrauschen, Funkeleffekt, Influenzrauschen, Ionenrauschen, Sekundäremissionsrauschen und Isolationsrauschen.

a) Beim *Schroteffekt* oder *Emissionsrauschen* handelt es sich um Schwankungen des Anodenstromes infolge Schwankungen von Intensität und Austrittsgeschwindigkeit des Emissionsstromes aus der Glühkatode. Entsprechend den Kennlinienbereichen der Elektronenröhre unterscheidet man: α) Schroteffekt im Sättigungsgebiet: Im Sättigungsgebiet des Anodenstromes werden die aus der Glühkatode austretenden Elektronen durch das äußere Feld zur Anode geführt. Wegen der zufällig auftretenden Ablösung der Elektronen treten die Elektronen mit unregelmäßiger Häufigkeit und verschiedener Austrittsgeschwindigkeit aus. Es entstehen im angeschlossenen Stromkreis Stromschwankungen, die wie bei anderen Arten des R.s zu einem Rauschstrom führen, der hier Schrotstrom genannt wird. Für den Effektivwert des Schrotstromes gilt die Formel von Schottky: $i^2_{schr} = 2eI_a\Delta\nu$. Dabei ist e die Elementarladung, I_a ist der Anodenstrom und $\Delta\nu$ die Bandbreite. Wenn man den Sättigungswert des Anodenstromes durch Erhöhung der Heizleistung vergrößert, nimmt auch der Schrotstrom zu. Diese Formel gilt nur für nicht zu hohe Frequenzen ν, deren Periodendauer $T = 1/\nu$ groß gegenüber der Laufzeit τ der Elektronen bleibt. Bei technischen Elektronenröhren liegt τ in der Größenordnung von 10^{-7} bis 10^{-9} s. Für beliebig hohe Frequenzen gilt $i^2_{schr} = F^2\, 2eI_a\Delta\nu$, d. h., der Effektivwert wird um einen frequenzabhängigen Faktor $F < 1$ geschwächt. β) Schroteffekt im Anlaufstromgebiet: Hier gilt dieselbe Formel wie im Sättigungsgebiet, weil sich noch keine Raumladungswolke ausbilden kann. γ) Schroteffekt im Raumladungsgebiet: Infolge der sich hierbei ausbildenden negativen Raumladungswolke gelangen nicht mehr alle aus der Katode austretenden Elektronen zur Anode. Daher ist hier der Schroteffekt wesentlich kleiner als im Sättigungsgebiet. Der Schrotstrom $i^2_{schr} = F_k^2\, 2eI_a\Delta\nu$ hat einen um den Faktor $F_k < 1$ kleineren Effektivwert. Der Schwächungsfaktor F_k ergibt sich aus $i^2_R = 4kT_r\Delta\nu/R_i$. Dabei ist R_i der differentielle Innenwiderstand der Elektronenstrecke und T_r die Rauschtemperatur, die dieser Widerstand R_i haben müßte, um diese Gleichung zu erfüllen. Die Rauschtemperatur ist $T_r = 0{,}644\, T_k$, wobei T_k die Katodentemperatur ist. Für den Schrotstrom im Raumladungsgebiet gilt $i^2_{schr} = 2{,}58 \cdot kT_k\Delta\nu/R_i$. Bei einer Triode mit einem Innenwiderstand $R_i = \sigma/S_a$, wobei σ die Steuerschärfe und S_a die Steilheit des Anodenstromes sind, wird der Schroteffekt durch eine äquivalente Gitterrauschspannung u_g charakterisiert, die dem Schrotstrom i^2_{schr} entspricht. Es gilt $u_g^2 = i^2/S_a^2$. Damit wird ein äquivalenter Gitterwiderstand $R_{äq}$ definiert, der bei Zimmertemperatur T_0 am Gitter eine gleich hohe Rauschspannung erzeugt wie das Eigenrauschen der Röhre. Über die Nyquist-Formel erhält man den Ausdruck $R_{äq} = (1/\sigma S_a)\,(T_r/T_0) = 0{,}64 \cdot (1/\sigma S_a) \cdot (T_k/T_0)$ als Maß für den Schroteffekt.

b) *Stromverteilungsrauschen.* Mehrgitterröhren rauschen stärker als Eingitterröhren, weil die Verteilung der Elektronen auf die positiven Elektroden statistisch schwankt. Bei einer Schirmgitterröhre teilt sich der von der Katode ausgehende Strom I_k in einen Schirmgitterstrom I_{sg} und einen Anodenstrom I_a auf. Dementsprechend verteilt sich auch der von der Katode ausgehende Schwankungsstrom i_k auf den Schirmgitterrauschstrom i_{sg} und den Anodenrauschstrom i_a. Dazu kommt die Stromverteilungsschwankung i_v. Dieser Term muß so eingehen, daß $i_k = i_{sg} + i_a$ erfüllt bleibt. Man erhält $i_a = i_k(I_a/I_k) + i_v$ und $i_{sg} = i_k(I_{sg}/I_k) - i_v$. Für Stromverteilungsschwankung gilt $i_v^2 = 2e\,\dfrac{I_aI_{sg}}{I_k}\,\Delta\nu$.

c) Der *Funkeleffekt* (*Funkelrauschen*) ist durch spontane Änderungen der Oberflächeneigenschaften der Glühkatode bedingt. Bei Frequenzen unterhalb 20 bis 100 kHz, besonders stark aber bei Frequenzen unterhalb 1 kHz tritt der Funkeleffekt bei Katoden auf, die nicht aus reinen Metallen bestehen, sondern komplexe Oberflächen haben, speziell bei Oxidkatoden. Das R. durch den Funkeleffekt kann das Schrotrauschen um mehrere Größenordnungen übertreffen. Der Funkeleffekt entsteht dadurch, daß sich die Eigenschaften der Oberflächenschicht der Katode z. B. durch Umlagerung von Fremdatomen an einzelnen Stellen der Oberfläche spontan ändern. Damit verbunden sind Schwankungen der Austrittsarbeit. Der Funkeleffekt ist frequenzabhängig und führt mit zunehmender Katodentemperatur zu stärkerem R. Man beschreibt den Effektivwert des Rauschstromes i_F beim Funkeleffekt pauschal nach $i_F^2 = F_F^2\, 2eI_a\Delta\nu$ mit Hilfe eines Vergleichsfaktors F_F. Da Schroteffekt und Funkeleffekt immer gleichzeitig auftreten, ergibt sich ein Rauschstrom $i_R^2 = i^2_{schr} + i_F^2 = (F_k^2 + F_F^2)\, 2eI_a\Delta\nu$. Man bestimmt den Vergleichsfaktor F_F, indem man den Schwankungsstrom mit einer gesättigten Diode vergleicht, die, wie z. B. eine Diode mit Wolframkatode, keinen Funkeleffekt hat.

Bei allen Katodenarten, also auch bei reinen Metallen, tritt außerdem noch ein *anomaler Funkeleffekt* auf. Er führt insbesondere im niederfrequenten Gebiet zu einer Erhöhung des R.s. Diese zusätzlichen Schwankungen haben ihre Ursache im Austreten positiver Ionen aus der Glühkatode, die im Raumladungsgebiet die Wirkung der Raumladungswolke auf den Emissionsstrom vermindern. Im Sättigungsgebiet tritt der anomale Funkeleffekt nicht auf.

d) Das *Influenzrauschen* entsteht dadurch, daß die aus der Katode austretenden Elektronen auf dem Steuergitter Schwankungsladungen influenzieren, so daß stets ein Wechselstrom zum Steuergitter fließt. Bei hohen Frequenzen $\nu > 10^7$ Hz erzeugt dieser Wechselstrom infolge der Elektronenlaufzeiten einen Wirkwiderstand zwischen den Eingangsklemmen der Elektronenröhre.

e) Das *Ionenrauschen* oder *Ionisationsrauschen* entsteht durch das Eintreten positiver Ionen in die Entladungsstrecke. Die Moleküle des Restgases werden durch Wechselwirkung mit den Elektronen ionisiert. Die dadurch entstehenden Ionen vermindern die Raumladungsdichte der Elektronen; der Anodenstrom wird verändert. Der statistische Charakter der Ionenerzeugung bewirkt einen zusätzlichen Schwankungsstrom und damit ein zusätzliches R. Dieses Ionisationsrauschen spielt bei modernen Elektronenröhren keine Rolle, weil bei ihnen die Gitterionenströme sehr gering sind. Zum Ionenrauschen kann man auch das R. infolge des anomalen Funkeleffektes (s. o.) zählen.

f) Das R. bei *Sekundäremission* (*Sekundäremissionsrauschen*) tritt vor allem bei Sekundäremissionsvervielfachern auf. Es entsteht infolge einer Verstärkung des Schrotstromes durch die Sekundäremission.

g) Das *Isolationsrauschen* entsteht durch statistische Schwankungen der Isolationswiderstände zwischen den Elektroden.

Die Rauschströme der verschiedenen Effekte, vor allem des Schroteffektes, der Stromverteilungsschwankung und des Funkeleffektes, lassen sich meßtechnisch schwer voneinander trennen. Den Schrotstrom im Sättigungsgebiet mißt man, indem man in den Anodenkreis einen meist frequenzunabhängigen Widerstand $R(\nu)$ einschaltet und die an diesem entstehende Wechselspannung mißt. Ist der äußere Widerstand genügend klein gegenüber dem Innenwiderstand der Röhre, so wird er vom vollen Schrotstrom durchflossen. Der mittlere Effektivwert der Wechselspannung ist mit $u^2_{\text{Schr}} = 2eI_a \int_{\nu_1}^{\nu_2} |\underline{R}(\nu)|^2 \, d\nu$ ein Maß für den Schrotstrom. Den Schwächungsfaktor F_k für den Schrotstrom im Raumladungsgebiet bestimmt man, indem man die Spannung an einem Schwingkreis im Anodenkreis und die Bandbreite mißt, in den Rauschstrom umrechnet und ihn mit der Formel für den ungeschwächten Schrotstrom vergleicht. Aus dem Schwächungsfaktor läßt sich auch der äquivalente Rauschwiderstand berechnen. Man kann den Schwächungsfaktor auch durch Vergleich mit einer gesättigten Wolframdiode bestimmen. Durch entsprechendes Heizen erreicht man, daß der Rauschstrom der Diode dem der untersuchten Elektronenröhre gleicht.

3) *R. in Photozellen.* Auch dieses R. ist auf mehrere Effekte zurückzuführen:

a) Der *Schroteffekt* des thermischen Emissionsstromes der Photokatode tritt auch bei abgedunkelter Photozelle auf. Die Schwankungen sind eine Folge der quantenhaften Natur der durch thermische Emission aus der Photokatode austretenden Ladungen. Dazu kommt der Schroteffekt des lichtelektrischen Emissionsstromes bei Beleuchtung. Der auf den Schroteffekt zurückzuführende Rauschstrom ist in Vakuumzellen im Sättigungsgebiet und, da hier keine Raumladung auftritt, auch außerhalb des Sättigungsgebietes dem Photostrom proportional.

b) Das *Ionenrauschen* (*Ionisationsrauschen*) vergrößert in gasgefüllten Photozellen wegen Schwankungen des Photostromes durch Stoßionisation den Rauschstrom noch beträchtlich.

c) Infolge des *Flackereffektes* entsteht R. durch Schwankungen der Emissionsrate der Photokatode, weil sich deren Oberflächenelemente laufend spontan umlagern. Dieser Effekt ist dem Funkeleffekt beim R. in Elektronenröhren verwandt.

4) Das *Kontaktrauschen* entsteht infolge Schwankungen des Stromes an einer Kontaktstelle in elektrischen Leitern oder Halbleitern, die durch sprunghafte Änderungen der Übergangsbedingungen an der Kontaktstelle auftreten. Das Kontaktrauschen tritt vor allem bei Schaltern und z. B. auch zwischen den Körnern eines Kohlewiderstands auf.

5) *Barkhausen-Rauschen.* Infolge des → Barkhausen-Effekts klappen die Weißschen Bezirke in einem Ferromagneten bei starken Änderungen des Magnetfeldes sprunghaft in ihre neue Gleichgewichtslage um. Dabei induzieren sie einen Strom, den man mit einem Verstärker in einem Lautsprecher als Knacken hören kann. Bei schnell aufeinanderfolgenden Änderungen des Feldes entsteht ein prasselndes R.

6) *R. in Halbleitern.* Folgende Ursachen für das R. in Halbleitern wurden nachgewiesen:

a) *Widerstandsrauschen.* Wie bei Leitern treten auch in Halbleitern durch Wärmebewegungen der freien Ladungsträger Schwankungen des Stromes auf, die zum R. führen.

b) *Generations-Rekombinations-Rauschen.* Die Stärke des Stromes ist von der Dichte der Ladungsträger, der Elektronen und Löcher, abhängig. Diese Dichten stellen sich als Ergebnis statistischer Einzelprozesse, insbesondere der Generation und Rekombination, ein. Der Rauschstrom durch Generations-Rekombinations-Rauschen $i^2_R = A(\nu, T)\, E^2 \Delta\nu$ hängt von der elektrischen Feldstärke E im Kristall und der Frequenzbandbreite $\Delta\nu$ ab. Der Faktor A ist von Frequenz und Temperatur abhängig.

c) *Flickerrauschen, Modulationsrauschen* oder *1/f-Rauschen.* Diese Rauschquelle ist noch nicht vollständig erforscht. Ihr Rauschstrom ist annähernd temperaturunabhängig und steigt bei kleiner werdenden Frequenzen stark an. Diese Abhängigkeit folgt nicht genau — wie zunächst angenommen — dem Gesetz $i^2_R \sim 1/f$, wobei f die Frequenz ν ist. Ursache dieses R.s sind vermutlich allmähliche Änderungen im Halbleiter durch Diffusion und Umladung von Fremdatomen.

7) *Transistorrauschen.* Ursachen hierfür sind a) Wärmebewegungen der freien Ladungsträger, also Widerstandsrauschen. b) Statistische Schwankungen der Zahl der Ladungsträger, die durch die Sperrschicht hindurchtreten. c) Schwankungen der Dichte der Ladungsträger bei hohen Feldstärken, da durch Stoßionisation Elektronen und Löcher entstehen. d) Schwankungen der Dichte der Ladungsträger durch Rekombination von Elektronen und Löchern im Volumen und an der Oberfläche.

8) *Maserrauschen.* Da in Masern die Emission elektromagnetischer Strahlen nicht nur spontan, sondern vor allem induziert erfolgt, sind Maser als extrem rauscharme Generatoren bzw. Verstärker geeignet. Weiteres → Maser.

9) *Antennenrauschen.* Beim R. von Empfangsantennen unterscheidet man zwei Fälle: a) Im Idealfall ist der Innenwiderstand der Antenne gleich dem Resonanzwiderstand. Dann berechnet sich der Rauschstrom nach der Nyquist-Formel $i_R^2 = 4kT\Delta\nu/R$. Hierbei ist T die Temperatur des Resonanzwiderstandes R und $\Delta\nu$ die Bandbreite der Antenne. Dieser Fall liegt z. B. bei UKW- und Dezimeterwellenantennen vor. b) Die zusätzlichen Impedanzen der Antenne sind so groß, daß der Resonanzwiderstand demgegenüber vernachlässigt werden kann. Auch hier kann der Rauschstrom nach der Nyquist-Formel $i_R^2 = 4kT_A\Delta\nu/R$ bestimmt werden. Dabei ist R der Wirkwiderstand der Antennenimpedanzen. Die Temperatur T_A ist dabei eine von der Wellenlänge λ abhängige Größe, die als *Rauschtemperatur* der Antenne bezeichnet wird. Diese Rauschtemperatur ist sehr hoch im Verhältnis zur Zimmertemperatur T_0 und nimmt mit der Wellenlänge ab. So hat sie z. B. für $\lambda = 10$ bis 16 m den Wert $T_A =$ 20 bis $40 \cdot T_0$, und für $\lambda = 2$ m ist sie kleiner als das Zehnfache der Zimmertemperatur. Die Ursache dieser hohen Rauschtemperatur ist die Temperaturstrahlung aus dem Kosmos.

III) *Plasmarauschen* (*Mikrowellenrauschen des Plasmas*) ist die Bremsstrahlung des Plasmas im Mikrowellengebiet. Die Rauschtemperatur (s. o.) kann, wenn als Quelle des Plasmarauschens ausschließlich Bremsstrahlung in Frage kommt, als Maß für die Elektronentemperatur angesehen werden.

IV) *Kosmisches R.* Beim Empfang von Kurzwellen treten hauptsächlich zwei Störquellen auf (Radioastronomie):

1) *galaktisches R.*, das infolge kosmischer Meterwellenstrahlung aus der Milchstraße entsteht, und 2) *solares R.*, dessen Ursache die Sonne ist. Das solare R. hängt unter anderem mit den Sonnenflecken und Sonneneruptionen zusammen.

V) → Reaktorrauschen.

Rauschfaktor, svw. Rauschzahl.

Rauschgenerator, 1) svw. Rauschquelle.

2) in der Kybernetik Einrichtungen zum Erzeugen zufälliger Prozesse. *Pseudozufallszahlen*, für die man Geräte oder Algorithmen kennt, sind Zahlenfolgen, die zwar deterministisch erzeugt werden, aber durch die üblichen statistischen Testverfahren von Folgen echt zufälliger Zahlen nicht unterschieden werden können.

Die R.en dienen zur Herstellung von Rauschsignalen (→ Signale) zur Systemanalyse bzw. zur Lösung anderer deterministischer Aufgabenstellungen nach der Monte-Carlo-Methode, z. B. zur Integration partieller Differentialgleichungen der mathematischen Physik, wie etwa der Wärmeleitungsgleichung. Stationäre zufällige Prozesse, die häufig ein normalverteiltes weißes Rauschen darstellen, erzeugt man aus physikalischen Grunderscheinungen, z. B. aus zeitlich diskontinuierlichen Elementarereignissen, die im System selbst zu Impulsen verschliffen werden. Die Überlagerung dieser Impulse ist der erzeugte Prozeß. Dazu eignen sich das durch Elektronen- oder Ionenbewegung verursachte Rauschen in Röhren oder Transistoren, die Spannungsschwankungen am Ableitwiderstand eines Zählrohrs oder das Turbulenzrauschen in Hydraulikleitungen. Bei der Gewinnung von Pseudozufallszahlen strebt man in der Regel Zahlen an, die möglichst unabhängig voneinander und gleichverteilt im Intervall [0,1] sind. Bewährte Algorithmen dieser Art sind z. B. 1) $z_{n+2} = \frac{1}{M} F_{n+2}$ mit $F_{n+2} = F_{n+1} + F_n \bmod M$ und $F_0 = F_1 = 1$ oder 2) $z_{n+1} = kz_n \bmod M$, z. B. mit $k = 23$ und $M = 10^8 + 1$. Durch Transformation der erhaltenen Zahlenfolge kann man Zahlenfolgen mit gewünschter anderer Wahrscheinlichkeitsverteilung erzeugen, z. B. nach dem zentralen Grenzwertsatz näherungsweise normalverteilte Zahlen entsprechend der Vorschrift $w = z_1 + z_2 + z_3 + z_4 + z_5$, wenn die z_i gleichverteilt im Intervall $[-h, h]$ für $h = 3/5$ sind und wenn $x = w + 0{,}01(w^3 - 3w)$. Man erhält eine näherungsweise Normalverteilung mit dem Mittelwert 0 und der Streuung 1.

In Systemuntersuchungen kann man Sägezahnimpulsfunktionen vielfach als Ersatz gleichverteilten Rauschens verwenden und entsprechende periodische Kurvenformen zur Erzeugung anderer Verteilungen.

Rauschgüte, Maß zur Charakterisierung des Rauschens in einem Empfänger oder Verstärker. Im Unterschied zur → Rauschzahl F geht in die R. auch die Leistungsverstärkung V des Empfängers oder Verstärkers mit ein. Die R. $F_{z\infty}$ berechnet sich nach $F_{z\infty} = F_z V/(V - 1)$ aus der zusätzlichen Rauschzahl $F_z = F - 1$.

Rauschleistung, Leistung einer Rauschquelle (→ Rauschen II, 1).

Rauschpegel, svw. Störpegel.

Rauschquelle, *Rauschgenerator*, Entstehungsort für das Rauschen. Als R. bezeichnet man entweder die physikalischen Effekte, die zum Rauschen führen, z. B. den Schroteffekt, oder die Geräte, in denen diese Effekte wirksam werden, z. B. eine Elektronenröhre. Die Stärke des Rauschens einer unbekannten R. wird mittels der → Rauschdiode bestimmt.

Rauschspannung, → Rauschen II, 1.

Rauschspektrum, → Rauschen.

Rauschstrom, → Rauschen.

Rauschtemperatur, eine Größe zur Angabe der störenden thermischen Rauschleistung von Verstärkern in der Hochfrequenztechnik, insbesondere von Empfängern in Nachrichtenübertragungsanlagen. Bei der Verstärkung von Signalen treten Störungen auf, die teils in den Geräten entstehen, teils in den Übertragungskanal eindringen. Da das → Rauschen stets vorhanden ist und durch besondere Übertragungsverfahren zwar relativ zu dem Nutzsignal geschwächt, aber nicht beseitigt werden kann, bestimmt es beispielsweise im wesentlichen die Reichweite einer Nachrichtenübertragungsnanlage. Beim thermischen Rauschen eines ohmschen Widerstandes R entsteht an seinen Klemmen eine Rauschspannung, die von der Temperatur T des Widerstandes und der Breite des Frequenzbandes Δf abhängig ist. Das Rauschspannungsquadrat ist gleich $u_R^2 = 4kT\Delta fR$, wenn die Momentanwerte der Rauschspannung eine Gaußsche Verteilung haben. In der Gleichung ist $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Ws/K die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur in Kelvin. Die

zugehörige Rauschleistung $N_R = u_R^2/R = 4kT\Delta f$ ist unabhängig von der Größe des rauschenden Widerstandes; sie wird allein durch die absolute Temperatur T, d. i. die R., und durch die Bandbreite Δf bestimmt (→ Rauschen II, 1).

Da die am Ausgang eines Verstärkers auftretende Rauschleistung von dessen Verstärkungsfaktor abhängt, ist es üblich, die Rauschleistung auf den Eingang des Verstärkers zu beziehen und sie durch die Rauschtemperatur T bei vorgegebener Bandbreite Δf anzugeben. Damit ist es z. B. möglich, verschiedene Verstärker bezüglich ihres Rauschens miteinander zu vergleichen.

Vielfach wird anstelle der Rauschtemperatur T die → *Rauschzahl* oder der *Rauschfaktor* F angegeben, wobei $F \cdot T_0 = T$ und $T_0 = 290$ K die Zimmertemperatur ist. Der Ausdruck für die Rauschleistung lautet dann $P = FkT_0\Delta f$.

Die R.en konventioneller Funkempfangsgeräte, die im GHz-Bereich arbeiten, liegen in der Größenordnung von 2500 K. Rauscharme Vorverstärker, wie Maser und gekühlte parametrische Verstärker, haben Rauschtemperaturen von nur etwa 4 K bzw. 15 K.

Rauschwiderstand, → äquivalenter Rauschwiderstand.

Rauschzahl, *Rauschfaktor*, Maß zur Charakterisierung der Güte der → Rauschanpassung zwischen einem Generator und einem Empfänger oder Verstärker. Die R. F wird gebildet durch das Verhältnis des Störabstandes am Ausgang des Empfängers oder Verstärkers zum Störabstand am Eingang. Ist die R. groß, dann kommt im Empfänger oder Verstärker sehr viel Rauschen hinzu. Daher achtet man bei der Rauschanpassung darauf, daß die R. möglichst klein ist. Um die im Empfänger oder Verstärker hinzugekommene Rauschleistung allein zu charakterisieren, hat man die zusätzliche R. $F_z = F - 1$ eingeführt. Das der R. entsprechende Maß für die Leistungsanpassung ist die → Grenzempfindlichkeit.

Raydist, → Entfernungsmessung.

Rayleigh-Anordnung, → Brechzahlmessung.

Rayleigh-Gans-Theorie, → Tyndall-Effekt.

Rayleigh-Gesetz, mathematische Darstellung des Verhaltens magnetischer Werkstoffe in schwachen Feldern H. Solange das angelegte Feld H kleiner als eine kritische Feldstärke H_m und diese wiederum wesentlich kleiner als die Koerzitivfeldstärke H_c ist, läßt sich die Hystereseschleife $B(H)$ bzw. der Zusammenhang zwischen Induktion B und angelegtem Feld H durch zwei Parabelbögen darstellen: $B(H) = (\mu_a + \nu H_m) H \pm \frac{\nu}{2}(H^2 - H_m^2)$. Hierbei bedeuten μ_a die Anfangspermeabilität und ν die *Rayleigh-Konstante*, die mit den irreversiblen Magnetisierungsänderungen verknüpft ist und somit ein Maß für die Ummagnetisierungsverluste bei Aussteuerung bis H_m darstellt.

Rayleigh-Gleichung, 1) → Farbensehen. 2) → Kavitation.

Rayleigh-Jeanssches Strahlungsgesetz, → Planck'sche Strahlungsformel.

Rayleigh-Konstante, → Rayleigh-Gesetz.

Rayleigh-Kriterium, → Spektrograph, → spektrales Auflösungsvermögen.

Rayleighsche Beziehung, → Dispersion.

Rayleighsche Differentialgleichung → Turbulenz.

Rayleighsche Dissipationsfunktion, → Dissipation.

Rayleigh-Scheibe, Meßgerät zur Bestimmung der → Schallschnelle und damit der Schallintensität im Tonfrequenzbereich und für tiefe Ultraschallfrequenzen. An einem sehr dünnen tordierbaren Quarzfaden ist ein leichtes Scheibchen befestigt, das sich, einem Schallstrahl ausgesetzt, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schalls einstellt; ähnlich wie an einer drehbaren Platte (→ Plattenströmung) in einer Parallelströmung infolge des aus den unsymmetrisch auftretenden Staugebieten resultierenden Kräftepaares ein Drehmoment entsteht, das die Platte senkrecht zur Strömungsrichtung stellt, so daß die Symmetrie des Stromlinienbildes hergestellt wird und das Drehmoment verschwindet. Die R.-S. reagiert daher nur auf die der Strömungsgeschwindigkeit analoge Größe des Schallfeldes, also auf die Schallschnelle v, und nicht etwa auf den Schalldruck, der der Strömungspotentialdifferenz entspricht.

Treffen die Schallwellen unter dem Winkel ψ auf die Scheibe, so dreht sie sich um den Winkel α, bis das von den Wellen (Wellenlänge $\lambda > 4\pi r$) auf die Scheibe ausgeübte Drehmoment $M_W = (4/3)\,\varrho v^2 r^3 \sin 2\psi$ (nach König) mit dem aus der Torsion des Quarzfadens entstehenden Drehmoment $M_T = D\alpha$ im Gleichgewicht ist. Steht die R.-S. im schallfreien Raum zunächst unter $\psi = 45°$ zur späteren Schallrichtung, so gilt bei kleinen Ausschlägen α für die Schallschnelle $v = \sqrt{3D\alpha/4\varrho r^3}$. Dabei ist ϱ die Dichte des Ausbreitungsmediums, r der Radius der R.-S. Das Direktionsmoment D der R.-S. wird aus der Torsionsschwingungsdauer T und dem Trägheitsmoment θ der Scheibe gemäß $D = 4\pi^2\theta/T^2$ bestimmt. Die R.-S. wird z. B. zur Absoluteichung von Mikrophonen verwendet.

Rayleighsche Koordinaten, → lineare mechanische Schwingungen.

Rayleighsches Auflösungsvermögen, → spektrales Auflösungsvermögen.

Rayleigh-Schleife, → Hystereseschleife.

Rayleigh-Streuung, → Streuung B 6).

Rayleigh-Welle, → seismische Welle.

Rb, → Rubidium.

R-Bande, → Farbzentrum.

RBE, *relative biologische Effektivität*, → Äquivalentdosis.

RBW, *relative biologische Wirksamkeit*, → Äquivalentdosis.

Rc, → Rydberg-Konstante.

rd, → Rad, → Rutherford.

Re, 1) → Rhenium. 2) → Reynoldszahl. 3) Realteil, → komplexe Zahl.

Readsches Modell, → Korngrenze.

Reaktanz, → Wechselstromwiderstände.

Reaktanzröhre, svw. Blindröhre.

Reaktanzverstärker, svw. parametrischer Verstärker.

Reaktionsenergie, → Reaktionswärme.

Reaktionsenthalpie, → Reaktionswärme.

Reaktionsgeschwindigkeit, die Geschwindigkeit, mit der die einzelnen Komponenten eines Systems dem → chemischen Gleichgewicht zustreben. Sie hängt ab vom Charakter der reagie-

renden Stoffe, deren Konzentrationen und den Versuchsbedingungen. Die momentane R. v ist definiert durch die Konzentrationsabnahme $-dc$ eines bestimmten Reaktionsteilnehmers in der Zeit dt: $v = -dc/dt$. Die R.en der anderen Reaktionsteilnehmer stehen im stöchiometrischen Verhältnis zu dieser entsprechend der Reaktionsgleichung; z. B. gilt bei der Reaktion $n_1A_1 + n_2A_2 \rightarrow n_3A_3$ für $v_2 = (n_2/n_1)\,v_1$ und für $v_3 = (n_3/n_1)\,v_1$. Dabei sind $n_{1,2,3}$ die Molzahlen. Nach der Anzahl der Teilchen, die gleichzeitig miteinander wechselwirken müssen, damit die chemische Reaktion abläuft, unterscheidet man:

1) *Mono-* bzw. *unimolekulare Reaktionen*, die aus dem selbständigen Zerfall der Moleküle bestehen. Die R. ist der Konzentration dieser Moleküle proportional (*Reaktion 1. Ordnung*). Es gilt $-dc/dt = kc$, wobei k die von der Konzentration unabhängige Reaktionsgeschwindigkeitskonstante oder spezifische R. ist. Beispiele: $N_2O_5 \rightarrow N_2O_4 + 1/2\,O_2$; radioaktiver Zerfall.

2) *Bimolekulare Reaktionen*, bei denen zwei gleiche oder verschiedene Teilchen miteinander reagieren. Die R. ist bei verschiedenen Teilchen dem Produkt der Konzentrationen beider Teilchen, bei gleichen Teilchen dem Quadrat der Konzentration proportional (*Reaktionen 2. Ordnung*). Es gilt also für die Reaktion $A + B \rightarrow$ Endstoffe: $-dc_A/dt = -dc_B/dt = kc_Ac_B$. Beispiel: $CH_3COOC_2H_5 + OH^- \rightarrow CH_3COO^- + C_2H_5OH$.

3) *Trimolekulare Reaktionen*, die ablaufen, wenn drei gleiche oder verschiedene Teilchen gleichzeitig miteinander wechselwirken. Die R. ist proportional dem Produkt der Konzentrationen aller drei Teilchen (*Reaktion 3. Ordnung*). Es gilt für die Reaktion $A + B + C \rightarrow$ Endstoffe: $-dc_A/dt = -dc_B/dt = -dc_C/dt = kc_Ac_Bc_C$. Beispiel: $2\,NO_2 + O_2 \rightarrow 2\,NO_3$. Reaktionen höherer Ordnung sind sehr unwahrscheinlich. In der Regel stimmen Molekularität und Ordnung einer Reaktion überein. Unterschiede treten auf, wenn die Reaktion aus mehreren aufeinanderfolgenden Vorgängen besteht, die unterschiedliche Molekularität haben.

Jede chemische Reaktion verläuft in zwei Richtungen, d. h., die Reaktionsprodukte ihrerseits wandeln sich mit einer Geschwindigkeit, die ihrer Konzentration entspricht, in die Ausgangsstoffe um. Beim Erreichen des chemischen Gleichgewichtes sind die R.en in beiden Richtungen gleich groß, es wandeln sich in der Zeiteinheit gleich viele Moleküle ineinander um. Beispiel: Für die Reaktion $H_2 + J_2 \rightleftharpoons HJ$ gilt $-dc_{J_2}/dt = -dc_{H_2}/dt = k_1 \cdot c_{H_2} \cdot c_{J_2}$ für die Hinreaktion und $-dc_{HJ}/dt = k_2 \cdot c_{HJ}^2 = dc_{H_2}/dt$ für die Rückreaktion, so daß für die gesamte Reaktion folgt $-dc_{H_2}/dt = k_1 \cdot c_{H_2} \cdot c_{J_2} - k_2 \cdot c_{HJ}^2$. Im Gleichgewicht ist $-dc_{H_2}/dt = 0$, woraus folgt $c_{HJ}^2/(c_{H_2} \cdot c_{J_2}) = k_1/k_2 = K$. Dies ist das → Massenwirkungsgesetz, und man erkennt, daß die Massenwirkungskonstante gleich dem Quotienten der Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten ist.

Die Reaktionsgeschwindigkeitskonstante ist temperaturabhängig. Aus der Vorstellung, daß eine Reaktion nur zustande kommt, wenn die Moleküle zusammenstoßen und zusätzlich aktiviert sind, folgt aus der Stoßtheorie die *Arrheniussche Formel* $k = A \cdot \exp(-E/RT)$. Hierbei ist E die Aktivierungsenergie, R die Gaskonstante, A der Frequenzfaktor, der mit der Zahl der stattfindenden Stöße zusammenhängt und T die absolute Temperatur.

Lit. Brdička: Grundlagen der physikalischen Chemie (dtsch 5. Aufl. Berlin 1965).

Reaktionsisobare, → Massenwirkungsgesetz.

Reaktionsisochore, → Massenwirkungsgesetz.

Reaktionsisotherme, → Massenwirkungsgesetz.

Reaktionskanal, → Streuexperiment.

Reaktionskette, → Kettenreaktion.

Reaktionskinetik, die Lehre von der → Reaktionsgeschwindigkeit chemischer Reaktionen. Chemische Reaktionen sind irreversible Prozesse und müssen deshalb prinzipiell mit Methoden der Nichtgleichgewichts-Quantenstatistik behandelt werden. Dem stellen sich aber große Schwierigkeiten in den Weg, so daß bis heute eine geschlossene Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit noch nicht vorliegt. Eine vereinfachte Behandlung wird möglich, wenn angenommen werden kann, daß beim reaktiven Stoß zweier Moleküle, d. h., nach dem Stoß liegen Moleküle anderer Zusammensetzung als vor dem Stoß vor, der Einfluß aller anderen Moleküle entweder gänzlich vernachlässigt oder durch ein äußeres Potential berücksichtigt werden kann. Wird der Einfachheit halber die Reaktion

$$A + B \rightleftharpoons C + D \qquad (1)$$

betrachtet, dann ergibt sich für die spezifische Geschwindigkeitskonstante k_H der Hinreaktion (oberer Pfeil in (1)) der Ausdruck

$$k_H = \int \cdots \int \left(\frac{P}{m}\right) \sigma_H(E_{AB})\, f_A(E_A)\, f_B(E_B) \times \times\, d^3\vec{P}_A\, d^3\vec{P}_B, \qquad (2)$$

wobei m die reduzierte Masse, P den Betrag des Impulses und E_{AB} die Energie der Relativbewegung der beiden Moleküle A und B bezeichnen. $\sigma_H(E_{AB})$ ist der integrale Wirkungsquerschnitt dafür, daß beim Stoß der Moleküle A und B mit der Energie E_{AB} die Moleküle C und D entstehen. Weiterhin bedeuten $\vec{P}_A$ und $\vec{P}_B$ die Impulse der Moleküle A und B und $f_A(E_A)$ und $f_B(E_B)$ die Einteilchengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen der einzelnen Teilchen. Für die Rückreaktion gilt der analoge Ausdruck

$$k_R = \int \cdots \int \left(\frac{P}{m}\right) \sigma_R(E_{CD})\, f_C(E_C)\, f_D(E_D) \times \times\, d^3\vec{P}_C\, d^3\vec{P}_D. \qquad (3)$$

Nach (2) bzw. (3) zerfällt die Bestimmung der Reaktionsgeschwindigkeit in zwei Teilaufgaben, nämlich einerseits die Bestimmung der Einteilchengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen $f_i(E_i)$ (mit $i = A, B, C, D$), in denen das statistisch-mechanische Verhalten des Gesamtsystems steckt und die im allgemeinen aus den niedrigsten Näherungen der Boltzmann-Gleichung gewonnen werden, und andererseits die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes eines isoliert betrachteten reaktiven Stoßes. Letzteres ist bei bekannter Wechselwirkung zwischen den Molekülen eine Aufgabe der quantenmechanischen Streutheorie, jedoch sind vornehmlich bei großen Molekülen die Quanteneffekte vernachlässigbar, so daß halbklassische oder über-

haupt klassische Näherungen Anwendung finden.

Eine wesentliche Vereinfachung ergibt sich aus der Annahme, daß die Reaktion über einen Übergangskomplex, oder auch aktivierten Komplex genannt, verläuft. Der Übergangskomplex entsteht beim Zusammenstoß der Moleküle A und B und befindet sich in einem quasistationären Zustand. Ähnlich wie bei der Compoundkernhypothese in der Theorie der Kernreaktionen wird dabei angenommen, daß in diesem Zustand die Moleküle A und B ihre Identität vollkommen verloren haben. Deshalb ist der Zerfall des Komplexes in die Moleküle C und D unabhängig von seiner Bildung. Mit der zusätzlichen Annahme, daß die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen durch Maxwell-Verteilungen gegeben sind, was zumindest im chemischen Gleichgewicht exakt gilt, folgt z. B. für k_H der Ausdruck

$$k_H = \frac{k_B T}{h} \frac{Q^{\neq}}{Q_A Q_B} \exp(-E_0/RT). \qquad (4)$$

Dabei bezeichnen k_B die Boltzmann-Konstante, h das Plancksche Wirkungsquantum, T die absolute Temperatur, R die universelle Gaskonstante und Q_A, Q_B bzw. $Q^{\neq}$ die Zustandssummen der Moleküle A und B bzw. des aktivierten Komplexes. E_0 wird als Aktivierungsenergie bezeichnet und ist gleich der Differenz zwischen der Nullpunktsenergie je Mol des Übergangskomplexes und der der Reaktanten. $Q^{\neq}$ wird im allgemeinen durch *Normalkoordinatenanalyse* in der Umgebung des Sattelpunktes der durch das Wechselwirkungspotential der Moleküle gegebenen Potentialfläche gewonnen, d. h., die Potentialfläche wird in der Umgebung des Sattelpunktes durch eine quadratische Form approximiert. Diese Form wird anschließend auf Hauptachsengestalt transformiert, so daß man in den neuen Koordinaten entkoppelte Oszillatoren erhält, deren Zustandssumme $Q^{\neq}$ unmittelbar gebildet werden kann.

Lit. Laidler, K. J.: Chemical Kinetics (London 1965).

Reaktionskraft, svw. Zwangskraft.

Reaktionsmatrix, → S-Matrix.

Reaktionsprinzip, → Newtonsche Axiome.

Reaktionswärme, die bei einer chemischen Reaktion entstehende oder benötigte Wärme. Sie wird meist auf den Umsatz von 1 Mol bezogen (*molare R.*). Die R. ist negativ bei exothermen Reaktionen (das System gibt Wärme an die Umgebung ab), positiv bei endothermen (das System nimmt Wärme auf, die Umgebung kühlt sich ab). Negative R.n sind z. B. die Erstarrungs- und Kondensationswärme, positive z. B. die Schmelz- und Verdampfungswärme. Verläuft die Reaktion bei konstantem Volumen, so ist die R. gleich der *Reaktionsenergie* ΔU, verläuft sie bei konstantem Druck, gleich der Reaktionsenthalpie ΔH. Verläuft die Reaktion bei konstantem Druck, so unterscheidet sie sich von der bei konstantem Volumen ablaufenden durch die Volumenarbeit $A = -p\Delta V$, und zwar ist $\Delta H = \Delta U + p\Delta V$, wobei ΔU die Differenz der Molzahlen ist. Bei Reaktionen zwischen reinen kondensierten Stoffen und in idealen kondensierten Mischphasen ist ΔV sehr klein und $\Delta H \approx \Delta U$. Bei Reaktion in Gasen ist der Unterschied aber wesentlich. Für den Grenzfall der idealen Gase folgt aus dem Gay-Lussacschen Gesetz $p\Delta V = \Delta nRT$ und $\Delta H = \Delta U + \Delta nRT$. Hierbei ist V das Volumen, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur.

Für die Temperaturabhängigkeit der R. gilt das → Kirchhoffsche Gesetz.

In der älteren Literatur wird anstelle der R. die *Wärmetönung* W_V bei konstantem Volumen und W_p bei konstantem Druck mit entgegengesetztem Vorzeichen angegeben.

Das Analogon zur R. chemischer Reaktionen ist für Kernreaktionen der → Q-Wert.

Reaktivität, eine Größe ϱ, die die Abweichungen eines Reaktors vom kritischen Zustand, der durch die R. Null charakterisiert ist, beschreibt. Damit ein Reaktor während einer bestimmten Betriebszeit funktionsfähig bleibt, müssen seine Abmessungen von vornherein größer als die kritischen Abmessungen (→ kritische Masse) gewählt werden. Bei der Untersuchung der Frage, welche Bedeutung die Vergrößerung der geometrischen Parameter auf den zeitlichen Anstieg des Neutronenflusses im Reaktor hat, ist es zweckmäßig, den Begriff des effektiven Multiplikationsfaktors k_{eff} einzuführen (→ Vierfaktorenformel). Man kann k_{eff} als räumlichen Mittelwert für die Neutronenmultiplikation im endlich begrenzten System auffassen. Der Überschuß von k_{eff} über 1 charakterisiert die Geschwindigkeit der Zunahme des Neutronenflusses. Das Verhältnis $\varrho = (k_{eff} - 1)/k_{eff}$ wird als R. bezeichnet; den Ausdruck $(k_{eff} - 1)$ nennt man gelegentlich *Reaktivitätsreserve* oder *Überschußreaktivität*. Der Fall $k_{eff} = 1$ bedeutet, daß die R. gleich Null ist, d. h., der Reaktor ist gerade kritisch. Bei $k_{eff} > 1$ steigt der Neutronenfluß exponentiell an. Diejenige Zeit, während der sich der Fluß um den Faktor $e \approx 2{,}72$ ändert, nennt man die *Reaktorperiode* oder auch *Reaktorzeitkonstante*; analog ist die → Verdopplungszeit definiert. Die wichtigsten Anteile des normalen Reaktivitätsbedarfs, die man in einer Reaktivitätsbilanz zusammenstellt, sind bedingt durch Temperatureffekte, Vergiftungen, Abbrand sowie Reserven für die Reaktivitätsminderung durch Regelorgane und sonstige besondere Einbauten. Bei guter Dimensionierung eines Reaktors werden diese Anteile gerade von der Reaktivitätsreserve gedeckt. Reaktoren sind gut regelbar, solange ihre R. einen Wert von $\varrho = 0{,}006$ nicht übersteigt, der Neutronenvermehrungsfaktor ist dann kleiner als 1,006.

Eine besonders wichtige Größe für die Reaktorregelung ist der *Temperaturkoeffizient der R.* Er beschreibt die durch die verschiedenen Temperaturabhängigkeiten des Reaktorvolumens, der Dichten der im Reaktor eingebauten Materialien sowie der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Wechselwirkungen im Reaktor hervorgerufenen Effekte. Der Temperatureinfluß auf die R. erfolgt über die Faktoren der Vierfaktorenformel sowie weitere Konstanten, wie Diffusionslänge, Fermi-Alter u. a. Eine Erwärmung des Kühlmittels hat z. B. eine Verringerung seiner Dichte und damit eine Abnahme der in der Spaltzone vorhandenen Kühlmittelmasse zur Folge. Wenn das Kühlmittel überwiegend als Moderator wirkt, tritt dadurch ein Reak-

Reaktivitätsreserve

tivitätsverlust ein, wirkt es dagegen überwiegend als Absorber, so wächst die R. infolge der geringeren Anzahl von schädlichen Neutroneneinfängen. Bei negativem Temperaturkoeffizient der R. führt eine entstandene Erhöhung der Temperatur im Reaktor zur Verringerung der R. und damit zur Senkung der Leistung und wirkt so der eingetretenen Temperaturerhöhung entgegen; dieser Reaktor wird selbstregulierend bzw. selbststabilisierend genannt. Speziell beim Siedewasserreaktor gibt der *Blasenkoeffizient der R.* die Änderung der R. bei Dampfblasenbildung im Moderator bzw. im Kühlmittel an.

Reaktivitätsreserve, → Reaktivität.

Reaktor, *Kernreaktor, Atomreaktor, Pile,* Anlage zur Erzeugung von Wärme aus Kernenergie mittels → Kernspaltung. Die Kernenergie erscheint zunächst als kinetische Energie der Spaltprodukte in der → Spaltzone. Diese werden im umgebenden Material abgebremst; die dabei entstehende Wärme wird über einen Kühlmittelkreislauf abgeführt und zur Elektroenergieerzeugung ausgenutzt (→ Kernkraftwerk). Neben der Energieerzeugung wird der Reaktor auch als intensive Quelle für Neutronen und γ-Strahlung genutzt.

Prinzipiell ist jeder R. die Anordnung einer kritischen Masse spaltbarer Substanz, in der mit Neutronen eine gesteuerte Kernkettenreaktion kontinuierlich oder im Impulsbetrieb abläuft. Die entstehende Wärme wird durch das Reaktorkühlmittel abgeführt. Der Kernbrennstoff ist in Brennstoffelementen eingeschlossen.

Der *Reaktorkern* baut sich aus *Kühlmittel, Strukturmaterial* und *Brennstoff* auf, verschiedentlich ist auch ein *Moderator* vorhanden. Gesteuert wird der R. durch *Regel- und Steuerstäbe*, die aus stark neutronenabsorbierenden Substanzen (Absorberstäbe, Abschaltstäbe) bestehen und in den Reaktorkern eintauchen. Wegen der kurzen Lebensdauer der prompten Neutronen wird der R. mit Ausnahme des Impulsreaktors vorwiegend im unterpromptkritischen Bereich betrieben. Der Anteil der verzögerten Neutronen ist hauptsächlich vom verwendeten Brennstoff abhängig. Quellen der verzögerten Neutronen sind die radioaktiven Spaltprodukte und mögliche (γ, n)-Reaktionen im Moderator. In einen R. wird stets mehr Spaltmaterial eingebaut, als der → kritischen Masse entspricht. Dieser Reaktivitätsüberschuß, der durch Neutronenabsorber kompensiert wird, ist für das Regelverhalten, besonders beim An- und Abfahren des Reaktors, und wegen des Abbrandes notwendig. Der Reaktivitätsüberschuß bestimmt in thermischen Reaktoren den erreichbaren → Abbrand. In Brutreaktoren (s. u. 6)) tritt bei inneren Brutraten von etwa 1 eine geringe Langzeitvariation der eingebauten Reaktivität auf, und der mögliche Abbrand ist durch das Erreichen technologischer Materialgrenzen wegen der hohen Neutronenflüsse und der Zunahme des Spaltgasdruckes festlegt. Durch Einführung unterschiedlicher Anreicherungszonen zur Neutronenflußabflachung und durch zyklische Umladung der Brennelementkassetten gelingt es, den mittleren Abbrand zu erhöhen. Neben der Energiegewinnung geschieht im R. die Erzeugung von Spaltmaterialien über den Th-232-U-233-Zyklus oder den U-238-Pu-239-Zyklus, welche für die verschiedenen Reaktortypen mit unterschiedlicher Effektivität ablaufen. Zur Verbesserung der Neutronenökonomie ist der Reaktorkern von einem *Reflektor* oder *Blanket* umschlossen. Der Schutz des Bedienungspersonals vor der intensiven Neutronen- und γ-Strahlung aus dem Reaktor wird durch die → Reaktorabschirmung gewährleistet. Aufgabe der → Reaktorsicherheit ist es, den Schutz der Umgebungsbevölkerung vor der Freisetzung von Spaltstoff, radioaktiven Spaltprodukten und durch Neutronenbeschuß aktivierter Materialien wirksam zu realisieren.

Die *Reaktorhaupttypen* können nach unterschiedlichen Gesichtspunkten unterteilt werden:

1) Nach dem Neutronenspektrum des R.s (→ Reaktorspektrum) unterscheidet man folgende wichtigen Typen: 1.1) In einem *epithermischen R.* geschieht der größere Anteil der Spaltungen, d. h. mehr als 50%, durch epithermische Neutronen. 1.2) Im *thermischen R.* bewirken hauptsächlich die thermischen Neutronen die Kernspaltung. Das Energiespektrum der Neutronen $N(E)$ zeigt eine Maxwell-Verteilung: $N(E)\,dE = (2/\sqrt{\pi}) \cdot E_0^{-3/2} \cdot \sqrt{E} \cdot e^{E/E_0} \cdot dE$. Die wahrscheinlichste Neutronenenergie E liegt bei $E_0 = kT$, wobei k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur darstellen. Für 20 °C wird $E_0 = 0{,}0253$ eV. Das bedeutet, daß die Geschwindigkeit v der Neutronen 2200 m/s beträgt. Durch eine Substanz, die ein gutes Bremsvermögen und Bremsverhältnis aufweist, d. h. durch einen *Moderator*, werden die Spaltneutronen von einer Energie um 2 MeV auf thermische Energien abgebremst. Wegen der großen Spaltquerschnitte von U-235, U-233, Pu-239, Pu-241 gegenüber thermischen Neutronen ist die Verwendung von Natururan (0,71% U-235) oder wenig angereicherten Brennstoffs in thermischen R.n. möglich. Spaltquerschnitte σ_f bei thermischen Energien ($E = 0{,}0253$ eV) für gebräuchliche Spaltstoffe sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	U-235	U-235	Pu-239	Pu-241
σ_f	527 b	582 b	746 b	1025 b

Große Einfangquerschnitte im Resonanzgebiet und die mit abnehmender Neutronen-Energie (→ Eins-durch-v-Gesetz) ebenfalls stark anwachsenden Einfangquerschnitte vom Kühlmittel und Strukturmaterial, wie Halterungen, Aufhängungen u. ä., verschlechtern neben einer Abnahme der Spaltneutronenzahl die Neutronenökonomie und beschränken die Zahl der möglichen Reaktorkernbaustoffe. Starke Auswirkungen hat die Spaltproduktvergiftung durch Xe, Sm u. a. im thermischen R., die das Anfahrverhalten des Reaktors beeinflußt und einen hohen Reaktivitätsüberschuß für den Reaktorbetrieb notwendig macht. Thermische Einfangquerschnitte σ_a und Halbwertszeiten $T_{1/2}$ für einige wichtige Spaltprodukte sind in nebenstehender Tabelle aufgeführt.

Spaltprodukt	Xe-135	Sm-149	Nd-143	Pm-147	Sm-151
$T_{1/2}$	9,16 h	stabil	stabil	2,65 a	90 a
σ_a	$3 \cdot 10^6$ b	$6{,}9 \cdot 10^4$ b	335 b	220 b	$1{,}4 \cdot 10^4$ b

Thermische R.n unterteilt man in heterogene R.en und homogene R.en, je nachdem ob Moderator und Brennstoff voneinander getrennt sind oder ob ein homogenes Brennstoff-Moderator-Gemisch vorliegt.

1.2.1) Beim *heterogenen R.* wird durch die räumliche Trennung eine Zunahme des Vermehrungsfaktors k_∞ durch Vergrößerung des Schnellspaltfaktors ε wegen der mikroskopischen Anhebung des schnellen Neutronenflusses im Brennstoff und durch Zunahme der Resonanzentweichwahrscheinlichkeit wegen der mikroskopischen Anhebung der epithermischen und thermischen Neutronenflüsse im Moderatorbereich erreicht (→ Vierfaktorenformel). Der Brennstoff ist in Brennelemente eingeschlossen, die vom Kühlmittel umströmt werden. Das Bestrahlungsverhalten der Brennstoff-Umhüllungsmaterialien, das Anwachsen des Spaltgasdruckes, der realisierbare Reaktivitätsüberschuß im Zusammenhang mit der zunehmenden Spaltproduktvergiftung bestimmen den möglichen Abbrand. Mit dem heterogenen Reaktor ist die technische Realisierung eines wirtschaftlichen thermischen Leistungsreaktors gelungen. Ein heterogener R. ist der *Swimmingpool-Reaktor*, *Schwimmbadreaktor*, *Wasserbeckenreaktor*, ein nach seiner charakteristischen Bauart benannter (thermischer) Forschungsreaktor (s. u.). Der Swimmingpool-Reaktor ist *leichtwassermoderiert* und *-gekühlt*. In der Regel erfolgt die Kühlung durch natürliche Konvektion, es gibt aber auch Varianten mit Zwangsumlaufkühlung. In einem zumeist oben offenen Betonbecken ist dieser R. etwa in einer Tiefe von 5 bis 8 m unter der Wasseroberfläche durch eine Laufbrücke horizontal verschiebbar angeordnet. Die Vorteile des Swimmungpool-Reaktors liegen in seiner hohen inhärenten Sicherheit, in den niedrigen Baukosten und der guten Zugänglichkeit zum Reaktorkern nach Ablassen des Wassers.

1.2.2) Beim *homogenen R.* ist die Neutronenökonomie gegenüber dem heterogenen R. durch den kleineren Schnellspaltfaktor ε und die verringerte Resonanzentweichwahrscheinlichkeit p (→ Vierfaktorenformel) verschlechtert. Neben diesen genannten Mängeln hat der homogene R. noch folgende wesentliche Nachteile: 1) großes Kernbrennstoffinventar, 2) hoher Aufwand für eine kontinuierliche Aufbereitung des hochradioaktiven und aggressiven Spaltstoff-Moderator-Gemisches, die in heißen Zellen durchgeführt werden muß; 3) starke Korrosion bzw. Erosion der Reaktorgefäße und Rohrleitungen, 4) radiolytische Zersetzung des Moderators, 5) Realisierung schlechter Dampfparameter und deshalb kleiner Kraftwerkswirkungsgrad, 6) durch die Notwendigkeit, einen Außenkreislauf zu verwenden, werden beim homogenen R. die sicherheitstechnisch günstigen Schutzbarrieren zur Verhinderung der Freisetzung von radioaktiven Spaltprodukten und Spaltmaterialien gegenüber denen des heterogenen R.s verringert, wo das die Brennelementhülle und der abgeschlossene Primärkreislauf unterbinden. Als Vorteil ist prinzipiell die kontinuierliche Entgiftung zu nennen, die ein gutes An- und Abfahrverhalten nebst einem kontinuierlichen Reaktorbetrieb garantiert. Als Leistungsreaktor für die Elektroenergieerzeugung hat der homogene R. keine Bedeutung erlangt. Es existieren eine Reihe homogener Forschungsreaktoren.

Das Brennstoff-Moderator-Gemisch kann vorliegen: 1) als Lösung von UO_2SO_4, $UO_2(NO_3)_2$, $UO_3 + H_3PO_4$ in H_2O oder D_2O, 2) als Suspension von U, UO_2 feinverteilt in H_2O, D_2O, 3) als Salzschmelze von UF_4, LiF, BeF_2, NaF u. a. Wird in einem Moderator der Spaltstoff als Suspension aufgeschwemmt, so bezeichnet man einen solchen homogenen Reaktor als *Suspensionsreaktor*. Problematisch sind die Aufrechterhaltung der Suspension und die Verhinderung der Erosion in den Rohrleitungen neben den Schwierigkeiten einer kontinuierlichen Brennstoffaufbereitung, hohen Kernbrennstoffeinsatzes und ähnlicher allgemein für den homogenen R. spezifischer Aspekte. Der *Water-Boiler*, auch *Wasserkesselreaktor*, ist ein homogener Forschungsreaktor kleiner Leistung (< 0,5 MW). Moderator H_2O und D_2O und Spaltstoff, z. B. UO_2SO_4, sind homogen gemischt. In einem Rohrsystem wird Wasser als Kühlmittel durch das Innere des R.s geleitet. Die Kühlmitteltemperatur ist kleiner als 100 °C, um ein Sieden der Brennstofflösung zu vermeiden. Vorteilhaft sind seine hohe inhärente Sicherheit, geringe Reaktorbaukosten, weil keine Brennelemente notwendig sind, sein gutes An- und Abfahrverhalten. Von Nachteil sind die Schwierigkeiten einer uneffektiven kontinuierlichen Brennstoffaufbereitung und die starke chemische Aggressivität der Brennstofflösung besonders gegenüber dem Rohrsystem.

Weitere Unterscheidungen der thermischen R.en nach Moderator, Kühlmittel u. a. siehe unter 2) und 4)!

1.3) In einem *mittelschnellen R.* werden die Spaltungen zum größten Teil durch Neutronen hervorgerufen, die Energien zwischen einigen Elektronenvolt und 0,1 MeV aufweisen.

Die ebenfalls in diesem Energiebereich liegenden Resonanzen von Strukturmaterial, Kühlmittel und U-238 verschlechtern die Neutronenökonomie des Reaktors empfindlich. Als mögliche Alternative zum schnellen Brutreaktor (s. u.) wegen seiner negativen Kühlmittelverlustreaktivität verliert der mittelschnelle R. seine Bedeutung mit der sicherheitstechnischen Beherrschbarkeit des schnellen Reaktors.

1.4) Bei *schnellen R.en* geschieht der größte Teil der Spaltungen bei Neutronenenergien >0,1 MeV. Die mit dem harten Reaktorspektrum verbundenen guten Bruteigenschaften ermöglichen eine wirtschaftliche und langfristige Elektroenergieerzeugung durch schnelle Brutreaktoren (s. u.). Schnelle R.en unterteilt man nach dem *Kühlmittel* in *Flüssig-Metall* (Na, NaK)-, *dampf-* (H_2O-Dampf) und *gasgekühlte* (He, CO_2) *R.en* oder nach ihrem *Kernbrennstoff* in R.en mit metallischem, oxidischem, karbidischem Brennstoff.

2) Je nach verwendetem Moderator unterteilt man in *schwerwasser-*, *leichtwasser-*, *graphit- und organischmoderierte R.en.*

2.1) Der *Schwerwasserreaktor* ist ein *thermischer R.*, in dem als Moderatorsubstanz schweres Wasser (D_2O) verwendet wird. Obwohl ein Leistungsreaktor dieses Typs nicht mit den

wirtschaftlicheren Leichtwasserreaktoren konkurrieren kann, wird er für einige Länder durch die Möglichkeit, mit Natururan betrieben zu werden, attraktiv. Wegen der sehr geringen parasitären Neutronenabsorption im Moderator lassen sich hier bei heterogenen Reaktorzellen für Natururan (0,71% U-235) effektive Multiplikationsfaktoren $k_{eff} > 1$ realisieren. Die Tabelle gibt eine Gegenüberstellung von Absorptionsquerschnitt σ_a, Bremsverhältnis und Bremsvermögen für Leicht- und Schwerwasser.

Moderator	σ_a v = 2200 m/s	Bremsvermögen $\xi\Sigma_s$	Bremsverhältnis $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$
D_2O	1 mb	0,17 cm^{-1}	$1{,}2 \cdot 10^4$
H_2O	0,66 b	1,53 cm^{-1}	72

Mit der Verwendung von Natururan ist eine geringe verfügbare Überschußreaktivität verbunden, das wirkt sich in einem ungünstigen Teillastverhalten und einem geringen erzielbaren Abbrand aus. Der Abbrand beträgt maximal 10000 MWd/t gegenüber 30000 MWd/t beim Leichtwasserreaktor. Eine kontinuierliche Nachladung während des Reaktorbetriebes wird notwendig. Die Wirtschaftlichkeit ist gegenüber dem Leichtwasserreaktor vor allem verschlechtert durch: höhere Anlagekosten, höhere Moderatorkosten, kleineren Kraftwerkswirkungsgrad infolge der Wärmeverluste über den Moderatorkreislauf, kleineren Betriebsdrucks wegen der größeren Druckgefäßdurchmesser. An Vorteilen sind eine höhere Plutoniumerzeugung mit Brutraten von 0,44 und eine hohe inhärente Sicherheit zu nennen. Eine Abnahme der Moderatordichte ist stets mit einer Reaktivitätsabnahme verbunden. Mögliche Reaktortypen dieser Art sind Druckkessel- und Druckröhrenreaktor (vgl. 5).

2.2) Im *Leichtwasserreaktor* dient leichtes Wasser (H_2O) als Moderator und Kühlmittel. Wegen des im Vergleich zu schwerem Wasser (D_2O) um den Faktor $6 \cdot 10^{-3}$ verkleinerten Bremsverhältnisses kann der Leichtwasserreaktor nicht mit Natururan betrieben werden. Man verwendet Kernbrennstoff mit einer Anreicherung zwischen 1,5 und 4% U-235. Der durch die Anreicherung vergrößerte Reaktivitätsüberschuß verbessert das Teillastverhalten des Kernkraftwerkes, ermöglicht ein Überfahren der Xe-Spitze (Xenonvergiftung, → Brennstoffvergiftung) und vermehrt den erreichbaren Abbrand. Nach der Bauart unterscheidet man zwei Haupttypen von leichtwassermoderierten Leistungsreaktoren: den Siedewasserreaktor und den Druckwasserreaktor (vgl. 4). Dem Kernkraftwerk mit Leichtwasserreaktor ist als erstem Kernkraftwerk der Durchbruch zur Wirtschaftlichkeit und Konkurrenzfähigkeit mit konventionellen Kraftwerken gelungen. Entsprechend hoch ist auch sein Anteil an der Elektroenergieerzeugung der nahen Zukunft. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Elektroenergieerzeugung durch thermische Leistungsreaktoren in der Welt, die sich bis 1969 in Betrieb oder im Bau befinden und geplant sind. Hier ist deutlich der dominierende Anteil der Leichtwasserreaktoren zu erkennen.

	in Betrieb	in Bau oder geplant
Leichtwasserreaktoren	4456 MW_{el}	86626 MW_{el}
graphitmoderierte Reaktoren	8713 MW_{el}	6838 MW_{el}
schwerwassermoderierte Reaktoren	455 MW_{el}	3751 MW_{el}

2.3) Als *Natururan-Graphit-Reaktor* bezeichnet man einen gasgekühlten, zumeist mittels CO_2, graphitmoderierten *thermischen R.*, der mit Natururan betrieben wird. Das relativ gute Bremsverhältnis von Graphit gestattet prinzipiell die Verwendung von Natururan, wobei jedoch wegen des geringen Bremsvermögens große Reaktorabmessungen notwendig werden. Der umfangreiche Spaltstoff- und Graphiteinsatz verursacht hohe Anlagekosten. Erhebliche Betriebskosten entstehen vor allem durch den großen Eigenbedarf an Elektroenergie für das Umwälzen der großen Gasmengen, so daß keine wirtschaftliche Elektroenergieerzeugung möglich ist. Die Natururan-Graphit-Reaktoren wurden um 1953 zur Plutoniumezeugung für militärische Zwecke gebaut.

2.4) Der *Natrium-Graphit-Reaktor* ist ebenfalls ein graphitmoderierter *thermischer* R., der mit leichtangereichertem Brennstoff (3%) betrieben und mit *Natrium gekühlt* wird. Zumeist handelt es sich um einen Versuchsreaktor zum Kennenlernen der speziellen Natriumproblematik, da Natrium als Reaktorkühlmittel in schnellen Brutreaktoren (s. u.) verwendet wird. Wegen der chemischen Aggressivität von Natrium muß vor allem die Verträglichkeit mit Brennelementhüllmaterialien, die Trennung von Luft und Wasser, die Problematik der Wärmetauscher getestet werden. Außerdem werden Erfahrungen beim Umgang mit hochaktiviertem Primärkühlmittel gesammelt und Auswirkungen eines positiven Kühlmitteltemperaturkoeffizienten auf die Reaktorsicherheit kennengelernt.

2.5) Ein *thermischer Reaktor*, in dem organische Substanzen, vor allem Polyphenyle, als Moderator oder Kühlmittel dienen, wird als *organisch moderierter R.* bezeichnet. Es ergeben sich einige Vorteile gegenüber leichtwassermoderierten R.en: Realisierung höherer Kühlmitteltemperaturen bei gleichem Kühlmitteldruck, geringe Aktivierung, geringere Korrosion der Reaktorbaustoffe. Wegen der schlechten Wärmeübergangszahlen und der Strahlungszersetzung der organischen Substanzen hat der organisch moderierte R. keine Bedeutung als Leistungsreaktor erlangt.

3) Nach dem Kühlmittel unterscheidet man den *leichtwasser-* (siehe 4.1), den *gas-* (siehe 2.3) und den *natriumgekühlten* (siehe 2.4) R.

4) Nach den thermodynamischen Kühlmittelparametern erfolgt eine Gliederung der R.en in druckwasser-, siedewasser- und gasgekühlte Hochtemperaturreaktoren.

4.1) Der *Druckwasserreaktor* ist ein *leichtwassergekühlter* und *-moderierter thermischer R.* Ein Sieden wird verhindert. Die Siedetemperatur des Druckwassers liegt um ungefähr 50 °C über der maximalen Kühlmitteltemperatur, die über-

haupt im Reaktor auftritt. Durch einen negativen Temperaturkoeffizienten folgt dieser R. automatisch den Lastschwankungen der Turbine. Druckwasserreaktoren sind inhärent sicher, regeltechnisch zuverlässig und benötigen für den Betrieb nur ein Minimum an regeltechnischen Größen. Der Druck des Kühlmittels (aufbereitetes H_2O) im Druckwasserreaktor liegt bei etwa 150 at, was die Verwendung dickwandiger Rohrleitungen und starkwandiger Reaktordruckbehälter notwendig macht. Zunehmende technische Schwierigkeiten bei der Herstellung größerer Druckbehälter begrenzen die mögliche Reaktorgröße auf Werte von etwa 1000 MW_{el}. Die Druckgefäßdurchmesser betragen etwa 5 m und die Wandstärken ungefähr 20 cm. Die auftretenden hohen Drücke ermöglichen nur eine relativ geringe Kühlmittelaustrittstemperatur von 280 °C, was die Anwendung von Sattdampfturbinen erfordert. Wegen des schlechten Wirkungsgrades dieser Turbinenart wird der Dampf oftmals noch zusätzlich nuklear überhitzt. Druckwasserreaktoren werden durch folgende Kenngrößen charakterisiert:

mittlere Leistungsdichte	100 kW/l
maximaler Abbrand	30000 MWd/t
Brennstoff	UO_2 mit einer Anreicherung von 2 bis 4% U-235 in Cr-Ni-Stahl oder Zirkaloy-Hüllen
Regelung	Hf-, Cd-Ag-In-, B-Stahlstäbe; Borsäureregelung

4.2) Der *Siedewasserreaktor* ist ein Leichtwasserreaktortyp, in dem an der Oberfläche der Brennelemente Sieden zugelassen wird. Moderator- und Kühlmittelkreislauf sind nicht getrennt. Die maximale Leistungsdichte wird durch die zunehmende Dampfblasenbildung begrenzt und ist kleiner als beim Druckwasserreaktor. Die erreichbaren Dampfparameter betragen: Temperatur $T = 300$ °C, (Sattdampf-)Druck $p = 70$ bis 100 at. Wegen dieser schlechten Frischdampfparameter wird der erzeugte Dampf oftmals noch einer nuklearen Überhitzung zugeführt, um die Sattdampfturbine mit ihrem geringen Wirkungsgrad zu umgehen. Das geschieht dadurch, daß der Sattdampf entweder noch durch das Innere des Brennelements, in diesem Falle eines kombinierten Siede-Überhitzerelements, geleitet wird oder in einem Zweizonenkern durch eine mit reinen Überhitzerelementen ausgestattete Zone strömt. In *Einkreissystemen* wird das Regelverhalten des Siedewasserreaktors durch die starken Auswirkungen von Lastwechseländerungen der Turbine auf die Reaktivität komplizierter. Wegen des negativen Blasenkoeffizienten der Reaktivität bewirkt eine Lastzunahme an der Turbine über die Abnahme des Dampfdruckes im Reaktor und die folgende verstärkte Dampfblasenbildung eine Abnahme der Reaktivität. Durch die Einführung von *Zweikreissystemen* mit Reduziergefäß wird die Lastzunahme der Turbine vorerst mit einem verstärkten Dampfangebot aus dem Reduziergefäß zum Mitteldruckteil der Turbine beantwortet. Die durch das Reduziergefäß aus dem Reaktorkessel entnommene Heißwassermenge wird durch Kaltwasserzufuhr über die Hauptspeisepumpe ausgeglichen. Das bedingt eine Abnahme der Kühlmitteltemperatur und somit eine Reaktivitätszunahme (Lastanpassung). Die auf diese Weise erhöhte Stabilität des Siedewasserreaktors ermöglicht auch eine Steigerung der Leistungsdichte von 10 kW/l auf 50 kW/l. Weitere charakteristische Kenndaten von Siedewasserreaktoren sind:

elektrische Leistung	> 1000 MW_{el} möglich
maximaler Abbrand	30000 MWd/t
Brennstoff	UO_2 mit einer Anreicherung von 2,1 bis 3% U-235 in Zr-Hüllen
Regelung	bis zu 200 Kontrollstäbe B_4C in SS-Hüllen (stainless steel — rostfreier Stahl als Hüllenmaterial)

5) Nach ihren verschiedenen Bauformen benennt man den Druckröhren-, Druckkessel-, Swimmingpool-R. (vgl. 1.2.1). Beim *Druckröhrenreaktor* erfolgt eine Trennung in Moderator- und Kühlmittelkreis. Das bringt den Vorteil einer größeren Freiheit in der Kühlmittelwahl und verbessert die Neutronenökonomie durch die Realisierung einer niedrigen Moderatortemperatur gegenüber dem *Druckkesselreaktor*.

	Moderator	Kühlmittel
Druckkesselreaktor	D_2O	D_2O
Druckröhrenreaktor	D_2O	H_2O, H_2O-Dampf, CO_2 u. a.

6) Je nach Bruteigenschaft spricht man vom *Brutreaktor*, wenn die Brutrate größer als 1 ist, und vom Konverter, wenn die Brutrate kleiner als 1 ist (→ Konversionsfaktor). Der Brutreaktor, auch *Brüter* genannt, nutzt den Neutroneneinfang in der nichtspaltbaren Brennstoffkomponente aus. Es kommt darin zum Brutprozeß, d. h., es wird mehr Spaltmaterial erzeugt als verbraucht. Der Brutgewinn wird abgeführt und für die Erstbeschickung weiterer Reaktoren verwendet. Eine langfristige wirtschaftliche Elektroenergieerzeugung durch Kernspaltung ist erst mit der Entwicklung von Brutreaktoren möglich geworden, weil eine relative Unabhängigkeit von den begrenzten U-235-Vorkommen durch die Brüter erreicht wurde. In einer vereinfachten Betrachtungsweise stehen als spaltbare Kerne U-235, U-233 und Pu-239 zur Diskussion, wovon nur U-235 in der Natur vorkommt (0,714% im Natururan). U-233 und Pu-239 können aus den häufig vorkommenden Isotopen U-238 (99,28% im natürlichen Uran) und Th-232 (100% natürliches Thorium) durch Neutroneneinfang gebildet werden, wenn man diese *Brutmaterialien* in den Reaktorkern einbringt. Es entstehen in beiden Fällen bessere Spaltstoffe als U-235 wegen des größeren mikroskopischen Spaltquerschnittes und der größeren Anzahl freigesetzter Neutronen je Spaltung. U-235 wird deshalb für Brutreaktoren nur in einer gewissen Übergangsperiode als Spaltstoff für die Erstbeschickung Bedeutung erlangen und wie bisher in thermischen R.en eingesetzt werden. Die jeweilige Verwendung von U-233 oder Pu-239 als Spaltstoff im Brutreaktor hängt sehr stark von dem betreffenden Reaktorspektrum ab, nach dem die Brutreaktoren dann auch benannt werden. Man fordert für einen Brutreak-

tor geringen Spaltstoffeinsatz und hohen Brutgewinn. Der relativ große Wert des mikroskopischen Spaltquerschnittes σ_f bestimmt die kritische Masse. Die mögliche Brutrate hängt von der Anzahl η der freigesetzten Neutronen je im Spaltstoff absorbiertes Neutron ab. Darum läßt sich über eine optimale Spaltstoffwahl leicht entscheiden. Als Spaltstoff für einen *thermischen Brutreaktor* kommt nur U-233 in Frage. Nur für U-233 sind bei thermischen Energien η-Werte wesentlich größer als 2 erreichbar; η_{th}(U-233) $\triangleq$ 2,28, aber η_{th} (U-235) = η_{th} (Pu-239) $\triangleq$ 2,07, was wegen der größeren parasitären Absorption zu fordern ist. In einem *mittelschnellen Brutreaktor* mit Neutronenenergien $\leqq$ 50 keV ist ebenfalls die Verwendung von U-233 als Spaltstoff günstiger. Im gesamten Energiegebiet von 1 keV bis 1 MeV ist σ_f für U-233 größer als für Pu-239, und bis 50 keV ist es auch der η-Wert. Erst im *schnellen Brutreaktor* mit einer mittleren Neutronenenergie > 200 keV ist der Einsatz von Pu-239 überzeugend vorteilhaft. Der mit zunehmender Neutronenenergie anwachsende η-Wert liegt etwa von hier ab um einen konstanten Betrag von ungefähr 0,2 über dem von U-233. In einem schnellen Brutreaktor mit Plutoniumbrennstoff lassen sich deshalb auch maximale Brutraten erreichen. Eine spezifische Besonderheit des *mittelschnellen Thoriumbrüters* besteht darin, daß es wegen der relativ langen Halbwertszeit von Pa-233 ($T_{1/2}$ = 27,4 d), einem Zwischenglied im Thorium-Uran-Zyklus, und durch den größeren Schnellspaltfaktor von U-238 günstiger ist, als Brutmaterial im Reaktorkern U-238 zu verwenden und Th-232 in der Brutzone anzuordnen. Die Realisierung des Reaktorspektrums wird durch eine entsprechende Auslegung erreicht. Ein thermischer Brüter enthält Moderatormaterial, ein schneller soll dagegen möglichst wenig moderierende Substanz enthalten. Bei einem schnellen Brüter wird deshalb Natrium oder Gas (aber wegen seiner moderierenden Wirkung kein Wasserdampf) als Kühlmittel gewählt. Während bei einem thermischen Brüter die üblichen Anreicherungen bis zu einigen Prozent betragen, nimmt die Anreicherung in schnellen Leistungsbrutreaktoren bedingt durch den kleineren mikroskopischen Spaltquerschnitt Werte bis etwa 25% an. Vor allem in schnellen Brutreaktoren treten wegen des harten Reaktorspektrums eine Reihe spezifischer Besonderheiten auf, auch sind gerade diese Reaktoren wegen ihrer großen Brutraten und ihrer Bedeutung für die zukünftige Elektroenergieerzeugung von besonderer Wichtigkeit. Der *schnelle Brutreaktor*, abg. *SBR*, baut sich aus Spaltzone und Brutzone auf. Das *Core* (Reaktorkern) ist zumeist zylindrisch. Die Spaltzone besteht aus vielen Brennstoffkassetten, die vom Kühlmittel durchströmt werden und in denen eine Vielzahl ($\approx$ 300) von Brennelementen angeordnet ist. Notwendige Steuer- und Regelstäbe befinden sich dort ebenfalls. Die Brutzone ist aus Brutkassetten und Elementen aufgebaut, der Struktur- und Kühlmittelanteil ist jedoch geringer. Der relativ hohe Spaltstoffeinsatz, bedingt durch die hohe Anreicherung, erfordert aus ökonomischen Gründen eine hohe mittlere Leistungsdichte im Reaktor notwendig ($\approx$ 0,5 MW/*l*), was durch große maximale Leistungsdichten (1 MW/*l*) und Neutronenflußabflachung mittels Zonen unterschiedlicher Anreicherung realisiert wird. Damit verbunden ist die Problematik der Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern und der optimalen Kühlmittelwahl. Eine geringe Langzeitvariation der eingebauten Reaktivität bei inneren Brutraten von etwa 1 und das Fehlen der Xe- und Sm-Vergiftung (→ Brennstoffvergiftung) bedingen ein ausgezeichnetes Regelverhalten im unterpromptkritischen Bereich (→ Reaktorregelung, → Kernkettenreaktion). Der erreichbare Abbrand (100000 MWd/t möglich) wird ausschließlich durch die Beherrschung des Spaltgasdruckes im Brennelement von ungefähr 100 at bestimmt. Man verwendet deshalb auch keramischen Brennstoff (Oxid, Karbid, Nitrid) mit 80 bis 90% der theoretischen Dichte, wie sie bei der Produktion des Karbids ohne Pressen auftritt. Die Reaktorauslegung wird noch durch technische Materialgrenzen und die Problematik der Reaktorsicherheit beeinflußt. Das nukleare Gefährdungspotential eines schnellen Brüters ist vor allem vergrößert durch den geringeren Anteil an verzögerten Neutronen, die kurze Lebensdauer der prompten Neutronen, ein hohes Spaltstoffinventar und die hohe Konzentration radioaktiver Spaltprodukte.

Heute ist die technische Realisierbarkeit und sicherheitstechnische Beherrschung des schnellen Brütens erwiesen. Fortgeschrittene Industrieländer haben schon ein Stadium erreicht, in dem die Inbetriebnahme von schnellen Prototypreaktoren unmittelbar bevorsteht. Ab 1980 ist mit dem Einsatz von kommerziellen Brüterkraftwerken mit Leistungen von je 1000 MW_{el} zu rechnen. Völlig parallel wird als erster Leistungsreaktor der *natriumgekühlte schnelle Brutreaktor mit oxidischem Brennstoff* verfügbar sein, anschließend der oxidische Brennstoff durch karbidischen ersetzt werden. Mit der Entwicklung großer Spannbetondruckbehälter und Heliumturbinen großer Leistung wird dann der gasgekühlte schnelle Brüter konkurrenzfähig. Nach Bekanntwerden neuerer kernphysikalischer Meßergebnisse, z. B. der α-Strahlungswerte von Plutonium, ist die Dampfbrüterentwicklung als wenig aussichtsreich eingestellt worden.

7) Nach der Beschaffenheit des Reaktorkerns bezeichnet man den *keramischen R.*, bei dem der gesamte Reaktorkern nur aus keramischen Substanzen aufzubauen ist. Damit wäre die Möglichkeit gegeben, Gasaustrittstemperaturen von $\geqq$ 1000 °C zu realisieren, was eine Erhöhung des Nettowirkungsgrades bis zu 50% und eine Verringerung der Anlagekosten um 10 bis 15% bedeuten würde. Bei der Entwicklung nurkeramischer Brennelemente treten beträchtliche Schwierigkeiten mit einer keramischen Brennstoffumhüllung auf. Es muß z. B. ein hoher Abbrand (100000 MWd/t) bei aufrechterhaltener Integrität der Brennstoffumhüllung erreichbar sein. Das Material soll möglichst wenig moderierend und absorbierend wirken. Versuche laufen mit C und SiC als Brennelementhüllenmaterial. Von der Seite des keramischen Brennstoffs liegen dagegen jahrelange beste Betriebsergebnisse mit oxidischem Brennstoff vor. Weitere keramische

Brennstoffvarianten sind karbidischer und nitridischer Brennstoff.

8) Nach dem Verwendungszweck werden die R.en in Forschungs- und Leistungsreaktoren untergliedert. R.en zur ausschließlichen Erzeugung von Plutonium sind heute nur noch von historischem Interesse.

Zweizweckreaktoren dienten neben der Erzeugung von Wärme und Elektroenergie z. B. als Plutoniumproduzenten.

8.1) Die *Forschungsreaktoren* habe kleine und mittlere Leistungen und werden meist als intensive Neutronenquelle für die physikalische Grundlagenforschung, zur Erzeugung radioaktiver Isotope und zur Materialprüfung als *Materialprüfreaktoren* genutzt. Der *Prüfreaktor*, auch *Material-Test-Reaktor* genannt, gestattet durch geeignete Bestrahlungseinrichtungen im Reaktorkern das Studium der Wirkung intensiver Neutronenstrahlung auf die untersuchten Stoffe, wie z. B. Reaktorbaustoffe, komplette Brennelemente von Brutreaktoren zur Untersuchung des Abbrandverhaltens. Dadurch hat der Prüfreaktor vor allem Bedeutung für die Reaktorentwicklung. Als Forschungsreaktoren sind die verschiedensten Reaktortypen im Einsatz, sowohl heterogene als auch homogene R.en, H_2O-, D_2O- und graphitmoderierte thermische mittelschnelle und schnelle R.en. Für das physikalische Experiment ist der Forschungsreaktor mit einer Reihe horizontaler und vertikaler Experimentierkanäle für schnelle Neutronen und einer thermischen Säule ausgestattet. Neben einem einfachen konstruktiven Aufbau werden stabile Experimentierbedingungen und eine hohe Betriebssicherheit gefordert. Die hohen Neutronenverluste über die Experimentierkanäle erfordern einen relativ hohen Reaktivitätsüberschuß für den Betrieb des Forschungsreaktors. Deshalb wird zumeist hochangereicherter Brennstoff verwendet. Als *Nullreaktor* oder *Nulleistungsreaktor* wird ein Forschungsreaktor kleiner Leistung, d. h. mit einem Neutronenfluß von $10^7/cm^2$ s, bezeichnet, der im Rahmen reaktorphysikalischer Grundlagenforschung z. B. für Reaktivitätsmessungen, kritische und exponentielle Experimente bezüglich des Neutronenflusses Verwendung findet. Der Nullreaktor ist als erste Vorstufe bei der Entwicklung neuer Leistungsreaktorvarianten zu betrachten. Der *Oak Ridge Reaktor X 10* ist ein Forschungsreaktor aus der Anfangszeit des Reaktorbaus, thermisch, graphitmoderiert und mit natürlichem Uran betrieben. Die thermische Leistung von 1 MW wird durch Luftkühlung im Zwangsumlauf an die Atmosphäre abgeführt.

8.2) Der *Leistungsreaktor* ermöglicht die wirtschaftliche Erzeugung von Elektroenergie aus Kernenergie. Der Leistungsreaktor hat als Herzstück des Kernkraftwerkes und wegen der geforderten größeren Verbrauchernähe eine Reihe von Anforderungen zu erfüllen, die über die an einen Forschungsreaktor gestellten weit hinausgehen. Wesentliche Anforderungen sind: 1) geringe spezifische Baukosten, 2) geringer Spaltstoffeinsatz, wirtschaftlicher Brennstoffverbrauch, hoher Abbrand, 3) hohe Verfügbarkeit, d. h. kontinuierliche Elektroenergieerzeugung bzw. wenig Ausfallzeiten, 4) Realisierung optimaler wärmetechnischer Kühlmittelparameter, 5) hohe Sicherheit. Primär aus der Forderung, im Kernreaktor große Wärmemengen bei möglichst hohen Temperaturen zu erzeugen und abzuführen, entstand eine Reihe möglicher Leistungsreaktorvarianten, die im Sinne der obengenannten Anforderungen bis zum Erreichen physikalischer, technischer oder technologischer Grenzwerte weiterentwickelt werden. Diese Varianten sind: a) *thermische R.en mit Natururan*, wie Natururan-Graphit-Reaktor, Schwerwasserreaktor; *thermische R.en mit angereichertem Brennstoff*, wie Leichtwasserreaktor, gasgekühlter R. b) Brutreaktoren. Die erste Forderung läßt sich wegen der Kostendegression durch Erhöhung der mittleren Leistungsdichte und Vergrößerung der Reaktorleistung erfüllen, wobei z. B. die maximale Größe eines Druckwasserreaktors durch die Herstellungstechnologie des Reaktordruckbehälters auf Werte um 1000 MW_{el} begrenzt ist. Der erreichbare Abbrand ist für die unter a) genannten Reaktorvarianten durch die Höhe des möglichen Reaktivitätsüberschusses ($\approx$ 30000 MWd/t) und für Brutreaktoren durch die Art des Brennstoffs und die Qualität der Brennelementhülle wegen eines starken Ansteigens des Spaltgasdruckes und auftretender Bestrahlungseffekte ($\approx$ 100000 MWd/t) gegeben. Die Anforderung 3) hängt von der Anzahl der notwendigen Neubeschickungen und Umladungen und der Zuverlässigkeit der Gesamtanlage ab. Es ist offensichtlich, daß mit zunehmender Reaktorgröße die Forderung nach hoher Verfügbarkeit zunehmend dringlicher gestellt wird.

Anforderung 4) wird im wesentlichen durch hohe Kühlmittelaustrittstemperaturen erfüllt. Bei wassergekühlten Reaktoren sind die maximalen Temperaturen wegen der auftretenden hohen Drücke und damit verbundener aufwendiger Druckbehälterkonstruktionen auf relativ niedrige Werte begrenzt, so daß nur Sattdampfparameter zu realisieren sind. Verwendet man Gas (CO_2, He) als Reaktorkühlmittel, so wirkt die temperaturabhängige Festigkeit der metallischen Brennelementhülle als obere Grenze. Temperaturen wesentlich über 700 °C sind lediglich mit *nur*keramischen Brennelementen erreichbar.

Anforderung 5) beruht auf dem höheren nuklearen Gefährdungspotential des Leistungsreaktors. Auf der einen Seite befinden sich große Mengen Spaltprodukte im Brennelement und Spaltstoff im Reaktor und auch große Mengen an aktivierten Reaktorkühlmitteln, andererseits ist die Gefahr einer Freisetzung dieser radioaktiven Stoffe vergrößert. Es können beispielsweise positive Kühlmitteldichtekoeffizienten auftreten, ein unbemerktes örtliches Zusammenschmelzen von Brennelementen vorkommen (z. B. durch blockierte Kühlkanäle) mit nachfolgender Leistungsexkursion und möglicher Zerstörung des Reaktors. Des weiteren kann eine spezielle Kühlmittelproblematik (z. B. Natrium) existieren oder hoher Druck im Reaktor herrschen. Ein wichtiger Punkt ist auch noch die große Nachzerfallswärme im Leistungsreaktor. Das alles bedingt hohe Anforderungen an die Reaktorsicherheit. Unbedingt verhindert werden muß eine prompte Kritikali-

tät durch eine hohe inhärente Sicherheit und effektive Reaktorincoreinstrumentierung, d. h. durch Messung und Überwachung von Neutronenflüssen und örtlichen Temperaturen in Reaktor und Kühlmittel. Die Nachzerfallswärme muß entweder durch zeitweise natürliche Konvektion oder unbedingte Aufrechterhaltung des Zwangsumlaufes abgeführt werden. Auch eine Reihe baulicher Maßnahmen, z. B. Containment (Behälterbauweise) tragen zur Erhöhung der Sicherheit bei.

Reaktorabschirmung, Vorrichtung zum Schutz des Bedienungspersonals vor der intensiven Neutronenstrahlung (→ Neutronenabschirmung) aus dem Reaktorkern und der γ-Strahlung aus Reaktorkern und primärem Kühlmittelkreis. Daneben hat die R. auch noch die Aufgabe, Neutronen- und γ-Flüsse auf tragende Konstruktionselemente im → Reaktor auf zulässige Werte zu verringern, um Strahlenschäden und Wärmespannungen zu vermeiden.

Die Freisetzung von Spaltstoff und Spaltprodukten aus dem Reaktor und die darauf folgende Kontamination von Bedienungspersonal und Umgebungsbevölkerung zu verhindern, ist dagegen Hauptaufgabe der → Reaktorsicherheit.

Entsprechend ihrer Doppelfunktion gliedert sich die R. in zwei Hauptbauteile, den thermischen Schirm (→ thermischer Schild) und den biologischen Schirm (→ biologischer Schild).

Der *thermische Schirm* befindet sich in unmittelbarer Nähe des Reaktorkerns, er ist einer starken Neutronen- und γ-Strahlung ausgesetzt. Die bei der Absorption der Strahlung freiwerdende Wärme wird durch das Reaktorkühlmittel abgeführt.

Der *biologische Schirm* umgibt den Reaktor und oftmals auch noch den Primärkreis in Form einer bis zu mehreren Meter dicken Betonwand. Er reduziert die Strahlenbelastung des Personals auf die vorgegebene Toleranzdosis.

Neben diesen spezifischen Einbauten trägt auch die allgemein konstruktive Auslegung des Reaktors zur R. bei. Ein hoher Abschirmungseffekt wird durch Reflektor oder Brutzone (axial, radial) und bei Poolbauweise durch die großen Kühlmittelschichten erreicht (→ Kühlmittelkreislauf).

Der äußere Abschluß der Abschirmung wird in radialer Richtung durch den Betonring und in axialer Richtung durch Reaktorgrundplatte und Reaktordeckel gebildet.

Notwendige Durchführungen für Rohrleitungen und die Regel- und Steuerorgane des Reaktors sind schwächste Stellen der Abschirmung. Die Problematik der R. wird deutlich, wenn man bedenkt, daß im Reaktorkern Neutronenflüsse von 10^{12} bis 10^{15} Neutronen/cm^2 s herrschen, zulässige Flüsse auf tragende Bauteile in der Größenordnung von 10^{10} Neutronen/cm^2 s liegen und die Maximalwerte hinter dem biologischen Schirm nur noch um 10^2 Neutronen/cm^2 s betragen dürfen.

Als *zulässige Strahlendosis* wird ein Wert von 2 mrem/h entsprechend 5 rem/a festgelegt.

Quellen und Schwächung der Neutronenstrahlung. Eigentliche Quelle der Neutronenstrahlung sind die Spaltprozesse, die im Reaktorkern ablaufen. Hier ist die Energie der Neutronen entsprechend dem Reaktorspektrum verteilt. Abfließende Neutronen werden auf ihrem Weg aus dem Reaktor durch elastische und unelastische Streuung abgebremst (→ Neutronenbremsung) und schließlich absorbiert. Außerhalb des Reaktorkerns findet die elastische Streuung hauptsächlich im Reflektor wie z. B. beim Swimmingpool-Reaktor oder bei Poolbauweise im Kühlmittel und im Beton des biologischen Schildes statt.

Quellen und Schwächung der γ-Strahlung. Den wichtigsten Anteil an der γ-Dosisleistung hinter der Abschirmung hat die Einfang-γ-Strahlung. Die Quellen werden durch $\Sigma_c \Phi_{th}$ beschrieben, wo Σ_c den Einfangquerschnitt für thermische Neutronen und Φ_{th} den thermischen Neutronenfluß bezeichnet. Schnellste Neutronen werden erst in größter Nähe des biologischen Schirmes auf thermische Energien abgebremst und absorbiert, d. h. eingefangen, und bringen so den größten Beitrag. Für einige Materialien ist die Energieverteilung der Einfang-γ-Quanten in folgender Tabelle dargestellt.

Stoff	Anzahl der γ-Quanten je Einfang im Neutronen-Energieintervall		
	3 bis 5 MeV	5 bis 7 MeV	> 7 MeV
Fe	0,24	0,22	0,50
Cr	0,12	0,18	0,69
Pb	0	0,07	0,93
Si	2,29	0,41	0,16

Der restliche Beitrag zur Dosisleistung kommt von der γ-Strahlung radioaktiver Nuklide, insbesondere der Aktivierung des primären Kühlmittels (Na-24, Na-22, O-19 und Verunreinigungen).

Die γ-Strahlung aus dem Reaktorkern, d. h. die prompte γ-Strahlung bzw. die γ-Strahlung der Spaltprodukte (→ Gammaspektrum), wird hinreichend abgeschwächt, so daß ihr Anteil an der Dosisleistung zumeist vernachlässigbar klein ist.

Die Berechnung des ungestreuten γ-Flusses läßt sich für einige einfache Geometrien leicht durchführen. Durch Einführen des *Dosisaufbaufaktors* $B(E)$ kann der Anteil der *gestreuten* γ-Quanten an der Dosisleistung $D_\gamma(E)$ gemäß $D_\gamma(E) = B(E) \cdot D_{\gamma\text{ungestreut}}(E)$ miterfaßt werden.

Die gesamte RBW-Dosis setzt sich aus der Summe von Neutronendosisleistung und γ-Dosisleistung zusammen. Sowohl für γ-Strahlung als auch für Neutronen wird eine Abnahme der Dosisleistung durch *Verringerung* der *Flüsse* und *mittleren Energie* wegen der Energieabhängigkeit der Umrechnungsfaktoren erreicht.

Reaktordynamik, → Reaktortheorie.

Reaktorgifte, alle in einem Reaktor vorkommenden Substanzen mit großem Absorptionsquerschnitt σ_a, die die Neutronen in unerwünschter Weise absorbieren und damit den Reaktionsablauf im Reaktor ungünstig beeinflussen. Dazu gehören vor allem die stets in Graphit, das mit seinem geringen thermischen Absorptionsquerschnitt $\sigma_a = 0{,}0032$ barn als guter → Moderator dient, vorhandene Bemischung von *Bor* mit seinem relativ großen thermischen Absorptionsquerschnitt $\sigma_a = 755$ barn und das von Zirkonium, das zur Einhülsung metallischer Uranstäbe besonders geeignet ist, nur sehr schwer abtrennbare *Hafnium.* Bor und Hafnium wer-

den daher als R. bezeichnet. Eine hohe Neutronenabsorption zeigen auch einige der bei der Kernspaltung entstehenden Elemente und ihre Zerfallsprodukte; → Brennstoffvergiftung.

Reaktorgleichung, eine allgemeine und umfassende Bilanzierung der Gesamtzahl der Neutronen in einem Reaktor, wobei die Erzeugung von prompten Neutronen und verzögerten Neutronen durch Kernspaltungen berücksichtigt wird. Zur Lösung der R. muß man Rand- und Anfangsbedingungen vorgeben, i. a. sind nur Näherungslösungen bekannt, die z. B. auf der → Gruppendiffusionsmethode oder dem → Eingruppenmodell beruhen. Mathematisch gesehen ist die R. eine erweiterte Boltzmann-Gleichung. Da die Methoden zur Beschreibung des Reaktorverhaltens wechseln, erscheint die R. in den verschiedensten Formen, z. B. als R. in Diffusionsnäherung.

Reaktorkinetik, → Reaktortheorie.

Reaktorkühlmittel, Medium zum Abtransport der Wärme aus dem Reaktorkern. Außer der Erfüllung wärmetechnischer und hydraulischer Anforderungen muß ein R. günstige neutronenphysikalische Eigenschaften aufweisen, d. h. geringen Einfangquerschnitt gegenüber Neutronen, entweder gute oder möglichst geringe Moderatorwirkung, und hohen Reinheitsgrad besitzen, der durch eine laufende Kühlmittelaufbereitung erhalten bleibt, in der Tendenz gleichzeitig gutes R. und effektives Arbeitsmedium zur Erzeugung von Elektroenergie sein, gute Verträglichkeit mit Strukturmaterialien im Reaktor zeigen, Anforderungen von Seiten der Reaktorsicherheit genügen und geringe Kosten verursachen. In thermischen Leistungsreaktoren werden als R. H_2O, D_2O und CO_2 verwendet, in schnellen Brutreaktoren soll ein hartes Reaktorspektrum realisiert werden, deshalb werden als Kühlmittel Na, CO_2, He oder H_2O-Dampf benutzt.

Das R. wird durch die hohen Neutronenflüsse im Reaktorkern aktiviert. Läßt man mögliche Verunreinigungen außer acht, so kommt es zu Gammaaktivitäten von O-16, O-19, Na-22, Na-24. Die Sättigungswerte können relativ hoch sein. Für einen schnellen Brutreaktor erreicht die Na-24-Aktivität z. B. Werte bis zu 10^{-1} Ci cm^{-3}, d. s. $\approx 3 \cdot 10^9$ Zerfälle/s in 1 cm^3 Na.

Das nukleare Gefährdungspotential des Reaktors wird durch das radioaktive Kühlmittel vergrößert, und es macht sich eine Abschirmung des primären Kühlmittelkreislaufs notwendig.

Reaktorperiode, diejenige Zeitdauer, während der sich die Leistung oder der Neutronenfluß im Reaktor um den Faktor $e \approx 2{,}72$ ändert. Die R. hängt insbesondere von der Größe der → Reaktivität ab. Ein stationär arbeitender kritischer Reaktor hat die R. unendlich. Ein promptüberkritischer Reaktor hat eine sehr kleine Periode von etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}$ s. In diesem Fall steigt der Neutronenfluß in 1 s auf das 20000fache und höher an. Ohne die Existenz der → verzögerten Neutronen könnte eine plötzlich auftretende Reaktivitätsänderung dieses Ausmaßes durch Einführung von Absorbern nicht mehr rechtzeitig in ihrer Wirkung kompensiert werden. Dank dem Auftreten der verzögerten Neutronen ist dies jedoch noch ohne weiteres möglich, obgleich bei dem praktischen Betrieb von promptüberkritischen Reaktoren die zulässigen Reaktivitätsänderungen erheblich unter der im Beispiel angenommenen Größe, die R. also über den genannten Periodendauern liegen sollte. Für jedes Spaltelement existiert ein bestimmter Zusammenhang zwischen der R., der Reaktivität und der Generationsdauer der Neutronen; z. B. ist im prompt-kritischen Bereich die R. durch das Verhältnis Generationsdauer/Reaktivität gegeben.

Reaktorrauschen, Bezeichnung für die statistischen Schwankungen der → Reaktivität. Die wichtigsten Ursachen für das R. sind Druck-, Dichte- und Temperaturschwankungen des Kühlmittels bzw. des Moderators, mechanische Schwingungen innerhalb des Reaktors, wie z. B. Schwingungen der Steuer- und Regelorgane, der Oberfläche bei flüssigem Moderator u. ä.

Reaktorregelung, die zur Realisierung von $k_{\text{eff}} = 1$ im Zeitmittel erforderliche Regelung, um eine Kernkettenreaktion in einem Kernreaktor aufrechtzuerhalten. k_{eff} bezeichnet den effektiven Vermehrungsfaktor von zwei aufeinanderfolgenden Neutronengenerationen im Reaktor (→ Vierfaktorenformel). Neben der Aufrechterhaltung eines stationären Zustandes hat die R. auch die Aufgabe, eine Anpassung der Reaktorleistung an den jeweiligen Energiebedarf und ein Abschalten des Reaktors zu ermöglichen. Das Unterbrechen der Kettenreaktion unter Havariebedingungen wird dagegen durch Sicherheitseinrichtungen realisiert (→ Reaktorsicherheit).

In einem Reaktor ist stets über die → kritische Masse hinaus noch eine weitere Menge Spaltstoff eingebaut, die für den Abbrand, die Regelung, das Erreichen der Betriebstemperatur und die Kompensation der Reaktivitätsabnahme infolge Spaltproduktvergiftung notwendig ist. Diese überschüssige → Reaktivität muß durch Veränderung der Reflexionsbedingungen oder gebräuchlicher durch Einführung von Neutronenabsorbern wie Cadmium und Bor kompensiert werden. Gewöhnlich sind die Neutronenabsorber in sogenannten *Regel-* und *Steuerstäben* angereichert, die mehr oder weniger tief in den Reaktorkern eintauchen. In Druckwasserreaktoren ist auch die Borsäureregelung üblich, die eine Veränderung der Borsäurekonzentration im Kühlmittel ausnutzt. Der stationäre Zustand ist durch einen Reaktivitätswert $\varrho = 0$ charakterisiert, eine Leistungszunahme wird durch ein Herausziehen der Steuerstäbe eingeleitet, so daß sich ein gewisser Reaktivitätsüberschuß einstellt. Die Leistung steigt exponentiell an bis zu dem gewollten Wert. Hier wird der Reaktivitätsüberschuß durch die entgegengesetzte Bewegung der Steuerstäbe wieder kompensiert.

Die Größe der Reaktivität ϱ ist von großer Wichtigkeit für die zeitliche Änderung der Reaktorleistung. Ist $\varrho < \beta$ (s. u.!), so bezeichnet man den Zustand als *unterpromptkritisch*, bei $\varrho = \beta$ als *promptkritisch* und bei $\varrho > \beta$ als *überpromptkritisch*.

Die vereinfachten *neutronenkinetischen Gleichungen* lauten: $\frac{dn}{dt} = \frac{\varrho - \beta}{l} n + \sum_i \lambda_i C_i$, $\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l} n - \lambda_i C_i$. Es bedeuten n die Anzahl der Neutronen, die der Reaktorlei-

stung proportional ist, β_i den Anteil der verzögerten Neutronen von der Gesamtzahl der Neutronen im Reaktor, $\beta = \sum_i \beta_i$, $1/\lambda_i$ die Lebensdauer der i-ten verzögerten Neutronengruppe, C_i die Konzentration der Quellen der i-ten verzögerten Neutronengruppe, l die Lebensdauer der prompten Neutronen und t die Zeit.

Mit $\varrho = 0$, $\frac{dn}{dt} = 0$ (stationärer Fall) erhält man für den Zusammenhang zwischen n und C_i: $n = \sum \cdot C_i \lambda_i / \beta_i$. Unter gewissen Vereinfachungen erhält man leicht ein qualitatives Bild der ablaufenden Vorgänge. Mit $\varrho = \text{konst.} \neq 0$ (Reaktivitätssprung) und $n \sim e^{t/T}$ ergibt sich die *Inhour-Gleichung*

$$\varrho = (l/T) + \sum_i \beta_i/(1 + \lambda_i T).$$

Für den Fall kleiner T (d. h. $\lambda_i \cdot T \ll 1$) erhält man $1/T = (\varrho - \beta)/l$. Die Reaktorperiode T ist die Lebensdauer l der prompten Neutronen direkt und $\varrho - \beta$ indirekt proportional. Im überpromptkritischen Fall steigt also die Reaktorleistung $\sim 1/l$ an. Im thermischen Reaktor ist $l \approx 10^{-3}$ s, im schnellen Reaktor $\approx 10^{-7}$ s. Diesem Fall würde eine Havariesituation entsprechen. Befindet man sich im unterpromptkritischen Bereich, so klingt der prompte Anteil exponentiell ab, der Leistungsanstieg wird durch die verzögerten Neutronen bestimmt: $T = \sum_i (\beta_i/\lambda_i \varrho)$. Abhängig von ϱ läßt sich für die Reaktorperiode jeder Wert zwischen ∞ und $\sum_i (\beta_i/\lambda_i \beta)$ einstellen. Darum ist auch der unterpromptkritische Bereich für die Reaktorregelung der gebräuchlichste. Bei Abschalten des Reaktors ($\varrho < 0$) sinkt die Reaktorleistung zunächst schnell mit $e^{-|\varrho| t/l}$, später mit den Zerfallskonstanten der verzögerten Neutronenquellen (Spaltprodukte). Das bedingt auch das Auftreten der Nachzerfallswärme.

Reaktorsicherheit, Komplex von Maßnahmen wegen des großen Gefährdungspotentials, das ein Reaktor bzw. ein Kernkraftwerk für seine nähere Umgebung darstellt, zum Schutz von Bedienungspersonal und Umgebungsbevölkerung vor der Freisetzung von Spaltstoff und Spaltprodukten.

Die Errichtung und das Betreiben von Kernkraftwerken wird von Genehmigungsverfahren abhängig gemacht. Durch Sicherheitsanalysen wird das Gesamtrisiko der Reaktoranlage eingeschätzt. Zwei Hauptaufgaben lassen sich für die R. formulieren:

1) Verhinderung von Reaktorunfällen, 2) die Auswirkungen eines Unfalls gering zu halten. Zur Erfüllung von Punkt 2) sind eine Reihe von Schutzbarrieren gegen die Ausbreitung von Spaltprodukten vorgesehen: Brennelementhülle, Primärkreis, Reaktorbehälter, Containment, Sicherheitsabstand von dichtbesiedelten Gebieten.

Das Konzept der Ausschließungszonen wird mit zunehmender Betriebserfahrung und erwiesener Zuverlässigkeit wegen der dringenden Forderung nach größerer Verbrauchernähe von Kernkraftwerken nicht mehr benutzt werden können. Auch eine weitere Reihe von Sicherheitsschranken entfällt mit der zunehmenden sicherheitstechnischen Beherrschbarkeit des Reaktors und der Zunahme von Betriebserfahrungen.

Unter Punkt 1) ist eine Reihe von technischen Sicherheitseinrichtungen und Indikatorsystemen zu betrachten und die Forderung nach inhärenter Sicherheit (s. u.) zu erfüllen. Durch diese Maßnahmen soll erreicht werden, daß keine überpromptkritischen Leistungsexkursionen auftreten bzw. daß diese Energiefreisetzung durch eine prompte negative Reaktivitätsrückkopplung begrenzt wird.

An technischen Sicherheitsvorkehrungen sind zu nennen: Zuverlässige Steuer- und Regeleinrichtung, Schnellabschaltsysteme, Maßnahmen zur Verhinderung von Bedienungsfehlern und Beladungsunfällen, d. h. Unfällen beim Beschicken des Reaktors mit frischem Brennstoff, Indikatoreinrichtungen zur Messung des Neutronenflusses und zur Messung örtlicher Kühlmitteltemperaturen und Kühlmittelflüsse.

Inhärente Sicherheit bedeutet, daß eine prompte negative Reaktivitätsrückkopplung und eine negative Gesamtreaktivität zu realisieren sind (→ Reaktivität). Jahrelange Erfahrungen mit thermischen Reaktoren haben diese als sehr zuverlässig und sicher erwiesen. Ein schöner Beweis für die Zuverlässigkeit des thermischen Reaktors und die dadurch gewonnene Standortunabhängigkeit ist der Bau von nuklear angetriebenen Handelsschiffen.

Für schnelle Brutreaktoren liegen natürlicherweise noch keine ausreichenden Betriebserfahrungen vor, außerdem ist das Sicherheitsverhalten bedeutend ungünstiger als das von thermischen Reaktoren, so daß aus folgenden Gründen bei ersten schnellen Leistungsreaktoren auf keine der genannten Sicherheitsschranken verzichtet werden kann. Erstens ist das nukleare Gefährdungspotential dieser Reaktoren vergrößert durch hohen Spaltstoffeinsatz, Verwendung von Plutonium, große Spaltproduktkonzentration im Brennelement infolge des hohen Abbrandes, große Mengen aktivierten Kühlmittels. Zweitens ist die Schwelle bis zur prompten Kritikalität wegen des geringeren Anteils verzögerter Neutronen verkleinert. Drittens bedingt die kurze Lebensdauer der prompten Neutronen extrem steile Leistungsexkursionen. Viertens gibt es mehr Möglichkeiten, die prompte Kritikalität zu erreichen. Nur einige dieser Möglichkeiten sind für den ersten schnellen Leistungsreaktortyp der nahen Zukunft, den natriumgekühlten schnellen Brutreaktor, hier genannt worden. Die Abführung der Nachzerfallswärme bei Ausfall der Zwangsumlaufkühlung ist wegen der hohen Leistungsdichte problematisch, und es kann zum Zusammenschmelzen der Brennelemente kommen.

Eine Abnahme der Natriumdichte im Reaktorkern kann wegen der Kühlmittel-Moderatorwirkung zu einer Härtung des Reaktorspektrums führen, was mit einem Anwachsen der für die Spaltung verfügbaren Neutronenzahl und einer Zunahme des Schnellspaltfaktors von U-238 verbunden ist und eine Zunahme der Reaktivität verursacht. Des weiteren ist noch die ganze Natriumproblematik zu nennen, das für seine chemische Aggressivität bekannt ist. Obwohl es hier noch eine Reihe offener Probleme gibt,

ist die technische Realisierbarkeit und sicherheitstechnische Beherrschbarkeit des natriumgekühlten schnellen Brutreaktors erwiesen.

Reaktorspektrum, die energieabhängige relative Intensitätsverteilung des stationären Neutronenflusses im Reaktor.

Bei der Kernspaltung entstehen im Energieintervall E bis $E + \mathrm{d}E$ Neutronen folgender Energieverteilung:

$N(E)\,\mathrm{d}E = 0{,}484 \cdot \mathrm{e}^{-E} \sin \sqrt{2E}\,\mathrm{d}E$. Während ihrer Lebensdauer im Reaktorkern werden die Neutronen abgebremst. Sie verlieren Energie durch unelastische Stöße in Brennstoff und Strukturmaterial und unterhalb ungefähr 1 MeV vorrangig durch elastische Streuung an Kernen kleiner Ordnungszahl, z. B. des Moderators und des Kühlmittels. Außerdem gehen laufend Neutronen durch Einfangprozesse und Diffusion aus dem Reaktorkern verloren. In einem Reaktor stellt sich eine stationäre Energieverteilung ein, so daß von einem R. gesprochen werden kann. Wesentliche Eigenschaften eines Reaktors sind u. a. mit dem R. verknüpft, deshalb benutzt man das R. auch zur Klassifizierung von Reaktortypen (→ Reaktor 1).

Thermische Reaktoren haben eine Neutronenenergieverteilung entsprechend einem Maxwellspektrum

$N(E)\,\mathrm{d}E = (2/\sqrt{\pi})\,E_0^{-3/2} \sqrt{E}\,\mathrm{e}^{-E/E_0}\,\mathrm{d}E.$

Dadurch ist es möglich, den thermischen Reaktor mit Natururan oder gering angereichertem Brennstoff zu betreiben, denn die mikroskopischen Spaltquerschnitte sind in diesem Energiegebiet groß.

Schnelle Reaktoren haben eine breite Energieverteilung mit einem Maximum bei Werten $\geqq 0{,}2$ MeV. Die Lage dieses Maximums wird durch das verwendete Reaktorkühlmittel (H_2O-Dampf ergibt ein weiches R., Na und Gas ein hartes R.) und den benutzten Brennstoff wesentlich beeinflußt:

Die Härte des Neutronenspektrums (→ Neutronengas) des Reaktors nimmt in der Reihenfolge Oxid, Carbid, Metall zu. Durch die Realisierung eines harten Spektrums erhält man große Brutraten, allerdings nimmt die notwendige Brennstoffanreicherung ebenfalls zu. Die Lebensdauer der prompten Neutronen wird verkürzt, was sich wieder auf die Reaktorsicherheit auswirkt.

Reaktorstatik, → Reaktortheorie.

Reaktortheorie, zusammenfassende Bezeichnung für die Berechnung der kritischen Abmessungen des gewählten Reaktortyps, der Betriebstemperatur, der Kühlung u. ä. für stationären Betrieb einerseits sowie für die mathematische Beschreibung des zeitlichen Reaktorverhaltens infolge Störungen durch Reaktivitätsänderungen, Regelung, Änderung der Umlaufgeschwindigkeit, des Druckes und der Temperatur des Kühlmittels u. dgl. andererseits. Die erstgenannten Probleme gehören zur *Reaktorstatik*, die anderen zur *Reaktordynamik*. Für numerische Berechnungen muß man Näherungsverfahren ansetzen, wie z. B. die Gruppendiffusionsmethode. *Makroskopische R.* nennt man die entsprechenden Untersuchungen für die Spaltzone als Ganzes; die Untersuchungen für das Innere der einzelnen Brennstoffelemente eines Reaktors sind Gegenstand der *mikroskopischen R.* Werden außer den zur Reaktordynamik zu zählenden Einflüssen auch noch Änderungen des zeitlichen Reaktorverhaltens infolge Abbrand, Reaktorgifte und dgl. berücksichtigt, so erhält man den *Reaktorkinetik* genannten Teil der R. Die Hauptaufgabe der Reaktorkinetik besteht in der Lösung der *kinetischen Gleichungen des Reaktors*. Hierbei handelt es sich um ein mathematisches Gleichungssystem, das die Zeitabhängigkeit der Neutronendichte, des Multiplikationsfaktors (→ Vierfaktorenformel), der Generationsdauer der Neutronen u. a. miteinander verknüpft und damit das Reaktorverhalten beschreibt. Die physikalische Bedeutung der kinetischen Gleichungen des Reaktors liegt in der Bilanzierung der Gesamtzahl der Neutronen, die ihrerseits mit dem Leistungsniveau des Reaktors zusammenhängt, begründet; Lösungen der kinetischen Gleichungen lassen sich nur näherungsweise angeben.

Reaktorzeitkonstante, → Reaktivität.

Realdefinition, → Definition.

reales Gas, → Gas.

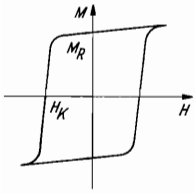
Realfaktor, *Kompressibilitätsfaktor*, z, eine dimensionslose Größe, die die Abweichung zwischem realem und idealem Verhalten eines Gases charakterisiert: $z = (pV_\mathrm{m})_\mathrm{real}/(pV_\mathrm{m})_\mathrm{Ideal}$ oder $z = (pV_\mathrm{m})_\mathrm{real}/RT$. Dabei ist V_m das molare Volumen des Gases. Unter Heranziehung der Virialform der Zustandsgleichung wird $z = (RT)^{-1} \cdot (B'p + C'p^2 + \cdots)$ erhalten.

Realkristall, ein theoretisches Modellbild wirklicher → Kristalle, das aus dem völlig regelmäßig aufgebauten Idealkristall durch Berücksichtigung der Abweichungen vom idealen Aufbau hervorgeht. Der R. erstreckt sich nicht, wie beim Idealkristall angenommen wird, ins Unendliche, sondern wird allseitig durch Oberflächen begrenzt; er hat elastische Spannungen, die lokale Änderungen der Gitterkonstanten hervorrufen; er besteht aus mehreren, gegeneinander verschwenkten Körnern bzw. Zwillingen; er hat → Gitterfehlstellen. Alle diese Abweichungen vom idealen Kristallaufbau verursachen Störungen der Gittersymmetrie. Solange jedoch das gestörte Volumen klein ist im Vergleich zum Gesamtvolumen des Kristalls, wird die Gittersymmetrie des zugehörigen Idealkristalls auch an wirklichen Kristallen experimentell gefunden. Man spricht dann von „fast fehlerfreien" Kristallen und kann an ihnen viele durch einen idealen Kristallaufbau erklärbare Eigenschaften nachweisen, z. B. die spezifische Wärme, die Elastizität, die Elektronenleitung in Metallen und einen Teil der optischen Eigenschaften.

Eine Reihe von Kristalleigenschaften wird jedoch gerade durch die Abweichungen wirklicher Kristalle vom idealen Aufbau wesentlich bestimmt. Zu diesen nach Smekal als *strukturempfindliche Kristalleigenschaften* bezeichneten Größen gehören z. B. die Diffusion, die Ionen- und Elektronenleitfähigkeit in Ionenkristallen und Halbleitern sowie alle Festigkeitseigenschaften. Sie hängen nicht nur von den individuellen Bedingungen der Messung (Druck, Temperatur u. ä.), sondern auch von der Vorbehandlung der Kristalle ab.

Realteil, → komplexe Zahl.

Réaumur-Skala, → Temperaturskala.



Rechteckschleife. M Magnetisierung, M_R remanente Magnetisierung, H magnetische Feldstärke, H_K Koerzitivkraft

Rechenmaschine, → Digitalrechner, → Analogrechner.

Rechenverstärker, svw. Operationsverstärker.

Rechteckschleife, spezielle Form der → Hystereseschleife, die sich durch ein hohes Remanenz-Maximalinduktions-Verhältnis auszeichnet. R.n können an Werkstoffen durch Textur, Spannungsanisotropie, magnetfeldinduzierte Richtungsordnung, Walzanisotropie oder durch spontane Rechteckigkeit infolge eines Systems energetisch gleichwertiger Vorzugslagen erzeugt werden. Magnetwerkstoffe mit R. sind bei der technischen Anwendung von großer Bedeutung (Speichertechnik, Magnetverstärker, Schalt- und Steuerungstechnik).

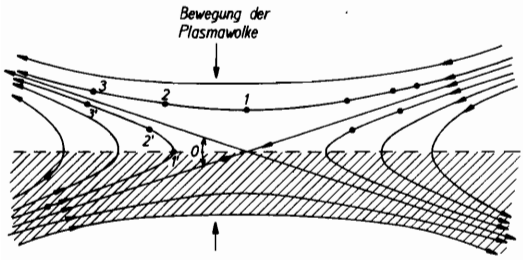
Rechte-Hand-Regel, → Schraubenregel.

Rechtsdrehung, → Drehvermögen 1).

Rechtsichtigkeit, → Augenoptik.

Rechtsquarz, → Drehvermögen 1).

Reconnectionmodell, Modell für die Umwandlung magnetischer Feldenergie von Plasmen in kinetische Energie der Teilchen. Treffen zwei Plasmawolken mit eingefrorenen Magnetfeldern aufeinander und sind die Magnetfeldrichtungen entgegengesetzt, so bildet sich im Grenzgebiet der Wolken ein magnetischer Neutralpunkt aus. Die in ihn hineinfließende magnetische Feldenergie wird in kinetische Energie der Teilchen



Umordnung von Feldlinien in der Nähe eines x-artigen Neutralpunktes Die Punkte 1, 2, 3 gehen über auf 1', 2', 3'

umgewandelt. In der Umgebung des Neutralpunktes findet eine Umordnung der magnetischen Feldlinien statt, nämlich ein „Aufreißen" und eine anschließende „reconnection". Das R. wird zur Erklärung der Entstehung von Sonnenfackeln und geomagnetischen Stürmen verwendet.

Recoveryfaktor, → Eigentemperatur.

Recoveryphase, → Sturm.

Redhead-Vakuummeter, → Vakuummeter.

Redlich-Kwongsche Zustandsgleichung, eine → Zustandsgleichung für reale Gase. Sie lautet $pV = RT/(V - b') - a'[T^{0,5}V(V - b')]^{-1}$. Dabei ist p der Druck, V das Volumen, T die absolute Temperatur in K, R die universelle Gaskonstante und a' und b' empirische Konstanten.

Redoxpotential, das elektrochemische Potential eines Redoxsystems (→ Redoxreaktionen) gegen die Normalwasserstoffelektrode. Befinden sich in wäßriger Lösung Ionen eines Stoffes in verschiedenem Ladungszustand, so stellt sich zwischen ihnen nach dem Massenwirkungsgesetz ein Gleichgewicht ein, wenn ein Elektronengeber bzw. -nehmer vorhanden ist; d. h., eine Ionensorte wird reduziert, die andere oxydiert, z. B. $Cr^{3+} + e^- \rightleftharpoons Cr^{2+}$. Als Elektronengeber besteht die Elektrode aus einem chemisch beständigen Metallblech, meist eine Platinelektrode. Zwischen der sich aufladenden Platinelektrode und der Lösung stellt sich ein konstantes Potential ein, das gegen eine Vergleichselektrode meßbar ist. Das R. hängt von der Ausgangskonzentration der Ionen ab. Dafür gilt die Nernstsche Formel $E = E_0 + (RT/nF) \cdot \ln (c_{Cr}{}^{3+}/c_{Cr}{}^{2+})$. Hierbei ist E das Einzelpotential, E_0 das Normalredoxpotential bei 25 °C (Ausgangskonzentration beider Ionen ist 1-normal), F die Faradaysche Konstante, n die Differenz der Wertigkeiten, c die Konzentrationen. Diese Gleichung kann für jeden beliebigen Redoxvorgang verallgemeinert werden: $E = E_0 + (RT/nF) \cdot \ln [Ox]/[Red]$. Mißt man die R.e der einzelnen metallischen Elemente gegen die Normalwasserstoffelektrode und ordnet sie nach steigendem Einzelpotential an, so erhält man die elektrochemische → Spannungsreihe.

Lit. Brdička: Grundlagen der physikalischen Chemie (dtsch 5. Aufl. Berlin 1965).

Redoxreaktionen, *Reduktions-Oxydations-Reaktionen,* die durch Elektronenübergänge miteinander gekoppelten Vorgänge von *Reduktion* und *Oxydation.* Während man früher unter Oxydation die Aufnahme von Sauerstoff und unter Reduktion die Abgabe von Sauerstoff oder die Aufnahme von Wasserstoff verstand, bedeutet nach der heutigen, umfassenderen Definition Oxydation die Abgabe von Elektronen und damit den Übergang zu einer höheren positiven Wertigkeitsstufe und Reduktion die Aufnahme von Elektronen (z. B. durch Verbindung mit Wasserstoff). Oxydation und Reduktion sind stets miteinander gekoppelt. Wenn bei einer Reaktion ein Stoff oxydiert, also Elektronen abgibt, so wird dabei ein anderer reduziert, nämlich der, der die Elektronen aufnimmt. Ein Stoff, der Elektronen aufnehmen kann, heißt *Oxydationsmittel* oder *Oxydans,* einer, der sie abgeben kann, *Reduktionsmittel* oder *Reduktor.* Ein oxydierter Stoff kann die abgegebenen Elektronen wieder aufnehmen, es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen oxydierter und reduzierter Form ein, z. B. $Fe^{3+} + e^- \rightleftharpoons Fe^{2+}$. In einem solchen *Redoxsystem* unterscheiden sich die miteinander korrespondierenden Oxydations- und Reduktionsmittel nur durch die Zahl an Elektronen. Da bei chemischen Reaktionen freie Elektronen nicht in merklichen Mengen auftreten, muß die Oxydation eines Redoxsystems ($Red_1 \rightarrow Ox_1 + n_1\,e$) immer mit der Reduktion eines zweiten Redoxsystems ($Ox_2 + n_2e \rightarrow Red_2$) verbunden sein. Die Reaktionsgleichung von solch einem *Redoxgleichgewicht* lautet dann allgemein $n_2Red_1 + n_1Ox_2 \rightleftharpoons n_1Red_2 + n_2Ox_1$.

Beispiele: $Sn^{2+} + 2Fe^{3+} \rightleftharpoons 2Fe^{2+} + Sn^{4+}$,
$1/2H_2 + Fe^{3+} \rightleftharpoons Fe^{2+} + H^+$.

Ein quantitatives Maß für das Oxydationsvermögen eines Redoxsystems ist das → Redoxpotential.

Reduktion, der mit einer Oxydation gekoppelte Teilprozeß einer → Redoxreaktion.

Reduktion der Wellenfunktion, *Reduktion des Wellenpakets,* die sprunghafte „Änderung" der Wellenfunktion eines quantenmechanischen Systems infolge Messung irgendeiner oder mehrerer kommensurabler Observablen. Sei $\psi(\vec{r}, t) =$

$\sum_\alpha C_\alpha(t)\,\psi_\alpha(\vec{r})$ die Wellenfunktion des Systems vor der Messung, die sich zeitlich nach der Schrödinger-Gleichung entwickelt, dann gibt $|C_\alpha(t)|^2$ die Wahrscheinlichkeit dafür an, das System zur Zeit t mit der Eigenschaft α anzutreffen (→ statistische Interpretation, → Transformationstheorie). Bei einer Messung wird nun einer der möglichen Werte α' realisiert, d. h., nach der Messung lautet die Wellenfunktion des Systems plötzlich $\psi_{\alpha'}(\vec{r}, t) \equiv \psi_{\alpha'}(\vec{r})$; diese Änderung erfolgt nicht nach der Schrödinger-Gleichung. Das bedeutet jedoch nicht, daß sich Wirkungen in der Quantentheorie mit unendlicher Geschwindigkeit ausbreiten. Da bei der Messung eine der potentiellen Möglichkeiten des Systems realisiert wird, handelt es sich einfach um die im Ergebnis der beim Meßprozeß getroffenen Entscheidung notwendige Neuformulierung des wahrscheinlichkeitstheoretischen Problems. Da im allgemeinen bei einem Meßprozeß eine bis zur Beendigung seiner Existenz als selbständiges Teilobjekt führende Störung des Mikroobjekts im registrierenden Teil der Meßanordnung erfolgt, sind die vorstehenden Ausführungen wie folgt zu präzisieren: Es wird ein einziger Wert α dadurch „ausgeblendet", daß nach Passieren des analysierenden Filters der Anordnung alle anderen Teilstrahlen absorbiert werden (→ Meßprozeß in der Quantenmechanik). Für den allein weiterlaufenden Teilstrahl hat dann die R. d. W. zu erfolgen.

Reduktionsfaktor, Kehrwert der → Empfindlichkeit. Er wurde früher besonders zur Kennzeichnung der Eigenschaften der Waage benutzt.

Reduktionsmaß, → Schalldämmung.

Reduktions-Oxydations-Reaktionen, svw. Redoxreaktionen.

reduzibel, → Gruppentheorie 4).

reduzible Darstellung, → Gruppentheorie 4).

reduzierte Farben, → Farbensehen.

reduzierte Masse, → Zweikörperproblem.

reduzierte Pendellänge, → Pendel.

reduziertes Magnetfeld, der Quotient $\vec{B}/\varrho$ aus dem Magnetfeld in einer Probe und deren spezifischem elektrischem Widerstand.

reduzierte Weglänge, → optische Weglänge.

reduzierte Zelle, → Elementarzelle.

Ree-Eyringsche Zustandsgleichung, svw. Relaxationsströmungsgleichung.

reelles Bild, → Abbildung.

reelle Zahlen, Menge von Zahlen, deren Abbildung auf den Zahlenstrahl diesen lückenlos füllen. Sie lassen sich darstellen als Dezimalbrüche. Diese sind endlich oder nichtabbrechend und periodisch für *rationale Zahlen*, aber nichtabbrechend und nichtperiodisch für *irrationale Zahlen*, z. B. für $\sqrt{2}$. → Rationalzahl.

Referenzelement, eine zur Erzeugung von Bezugsspannungen verwendete Kombination einer Z-Diode mit einer Siliziumdiode mit negativem Temperaturkoeffizienten (→ Halbleiterdiode).

Referenzwelle, → Holographie.

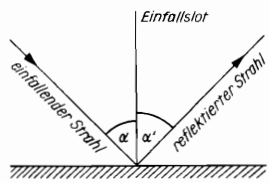
Reflektor, 1) Optik: → Spiegel, → Spiegelteleskop.

2) Neutronenphysik: *Blanket*, Material mit gutem Streuvermögen und geringer Absorption für (thermische) Neutronen, z. B. Be, C, D_2O (→ Albedo). Der R. wird unter anderem als Umhüllung der Spaltzone eines Reaktors verwendet; er sorgt dafür, daß die nach außen zur Oberfläche der Spaltzone wandernden Neutronen zurückgestreut werden. Damit bleiben diese Neutronen der Kernspaltungsreaktion erhalten, so daß die erforderliche Menge an Spaltelementen kleiner wird als ohne R.; außerdem ergibt sich eine gleichmäßigere Flußverteilung im Reaktor.

3) Hochfrequenztechnik: sekundäres Element eines Richtstrahlers (→ Antenne), das in einem bestimmten Abstand hinter einem Primärstrahler (z. B. Dipol), also entgegengesetzt zur Strahl- oder Empfangsrichtung, angeordnet ist. Der R. ist strahlungsgekoppelt, er erhöht die Richtwirkung und den Gewinn. Man unterscheidet nichtabgestimmte und abgestimmte R.en. *Nichtabgestimmte R.en* sind z. B. Reflektorwände, die über ein breites Frequenzband wirksam sind und aus einem gelochten Blech, einem Drahtnetz oder aus zum Dipol parallellaufenden Stäben bestehen. *Abgestimmte R.en* sind z. B. Reflektorstäbe, die in der Regel eine größere elektrische Länge haben als der Dipol.

Reflex, *Röntgenreflex*, Ergebnis der selektiven Reflexion eines Röntgenstrahls an einer Netzebenenschar (→ Braggsche Reflexionsbedingung).

Reflexion, *Spiegelung*, die Zurückwerfung eines Teils einer Strahlung an einer Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Medien. Die Stärke und die Richtung bzw. die Richtungen der reflektierten Strahlung hängen von den Eigenschaften der die Grenzfläche bildenden Medien und von der Oberflächenbeschaffenheit der Grenzfläche ab und werden durch den *Reflexionskoeffizienten* beschrieben, der das Verhältnis von reflektiertem zu einfallendem Lichtstrom bei senkrechtem Einfall angibt. *Weiße R.* tritt ein, wenn der Reflexionskoeffizient für alle Lichtwellenlängen gleich groß ist. Eine starke Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten von der Wellenlänge (des Lichtes) bezeichnet man als *selektive R.* Prinzipiell muß zwischen diffuser und spiegelnder (regulärer, gerichteter) R. unterschieden werden, wobei die Rauhigkeit der Oberfläche klein gegen die Wellenlänge der einfallenden Strahlung, z. B. des Lichtes, sein muß. Die *diffuse R.* wird durch sehr rauhe Grenzflächen hervorgerufen; sie bevorzugt keine Raumrichtung (→ Remission). Voraussetzung für eine *spiegelnde R.* ist eine sehr ebene Grenzfläche. Die bevorzugte Reflexionsrichtung wird mit dem *Reflexionsgesetz* erfaßt; die Größe des Einfallswinkels ist gleich der Größe des Ausfallswinkels (Abb. 1), d. h., einfallender und reflektierter Strahl bilden mit dem Einfallslot, d. i. die Normale auf der Grenzfläche im Auftreffpunkt, gleiche Winkel und liegen in einer gemeinsamen Ebene.



1 Darstellung des Reflexionsgesetzes

Reflexionselektronenmikroskop

Eine Zusammenfassung aller Erfahrungen über die R. des Lichtes an der Grenzfläche eines schwach absorbierenden Körpers geben die *Fresnelschen Formeln.* Zerlegt man die einfallende, die reflektierte und die hindurchtretende Lichtstrahlung in Komponenten, die parallel und senkrecht zur Einfallsebene schwingen, und bezeichnet die Amplituden dieser Komponenten mit $A_{\parallel}$ (einfallend), $A_{r_{\parallel}}$ (reflektierend), $A_{d_{\parallel}}$ (hindurchgehend) bzw. $A_{\perp}$, $A_{r_{\perp}}$, $A_{d_{\perp}}$, so gilt nach den Fresnelschen Formeln, wenn α der Einfallswinkel und β der Brechungswinkel ist ($\sin\alpha/\sin\beta = n$ = Brechungsindex des reflektierenden Mediums):

$$\frac{A_{r_{\parallel}}}{A_{\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha-\beta)}{\operatorname{tg}(\alpha+\beta)};$$

$$\frac{A_{d_{\parallel}}}{A_{\parallel}} = \frac{2\sin\beta\cos\alpha}{\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta)}$$

$$\frac{A_{r_{\perp}}}{A_{\perp}} = -\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)};$$

$$\frac{A_{d_{\perp}}}{A_{\perp}} = \frac{2\sin\beta\cos\alpha}{\sin(\alpha+\beta)}.$$

Bei senkrechter Inzidenz ($\alpha = \beta \to 0$; $\sin\alpha = \operatorname{tg}\alpha \to \alpha$; $\sin\beta = \operatorname{tg}\beta \to \beta$, $\alpha = \beta \cdot n$) gilt

$$\frac{A_{r_{\parallel}}}{A_{\parallel}} = \frac{A_{r_{\perp}}}{A_{\perp}} = -\frac{n-1}{n+1};$$

$$\frac{A_{d_{\parallel}}}{A_{\parallel}} = \frac{A_{d_{\perp}}}{A_{\perp}} = \frac{2}{n+1}.$$

Das Minuszeichen in den Gleichungen für A_r bedeutet, daß die reflektierte und die einfallende Amplitude einander entgegengesetzt sind; eine aus der Luft kommende Lichtwelle erleidet also bei der R. an einem Medium ($n > 1$) einen Phasensprung von 180°.

Für die reflektierten und hindurchtretenden Intensitäten erhält man die entsprechenden Ausdrücke einfach durch Quadrieren der Amplitudenformeln, da die Intensität der Lichtstrahlung dem Quadrat der Amplitude proportional ist. Die reflektierten Bruchteile der einfallenden Intensität parallel und senkrecht zur Einfallsebene bezeichnet man als *Reflexionskoeffizienten* $r_{\parallel}$ und $r_{\perp}$. Für sie gelten die Beziehungen

$$r_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha-\beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha+\beta)}; \quad r_{\perp} = \frac{\sin^2(\alpha-\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta)}$$

und bei senkrechtem Einfall

$$r_{\parallel} = r_{\perp} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

Für den Polarisationswinkel wird wegen

$$\alpha+\beta = 90°, \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{n}:$$

$$r_{\parallel} = 0; \quad r_{\perp} = -\frac{n^2-1}{n^2+1}.$$

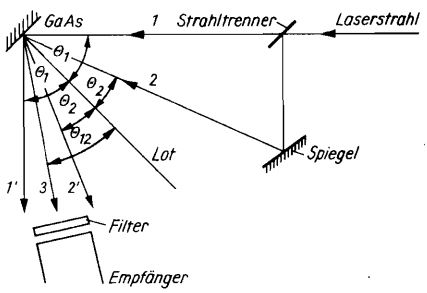
Die Beziehungen bezeichnet man als *Fresnelsche Reflexionsformeln.*

Für die Vorgänge an der Berührungsfläche zweier schwach absorbierender Medien (1 und 2) gelten die Fresnelschen Formeln ebenfalls, nur ist dann das Brechungsgesetz in der Form $n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$ einzuführen, worin n_1 und n_2 die Brechungsindizes der beiden Medien sind. In den Beziehungen für die senkrechte Inzidenz ist dann n überall durch n_2 und die 1 durch n_1 zu ersetzen. Ist $n_1 > n_2$, so verschwindet das Minuszeichen bei der reflektierten Amplitude; das bedeutet, daß die Lichtwelle bei der R. an einem optisch dünneren Medium keinen Phasensprung erleidet. Es besteht über den Brechungsindex ein Zusammenhang mit dem Absorptionsspektrum des Mediums.

Beim Brechungsindex $n = \sin\alpha_T/\sin 90°$ wird die gesamte Welle für alle Einfallswinkel $\alpha > \alpha_T$ am Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium reflektiert (*Totalreflexion*).

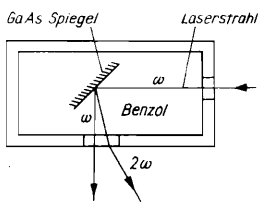
Bei starker Absorption hat neben dem Brechungsindex auch der Absorptionskoeffizient einen Einfluß auf die Größe der R. Bei schiefem Einfall tritt eine elliptische Polarisation der reflektierten Welle auf. Die Polarisation ist beim „Haupteinfallswinkel" maximal.

Wird die Leistungsdichte der auf eine Grenzschicht auffallenden Strahlung sehr groß, so treten *nichtlineare Reflexionserscheinungen* auf. Wird z. B. an der Oberfläche eines Mediums die 2. Harmonische erzeugt, indem die Strahlung eines Lasers unter zwei verschiedenen Winkeln auf die Oberfläche gesendet wird, so erhält man drei reflektierte Strahlen. Zwei Strahlen verlaufen entsprechend dem normalen Reflexionsgesetz, sie enthalten die Laserfrequenz und die doppelte Frequenz. Der dritte Strahl hat eine davon unterschiedliche Richtung und enthält nur Strahlung der doppelten Frequenz. Die Verhältnisse sind in Abb. 2 dargestellt.



2 Nichtlineare Reflexion zweier Laserstrahlen an einem GaAs-Spiegel

Wird der Versuch innerhalb eines dispersiven Mediums durchgeführt, tritt in jedem Fall eine Winkeländerung zwischen der reflektierten Fundamentalwelle und der 2. Harmonischen auf. Ein einfaches Beispiel ist in Abb. 3 wiedergegeben.



3 Reflexion eines nichtlinearen Spiegels innerhalb eines linearen dispersiven Mediums (Benzol)

Über die *R. elektromagnetischer Wellen* → Hertzsche Versuche. → Reststrahlbande.

Reflexionselektronenmikroskop, *Rückstrahlelektronenmikroskop,* ein elektronenoptisches Gerät

zur direkten elektronenoptischen Abbildung von Oberflächen mit an der Objektoberfläche reflektierten Elektronen. Hinsichtlich der Strahlführung am Objekt gibt es zwei Möglichkeiten: Bei großen Reflexionswinkeln (Abb. a) ist die Intensität der reflektierten Elektronenstrahlung sehr gering, und die Halbwertsbreite der Energieverteilung der reflektierten Elektronen ist relativ groß, d. h. das Auflösungsvermögen ist gering. Bei dem in der Praxis allgemein angewandten Fall der kleinen Reflexionswinkel (Abb. b) ist die Energiebreite der Elektronen wesentlich geringer, so daß mit einem Auflösungsvermögen von einigen 10 nm gerechnet werden kann. Ein weiterer Vorteil dieser Strahlführung ist die relativ große Intensität der reflektierten Elektronenstrahlung. Nachteilig macht sich die durch die Schrägstellung des Objektes verursachte, in einer Richtung wirkende Bildverzerrung bemerkbar, die allerdings durch Benutzen geeigneter Zylinderlinsen kompensiert werden kann. Das Auflösungsvermögen kann durch Einsatz einer Filterlinse verbessert werden, die eine weitgehende Monochromatisierung des reflektierten Strahlenbündels bewirkt.

Reflexionsgesetz, → Reflexion.

Reflexionsgitter, → Beugungsgitter.

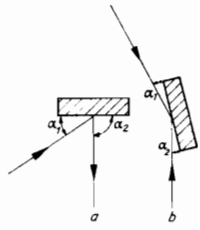
Reflexionsnebel, → interstellare Materie.

Reflexionsprisma, *Spiegelprisma, totalreflektierendes Prisma,* ein Prisma, das in seiner Wirkungsweise einem oder der Kombination mehrerer ebener Spiegel entspricht, wobei diese von den Flächen eines entsprechend geformten Glasblockes gebildet werden. Ist der Winkel, den die auf eine solche Spiegelfläche treffenden Strahlen mit dem jeweiligen Einfallslot bilden, größer als der Grenzwinkel der Totalreflexion, so ist ein spiegelnder Belag der Fläche unnötig. Das R. dient zur Umlenkung der Abbildungsrichtung (*Umlenkprisma*) sowie zur teilweisen oder vollständigen Bildumkehr (Bilddrehung) des seitenverkehrten oder kopfstehenden Bildes in optischen Geräten (*Umkehrprisma*). Jedes R. kann durch Faltung aus einer Planparallelplatte gleicher optischer Weglänge erzeugt werden (Beispiel beim rechtwinkligen Prisma), die von den Strahlen entweder senkrecht oder schräg durchsetzt wird. Infolgedessen entsteht keine Veränderung der Maßstabtreue und Größe der Abbildung. Eine Beeinflussung der Schärfe erfolgt nur so weit, wie Aberration an der Planparallelplatte erzeugt wird. Durch mehrmalige Reflexion kann erreicht werden, daß ein R. geradsichtig ist (*Geradsichtprisma*), daß also der ein- und der austretende Strahl gleiche Richtung haben, oder daß ein R. rücksichtig ist (*Rücksichtprisma*), daß also ein- und austretender Strahl entgegengesetzte Richtung haben. Bilddrehung um 180° (vollständige Aufrichtung) kann durch mehrfache Reflexion in zueinander senkrechten Ebenen oder in gedrängter Form durch dachförmige Ausbildung einer Spiegelfläche (*Dachkantprisma* oder *Dachprisma*) erreicht werden.

Ausführungsformen von Reflexionsprismen:

1) Einfache Umlenkprismen. Die einfachste Form des R.s ist das *rechtwinklige Prisma.* Das *Newton-Prisma* ist eine Kombination zweier rechtwinkliger Prismen, die sich in ihren Hypotenusenflächen berühren. Die Hypotenusenfläche des einen Prismas ist hierbei schwach konvex gewölbt. Die Anordnung dient zur Untersuchung der Vorgänge bei der Totalreflexion. Das *Rhomboidprisma* ist ein geradsichtiges Prisma mit Parallelversetzung zwischen ein- und austretendem Strahl.

2) Umlenkprismen mit konstanter Ablenkung (Ablenkwinkel ist unabhängig von der Prismendrehung). Das *Bauernfeindsche Winkelprisma* nutzt den Strahlenverlauf beim rechtwinkligen Prisma aus und entspricht einer schräg durchstrahlten Planparallelplatte. Im Verhältnis zur Prismengröße ist der Durchmesser des nutzbaren Strahlenbündels klein. Beim *Pentagonprisma* (*Pentaprisma, Prandtl-Prisma, Goulier-Prisma*) ist der Ablenkwinkel gleich dem doppelten Winkel zwischen den Spiegelflächen. Wegen des großen nutzbaren Durchmessers des Strahlenbündels ist dieses R. die beliebteste Form im Instrumentenbau. Man kann ein System mit gleicher Wirkung auch als reines Spiegelsystem ausführen, was besonders bei sehr großem Bündelquerschnitt vorteilhaft ist. Das *Wollaston-Prisma* oder *Viereckprisma nach Wollaston* ist im Prinzip dem Pentagonprisma ähnlich bei kleinerem nutzbarem Bündelquerschnitt.



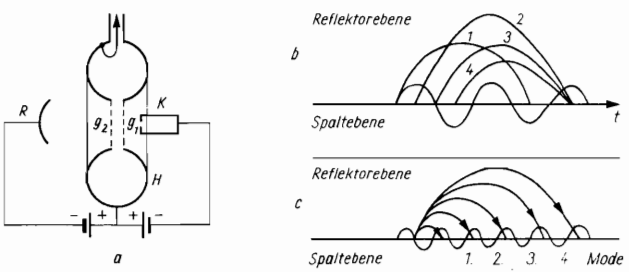
Strahlführung beim Reflexionselektronenmikroskop

3) Umkehrprismen. Das *Abbe-Prisma* ist ein streng geradsichtiges Umkehrprisma mit Dachkantfläche. Das *Amici-Prisma* ist ein einfaches rechtwinkliges Prisma mit Dachkantflächen in verschiedener Ausführung. Als Amici-Prisma wird außerdem auch das Reversionsprisma bezeichnet (s. u.). Das *Daubresse-Prisma* kann als geradsichtiges Umkehrprisma mit Parallelversetzung zwischen ein- und austretendem Strahl ausgeführt sein. Eine reflektierende Fläche ist dabei als Dachkantfläche ausgeführt. Eine Anordnung ohne Dachkantfläche wurde von Huet angegeben. Eine andere Ausführung ist das *rücksichtige Umkehrprisma* oder *Tetraeder-Umkehrprisma.* Ein Teil des Prismas entspricht dem Nachet-Prisma (s. u.). Das *Delaborne-Prisma* stellt eine Kombination zweier in der Längsachse um 90° gegeneinander verdrehter Reversionsprismen (s. u.) zur vollständigen Bildumkehr dar. Die Ausführung ist streng geradsichtig. Das *Huetsche Prisma* ist ein geradsichtiges Umkehrprisma mit Parallelversetzung zwischen ein- und austretendem Strahl. Das *König-Prisma* besteht aus zwei Prismen zur Bildumkehr bei konstanter Ablenkung um 90°. Eine reflektierende Fläche ist als Dachkantfläche ausgebildet. Das *Leman-* oder *Sprenger-Prisma* ist ein geradsichtiges Dachkantprisma mit Parallelversetzung zwischen ein- und austretendem Strahl. Das *Möller-Prisma* ist ein geradsichtiges Dachkantprisma mit sechs Reflexionen und Parallelversetzung zwischen ein- und austretendem Strahl. Dieses R. gestattet besonders geringe Abmessungen ohne verspiegelte Flächen. Das *Nachet-Prisma* ist ein Tetraeder-Prisma, das eine Bilddrehung um 90° erzeugt; waagerechte Linien erscheinen im Bild also senkrecht. Es ist auch als reine Spiegelanordnung ausgeführt. Das *Porro-Prismensystem* stellt im Prinzip eine Kobination aus vier einfachen rechtwinkligen Prismen dar, die so angeordnet sind, daß das Bild zweimal um je 90° gedreht wird. Das System ist geradsichtig mit Parallelversetzung zwischen ein- und aus-

tretendem Strahl. Das *Reversionsprisma (Dove-Prisma, Amici-Prisma, Wendeprisma)* ist im Prinzip Teil eines rechtwinkligen Prismas, wobei die Hauptstrahlrichtung parallel zur Hypotenusenfläche liegt. Je nach waagerechter (senkrechter) Stellung der Hypotenusenfläche wird das Bild höhenverkehrt (seitenverkehrt). Dreht man das Prisma um eine Parallele zur Hypotenusenfläche, so dreht sich das Bild mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit mit. Das *Schmidt-Prisma* ist ein aus zwei unverkitteten Prismen zusammengesetztes, streng geradsichtiges Umkehrprisma. Das erste Prisma (Dachkantprisma) bewirkt die Bildumkehr, das zweite stellt die Geradsichtigkeit her. Das erste Prisma für sich wird häufig als Umkehrsystem bei optischen Geräten mit Schrägeinblick benutzt. Das *Uppendahlsche Prismenumkehrsystem* ist eine streng geradsichtige Kombination mit geringer Baulänge in Richtung des Hauptstrahls.

Reflexionsverluste, → Lichtverlust.

Reflexklystron, eine Triftröhre zur Erzeugung von Schwingungen im Bereich von 1···50 GHz. Es geht aus dem → Zweikammerklystron durch Vereinigung der beiden Hohlraumresonatoren desselben zu einem einzigen Schwingkreis hervor. Die aus der Katode *K* austretenden Elektronen werden durch die am Resonator *H* liegende Gleichspannung beschleunigt (Abb. *a*). Zwischen den Gittern g_1 und g_2 bewirkt ein hochfrequentes Wechselfeld eine Geschwindigkeitsmodulaion des gleichförmigen Elektronenstroms. Von dem auf hoher negativer Spannung liegenden Reflektor *R* werden die Elektronen abgebremst, so daß sie schließlich umkehren und den Resonator als dichtemodulierter Elektronenstrom ein zweites Mal durchlaufen und durch Influenz eine Schwingung anfachen. Bei geeigneter Wahl der Elektronenlaufzeiten, d. h. der Klystrongeometrie, wird durch den dichtemodulierten Elektronenstrom die Eigenschwingung des Hohlraumresonators angefacht. Das Anlaufen der Elektronen gegen die negative Reflektorspannung ist vergleichbar dem senkrechten Wurf eines Körpers im Schwerefeld der Erde nach oben. Der Vorgang der Bildung von Elektronenpaketen läßt sich mit dem gleichzeitigen Auftreffen von nacheinander mit abnehmenden Anfangsgeschwindigkeiten nach oben



Reflexklystron: *a* Schema, *b* Elektronenbewegung im Reflektorraum des Reflexklystrons, *c* Bewegung der Elektronenpakete in den verschiedenen Schwingungsmoden

geworfenen Bällen vergleichen. Die Abb. *b* und *c* zeigen die Flugbahnen von vier Elektronen, die zu verschiedenen Zeiten in den Resonatorspalt eintreten. Das Elektron 2 tritt in der Mitte einer beschleunigenden Halbwelle ein, während das Elektron 4 in der Mitte einer bremsenden Halbperiode eintritt. Um das Elektron 3 herum, dessen Bewegung von der angelegten Wechselspannung unabhängig ist, setzt Paketbildung ein. Damit die Elektronenpakete auf dem Rückweg ihre Energie an das steuernde Wechselfeld abgeben, muß die Laufzeit vom Spalt zum Reflektor und wieder zurück zum Spalt das 0,75-, 1,75-, 2,75-, ...fache der Periodendauer der Wechselspannung betragen. Die Tatsache, daß die Bedingungen für ein Funktionieren des Elektronenmechanismus für verschiedene Laufwege erfüllt sind, hat zur Folge, daß das R. mehrere brauchbare Schwingungszustände (Moden) aufweist. Bei dem hier zugrunde gelegten Beispiel beträgt die Laufzeit für das Elektron 3 in der Mode 0 das 0,75fache der Periode der Hochfrequenz und entsprechend in der 1. Mode das 1,75fache. Durch Änderung der Reflektorspannung ist es möglich, das R. in den verschiedensten Moden zu betreiben. Daher eignen sich diese Röhren sehr gut zu Frequenzmodulation bzw. für Generatoren mit elektronischer Frequenznachstimmung. R.s leisten bis zu 10 W bei einem Wirkungsgrad von 0,5···5%. Sie werden in Dezimeterwellensendern, als Empfängeroszillatoren und in Modulationsstufen verwendet.

reflexvermindernde Schichten, zur Entspiegelung (Herabsetzung der Reflexion) auf Linsen oder Prismen aufgebrachte dünne Schichten, die die Dicke von einem Viertel der Wellenlänge des Lichtes haben. Ist n_g der Brechungsindex des Glases und n_s der der Schicht, dann wird bei einer $\lambda/4$-Schicht die Reflexion ausgelöscht, wenn $n_s = \sqrt{n_g}$ ist. Für zwei $\lambda/4$-Schichten mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 (Schicht mit Index 1 ist der Luftseite zugewandt) ergibt sich als Reflexionsauslöschbedingung $n_2/n_1 = \sqrt{n_g}$ für drei $\lambda/4$-Schichten gilt $n_1 \cdot n_3/n_2 = \sqrt{n_g}$, für vier Schichten $n_2 \cdot n_4/n_1 \cdot n_3 = \sqrt{n_g}$ usw. Besitzt ein optisches System, z. B. ein Objektiv, auf allen Grenzflächen r. S., dann liefert eine solche Optik brillante Bilder, da die mehrfachen Reflexionen ausgeschaltet sind. Als Schichtsubstanzen werden Salze, z. B. Magnesiumfluorid, verwendet, die im Vakuum aufgedampft werden.

Refraktion, 1) allgemein svw. Brechung.

2) *R. des Auges,* → Augenoptik.

3) *atmosphärische R.*, die Ablenkung der von einem Gestirn kommenden Lichtstrahlen durch Brechung in den Schichten der Erdatmosphäre. Da die optische Dichte der Erdatmosphäre nach innen zunimmt, scheint das Gestirn in einer größeren Höhe über dem Horizont zu stehen. Die R. wächst mit kleiner werdender Gestirnshöhe und ist etwas von klimatischen Verhältnissen abhängig. In Horizontnähe beträgt die R. etwa 35′ (→ atmosphärische Strahlenbrechung).

Refraktometer, ein optisches Instrument zur Brechzahlmessung. Der mit einer Planfläche versehene Prüfling wird mit einem Meßprisma in Kontakt gebracht. Durch ein Fernrohr, das relativ zur Prüflingsfläche verkippt werden kann, wird eine Trennlinie beobachtet. Wenn das Fernrohr auf die Trennlinie ausgerichtet ist, bildet die Fernrohrachse mit dem Lot auf die Prüflingsfläche den Grenzwinkel der Total-

reflexion, der ein Maß für die Brechzahl n des Prüflings ist. Zur Beleuchtung wird monochromatisches Licht verwendet, z. B. das Licht einer Natriumdampflampe, wenn die Brechzahl n_D für die Wellenlänge $\lambda = 589{,}3$ nm, die Mitte der gelben D-Doppellinie, bestimmt werden soll.

Beim *Abbe-Refraktometer* (Abb. → Brechzahlmessung) ist die Verwendung von weißem Licht möglich. Durch zwei gegeneinander drehbar angeordnete geradsichtige Amici-Prismen im Beobachtungsfernrohr wird mittels Kompensation der Dispersion eine scharfe Trennungslinie erzielt. Durch Bestimmung dieser hierzu erforderlichen Verdrehung ist es gleichzeitig möglich, die mittlere Dispersion zu ermitteln.

Anwendungen des Abbe-Refraktometers sind das *Zuckerrefraktometer* und das *Butterrefraktometer*. Das *Eintauchrefraktometer nach Pulfrich* dient zur Brechzahlbestimmung von Flüssigkeiten, wenn nur ein kleiner Meßbereich erforderlich ist. Das *Kristallrefraktometer* dient zur Brechzahlmessung von Kristallen und Edelsteinen. Das Meßprisma ist dabei als Halbkugel ausgebildet, so daß die Brechzahl des Kristalls in verschiedenen Azimuten gemessen werden kann.

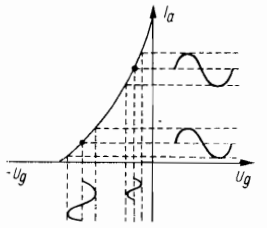
Das *Interferenzrefraktometer* (*Interferentialrefraktometer*, *Vierplattenrefraktometer*, *Interferenzrefraktor*, *Interferentialrefraktor*) ist ein Interferometer, das zur interferometrischen Brechzahlbestimmung dient. Die Bezeichnung wird hauptsächlich auf das Jamin-Interferometer und das Mach-Zehender-Interferometer sowie für das Interferometer nach Rayleigh-Haber-Löwe angewendet.

Über das *Augenrefraktometer* → Augenoptik.

Refraktor, → Fernrohr.

Regelation, Erscheinung bei einigen Stoffen, wie Eis und Wismut, daß die Schmelze dichter ist als die feste Phase. Solche Stoffe können z. B. durch Drucksteigerung geschmolzen werden, da ihr Schmelzpunkt bei Druckerhöhung sinkt (Le-Chatelier-Braunsches Prinzip). Die nötige Schmelzwärme wird meist der festen Phase selbst entzogen, daher ist der Schmelzvorgang örtlich auf das Gebiet erhöhten Druckes begrenzt. Beim Nachlassen des Druckes tritt wieder Erstarrung ein. Die Glätte des Eises beruht auf der R. Beim Schlittschuhlaufen z. B. wird unter den Kufen das Eis geschmolzen, das Schmelzwasser wirkt als Schmiermittel. Ein Schneeball läßt sich formen, weil unter dem Druck der Hände der Schnee schmilzt, zusammenklebt und wieder gefriert. Bei Gletschern schmilzt durch die eigene Masse das unterste Eis, wodurch ihre Beweglichkeit vergrößert wird.

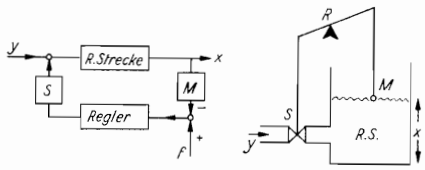
Regelröhre, Verstärkerröhre mit exponentieller $I_a - U_g$-Kennlinie. Diese Form der Kennlinie wird durch ein mit unregelmäßiger Steigung gewickeltes Steuergitter erreicht. Die Verstärkung der R. ist vom Arbeitspunkt abhängig. Bei der automatischen Schwungregelung wächst die negative Regelspannung mit zunehmender Empfangsspannung und verschiebt den Arbeitspunkt an eine Stelle kleinerer Steilheit, so daß starke Empfangsspannungen eine entsprechend geringere Verstärkung erfahren (Abb.).



Arbeitsweise der Regelröhre. I_a Anodenstrom, U_g Gitterspannung

Regel- und Steuerstäbe, → Reaktor, → Reaktorregelung.

Regelung, Eingriff in ein System, um durch Rückinformation einer Aufgabengröße ein gewünschtes Verhalten zu geben; im einfachsten Falle realisiert mit einem *einschleifigen Regelkreis*. Dazu wird am Ausgang des Systems, der *Regelstrecke R. S.*, der aktuelle Wert der Aufgabengröße, die *Regelgröße y*, von einem Meßfühler *M* erfaßt und durch Vergleich mit dem vorgeschriebenen Sollwert x die *Regelabweichung f* gebildet, die als Rückinformation benutzt wird. Sie wirkt über einen Verstärker oder Meßgrößenumformer *R* auf ein Stellglied *S* ein, das Eingriffsorgan in einen Versorgungsstrom des Systems ist. Dieser Eingriff erfolgt üblicherweise nicht dosiert, sondern nur mit der Tendenz, die Regelgröße so zu beeinflussen, daß die Regelabweichung vermindert wird.



Blockschaltbild eines einschleifigen Regelkreises und Veranschaulichung am Schema einer Behälterstandsregelung

Als *Regler* i. e. S. bezeichnet man den Verstärker bzw. Meßgrößenumformer in der Rückführung. Sein dynamisches Verhalten beeinflußt wesentlich die dynamischen Eigenschaften des Regelkreises, z. B. seine Stabilität, sein Einschwingverhalten oder die Regelgüte. Besonders wichtig sind Regler mit proportionalem, integralem und differentiellem Verhalten und die Kombinationen dieser Verhaltensweisen.

Je nach dem Typ der im Regelkreis verwendeten Glieder unterscheidet man stetige, unstetige, lineare, nichtlineare und Abtast-Regelungen. Bei *Festwertregelungen* wird verlangt, daß der Wert der Regelgröße möglichst konstant bleibt, z. B. in drehzahlgeregelten Antrieben, bei Netzspannungsregelung, bei R.en von Temperatur und Feuchte in klimatisierten Räumen und bei Flüssigkeitsstandregelungen. Bei *Zeitplanregelung* erfolgt die Aufgabenlösung nach einem festen zeitlichen Plan, z. B. nach einem Ablaufplan bei der Bearbeitung eines Werkstücks auf mehreren Werkzeugmaschinen. Die laufende Kontrolle der Bearbeitungsgüte liefert dabei die Rückinformation zur Beeinflussung der Schnitttiefe, der Werkzeugwahl, der Vorschubveränderung u. a.

Bei *Folgeregelung* muß die Regelgröße dem Verlauf einer Führungsgröße folgen, der dem Ablauf einer Zielgröße eindeutig zugeordnet

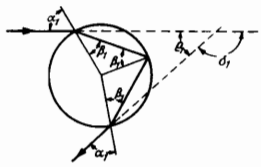
ist, z. B. bei der Verfolgung der Bewegung eines Flugzeugs mit Radar oder bei der geregelten Funkmeßeinrichtung der Satellitenverfolgung.

Bei komplizierteren Anlagen wird gefordert, daß gleichzeitig für eine Reihe von Regelgrößen ein vorgeschriebenes Verhalten erreicht wird, z. B. bei Kesselregelungen die Dampftemperatur, der Flüssigkeitsstand und der Dampfdruck. Wegen der wechselseitigen Abhängigkeit dieser Größen und weil jeder regulierende Eingriff in der Regel alle Regelgrößen mehr oder weniger beeinflußt, führt die getrennte Beeinflussung dieser Größen durch jeweils einen Regler häufig nicht zum gewünschten Resultat. Man spricht dann von einer *vermaschten* oder *mehrschleifigen R.* Für lineare Mehrfachregelungen lassen sich mit Hilfe der Matrizenrechnung die von einschleifigen Regelkreisen geläufigen Methoden übertragen. Es tritt jedoch für die Mehrfachregelungen eine spezifische neue Problematik der Autonomie, der Invarianz, der Steuerbarkeit und der Beobachtbarkeit auf.

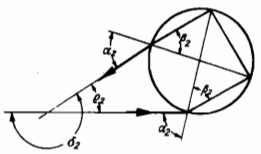
Lit. Gille, Pelegrin, Decaulne: Lehrgang der Regelungstechnik, 2 Bde (3. Aufl. Berlin u. München 1964); Schwarze u. Wagner: Reihe Automatisierungstechnik, Bd 1, 4, 10, 11, 15, 18, 21, 30, 33, 35, 40, 50, 56, 59, 100 (Berlin).

Regen, Niederschlag in flüssiger Form mit einem Tropfendurchmesser über 0,5 bis 5 mm, der bei schwachem Wind nahezu senkrecht fällt. R., der länger als 6 Stunden anhält und eine Intensität von mehr als 0,5 mm/Stunde aufweist, wird als *Dauerregen* bezeichnet. Beim *Starkregen* besteht folgende Beziehung zwischen der Niederschlagshöhe h in mm und der Regendauer t in min: $h = \sqrt{5t - (t/24)^2}$. Werden die so berechneten Mindestmengen des Starkregens um das Doppelte überschritten, spricht man von einem *Wolkenbruch. Regenschauer* sind charakteristisch für Luftmassen mit instabiler Schichtung. Der Schauer-Charakter wird durch die raschen Intensitätsänderungen und durch die Himmelsansicht bestimmt.

Regenbogen, die häufigste und schönste atmosphärisch-optische Erscheinung. Ein R. besteht aus dem Hauptregenbogen und dem Nebenregenbogen. Der *Hauptregenbogen* hat einen Radius von etwa 42° um einen der Sonne gegenüberliegenden Punkt auf einer Geraden, die durch Sonne und Beobachterauge geht. Die Farbfolge ist von innen nach außen Rot, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violett (*Regenbogenfarben*), die Breite beträgt 1,5°. Der *Nebenregenbogen* hat einen Radius von etwa 52°, seine Breite beträgt 3°. Die Farben sind lichtschwächer und matter; die Farbfolge ist umgekehrt. Beim gut ausgebildeten Hauptregenbogen sind nach innen weitere farbige Bögen erkennbar, die *sekundären R.* oder *Interferenzregenbogen.* Die Farbfolge ist von Fall zu Fall recht unterschiedlich; sie kann sich bis zu 6mal wiederholen, wodurch der R. nach innen um einige Grad verbreitert sein kann. Die einfache *Regenbogentheorie von Descartes* beruht auf dem Durchgang des mindestgedrehten Strahles durch Regentropfen. Bei einmaliger innerer Reflektion entsteht der Hauptregenbogen (Abb. 1), bei zweimaliger innerer Reflektion der Nebenregenbogen (Abb. 2). Der Ablenkungswinkel bei m-facher innerer Reflektion beträgt nach den Abbildungen $\delta = 2(\alpha - \beta) + m(\pi - 2\beta)$. Das Minimum der Ablenkung ergibt sich, wenn $d\delta/d\alpha = 0$ gesetzt wird. Man erhält dann $\cos \alpha_{min} = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2m}}$. Mit dem genäherten Brechungsexponent $n = 4/3$ für Wasser und gelbrotes Licht und $m = 1$ folgt für den Hauptregenbogen $\alpha_1 = 59°20'$, $\delta_1 = 38°$ und weiter für den Radius des gelbroten Bogens



1 Mindestgedrehter Strahl beim Hauptregenbogen



2 Mindestgedrehter Strahl beim Nebenregenbogen

$\varrho_1 = 180° - \delta_1 = 42°$. Analog ist für $m = 2$, also für den Nebenregenbogen, $\varrho_2 = \delta_2 - 180° = 52°$. Zur Erklärung der Interferenzbögen und der beobachteten Abhängigkeit der Einzelheiten des R.s von der Größe der Regentropfen muß die *Regenbogentheorie von Airy* herangezogen werden. Ausgang dieser Theorie ist die Deformation der ursprünglich ebenen Wellenfläche beim Durchgang durch den Regentropfen. Bei ebener Betrachtung, was hierbei zulässig ist, entsteht eine kubische Kurve $y = \frac{h}{3r^2} x^3$ in einem rechtwinkligen Koordinatensystem, dessen x-Achse durch den mindestgedrehten Strahl verläuft. r ist der Tropfenradius, h eine von m und n abhängige Größe. Die Elementarwellen, die von der durch $y = f(x)$ beschriebenen Wellenfläche nach der Huygens-Fresnelschen wellenoptischen Auffassung ausgehen, können in ihrer Wirkung durch eine Funktion $f(z) = \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} (u^2 - uz)\, du$ beschrieben werden (*Airysches Regenbogenintegral*), wobei u und z mathematische Variationen von x und dem Winkel zwischen der Achse und der Richtung, in der die Regenbogenintensität betrachtet wird, darstellen. Die numerische Auswertung des Regenbogenintegrals liefert einen beugungsähnlichen Intensitätsverlauf, durch den die Interferenzbögen und der genaue Intensitätsverlauf des R.s z. B. auch bei extrem kleinen Regentropfen (*weißer R.* oder *Nebelbogen*) befriedigend beschrieben werden können.

Regenmesser, svw. Niederschlagsmesser.

Regge-Pol, → analytische S-Matrix-Theorie.

Regge-Trajektorie, → analytische S-Matrix-Theorie.

register-ton, Volumenmaß der Schiffsvermessung, vgl. Tabelle 2, Volumen.

Registrationsmessung, Messung der Änderung der Zustandsgrößen eines physikalischen Systems infolge seiner Wechselwirkung mit ande-

ren physikalischen Objekten, d. h. anderen Systemen, z. B. beim Stoß, oder Feldern.

Registriergerät, Einrichtung zum selbsttätigen Aufzeichnen von Meßwerten, meist in Abhängigkeit von der Zeit in Diagrammform. R.e sind besonders wichtig bei der elektrischen Messung nichtelektrischer Größen. Entscheidend für die Auswahl eines R.s ist die vorhandene Meßleistung, die Anzahl der jeweils zu erfassenden Meßwerte sowie die Maximalfrequenz der Meßgröße. Eingesetzt werden Linienschreiber mit und ohne Verstärker, Punktschreiber, R.e mit Nullmotor-Registrierwerk, Schnellschreiber, Lichtpunkt-Linien-Schreiber, Elektronenstrahloszillographen mit Kamera.

Registrierinstrumente, svw. Meßschreiber.

Regressionsgesetz, → Relaxation.

reg ton, Tabelle 2, Volumen.

regulär, → Funktionentheorie.

reguläre Darstellung, → Gruppentheorie.

reguläre Dubletts, → Röntgenspektrum.

reguläre Funktion, → Funktionentheorie.

Regularisierung, mathematisches Verfahren, uneigentliche Funktionen durch Einführung geeigneter Hilfsgrößen regulär (→ Funktionentheorie) zu machen, so daß die in der entsprechenden Theorie erforderlichen Operationen wohldefiniert sind und zu auswertbaren Resultaten führen, die die Regularisierungsparameter noch enthalten; nach erfolgter Rechnung sind diese Regularisierungsparameter durch einen Grenzübergang wieder zu beseitigen. Die R. wurde von Hadamard eingeführt. Sie wird z. B. in der Quantenelektrodynamik bei der Behandlung der Photonselbstenergie (*Pauli-Villars-Regularisierung*) angewandt. Hierzu werden Hilfsmassen eingeführt, die als Abschneidegrößen fungieren und am Ende der Rechnung gegen unendlich gehen. Es ist jedoch wenig sinnvoll, diese Hilfsmassen mit realen Teilchen in Verbindung zu bringen, da sie sonst imaginäre Ladung haben müßten. Die R. dient dabei hauptsächlich der invarianten Eliminierung divergenter Ausdrücke. Sie ist nicht in allen Quantenfeldtheorien anwendbar, z. B. nicht im Fall der vektoriellen Mesontheorie geladener Teilchen mit vektorieller Kopplung.

Regularitätsbereich, Bereich, innerhalb dessen eine Funktion regulär ist. → Funktionentheorie.

Reibung, *Reibungskraft*, der Bewegung von Körpern entgegenwirkende Kraft, die bei der Bindung von Körpern an bestimmte Flächen oder Kurven oder bei der Verschiebung in viskosen Medien auftritt.

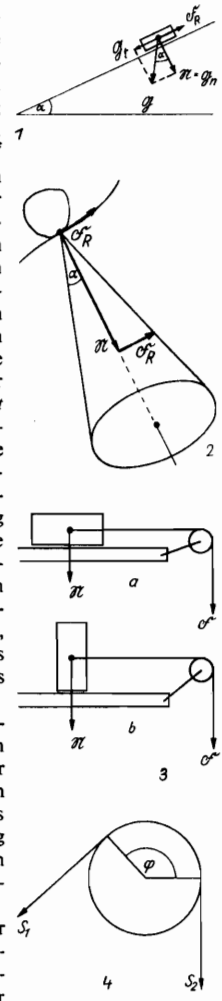
Die *äußere R.* oder *Oberflächenreibung* tritt nur bei rauhen Oberflächen auf. Man unterscheidet bei einem starren Körper je nach seinem Bewegungszustand zwischen R. der Ruhe und R. der Bewegung, bei der in Gleit-, Roll- und Bohrreibung unterteilt werden kann.

Die *Haftreibung*, $\vec{F}_R^{(H)}$, auch *Ruhreibung, R. der Ruhe* oder *Haftung* genannt, ist der Widerstand des Körpers gegen das Gleiten und tritt nur dann auf, wenn beide Oberflächen relativ zueinander ruhen. Für die Haftreibung gilt der Coulombsche Ansatz (1785) $\vec{F}_R^{(H)} \leqq \mu_H \vec{N}$, wobei $\vec{N}$ die in Richtung der Normalen auf die Fläche A weisende Komponente der dem Körper eingeprägten Kraft ist und deshalb Normalkraft genannt wird. Der Reibungskoeffizient der Ruhe μ_H, auch *Haftreibungszahl* oder *-koeffizient* genannt, hängt von der Beschaffenheit beider Oberflächen ab und wird durch die maximale Haftreibung $\vec{F}_R^{(H)} = \mu_H \vec{N}$ gemessen, bei deren Überschreiten gerade das Gleiten eintritt. Er kann durch den Neigungswinkel α, den *Gleit-* oder *Reibungswinkel*, einer schiefen Ebene ausgedrückt werden, bei dem das Gleiten gerade eintritt (Abb. 1): Ist $\vec{G}$ das Gewicht des Körpers und G dessen Betrag, dann ist der Betrag von $\vec{N}$ durch $N = G \cos \alpha$ gegeben, und die Bewegung setzt dann ein, wenn die Hangabtriebskraft, d. h. die Tangentialkomponente $\vec{G}_t$ von $\vec{G}$, die Reibung $\vec{F}_R^{(H)}$ gerade kompensiert; wegen $\operatorname{tg} \alpha = |\vec{G}_t|/N = F_R^{(H)}/N$ gilt $\mu_H = \operatorname{tg} \alpha$. Es muß daher die Resultierende aus $\vec{F}_R^{(H)}$ und $\vec{N}$ innerhalb des Reibungskegels liegen, der im Berührungspunkt der sich reibenden Körper um die Normale mit α als dem halben Öffnungswinkel bildet, wenn der Körper ruhen soll (Abb. 2). Die Unabhängigkeit der R. von der Auflagefläche bei sonst gleichem Normaldruck N ist einfach nachprüfbar; die beiden in Abb. 3 a und 3 b gezeigten Anordnungen führen auf denselben Reibungskoeffizienten μ_H und die gleiche maximale Haftreibung. Oberflächen, für die $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 90°$ ist, nennt man *absolut glatt* bzw. *absolut rauh*; dies stellt eine Idealisierung wirklicher Oberflächen dar. Eine spezielle Form der Haftreibung ist die *Seil-* oder *Umschlingungsreibung*, die bei Hüllgetrieben auftritt und z. B. die Übertragung der Bewegung einer Treibscheibe auf ein Seil ermöglicht. Sie hängt von μ_H und dem (im Bogenmaß gemessenen) Zentriwinkel φ des vom Seil bedeckten Bogens der Treibscheibe, dem Umschlingungswinkel, ab (Abb. 4). Soll das Seil nicht rutschen, darf das Verhältnis S_1/S_2 des Seilzuges S_1 des aufsteigenden Seils zu S_2 des absteigenden Seils $e^{\mu_H \varphi}$ nicht übersteigen: $S_1/S_2 \leqq e^{\mu_H \varphi}$.

Die *Rollenreibung* wird dabei durch die Biegesteifigkeit des Seiles verursacht. Beim Umlenken des Seiles an einer Rolle weicht infolge der Biegesteifigkeit des Seiles das auflaufende Trum um einen gewissen Betrag nach außen und das ablaufende Trum um etwa den gleichen Betrag nach innen von der theoretischen Tangente an die Rolle ab. Die dadurch veränderten Kraftverhältnisse kennzeichnen die Rollenreibung.

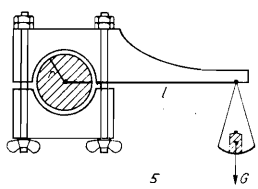
Bei der *Gleitreibung* ist der Betrag $F_R^{(G)}$ der Reibungskraft $F_R^{(G)} = \mu_G N$, wobei der Reibungskoeffizient der Bewegung μ_G im allgemeinen kleiner als μ_H ist. Die Richtung der Gleitreibung stimmt im allgemeinen mit der der Relativgeschwindigkeit $\vec{v}_r = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ der beiden reibenden Körper überein.

Rollreibung oder *rollende Reibung* und *Bohrreibung* treten auf, wenn wenigstens eine der sich berührenden Flächen gekrümmt ist; meist handelt es sich um kugel-, zylinder- oder kegelförmige Flächen. Wegen der bei realen Körpern stets auftretenden Deformation findet hierbei eine Berührung nicht nur in einem Punkte Q oder längs einer Linie L statt, sondern in einer Fläche. Die auf diese Fläche wirkenden Kräfte kann man zu einer resultierenden Gesamtkraft $\vec{F}$ und einem resultierenden Gesamtmoment $\vec{M}$, d. h. einem resultierenden Kräftepaar (→ Kraft), zusammenfügen. Während die Tangentialkomponente von $\vec{F}$ mit der Gleitreibung $F_R^{(G)}$ iden-



tisch ist, wird die Normalkomponente M_n von $\vec{M}$ als Moment der Bohrreibung M_b, die Tangentialkomponente M_t von $\vec{M}$ als Moment der Rollreibung M_r bezeichnet .Analog zur Gleitreibung gilt der Ansatz $M_n \leqq \nu_H N$ bzw. $M_t \leqq \lambda_H N$ für die R. der Ruhe gegen Bohren bzw. Rollen und $M_n = \nu_G N$ bzw. $M_t = \lambda_G N$ für die R. der Bewegung bei Bohren bzw. Rollen, wobei im allgemeinen $\nu_G < \nu_H$, $\lambda_G < \lambda_H$ gilt. λ_G heißt Rollreibungszahl oder Radius der Rollreibung. Auch hierbei zieht man zur Charakterisierung den Neigungswinkel derjenigen schiefen Ebene heran, bei der das Rollen gerade eintritt; es ist $\operatorname{tg}\alpha = \lambda_G/r$, wobei r der Radius des Rades oder der Krümmungsradius des Körpers im Berührungspunkte ist. Daraus folgt, daß große Räder leichter rollen als kleine. Bei Eisenbahnrädern auf Schienen ist $\lambda_G \approx 0{,}05$ cm.

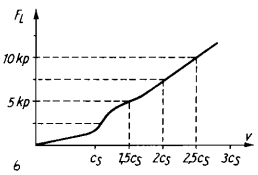
In der Technik unterscheidet man noch verschiedene Arten der *Zapfen-* oder *Lagerreibung*, die in speziellen Maschinenelementen, z. B. Quer- und Spurlagern, auftritt. Für den Betrag M_z des zugehörigen Moments macht man auch hier den Ansatz $M_z = f_z \cdot r \cdot Q$, wobei r der Radius, Q die Querbelastung des Zapfens und f_z die *Zapfenreibungszahl* ist. Beim *Pronyschen Zaum* dient die Zapfenreibung der Leistungsmessung: Die zylindrische Welle mit dem Radius r eines Motors wird zwischen zwei Holzbacken gespannt (Abb. 5), die durch Schrauben



zusammengedrückt werden können, wobei die Normalkraft N erhöht wird. Das durch die Gleitreibung $F_R^{(G)}$ beim Laufen des Motors bewirkte Drehmoment vom Betrag $F_R^{(G)} \cdot r$ wird durch ein Gewichtsstück G am Hebelarm l kompensiert: $F_R^{(G)} \cdot r = G \cdot l$. Die Arbeit W des Motors gegen die R. ist bei der Frequenz f während der Zeit t gleich $W = 2\pi r(f \cdot t) \cdot F_R^{(G)}$; die Leistung $P = W/t$ ist daher $P = 2\pi f G l$.

Neben der bisher allein berücksichtigten *trockenen R.* oder *Trockenreibung* ist die *Schmiermittelreibung* zu nennen, und zwar liegt *Flüssigkeitsreibung* vor, wenn die Kontaktflächen durch das Schmiermittel, z. B. einen Ölfilm, vollkommen getrennt sind; eine *Mischreibung* liegt vor, wenn nur eine teilweise Trennung der Kontaktflächen vorhanden ist. Die Schmiermittelreibung ist gewöhnlich wesentlich geringer als die Trockenreibung.

Die *innere R.* oder reine *Flüssigkeitsreibung* tritt in allen viskosen Flüssigkeiten (→ Viskosität), aber auch in Gasen auf. Sie beruht auf den Molekularkräften und hat zur Folge, daß sich bei strömenden Flüssigkeiten oder Gasen relativ zu umströmten festen Oberflächen, z. B. Wänden, ganz bestimmte Geschwindigkeitsverteilungen (Strömungsprofile) ergeben, die Gegenstand der Hydrodynamik und Aerodynamik sind. Hierzu gehört auch die *Luftreibung*, d. i. der Luftwiderstand bei der Bewegung fester Körper in Luft. Die Reibungsgesetze für die Luftreibung sind kompliziert und hängen von der Geschwindigkeit $\vec{v}$ der Körper wesentlich ab. Die Luftreibung ist im Gegensatz zur oben behandelten R. der Bewegung für feste Körper geschwindigkeitsabhängig. Bei nicht zu kleiner Geschwindigkeit v ist sie proportional zur Geschwindigkeit v, für höhere Geschwindigkeiten hängt sie von v^2 ab, solange $v < c_s$ ist, wobei c_s die Schallgeschwindigkeit in Luft ist, und für $v > 2c_s$ wird der Zusammenhang wieder linear, d. h., die R. ist wieder proportional zu v. Eine typische Abhängigkeit der Luftreibung von der Geschwindigkeit ist in Abb. 6 gegeben ($c_s \approx 330$ m/s).



Die R. ist eine der wichtigsten Ursachen für den Übergang mechanischer Energie in Wärmeenergie (→ Dissipation). Man versucht deshalb, durch Schmieren die R. zwischen sich bewegenden Maschinenteilen möglichst gering zu halten. Dagegen ist die R. für die Fortbewegung auf der Erdoberfläche eine wesentliche Voraussetzung; denn ohne Haftreibung wäre eine Kraftübertragung und damit Laufen oder Fahren unmöglich.

Reibungselektrizität, die nach gegenseitigem Reiben der Oberflächen zweier elektrisch nichtleitender Stoffe, z. B. Wollappen und Hartgummistab, auftretende Elektrizität, die durch die influenzierende Wirkung der geriebenen und somit elektrisch geladenen Stoffe auf ursprünglich neutrale leichte Probekörper nachweisbar wird, indem diese Körper bei Annäherung entgegengesetzt aufgeladen werden, so daß zwischen den Stoffen und dem Probekörper spürbare Anziehungskräfte wirken. Nach Abreiben mit einem Wolltuch zieht ein Gummistab z. B. kleine Papierschnitzel an. Die R. ist schon im Altertum von Thales um 600 v. u. Z. an Bernstein beobachtet worden und wohl die Form der Elektrizität, die am längsten bekannt ist, denn bis gegen Ende des 18. Jahrhunderts war die R. die einzige bekannte elektrische Erscheinung. Der Begriff R. ist eine historische Bezeichnung, physikalisch ist die Reibung nur insofern wichtig, als zwei Körper aus verschiedenen Materialien bis auf molekularen Abstand (10^{-8} cm) beim Reiben einander angenähert werden, wobei dann je nach Kontaktelektrizität (→ Berührungsspannung 1) ein Körper dem anderen Elektronen geben kann, die sich an dessen Oberfläche sammeln. Man ordnet die Stoffe je nach ihrer kontakt- bzw. reibungselektrischen Eigenschaft in einer *Spannungsreihe* an, in der jeder Stoff nach Reibung bzw. Berührung und anschließender Trennung mit einem nachfolgenden sich positiv, mit einem vorangehenden sich negativ auflädt: Haare (Katzenfell, Fuchsschwanz), Elfenbein, Bergkristall, Flintglas, Baumwolle, Papier, Seide, Kautschuk, Harze, Lack, Siegellack, Hartgummi, Bernstein, Schwe-

fel. So wird z. B. Glas positiv beim Reiben mit Amalgam auf Leder, negativ beim Reiben mit Katzenfell aufgeladen. Allgemein erfaßt das *Coehnsche Aufladungsgesetz* diese Erscheinung, indem es besagt, daß derjenige Stoff positiv geladen wird, der die größere Dielektrizitätskonstante hat.

Bei der Reibung von Wassertröpfchen an Luft entsteht die → Wasserfallelektrizität.

reibungsfreie Flüssigkeit, svw. Pascalsche Flüssigkeit.

Reibungshöhe, diejenige Höhe, bis zu der in der Grundschicht der Atmosphäre der Reibungseinfluß der Erdoberfläche auf die Luftströmung reicht. Unterhalb der R. weicht der Wind infolge der Reibung vom geostrophischen Wind ab. → Ekmanspirale, → Buys-Ballotsches Gesetz.

Reibungskegel, → Reibung.

Reibungskoeffizient, → Reibung.

Reibungskraft, svw. Reibung.

Reibungsschicht, svw. Grenzschicht.

Reibungstöne, die bei der Reibung zwischen zwei festen Körpern, die gegeneinander gedrückt werden, auftretenden, meist schrillen Töne.

Reibungsvakuummeter, → Vakuummeter.

Reibungswärme, kinetische Energie, die sich bei Reibung zwischen verschiedenen Stoffen oder zwischen den Teilchen innerhalb eines Stoffes in innere Energie der beteiligten Stoffe umwandelt. Die R. bedeutet einen Verlust für die Bewegungsenergie und muß entsprechend ihrer Größe bei Energiebetrachtungen berücksichtigt werden. Die Umwandlung ist irreversibel. R. tritt bei fast allen technischen Prozessen — oft als störender Faktor — auf.

Reibungswiderstand, → Strömungswiderstand.

Reibungswinkel, → Reibung.

Reichweite, 1) Akustik: die Strecke, nach der die Energie W_0 einer ebenen Schallwelle infolge der Absorption im Schallausbreitungsmedium auf den Wert $(1/e) \cdot W_0$ abgesunken ist (→ Schallabsorption). Die R. wird durch Inhomogenitäten im Ausbreitungsmedium, z. B. durch Nebeltröpfchen in Luft, erheblich vermindert. Außerdem sinkt mit steigender Frequenz wegen der zunehmenden Absorption die R. von Schallsignalen. Sie beträgt in Luft für 10 kHz etwa 250 m, für 1 MHz (Ultraschall) nur noch 2,5 cm, in Wasser für 10 kHz etwa 500 km, für 1 MHz nur noch 50 m.

Die infolge starker Temperaturgradienten auftretenden Dichteänderungen in der Atmosphäre und im Ozean führen zu einer von der Höhe bzw. Tiefe abhängigen Schallgeschwindigkeit. Entsprechend dem Brechungsgesetz werden die Schallstrahlen zu den tiefere Temperaturen aufweisenden Gebieten hin abgelenkt. Diese Krümmung der Schallstrahlen kann eine geometrisch bedingte Vergrößerung oder Verkleinerung der R. nach sich ziehen, und zwar je nach Lage des Beobachtungsortes. Nimmt z. B. am Tage die Temperatur der Atmosphäre mit der Höhe ab, so werden Schallstrahlen vom Erdboden weg gebrochen, die R. nimmt ab. Die höheren Temperaturen in der Stratosphäre bewirken aber wieder eine Krümmung nach unten, so daß in einiger Entfernung von der Schallquelle das Schallsignal den Erdboden wieder erreicht. Dazwischen liegt eine Zone des Schweigens, in die der Schall bei den gegebenen Temperaturgradienten nicht eindringen kann.

Die Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe über dem Erdboden wie auch der von der Meerestiefe abhängige Salzgehalt des Wassers sind weitere die Dichte der Ausbreitungsmedien beeinflussende Faktoren. Sie sind auch mögliche Ursachen der Krümmung der Schallstrahlen und damit der Reichweiteänderungen.

2) *R. elektromagnetischer Wellen* → elektromagnetische Wellen.

3) → ionisierende Strahlung 2.4).

4) *effektive R. des Streupotentials,* → Streulänge.

Reichweitengleichung, → Radar, → Bremsvermögen, → ionisierende Strahlung 2.5).

Reif, unmittelbare Ablagerung atmosphärischen Wasserdampfes in Form leichter schuppen-, nadel-, feder- oder fächerähnlicher, rein kristallinischer oder scheinbar kristallinischer Gebilde an Gegenständen am Erdboden bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt. Die Voraussetzungen sind die gleichen wie bei Tau.

Reihe, Summe $a_1 + a_2 + \cdots + a_n + \cdots$ der Glieder einer Folge $a_1, a_2, \ldots$; im einfachsten Falle sind die a_i reelle Zahlen (vgl. Potenzreihe, Funktionenreihe, Entwicklung von Funktionen). Von einer Summe einer R. mit unendlich vielen Gliedern kann nur gesprochen werden, wenn die Reihe $\sum_{i=1}^{\infty} a_i$ konvergiert, wenn die Folge der *Partialsummen* $s_n = \sum_{i=1}^{n} a_i$ für $n \to \infty$ einen Grenzwert hat, der die Summe der R. genannt wird.

1) Die R. $\sum_{i=1}^{\infty} a_i$ konvergiert nur dann, wenn $\lim_{n\to\infty} a_n = 0$ ist. Diese Bedingung ist notwendig, aber *nicht hinreichend.*

2) Konvergiert die R. $\sum_{i=1}^{\infty} |a_i|$, dann konvergiert auch die R. $\sum_{i=1}^{\infty} a_i$.

3) *Majorantenkriterium.* Wenn $|a_n| \leqq b_n$ ist und die R. $\sum_{i=1}^{\infty} b_i$ konvergiert, dann ist auch die R. $\sum_{i=1}^{\infty} |a_i|$ konvergent.

4) *Quotientenkriterium.* Ist $\lim_{n\to\infty} |a_n/a_{n-1}| = q < 1$, so ist die R. $\sum_{i=1}^{\infty} |a_i|$ konvergent und ist divergent für $q > 1$.

5) *Wurzelkriterium.* Falls $\lim_{n\to\infty} \sqrt[n]{|a_n|} = q < 1$, so konvergiert die R. $\sum_{n=1}^{\infty} |a_i|$ und divergiert für $q > 1$.

6) *Integralkriterium.* Die R. $\sum_{i=1}^{\infty} a_i$ mit $a_i = f(i)$ konvergiert oder divergiert, wenn das uneigentliche Integral $\int_c^{\infty} f(x)\,dx$ konvergiert oder divergiert; c ist hierbei beliebig, jedoch muß die Funktion $f(x)$ im Intervall $c < x < \infty$ stetig sein.

Von einer *absolut konvergenten R.* $\sum_{i=1}^{\infty} a_i$ konvergiert auch die Reihe $\sum_{i=1}^{\infty} |a_i|$ der absoluten Beträge ihrer Glieder; von einer *bedingt konvergenten R.* $\sum a_i$ divergiert die R. $\sum |a_i|$ ihrer

Beträge; z. B. ist die R. $1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} - \frac{1}{4} + \cdots$ bedingt konvergent, die R. $\Sigma \frac{1}{n}$ divergiert. Absolut konvergente R.n kann man beliebig umordnen, ohne daß sich der Summenwert ändert. Man kann absolut konvergente R.n addieren, voneinander subtrahieren und miteinander multiplizieren. Bedingt konvergente R.n kann man so umordnen, daß der Summenwert gleich einer beliebigen vorgegebenen Zahl wird. → Taylorsche Formel.

Reihenresonanz, → Schwingkreis.

Reihenschaltung, → Grundschaltung.

Reihenschlußmaschine, eine → elektrische Maschine mit Reihenschlußverhalten (→ Drehzahlverhalten).

Reihenschlußverhalten, → Drehzahlverhalten.

Reihenschwingkreis, → Schwingkreis.

Reinelemente, → Elemente 1).

Reiner-Rivlin-Flüssigkeit, nicht-Newtonsche Flüssigkeit, für die angenommen wird, daß der Spannungstensor nur eine Funktion des Geschwindigkeitsgradienten ist. Die Deformationsgeschwindigkeitsgrößen werden nach einer Reihe entwickelt. Mit Hilfe des Prinzips der materiellen Indifferenz und eines Theorems der Tensoralgebra (Hamilton-Caylaysches Theorem) läßt sich für den Spannungstensor der Ausdruck

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \alpha_1 D_{ij} + \alpha_2 D_{ik} D_{kj}$$

gewinnen, wobei durch ij kartesische Koordinaten aufgezeigt werden sollen. Die Koeffizienten sind Funktionen der 3 Invarianten des Deformationsgeschwindigkeitstensors. Ist $\alpha_2 = 0$ und $\alpha_1 = \text{konst.} = 2\eta$, erhält man daraus die Newtonsche Flüssigkeit. Für $\alpha_2 = 0$ und $\alpha_1 \neq \text{konst.}$ ergibt sich eine nicht-Newtonsche Flüssigkeit mit der scheinbaren Viskosität α_1. α_2 wird Normalspannungskoeffizient oder Koeffizient der Querviskosität, kurz Querviskosität, genannt. Mit $\alpha_2 = \text{konst.}$ lassen sich auch Normalspannungseffekte (Merrington-Weissenberg-Effekt) theoretisch erfassen.

Reinigungsfeld, ein elektrisches Feld, das eine Kraftwirkung auf elektrische Ladungsträger im Entladungsraum von Gasspurkammern ausübt und bewirkt, daß diese beschleunigt diffundieren. Es wird daher zur Verkürzung der Speicherzeit der Bahnspuren benutzt.

Rekombination, das Verschwinden von Ladungsträgern infolge der Zusammenstöße von Ladungsträgern entgegengesetzter Ladung. R. findet in ionisierten Gasen als R. von Ionen und Elektronen, in Halbleitern als R. von Leitungselektronen mit Löchern und in Elektrolyten als R. von Ionen entgegengesetzter Ladung statt. Quantitativ wird die R. durch den Rekombinationskoeffizienten beschrieben.

1) Die *R. von Ionen mit Elektronen* ist der Einfang freier Elektronen durch positive Atom- oder Molekülionen. Es gibt mehrere Elementarprozesse dieser R.: a) Bei der *Strahlungsrekombination* wird die Energie der R., d. i. die Summe aus der Ionisationsenergie und der kinetischen Energie des Ions und des eingefangenen Elektrons, als Photon des Seriengrenzkontinuums ausgestrahlt. Den Zusammenstoß eines freien Elektrons und eines positiven Ions bezeichnet man als *Zweierstoßrekombination*. Die Strahlungsrekombination ist der Umkehrprozeß der Photoionisierung. Da die rekombinierenden Elektronen keine einheitliche kinetische Energie haben, erscheint die Rekombinationsstrahlung im Spektrum nicht als diskrete Linie, sondern als *Rekombinationskontinuum*, dessen langwellige Grenze der Ionisierungsenergie entspricht. Nach Abschalten der Energiezufuhr zu einer elektrischen Gasentladung zeigt sich ein kurzzeitiges Rekombinationsleuchten (Afterglow) durch Zweierstoßrekombination. Befinden sich im Plasma positive Ionen einer Art mit der Teilchendichte n_+ sowie Elektronen mit der Teilchendichte n_e, so gilt für den obigen Rekombinationsmechanismus bei Fehlen einer äußeren Ionisationsquelle $dn_+/dt = dn_e/dt = -\beta n_+ n_e$. Dabei ist β der vom Gasdruck und der Gasart abhängige *Rekombinationskoeffizient* und t die Zeit. Da wegen der Elektroneutralität des Plasmas $n_+ = n_- = n$ gilt, nimmt die Trägerdichte n nach Aufhören der Energiezufuhr für die meisten Plasmen nach der Differentialgleichung $\dot{n} = -\beta n^2$ ab. Beginnt die Abnahme zur Zeit $t = 0$ mit der Dichte n_0, so ergibt sich durch Integration der Verlauf $n(t) = n_0/(1 + \beta n_0 t)$. Der Plasmazustand geht durch Entionisierung in den Gaszustand zurück. Eine andere Möglichkeit für Zweierstoßrekombination in Entladungen besteht darin, daß zunächst Molekülionen entstehen. Durch Elektroneneinfang entstehen angeregte Moleküle, die dann entweder unter Emission des ihnen charakteristischen Bandenspektrums in den Grundzustand übergehen oder in ein normales und ein angeregtes Atom zerfallen.

b) *R. mit positiven Atomionen ohne Strahlung.* Das freie Elektron kann durch das positive Ion ohne Strahlung aufgenommen werden, wenn das Atom diskrete Energiezustände hat, deren Energie die normale Ionisationsenergie des Atoms überschreitet. Dieser Prozeß ist die Umkehr der Autoionisation.

c) *R. von Ionen mit Elektronen und nachfolgende Dissoziation.* Positive Molekülionen AB^+ können ein Elektron aufnehmen, bilden nichtstabile neutrale Moleküle und zerfallen danach. Dabei geht die Rekombinationsenergie in kinetische Energie der Teilchen über.

d) *Dreierstoßrekombination* ist der Einfang eines Elektrons durch ein positives Ion unter der Teilnahme eines dritten Teilchens. Dieser Vorgang kann auch unter Beteiligung zweier Elektronen stattfinden, wobei das eine Elektron bzw. Atom lediglich die Aufgabe hat, die bei der R. frei werdende Bindungsenergie abzuführen. Daher kann es auch durch einen anderen Körper, z. B. durch die Gefäßwand oder eine Elektrode, ersetzt werden. Dann spricht man an Stelle von Dreierstoßrekombination von einer *Oberflächen-* oder *Wandrekombination*, die stets strahlungsfrei verläuft. An metallischen Oberflächen rekombiniert praktisch jedes auffallende schwere Ion, da die zur R. erforderlichen Elektronen dem Metall an jeder Stelle entnommen werden können. Die *Volumenrekombination* im Innern des Plasmas erfolgt gewöhnlich durch Zweierstoß.

2) Die *R. von Ladungsträgern im Halbleiter* ist die Wiedervereinigung von Elektronen mit Löchern, d. h., Elektronen gehen aus dem Leitungs-

band oder aus Störstellenniveaus in unbesetzte Zustände im Valenzband oder in Störstellenniveaus über, wobei beim Rekombinationsakt ein dem Energieunterschied von Anfangs- und Endzustand entsprechender Energiebetrag freigesetzt wird.

Unter der *Rekombinationsrate* versteht man dabei die Anzahl der je Zeit- und Volumeneinheit infolge R. aus einem Energieband ausscheidenden Ladungsträger.

Für die R. von Elektronen und Löchern in Halbleitern wurde eine Reihe von Möglichkeiten vorgeschlagen, die sich durch die Art der Energieabgabe der rekombinierenden Partner charakterisieren lassen. Man unterscheidet *strahlende* und *strahlungslose R.*, je nachdem, ob der größte Teil der frei werdenden Energie in Form von Lichtquanten ausgestrahlt wird oder innerhalb des Halbleiters dissipiert. Für die strahlungslose R. kommen im wesentlichen drei Modelle in Frage: a) Bei der *Multiphonon-Rekombination* wird die beim Rekombinationsprozeß frei werdende Energie in thermische Energie der Gitterschwingungen umgewandelt. b) Bei der *Auger-Rekombination* (*Stoßrekombination*) wird die Energie beim Rekombinationsakt auf ein freies Elektron oder Loch übertragen. c) Bei der *Anregung von Plasmaschwingungen* durch die Rekombinationsenergie erfolgt die Energieabgabe an das ganze Ensemble von Ladungsträgern.

Bei der theoretischen Beschreibung der R. geht man gemäß dem betrachteten speziellen Rekombinationsmodell von der Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten P_{if} zwischen den in Betracht kommenden Anfangs- und Endzuständen im Halbleiter aus. Theoretische Schwierigkeiten bereiten hier besonders Aspekte der strahlungslosen R.

R. unter Anregung von Plasmaschwingungen kann im Rahmen der Einelektronnäherung nicht behandelt werden.

Die Rekombinationsrate $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}}$ ergibt sich als Summe über die mit Elektronen besetzten Anfangszustände und von Elektronen unbesetzten, d. h. mit Löchern besetzten, Endzustände zu

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}} = -\sum_{if} P_{if}. \tag{1}$$

Interessiert man sich wie im Fall der strahlenden R. für die Spektralabhängigkeit der Rekombinationsstrahlung, so ist die Summation sortiert nach Paaren gleicher Energiedifferenz von Anfangs- und Endzuständen auszuführen. Das Vorgehen bei der Summation hängt neben den Besonderheiten der Bandstruktur wesentlich von der Eigenart der P_{if} ab. Wichtiges Merkmal einer Fallunterscheidung ist, ob wesentliche Beiträge zur Übergangswahrscheinlichkeit nur von Übergängen zwischen Zuständen kommen, deren Vektoren $\vec{k}$ einem Erhaltungssatz genügen, oder ob eine Impulsauswahlregel nicht zur Wirkung kommt. Der erstere Fall tritt nur auf, wenn die Elektronenwellenfunktionen der Anfangs-, End- und gegebenenfalls auch Zwischenzustände die Translationssymmetrie des Kristallgitters aufweisen. Im Erhaltungssatz für den Impuls können beim Übergang emittierte oder absorbierte Phononen einen wichtigen Anteil darstellen. Die bei der strahlenden R. auftretenden Lichtquanten haben einen gegenüber den möglichen Elektronenimpulsen vernachlässigbaren Impuls, so daß direkte Übergänge, d. h. solche ohne Phononbeteiligung, nur zwischen Zuständen mit nahezu gleichem Ausbreitungsvektor stattfinden können; solche Übergänge sind etwa 10^3mal wahrscheinlicher als Bandübergänge mit Phononbeteiligung, die als *indirekte Übergänge* bezeichnet werden. Mitunter wird der Begriff „*direkter Übergang*" auch im Sinne von *Band-Band-Übergang* schlechthin, also als Gegensatz zur R. über Störstellenniveaus benutzt.

Zur praktischen Ausführung der Summation in Gleichung (1) sind außer Kenntnissen oder Annahmen bezüglich der P_{if} auch solche bezüglich der Verteilungsfunktion der Elektronen $f_e(\vec{k})$ und Löcher $f_l(\vec{k})$ erforderlich. Das Emissionsspektrum für direkte Elektron-Loch-R. kann in der Form

$$I(h\nu) \approx \approx \int_S \varrho(h\nu)\,|M(\vec{k})|^2 f_e(\vec{k}) f_l(\vec{k})\,\frac{\mathrm{d}s}{\operatorname{grad}_{\vec{k}}(E_e + E_l)} \tag{2}$$

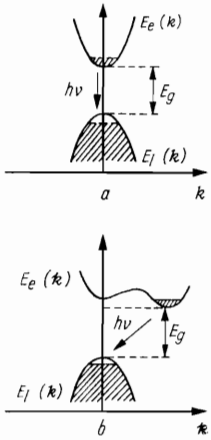
ausgedrückt werden. Dabei bedeuten $M(\vec{k})$ Matrixelemente des Impulsoperators, $\varrho(h\nu)$ die Dichte der schwarzen Strahlung, $E_e(\vec{k})$ und $E_l(\vec{k})$ das Elektronen- und das Löcherenergiespektrum, S ist eine Fläche im $\vec{k}$-Raum, definiert durch $E_e(\vec{k}) + E_l(\vec{k}) = h\nu - E_g$, wobei E_g der minimale Bandabstand ist. $h\nu$ ist die Energie des emittierten Photons, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz ist, und die $\vec{k}$ sind die Wellenvektoren im $\vec{k}$-Raum. Die Verteilungsfunktionen f_e und f_l, die auch alle nicht-thermischen Anregungsprozesse, wie Generation und Injektion, zu beschreiben haben, werden häufig durch Quasigleichgewichtsverteilungen mit einem für jeden Ladungsträgertyp gesonderten Quasiferminiveau approximiert.

Neben der rein quantentheoretischen Berechnung der strahlenden R. hat auch eine halbempirische Berechnungsmethode weite Verbreitung gefunden, die davon ausgeht, daß im Fall nur thermischer Anregungsprozesse im Halbleiter die Rekombinationsrate gleich der Anregungsrate infolge der eigenen Temperaturstrahlung sein muß und die Anregungsrate sich aus empirisch bekannten Absorptionsdaten und der Dichte der schwarzen Strahlung berechnen läßt. Diese Berechnungsmethode liefert nur dann zutreffende Ergebnisse, wenn die Verteilungsfunktionen der thermischen Verteilung genügend nahe sind.

Die Bandstruktur eines Halbleiters ist für die prinzipielle Möglichkeit einer intensiven Rekombinationsstrahlung durch direkte Übergänge sehr wichtig.

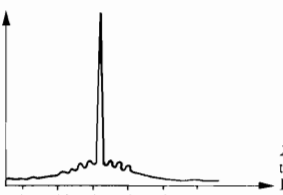
Die in Gleichung (2) enthaltenen Verteilungsfunktionen f_e und f_l weisen nur in der Umgebung des tiefsten Minimums im Leitungsband und des Valenzbandmaximums wesentlich von Null verschiedene Werte auf. Halbleiter, deren Bandextrema für gleiche $\vec{k}$-Werte auftreten, erfüllen daher eine Grundvoraussetzung zur Erzielung intensiver Band-Band-Rekombinationsstrahlung in Form von direkten Übergängen. Eine Bandstruktur vom Typ A hat z. B. GaAs

Rekombinationskoeffizient



1 Energiebandstruktur vom Typ A: Die Bandextrema befinden sich an der gleichen Stelle im $\vec{k}$-Raum (*a*). Energiebandstruktur vom Typ B: Die Bandextrema befinden sich an verschiedenen Stellen des $\vec{k}$-Raumes (*b*). $E_e(\vec{k})$ Elektronenenergiespektrum, $E_l(\vec{k})$ Löcherenergiespektrum, E_g minimaler Bandabstand, $h\nu$ Energie des emittierten Photons

(Abb. 1a). In dieser Halbleitersubstanz wurde 1962 die von der Quantenmechanik vorhergesagte *induzierte oder stimulierte Emission* (→ Laser) entdeckt. Während die in Gleichung (2) ausgedrückte spontane R. proportional zur Photonendichte im thermodynamischen Gleichgewicht ist, werden die induzierten Übergänge durch ein beliebiges Strahlungsfeld hervorgerufen, zu dem auch die bei der strahlenden R. emittierten Photonen beitragen. Eine notwendige Bedingung für das Auftreten des Laser-Effekts ist, daß die Zahl der durch stimulierte Emission entstehenden Quanten ($\sim f_l f_e$) größer ist als die Zahl der je Zeiteinheit absorbierten Quanten mit gleicher Proportionalitätskonstante $\sim (1 - f_e) \cdot (1 - f_l)$. Hieraus folgt für den Abstand der Quasiferminiveaus F_e und F_l die Bedingung $F_e - F_l > h\nu$. Ein solcher Besetzungszustand in den Bändern wird mit *Besetzungsinversion* bezeichnet; er kann durch Injektion von Ladungsträgern in pn-Strukturen oder durch Beschuß mit Elektronenstrahlen erzielt werden. Laserdioden (→ Halbleiterdiode) werden in zunehmendem Maße als Lichtquellen verwendet; hervorzuhebende Eigenschaften sind die Kohärenz der abgegebenen Strahlung, das unter Umständen sehr scharfe Emissionsspektrum (Abb. 2) infolge der Ausbildung stehender



2 Emissionsspektrum einer GaAs-Laserdiode nach Hall

elektromagnetischer Wellen in der Halbleiterprobe und die hohe Effektivität (etwa 85%), mit der elektrische Energie in Strahlungsenergie umgewandelt wird.

Breiteste technische Anwendung findet zur Zeit noch die spontane Rekombinationsstrahlung in Form von licht- bzw. elektronenstrahlangeregten Lumineszenzstoffen, z. B. in der Leuchtstoffröhre bzw. der Fernsehbildwiedergaberöhre oder in Form von Injektionslumineszenz als nicht kohärent strahlende Lumineszenzdioden, wobei Störstellenübergänge wesentlich sind.

In → Halbleiterbauelementen, wie Transistoren, sind Verluste infolge strahlender R. nicht erwünscht; daher wird für diese die Bandstruktur vom Typ B (Abb. 1b) bevorzugt, wie sie in Germanium und Silizium anzutreffen ist. Messungen der Rekombinationsrate bzw. Lebensdauer angeregter Ladungsträger in Germanium und Silizium zeigen im Vergleich zu den theoretisch berechenbaren Werten der strahlenden R., daß letztere nur einen Anteil von 0,1% der gesamten Rekombinationsrate ausmachen.

Lit. Madelung: Grundlagen der Halbleiterphysik (Berlin, Heidelberg, New York 1970); Ryvkin: Photoelektrische Erscheinungen in Halbleitern (dtsch Berlin 1965); Spenke: Elektronische Halbleiter (Berlin, Heidelberg, New York 1965).

Rekombinationskoeffizient, → Rekombination 1).
Rekombinationskontinuum, → Rekombination 1).
Rekombinationsleuchten, → Rekombination 1).
Rekombinationsrate, → Rekombination 2).

Rekombinationsstrahlung, die Lumineszenz in Halbleiter- und Isolatorkristallen, die bei → Rekombination (Wiedervereinigung) von Elektronen und Löchern entsteht. In Konkurrenz zur R. steht die strahlungslose Rekombination (→ strahlungsloser Übergang). Die zur R. führende Rekombination entgegengesetzter Ladungsträger kann sowohl ohne als auch mit Beteiligung von Phononen vor sich gehen (→ direkter Übergang, → indirekter Übergang). R. kann bei der Rekombination freier Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband entstehen; mit im allgemeinen größerer Wahrscheinlichkeit erfolgt die Rekombination der freien Ladungsträger jedoch über Zwischenzustände (z. B. Exzitonen oder gebundene Zustände an Störstellen).

Rekombinationszeit, *Lebensdauer*, ein in der Halbleiterphysik und -technik im allgemeinen mit unterschiedlicher Bedeutung verwendeter Begriff zur Beschreibung 1) der zeitlichen Abnahme der Konzentration freier Ladungsträger nach dem Abschalten einer äußeren Störung als Abklingzeit, und 2) der Beziehung zwischen der Rekombinationsrate und der Konzentration n der freien Ladungsträger unter Einwirkung einer zeitlich stationären äußeren Störung, z. B. Belichtung oder Injektion. Sind $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}}$ die Rekombinationsrate (→ Rekombination 2) und n die Überschußkonzentration, bezogen auf die Werte im thermodynamischen Gleichgewicht, so ist die Lebensdauer τ durch $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}} = \tau^{-1} n$ definiert. Eine weniger gebräuchliche Form, die statistische Lebensdauer T, ergibt sich aus der gleichen Festlegung wie für τ mit dem Unterschied, daß zu n und $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}}$ die Gleichgewichtswerte hinzugefügt werden. Die Unterscheidung von 1) und 2) entfällt, wenn $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}}$ eine lineare Funktion von n ist, also τ nicht von der Überschußkonzentration abhängt. Die zeitliche Abnahme der Überschußkonzentration $n(t)$ nach Abschalten der äußeren Störung zur Zeit $t = 0$ erfolgt in diesem Fall nach dem Gesetz $n(t) = n(0) \exp(-t/\tau)$. Im allgemeinen Fall einer nicht linearen Beziehung zwischen der Rekombinationsrate und der Konzentration der angeregten Zustände ist τ konzentrationsabhängig.

Treten die an der Rekombination beteiligten Elektronen und Löcher in einem Halbleiter in unterschiedlichen Konzentrationen n und p auf, so unterscheiden sich im allgemeinen auch deren R.en τ_n und τ_p, definiert durch die Gleichungen

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}} = \tau_n^{-1} n \text{ und } \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{Rek}} = \tau_p^{-1} p.$$

Aus der Voraussetzung der Stationarität, d. h. der zeitlichen Unveränderlichkeit von n und p infolge unverändert wirksamer Generation (→ Ladungsträger), folgt die Gleichheit der Rekombinationsraten $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{Rek}} = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\text{Rek}}$ und somit $\tau_n/\tau_p = n/p$.

Durch den Einfluß von Haftstellen können sich die Überschußkonzentrationen n und p

bzw. die R.en der Rekombinationspartner im Halbleiter um viele Größenordnungen voneinander unterscheiden.

Rekombinationszentrum, eine Störstelle im Halbleiter, die ein oder mehrere Energieniveaus in der verbotenen Zone verursacht und Zwischenzustände bei quantenmechanischen Übergängen von Elektronen aus dem Leitungsband in unbesetzte Zustände im Valenzband ermöglicht.

Rekonstruktion, → Holographie.

Rekonstruktionstheorem, → axiomatische Quantentheorie.

Rekristallisation (Tafel 56), Kristallwachstum innerhalb eines polykristallinen Materials, das in Form einer Neubildung und Wanderung von Großwinkelkorngrenzen (→ Korngrenze) in Erscheinung tritt. Die R. kommt beim Tempern nach vorangehender plastischer Deformation zustande. Ähnlich wie die ohne Gefügeänderung erfolgende Erholung ist sie mit einer Abnahme der Verfestigung verbunden. Die R. hat daher eine große Bedeutung für die mechanischen Eigenschaften metallischer Werkstoffe. Auch ist sie eine Methode zur Herstellung von nahezu versetzungsfreien Kristallen.

Die Vorgänge bei der R., die im wesentlichen unter der Bezeichnung *Kornwachstum* zusammengefaßt werden können, laufen in zwei Etappen ab: 1) Während der *primären R.* geschieht in dem Bestreben, die latente Verformungsenergie zu erniedrigen, zunächst eine Keimbildung und anschließend bis zur völligen Aufzehrung des verformten Gefüges das Keimwachstum (Kernwachstum). Die Keimbildung, d. h. die Bildung eines Bereiches mit niedrigerer Verformungsenergie setzt an Stellen starker inhomogener Verformung ein, z. B. an schon vorhandenen Korngrenzen oder Ausscheidungen. Der Mechanismus der Keimbildung wird überwiegend auf Änderungen der Versetzungsanordnung im verformten Gefüge zurückgeführt, bei denen die mit den Versetzungen verbundene Energie, insbesondere die Wechselwirkungsenergie zwischen den Versetzungen, herabgesetzt wird. Diese Änderungen wirken sich aus in einer Verringerung der Zahl der Versetzungen durch gegenseitige Annihilation, in einer Anordnung von Versetzungen in Sub- oder Kleinwinkelkorngrenzen (→ Polygonisation) und in der Vereinigung der Subkörner zu Körnern mit Großwinkelkorngrenzen. Diese Körner wachsen in das umgebende verformte Gebiet hinein, wobei ein Teil der dort vorhandenen Versetzungen durch die Wechselwirkung mit der sich verschiebenden Großwinkelkorngrenze verschwindet. Die Geschwindigkeiten von Keimbildung und Keimwachstum bestimmen den zu einem gegebenen Zeitpunkt erreichten Rekristallisationsgrad und die Endkorngröße des primär rekristallisierten Gefüges. 2) Nach der primären R. bewirkt das Streben nach Verringerung der Korngrenzenenergie ein weiteres Kornwachstum in Form der Kornvergrößerung durch → Sammelkristallisation. Dabei ist zu unterscheiden zwischen der *stetigen Kornvergrößerung*, die zu einer relativ gleichmäßigen Vergrößerung des mittleren Korndurchmessers führt, und der *unstetigen Kornvergrößerung* (*sekundäre R.*), bei dem einzelne primäre Körner sehr stark, andere fast gar nicht wachsen. Unstetige Kornvergrößerung tritt auf, wenn die stetige Kornvergrößerung behindert ist, diese Hinderung aber an einzelnen Stellen aufgehoben ist. Die stetige Kornvergrößerung in Blechen hört z. B. auf, wenn die Korngröße den Wert der Blechdicke erreicht hat. Auch Ausscheidungen einer zweiten Phase behindern die Korngrenzenbewegung. Bei höheren Temperaturen gehen diese Ausscheidungen in Lösung, und zwar wegen der inhomogenen Verteilung unterschiedlich schnell, was zu einer sekundären R. führt.

Die experimentelle Untersuchung der R. geschieht durch Messungen mechanischer Eigenschaften, z. B. der Festigkeit oder der Mikrohärte, durch lichtmikroskopische Beobachtung des geätzten Schliffbildes und durch röntgenographische Feststellung der Textur. Der Zusammenhang zwischen der Korngröße und den beiden Parametern der Rekristallisationsbehandlung Verformungsgrad und Temperatur wird im Rekristallisationsdiagramm dargestellt.

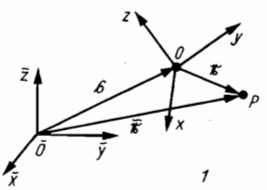
Lit. Masing: Lehrbuch der allgemeinen Metallkunde (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1950); R. metallischer Werkstoffe (Leipzig 1966).

Rektaszension, → astronomisches Koordinatensystem.

Rektifikation, *Gegenstromdestillation*, Trennung von Flüssigkeitsgemischen mit wenig verschiedenen Siedepunkten. In einer *Rektifizierkolonne* wird ablaufende Flüssigkeit und aufsteigender Dampf im Gegenstrom aneinander vorbeigeführt. Dabei tritt ein Wärmeaustausch ein, wodurch die im Dampf vorhandene schwerer siedende Komponente an der ablaufenden Flüssigkeit kondensiert und ihre Kondensationswärme zur Verdampfung der leichter siedenden Komponente in der Flüssigkeit dient. So reichern sich im Dampf die leichter, in der Flüssigkeit die schwerer siedenden Komponenten an.

Relais-Kennlinie, → Mehrpunktglieder.

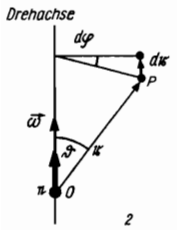
Relativbewegung, Bewegung eines beliebigen Bezugssystems Σ relativ zu einem Inertialsystem $\tilde{\Sigma}$. Ist die R. beschleunigt, so treten Trägheits- oder Scheinkräfte auf. Ist der Ursprung O von Σ vom Ursprung $\tilde{O}$ von $\tilde{\Sigma}$ durch den im allgemeinen zeitlich veränderlichen Vektor $\vec{s}(t)$ getrennt und sind die beiden Bezugssysteme wie in der Abb. 1 gegeben, dann wird der Ort eines



1

Massepunktes P der Masse m in Σ durch den Vektor $\vec{r}$ und in $\tilde{\Sigma}$ durch den Vektor $\tilde{r}$ beschrieben, wobei $\vec{r} = \vec{s} + \tilde{r}$ gilt. Die Bewegung des Massepunktes P erscheint in Σ und $\tilde{\Sigma}$ verschieden: zu der Geschwindigkeit und Beschleunigung bezüglich $\tilde{\Sigma}$ kommen bei der Betrachtung in Σ noch Anteile, die von der Bewegung von $\tilde{\Sigma}$ relativ zu Σ herrühren und erfaßt werden, wenn man sich P mit dem System $\tilde{\Sigma}$ fest verbunden denkt, sie werden als *Führungsgeschwindigkeit* $\vec{v}_f$ bzw. *Führungsbeschleunigung* $\vec{b}_f$ bezeichnet.

relative biologische Wirksamkeit

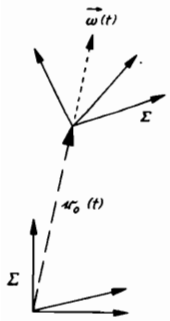


2 Relativbewegung

Die absolute Geschwindigkeit $\vec{v}_a$ bezüglich Σ setzt sich aus der relativen Geschwindigkeit $\vec{v}_r = d\vec{r}/dt$ und $\vec{v}_f$ vektoriell zusammen. $\vec{v}_a = \vec{v}_f + \vec{v}_r$. Dabei besteht $\vec{v}_f$ selbst aus der Translationsgeschwindigkeit $\dot{\vec{s}}$ (zeitliche Änderungen bezüglich Σ werden mit Hilfe eines übergesetzten Punktes, bezüglich Σ durch d/dt ausgedrückt) und der momentanen Drehung $\vec{\omega} \times \vec{r}$ von Σ um eine durch den Ursprung O gehende momentane Drehachse mit der Winkelgeschwindigkeit ω, beide zusammen sind durch den momentanen Drehvektor $\vec{\omega}$ charakterisiert (Abb. 2): $\vec{v}_f = \dot{\vec{s}} + \vec{\omega} \times \vec{r}$. Sieht man von der Translationsgeschwindigkeit $\dot{\vec{s}}$ ab, so gilt $\dot{\vec{r}} = \frac{d\vec{r}}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{r}$, d. h., der zeitlichen Differentiation von $\vec{r}$ entspricht die Operation $((d/dt) + \vec{\omega} \times)$ auf $\vec{r}$; danach erhält man für $\ddot{\vec{r}} = \left(\frac{d}{dt} + \vec{\omega} \times\right) \cdot \left(\frac{d}{dt} + \vec{\omega} \times\right)\vec{r} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \frac{d}{dt}(\vec{\omega} \times \vec{r}) + \vec{\omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, wozu dann noch die Translationsbeschleunigung $\ddot{\vec{s}}$ kommt. Die absolute Beschleunigung ergibt sich dann insgesamt zu $\vec{b}_a = \ddot{\vec{r}} = \vec{b}_f + \vec{b}_r + \vec{b}_c$, wobei $\vec{b}_f = \ddot{\vec{s}} + \dot{\vec{\omega}} \times \vec{r} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$ die *Führungs-*, $\vec{b}_r = d^2\vec{r}/dt^2$ die *Relativ-* und $\vec{b}_c = 2(\vec{\omega} \times \vec{v}_r) = 2\left(\vec{\omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt}\right)$ die *Coriolis-Beschleunigung* ist. $\vec{b}_Z = -\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$ heißt auch Zentrifugalbeschleunigung.

Während ein Beobachter in dem Inertialsystem Σ die Kraft $\vec{F} = m\vec{b}_a$ auf den Massepunkt P mißt, stellt ein Beobachter in Σ die Kraft $\vec{F}_\Sigma = m\vec{b}_r = m(\vec{b}_a - \vec{b}_f - \vec{b}_c) = \vec{F}_\Sigma + \vec{F}_F + \vec{F}_c$ fest. Die *Führungskraft* $\vec{F}_f$, insbesondere die → *Zentrifugalkraft* $\vec{F}_Z = -m\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, und die → *Corioliskraft* $\vec{F}_c = -m\vec{b}_c$ sind Scheinkräfte; sie spielen in nichtinertialen Bezugssystemen, z. B. auf der Erde, eine wesentliche Rolle.

Durch Beobachtung dieser Scheinkräfte kann über die Rotation eines Bezugssystems entschieden werden. Speziell die Rotation der Erde kann dynamisch mit dem Foucaultschen Pendel nachgewiesen werden. Die Erde dreht sich gegen die Schwingungsebene des Pendels, die durch den Drehimpulssatz fixiert ist. Die tatsächliche Übereinstimmung der dynamischen Rotationsgeschwindigkeit (gemessen durch Scheinkräfte) mit der kinematischen Rotationsgeschwindigkeit (Bewegung gegenüber dem Sternenhimmel) ist in der Mechanik zufällig und gab daher Anlaß zur Formulierung des → Machschen Prinzips. In der Mechanik des starren Körpers ist der Spezialfall wichtig, daß die translatorische Relativbewegung beider Bezugssysteme verschwindet, wobei das sich drehende Bezugssystem fest mit dem starren Körper verbunden ist.



3 Relativbewegung von Bezugssystemen $\vec{r} = A(t)\,[\vec{r} - \vec{r}_0(t)]$

In der Relativitätstheorie ist die R. von Bezugssystemen nur durch allgemeine Koordinatentransformationen zu beschreiben. Nach dem ersten Newtonschen Axiom bewegt sich ein kräftefreier Körper in einem Inertialsystem auf einer Geraden. Die Geodäteneigenschaft dieser Kurve ist unabhängig vom Koordinatensystem, deshalb ist in einem allgemeinen Koordinatensystem die Bewegungsgleichung eines kräftefreien Massepunktes die Geodätengleichung $\frac{d^2x^\mu}{d\tau^2} + \left\{\begin{matrix}\mu\\ \nu\varrho\end{matrix}\right\} \frac{dx^\nu}{d\tau} \frac{dx^\varrho}{d\tau} = 0$, $\left\{\begin{matrix}\mu\\ \nu\varrho\end{matrix}\right\}$ sind die → Christoffel-Symbole. Durch den zweiten Term wird die Gesamtheit der Scheinkräfte beschrieben.

Da nach dem → Äquivalenzprinzip von träger und schwerer Masse die Trägheitskräfte von der Schwerkraft lokal ununterscheidbar sind, muß auch das Gravitationsfeld durch eine allgemeine Metrik beschrieben werden, und darin ist die Bewegung eines kräftefreien Teilchens durch die Geodätengleichung gegeben (→ allgemeine Relativitätstheorie).

relative biologische Wirksamkeit, → Äquivalentdosis.

relative Dispersion, → Abbesche Zahl.

relative Fließgrenze, das Verhältnis von Normalspannungs- zu Schubspannungsfließgrenze bei anisotropen Materialien.

relative Häufigkeit, → Wahrscheinlichkeitsrechnung.

relative Öffnung, svw. Öffnungsverhältnis.

relativer Fehler, → Fehlerrechnung.

relative Viskosität, das Verhältnis der Viskosität der Lösung zur Viskosität des Lösungsmittels.

Relativierung der Zeit, svw. Relativität der Gleichzeitigkeit.

relativistische Korrekturen, Korrekturen zur näherungsweisen Berücksichtigung relativistischer Effekte. Systeme, bei denen die charakteristische Teilchengeschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ist, z. B. die Atomhülle, können in erster Näherung mit Hilfe einer nichtrelativistischen Theorie behandelt werden. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten ist bei der Atomhülle gleich der → Feinstrukturkonstante α. R. K. erster Ordnung sind alle Beiträge der Größenordnung $\alpha^4 mc^2$ zur Bindungsenergie der Atomhülle. Dabei ist mc^2 die Ruhenergie des Elektrons. Die r.n K. bestehen hauptsächlich in der Spin-Bahn-Kopplung und den Abweichungen von der Newtonschen Bewegungsgleichung. Die Feinstruktur des Energieniveauschemas der Atomhülle kann nur durch Berücksichtigung r.r K. erklärt werden. Für Kernladungszahlen $Z < 20$ übertreffen die zwischen Zuständen verschiedener Werte von Gesamtbahn- und Spindrehimpuls L und S gebildeten Differenzen der elektrostatischen Energie der Elektronen die relativistischen Effekte. Für die Lanthaniden werden die r.n K. mit diesen Differenzen der elektrostatischen Energie vergleichbar, während für die 1*s*-Zustände schwerer Atome die r.n K. bestimmend sind. In der Atomhülle werden r. K. im allgemeinen nur bis zur Ordnung $\alpha^4 mc^2$ berücksichtigt. In Sonderfällen (→ Einelektronenproblem) berechnet man auch r. K. höherer Ordnung, die z. B. den Einfluß der Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld beschreiben (→ Lamb-Shift).

Die Mottsche → Streuformel liefert die r. Korrektur zur Rutherfordschen Streuformel.

relativistische Quantentheorie, Verallgemeinerung der (nichtrelativistischen) Quantenmechanik für den Fall hoher Energien und damit für Teilchengeschwindigkeiten, die der Lichtgeschwindigkeit c nahekommen. Obwohl Teilchen- und Wellenbild auf der Ebene der nichtrelativistischen Quantentheorie völlig gleichberechtigt

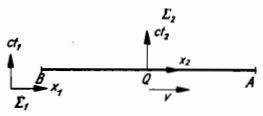
nebeneinander stehen, ist bisher die r. Q. eigentlich nur auf der Grundlage des Wellenbildes in Form der → Quantenfeldtheorie gelungen. Der Grund hierfür liegt vor allem darin, daß keine eindeutige, allen physikalischen Forderungen genügende relativistisch kovariante Definition des quantenmechanischen Ortsoperators existiert; die Versuche der Konstruktion einer konsistenten relativistischen Theorie wechselwirkender Teilchen auf dieser Grundlage sind fehlgeschlagen. Die Ursache hierfür ist im Fehlen einer klassischen relativistischen Mehrteilchentheorie zu suchen, was sich auch in den Fehlschlägen zur Formulierung einer klassischen relativistischen Statistik widerspiegelt. Eine teilweise Umgehung dieser Umstände gelingt, wenn man die Formulierung im Impulsraum vollzieht, wie dies im Fall der relativistischen Streutheorie erfolgt ist (→ analytische S-Matrix-Theorie).

relativistische Schreibweise, → spezielle Relativitätstheorie, → Weltkoordinaten.

relativistisches Dublett, svw. Spindublett, → Röntgenspektrum.

Relativität der Gleichzeitigkeit, *Relativierung der Zeit,* durch die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit hervorgerufene Abhängigkeit der Gleichzeitigkeit zweier Ereignisse vom Bewegungszustand des Beobachters. Die R. d. G. ist die Grundlage aller kinematischen Besonderheiten der speziellen Relativitätstheorie.

Auf einem Stab seien eine Lichtquelle Q und zwei Empfänger A und B fest angeordnet, Q in der Mitte zwischen A und B (Abb. 1). Der Stab

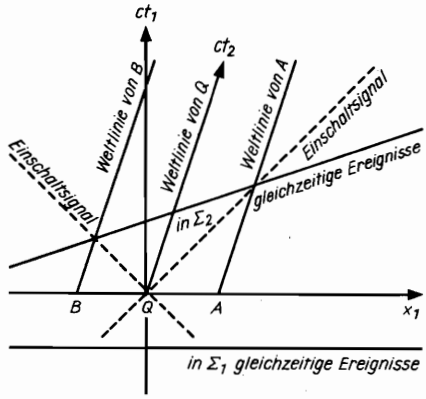


1 Gedankenexperiment zur Relativität der Gleichzeitigkeit

bewege sich mit der Geschwindigkeit v in der angegebenen Richtung. Wird die Lichtquelle eingeschaltet, so beobachtet ein mit dem Stab fest verbundener Beobachter Σ_2, daß die Einschaltung gleichzeitig in A und B ankommt, weil die Geschwindigkeit des Lichtes in beiden Richtungen gleich ist. Da aber auch für einen in der Zeichenebene festen Beobachter Σ_1 die Lichtgeschwindigkeit in beiden Richtungen gleich ist und denselben Wert wie in Σ_2 hat, stellt dieser fest, daß das Signal den Punkt B eher erreicht als den Punkt A, da sich für ihn der Punkt B entgegen dem Signal bewegt. Der Punkt A dagegen entfernt sich vom Ort des Einschaltens der Lichtquelle Q. Der Beobachter Σ_1 stellt also keine Gleichzeitigkeit fest (Abb. 2). Die Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit vom Bewegungszustand des Beobachters bewirkt also eine R. d. G. An Abbildung 2 ist die Auswirkung der Lorentz-Transformation (→ Lorentz-Gruppe) bereits abzusehen, die den mathematischen Ausdruck für die R. d. G. liefert:

$$ct_2 = \left(ct_1 - \frac{v}{c}\,x_1\right) \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Geometrisch bedeutet die Anwendung der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, daß die Winkelhalbierende im x, ct-Achsenkreuz in allen Bezugssystemen dieselbe Gerade ist. Deshalb



2 Diagramm der Bewegung des Stabes

müssen in der Abbildung 2 die Geraden gleichzeitiger Ereignisse, d. h. die Parallelen zur x-Achse, in gleichem Maße kippen wie die Weltlinien des räumlichen Ursprungs (ct-Achse). Für jedes Bezugssystem wird eine gesonderte Synchronisierung der Uhren an den verschiedenen Punkten des Raumes nötig. Zum Inertialsystem gehört nicht nur ein System passender Maßstäbe, sondern auch ein System synchronisierter Uhren. Die Uhren eines Inertialsystems werden synchronisiert, indem ein Lichtsignal vom räumlichen Ursprung die Uhren auf die Zeit $t = \frac{1}{c}\Delta s + t_0$ einstellt, hierbei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, Δs die räumliche euklidische Entfernung zum räumlichen Ursprung und t_0 der Zeitpunkt der Absendung der Signale.

Relativitätselektrodynamik, vierdimensionale, allgemein-kovariante Formulierung der Maxwellschen Elektrodynamik. (Im folgenden wird die Vakuumlichtgeschwindigkeit c gleich 1 gesetzt.) Die elektromagnetischen Feldgrößen $\vec{E}$ und $\vec{B}$ werden in folgender Weise zu einem kovarianten antisymmetrischen Tensor $F_{\mu\nu}$, dem *Maxwellschen Feldstärketensor,* zusammengefaßt: $\vec{B} = (F_{23}, F_{31}, F_{12})$, $\vec{E} = (F_{10}, F_{20}, F_{30})$. Die elektromagnetischen Feldgrößen $\vec{D}$ und $\vec{H}$ werden zu einem antisymmetrischen kontravarianten Tensor $G^{\mu\nu}$, dem *Induktionstensor,* zusammengefaßt: $\vec{H} = (G^{23}, G^{31}, G^{12})$, $\vec{D} = (G^{10}, G^{20}, G^{30})$. Ladungsdichte ϱ und Stromdichte $\vec{j}$ bilden den kontravarianten Viererstromvektor $j^\mu = (\varrho, j^1, j^2, j^3)$. Handelt es sich um konvektive Bewegungen von Ladungen, dann ist $j^\mu = \varrho \cdot u^\mu$, wobei u^μ der Vierervektor der Geschwindigkeit der fließenden Ladungsverteilung ist. Die elektromagnetischen Grundgleichungen lauten: $G^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 4\pi j^\mu$, $F_{\mu\nu;\varrho} + F_{\nu\varrho;\mu} + F_{\varrho\mu;\nu} = 0$ (; ist das Symbol für die → kovariante Ableitung. Über doppelt auftretende Indizes wird, wie auch im folgenden, summiert).

Das skalare Potential φ und das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ bilden das *Vierervektorpotential* φ_μ.

Mit dem Ansatz $F_{\mu\nu} = \varphi_{\nu;\mu} - \varphi_{\mu;\nu}$ wird die zweite Gruppe der Maxwellschen Gleichungen identisch erfüllt.

Zwischen dem Induktionstensor $G^{\mu\nu}$ und dem Feldstärketensor $F_{\mu\nu}$ besteht ein materialabhän-

giger Zusammenhang, der sehr kompliziert sein kann. In kovarianter Schreibweise lauten die *Materialgleichungen* $\vec{E} = \varepsilon^{-1}\vec{D}$, $\vec{H} = \mu^{-1}\vec{B}$, $G^{\mu\nu} = \frac{1}{\mu}\{F^{\mu\nu} + k(u^\mu F^\nu - u^\nu F^\mu)\}$. Dabei ist u^μ die → Vierergeschwindigkeit des Mediums, $F^\mu = F^\mu{}_\varrho u^\varrho$ und $k = \varepsilon\mu^{-1}$.

Die elektrische Polarisation $\vec{P}$ und die Magnetisierung $\vec{M}$ werden zu dem antisymmetrischen Tensor zweiter Stufe $M_{\mu\nu}$ in folgender Weise zusammengefaßt: $\vec{M} = (M_{23}, M_{31}, M_{12})$, $\vec{P} = (M_{10}, M_{20}, M_{30})$. Die Maxwellschen Gleichungen für das Vakuum $F_\mu{}^\nu{}_{;\nu} = 4\pi j_\mu$ können auch in der Form $\Box\varphi_\mu = \varphi^\nu{}_{;\nu\mu} + 4\pi j_\mu$ geschrieben werden. Dabei ist $\Box\varphi_\mu = g^{\alpha\beta}\varphi_{\mu;\alpha\beta}$.

Die Eichinvarianz der Maxwellschen Gleichungen wird in vierdimensionaler, allgemeinkovarianter Form durch den Satz ausgedrückt, daß mit φ_μ auch $\bar{\varphi}_\mu = \varphi_\mu + \omega_{;\mu}$ eine Lösung der Maxwellschen Gleichungen ist und das elektromagnetische Feld $F_{\mu\nu}$ unverändert bleibt. ω ist dabei ein beliebiger Skalar.

Die Transformationen $\varphi_\mu \to \bar{\varphi}_\mu$ bilden die Eichgruppe.

In vierdimensionaler, allgemein-kovarianter Form lautet die *Lorentz-Eichung*, auch *Lorentz-Konvention* genannt, $\varphi^\nu{}_{;\nu} = 0$. Die Energiedichte $T_0{}^0$, der Poyntingsche Vektor $T_0{}^k$ und der *Maxwellsche Spannungstensor* $T_i{}^k$ ($i, k = 1, 2, 3$) des elektromagnetischen Vakuumfeldes werden zu dem vierdimensionalen → Energie-Impuls-Tensor $T_\mu{}^\nu = \frac{1}{4\pi}\left(F_{\mu\alpha}F^{\nu\alpha} - \frac{1}{4}\delta_\mu{}^\nu F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}\right)$ zusammengefaßt ($\delta_\mu{}^\nu$ ist das → Kronecker-Symbol). $T_{\mu\nu}$ ist symmetrisch. Es gilt: $T_\mu{}^\nu{}_{;\nu} = F_\mu{}^\varrho j_\varrho = f_\mu$. Dabei ist f_μ die Vereinigung der Lorentz-Kraft $\vec{f}$ je Volumeneinheit $\vec{f} = \varrho\vec{E} + \vec{J} \times \vec{H} = (f_1, f_2, f_3)$ mit der Arbeitsleistung des elektromagnetischen Feldes je Volumeneinheit des Trägers der elektrischen Ströme $\vec{E} \cdot \vec{J} = f_0$ zu einem vierdimensionalen Vektor.

Relativitätsprinzip, Prinzip von der Gleichwertigkeit der Bezugssysteme hinsichtlich der Darstellung der Gesetze der Physik.

1) *Spezielles R.*: Die Newtonsche Mechanik erfüllt das spezielle R., das die Gleichwertigkeit aller Inertialsysteme hinsichtlich der Darstellung der physikalischen Gesetze fordert, da die Newtonschen Axiome die einzelnen Inertialsysteme nicht voneinander unterscheiden. In der Newtonschen Mechanik wird der Übergang zwischen den einzelnen Inertialsystemen durch die Galilei-Transformation (→ Galilei-Gruppe) vermittelt. Unter Voraussetzung der Galilei-Transformation gibt es aber höchstens ein Inertialsystem, in dem sich das Licht isotrop ausbreitet. Wegen der Universalität der Lichtausbreitung wäre damit ein Inertialsystem ausgezeichnet und das spezielle R. für die Optik und Elektrodynamik ungültig.

Die Beobachtung der Isotropie der Lichtausbreitung in jedem Inertialsystem erforderte, die Transformation zwischen den Inertialsystemen als Lorentz-Transformation (→ Lorentz-Gruppe) zu präzisieren. Das spezielle R. erforderte also eine Formulierung der physikalischen Gesetze in einer Form, die Lorentz-Transformationen gegenüber invariant ist. Die Erfüllung dieser Forderung erlaubte zunächst die Erweiterung des R.s auf alle das Gravitationsfeld vernachlässigenden Prozesse.

2) *Allgemeines R.*: Im Gravitationsfeld existieren keine über die ganze Raum-Zeit-Welt ausgedehnten starren Bezugssysteme. An die Stelle dieser Bezugssysteme treten solche, die durch nichtstarre Bezugskörper und beliebig gehende Uhren realisiert werden. Die Uhren unterliegen nur der Bedingung, daß die gleichzeitig wahrnehmbaren Angaben örtlich benachbarter Uhren unendlich wenig voneinander abweichen. Die Bezugskörper sind nicht nur als Ganzes beliebig bewegt, sondern erleiden auch im allgemeinen während ihrer Bewegung beliebige Gestaltsänderungen. Dieses nichtstarre Bezugssystem (*Bezugsmolluske*) ist im wesentlichen mit einem vierdimensionalen Koordinatensystem gleichwertig. Das Einsteinsche allgemeine R. fordert nun, daß die Formulierung der physikalischen Gesetze von der Molluskenwahl gänzlich unabhängig sein soll. Anders ausgedrückt: Die Gleichungssysteme, welche die physikalischen Gesetze formulieren, müssen gegenüber beliebigen Koordinatentransformationen in der Raum-Zeit-Welt forminvariant sein.

Diese Forderung wird auch als *Prinzip der allgemeinen Kovarianz* bezeichnet. Zusammen mit der auf Grund des → Äquivalenzprinzips vorgenommenen Identifizierung von Gravitationspotential und Metrik der Raum-Zeit-Welt war dieses Prinzip von großer heuristischer Bedeutung für die Aufstellung der allgemeinen Relativitätstheorie. Es lieferte eine Vorschrift sowohl für die Form der Einsteinschen Gravitationsgleichungen als auch für die Verallgemeinerung der Feldgleichungen der anderen physikalischen Felder unter dem Einfluß der Gravitation.

Eine begriffliche Trennung von Bezugssystem und Koordinatensystem zeigt, daß die allgemeine Relativitätstheorie auch Lorentz-invariant ist.

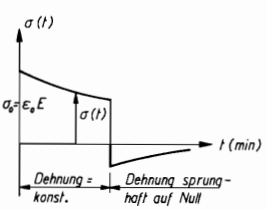
Relativitätstheorie, → allgemeine Relativitätstheorie, → spezielle Relativitätstheorie.

Relativmessung, im Gegensatz zur → Absolutmessung eine Messung, bei der nicht der Wert einer physikalischen Größe in ihrem gesamten Betrag, sondern nur die Veränderung dieses Wertes gegenüber einem bestimmten anderen Wert gemessen wird (der dann oft absolut bestimmt ist). Der durch R. erhaltene Wert wird also immer auf einen anderen Wert bezogen. Die Meßfühler brauchen nicht für jede Messung neu ausgemessen zu werden (z. B. Länge, Magnetmoment), sondern die Umrechnung des abgelesenen Meßwertes in die Einheiten des entsprechenden Maßsystems erfolgt durch den Skalenfaktor. Dieser wird durch Eichung des Meßgerätes (z. B. Gravimeter, magnetische Feldwaage) mit anderen physikalischen Verfahren (z. B. Erzeugung eines Magnetfeldes bekannter Stärke in stromdurchflossenen Spulen zur Eichung von magnetischen Feldwaagen) oder durch Messung zwischen Punkten unterschiedlichen, aber bereits bekannten Betrages (z. B. Gravimetereichstrecken) ermittelt.

Relaxation, *Relaxationsprozeß, Nachwirkungserscheinung*, Prozeß der Reaktion eines Systems auf äußere Einwirkungen, bei denen die Reaktion gegenüber der Wirkung verzögert ein-

tritt. Handelt es sich bei der äußeren Einwirkung um eine einmalige Störung des Systems, so kehrt das System nach einer bestimmten Zeit wieder in seinen alten Gleichgewichtszustand zurück. Werden die äußeren Bedingungen des Systems geändert, dann reagiert das System nicht sofort, sondern der entsprechende neue Gleichgewichtszustand stellt sich erst allmählich ein. Ändern sich die äußeren Bedingungen ständig, d. h. als Funktionen der Zeit, so hinkt das System mit der Einstellung der entsprechenden Gleichgewichtszustände hinter dem Zeitablauf der äußeren Störungen her. Die entsprechenden charakteristischen Zeiten nennt man *Relaxationszeiten.* Sehr häufig sind die Geschwindigkeiten, mit denen sich die Abweichungen x des Systems aus dem jeweiligen Gleichgewichtszustand ausgleichen, der Größe dieser Abweichungen proportional. Dann ergibt sich für den Zeitablauf ein exponentielles Gesetz, das *Regressionsgesetz*: $x = x_0 \exp(-t/\tau)$. Dabei sind x_0 die Abweichungen zum Anfangszeitpunkt, t die Zeit und τ die Relaxationszeit, in der die Abweichung aus dem Gleichgewicht auf den e-ten Teil abgeklungen ist. Die Relaxationszeit ist für verschiedene Prozesse unterschiedlich. Sie liegt zwischen 10^{-16} s für die Einstellung des Gleichgewichtsdruckes in einem Gas und mehreren Jahren für den Konzentrationsausgleich in festen Legierungen. Die Relaxationszeit entscheidet auch über die Art der Prozesse in einem System: Sind die Zeiten, in denen sich Zustandsänderungen abspielen, kleiner als die Relaxationszeiten, dann handelt es sich um quasistatische Prozesse, sind sie größer, liegen nichtstatische Prozesse vor. Relaxationsprozesse werden im Rahmen der Thermodynamik irreversibler Prozesse behandelt; insofern ist die Unterscheidung zwischen den Relaxationsprozessen von den Transportprozessen fließend. Eine große Rolle spielen die Relaxationsprozesse bei chemischen Reaktionen, beim Verhalten elastischer Medien.

In der Rheologie versteht man unter R. den zeitabhängigen Spannungsverlauf $\sigma(t)$ bei konstanter Dehnung ε_0, so daß sich die Spannung von dem durch das Hookesche Gesetz gegebenen Wert $E\varepsilon_0$ aus allmählich verkleinert:



Relaxationskurve eines viskoelastischen Stoffs.

$\sigma(t) = \varepsilon_0[E + \vartheta(t)]$. $E + \vartheta(t)$ wird *Relaxationsfunktion* genannt. Ein Material mit R. stellt im einfachsten Fall eine → Maxwellsche Flüssigkeit dar. Im Gegensatz zum Hookeschen oder reinelastischen Körper, bei dem die Verformungsarbeit, die zur Gestaltänderung gebraucht wurde, bei Entlastung vollständig wiedergewonnen wird, wird bei einem Material mit Spannungsrelaxation diese Verformungsarbeit nur nach sofortiger Entlastung wiedergewonnen. Tritt ein Zeitverzug ein, dann ist die Wiedergewinnung der Energie unvollständig. Die zurückgewonnene Energie ist um so kleiner, je länger mit der Entlastung gewartet wird. Im Extremfall können die inneren Spannungen vollständig abgebaut werden. Ein Maß für das Vermögen, die inneren Spannungen zu halten, stellt die Relaxationszeit dar.

Wird einer Maxwellschen Flüssigkeit augenblicklich eine Verformung auferlegt, dann lassen sich für den einfachen Scherspannungsfall die Schubspannungen nach der Gleichung $\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(-\frac{G_{fl}}{\eta} \cdot t\right)$ berechnen, wobei G_{fl}, η konstante Materialwerte sind. Der Kurvenzug gemäß dieser Gleichung wird *Relaxationskurve* genannt.

Von Bedeutung sind auch die dielektrische R. (→ Polarisation 3) und die magnetische R. (→ paramagnetische Relaxation, → Nachwirkung 1).

Relaxationsfunktion, → lineare Viskoelastizität, → Relaxation.

Relaxationskurve, → Relaxation.

Relaxationslänge, in der Neutronenphysik diejenige Entfernung von der bestrahlten Oberfläche einer Substanz, wo die Intensität z. B. der einfallenden Neutronenstrahlung auf den Wert 1/e ($e \approx 2{,}72$) abgesunken ist. Da besonders in Reaktorabschirmungen mehrere Strahlenarten, z. B. Neutronen und γ-Quanten, gleichzeitig, dazu noch in einem großen Energiebereich auftreten und sich außerdem die spektralen Energieverteilungen mit der Eindringtiefe der Strahlungen in die Abschirmung ändern, wird analog für die Gesamtstrahlung eine mittlere freie Weglänge, die R. für das betreffende Abschirmmaterial, eingeführt. Dabei ist es gleichgültig, ob die Strahlungsschwächung exponentiell erfolgt oder nicht. Die allgemeine Definition der R., mit λ bezeichnet, ist $1/\lambda \equiv -\frac{1}{I(R)} \cdot \frac{dI(R)}{dR}$ mit $I(R)$ als funktionellem Zusammenhang zwischen der Strahlenintensität I und der Eindringtiefe R. Nur für $I(R) \sim$ Exponentialfunktion wird die R. λ als konstante Größe erhalten; andernfalls variiert die R. von Punkt zu Punkt im Medium.

Relaxationsmodul, das Verhältnis augenblickliche Spannung zu Anfangsdeformation eines Materials, ein Maß für das Spannungsrelaxationsverhalten. Sind die Spannungen in einem viskoelastischen Material bei einer aufgebrachten Verformung nicht allzu groß, dann sind die im Material herrschenden Spannungen eine Funktion der Zeit und in jedem Zeitpunkt t nach Aufbringung der Verformung der Größe der Verformung proportional. Das Relaxationsverhalten und damit auch der R. unterliegen im wesentlichen Temperatureinflüssen.

Relaxationsprozeß, svw. Relaxation.

Relaxationsschwingung, svw. Kippschwingung.

Relaxationsspektrum, das gleichzeitige Auftreten mehrerer Relaxationsmoduli und Relaxationszeiten. Der einfachste Fall liegt vor, wenn zwei Maxwellsche Körper mit unterschiedlichen Parametern in Parallelschaltung verbunden sind. Dieses Modell besitzt dann ein diskretes Relaxationsspektrum mit zwei bestimmten Relaxationsmoduli und zwei bestimmten Relaxationszeiten. Modelle dieser Art lassen sich be-

Relaxations-strömungsgleichung

liebig erweitern. Zu einem kontinuierlichen Spektrum gelangt man, wenn angenommen wird, daß nach dem Boltzmannschen Superpositionsprinzip unendlich viel Modelle parallel geschaltet werden. Dieser Fall liegt vor, wenn die gesamte Verformungsvorgeschichte mit betrachtet werden soll. Dann kann jedem Zeitpunkt zwischen $t = -\infty$ und der augenblicklichen Betrachtung ein Modell zugeordnet werden. In diesem Fall kann man keine Relaxationskurve mehr angeben. Das Prinzip der Überlagerung ist Grundlage in der Theorie der linearen Viskoelastizität.

Relaxationsströmungsgleichung, *Ree-Eyringsche Zustandsgleichung*, analytische Relation zwischen Schubspannung und Deformationsgeschwindigkeit, die im Fall nur eines Typs von Fließeinheiten die Form $\gamma = (1/b)\,\mathrm{Ar}\sinh(a\tau)$ für einen eindimensionalen Verformungszustand hat. γ ist die Deformationsgeschwindigkeit, τ Schubspannung, $1/a$ innere Schubspannung, $1/b$ innere Schergeschwindigkeit. Für b wird auch die Bezeichnung Relaxationszeit benutzt. Bei Anwendung dieser Gleichung zur Auswertung von Experimentaldaten zeigt sich jedoch nur Übereinstimmung für kleine Werte von γ. Die Theorie wird deshalb durch die Voraussetzung erweitert, daß in den sich gegeneinander verschiebenden Schichten verschiedene Fließeinheiten mit unterschiedlichen Relaxationszeiten existieren, wobei diese Zeiten nicht in ein kontinuierliches Spektrum verteilt sind, sondern in normalen verhältnismäßig engen Distributionen Werte b_1, b_2, b_3 ... um mittlere konzentriert sind, mit $b_1 < b_2 < b_3$ usw. Die Gesamtschubspannung wird durch die Summe

$$\tau = \sum_{i=1}^{n} x_i \tau_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i}{a_i} \sinh(b_i \gamma)$$

wiedergegeben.

Relaxationstheorie der Strömung nach Eyring, Theorie, die auf der Voraussetzung basiert, daß in einer im Ruhezustand befindlichen Flüssigkeit die rotierenden oder vibrierenden Fließeinheiten (Atome, Ionen, Moleküle, Molekülanhäufungen oder feste, suspendierte Partikeln) die durch ihre Nachbareinheiten bestimmte Gleichgewichtslage so einnehmen, daß sie ein minimales Niveau an potentieller Energie haben. Sobald auf die Flüssigkeit eine Schubspannung einwirkt, streben die Molekülschichten eine Verschiebung in Richtung dieser einwirkenden Spannung an. Hierzu ist es jedoch notwendig, die Fließeinheiten aus ihren Gleichgewichtslagen zu entfernen, d. h. ihnen eine ausreichende Aktivierungsenergie zuzuführen, damit sie die energetische Barriere überwinden und in die am wenigsten entfernten Gleichgewichtsstellungen in Richtung der einwirkenden Spannung überspringen können. Die Aktivierungsenergie wird sodann als Wärme freigegeben. Diese Vorstellung ermöglicht die Aufstellung einer analytischen Beziehung zwischen der Schubspannung und der Deformationsgeschwindigkeit. Im Hinblick auf den Charakter dieser Relation kann eine ganze Reihe von Fließeinheiten in die theoretischen Ableitungen einbezogen werden. Die Fließeinheiten, für die die Beziehung zwischen Spannung und Deformationsgeschwindigkeit linear ist, werden als Newtonsche bezeichnet, die übrigen als nicht-Newtonsche. Durch Kombinationen Newtonscher und nicht-Newtonscher Fließeinheiten ist es möglich, eine Flüssigkeit beliebigen Verhaltens zu gewinnen.

Relaxationszeit, allgemein: bei der Relaxation auftretende Zeitgröße, bei der der Wert der Systemgröße auf den e-ten (e ist die Basis der natürlichen Logarithmen) Teil ihrer Ausgangsgröße zurückgegangen ist.

Im engeren Sinne versteht man unter R. die charakteristische Zeit für die Dauer des Übergangs eines Nichtgleichgewichtszustandes in einen Gleichgewichtszustand in Abwesenheit äußerer Felder. Gilt dabei für die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion $\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f - f_0}{\tau}$, so heißt τ die Relaxationszeit. Dabei ist f die Verteilungsfunktion, und f_0 ist die Gleichgewichtsverteilung. Für Quasiteilchen gibt es allgemein keine einheitliche R. für das betrachtete System, sondern τ hängt vom Wellenvektor der Quasiteilchen im betreffenden Zustand ab, d. h. bei Benutzung von Kugelkoordinaten vom Betrag des Wellenvektors, seinem Polar- und Azimutwinkel. Falls τ nur vom Betrag des Wellenvektors abhängt, spricht man von *isotroper R.*, in anderen Fällen gibt es streng genommen den Begriff einer R. nicht, da die Relaxation dann nicht mehr durch nur eine Zeitangabe charakterisiert werden kann, sondern in Abhängigkeit von der Richtung verschiedene Werte auftreten. Diese Anisotropie kann in Spezialfällen durch einen Tensor zweiter Stufe, den *Relaxationszeittensor*, beschrieben werden.

Die Bedeutung der Einführung einer R. für quasifreie Elektronen in Festkörpern liegt darin, daß dadurch die → Boltzmann-Gleichung aus einer Integrodifferentialgleichung in eine Differentialgleichung übergeht, was wesentliche Vereinfachungen bei der Berechnung von Transporterscheinungen ermöglicht. Die Einführung einer R. τ in Anwesenheit äußerer Felder ist nur unter bestimmten Bedingungen möglich. Bei elastischer Streuung an akustischen Phononen, langen Wellen und an ionisierten Störstellen läßt sich für den Fall, daß die Übergangswahrscheinlichkeit $W(\vec{k}, \vec{k}')$ nur der Differenz der Winkel zwischen den Wellenvektoren $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ proportional ist, die Relaxation durch die Hauptdiagonalkomponenten eines Tensors, die möglicherweise noch einander gleich sind, beschreiben. In anderen Fällen läßt sich der Abklingprozeß nicht in so geschlossener Form darstellen. Die τ-Komponenten entsprechen den Beiträgen dieser Stoßprozesse zur *Impulsrelaxationszeit*.

Für unelastische Streuprozesse ist eine R. für den anisotropen Bestandteil der Verteilung einführbar, wenn für diese Wechselwirkungen die Bedingungen $W(\vec{k}, \vec{k}') = W(\vec{k}, -\vec{k}')$ erfüllt ist, d. h., wenn die Übergänge in Zustände mit $\vec{k}'$ und $-\vec{k}'$ gleiche Wahrscheinlichkeit besitzen [engl. randomizing]. Dieser Sachverhalt ist bei Deformationspotentialstreuung der Elektronen an optischen Phononen, wo überhaupt Unabhängigkeit vom Wellenvektor für die Übergangswahrscheinlichkeit angenommen wird, erfüllt, und τ entspricht dabei dem Anteil dieses Streuprozesses zur Impulsrelaxation. Polare op-

tische Streuung kann dagegen allgemein nicht durch eine R. beschrieben werden. Nur wenn die Energie der Elektronen groß gegen die Energie der Phononen ist, läßt sich näherungsweise eine R. angeben (elastische Approximation).

Elektron-Elektron-Stöße können wegen der Abhängigkeit vom Produkt der Verteilungsfunktionen nicht in der gesuchten Form dargestellt werden.

Weicht der isotrope Anteil der Verteilung vom Gleichgewichtszustand ab, wie es bei starken elektrischen Feldern der Fall ist, so ist für die Relaxation ebenfalls keine R. angebbar.

Häufig wird eine *Energierelaxationszeit* zur phänomenologischen Beschreibung von Problemen heißer Ladungsträger benutzt, die dem Abklingen der mittleren Energie auf den thermodynamischen Gleichgewichtswert Rechnung trägt.

R.en treten auch auf bei → paramagnetischer Resonanz, wobei sie durch die → Blochschen Gleichungen beschrieben werden.

Reluktanz, svw. magnetischer Widerstand.

Reluktanzmaschine, eine → elektrische Maschine mit Einphasen- und Drehstromständer und unbewickeltem Läufer. Durch Änderung des magnetischen Widerstands (Reluktanz) bei Drehbewegung wird der Fluß in der Ständerwicklung geändert und damit eine Spannung induziert. Die R. wird als Generator für Frequenzen über 1000 Hz (→ Mittelfrequenzmaschine) und als Einphasen- oder Drehstromkleinstmotor mit Synchronverhalten (*Reluktanzmotor*) angewendet. Bei letzterem ist der Läufer so ausgefräst, daß ein Polrad entsteht. Ein Kurzschlußkäfig im Läufer verbessert das asynchrone Anlaufverhalten. Durch das Reaktionsmoment wird der Läufer in den Synchronismus gezogen. Beim → Schrittmotor sieht der Läufer einem Zahnrad ähnlich.

Reluktanzmotor, → Reluktanzmaschine.

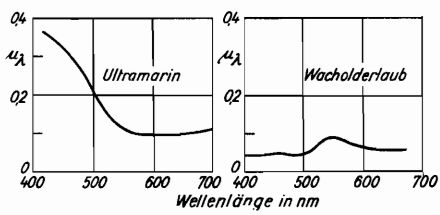
rem, → Äquivalentdosis, → roentgen-equivalent-man.

Remanenz, B_r, *remanente Induktion, Restmagnetisierung,* im engeren Sinne die nach dem Abschalten eines zur Sättigung ausreichenden Magnetfeldes bei der Feldstärke $H = 0$ verbleibende magnetische Induktion. Sie ergibt sich aus dem Schnittpunkt von → Hystereseschleife und Induktionsachse. Im weiteren Sinne bedeutet R. den bei $H = 0$ vorhandenen Wert der Induktion, wenn die Hystereseschleife nicht bis zur Sättigung ausgesteuert worden ist. Diese Werte hängen dann von der maximalen Aussteuerung ab. Unter *relativer R.* versteht man die auf die Maximalinduktion der zugehörigen Hystereseschleife bezogene R. An Texturwerkstoffen mit Rechteckschleifen kann dieses Verhältnis bis nahezu 1,0 ansteigen. Die geringere *scheinbare R.* tritt auf, wenn der Entmagnetisierungsfaktor der Probe ungleich Null ist (Scherung).

Remanenzverschiebung durch Zug, die Änderung der → Remanenz durch eine mechanische Spannung, → magnetischer Zugeffekt.

Remission, die Reflexion des Lichtes an *nicht spiegelnden* Objekten. Die meisten Gegenstände unserer Umwelt sind nicht selbst Quellen von Lichtenergie, sondern werden nur dadurch sichtbar, daß sie die von einem selbstleuchtenden Körper auf sie fallenden Lichtstrahlen reflektieren, was in den meisten Fällen *diffus,* d. h. nach allen Richtungen gleichmäßig erfolgt. Nur ein Teil des auffallenden Lichtes wird an der Oberfläche des Körpers reflektiert, ein weiterer dringt, wenn auch nur ein wenig, in den Körper ein, wird dann erst zurückgeworfen und verläßt die Grenzschicht wieder. Ein dritter Teil, oftmals der größte des auffallenden Lichtes, wird vom Körper absorbiert oder gegebenenfalls hindurchgelassen. Das Verhältnis von reflektiertem zu absorbiertem Anteil kann für die einzelnen Wellenlängen des einfallenden Lichtes infolge selektiver Reflexion und Absorption sehr unterschiedlich sein. Da man bei dem Wort Reflexion gewöhnlich an die Spiegelung des Lichtes an polierten Flächen denkt, ist für den hier betrachteten Vorgang die Bezeichnung R. eingeführt worden.

Durch die Selektivität der R. erscheinen uns die Gegenstände unserer Umwelt in bestimmten Farben, den *Körperfarben,* die von der spektralen Verteilung der von den Körpern remittierten Strahlung, dem *Remissionsspektrum,* abhängen. Das Verhältnis der in einem bestimmten Wellenlängenbereich λ bis $\lambda + d\lambda$ remittierten Strahlungsenergie $d\Phi_r$ zur auffallenden Strahlungsenergie $d\Phi$ desselben Wellenlängenbereiches bezeichnet man als *Remissionsgrad* oder *Remissionskoeffizienten* μ_λ des Körpers für die Wellenlänge λ: $\mu_\lambda = \left(\frac{d\Phi_r}{d\Phi}\right)_\lambda$. Die Darstellung des Remissionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wellenlänge ergibt die *Remissionskurve* des betreffenden Körpers. Als Beispiel sind in der Abb. die Remissionskurven von Wacholderlaub und Ultramarin dargestellt.



Remissionsgrad, → Remission, → Farbe.

Remissionskurve, → Remission.

removal-Querschnitt, wichtige Größe zur Charakterisierung der Neutronenabschirmung in *dicken wasserstoffhaltigen* Schichten wie Wasser, Paraffin, Beton. Bezeichnet man die Primäre, auf diese Schicht treffende Neutronenstrahlung mit $I(0)$, so gilt für Neutronenenergien $E_n > 5$ MeV, daß die Durchdringungsfähigkeit der schnellen Komponente, d. h. der Neutronen, die auch nach Durchgang durch die wasserstoffhaltige Schicht der Dicke z noch eine Energie $E_n \gtrapprox 5$ MeV haben, einem exponentiellen Schwächungsgesetz der Form $I(z)_{E_n \gtrapprox 5\,\mathrm{MeV}} = I(0)_{E_n \approx 5\,\mathrm{MeV}} \cdot \exp(-z/\lambda)$ folgt. Dabei ist λ die → Relaxationslänge und $1/\lambda = \Sigma_{rem}$ der r.-Q. (wirksamer Absorptionsquerschnitt). Eine einigermaßen gut erfüllte Regel besagt, daß der r.-Q. $\Sigma_{rem} = 0{,}7 \cdot \Sigma_{tot}$ ist, wenn Σ_{tot} den totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitt bei der Neutronenenergie $E_n = 8$ MeV bedeutet. Ein

gröberer, dafür allgemeinerer Zusammenhang ist $\Sigma_{rem} = 0{,}7 \cdot \Sigma_{tot}(E)$, wobei $\Sigma_{tot}(E)$ den totalen makroskopischen Wirkungsquerschnitt bei der mittleren Energie E der einfallenden Neutronenstrahlung darstellt. Die Bezeichnung r.-Q. rührt daher, daß bei diesen Betrachtungen nur die Entfernung bzw. Beseitigung der Neutronen von der schnellen Gruppe eine Rolle spielt (engl. to remove, 'beseitigen, entfernen'), daß es sich also gar nicht um eine wirkliche Absorption handelt. Bekanntlich gelangen die schnellen Neutronen beim Prozeß der Neutronenbremsung allmählich in das Gebiet der thermischen Neutronen. → build-up Faktor.

REMSA, → Röntgenspektralanalyse.

Renaturierung, → Polymere.

Renninger-Effekt, die von Renninger beobachtete Erscheinung, daß bei Röntgenbeugungsaufnahmen auftretende Reflexe (*hkl*) geschwächt oder auch verstärkt werden (*Umweganregung*), wenn gleichzeitig für die Netzebenenschar (*hkl*) und für eine zweite (*h'k'l'*) die → Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist. Dann ist nämlich für den durch (*h'k'l'*) reflektierten Strahl als Primärstrahl und die Netzebenenschar ($h - h'$, $k - k'$, $l - l'$) die Reflexionsbedingung ebenfalls erfüllt, und der zweimal reflektierte Strahl hat dieselbe Richtung wie der an (*hkl*) reflektierte. Durch Interferenz resultiert die Schwächung oder Verstärkung. An Stellen des Films oder — bei Röntgendiffraktometern — bei Orientierungen des Kristalls und Detektors, die Reflexen mit verschwindendem Strukturfaktor entsprechen, können unter solchen Umständen endliche Intensitäten beobachtet werden.

Der R.-E. kann durch die → kinematische Theorie nicht mehr quantitativ erfaßt werden; erst die → dynamische Theorie berücksichtigt die Mehrfachstreuung im Kristall.

Renormalisierung, svw. Renormierung.

Renormierung, *Renormalisierung,* formales, relativistisch kovariantes Verfahren zur Beseitigung der Ultraviolettdivergenzen (→ Ultraviolettkatastrophe) bestimmter Typen konventioneller Quantenfeldtheorien, die auftreten, wenn man von den freien zu den wechselwirkenden Feldern übergeht. Die R. besteht im wesentlichen darin, daß von den aus der Theorie folgenden unendlichen Ausdrücken für die im Prinzip meßbaren Größen, wie Ladung und Masse der nackten Teilchen, unendliche Beiträge so abgezogen werden, daß endliche Größen zurückbleiben. Die abzuziehenden, unendlichen Größen deutet man als Selbstmasse (Selbstenergie) oder Selbstladung der Teilchen auf Grund der Wechselwirkung mit ihrem eigenen Strahlungsfeld. Die Bedeutung der R. besteht darin, daß dieses Verfahren auf Grund allgemeiner Forderungen der Theorie, wie Eichinvarianz und Lorentz-Invarianz, eindeutig ist, d. h., die bei der *Masserenormierung* auftretende Größe δm in der Gleichung $m_{phys} = m + \delta m$ ist eindeutig durch ein bestimmtes kovariantes, aber divergentes Integral gegeben; Entsprechendes gilt für die *Ladungsrenormierung* δe gemäß $e_{phys} = e + \delta e$. Neben Masse und Kopplungskonstanten (d. h. Ladung) werden auch die Feldoperatoren renormiert. Diese *Renormierungskonstanten,* die im allgemeinen durch Z_1, Z_2, Z_3 bezeichnet werden, müssen nicht in jedem Fall unendlich sein; das Lee-Modell hat endliche Renormierungskonstanten.

Nicht jede Quantenfeldtheorie ist renormierbar. Die Renormierbarkeit hängt davon ab, ob die Anzahl der primitiv divergenten Feynman-Diagramme endlich ist und daher nur eine endliche Zahl von Renormierungskonstanten erforderlich ist. Primitiv divergente Feynman-Diagramme sind solche, die, wenn man eine beliebige ihrer inneren Linien auftrennt und durch zwei äußere Linien ersetzt, zu übereinstimmenden Matrixelementen führen; sie bilden die Basisgraphen, die in die nichtdivergenten Graphen zur Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen einzusetzen sind. Die Anzahl der primitiv divergenten Diagramme hängt von der Struktur der Wechselwirkung ab; für die minimale elektromagnetische Wechselwirkung mit der Struktur $e\bar{\psi}\gamma_\mu\psi A^\mu$ (→ Quantenelektrodynamik) ergeben sich drei primitiv divergente Graphen, während Wechselwirkungen vom Typ $\bar{\psi}_A O'_\mu \psi_B \cdot \bar{\psi}_C O^\mu \psi_D$ (→ schwache Wechselwirkung) nicht renormierbar sind, da es überabzählbar viele primitiv divergente Diagramme gibt.

Renormierungskonstante, → Renormierung.

rep, → roentgen-equivalent-physical.

Repräsentant, *Darsteller,* die einem bestimmten Element einer abstrakten mathematischen Struktur, z. B. einer Gruppe oder Algebra, bei deren Darstellung in einem (linearen) Raum, z. B. einem Funktionenraum, zugeordnete Transformation dieses Raumes in sich oder auch einem anderen Raum. Bei einer Matrixdarstellung sind alle R.en der Elemente der zugehörigen Struktur Matrizen. Beispiele für R.en sind die Pauli-Matrizen für die Erzeugenden der Drehungen.

Repromaterialien, photographische Platten und Filme mit spezieller Eignung für die Herstellung von Reproduktionen, die den Aufgaben der Polygraphie nach Sensibilisierung und Gradation angepaßt sind; Feinkörnigkeit und hohes Auflösungsvermögen werden angestrebt; der Forderung nach maßbeständiger Unterlage wird durch Verguß auf Polyesterfilm nachgekommen.

Repulsionsmotor, ein elektrischer Wechselstrommotor (→ elektrische Maschine) mit Reihenschlußverhalten. Die Feldwicklung des Ständers baut ein Wechselfeld auf, das in der Stromwenderwicklung des Läufers Spannungen induziert und einen Strom durch die Wicklung und die kurzgeschlossenen Bürsten treibt. Die Bürsten sind drehbar angeordnet. Stimmt die Bürstenachse mit der Feldachse überein, so entsteht die größte Spannung, bei Weiterdrehung um 90° wird die Gesamtspannung Null. Auf diese Weise kann der Motor durch Verdrehen der Bürsten in Drehzahl und Drehmoment beeinflußt werden. Durch die Verdrehung der Bürstenachse verschlechtert sich aber die Stromwendung, so daß der R. nur für kleine Leistungen gebaut und nur noch selten angewendet wird.

Repulsionspotential, die Differenz zwischen → Pseudopotential und Kristallpotential.

Residuensatz, → Funktionen-Theorie.

Residuum, 1) → Funktionen-Theorie. **2)** → dielektrischer Rückstand.

Resistanz, → Wechselstromwiderstände.

Resolvente, der Ausdruck $R_\lambda = (\hat{T} - \lambda\hat{E})^{-1}$ eines Operators $\hat{T}$, in dem λ eine komplexe Zahl ist und $\hat{E}$ der Einheitsoperator, der jedes Element des Hilbert-Raumes in sich überführt. → Integralgleichung.

resonance escape probability, → Bremsnutzung.

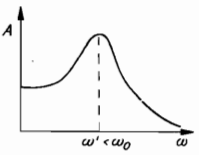
Resonanz, Mitschwingen eines schwingungsfähigen physikalischen Systems, d. h. eines *Resonators*, bei Erregung durch eine äußere periodische Kraft, deren Frequenz ω mit einer der Eigenfrequenzen (*Resonanzfrequenzen*) ω_0 des Systems übereinstimmt oder in deren Nähe liegt, oder durch → parametrische Erregung. Man spricht in diesen Fällen von *harmonischer R.* Bei harmonischer Erregung schwingt das System nach einem Einschwingvorgang, wobei die Amplitude stark anwächst, mit der Erregerfrequenz ω; das Anwachsen der Amplitude, die *Resonanzüberhöhung*, ist nur durch die → Dämpfung des Systems begrenzt. Bei zu geringer Dämpfung kann dies zu einem Zerstören des Systems, der *Resonanzkatastrophe*, kommen, wie es z. B. bei Überbeanspruchung von Brücken durch im Gleichschritt marschierende Kolonnen und beim Durchschlag von Kondensatoren in Schwingkreisen mit zu geringer Dämpfung der Fall ist. Durchläuft die Erregerfrequenz ω den Wertebereich um ω_0, so durchläuft die Amplitude A die *Resonanzkurve* (Abb.), wobei das Maximum von A bei dem von der experimentellen Durchführung abhängenden ω', und zwar etwas unterhalb von ω_0 liegt (Amplitudenresonanz). Im Gegensatz dazu liegt das Maximum der Energieübertragung vom Erreger auf den Resonator bei ω_0 (*Energie-* oder *Geschwindigkeitsresonanz*); bei ungedämpften Systemen wächst die Amplitude ständig an, ω' und ω_0 fallen außerdem zusammen (→Oszillator). Wird das System mit einem Frequenzgemisch angeregt, tragen nur diejenigen Frequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenz ω_0 zur Resonanzüberhöhung bei; dies sind nahezu nur die in die *Resonanzbreite* der Resonanzkurve, d. i. deren Halbwertsbreite, fallenden Frequenzen. Bei hinreichend geringer Halbwertsbreite ihrer Resonanzkurven, d. h. bei genügender *Resonanzschärfe*, kann daher ein Satz von Resonatoren zum Filtern von Frequenzgemischen, d. h. zur harmonischen Schwingungsanalyse benutzt werden.

Bei Erregung nichtlinearer Schwingungen tritt *subharmonische R.* auf, wenn der Erreger mit der Frequenz $\omega = \frac{n}{m}\omega_0$ (n und m ganze Zahlen) schwingt.

Die R. ist nicht nur Grundlage der gesamten Nachrichtentechnik (→ Schwingkreis), sondern spielt in der gesamten Physik, z. B. in der Mechanik (→ parametrische Erregung) und besonders in der Kernphysik und der Elementarteilchenphysik eine große Rolle. Hierbei versteht man unter R. das Auftreten einer kritischen Veränderung eines bestimmten Reaktions- oder Streuquerschnittes bei Variation der Energie. Die Energie, bei der einer der Wirkungsquerschnitte ein Maximum annimmt, wird zuweilen als *Resonanzenergie* bezeichnet (→ Elementarteilchen, → quantenmechanische Streutheorie, → Neutronenresonanzen, → Spinresonanz, → ferromagnetische Resonanz, → antiferromagnetische Resonanz, → akustische paramagnetische Resonanz, → Atomstrahlresonanz, → Molekülstrahlresonanz, → Mesomerie).

Resonanzabsorption, durch die → Breit-Wigner-Formel beschreibbare Absorption von Neutronen (→ Neutronenresonanzen).

Resonanzboden, Einrichtung bei Musikinstrumenten, durch die die Abstrahlung der in den schwingenden Tonerzeugungssystemen, z. B. Saiten, enthaltenen Energie als Luftschallwelle möglich wird. Eine R. besteht meist aus einer ein wenig gewölbten und verrippten Platte, die möglichst viele gleichstark erregbare und gedämpfte Eigenfrequenzen aufweist. Diese Eigenfrequenzen des R.s bestimmen wesentlich das Klangverhalten der damit ausgerüsteten Musikinstrumente.

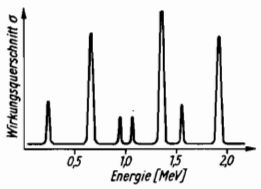


Resonanz

Resonanzbreite, → Resonanz.

Resonanzdurchlaßwahrscheinlichkeit, → Bremsnutzung.

Resonanzeinfang, Spezialfall des Neutroneneinfangs. R. liegt nur vor, wenn der bei → Neutronenresonanzen gebildete Zwischenkern durch Emission von γ-Quanten zerfällt. Es entsteht dabei ein neues Isotop einer um 1 größeren Massezahl (→ Resonanzstreuung).



Anregungsfunktion der Kernreaktion A (n, γ) B mit Resonanzen des Wirkungsquerschnitts (schematisch)

Resonanzenergie, → Mesomerie.

Resonanzentkommwahrscheinlichkeit, → Bremsnutzung.

Resonanzfluoreszenz, Emission elektromagnetischer Strahlung durch Atome oder Moleküle, aber auch durch Atomkerne (→ Mößbauer-Effekt) nach einer Anregung durch Strahlung der gleichen Frequenz. → Stokessche Regel.

Resonanzfrequenz, → Resonanz.

Resonanzkatastrophe, → Resonanz.

Resonanzkurve, → Resonanz.

Resonanznenner, → Oszillator.

Resonanzneutronen, → Neutronenresonanzen.

Resonanzniveau, svw. Compoundzustand.

Resonanzrektifikationssonde, → Plasmasonde.

Resonanzschärfe, → Resonanz.

Resonanzschwingungen, svw. quasilokalisierte Gitterschwingungen.

Resonanzsonde, → Plasmasonde.

Resonanzspaltung, die Kernspaltung des bei → Neutronenresonanzen gebildeten Zwischenkerns. R. tritt bei einigen schweren Atomkernen auf und spielt bei den physikalischen Prozessen in den schnellen Reaktoren eine wichtige Rolle. Jede Neutronenresonanz in diesen Kernen wird durch einen zusätzlichen Parameter, die Spaltbreite Γ_f charakterisiert, der eine ähnliche Rolle wie die Γ_γ-Breite in der → Breit-Wigner-Formel spielt.

Resonanzstreuung, durch starkes (resonanzartiges) Anwachsen des Streuquerschnitts bei der Energie eines quasistationären Zustandes

eines Compoundkerns charakterisierte → Streuung. Die Energie des Inzidenzteilchens reicht bei R. aus, um den Compoundkern bei einem seiner Energieniveaus zur Resonanz zu veranlassen. Dabei gibt das Inzidenzteilchen Energie (Resonanzenergie) an das Compoundsystem ab, so daß es den Kern mit geringerer Geschwindigkeit verläßt. Die R. ist den bei der klassischen Streuung und Absorption elektromagnetischer Wellen an Antennen auftretenden Resonanzen völlig analog.

Ein Spezialfall der R., bei dem das Inzidenzteilchen gewissermaßen fehlt, ist der Zerfall des bei den → Neutronenresonanzen gebildeten Zwischenkerns durch Emission eines Neutrons und nicht wie beim Resonanzeinfang durch Emission von γ-Quanten. Die R. wird durch die → Breit-Wigner-Formel beschrieben (→ quantenmechanische Streutheorie).

Als *Bounce-Resonanzstreuung* wird eine Art der → Diffusion geladener Teilchen in der Ionosphäre bezeichnet.

Resonanzteilchen, → Elementarteilchen.

Resonanzüberhöhung, → Resonanz.

Resonanzverbreiterung, → Spektrallinien.

Resonanzwiderstand, → Schwingkreis.

Resonator, *elektrischer R.*, ein durch leitende Wände abgeschlossenes schwingungsfähiges Gebilde, in dem bei Zufuhr einer sehr kleinen elektrischen Wirkleistung in der unmittelbaren Nähe der Resonanzfrequenz sehr große elektrische und magnetische Felder entstehen. R.en entsprechen im Bereich hoher Frequenzen den → Schwingkreisen. Sie müssen mit einer Ankopplungsvorrichtung zur Speisung von einem Generator versehen sein. Die Resonanzkurve eines R.s gibt die Abhängigkeit der elektrischen oder magnetischen Feldstärke an irgendeinem Punkt von der Frequenz an. Die Resonanzkurve hängt von den Verlusten des R.s, von der Ankopplung und von der äußeren Zusatzschaltung (Generator und Verbraucher) ab. Bei sehr loser Ankopplung hängt die Resonanzkurve nur von den Eigenschaften des R.s ab. Die Resonanzfrequenz f_R ist durch das Feldstärkemaximum definiert, die Bandbreite Δf durch den Abstand derjenigen Punkte, bei denen die Feldstärke auf den $1/\sqrt{2}$ fachen Wert abgefallen ist. Die Güte Q läßt sich durch das Verhältnis von $Q = f_R/\Delta f$ definieren.

Man unterscheidet Leitungs- und Hohlraumresonatoren. *Leitungsresonatoren* entstehen aus einer Leitung mit stehenden Wellen, indem man ein Stück dieser Leitung an beiden Enden mit einem geeigneten, keine Wirkleistung verbrauchenden Gebilde abschließt. Schwingungsfähige Systeme erhält man aus beiderseits kurzgeschlossenen Leitungsabschnitten, aus beiderseits offenen Leitungsabschnitten und aus Leitungsabschnitten, die auf der einen Seite offen und der anderen Seite kurzgeschlossen sind. Sie können auf folgenden Wellenlängen λ_n einschwingen: 1) beiderseits kurzgeschlossener und offener Leitungsabschnitt der Länge l: $\lambda_n = \frac{2}{n} \cdot l$, $n = 1, 2, 3 \ldots$ 2) einseitig kurzgeschlossener Leitungsabschnitt der Länge L: $\lambda_n = \frac{4}{2n+1} l$, $n = 0, 1, 2, 3 \ldots$

Kennzeichnend für R.en ist, daß sie unendlich viele Resonanzfrequenzen, die Eigenfrequenzen, besitzen. Außerdem können sich in koaxialen Leitungen noch Resonanzen durch Hohlleiterwellen ausbilden. R.en, die aus Leitungsabschnitten bestehen, die einseitig kurzgeschlossen, auf der anderen Seite aber mit einer Kapazität belastet sind, nennt man *Topfkreise*. Bei ihnen ist die Leitungslänge durch die kapazitive Last verkürzt. Die Ankopplung von Leitungsresonatoren an den Generator und den Verbraucher kann induktiv, kapazitiv oder galvanisch erfolgen. Ist die Länge der in den Topfkreis hineinragenden Koppelschleife nicht mehr klein gegen die Wellenlänge, so spricht man von *Leitungskopplung*. Man kann damit Kopplungen herstellen, die wenig frequenzabhängig sind. Die Abstimmung von Leitungsresonatoren kann durch Kurzschlußschieber erfolgen. Die Anwendung der Topfkreise erfolgt vorwiegend im Frequenzbereich von 0,3 bis 3 GHz.

Die beschriebenen Leitungsresonanzen können auch mit →. Hohlleitern erzeugt werden. Bei diesen *Hohlraumresonatoren* spielen jedoch nur die beiderseits kurzgeschlossenen Hohlleiter eine Rolle. Aus einem Rechteckhohlleiter entsteht damit ein Quader mit den Kantenlängen a, b und c. Wenn die Resonatorlänge c ein Vielfaches der halben Hohlleiterwellenlänge $\lambda_H/2$ ist, so liegt ein schwingungsfähiges Gebilde vor. Analog zur Bezeichnung der Wellentypen im Hohlleiter wird noch ein dritter Index p zur Charakterisierung der magnetischen H_{mnp}-Resonanz und der elektrischen E_{mnp}-Resonanz verwendet. Für die Resonatorwellenlänge λ_R im Rechteckhohlraumresonator gilt

$$\lambda_R = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2}}.$$

Außer den rechteckigen Hohlraumresonatoren werden sehr häufig auch zylindrische Hohlraumresonatoren eingesetzt. Die Länge ist auch hier ein Vielfaches der halben Hohlraumresonator-Wellenlänge. Die Bezeichnungsweise ist analog zu derjenigen der rechteckigen Hohlraumresonatoren.

Die Abstimmung von Hohlraumresonatoren geschieht mittels Kurzschlußschiebern oder dielektrischen Stiften. Die Ankopplung erfolgt kapazitiv oder induktiv sowie durch Schlitze und Löcher und durch Leitungskopplung. Verwendet werden Hohlraumresonatoren meist im Frequenzbereich oberhalb 3 GHz.

Sowohl mit Leitungs- als auch mit Hohlraumresonatoren erreicht man sehr hohe Güten (>10000). Hergestellt werden beide meist aus versilbertem Kupfer oder Messing mit möglichst geringer Oberflächenrauhigkeit.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Restdampfdruck, der Druck aller kondensierbaren Bestandteile innerhalb eines auf den Enddruck (→ Vakuumpumpen) evakuierten Behälters.

Restgasdruck, der Druck aller nicht kondensierbaren Bestandteile innerhalb eines auf den

Enddruck (→ Vakuumpumpen) evakuierten Behälters.

Restglied, → Taylorsche Formel.

Restitutionskoeffizient, → Stoß.

Restlinien, → Spektralanalyse 1).

Restmagnetisierung, svw. Remanenz.

Restspannungen, svw. Eigenspannungen.

Reststrahlbande, an vielen Festkörpern zu beobachtende starke selektive Reflexion im infraroten Spektralbereich, bei der das Reflexionsvermögen über einen engen Wellenlängenbereich von 5% und weniger auf über 90% anwächst (Abb.). Das Auftreten der R. läßt sich einfach am → Oszillatormodell für die Dielektrizitätskonstante mit einer Resonanzstelle bei ω_{t_0}, der Frequenz der transversal-optischen Gitterschwingung beim Wellenvektor $\vec{q} \to 0$, verstehen. Bei dieser Fundamentalschwingung, bei der in einem Ionenkristall die Ionen der einen Sorte als Ganzes gegen die Ionen der anderen Sorte schwingen, entsteht ein besonders großes elektrisches Dipolmoment, dessen Dielektrizitätskonstante ε als Funktion der Lichtfrequenz ω geschrieben werden kann als: $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\frac{\omega_{t_0}^2}{\omega_{t_0}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$. Dabei ist ε_s die statische, ε_∞ die optische Dielektrizitätskonstante, γ ist die Dämpfungskonstante. Im Frequenzbereich zwischen $\omega = \omega_{t_0}$ und $\omega = \sqrt{\varepsilon_s/\varepsilon_\infty}\,\omega_{t_0}$ ist bei Vernachlässigung der Dämpfung $\varepsilon(\omega)$ negativ. Elektromagnetische Wellen dieses Frequenzbereiches können sich in dem Material nicht ausbreiten und werden total reflektiert.

Die obere Frequenz des Bereiches der R. $\omega_{t_0}\sqrt{\varepsilon_s/\varepsilon_\infty}$ ist nach der Lyddane-Sachs-Teller-Relation gleich ω_{l_0}, der Frequenz der longitudinal-optischen Gitterschwingung beim Wellenvektor $\vec{q} \to 0$.

Die R.n der verschiedenen Materialien werden ausgenutzt, um aus einem Strahlengemisch bestimmte Wellenlängenbereiche infraroter Strahlung auszusondern. Nach mehrmaliger Reflexion verbleibt praktisch nur Strahlung aus dem Bereich der R. Von dieser Beobachtung leitet sich die Bezeichnung R. her.

Lit. → Gitterabsorption.

Restwiderstand, der bei Extrapolation auf $T = 0$ K noch vorhandene elektrische Widerstand einer Probe. Der R. entsteht durch die Streuung der Leitungselektronen an allen Abweichungen vom idealen Gitter (elektrischer → Widerstand). Er ist deshalb das geeignetste Kriterium zur summarischen Charakterisierung von Reinheit und kristallinem Zustand eines Materials.

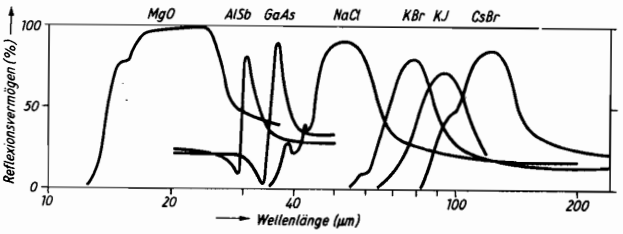
Gewöhnlich wird als R. der elektrische Widerstand einer Probe bei $T = 4{,}2$ K angegeben. Für reinste Einkristalle muß jedoch neben der Extrapolation auf $T = 0$ K auch auf unendlichen Probendurchmesser extrapoliert werden (→ Size-Effekte), wenn der R. ein Maß für die Materialqualität sein soll (→ Restwiderstandsverhältnis).

Restwiderstandsbestimmungen an definiert gestörtem Material gestatten die Bestimmung des Widerstandsbeitrages, z. B. von chemischen Beimengungen, Versetzungen, Punktdefekten. Umgekehrt ist die Restwiderstandsbestimmung bei Kenntnis dieser Widerstandsbeiträge eine geeignete und sehr empfindliche Analysenmethode, falls jeweils nur eine Art von Gitterstörungen vorliegt.

Restwiderstandsverhältnis, Quotient r_0 aus Restwiderstand $R(T \to 0,\ d \to \infty)$ bzw. dem spezifischen Restwiderstand $\varrho(T \to 0,\ d \to \infty)$ einer Probe und ihrem elektrischen Widerstand R (bzw. ϱ) bei einer Bezugstemperatur T_0 (→ Widerstandsverhältnis):

$$r_0 = \frac{R(T \to 0,\ d \to \infty)}{R(T_0)} = \frac{\varrho(T \to 0,\ d \to \infty)}{\varrho(T_0)}.$$

Hierbei ist d der Probendurchmesser. Die Angabe des R.ses hat sich zur Charakterisie-



Reststrahlbanden einiger Alkalihalogenide und Verbindungshalbleiter

rung des Reinheitsgrades von Metallproben eingebürgert. Für reine Einkristalle können extrem kleine R.se erreicht werden; für Molybdänkristalle erhielt man z. B. schon Werte von $r_0 = 1 \cdot 10^{-6}$ bzw. $1/r_0 = 1000000$ bei $T_0 = 293$ K.

Retardation, Vorgang der allmählichen Deformationszu- bzw. -abnahme, → Kelvin-Körper, → Elastizitätsverzögerung.

Retardationszeit, das Verhältnis der in einem Kelvin-Körper auftretenden Stoffparameter, und zwar der Zähigkeitsgröße zur Elastizitätsgröße. Die R. kann als ein Maß für die in einem Körper auftretende Elastizitätsverzögerung angesehen werden.

retardierte Lösung einer Wellengleichung, → retardierte Potentiale, → Greensche Funktion.

retardierte Potentiale, Lösungen der inhomogenen Wellengleichung

$$\Box\varphi = -4\pi\varrho, \tag{1}$$

die zur Zeit t im Punkt $\vec{r}$ nur vom Zustand der Quelle ϱ in den Punkten $\vec{r}'$ zu retardierten Zeiten

$$\tau = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c} \tag{2}$$

abhängen. Diese Zeiten liegen relativ zur Zeit t in der Vergangenheit. Eine von $\vec{r}'$ auslaufende Welle braucht gerade die Zeit $t - \tau$, um von $\vec{r}'$ nach $\vec{r}$ zu gelangen. Die retardierten Potentiale entsprechen deshalb auslaufenden Wellenlösungen der Gleichung (1). Sie haben die Form:

$$\varphi_{ret}(\vec{r}, t) = \int \frac{\varrho(\vec{r}', \tau)}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\,d^3\vec{r}' \quad (\to \text{Potential}). \tag{3}$$

retardiertes Produkt, → axiomatische Quantentheorie.

Retardierung, → Potential.

Retigraph-Verfahren, → Bewegt-Film-Methoden.

Retina, → Auge.

Reuschsche Glimmerkombination, → Drehvermögen.

reversible Prozesse, Zustandsänderungen in thermodynamischen Systemen, die zeitlich umkehrbar sind, d. h. die ohne gleichzeitige Zustandsänderungen in der Umgebung des Systems rückgängig gemacht werden können. R. P. verlaufen über eine kontinuierliche Reihe von Gleichgewichtszuständen, der Vorgang stellt einen Grenzfall durchführbarer Prozeßführung dar, denn er verläuft unendlich langsam, d. h. fast statisch. Man nennt die r.n P. daher auch *quasistatische Prozesse*. Reversible Prozeßführung ermöglicht maximale Arbeitsleistung oder — in der Gegenrichtung — minimalen Arbeitsaufwand. Gegensatz: → irreversible Prozesse.

Reversionspendel, → Pendel.

Reynolds-Gleichungen, → Turbulenz.

Reynoldsscher Körper, eine Flüssigkeit oder ein Festkörper, dem die Erscheinung der Dilatation zugrunde liegt. Eine kubische Dilatation kann auch bei Fehlen einer hydrostatischen Zugbeanspruchung durch eine einfache Schubspannung verursacht werden. Ein hydrostatischer Druck kann auch einfachen Schub bewirken.

Reynolds-Spannungen, → Turbulenz.

Reynoldszahl, Re, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Trägheitskraft zu Zähigkeitskraft in Strömungen: $\mathrm{Re} = c \cdot l/\nu$; dabei ist c die Strömungsgeschwindigkeit, l die charakteristische Länge, ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Die R. ist die wichtigste Ähnlichkeitskennzahl für reibungsbehaftete Strömungsvorgänge. Als kritische $\mathrm{Re_{kr}}$ bezeichnet man diejenige R., bei der der Umschlag laminar — turbulent erfolgt.

reziproker Raum, ein dem physikalischen dreidimensionalen Raum dual zugeordneter Beschreibungsraum, in welchem Ortsvektoren die Dimension reziproker Längen haben. Von besonderer Bedeutung ist der reziproke R. für die Beschreibung von Beugungsvorgängen (Fraunhofer-Beugung, → Beugung 1). Die einfallende und die gebeugte ebene Welle werden dabei durch Vektoren dargestellt, deren Richtung die Ausbreitungsrichtung der Welle ist und deren Betrag der Wellenlänge reziprok ist ($1/2\pi$-facher Wellenvektor). Bei Vernachlässigung von Mehrfachstreuung und Schwächung der einfallendenWelle durch die Streuung selbst und durch Absorption läßt sich nämlich die Amplitude der Streuwelle als proportional der Fourier-Transformierten $F(\vec{R}^*)$ der räumlichen Verteilung $\varrho(\vec{r})$ des Streuvermögens ausdrücken: $F(\vec{R}^*) = \iiint \varrho(\vec{r})\, e^{2\pi i \vec{r}\vec{R}^*}\, d\tau$, wobei sich $\vec{R}^*$ als Ortsvektor im reziproken R. auffassen läßt.

Handelt es sich um Beugung an einer periodischen Verteilung $\varrho(\vec{r}) = \varrho(\vec{r} + m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c})$, wobei m, n, p ganze Zahlen bedeuten, so wählt man das Tripel der Basisvektoren $\vec{a}^*$, $\vec{b}^*$, $\vec{c}^*$ des reziproken R.es zweckmäßig reziprok dem Tripel von Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$, d. h. so, daß $(\vec{a}\vec{a}^*) = (\vec{b}\vec{b}^*) = (\vec{c}\vec{c}^*) = 1$ und $(\vec{a}\vec{b}^*) = (\vec{b}\vec{c}^*) = (\vec{c}\vec{a}^*) = (\vec{b}\vec{a}^*) = (\vec{a}\vec{c}^*) = 0$ ist (→ reziprokes Gitter). Die Fourier-Transformierte an Stellen $\vec{R}^*$ des reziproken R.es, die auf einer den Ursprung enthaltenden Ebene liegen, hängt nur von der Projektion der Verteilung $\varrho(\vec{r})$ in Richtung der Normalen auf diese Ebene ab. Die Verteilung von $F(\vec{R}^*)$ auf einer Geraden des reziproken R.es durch den Ursprung hängt von der Normalprojektion von $\varrho(\vec{r})$ auf diese Gerade ab.

reziprokes Gitter, ein einer dreidimensional periodischen Anordnung entsprechendes Punktgitter im reziproken Raum. Die Punkte dieses Gitters, die *reziproken Gitterpunkte*, haben, bezogen auf die Basisvektoren $\vec{a}^*$, $\vec{b}^*$, $\vec{c}^*$, ganzzahlige Komponenten h, k, l (Laue- oder Braggsche Indizes). Dabei ist $\vec{a}^*$, $\vec{b}^*$, $\vec{c}^*$ ein Tripel von Vektoren, das dem Tripel von Basisvektoren $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ der periodischen Anordnung reziprok ist (→ reziproker Raum). Den reziproken Gitterpunkten lassen sich als Gewichte die Strukturfaktoren, d. h. die Fourier-Koeffizienten der periodischen Anordnung oder deren Betragsquadrate zuordnen (→ Kristallstrukturanalyse). Spannt das Tripel $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ eine mehrfach primitive Elementarzelle auf, so erhält nur ein Teil der reziproken Gitterpunkte von Null verschiedene Gewichte. Bezieht man nämlich die periodische Verteilung auf Basisvektoren $\vec{a}'$, $\vec{b}'$, $\vec{c}'$, die eine primitive Zelle aufspannen, so enthält das entsprechende reziproke G. mit dem zu $\vec{a}'$, $\vec{b}'$, $\vec{c}'$ reziproken Tripel $\vec{a}'^*$, $\vec{b}'^*$, $\vec{c}'^*$ nur einen Teil der ursprünglichen reziproken Gitterpunkte. Alle anderen haben das Gewicht Null (→ Auslöschungsregeln).

Reziprozität optischer Bilder, → Abbildung.

Reziprozitätsbeziehungen, → Thermodynamik 5).

Reziprozitätsgesetz, 1) für optische Bilder: besagt, daß Gegenstand und Bild vertauschbar sind (Umkehrbarkeit der Lichtwege).

2) für elektromagnetische Wellen: Verallgemeinerung des von Helmholtz ausgesprochenen R.es für Lichtstrahlen. Es besagt: Wenn eine Antenne A im Orte x sendet und ihre Strahlung von einer beliebigen Antenne B am Orte y empfangen wird, und wenn andererseits B mit der gleichen Energie und Frequenz am Orte y sendet und ihre Strahlung von A empfangen wird, so sind die empfangenen, auf die Antenne wirkenden elektrischen und magnetischen Feldstärken die gleichen wie vorher die in B erzeugten. Das Zwischenmedium kann Wasser oder Land oder auch eine irgendwie inhomogene Atmosphäre sein. Außerdem ist die Form der Antennen beliebig. Gefordert wird jedoch, daß Dielektrizitätskonstante, Permeabilität und Leitfähigkeit des Zwischenmediums zeitlich konstant sind, d. h., sie dürfen keinesfalls von den Feldstärken abhängen. Das R. gilt also z. B. nicht in ferromagnetischen Stoffen, bei Elektronenströmungen im Hochvakuum und bei bestimmten Gasentladungen. Es gilt aber z. B. im E-Gebiet der Ionosphäre (Heaviside-Schicht), wo ein bestimmter Leitwert in ionisierten Raumteilen definiert werden kann. Das R. sagt beispielsweise aus, daß Sende- und Empfangsdiagramm einer Antenne gleich sind und daß für den Sende- und Empfangsfall einer Antenne die Antennenwiderstände und wirksamen Längen gleich sind.

3) der Beugung: besagt, daß eine Vergrößerung der Abmessungen eines beugenden Objekts in einer Richtung auf das m-fache eine Verkleinerung der Abmessungen des Beugungsbildes in

der gleichen Richtung auf den m-ten Teil zur Folge hat, und umgekehrt.

4) von Bunsen und Roscoe: besagt, daß die Umsetzung bei einer unter Lichteinwirkung ablaufenden chemischen Reaktion (photographischer Primärprozeß) nur von dem Produkt aus Lichtintensität I und Belichtungszeit t, aber nicht von diesen Größen einzeln, abhängig ist. Hiernach ist die für gleiche primäre photochemische Wirkung (Absorption eines Lichtquants) erforderliche Belichtungszeit dem *reziproken* Wert der Intensität proportional. Infolge rückläufiger Prozesse muß für sehr kleine und sehr große Intensitäten zwecks gleicher photographischer Schwärzung länger belichtet werden als dem R. entspricht. In diesem Falle ist die photographische Schwärzung nicht mehr eine Funktion von $I \cdot t$, sondern nach Schwarzschild eine Funktion von $I \cdot t^p$ (*Schwarzschild-Effekt*) mit dem Schwarzschild-Exponent p, der für geringe Belichtungsintensitäten bzw. große Belichtungszeiten < 1 (z. B. $p = 0{,}8$), für große Belichtungsintensitäten und damit zugleich für sehr kleine Belichtungszeiten > 1 ist.

5) der Elektrostatik: besagt, daß für n durch die Ladungen Q_i mit $i = 1, 2, \ldots, n$ auf die Potentiale Φ_i bzw. durch die Ladungen Q_i' auf die Potentiale Φ_i' gebrachte Leiter

$$\sum_{i=1}^{n} Q_i \Phi_i' = \sum_{i=1}^{n} Q_i' \Phi_i$$

gilt. Daraus folgt z. B., daß die Teilkapazitätskoeffizienten (→ Kapazität 3) eine symmetrische Matrix ergeben.

6) → Onsagersche Reziprozitätsbeziehungen.

Reziprozitätssatz der Elastizitätstheorie, besagt, daß die von einem Kräftegleichgewichtssystem 1 bei Übergang zu einem neuen Gleichgewicht unter dem Einfluß eines zweiten Gleichgewichtssystems 2 verrichtete Arbeit genau so groß ist, wie die von dem System 2 bei Vertauschung der Reihenfolge des Einwirkens von 1 und 2 verrichtete Arbeit.

***R*-Faktor, 1)** wichtige Kenngröße für Tiefziehbleche, die die Anisotropie der Werkstoffeigenschaften senkrecht zur Blechebene kennzeichnet. Der R-F. ist nach Lankford, Snyder, Bauscher das Verhältnis der an einem Zugstab gemessenen logarithmischen Breitenformänderung φ_b zur logarithmischen Dickenformänderung φ_d: $R = \varphi_b/\varphi_d$.

Wenn bei Blechen eine Textur vorliegt, sind die Formänderungen in den Richtungen der Querschnittsebene nicht mehr gleich. Bei Flachproben, wie sie zur Bestimmung des R-F.s dienen, führt dies zu Unterschieden zwischen der Breitenrichtung y und der Dickenrichtung z. Hosford und Backofen führten ebenfalls einen Parameter

$$r = \frac{d\varepsilon_{yy}}{d\varepsilon_{yy} + d\varepsilon_{zz}} = \frac{R}{R+1}$$ ein, der diesen Unterschied berücksichtigt.

Werden an Proben, die unter den Winkeln 0°, 45° und 90° zur Walzrichtung einem Blech entnommen wurden, gleiche R-F.en, die nicht 1 sind, festgestellt, so liegt eine *Normalanisotropie* des Bleches vor: $R_0 = R_{45} = R_{90}$. Bei $R = 1$ handelt es sich um ein isotropes Blech.

2) ***Zuverlässigkeitsfaktor, Diskrepanzfaktor,*** **Maß für die Richtigkeit und Genauigkeit der** durch Kristallstrukturanalyse ermittelten oder angenommenen Kristallstruktur. Er ist definiert als $R = \frac{\sum \| F(hkl)_{beob} | - | F(hkl)_{ber} \|}{\sum | F(hkl)_{beob} |}$. Es bedeuten $|F(hkl)_{beob}|$ die aus den gemessenen Intensitäten ermittelten und $|F(hkl)_{ber}|$ die aus den Atomlagen und den Temperaturfaktoren der Atome berechneten Beträge der Strukturfaktoren $F(hkl)$. Die Summen sind über alle beobachteten Reflexe zu erstrecken. Allerdings wird R mit wachsender Anzahl der berücksichtigten $F(hkl)$-Werte größer, d. h. schlechter, obwohl die Struktur verläßlicher wird. Bei hinreichender Überbestimmung, d. h., wenn sich die Anzahl der berücksichtigten Reflexe zu der Anzahl der Atome in der asymmetrischen Einheit mindestens wie 300 zu 1 verhält, ist ein R-F. von 0,15 als gut, von 0,08 als sehr gut zu bezeichnen.

RHEED, Abk. von *R*eflected *H*igh *E*nergy *E*lectron *D*iffraction, *HEED*, wie LEED eine moderne Methode zur Untersuchung von Festkörperoberflächen. Es wird mit hochenergetischen Elektronen von etwa 40 keV gearbeitet, die wegen der kleinen Beugungswinkel streifend auf die Oberfläche fallen, wodurch gleichzeitig gewährleistet ist, daß die auftreffenden Elektronen vorwiegend mit den obersten Atomlagen der Festkörperoberfläche in Wechselwirkung treten. In der Regel wird R. dann angewendet, wenn relativ starke Adsorptionsschichten oder z. B. Oxidschichten an Metalloberflächen untersucht werden sollen. R.-Systeme werden als separate Instrumente gebaut, oder sie sind mit LEED-Systemen und Auger-Systemen kombiniert.

Rhenium, Re, chemisches Element der Ordnungszahl 75. Von den natürlichen Isotopen der Massezahlen 185 und 187 ist das letztere ein β-Strahler mit einer Halbwertszeit von 10^{11} Jahren und einer Energie der β-Teilchen kleiner als 8 keV. Bekannt sind künstliche Isotope mit den Massezahlen zwischen 177 und 191.

Rheodynamik, → Rheologie.

rheolineares System, → physikalische Systeme.

Rheologie, Lehre von den Fließerscheinungen, von den Gesetzmäßigkeiten des Fließens von Flüssigkeiten, kolloidalen Systemen und Festkörpern unter der Wirkung äußerer Kräfte sowie von der Abhängigkeit dieser Gesetzmäßigkeiten von der physikalischen und chemischen Struktur der fließenden Stoffe. Das Gebiet der R. wird heute im wesentlichen in drei Bereiche eingeteilt: 1) den physikalisch-chemischen Forschungsbereich, 2) den mathematischen Forschungsbereich auf dem Gebiete der Kontinuumsmechanik mit dem Hauptaugenmerk auf nichtlineare Kontinuumsmechanik, 3) den technischen Forschungsbereich. Die ersten beiden Bereiche haben das Ziel, Gesetzmäßigkeiten aufzustellen zwischen dem Fließen der Materie (fest, flüssig, kolloidal) und den einwirkenden Kräften. Derartige Gesetzmäßigkeiten werden als Zustandsgleichungen, Stoffgleichungen, Materialgleichungen (engl. constitutive equations) bezeichnet. Im Rahmen der chemisch-physikalischen Untersuchungen geht man von der Struktur des Stoffes aus und versucht die Zustandsgleichung aus seiner

Mikrostruktur aufzubauen (*Mikrorheologie*). Wegen der dabei verwendeten statistischen Methoden wird diese Theorie auch *statistische R.* genannt. Im zweiten Bereich der R. wird der Stoff als ein Kontinuum aufgefaßt. Die Aufstellung der Stoffgleichung erfolgt aus phänomenologischer Sicht unter Zugrundelegung mathematischer Modelle und allgemeiner Prinzipien (z. B. Invarianzprinzipien). Da die Deformationsvorgänge am gesamten Kontinuum betrachtet werden, spricht man auch von der *Makrorheologie*. Im technischen Bereich der R. können die Randwertprobleme zusammengefaßt werden. Hierbei geht es um die Kopplung der Zustandsgleichungen mit den Erhaltungssätzen der Mechanik. Dabei lassen sich zwei Richtungen, die Rheometrie und die Rheodynamik, unterscheiden. In der *Rheometrie* werden die Randbedingungen so gewählt, daß die unbekannten Stoffeigenschaften weitgehend ermittelt werden können. Es soll aber auch hier die Bestätigung der Randwertprobleme durch das Experiment mit allen zur Verfügung stehenden Meßmethoden verstanden werden. In der *Rheodynamik* (*angewandte Rheologie*) gibt man die Stoffeigenschaften vor und befaßt sich mit den Fließfeldern, die nunmehr als Folge der gewählten Randbedingungen auftreten. Der Teil der Rheodynamik ohne die von den Massenträgheitseffekten handelnde Kinetik heißt *Rheostatik*. Vom Standpunkt der theoretischen R. her gesehen bilden der flüssige und feste Zustand nur Grenzfälle. Gase werden als rheologische Flüssigkeiten angesehen.

Unter *experimenteller R.* versteht man die quantitative Erfassung der Stoffeigenschaften mit Hilfe geeigneter Meßverfahren, um den verfahrenstechnischen Anwendungen die erforderlichen Grundlagen geben zu können.

Axiome der R. *Erstes Axiom*: Unter isotropem Druck verhalten sich alle nichtporösen Materialien in der gleichen Weise, sie sind rein und einfach elastisch. *Zweites Axiom*: Jedes Material besitzt, wenn auch in unterschiedlichem Maße, alle rheologischen Eigenschaften. *Drittes Axiom*: Die rheologische Zustandsgleichung eines Materials kann aus der Zustandsgleichung eines komplizierteren Materials dadurch hergeleitet werden, daß man den einen oder den anderen rheologischen Parameter in der Gleichung Null setzt.

rheologische Zustandsgleichung, stellt konstitutive Beziehungen zwischen den dynamischen und kinematischen Größen her. Im einzelnen wird der Zusammenhang zwischen dem symmetrischen Spannungstensor und den räumlichen und zeitlichen Ableitungen des Bewegungsfeldes gesucht.

Rheometer, Meßgeräte, in denen die rheologischen Eigenschaften quantitativ bestimmt werden. Je nach der dabei auftretenden Verformungsart werden Geräte mit homogener (auf dem Dehnungsprinzip aufbauende Meßgeräte), laminarer (Rohr- und Rotationsviskosimeter) und zusammengesetzter (z. B. Kugelfallviskosimeter) Verformung unterschieden.

Rheometrie, → Rheologie.

rheonome Bindung, → Bindung.

rheonomes System, → physikalische Systeme, → mechanisches System.

Rheopexie, Fließverfestigung, die Erscheinung der Zunahme der Scherviskosität bei zunehmender Beanspruchung. R. wird im Bereich mittlerer Schergeschwindigkeiten an Stoffen beobachtet, die Makromoleküle in großer Konzentration enthalten. So erstarren Sole oder Suspensionen durch mechanische Bewegung, z. B. durch Klopfen, schneller zu festen Gelen oder Massen.

Rheostat, svw. Meßwiderstand.

Rheostatik, → Rheologie.

rhombisch, svw. orthorhombisch.

rhomboedrisch, → trigonal.

Rhomboidprisma, → Reflexionsprisma.

Rho-Mesonen, ϱ-Mesonen, → Elementarteilchen.

Ri, → Richardsonzahl.

Ricci-Tensor, → Krümmungstensor.

Richardson-Dushmannsches Gesetz, → Richardsonsches Gesetz.

Richardson-Gleichung, svw. Richardsonsches Gesetz.

Richardsonsches Gesetz, *Richardson-Gleichung*, 1) zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der in den Außenraum tretenden Stromdichte j, die bei der thermischen → Elektronenemission aus Metalloberflächen auftritt. Das Richardsonsche G. wurde auf der Grundlage der klassischen Elektronentheorie der Metalle, die eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Leitungselektronen im Metall voraussetzt, hergeleitet. Unter dieser Voraussetzung sieht das Richardsonsche G. folgendermaßen aus: $j = C \cdot T^{1/2} \cdot \exp(-A/kT)$. Dabei bedeuten T die Metalltemperatur, k die Boltzmannsche Konstante, A die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Metall und $C = n \cdot e \cdot (k/2\pi m)^{1/2}$. e ist die Ladung und m die Masse des Elektrons, n die Elektronenkonzentration im Metall. Dieses Gesetz gibt die Temperaturabhängigkeit von j nicht genau wieder. Ausgehend von der Quantentheorie für Leitungselektronen in Metallen erhält das Richardsonsche G. als *Richardson-Dushmannsches Gesetz* eine etwas andere Form: $j = B \cdot T^2 \cdot \exp(-A/kT)$. Hierbei ist $B = 2\pi m \cdot e \cdot k^2/h^3 = 60{,}2\ \mathrm{A/cm^2 \cdot K^2}$ eine Konstante, ihre realen Werte weichen aber für die verschiedenen Emissionsmaterialien teilweise stark davon ab. Dabei ist h die Plancksche Konstante. Die Temperaturabhängigkeit dieser Beziehung wird durch das Experiment bestätigt.

Die Emissionsstromdichte j für Eigenhalbleiter und Überschußhalbleiter ist auch wie die eines Metalls durch das Richardson-Dushmannsche Gesetz darstellbar, die effektive Austrittsarbeit ist jedoch $A + U$, wobei U für Eigenhalbleiter $\Delta E/2$ beträgt. ΔE ist der Bandabstand. Für Überschußhalbleiter ist ΔE der energetische Abstand von der unteren Leitungsbandkante bis zur Fermi-Oberfläche.

2) zur Beschreibung der Teilchenemission aus einem hochangeregten Compoundkern (Kernverdampfung) in Analogie zur Glühemission von Elektronen aus einer Katode benutzte Gleichung, wobei angenommen wird, daß die Verdampfung aus einem Potentialtopf ohne Coulomb-Wall erfolgt. Man erhält die

Zerfallskonstante λ der verdampfenden Neutronen für $E_A \gg E_B$ zu

$\lambda = (8\pi^2 r^2 m_n/h^3)\,(kT)^2 \exp(-E_B/kT)$,

wobei E_A die Anregungsenergie des Compoundkerns, E_B die Bindungsenergie des Neutrons der Masse m_n und r der Kernradius ist. Die Kerntemperatur T erhält man dabei aus der Anregungsenergie

$E_A \approx 0{,}64 A^{2/3}(Z^{1/3} + N^{1/3})\,(kT)^2$.

Darin bedeutet A die Massezahl des Kerns, Z die Protonenanzahl und N die Neutronenanzahl.

Richardsonzahl, Ri, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Schwerkraft zu Trägheitskraft bzw. von Hubarbeit zu aufzunehmender kinetischer Energie: $\mathrm{Ri} = -g\,\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}y}\Big/\varrho\left(\frac{\mathrm{d}c}{\mathrm{d}y}\right)^2$; dabei bedeuten g die Erdbeschleunigung, ϱ die Dichte, c die Strömungsgeschwindigkeit und y die vertikal nach oben gerichtete Koordinate. Die R. ist von Bedeutung für die Stabilität von Schichtenströmungen mit Dichteunterschieden in vertikaler Richtung (→ Umschlag).

Richtcharakteristik, 1) Akustik: Bei akustischen Strahlern, wie Lautsprechern oder Schwingquarzen, unterscheidet man in gleicher Weise wie im Fall elektrischer Strahler zwischen Nah- und Fernfeld. Letzteres ergibt nach Abspaltung entfernungsabhängiger Anteile die R. akustischer Strahler, die bei → Kugelstrahlern nullter Ordnung beispielsweise kugelförmig ist; in alle Raumrichtungen werden gleiche Schallanteile abgestrahlt. Strahler höherer Ordnung weisen anisotrope Abstrahlungseigenschaften auf und haben eine keulenförmige R.; die Bündelung ist umso exakter, je ausgedehnter die Strahlerfläche gegenüber der Wellenlänge ist. Besondere Bedeutung hat eine derart exponierte R. bei Mikrophonen, die nur aus bestimmten Raumrichtungen Schallsignale aufnehmen sollen, aber auch bei Ultraschallsendern, die bei der → Ultraschallortung verwendet werden.

2) Hochfrequenztechnik: → Antenne.

Richtdiode, → Halbleiterdiode.

Richter-Magnitude, → Magnitude.

Richtfaktor, → Antenne.

Richtgröße, *Federkonstante, Direktionskraft, Richtkraft, Rückstellkraft,* die im Hookeschen Gesetz $F = -Dx$ auftretende Konstante D, wobei $|x|$ die Auslenkung aus der Ruhelage und F die dieser Auslenkung entgegenwirkende rücktreibende Kraft ist. Dies gilt z. B. für kleine Auslenkungen eines Körpers an einer elastischen Feder infolge der Schwere, wobei F das Gewicht G des Körpers kompensiert (Abb.). Die R. D hängt vom Elastizitätsmodul E des Federmaterials ab.

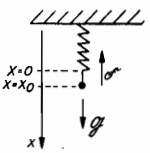
Richtkoppler, *Richtungskoppler,* ein Leitungs- oder Hohlleiterbauelement, das aus einer Leitung richtungsabhängig einen Teil der dort fließenden Energie in eine Nebenleitung koppelt. Ein R. kann als verlustfreier Achtpol aufgefaßt werden, dessen vier Klemmenpaare im Uhrzeigersinn von 1 bis 4 durchnumeriert seien, so daß die Klemmenpaare 1 und 2 ebenso wie die Klemmenpaare 4 und 3 einander geradlinig gegenüberliegen. Eine am Klemmenpaar 1 eintretende Wirkleistung P_1 wird in die Teilleistungen P_2' und P_4' aufgespalten und den entsprechenden Verbrauchern an den Klemmen 2 und 3 zugeführt. Am übrigbleibenden, freien, vierten Klemmenpaar 4 tritt infolge der Richtkoppelwirkung keine Leistung auf. Analog dazu verhält sich ein R., wenn man in das Klemmenpaar 2 eine Wirkleistung einspeist. Diese wird ebenfalls aufgespalten und den Verbrauchern an den Klemmen 1 und 3 zugeführt, während am übrigbleibenden, freien Klemmenpaar 4 keine Leistung erscheint usw. Bei dieser Art von R.n sind die Klemmen 1 und 2 bzw. 4 und 3 durch eine durchgehende Leitung bzw. einen durchgehenden Hohlleiter verbunden. Diese beiden Leiter sind zur Erreichung der Richtkopplereigenschaften auf eine bestimmte Weise gekoppelt. Bei Leitungsrichtkopplern kommt als wichtigste Form die parallellaufende elektromagnetisch gekoppelte Leitung in Frage, die sich durch Frequenzunabhängigkeit der Richteigenschaft auszeichnet. Außerdem können mit ihr sehr kleine Koppeldämpfungen realisiert werden. Ein weiterer wichtiger R. zur Kopplung zweier koaxialer Leitungen oder zweier Hohlleiter ist der Bethe-Loch-Koppler. Bei ihm sind die Leiter unter einem bestimmten Winkel (z. B. 60°) gekreuzt und an der Kreuzungsstelle durch ein Loch miteinander verbunden.

Sehr schmalbandige R. erhält man durch Anbringen von zwei Koppellöchern im Abstand $\lambda/4$. Größere Bandbreiten lassen sich durch Anbringen mehrerer Koppelelemente im Abstand von $\lambda/4$ erzielen. Bei Hohlleitern werden häufig auch Schlitz- bzw. Langschlitzkoppler verwendet.

Als *Koppeldämpfung* ist die Größe $a_K = 10 \log \frac{P_1}{P_4'} = 10 \log \frac{P_2}{P_3'}$ [dB] definiert.

Bei technischen R.n für Leitungen variiert die Koppeldämpfung zwischen 0,5 und 40 dB. Für Hohlleiter ist die kleinste erreichbare Koppeldämpfung 3 dB.

Da nur beim idealen R. ein Klemmenpaar leistungslos bleibt, beim realen R. dagegen stets, wenn man z. B. am Klemmenpaar 1 einspeist, am diagonal gegenüberliegendem Klemmenpaar 3 eine allerdings kleine Leistung P_3'' (Eckleistung) erscheint, hat man die *Richtdämpfung* als zweite Größe zur Charakterisierung eines R.s eingeführt. Als Richtdämpfung wird die Größe $a_R = 10 \log \frac{P_4'}{P_3''}$ [dB] bezeichnet. Sie ist ein Maß für das Verhältnis der in der Nebenleitung in entgegengesetzter Richtung fließenden Leistung.

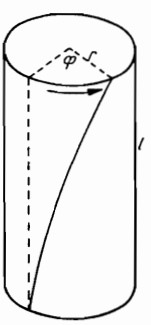


Richtgröße

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Richtkraft, svw. Richtgröße.

Richtmoment, *Winkelrichtgröße, Direktionsmoment,* die in dem für tordierte, d. s. verdrillte, Stäbe oder Drähte gültigen Gesetz $T = -D'\varphi$ auftretende Konstante D', wobei φ der Torsionswinkel in Bogenmaß und T der Betrag des rücktreibenden Drehmomentes ist. Für einen Draht vom Radius r und der Länge l ergibt sich bei kleinen relativen Verdrillungen φ/l das R. zu $D' = \pi r^4 G/2l$, wobei G der Torsionsmodul des Materials ist.



Richtmoment

Richtstrahler, → Antenne.

Richtungsableitung, → Skalarfeld.

Richtungsäquivalent, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Richtungsgabel, → nichtreziproke Bauelemente.

Richtungskoppler, svw. Richtkoppler.

Richtungskorrelation, svw. Winkelkorrelation.

Richtungsleitung, → nichtreziproke Bauelemente.

Richtungsordnung, *Orientierungsüberstruktur*, in magnetisch geordneten Legierungen auftretende Form der atomaren Ordnung. Die Bindungsenergien zwischen gleichen und ungleichen Atomen hängen unterschiedlich vom Winkel zwischen der spontanen Magnetisierung und der Bindungsrichtung ab. Bei ausreichender Diffusionsmöglichkeit ordnen sich deshalb vorwiegend Paare bestimmter Nachbaratome mit ihren Bindungsachsen in Richtung der spontanen Magnetisierung an. Diese magnetisch induzierte Nahordnung wird bei der Abkühlung eingefroren; es entsteht eine einachsige magnetische Anisotropie mit der Energie $W_M = -K_n \cdot \sin^2 \gamma$. Hierbei bedeuten K_n eine Konstante, die die Stärke der einachsigen Anisotropie charakterisiert, und γ den Winkel zwischen der spontanen Magnetisierung während des Glühens und der Meßfeldrichtung. Wird die spontane Magnetisierung während der Glühung durch ein äußeres Feld ausgerichtet, so entsteht eine einheitliche Vorzugsrichtung (magnetfeldinduzierte Anisotropie); die Hystereseschleife wird rechteckig (→ Rechteckschleife). Ohne äußeres Feld bildet sich die R. nur innerhalb der einzelnen Weißschen Bezirke. Die Bloch-Wände werden in ihren Lagen stabilisiert und die Hystereseschleife wird eingeschnürt (*Perminvar-Effekt*).

Richtungsphasenschieber, → nichtreziproke Bauelemente.

Richtungsquantelung, die Tatsache, daß nach den Gesetzen der Quantenmechanik die Komponente eines beliebigen Drehimpulses in bezug auf eine gegebene, häufig durch ein elektrisches oder magnetisches Feld ausgezeichnete Raumrichtung nicht beliebige, sondern nur die Werte $m\hbar$ annehmen kann. Dabei ist $\hbar$ die Plancksche Konstante und m eine ganze, bei den Spins von Fermionen auch halbganze Zahl. Das Quadrat des betrachteten Drehimpulses hat die Eigenwerte $l(l+1)\,\hbar^2$ (→ Drehimpulsoperator), und m kann mit der Differenz $\Delta m = 1$ zwischen benachbarten Werten von $-l$ bis $+l$ laufen. Die R. erklärt insbesondere den → Zeeman-Effekt und den Stern-Gerlach-Effekt (→ Stern-Gerlach-Versuch) und wird durch diese experimentell bestätigt. Die mit der R. häufig verknüpfte anschauliche Vorstellung, daß der gesamte Drehimpulsvektor nach Betrag und Richtung wohl definiert ist, ist mit der strengen Quantenmechanik unvereinbar, da die verschiedenen räumlichen Komponenten dieses Vektors durch unvertauschbare Operatoren dargestellt werden und deshalb nicht gleichzeitig scharfe Werte haben können.

Richtungsquotient, → Tyndall-Effekt.

Richtwaage, früher *Wasserwaage* genannt, Gerät zum Messen von Neigungen bzw. von Abweichungen gegen die Senkrechte oder die Waagerechte nach dem Flüssigkeitsstand in → Libellen. Die einfache R. besteht aus einem quaderförmigen Holzkörper mit zwei senkrecht zueinander angeordneten Röhrenlibellen mit Teilung. Ihr Skalenwert hängt von der Form und der Ausführung der R. ab. Die Empfindlichkeit erreicht bis $10\,\mu$m/m $\hat{\approx} 2''$. Die *Schlauchrichtwaage* wird zum Nivellieren und Horizontieren langer oder weit entfernt liegender Flächen benutzt. Sie arbeitet nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren und besteht aus zwei Meßzylindern, die mit einem Schlauch verbunden sind. Da nur Millimeter Füllhöhenunterschiede gemessen werden können, ist das Verfahren für exakte Messungen nicht günstig.

Richtwirkung, *akustische R.*, infolge der → Richtcharakteristik akustischer Strahler oder Empfänger vor diesen auftretende Winkelabhängigkeit der Abstrahlung bzw. des Empfangs der Schallenergie. Bei Strahlern flächenhafter Ausdehnung erhöht sich die bevorzugte Abstrahlung hoher Schallenergieanteile in schmale Winkelbereiche mit steigenden Frequenzen. Die äquidistante Zusammenstellung mehrerer gleicher Strahler in einer Ebene als Strahlergruppe führt zu scharf gebündelter Schallabstrahlung. Unter einem Winkel zum Lot auf diese Strahlerebene abgestrahlte Schallwellen der einzelnen Strahler werden untereinander durch Interferenz ausgelöscht. Die mögliche Umkehr derartiger Anordnungen zum Empfang akustischer Signale erlaubt es, den aus einem kleinen Raumwinkel ankommenden Schall vom übrigen Schallpegel zu trennen.

Die beim beidohrigen Hören auftretende akustische R. beruht auf der durch Laufzeitdifferenzen hervorgerufenen phasenverschobenen Überlagerung der die einzelnen Ohren treffenden Schallsignale.

Riedelsche Dampfdruckgleichung, auf dem → Theorem der übereinstimmenden Zustände beruhende universelle Dampfdruckgleichung für nichtassoziierende Flüssigkeiten. Die R. D. ergibt sich durch Einführung eines Parameters $\alpha_{kr} = (\mathrm{d} \ln \pi / \mathrm{d} \ln \vartheta)_{\vartheta=1}$ ($\pi = p/p_{kr}$ = reduzierter Druck; $\vartheta = T/T_{kr}$ = reduzierte Temperatur), ebenso wie sich viele Darstellungen in reduzierten Größen als einparametrige Kurvenschar ergeben. α_{kr} liegt für viele organische Dämpfe bei etwa 7. Daraus folgt als praktische Form $\log(1/\pi) = \Phi(\vartheta) + (\alpha_{kr} - 7)\,\Psi(\vartheta)$ mit $\Phi(\vartheta) = 3{,}25 \cdot 0{,}0364(36\vartheta^{-1} + 42 \ln \vartheta - 35 - \vartheta^6) - 7 \log \vartheta$ und $\Psi(\vartheta) = 0{,}0364(36\vartheta^{-1} + 42 \ln \vartheta - 35 - \vartheta^6) - \log \vartheta$. Die Funktionen Φ und Ψ sind tabelliert.

Riegelsfaktor, → Singularitätenverfahren.

Rieggerkreis, → Demodulation.

Riemannsche Fläche, → Funktionentheorie.

Riemannscher Abbildungssatz, → Existenzsätze der Strömungslehre.

Riemannscher Raum, n-dimensionaler Raum $\mathfrak{R}_n$, in dem in jedem Punkt ein symmetrischer, kovarianter Tensor zweiter Stufe definiert ist. Für diesen Tensor $g_{\mu\nu}$ wird $g \equiv \det(g_{\mu\nu}) \neq 0$ vorausgesetzt ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$).

Der *metrische Tensor* $g_{\mu\nu}$, auch *metrischer Fundamentaltensor* genannt, liefert eine Maßbestimmung des Raumes, die es erlaubt, folgende Begriffe zu definieren:

1) skalares Produkt zweier Vektoren a^μ und b^μ: $g_{\mu\nu}a^\mu b^\nu$

2) Länge eines Vektors a^μ: $\sqrt{g_{\mu\nu}a^\mu a^\nu}$

3) Bogenlänge s einer Kurve $x^\mu(t)$:

$$s = \int \sqrt{g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{dt} \frac{dx^\nu}{dt}}\, dt,$$

4) Volumen V_n eines Gebietes im $\mathfrak{R}_n$:
$V_n = \int \sqrt{g}\, dx^1\, dx^2 \cdots dx^n$.

Die Differentialform $ds^2 = g_{\mu\nu}\, dx^\mu\, dx^\nu$ wird als Linienelement bezeichnet.

Besondere Bedeutung für die Physik haben die *vierdimensionalen indefiniten* Riemannschen Räume. Das sind vierdimensionale Räume, in denen das Linienelement das Vorzeichen wechseln kann. In der speziellen Relativitätstheorie hat man es mit dem einfachsten vierdimensionalen indefiniten Riemannschen R., dem → Minkowski-Raum, zu tun. Das ist ein Raum, dessen Krümmungstensor gleich Null ist. In der allgemeinen Relativitätstheorie treten dagegen Riemannsche Räume auf, deren Krümmungstensor von Null verschieden ist, und deren metrischer Tensor daher auch durch Koordinatentransformationen nicht auf die Form $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ mit

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

gebracht werden kann.

Im Zusammenhang mit den kosmologischen Modellen sind in der allgemeinen Relativitätstheorie die Räume konstanter Krümmung besonders wichtig. Das sind Riemannsche Räume, deren Krümmungstensor $R_{\mu\nu\lambda\varrho}$ (für $n > 2$) mit dem Krümmungsskalar $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ durch die Beziehung

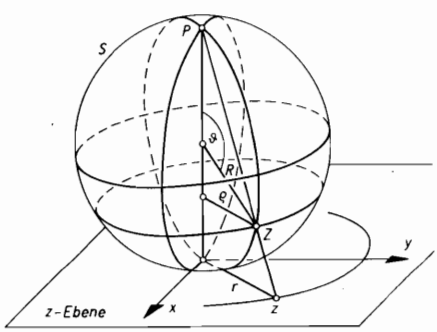
$$R_{\mu\nu\lambda\varrho} = n^{-1}(n-1)^{-1} R(g_{\mu\lambda}g_{\nu\varrho} - g_{\nu\lambda}g_{\mu\varrho})$$

verbunden ist.

Riemannscher Tensor, → Krümmungstensor.

Riemannsches Blatt, → Funktionentheorie, → quantenmechanische Streutheorie.

Riemannsche Zahlenkugel, Darstellung der komplexen Zahlen auf der Oberfläche S einer Kugel durch Punkte Z, die durch *stereographische Projektion* den Punkten z der komplexen



Stereographische Projektion

Zahlenebene eindeutig zugeordnet sind. Berührt die Kugel S mit ihrem Südpol die Ebene der komplexen Zahlen im Punkt $z = 0$, so schneidet die Gerade durch den Nordpol P der Kugel und den Punkt $z = r(\cos\varphi + i \sin\varphi)$ die Kugel S im Bilde Z von z. Kreise mit dem Radius r um $z = 0$ gehen dabei in Breitenkreise auf der Kugel über, und für $r \to \infty$ wird das Äußere dieser Kreise auf Punkte in beliebiger Nähe des Nordpols der Kugel S abgebildet. Man ordnet deshalb dem Nordpol künstlich eine Zahl $z = \infty$ als *unendlich fernen Punkt* der komplexen Zahlenebene zu, die dann mit diesem „Punkt" abgeschlossen ist.

Riesenoszillationen, ein Sammelbegriff für starke Oszillationen einer positiven Größe, deren Mittelwert kleiner ist als die Amplitude der Oszillationen. *R. in Metallen* entstehen durch eine Kombination von Quantenoszillationen und dopplerverschobener Zyklotronresonanz und sind in der Ultraschallabsorption zahlreicher Metalle im Magnetfeld beobachtet worden. Die Welle wird besonders stark durch die Leitungselektronen absorbiert, wenn die Bedingung für dopplerverschobene → Zyklotronresonanz und die → Onsagersche Quantisierungsregel gleichzeitig erfüllt sind. Die R. erfolgen periodisch als Funktion der reziproken Magnetfeldstärke. Ähnlich wie bei den Quantenoszillationen lassen sich aus den Perioden der R. Querschnitte der Fermi-Flächen von Metallen bestimmen.

Riesenpulsationen, → Pulsationen.

Riesenresonanz, resonanzartiges Anwachsen des Wirkungsquerschnittes einer Kernreaktion mit einer Breite von mehreren MeV. Die Abstände der R.en liegen in der Größenordnung von 10 MeV. Sie treten in einem Energiegebiet auf, in dem der Zwischenkern so hoch angeregt ist, daß keine Trennung der einzelnen Energieniveaus mehr beobachtet wird. Bei niedrigeren Energien können sie aus der Energieabhängigkeit des mittleren Resonanzwirkungsquerschnittes festgestellt werden. R.en werden durch das optische Modell des Kerns beschrieben.

Riesenstern, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Righeit, *Starrheit*, Widerstand gegen elastische Formänderung fester Substanz.

Righi-Leduc-Effekt, *Leduc-Righi-Effekt*, die Erscheinung, daß eine Temperaturdifferenz entsteht, wenn auf einen Wärmestrom in einem Elektronenleiter senkrecht zur Stromrichtung ein Magnetfeld einwirkt. Der R.-L.-E. gehört zu den → thermomagnetischen Effekten; er wurde von A. Righi und A. Leduc fast gleichzeitig gefunden.

Ring, → Halo.

Ringbeschleuniger, ein → Teilchenbeschleuniger.

Ringmodulator, → Modulator.

Ringschwinger, in der Ultraschalltechnik verwendete elektromechanische Wandler zur Abstrahlung von Ultraschallwellen. Die Schallabstrahlung findet bevorzugt radial nach innen bzw. außen wegen des in dieser Richtung schwingenden R.s statt (→ Ultraschall).

Ringstrom, → Magnetosphäre, → Sturm, → eingefangene Teilchen.

Ringtron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Ringwaage, *Kreismanometer*, ein Gerät zum Messen von kleinen Gasdrücken sowie in Verbindung mit Drosselgeräten (z. B. Venturi-Düse) zum Messen der Durchflußmengen von Gasen und Flüssigkeiten. Die R. besteht aus

einem in seiner Mittelachse auf einer Schneide gelagerten, kreisförmig gebogenen U-Rohr. Dieses ist durch eine Trennwand in zwei Kammern geteilt und bis zur Hälfte mit einer Sperrflüssigkeit (z. B. Quecksilber) gefüllt. Die Kammern sind mit der Meßleitung verbunden. Die Druckdifferenz erzeugt an der Trennwand ein Drehmoment und dreht den Ring bis zur Gleichgewichtslage. Der Weg wird an einer entsprechend eingemessenen Skale angezeigt. Der Meßbereich hängt von der Belastungsmasse ab. Die Meßunsicherheit beträgt $\pm 1\,\%$ des Meßbereichsendwerts.

Rinnenfehler, → Abbildungsfehler.

Rittersches Schnittverfahren, svw. Schnittverfahren nach Ritter.

Ritz-Korrektur, → Alkalimetalle.

Ritz-Paschen-Serie, → Wasserstoffspektrum.

Ritzsches Kombinationsprinzip, → Atomspektren.

Ritzsches Verfahren, Näherungsverfahren zur Behandlung zahlreicher Probleme der numerischen Mathematik, für die sich ein Variationsprinzip der Art $\int \Phi(\psi, \partial\psi/\partial x_l, x_l)\, dx_1 \cdot \cdot dx_2 \ldots dx_n = \text{Min.}$ formulieren läßt, wobei Φ nach allen auftretenden Variablen, worunter auch höhere Ableitungen nach den Variablen x_l auftreten können, stetig differenzierbar sein muß. Dabei wird die Variation nicht allgemein ausgeführt und auf diese Weise das Problem auf eine Differentialgleichung reduziert, sondern es wird unmittelbar der Extremwert des zu variierenden Funktionals als Funktion von in der gesuchten Funktion offen gelassenen Parametern aufgesucht. Das Ritzsche V. wird außer zur Lösung von Eigenwertproblemen auch zur Lösung von Randwertaufgaben gewöhnlicher oder partieller Differentialgleichungen herangezogen, da sich diese als Eulersche Differentialgleichungen derartiger Variationsprobleme auffassen lassen. Eine Weiterentwicklung stellt das von Galerkin entwickelte Verfahren dar, bei dem man das Variationsfunktional nicht zu kennen braucht.

Besonders wichtig ist die Anwendung des Ritzschen V.s in der Quantenmechanik als Variationsverfahren zur näherungsweisen Berechnung der Eigenwerte und -funktionen des Hamilton-Operators eines quantenmechanischen Systems. Das Ritzsche V. ist besonders geeignet zur Bestimmung des Grundzustandes mit der Energie E_0, für den

$$E_0 \leqq \langle\psi \mid \hat{H} \mid \psi\rangle / \langle\psi \mid \psi\rangle$$

gilt ($\langle\,|\,\rangle$ ist das Skalarprodukt, d. h., es ist $\langle\psi \mid \hat{H} \mid \psi\rangle = \int \psi^* \hat{H} \psi \, d\tau$). Ziel des Ritzschen V.s ist nun, $\langle\psi \mid \hat{H} \mid \psi\rangle$ unter der Nebenbedingung $\langle\psi \mid \psi\rangle = 1$, ausgehend von einer passend gewählten Ausgangsfunktion ψ (Probefunktion) mit geeigneten Parametern, zu einem Minimum zu machen. Die Erweiterung auf die Eigenfunktionen zu höheren Eigenwerten muß zusätzlich die Orthogonalität der gesuchten Wellenfunktionen ψ zu den Wellenfunktionen ψ_n zu den niedrigeren Eigenwerten berücksichtigen: $\langle\psi_n \mid \psi\rangle = 0$; das Verfahren für höhere Eigenfunktionen kann also nur sukzessive durchgeführt werden.

Das Ritzsche V. wird vielfältig in der Atom- und Molekülphysik angewendet; mit ihm wurden die Grundzustände des Heliumatoms bzw. des Wasserstoffmoleküls in erstaunlich guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten berechnet.

Rivlin-Ericksen-Flüssigkeit, Flüssigkeitstyp, der auf der Annahme basiert, daß der Spannungstensor nicht allein vom Geschwindigkeitsgradienten, sondern auch von höheren Ableitungen des Verschiebungsgradienten abhängt.

$$\sigma_{lJ} = -p\delta_{lJ} + f_{lJ}\left(\frac{\partial \dot{x}_k}{\partial x_l}; \frac{\partial \ddot{x}_m}{\partial x_n}, \ldots \frac{\partial x_p^{(n)}}{\partial x_q}\right)$$

Die Funktion f_{lJ} ist nicht auf eine lineare Abhängigkeit ihrer Argumente beschränkt. Der Punkt bedeutet die Ableitung nach der Zeit. Mit Hilfe des Prinzips der materiellen Indifferenz lassen sich Vereinfachungen im funktionellen Aufbau erzielen. Dieser Flüssigkeitstyp zeigt Normalspannungseffekte, aber keine Spannungsrelaxation, d. h., die Spannung ist konstant, wenn die Flüssigkeit in Ruhe ist.

R-Matrix, → S-Matrix.

Rn, → Radon.

Road Guidance, → Auswertung von Aufnahmen.

Robertson-WalkerschesLinienelement. Die Forderung, daß der Kosmos die Bedingungen des → kosmologischen Postulats erfüllt, legt die metrische Struktur der Raum-Zeit weitgehend fest. Sie ist durch das Robertson-Walkersche L. $ds^2 = c^2dt^2 - S^2(t)\,(1 - \varepsilon r^2/4)^{-2}[dr + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2)]$ gegeben. Dabei sind r die Radialkoordinate, ϑ und φ die Winkelkoordinaten eines räumlichen Polarkoordinatensystems.

Für ε gibt es die drei Möglichkeiten -1, 0, $+1$. Die dreidimensionalen Räume $t = \text{konst.}$ sind Räume konstanter Krümmung (→ Weltradius), die auf ε durch eine Koordinatentransformation normiert ist.

Für den hyperbolischen Raum ist $\varepsilon = -1$, für den ebenen Raum ist $\varepsilon = 0$, und für den sphärischen Raum ist $\varepsilon = +1$.

$S(t)$ wird durch die Bedingungen des kosmologischen Postulats nicht festgelegt. Dazu sind die Feldgleichungen einer metrischen Gravitationstheorie oder weitere Forderungen nötig, wie sie etwa im perfekten kosmologischen Postulat formuliert sind. Die Koordinaten des Robertson-Walkerschen L.s sind mitbewegte Koordinaten, d. h., für einen Beobachter, der sich mit der Materie bewegt, gilt:

$r = \text{konst.}$, $\vartheta = \text{konst.}'$, $\varphi = \text{konst.}''$

Für einen solchen Beobachter ist die Systemzeit t gleich der Eigenzeit $\tau = s/c$.

Rochon-Prisma, → Polarisationsprisma.

Rockwellverfahren, → Härtemessung.

roentgen-equivalent-man, rem, biologisches Röntgenäquivalent. Vorsätze erlaubt. 1 rem $\triangleq$ 1 R $= 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg. → Äquivalentdosis.

roentgen-equivalent-physical, rep, Einheit der Energiedosis in der Medizin. Vorsätze erlaubt. 1 rep $\triangleq$ 0,838 rd $= 0{,}838 \cdot 10^{-2}$ J/kg.

Röhrenformel, → Elektronenröhre.

Röhrengüte, → Elektronenröhre.

Röhrenrauschen, → Rauschen II, 2.

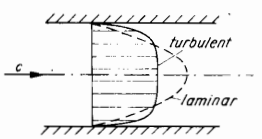
Röhrenvoltmeter, → elektronischer Spannungsmesser.

Rohrreibung, das Auftreten von Reibungskräften zwischen Rohrwand und strömendem Medium bei → Rohrströmung.

Rohrschlitzstrahler, → Antenne.

Rohrströmung, Strömung durch gerade zylindrische Rohre. Man unterscheidet zwischen inkompressibler und kompressibler R.

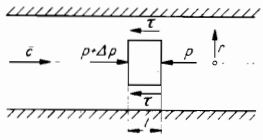
1) *Inkompressible R.* Am gut abgerundeten Einlauf eines kreiszylindrischen Rohres liegt ein rechteckiges Geschwindigkeitsprofil vor, zu dessen Erzeugung ein Druckabfall $(\varrho/2)c^2$ erforderlich ist. Dabei bedeuten ϱ die Dichte des Strömungsmediums und c die Strömungsgeschwindigkeit. Infolge der Wandreibung bildet sich eine → Grenzschicht aus, die mit wachsender Lauflänge dicker wird. Die Kernströmung in Rohrmitte wird beschleunigt, da nach der → Kontinuitätsgleichung durch alle Querschnitte die gleiche Menge fließen muß. Die Beschleunigung führt zu einem Druckabfall längs des Rohres, der nach der Bernoullischen Gleichung berechnet werden kann. Wenn die Grenzschicht in der Rohrmitte zusammengewachsen ist, ändert sich das Geschwindigkeitsprofil mit der Lauflänge nicht mehr; man spricht dann von *ausgebildeter R.* Die Lauflänge bis zum Zusammenwachsen der Grenzschichten, die *Anlaufstrecke*, beträgt bei laminarer Strömung $L_A = 0{,}03 \cdot d \cdot \mathrm{Re}$; bei turbulenter Strömung ist sie wesentlich kürzer: $L_A = 5 \cdot 10^5 \cdot d/\mathrm{Re}$. Es bedeuten d den Rohrdurchmesser und $\mathrm{Re} = \bar{c} \cdot d/\nu$ die Reynoldszahl (ν ist die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums); $\bar{c} = Q/A$ ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Rohr, wobei Q die Durchflußmenge bedeutet und A den Rohrquerschnitt. Der Umschlag von der laminaren in die turbulente Strömungsform erfolgt im Rohr bei der kritischen Reynoldszahl $\mathrm{Re_{kr}} \approx 2300$. $\mathrm{Re_{kr}}$ hängt stark von den Einlaufbedingungen ab und ist um so größer, je kleiner die Störungen in der Zuströmung sind. Es wurden Werte von $\mathrm{Re_{kr}} = 4 \cdot 10^4$ beobachtet. Der untere Grenzwert liegt bei $\mathrm{Re_{kr}} = 2000$, darunter bleibt die Strömung selbst bei starken Störungen laminar. Das turbulente Geschwindigkeitsprofil ist völliger als das laminare (Abb. 1). Der infolge der Reibung



1 Geschwindigkeitsprofile im Rohr

auftretende statische Druckabfall Δp ist bei ausgebildeter Strömung proportional der Rohrlänge l. Er wird durch den dimensionslosen *Widerstandsbeiwert* $\lambda = \dfrac{\Delta p}{(\varrho/2)\,\bar{c}^2} \cdot \dfrac{d}{l}$ erfaßt, der für glattes Rohr nur eine Funktion der Reynoldszahl ist. Im folgenden wird die ausgebildete R. durch kreiszylindrische Rohre behandelt. Die Ergebnisse können bei turbulenter Strömung auf andere Querschnittsformen übertragen werden, wenn an Stelle des Rohrdurchmessers der → hydraulische Durchmesser $d_h = 4A/U$ verwendet wird; U ist der benetzte Umfang. Bei laminarer Strömung hängt der λ-Wert von der Querschnittsform ab. Die Unterschiede zum Kreisrohr lassen sich durch einen Zahlenfaktor ausdrücken. Im folgenden werden die laminare und die turbulente R. behandelt.

a) *Laminare R. oder Hagen-Poiseuille-Strömung.* Die laminare R. ist eine exakte Lösung der → Navier-Stokes-Gleichungen. Da bei ausgebildeter Strömung keine Beschleunigungen und keine Trägheitskräfte auftreten, steht die Druckkraft $\Delta p \cdot \pi \cdot r^2$ mit der Reibungskraft $2\pi \cdot r \cdot l \cdot \tau$ im Gleichgewicht (Abb. 2). Es

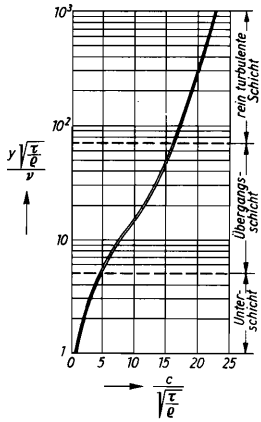


2 Ableitung des Hagen-Poiseuille-Gesetzes

bedeuten r die Koordinate in radialer Richtung und τ die Schubspannung. Aus dem Kräftegleichgewicht folgt $\tau = \Delta p \cdot r/2l$. Die Schubspannung kann mit Hilfe des → Newtonschen Schubspannungsansatzes $\tau = -\eta \cdot \mathrm{d}c/\mathrm{d}r$ ausgedrückt werden. η ist die dynamische Zähigkeit des Strömungsmediums. Durch das Minuszeichen wird berücksichtigt, daß die Koordinate y senkrecht zur Wand und r entgegengerichtet ist. Die Integration der Differentialgleichung liefert bei Erfüllung der Haftbedingung an der Wand eine parabolische Geschwindigkeitsverteilung über dem Rohrquerschnitt: $c = \Delta p(R^2 - r^2)/4\eta l$; R ist der Rohrradius. Daraus folgt das Durchflußvolumen je Zeiteinheit $Q = \int_0^R 2\pi r \cdot c \cdot \mathrm{d}r = \dfrac{\pi R^4}{8\eta} \cdot \dfrac{\Delta p}{l}$. Dies ist das *Hagen-Poiseuille-Gesetz.* Für den Widerstandsbeiwert erhält man damit $\lambda = 64/\mathrm{Re}$. Diese Beziehung ist durch Experimente gut bestätigt worden. Die mittlere Geschwindigkeit im Rohr $\bar{c} = \dfrac{\int_0^R 2\pi \cdot r \cdot c \cdot \mathrm{d}r}{\pi R^2} = \dfrac{R^2}{8\eta} \cdot \dfrac{\Delta p}{l}$ ist halb so groß wie die maximale Geschwindigkeit in Rohrmitte: $c_{\max} = \dfrac{R^2}{4\eta} \cdot \dfrac{\Delta p}{l}$. Die dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung für laminare R. ergibt sich damit zu $c/\bar{c} = 2[1 - (r/R)^2]$ (Abb. 1).

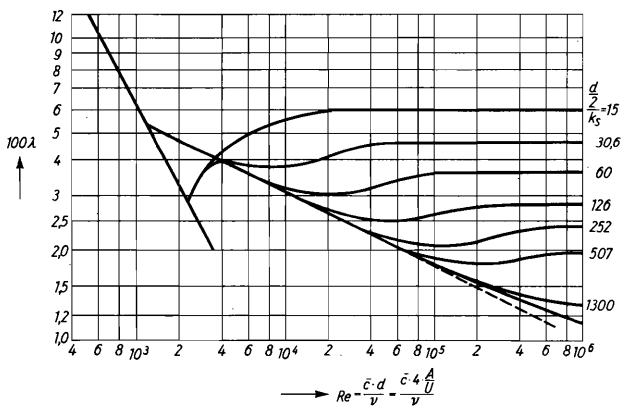
b) *Turbulente R.* Der Zusammenhang zwischen Druckabfall und Durchflußvolumen kann für turbulente R. nur durch Experimente ermittelt werden. Das turbulente Geschwindigkeitsprofil im Rohr wird durch den Potenzansatz $c/c_{\max} = (y/r)^{1/n}$ angenähert. y ist die Koordinate normal (senkrecht) zur Rohrwand. Abweichungen gegenüber Messungen treten in Rohrmitte auf. n ist von der Reynoldszahl abhängig und liegt im Bereich $\mathrm{Re} = 4 \cdot 10^3$ bis $3{,}2 \cdot 10^6$ zwischen 6 und 10. Mit steigender Reynoldszahl wird das Geschwindigkeitsprofil völliger, das Verhältnis von mittlerer zur Maximalgeschwindigkeit $\bar{c}/c_{\max} = 2n^2/\{(n+1) \cdot (2n+1)\}$ nimmt zu. Für sehr große Reynoldszahlen erhält man unter Benutzung des Prandtlschen → Mischungsweges ein universelles logarithmisches Geschwindigkeitsverteilungsgesetz: $c/\sqrt{\tau/\varrho} = 2{,}5 \ln\left(y\nu^{-1}\sqrt{\tau/\varrho}\right) + 5{,}5$, wobei

die Zahlenwerte Messungen entnommen wurden (Abb. 3). Dieses Gesetz gilt nicht in unmittelbarer Wandnähe, wo eine → laminare Unterschicht vorhanden ist. In der laminaren Unterschicht $y\nu^{-1}\sqrt{\tau/\varrho} < 5$ tritt die turbulente Reibung gegenüber der laminaren völlig zurück,



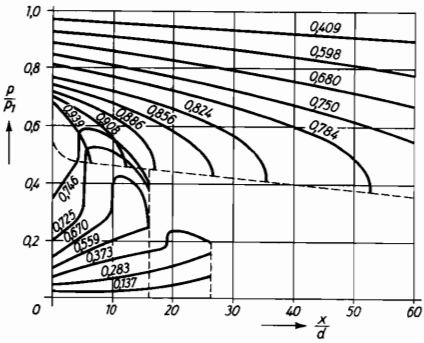
3 Universelles logarithmisches Geschwindigkeitsverteilungsgesetz im glatten Rohr

in der Übergangsschicht $5 < y\nu^{-1}\sqrt{\tau/\varrho} < 70$ sind laminare und turbulente Reibung von gleicher Größenordnung. In der turbulenten Schicht $y\nu^{-1}\sqrt{\tau/\varrho} > 70$ liegt rein turbulente Reibung vor. Für glatte Rohre stellte Blasius aus Meßergebnissen die Formel $\lambda = 0{,}3164 \cdot \mathrm{Re}^{-1/4}$ auf, die für $2300 < \mathrm{Re} < 10^5$ gültig ist. Bis zu sehr großen Reynoldszahlen gilt das universelle Prandtlsche Widerstandsgesetz $1/\sqrt{\lambda} = 2{,}0 \lg(\mathrm{Re}\sqrt{\lambda}) - 0{,}8$. Diese Formeln sind gültig, wenn die Rauhigkeitserhebungen der Wände nicht aus der laminaren Unterschicht herausragen. Die Wände bezeichnet man dann als *hydraulisch glatt*. Während die Rauhigkeitserhebungen k_s im laminaren Bereich keinen Einfluß auf den Widerstandsbeiwert besitzen, nimmt dieser im turbulenten Bereich mit steigendem k_s zu, sobald k_s größer ist als die Dicke der laminaren Unterschicht (Abb. 4). Die Widerstandserhöhung resultiert im wesentlichen aus dem Druckwiderstand (→ Strömungswiderstand) der in die turbulente Grenzschicht hineinragenden Rauhigkeitselemente. Die umfangreichen Messungen dazu führte Nikuradse an Kreisrohren aus, die mit Sandkörnern bestimmter Korngröße in dichtester Packung beklebt waren. Voll ausgebildete Rauhigkeitsströmung liegt vor, wenn λ unabhängig von Re ist und nur eine Funktion von R/k_s darstellt. Im Übergangsbereich zur Kurve für hydraulisch glatte Rohre ist λ abhängig von Re und R/k_s. Im Gebiet voll ausgebildeter Rauhigkeitsströmung gilt $1/\sqrt{\lambda} = 1{,}74 + 2\lg(R/k_s)$ und im Übergangsbereich $1/\sqrt{\lambda} = 1{,}74 - 2\lg(k_s/R + 18{,}7/\mathrm{Re}\sqrt{\lambda})$. Je größer die Reynoldszahl ist, desto kleiner muß k_s sein, damit das Rohr hydraulisch glatt ist. Bei vielen technischen Rauhigkeiten ist die Rauhigkeitsdichte wesentlich geringer als die der untersuchten Sandrauhigkeit. Im Bereich der voll ausgebildeten Rauhigkeitsströmung kann durch Experimente einer beliebigen technischen Rauhigkeit eine äquivalente Sandrauhigkeit zugeordnet werden.



4 Widerstandsbeiwert für Rohre

2) *Kompressible R.* Selbst bei kleiner Anfangsgeschwindigkeit kann man bei langen Rohrleitungen in den kompressiblen Strömungsbereich gelangen. Im zylindrischen Rohr ist die → Stromdichte $\varrho \cdot c = \text{konst}$. Der längs des Rohres auftretende starke Druckabfall ist mit einer beträchtlichen Verminderung der Dichte des strömenden Gases verbunden, so daß die Geschwindigkeit längs des Rohres ansteigt. In ausgebildeter kompressibler R. tritt gegenüber der inkompressiblen R. zusätzlich ein Trägheitsglied auf: $\varrho \cdot c \cdot \mathrm{d}c = -\mathrm{d}p - \frac{\lambda}{8} \cdot \varrho \cdot c^2 \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}x$. Dabei ist x die Koordinate in Strömungsrichtung. Unter Benutzung der Energiegleichung der Gasdynamik, der Kontinuitätsgleichung und der Gasgleichung folgt daraus $(1 - \mathrm{Ma}^2)\frac{\mathrm{d}c}{c} = \frac{\lambda}{8} \varkappa\, \mathrm{Ma}^2 \frac{U}{A} \cdot \mathrm{d}x$, Ma ist die Machzahl, $\varkappa$ ist der Isentropenexponent. Unter dem Einfluß der Reibung wird eine Unterschallströmung $\mathrm{Ma} < 1$ beschleunigt und eine Überschallströmung $\mathrm{Ma} > 1$ verzögert. Zur Erzeugung von Überschallgeschwindigkeit muß dem Rohr eine Laval-Düse vorgeschaltet werden. Die Machzahl im zylindrischen Rohr strebt infolge der Reibung dem Wert $\mathrm{Ma} = 1$ zu. Ein kontinuierliches Überschreiten der Schallgeschwindigkeit nur durch Einwirkung der Reibung ist nicht möglich. Diese Aussagen wurden durch Messungen des Druckverlaufes längs des Rohres von Flössel (Abb. 5) bestätigt. Die nach rechts abfallenden Kurven gelten für Unterschallströmungen, die ansteigenden Kurven für Überschallströmungen. Letztere springen bei großen Rohrlängen durch einen Verdichtungsstoß auf Unterschall. Die an die Kurven angeschriebenen Zahlenwerte geben die Durchflußmenge in Bruchteilen der maximalen Durchflußmenge durch eine Düse gleichen Durchmessers bei gleichem Kesseldruck p_1 an. Bei ausreichender Druckdifferenz zwischen Rohranfang und Rohrende stellt sich bei Unterschallströmung am Rohrende stets $\mathrm{Ma} = 1$ ein. Der starke Druckabfall kurz vor dem Rohr-



5 Druckverteilung längs des Rohres

ende ist im wesentlichen durch die Beschleunigung des Mediums und nur zu einem geringen Teil durch Reibungsverluste bedingt. Der Widerstandsbeiwert λ ist praktisch unabhängig von Ma, so daß die Werte für inkompressible Strömung verwendet werden können. Die Integration obiger Differentialgleichung liefert

$$\left|\frac{1}{\varkappa}\left(1-\frac{1}{\mathrm{Ma}^2}\right)+\frac{\varkappa+1}{2\varkappa}\ln\left[1-\frac{2}{\varkappa+1}\left(1-\frac{1}{\mathrm{Ma}^2}\right)\right]\right|=\frac{\lambda}{4}\frac{U}{A}x.$$

Dabei wird x vom Rohrende aus gemessen, wo als Randbedingung Ma = 1 ist. Mit Hilfe der Grundgleichungen läßt sich die Abhängigkeit der Geschwindigkeit, der Dichte, des Druckes und der Temperatur von der Machzahl ermitteln.

Die Strömungsvorgänge können auch an Hand der → Fannokurve diskutiert werden.

Rohrviskosimeter, svw. Kapillarviskosimeter.

Rolle, einfache Maschine zum Heben oder Senken von Lasten. Die R. besteht aus einer Kreisscheibe mit Nut, über die ein Seil läuft, an dessen Enden Kraft $\vec{F}_1$ und Last $\vec{F}_2$ angreifen (Abb. 1). Nach dem Hebelsatz für einen Durchmesser der R. als → Hebel folgt, daß an der *festen R.* Gleichgewicht bei Gleichheit der Beträge von Kraft und Last herrscht; dies gilt auch, wenn die Kraft umgelenkt ist und in eine andere Richtung als die Last weist. Aus dem Prinzip der virtuellen Arbeit folgt sehr einfach, daß an der *losen R.* (Abb. 2) Kraft F_1 und Last F_2 im Gleichgewicht sind, wenn $F_1 = F_2/2$ gilt. Bei der virtuellen Verrückung der Kraft um δs wird die Last nur um $\delta s' = -\delta s/2$ verschoben; da die Summe der virtuellen Arbeiten $F_1\delta s + F_2\delta s' = \left(F_1 - \frac{F_2}{2}\right)\delta s$ im Gleichgewicht verschwinden muß, folgt $F_1 = F_2/2$, da δs beliebig gewählt werden kann und daher nicht verschwinden muß.

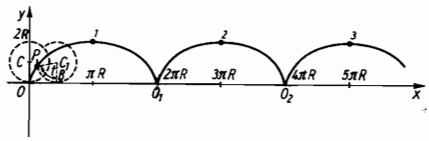
Eine Abwandlung der R. ist das *Wellrad* (Abb. 3), wobei die Kurbel auch als zwangsläufig verbundene Kreisscheibe ausgebildet sein kann. Das Wellrad ist einfaches Element vieler Kraftübersetzungen.

rollende Reibung, → Reibung.

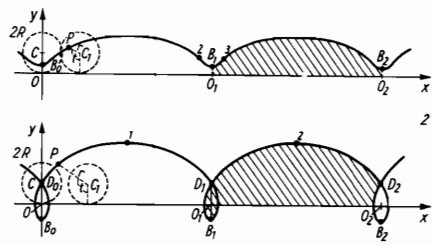
Rollenreibung, → Reibung.

Rollkurven, Kurven, die ein Punkt P beschreibt, der starr mit einem rollenden Rad verbunden ist. *Zykloiden* entstehen, wenn das Rad auf einer Geraden abrollt, *Epizykloiden,* wenn es auf dem Äußeren, *Hypozykloiden,* wenn es auf dem Inneren eines festen Kreises mit dem Radius R' abrollt. Dabei wird angenommen, daß der Abstand r des die R. erzeugenden Punktes P von der Achse des Rads dessen Radius R gleich ist. Für $r \neq R$ nennt man die R. *Trochoiden* bzw. für $r < R$ *verkürzte* und für $r > R$ *verlängerte R.*

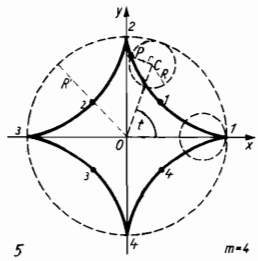
1) Die *Zykloiden* haben die Parameterdarstellung $x = Rt - r\cdot\sin t$, $y = R - r\cdot\cos t$. Für $r = R$ entsteht die *gemeine* oder *gespitzte Zykloide* (Abb. 1), für $R > r$ die *gestreckte Zykloide* (Abb. 2) und für $R < r$ die *geschlungene Zykloide* (Abb. 3). 2) Die *Epizykloiden* haben die Parameterdarstellung $x = (R + R')\cos t - R\cos\frac{R+R'}{R}t$, $y = (R'+R)\sin t - R\sin\frac{R+R'}{R}t$, wenn R' der Radius des festen Kreises ist. Entscheidend für die Form der Epizykloide ist das Verhältnis R'/R. Für $2R = R'$ und $3r = 2R$ ergibt sich als Trochoide das Gehäuse des Wankelmotors, dessen Läufer die Einhüllende dieser Trochoiden ist (Abb. 4). 3) Die *Hypozykloiden* haben die Parameterdarstellung $x = (R'-R)\cos t + R\cos\frac{R'-R}{R}t$, $y = (R'-R)\sin t + R\sin\frac{R-R'}{R}t$. Für $4R = R'$ und $r = R$ erhält man die *Astroide* (Abb. 5).



1 Gemeine gespitzte Zykloide



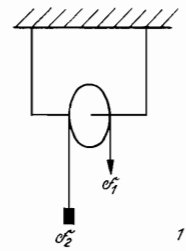
2 Gestreckte Zykloide, *3* geschlungene Zykloide

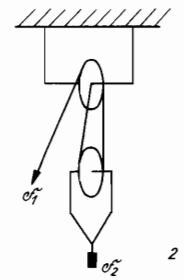


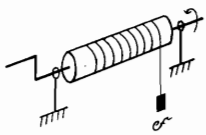
5 Astroide

Rollreibung, → Reibung.

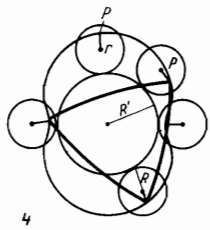
Ronay-Effekt, ein bei Festkörpern beobachtetes scheinbares Ausdehnungskriechen, beruht aber







Rolle



Rollkurven

auf einem nichtlinearen Häufungseffekt, bei dem sich sehr kleine bleibende Verformungen in Festkörpern mit Verformungsverfestigung zu beobachtbaren Effekten, z. B. Längung, aufsummieren. Die eingeleitete Beanspruchung ist eine Überlagerung von Torsionsamplituden über eine Zugbelastung. Die Erscheinung stellt einen rheologischen Effekt zweiter Ordnung dar.

Röntgen, R, inkohärente Einheit der Exposition oder Ionendosis. Das Röntgen ist die Exposition oder Ionendosis einer ionisierenden Strahlung, die in der Masse von 1 kg Luft Ionenpaare mit einer Gesamtladung von $2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C unmittelbar oder mittelbar erzeugt; das entspricht $2{,}083 \cdot 10^{9}$ Ionenpaaren/cm³ in Luft bei 0 °C und 760 Torr. Vorsätze erlaubt. $1\ \mathrm{R} = 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg. → Dosis 1.2.1).

Röntgenastronomie, Teilgebiet der Astronomie, das die Strahlung von Himmelskörpern im Röntgenbereich untersucht. Da die Erdatmosphäre in diesem Spektralbereich undurchlässig ist, wird von Höhenballons, Raketen oder Erdsatelliten aus beobachtet. Einzelne Röntgenquellen konnten mit optischen Objekten identifiziert werden, unter anderem mit Supernovaüberresten. Auf der Sonne sind wahrscheinlich koronale Kondensationen Quellen der Röntgenstrahlung. Auch aus extragalaktischen Sternsystemen konnte sie nachgewiesen werden. Über die tatsächliche Natur vieler galaktischer und extragalaktischer Röntgenquellen und den zur Ausstrahlung führenden Mechanismus läßt sich noch nichts Sicheres sagen. Möglicherweise entsteht sie als thermische Bremsstrahlung in optisch dünnen, heißen Plasmen.

Röntgenbeugung, die Beugung von den als Röntgenstrahlen bezeichneten sehr kurzwelligen elektromagnetischen Wellen im Bereich von $5 \cdot 10^{15}$ bis etwa 10^{19} Hz.

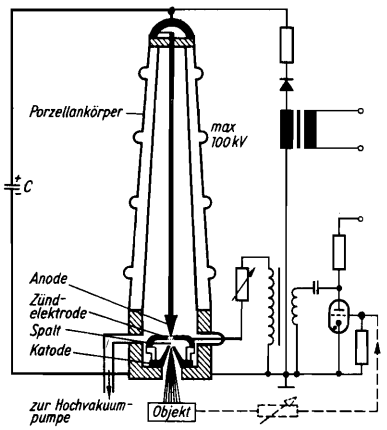
Die Beugung von Röntgenstrahlen wurde durch von Laue, Friedrich und Knipping im Jahre 1912 nachgewiesen, indem es gelang, von Röntgenstrahlen beim Durchstrahlen eines Kristalls Interferenzbilder zu erhalten. Anstelle der sonst in der Optik üblichen Strichgitter erfolgt die R. am Raumgitter der Kristalle. Die Erscheinung kann sowohl durch Streuung der Röntgenstrahlen an den Elektronen der Atomhüllen des Kristalls als auch durch Reflexion der Wellen an den Netzebenen erklärt werden (→ Braggsche Reflexionsbedingung). Später gelang es auch, Beugungsbilder von Röntgenstrahlen an einem Spalt und an Gittern zu erzeugen, wie sie für optische Zwecke verwendet werden. Durch nahezu streifenden Einfall der Röntgenstrahlen auf ein auf Metall geritztes Gitter erreichte man, daß die Projektion der Gitterkonstanten auf die Wellenebene der Röntgenstrahlen sehr klein ist und in die Größenordnung der Wellenlänge der Röntgenstrahlen fällt.

Röntgenbeugungsaufnahmen, Aufnahmen, bei denen die von einer Probe gebeugten Röntgenstrahlen auf Film aufgezeichnet werden. Man unterscheidet einerseits nach dem Charakter der untersuchten Probe R. von Einkristallen (→ Laue-Aufnahme, → Drehkristallaufnahme, → Bewegt-Film-Methoden), R. von polykristallinem Material (→ Pulvermethoden), R. von Flüssigkeiten und R. von Gasen, andererseits nach dem Charakter der verwendeten Strahlung R. mit charakteristischen und mit weißen → Röntgenstrahlen. Letztere wird nur für Laue-Aufnahmen verwendet. Für alle anderen Verfahren ist monochromatische Strahlung, wie man sie aus der charakteristischen Röntgenstrahlung mit Hilfe eines Monochromators für Röntgenstrahlen erhält, besonders geeignet, für Aufnahmen von Gasen, Flüssigkeiten und amorphen Körpern (→ Kleinwinkelstreuung) unerläßlich. Bei Einkristallaufnahmen und bei Pulvermethoden arbeitet man jedoch vielfach mit der vollen charakteristischen Röntgenstrahlung, bei der meist die *K*-Serie angeregt wird, so daß neben der K_α-Strahlung auch die K_β-Strahlung auftritt, oder mit charakteristischer Röntgenstrahlung, bei der vor allem die K_β-Strahlung durch ein Filter wesentlich stärker geschwächt wurde als die K_α-Strahlung. Bei diesen Methoden hängt die Lage der an einer Netzebene nach der → Braggschen Reflexionsbedingung reflektierten Strahlen auf dem Film von der Wellenlänge ab, so daß die K_{α_1}- und K_{α_2}-Linien, die sich nur wenig in ihrer Wellenlänge unterscheiden, zu dicht nebeneinanderliegenden Reflexen oder Interferenzlinien führen (α_1-α_2-*Aufspaltung*).

Röntgenblitz, → Röntgenblitztechnik.

Röntgenblitztechnik, Untersuchungstechnik für sehr schnell verlaufende Vorgänge, bei denen geringere Belichtungszeiten als 10^{-3} s benötigt werden. Bei der Röntgenblitztechnik werden die Röntgenröhren nur impulsmäßig betrieben. Als Röntgenstrahlimpulse bezeichnet man solche Stöße, deren elektrische Spannungen 10^{-6} bis 10^{-2} s dauern und deren Röntgenstrahlungsdauer zwischen 10^{-2} und 10^{-8} s liegt. Insbesondere von Röntgenblitzen (engl. *X-ray-flash*) spricht man bei Röntgenstrahlimpulsen mit einer Zeitdauer $t \leqq 10^{-6}$ s und mit einer sehr hohen Elektronenstromdichte von 10^{3} bis 10^{4} A. Ein impulsmäßiger Betrieb von Röntgenröhren ist vorteilhaft, da 1) sehr schnell verlaufende Vorgänge damit erfaßt werden können und es 2) möglich ist — wie von der Radartechnik her bekannt —, trotz raum- und materialsparender Transformatoren höhere Strahlungsleistungen zu erhalten. Röntgenstrahlimpulse können mit normalen → Röntgenröhren durch Überhitzung der Katode und kurzzeitig angelegte Spannungsimpulse erzeugt werden. Die eigentlichen Röntgenblitze jedoch werden mit Spezialröhren, den *Röntgenblitzröhren*, erzeugt. Die ersten Versuche dazu gehen auf Steenbeck sowie Kingdon Tanis zurück (1938). Während anfänglich zur Erzeugung von Röntgenblitzen Gasentladungen verwendet wurden, hat sich heute allgemein die Feldelektronenemission als Elektronenquelle zur Erzeugung der sehr stromstarken Elektronenimpulse durchgesetzt. Im Bereich niedriger und mittlerer Spannungen von 20 kV bis über 400 kV wird dabei meist mit Dreielektrodenröhren (Abb.) gearbeitet. Als Elektroden werden eine hochglanzpolierte Anodenstange mit einer Wolframspitze, eine gewölbte Zündelektrode und eine in eine sehr scharfe Kante zulaufende Hohlkatode verwendet. Das Hochvakuum beträgt etwa 10^{-5} Torr. Mit Hilfe der Zündelektrode kann der stromstarke

Elektronenimpuls vom Objekt gesteuert werden. Der Röntgenblitz wird von der Spitze der Wolframanode abgestrahlt. Mit einer derartigen Röhre für 400 kV und mit einer Kapazität C von 0,04 µF kann mit nur einem Röntgenblitz eine 10 cm dicke Eisenplatte in der Nähe dieser Röhre durchstrahlt werden. Neben der Erzeugung von Einzelblitzen sind Versuche zur Röntgenblitzkinematographie unternommen worden, d. h. zur Herstellung von Röntgenbildserien hoher Frequenz. Hierbei kann man entweder mehrere getrennte Blitzquellen verwenden, die nacheinander ausgelöst werden, oder es erfolgen wiederholte Entladungen in einem einzigen Rohr. Mit dem ersten Verfahren erreicht man Frequenzen von $10^6\ s^{-1}$, ist aber auf sehr kleine Bildzahlen beschränkt. Dagegen eignet sich das zweite Verfahren für größere Bildzahlen, man hat aber bisher nur Frequenzen von etwa $12000\ s^{-1}$ erreicht.



Schematischer Aufbau und Schaltung einer Dreielektrodenröntgenblitzröhre nach Schaaffs

Die bisherigen Anwendungen der R. beschränken sich auf die Untersuchung sehr schnell verlaufender Vorgänge in undurchsichtigen Medien, Detonations- und Verbrennungsvorgänge sowie Verdichtungsstöße in Gasen, Flüssigkeiten und festen Körpern. Die Aufnahmen wurden in allen Fällen als Schattenaufnahmen erhalten, aus denen Bewegungsänderungen und dynamische Dichteänderungen aus der Absorption der Röntgenstrahlung verfolgt werden können. Neben der Bedeutung, die die R. für die Hochdruckphysik gewonnen hat, scheint ihre Bedeutung bei der Untersuchung der Röntgenblitzinterferenzen in ultrakurzen Zeiten zu wachsen. Damit wird es möglich, Strukturuntersuchungen bei schnellen Veränderungen der Materie durchzuführen.

Röntgendiagnostik, Disziplin der Radiologie zur Untersuchung von Patienten mittels Röntgenstrahlung. Die durch die Person hindurchtretende Strahlung wird bei Durchleuchtung auf einem Leuchtschirm beobachtet, oder sie exponiert bei Röntgenaufnahme einen Film. Für alle heute verwendeten Röntgeneinrichtungen gilt folgendes Prinzip. Das im Röntgenstrahler, bestehend aus Röntgenröhre und Röhrenschutzgehäuse, erzeugte Röntgenstrahlbündel durchdringt, nachdem es auf die notwendigen Abmessungen abgeblendet wurde, den Patienten. Entsprechend der geometrischen Schattenbildung entsteht auf dem dahinter angeordneten Strahlungsempfänger — Röntgenfilm oder Leuchtschirm — eine vergrößerte Abbildung des durchstrahlten Objektes. Durch einen kleinen Brennfleck der Diagnostik-Röntgenröhren soll eine gute Abbildungsschärfe erzielt werden, außerdem zeichnen sich die Röhren aus durch große Kurzzeitbelastbarkeit mittels Drehanode, Strichfokus u. a. Die Röhrenspannungen liegen etwa zwischen 50 und 130 kV; zur Verringerung der Strahlungsbelastung geht man nach Möglichkeit zunehmend zur *Hartstrahltechnik* mit höheren Spannungen über. Verstärkerfolien, die fluoreszierende Substanzen enthalten, erhöhen den photographischen Effekt auf dem Röntgenfilm. Zur Sichtbarmachung wenig absorbierender Körperregionen sind Kontrastmittel erforderlich. Mit der *Tomographie*, einer besonderen Aufnahmetechnik, ist es möglich, Röntgenaufnahmen für verschiedene Ebenen zu erhalten und so eine räumliche Vorstellung von der Organlage zu gewinnen. Die Güte des Röntgenbildes wird wesentlich durch Bewegungs- und geometrische Unschärfen sowie durch Streustrahlung des Objektes begrenzt. Um Bewegungsunschärfen infolge von Organbewegungen zu vermeiden, sind kurze Belichtungszeiten bis zu 10^{-3} s erforderlich. Dazu sind hohe Röhrenleistungen bis zu 50 kW bei Brennfleckdurchmessern kleiner als 1 mm notwendig. Moderne Diagnostikröhren erfüllen diese Anforderungen (→ Röntgenröhre). Man arbeitet mit Röhrenspannungen zwischen 30 kV und 150 kV. Zur Verringerung der vom Objekt ausgehenden Streustrahlung wird bei möglichst geringer Röhrenspannung gearbeitet, das durchstrahlte Objektvolumen möglichst klein gehalten und vor den Strahlungsempfänger ein Streustrahlungsraster gesetzt.

Wesentlich für die Aufnahmetechnik war die Entwicklung spezieller Röntgenfilme und der Einsatz von modernen Kalziumwolframat-Verstärkerfolien, die beiderseitig an den doppelt beschichteten Röntgenfilm gepreßt werden und auf Grund ihrer intensiven Fluoreszenz Verstärkungsfaktoren von 20 bis 40 erreichen. Das gestattet, die Belichtungszeiten um die gleichen Faktoren zu reduzieren. Die Entwicklung der Schichtaufnahmetechnik ermöglicht es, eine bestimmte Ebene des Untersuchungsobjektes ohne störenden Vorder- bzw. Hintergrund darzustellen. Dies wird durch eine gegenläufige Bewegung von Röhre und Filmkassette bei ruhendem Objekt erreicht. Die Direktaufnahme hat auch heute noch gegenüber dem Durchleuchtungsbild und allen anderen Aufnahmeverfahren ein höheres Auflösungsvermögen und bessere Kontrastwiedergabe.

Dagegen gestattet es die Durchleuchtungstechnik, dynamische Untersuchungsabläufe (Organbewegungen, Kontrastmittelpassagen, chirurgische Eingriffe u. ä.) sowohl visuell zu verfolgen als auch mittels Bildverstärker-Kinematographie bzw. Bildverstärker-Photographie zu speichern. Durch die Entwicklung des Röntgenbildverstärkers und den Einsatz von spe-

ziellen Röntgenfernsehkameras kann das Leuchtschirmbild heute bei normalem Raumlicht betrachtet werden. Außerdem wurde damit eine elektronische Informationsübertragung und -verarbeitung möglich, die es gestattet, den Informationsgehalt des Röntgenbildes besser zugänglich zu machen (Kontrastharmonisierung, Videodensitometrie u. ä.). Das Verfahren der Leuchtschirm-Photographie wird schon seit Jahren in Form der Röntgenschirmbildtechnik für prophylaktische Reihenuntersuchungen eingesetzt.

Um das Produkt aus Feldgröße und Einfalls- bzw. Ausfallsdosis, d. i. die Dosis auf der Strahleneintritts- bzw. -austrittsseite an der Körperoberfläche, zu charakterisieren, wird die Flächendosis benutzt (→ Dosis 4.3).

Röntgendiffraktometer, *Zählrohrdiffraktometer*, Gerät zur Registrierung von Röntgenreflexen mit Hilfe von Quantenzählern. *R. für Einkristalluntersuchungen* gestatten genaue Messungen der Richtungen des einfallenden und des gebeugten Strahls relativ zum Kristall und der diesen Richtungen entsprechenden Intensitäten. Da die Orientierung eines Kristalls zum Primärstrahl für eine bestimmte Netzebenenschar (*hkl*) durch die → Braggsche Reflexionsbedingung nicht vollständig festgelegt ist, kann man unter anderem mittels folgender Prinzipien bewirken, daß die Reflexionsbedingungen erfüllt sind und der Detektor bereit ist, die reflektierte Strahlung aufzunehmen.

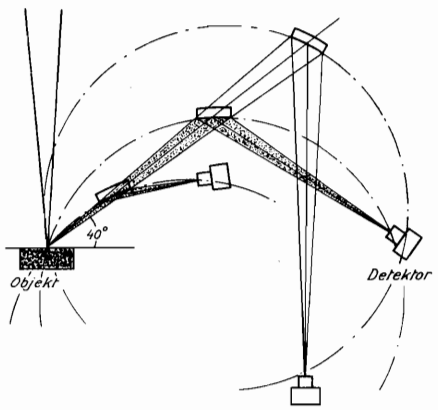
1) *Äquatorialgeometrie.* Der Detektor läßt sich nur in einer Ebene (Äquatorialebene) um eine Achse, die θ-Achse, drehen, wobei der Primärstrahl in der Äquatorebene liegt, während zur Orientierung des Kristalls drei Achsen (ω, χ, φ) vorgesehen sind (*Vierkreisdiffraktometer*).

2) *Weißenberg-Geometrie.* Detektor und Kristall lassen eine Orientierung um je zwei Achsen zu (Detektor: ν, γ; Kristall: μ, Φ).

Die Orientierung von Kristall und Detektor kann manuell oder computergesteuert (*automatisches R.*) eingestellt werden. Bei den automatischen R.n unterscheidet man 'off-line'-R. und 'on-line'-R. Bei *'off-line'-R.n* werden mit Hilfe einer EDV-Anlage aus den genau bekannten Werten der Gitterkonstanten und der Kristalljustierung die den einzelnen Reflexen entsprechenden Einstellwinkel errechnet und auf einem Datenträger (Lochstreifen oder Lochkarten) festgehalten. Durch den Datenträger werden dann die Einstellungen und die Intensitätsmessungen gesteuert. *'On-line'-R.* sind mit einem schnellen Elektronenrechner gekoppelt. Die Berechnung der Einstellungen wird also in unmittelbarer Verbindung mit dieser Einstellung vorgenommen. Dabei kann man Gitterkonstanten und Kristalljustierung, die zunächst nur näherungsweise bekannt sind, mit Hilfe von Messungen verbessern oder während der Messungen der Intensitäten verschiedene Kontrollen vornehmen, deren Ergebnis den weiteren Verlauf des Meßprogramms bestimmt. Um integrale Intensitäten zu gewinnen, muß der Kristall, der Detektor oder beide gleichzeitig schrittweise durch die Reflexionsstellung bewegt werden. Automatische R. bieten im Vergleich zu den sonst üblichen Filmmethoden zur Datengewinnung für die Kristallstrukturanalyse den Vorteil des geringeren Arbeitsaufwandes und der größeren Genauigkeit der Meßwerte; dadurch können strukturanalytische Probleme schneller und mit größerer Genauigkeit gelöst werden.

Röntgen-Eichenwald-Versuch, *Eichenwald-Versuch*, Anordnung zum Nachweis, daß bewegte Polarisationsladungen eines Dielektrikums die gleiche magnetische Wirkung besitzen wie ein entsprechender Leitungsstrom. Das Dielektrikum in einem geladenen Zylinderkondensator soll sich mit der Bahngeschwindigkeit $\vec{v}$ an der Oberfläche drehen. Dann ist das gleichbedeutend mit einem Strom (Röntgenstrom i_P) je Längeneinheit der Achsenrichtung an der Oberfläche des Dielektrikums von $i_P = \vec{v} \cdot |\vec{P}|$; dabei bezeichnet $\vec{P}$ die Polarisation des Dielektrikums, d. h. die Oberflächenladungsdichte. Eichenwald ließ die ganze Versuchsanordnung rotieren, so daß sich der Röntgenstrom i_P und der Rowland-Strom i_D (→ Rowland-Versuch) teilweise kompensieren, und konnte damit zeigen, daß die Differenz unabhängig vom Dielektrikum ist: $i_D - i_P = \vec{v}|\vec{D} - \vec{P}| = \vec{v}|\vec{E}|$. Dabei ist $\vec{E}$ das elektrische Feld und $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebung. Die magnetische Wirkung bewegter Polarisationsladungen wird in allgemeiner Form mathematisch in dem tensoriellen Transformationsgesetz des elektromagnetischen Polarisationstensors (→ Relativitätselektrodynamik) erfaßt, hier speziell durch die Beobachtung einer Magnetisierung (Dichte des magnetischen Moments) $\vec{M} = \vec{v} \times \vec{P}$ bei der Bewegung eines elektrisch polarisierten Dielektrikums mit der Polarisation $\vec{P}$.

Röntgenemissions-Mikroanalysator, ein Mikroanalysengerät, das auf der Grundlage der durch eine feine Elektronensonde in einem Objektvolumen von etwa 1 μm^3 erzeugten Röntgenemissionsstrahlung arbeitet. Die im Mikrobereich emittierte Röntgenstrahlung wird in einem *Röntgenspektrometer* (Abb.). erfaßt. Die



Röntgenspektrometer (schematisch)

spektrale Zerlegung der emittierten Strahlung erfolgt mit gebogenen Kristallen. Bei einer bestimmten Winkeleinstellung des gebogenen Kristalls kann jeweils nur Röntgenstrahlung ein-

heitlicher (definierter) Wellenlänge in den Detektor (Proportionalzähler) gelangen. Es kann so die chemische Zusammensetzung des von der Elektronensonde erfaßten Untersuchungsvolumens bestimmt werden. Moderne R.-M.en sind mit Möglichkeiten für Rasterbetrieb (→ Rasterelektronenmikroskop) ausgestattet. In diesem Falle wird synchron mit der Abrasterung der Objektoberfläche durch die Elektronensonde der Elektronenstrahl einer Oszillographenröhre über den Bildschirm geführt. Zur Intensitätssteuerung dieses Elektronenstrahls werden die vom Proportionalzähler aufgenommenen Signale — nach entsprechender Verstärkung — benutzt. Man erhält so auf dem Leuchtschirm ein für die chemische Zusammensetzung der Objektoberfläche charakteristisches Bild.

Röntgenemissionsmikrospektralanalyse, → Röntgenspektralanalyse.

Röntgenfilme, photographische Spezialmaterialien für Aufnahmen mit Röntgenstrahlen. Die verwendeten Emulsionen haben einen höheren Gehalt an Silberhalogenid und steile Gradation; die Empfindlichkeit wird durch doppelseitigen Beguß erhöht. Durch Verwendung von Verstärkerfolien mit einer fluoreszierenden Substanz, die zu beiden Seiten des Films aufgelegt wird, verkürzt sich die zur Erreichung einer bestimmten Schwärzung nötige Belichtungszeit; bei dieser Anordnung bewirkt vor allem das Fluoreszenzleuchten der Folie die Entstehung des photographischen Bildes, allerdings mit einem gewissen Verlust an Zeichenschärfe. Bei Anwendung sehr kurzwelliger Röntgenstrahlung, z. B. für die Durchstrahlung von Werkstücken, werden Bleifolien zur Verstärkung eingesetzt. Mit Röntgen-Schirmbildfilmen wird das auf dem Fluoreszenzschirm sichtbare Bild des durchleuchteten Objekts auf übliche Weise photographiert. Das Aufnahmematerial muß für das vom Durchleuchtungsschirm ausgehende Licht sensibilisiert sein, eine besondere Empfindlichkeit für Röntgenstrahlung ist bei diesen Filmen nicht nötig.

Röntgenfluoreszenzanalyse, → Röntgenspektralanalyse.

Röntgenfluoreszenzstrahlung, → Röntgenstrahlen.

Röntgenfokussierungsmikroskop, → Röntgenstrahlmikroskopie.

Röntgengrenze, bestimmt in Ionisationsvakuummeterröhren den niedrigsten meßbaren Druck. Nottingham hat als erster eine Arbeitshypothese für die R. aufgestellt, die dann von Bayard und Alpert bestätigt werden konnte. Elektronen, die auf die Anode *A* des Elektrodensystems einer Ionisationsvakuummeterröhre treffen (Abb.), lösen eine weiche Röntgenstrahlung aus, die sich kugelsymmetrisch im Raum ausbreitet. Die erzeugten Röntgenquanten gelangen unter anderem auf den negativen Ionenkollektor *I* und machen dort Photoelektronen frei. Dieser Photoelektronenemissionsstrom ist nun zwar dem Elektronenstrom proportional, aber unabhängig von dem im System herrschenden Vakuumdruck. Das an den Kollektor angeschlossene Meßinstrument kann nicht zwischen dem durch die auftreffenden Ionen hervorgerufenen Rekombinationselektronenstrom und dem durch die Röntgenquanten erzeugten Photoelektronenstrom unterscheiden; es wird daher bei niedrigen Drücken ein zu hoher scheinbarer Ionenstrom angezeigt und damit ein zu hoher Vakuumdruck vorgetäuscht. Dieser Fehler wird im Ionisationsvakuummeter nach Bayard-Alpert weitgehend vermieden. Die Oberfläche des Ionenkollektors im Bayard-Alpert-System ist um zwei bis drei Zehnerpotenzen kleiner als in einem Elektrodensystem konventioneller Bauart. Um den gleichen Faktor wird die R. herabgesetzt.

Röntgenkristallstrukturanalyse, Ermittlung der Idealstruktur von Kristallen aus Intensitäten der gebeugten Röntgenstrahlen (→ Röntgenbeugung). Die R. hat von allen kristallstrukturanalytischen Methoden die größte Bedeutung erlangt (→ Kristallstrukturanalyse).

Röntgenlampe, svw. Röntgenröhre.

Röntgenlicht, mitunter gebrauchte Bezeichnung für → Röntgenstrahlen, da diese ebenso wie Licht elektromagnetische Wellen sind und einige analoge Eigenschaften aufweisen.

Röntgenlinie, → Röntgenspektrum.

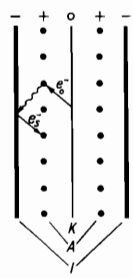
Röntgenlinse, ein Abbildungssystem mit linsenähnlichen Eigenschaften für Röntgenstrahlen. Die Herstellung von Linsen im gewöhnlichen Sinne ist im Gebiet der Röntgenstrahlen nicht möglich, da die Brechungszahl der meisten Stoffe erst in der 5. Dezimale von eins abweicht, so daß die Brennweiten von Linsen etwa 10^5 mal größer sein müßten als ihr Krümmungsradius ($1/f = (1 - n)/r$). Bei der Röntgenoptik spielen nur die Braggsche Kristallreflexion sowie die Totalreflexion eine Rolle. Durch Deformierung von Kristallen oder entsprechende Züchtung erhält man zur Abbildung geeignete Reflektoren oder Monochromatoren. Es können hohle Rotationskörper verwendet werden, die auf der Innenseite mit dünnen Kristallschichten bedeckt sind, und entsprechend gebogene Kristalle oder dünne Kristallschichten, die man auf rotationssymmetrische Flächen unter Wärme aufgedrückt hat. Derartige R.n sind nur für monochromatische Röntgenstrahlen geeignet. Kirkpatrick und Mitarbeiter nutzten die Totalreflexion zur Herstellung von R.n aus. Sie erhielten durch Verwendung von mit Metall belegten Zylinderspiegeln aus Glas eine Abbildung mit 50- bis 100facher Vergrößerung. → Röntgenstrahlmikroskopie.

Röntgenlumineszenz, → Lumineszenz.

Röntgenmikroanalyse, → Röntgenspektralanalyse.

Röntgenmikroskop, ein Mikroskop zur vergrößerten Abbildung von Objekten mittels Röntgenstrahlen. Zur Strahlenablenkung benutzt man in diesem Spektralbereich ($\lambda = 10$ bis 10^{-3} nm) gebogene Kristalle oder mit dünnen Kristallschichten beschichtete Hohlkörper als → Röntgenlinsen. Ein anderer Weg ist die Abbildung mittels Hohlspiegel unter streifendem Einfall der Strahlung. Man hat Vergrößerungen zwischen 100- und 1000fach sowie eine Auflösung von etwa 70 Å erzielt. Als Empfänger werden photographische Spezialemulsionen (Röntgenfilme) verwendet.

röntgenographische Spannungsmessung, die Messung von Gitterdehnungen mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen. Man interpretiert



Röntgengrenze. Schema des Röntgeneffektes in einer Ionisationsvakuummeterröhre

die Dehnungen als Ergebnis einheitlicher elastischer Spannungen im durchstrahlten Bereich (Makrospannungen). Jede Gitterdehnung ist mit einer Änderung von Netzebenenabständen verbunden und bedingt *Linienverschiebungen* auf den Röntgendiagrammen. Im spannungsfreien Zustand kreisförmige Debye-Scherrer-Ringe sind dadurch elliptisch verzerrt (→ Pulvermethoden).

Die r. S. erfolgt meist nach dem Rückstrahlverfahren mit Filmmethoden oder Röntgendiffraktometern. Wegen der geringen Eindringtiefe der Röntgenstrahlen kann nur der Spannungszustand der Oberfläche erfaßt werden. Zu seiner eindeutigen Kennzeichnung (Größe und Richtung der beiden Hauptspannungen) muß ein Debye-Scherrer-Ring, d. h. die Interferenz für ein Indextripel (*hkl*), an mindestens vier Stellen vermessen und die zugehörigen Netzebenenabstände *d* müssen bestimmt werden. Um eine hinreichende Genauigkeit zu erreichen, werden meist mehrere Aufnahmen mit unterschiedlichem Winkel zwischen Primärstrahl und Probenoberfläche angefertigt. Je nach Versuchsanordnung ergeben sich spezielle Beziehungen für die Berechnung der Spannungen aus den *d*-Werten.

Die z. B. nach raschem Abschrecken oder nach Verformungen auftretenden Mikrospannungen haben ebenfalls Dehnungen zur Folge, die jedoch nicht einheitlich sind und daher zu → Linienverbreiterungen führen.

Lit. Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen (4. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

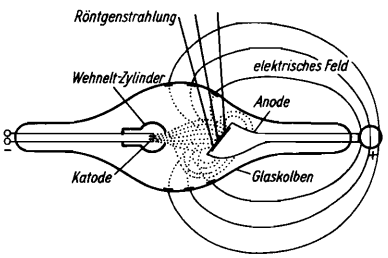
Röntgenprojektionsmikroskop, → Röntgenstrahlmikroskopie.

Röntgenreflex, svw. Reflex.

Röntgenröhre, *Röntgenlampe,* Gerät zur Erzeugung von → Röntgenstrahlen. In R.n werden Elektronenstrahlen hoher Energie erzeugt, die im Brennfleck auf die Anode bzw. die Antikatode auftreffen und von dort Röntgenstrahlen auslösen.

Die älteste Form der R. ist die auf C. W. Röntgen zurückgehende gasgefüllte *Ionenröhre* mit kalter Katode. Der Gasdruck in diesen Röhren beträgt 10^{-2} bis 10^{-3} Torr. Diese R.n bestehen im allgemeinen aus drei Elektroden: Katode (z. B. Aluminium), Anode und Antikatode. Da von der Antikatode die Röntgenstrahlen ausgehen, muß sie gekühlt werden. Ionenröhren arbeiten bei Spannungen von 20 kV und mehr. Die zur Erzeugung der Röntgenstrahlen erforderlichen Elektronen werden beim Aufprallen der durch Stoßionisation entstandenen positiven Ladungsträger auf die Aluminiumkatode aus dieser herausgelöst (→ Gasentladung). Die als Hohlspiegel ausgebildete Katode bündelt die ausgesandten Elektronen und erzeugt so einen kleinen Brennfleck auf der Antikatode. Härte und Intensität der erzeugten Röntgenstrahlung lassen sich in einer Ionenröhre nicht unabhängig voneinander regeln. Außerdem hängt die erzeugte Strahlung auch vom Gasdruck in der Röhre ab. Da letzterer durch die Adsorption von Gasionen immer geringer wird, nimmt die Härte der Strahlung mit der Zeit zu. Zur Verhinderung dieses Effekts sind Röhren mit Gasregenerierung gebaut worden. Infolge der genannten Nachteile werden Ionenröhren heute nur noch in Sonderfällen verwendet, vorwiegend für physikalische Untersuchungen, bei denen das bei anderen Röhren vorhandene, dem eigentlichen Spektrum überlagerte Wolframspektrum stört. Dieses entsteht bei Röhren mit Glühkatode durch Verdampfen von Katodenmaterial, das sich zum Teil auf der Anode niederschlägt. Spezielle Ausführungsformen von Ionenröhren stammen von Hadding, Seemann sowie Gerlach und Heß.

Bei den *Hochvakuumröntgenröhren* mit Glühkatode dient als Elektronenquelle ein Glühfaden aus Wolframdraht. Als Anodenmaterial verwendet man im allgemeinen Kupfer, für den Teil am Ort des Fokus jedoch Wolfram. Intensität und Härte der Röntgenstrahlung lassen sich bei dieser Röhre unabhängig durch die Heizstromstärke bzw. durch die an die Röhre angelegte Anodenspannung regeln. Die erste R. mit Glühkatode wurde von Lilienfeld angegeben. Bei dieser Röhre treten Elektronen aus einem Glühfaden aus, werden auf einige hundert Volt beschleunigt und gelangen in die Bohrung der eigentlichen Katode. Dort lösen sie Sekundärelektronen aus, die zur Anode beschleunigt werden und Röntgenstrahlen an ihr auslösen. Diese Form der R. wurde jedoch sehr bald von der einfacheren Coolidge-Röhre (Abb.) verdrängt, deren Prinzip auch heute noch



Coolidge-Röntgenröhre älterer Bauart. Die Elektronenbahnen sind schematisch angedeutet

allgemein verwendet wird. In dieser Röhre treten die Elektronen aus einem Glühfaden, der Katode, aus, der zur Bündelung mit einem Wehnelt-Zylinder umgeben ist. Sie werden direkt zur Anode beschleunigt, wo sie die Röntgenstrahlen auslösen. Die weitere technische Entwicklung dieser Röhre wurde durch folgende Gesichtspunkte bestimmt: Der durch den Wehnelt-Zylinder gebündelte Elektronenstrom erzeugt einen relativ großen Brennfleck, der nach dem Strichfokusprinzip verkleinert werden kann. Ein Teil der Elektronen trifft die Anode nicht nur im Brennfleck, sondern nach Reflexionen am Stiel der Anode; die dort entstehende Stielstrahlung verschlechtert die Bildschärfe der R. Außerdem wird durch reflektierte Elektronen und durch auf der Anode ausgelöste Sekundärelektronen die Wand negativ aufgeladen. Dadurch wird ein Feld zwischen der Wand und dem positiven Anschlußpol aufgebaut, das Sprühen und Ionisation verursacht. Die Belastbarkeit der Anode hängt von der Größe des Brennflecks und der Wärmeabgabe ab. Die Kühlung kann z. B. mit Öl durch Umlaufkühlung oder mit

Wasser durch Siedekühlung erfolgen. Bei den *Drehanodenröhren* wurde die Belastbarkeit durch Einführen einer rasch rotierenden Anode stark erhöht.

Bei *R.n nach dem Feinfokusprinzip* werden die vom Glühdraht ausgehenden Elektronen mit Hilfe magnetischer Linsen so fokussiert, daß ein sehr kleiner Brennfleck entsteht. Derartige R.n werden z. B. in der → Röntgenstrahlmikroskopie verwendet.

Die zur Spannungsversorgung von R.n benötigte Hochspannung wird heute allgemein durch Gleichrichtung von Wechselspannungen erzeugt. Dabei geht das Bestreben dahin, relativ niedrige Spannungen, d. h. kleine Transformatoren, zu verwenden und höhere Spannungen durch Vervielfacherschaltungen zu erzeugen. Als Gleichrichter können Halbleiterdioden, Stabgleichrichter aus Selen und Glühventile verwendet werden. In manchen Fällen kann auf den Gleichrichter verzichtet und die R. in Halbwellenschaltung verwendet werden. Mangelnde Spannungsglättung wirkt sich in Richtung auf Vermehrung der weicheren Anteile eines Strahlengemisches aus. Die ideale Stromquelle für eine R. ist deshalb die Gleichstrom-Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie.

Sehr harte Röntgenstrahlen wurden nach dem Kaskadenprinzip mit Anodenspannungen von etwa 1 MeV erzeugt. Noch härtere Strahlen erhält man mit van-de-Graaff-Generatoren, die mit Spannungen bis zu etwa 5 MeV betrieben werden und mit denen man Brennflecke von unter 0,1 cm Durchmesser erhält.

Je nachdem, ob eine R. zerlegbar ist oder nicht, ist es auch möglich, zwischen *offenen* und *abgeschmolzenen*, d. h. *technischen R.n* zu unterscheiden. Letztere sind leichter zu handhaben, jedoch beim Durchbrennen des Glühfadens wertlos. Ihre Lebensdauer beträgt etwa 800 Stunden. Die offenen R. haben dagegen wegen der Austauschbarkeit der Glühkatode eine nahezu unbegrenzte Lebensdauer, müssen aber während des Betriebes laufend auf ein Hochvakuum von weniger als 10^{-6} Torr abgepumpt werden. Für wissenschaftliche Zwecke sind die offenen R.n wegen ihrer universellen Verwendbarkeit unersetzlich. Sie bieten die Möglichkeit des Austauschs der Anoden und sind deshalb zur Erzeugung sehr weicher Röntgenstrahlen, d. h. insbesondere zur Erzeugung und Untersuchung der charakteristischen Röntgenstrahlung geeignet.

Lit. Handb. der Physik, Bd XXX Röntgenstrahlen, Herausgeber Flügge (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

Röntgenschattenmikroskop, ein Gerät zur Erzeugung vergrößerter Schattenbilder durchstrahlbarer Objekte mit Hilfe von Röntgenstrahlung (Abb.). Die notwendige, fast punktförmige Röntgenlichtquelle mit einem Durchmesser von 0,1 bis 1 μm wird dadurch erzeugt, daß eine Elektronensonde, die durch zweistufige Verkleinerung einer Elektronenquelle erzeugt wird, auf ein Target auffällt. Das Objekt wird in kleinerem Abstand vom Brennfleck aufgestellt und in größerem Abstand dahinter entweder ein Fluoreszenzschirm oder eine photographische Platte. Die Abbildung erfolgt auf diese Weise vergrößert als Schattenbild nach dem Prinzip der Zentralprojektion; es werden Vergrößerungen bis 10^3fach und eine Auflösung von 0,1 μm erreicht. Der Vorteil gegenüber dem Lichtmikroskop ist hierbei die größere Schärfentiefe sowie die Durchdringung dicker Objekte; dabei brauchen weder Objekte noch Photoplatte im Vakuum untergebracht zu werden wie beim Elektronenmikroskop. Die Röntgenstrahlung kann relativ dicke Objektschichten durchdringen, so daß sich nicht nur Konturenbilder, sondern auch Halbtonbilder ergeben.

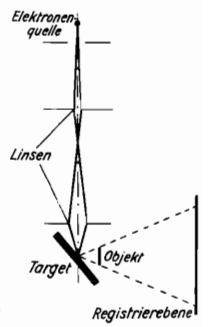
Röntgenserie, → Röntgenspektrum.

Röntgenspektralanalyse, die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung eines Stoffes durch spektrale Zerlegung der von ihm emittierten oder absorbierten Röntgenstrahlen. 1) Die *Emissionsröntgenspektralanalyse* beruht darauf, daß Atome unter geeigneten Bedingungen zur Aussendung einer für jede Atomsorte charakteristischen Röntgenstrahlung, der Eigenstrahlung, angeregt werden (→ Moseleysches Gesetz). Die Anregung der Eigenstrahlung kann durch Elektronenbeschuß (10 bis 50 keV) erfolgen. Diese Methode hat besonders für die *Röntgenmikroanalyse* (*Röntgenemissionsmikrospektralanalyse*, *REMSA*) große Bedeutung erlangt, für die quantitative R. ist sie weniger vorteilhaft.

2) *Die Röntgenfluoreszenzanalyse* (*Fluoreszenzanalyse mit Röntgenstrahlen*) ist die am meisten angewandte Form der R. Hierbei erfolgt die Anregung der Fluoreszenzstrahlung durch Absorption eingestrahlter Röntgenquanten (Kalterregung). Diese Methode ist auch für die quantitative R. gut geeignet, da bei der Kalterregung eine Veränderung der Mengenanteile der einzelnen Atomarten in der Probe ausgeschlossen ist. Ein Nachteil gegenüber der Emissionsröntgenspektralanalyse ist die geringe Intensität der Fluoreszenzstrahlung.

Der Zusammenhang zwischen der Intensität einer Fluoreszenzlinie und der Anzahl der in der Probe vorhandenen Atome ist im allgemeinen nicht theoretisch angebbar, da die Intensität der Linie einer in geringer Konzentration vorliegenden Komponente durch die in hoher Konzentration vorhandene Substanz — die Matrix — in verschiedener Weise beeinflußt wird (Matrixeffekte). Ist z. B. die Fluoreszenzstrahlung eines in der Probe vorhandenen Elementes kurzwellig genug, um die eines anderen Elementes anzuregen (Umweganregung), so wird die Eigenstrahlung der ersten Atomsorte geschwächt und die der anderen verstärkt. Sind in der Probe mehrere Elemente vorhanden, so kann die Anzahl der Umweganregungen recht groß werden und die Intensität — insbesondere bei kleinen Konzentrationen — ein Mehrfaches der direkt angeregten betragen. Die Absorption der einfallenden Röntgenstrahlung und die Absorption der Fluoreszenzstrahlung durch die Matrix wirken sich ebenfalls wesentlich auf die Intensität einer Fluoreszenzlinie aus.

Liegen nur wenige Elemente im Untersuchungsobjekt vor oder interessieren nur wenige Atomsorten neben einer gleichbleibenden Matrix, so arbeitet man meist mit Eich-



Prinzip des Röntgenschattenmikroskops

kurven. Andernfalls kann der Zusammenhang zwischen Intensitäten und Konzentrationen durch ein System linearer Gleichungen angenähert werden, deren Koeffizienten dann mit Hilfe von Eichproben bestimmt werden. Die erreichbare Genauigkeit der Röntgenfluoreszenzanalyse liegt – außer bei sehr leichten Elementen in einer stark absorbierenden Matrix – bei 0,1 %.

3) Bei der *Absorptionsröntgenspektralanalyse* werden die für jede Atomsorte charakteristischen Absorptionskanten ausgenutzt. Mißt man den Absorptionskoeffizienten einer Probe als Funktion der Wellenlänge, so kann aus der Lage von Unstetigkeitsstellen auf die in der Probe vorhandenen Elemente geschlossen werden. Die Höhe eines Sprunges ist ein Maß für die Menge des betreffenden Elementes. Da bei dieser R. die Proben in Form dünner, durchstrahlbarer Plättchen vorliegen müssen, wird sie in geringerem Maße als die Emissions- und die Fluoreszenzverfahren angewendet.

Über Verfahren zur R. → Röntgenspektroskopie.

Lit. Blochin: Methoden der R. (Leipzig 1963); Glocker: Materialprüfung mit Röntgenstrahlen (4. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958).

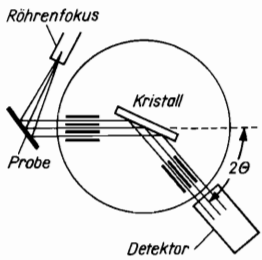
Röntgenspektrograph, *Röntgenspektrometer*, Gerät zur Aufnahme eines → Röntgenspektrums. In R.en wird stets die Drehkristallmethode angewendet. Der zu untersuchende, primäre Röntgenstrahl fällt dabei auf einen sich langsam drehenden Kristall, dessen Drehachse senkrecht zur Strahlrichtung liegt. Ein abgebeugter Strahl entsteht in jeder Winkellage des Kristalls, in der eine Schar von Netzebenen im Kristall mit einer im primären Strahl vertretenen Wellenlänge die Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt. Die Aufnahme der abgebeugten Strahlen geschieht meist auf einer photographischen Platte oder auf einem Film. Infolge der speziellen Ausblendung des primären Strahls bilden die abgebeugten Strahlen auf der Platte oder dem Film gerade Linien, die wie die Spektrallinien eines optischen Spektrums sich nach steigender Wellenlänge anordnen. Komplizierter ist die Aufnahme sehr langwelliger Röntgenspektren, da für Wellenlängen von mehr als 0,2 nm die Absorption in der Luft zu stark wird, so daß im Vakuum gearbeitet werden muß. Derartige *Vakuumspektrographen* werden unmittelbar an die Röntgenröhre angesetzt, so daß die Strahlen weder Luft- noch Glaswände durchlaufen müssen. Somit wird jede Absorption vermieden, und man kann Röntgenspektroskopie bis zu den weichsten Strahlungen betreiben. In diesem Bereich gibt es dann allerdings keine Kristalle mehr, die eine genügend große Gitterkonstante haben, und man muß zu künstlichen Strichgittern übergehen. Damit erreicht man einen Wellenlängenbereich, der sich sehr weit mit dem durch optische Methoden erschlossenen Ultraviolett überlappt.

Röntgenspektrometer, svw. Röntgenspektrograph.

Röntgenspektroskopie, *Röntgenspektrometrie*, Teilgebiet der Spektroskopie, das sich mit der spektralen Zerlegung und Registrierung von elektromagnetischer Strahlung im Wellenlängenbereich von 0,1 bis 300 Å befaßt, und zwar direkt zum Zwecke der Wellenlängenbestimmung von Spektrallinien oder zur → Röntgenspektralanalyse.

Bei Wellenlängen größer als 20 Å (ultraweiche Röntgenstrahlung) werden zur räumlichen Trennung der verschiedenen Spektrallinien mechanisch hergestellte (optische) *Strichgitter* verwendet. Sie ermöglichen eine absolute Bestimmung von Wellenlängen und werden auch bei der Spektralanalyse zum Nachweis sehr leichter Elemente verwendet.

Zur spektralen Zerlegung von Röntgenstrahlen im Bereich unter 20 Å benutzt man *Kristallgitter*. Die Reflexion der einfallenden Strahlung erfolgt nach der → Braggschen Reflexionsbedingung. Für die Röntgenspektralanalyse größerer Proben werden im allgemeinen ebene Kristalle im Parallelstrahlverfahren (Abb.) benutzt. Zur Untersuchung kleiner und



Prinzip eines Röntgenspektrometers für die Fluoreszenzanalyse (Parallelstrahlverfahren mit Sollerblenden). Θ Glanzwinkel

kleinster Bereiche wird der abtastende Strahl durch gebogene Kristalle auf die Probe fokussiert (Mikrosonde, → Monochromator für Röntgenstrahlen).

Zum Studium der Feinstruktur von Emissionslinien und Absorptionskanten ist wegen der hohen Auflösung das Doppelkristallverfahren mit zwei hintereinander angeordneten, ebenen Kristallen am besten geeignet.

Bei manchen Geräten wird das Spektrum räumlich nebeneinander auf Filmmaterial registriert, bei anderen wird das Spektrum ähnlich, wie bei einem → Röntgendiffraktometer, zeitlich nacheinander mit einem Zählrohr abgetastet. Bei Wellenlängen über 3 Å muß der Strahlengang ins Vakuum verlegt werden. Über den Zusammenhang zwischen Wellenlänge der emittierten Röntgenstrahlung und Ordnungszahl des emittierenden Elements → Moseleysches Gesetz.

Lit. → Röntgenspektralanalyse.

Röntgenspektrum, im weiteren Sinne die Wellenlängen- bzw. Frequenzfolge der → Röntgenstrahlen einschließlich des Bremskontinuums, im engeren Sinne die Linienspektren der für die emittierende Substanz charakteristischen Röntgenstrahlung, die beim Übergang von Elektronen aus äußeren Schalen in eine durch Herausschlagen eines inneren Elektrons gebildete Lücke entstehen. Die durch Entfernen eines Elektrons aus einer abgeschlossenen Schale resultierenden Atomzustände haben die gleichen Quantenzahlen, also die gleichen Termsymbole, wie sie dem fehlenden Elektron allein zukommen würden (→ Atomspektren). Die Schale mit $n = 1$ enthält zwei 1*s*-Elek-

tronen. Fehlt eines davon, so entsteht ein $^2S_{1/2}$-Zustand, der in der Röntgenterminologie mit K bezeichnet wird. In der Schale mit $n = 2$ gibt es zwei 2s- und sechs 2p-Elektronen. Ein Loch kann daher die Zustände $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ einnehmen. Die Röntgenbezeichnung dafür lautet: L_{I}, L_{II}, L_{III}. In der Schale $n = 3$ sind es die Zustände $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2,3/2}$, $^2D_{3/2,5/2}$. Sie werden mit $M_{\mathrm{I,II,III,IV,V}}$ bezeichnet. K-, L-, M-, ... Serien sind die Folgen von Linien, die auf den entsprechenden Niveaus enden. Die nach den Auswahlregeln möglichen Kombinationen werden als Röntgenlinien beobachtet.

Die Zustände, in denen sich die äußersten Elektronen der Atome befinden, also gegebenenfalls auch chemische Bindungen, haben auf die Röntgenniveaus nur geringen Einfluß. Die Energie der Röntgenzustände ist im wesentlichen durch die am Ort des „Loches" wirksame Ordnungszahl bestimmt. Diese ist etwa gleich der Ordnungszahl des betreffenden Atoms vermindert um die Zahl der weiter innen laufenden Elektronen. Die „Abschirmung" der Kernladung wird ausgedrückt durch eine *Abschirmkonstante* σ, die aber noch von der Quantenzahl L des gesamten Bahndrehimpulses abhängt (→ Atomspektren).

Dadurch entsteht eine Termdifferenz zwischen zwei Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls J, jedoch unterschiedlichem L, z. B. $^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2} - {}^2D_{3/2}$, die bei echten Einelektronenspektren nahezu verschwindet. So entstehen die *irregulären* oder *Abschirmungs-Dubletts*. Auf der verschiedenen Einstellung des Elektronenspins gegen den Bahnimpuls beruhen z. B. die Termdifferenzen $^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$, $^2D_{3/2} - {}^2D_{5/2}$, die als *reguläre* oder *relativistische Dubletts* bezeichnet werden. Diese Aufspaltung durch Spin-Bahn-Kopplung tritt auch bei echten Einelektronenspektren, z. B. im Wasserstoffspektrum, auf, sie wird aber bei den Röntgenspektren durch die Proportionalität zum Quadrat der Ordnungszahl Z stark vergrößert.

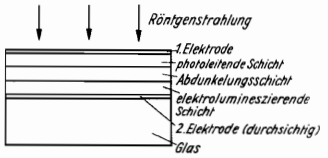
Röntgenlinien, die nicht in das besprochene Termschema passen (*Nichtdiagrammlinien*), beruhen z. T. auf Doppelanregung von Elektronen, wobei gleichzeitig 2 Leerstellen entstehen und 2 Elektronen springen.

Röntgenabsorptionsspektren erhält man, wenn eine Substanz einer Röntgenstrahlung mit kontinuierlicher Frequenzverteilung ausgesetzt wird. Dabei können nur die Frequenzen absorbiert werden, bei denen die Energie $h\nu$ ausreicht, um Elektronen aus dem Atominnern gänzlich in Freiheit zu setzen oder auf eine äußere, unbesetzte Bahn zu heben. Der energetische Unterschied von 1 bis 10 eV zwischen beiden Prozessen ist so klein gegen die Energie der Röntgenstrahlung, daß er im Absorptionsspektrum fast nicht zu bemerken ist. Dieses besteht in einer mit wachsender Frequenz abnehmenden Absorption, die aber an den Stellen, wo die Ionisierungsenergie einer inneren Schale erreicht wird, einen scharfen Anstieg, die *Absorptionskante*, zeigt. Die Lage der Kanten gehorcht dem → Moseleyschen Gesetz. Die Absorptionskante der K-Schale ist einfach, die der L-Schale 3fach, die der M-Schale 5fach, usw., entsprechend der Feinstruktur der Röntgenterme.

Zu beachten ist, daß auf Aufnahmen von Röntgenabsorptionsspektren auf dem Röntgenfilm stets die Absorptionskanten von Brom und Silber zu sehen sind. — Die einfache Beziehung zwischen Röntgenlinienfrequenz und Ordnungszahl macht die Röntgenspektroskopie besonders geeignet zur qualitativen und quantitativen Spektralanalyse:

Lit. → Atomspektren.

Röntgenstrahlbildwandler, eine nach dem Prinzip der optoelektronischen Kopplung (→ Optoelektronik) arbeitende Vorrichtung zum Umwandeln eines Röntgenstrahlbildes in ein sichtbares Bild. Der R. besteht aus einer Folge von: 1. Elektrode, photoleitende Schicht, Abdunkelungsschicht, elektrolumineszierende Schicht, 2. Elektrode, Glas (Abb.). An die



Prinzip des Röntgenstrahlbildwandlers

beiden Elektroden wird eine Wechselspannung angelegt. Sobald die photoleitende Schicht durch die 1. Elektrode hindurch von Röntgenstrahlen getroffen wird, wird sie leitend. Damit liegt die Wechselspannung zwischen 1. und 2. Elektrode an der elektrolumineszierenden Schicht (→ Lumineszenzplatte), die damit Licht abgibt. Die Abdunkelungsschicht dient dazu, Fremdlicht von der photoleitenden Schicht abzuhalten. R. können auch aus mehreren Einzelelementen der beschriebenen Art bestehen.

Röntgenstrahlen, *X-Strahlen*, elektromagnetische Wellenstrahlen analog dem Licht. R. schließen sich mit ihren langen Wellenlängen an das Ultraviolett an und überlappen sich stark mit diesem Bereich, auch nach kurzen Wellenlängen hin ist keine scharfe Grenze zu setzen. Sie liegen in einem Wellenlängenbereich von etwa 80 nm bis 10^{-5} nm, das entspricht einer Quantenenergie zwischen etwa 15 eV und 150 MeV. In diesem Bereich liegen auch die im weiteren Sinn zu den R. zählenden γ-Strahlen radioaktiver Substanzen, die sich nur bezüglich ihrer Entstehungsart von den R. unterscheiden, in ihrer Natur und ihren Eigenschaften aber den R. völlig gleichen.

Erzeugung. R. werden in der → Röntgenröhre gebildet, indem man beschleunigte Elektronen (Katodenstrahlen) auf eine metallene Antikatode auftreffen läßt, von der die R. ausgehen. Zur Erzeugung extrem energiereicher R. dienen auch Betatron, Synchrotron oder Linearbeschleuniger. Man unterscheidet zwei Arten von R.: die einen weiten Spektralbereich kontinuierlich überdeckende Bremsstrahlung und die aus einzelnen Linien bestehende, von der Beschaffenheit der Antikatode abhängige und für sie spezifische charakteristische Röntgenstrahlung.

Die *Bremsstrahlung* (*weiße Röntgenstrahlung*) entsteht durch das plötzliche Abbremsen der in Stoffe eindringenden bewegten Elektronen. Dabei erfolgen vorwiegend Zusammenstöße mit den Hüllenelektronen der Atome des Hindernisses, weniger mit den Atomkernen. Da bei einem solchen Beschleunigungs- oder Bremsvorgang jede elektrische Ladung nach der Maxwellschen Feldtheorie der klassischen Elektrodynamik elektromagnetische Wellen aussendet, entsteht bei der Bremsung eines einzelnen Elektrons ein Strahlungsimpuls nach Art eines akustischen Knalls. Diese statistisch regellos erfolgenden Elementarprozesse, die sich auch hinsichtlich der Bremswege, Bremszeiten und der Geschwindigkeit der Elektronen unterscheiden, liefern ein kontinuierliches Frequenzspektrum, dessen Verteilungsfunktion durch Anwendung der Fourier-Transformation auf die statistischen Elementarprozesse bestimmt werden kann. Die Bremsstrahlung ist teilweise linear polarisiert. Da die Energie $h\nu$ der Photonen der erzeugten R. (h ist das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz der R.) nach der Quantentheorie nicht höher sein kann als die Bewegungsenergie der auftreffenden beschleunigten Elektronen $e \cdot U$ (e ist die elektrische Elementarladung, U die Beschleunigungsspannung, bzw. Anodenspannung der Röhre in V), hat die kontinuierliche Röntgenstrahlung eine scharfe kurzwellige Grenze. Für diese obere Grenzfrequenz ν_g bzw. untere Grenzwellenlänge λ_g gilt die *Wiensche Beziehung* $h\nu_g = hc/\lambda_g = eU$. Die Grenzwellenlänge λ_g ist also lediglich von der Größe der Beschleunigungsspannung, nicht aber vom Material des Hindernisses abhängig. Zahlenmäßig gilt λ_g [nm] = 1234,6/U [V]. Es ist jedoch auch der umgekehrte Prozeß möglich, d. h., R. können aus Atomen (Photo-) Elektronen ausschlagen, deren Geschwindigkeit wiederum durch die Wiensche Beziehung gegeben ist.

Diese Gleichung wurde auch für die genaue Bestimmung der Planckschen Konstante ausgenutzt. Der Nutzeffekt η der Bremsstrahlerzeugung, d. h. das Verhältnis der als Röntgenstrahlen abgegebenen Leistung zur Leistung der Elektronenstrahlen, ist sehr schlecht. Nach der Beziehung $\eta = 10^{-9} \cdot Z \cdot U$ [V] liegt er noch unter 1%. Dabei ist Z die Ordnungszahl des Materials der Antikatode.

Die Intensität der Bremsstrahlung hängt bei konstanter Elektronengeschwindigkeit linear vom primären Elektronenstrom ab. Bei konstantem Elektronenstrom steigt die Gesamtintensität stärker als quadratisch mit der Elektronengeschwindigkeit an. Außerdem wächst sie proportional mit der Ordnungszahl des Antikatodenmaterials. Die spektrale Verteilung der Bremsstrahlung hingegen ist unabhängig vom Antikatodenmaterial.

Die *charakteristische Röntgenstrahlung* (*Eigen-, Fluoreszenzröntgenstrahlung, Röntgenfluoreszenzstrahlung*) besteht, ähnlich wie ein Linienspektrum im Sichtbaren, aus einzelnen scharfen Linien. Diese Röntgenlinien werden durch Elektronenübergänge zu den viel fester gebundenen Elektronen der inneren Schalen der Atome verursacht, während die optischen Spektren mit den Übergängen der Außen- oder Leuchtelektronen verbunden sind. Zur Erklärung genügen die Vorstellungen des Bohrschen Atommodells (→ Atommodell). Durch ein schnelles Elektron des Katodenstrahles kann ein Elektron aus einer der inneren Schalen des Atoms vollständig herausgeschleudert werden. Das an dieser Stelle entstandene „Loch" wird durch ein weiter außen liegendes und damit weniger fest gebundenes Hüllenelektron aufgefüllt, wobei die freiwerdende Differenz zwischen den Energiebeträgen der Elektronen als Röntgenquant abgestrahlt wird. Infolge der diskreten Energien der Elektronenzustände im Atom entsteht bei diesem Übergang eine elektromagnetische Strahlung ganz bestimmter Frequenz, die infolge der hohen freiwerdenden Energie im Röntgengebiet liegt. In Analogie zu den optischen Spektren faßt man alle diejenigen Linien, deren erzeugende Elektronensprünge auf derselben Schale enden, zu einer Serie zusammen. Entsprechend unterscheidet man nach steigender Wellenlänge *K*-, *L*-, *M*-, *N*-Serien usw., die aus einer zunehmenden Zahl von Komponenten bestehen. Bei allen Elementen treten analoge Serien auf; die Frequenz analoger Serienglieder ist direkt proportional zum Quadrat der Ordnungszahl Z (→ Moseleysches Gesetz). Weiteres → Röntgenspektrum.

Da die kurzwelligsten Linien der charakteristischen R. nur wenig unter einer Wellenlänge von 0,01 nm liegen, kommt für die Erzeugung härterer, kurzwelligerer R. ausschließlich die Bremsstrahlung in Frage, deren kurzwellige Grenze lediglich durch die verfügbare Elektronenenergie beschränkt wird. Zur Erzeugung harter, also kurzwelliger elektromagnetischer Strahlung werden auch radioaktive Präparate benutzt. Die von ihnen ausgesandten γ-Strahlen haben die gleiche Natur wie die R.

Nachweis. R. werden hauptsächlich durch die Schwärzung photographischer Platten und die Ionisation von Gasen in der Ionisationskammer nachgewiesen. Hiermit sind auch quantitative Messungen ihrer Intensität möglich. Besonders in der medizinischen → Röntgendiagnostik dient der Fluoreszenzschirm zum Nachweis der R.

Eigenschaften. Da die R. ebenso wie das Licht elektromagnetische Strahlen sind, haben sie auch ähnliche Eigenschaften wie dieses, wenngleich diese Ähnlichkeit infolge der viel kürzeren Wellenlänge oft schwierig erkennbar und nachweisbar ist. R. breiten sich wie das Licht geradlinig aus und werfen geometrische Schatten (Anwendung bei den Schattenbildern der medizinischen Röntgendiagnostik). Die Brechzahlen aller bekannten Substanzen liegen für R. praktisch nur sehr wenig unter dem Wert 1. Eine reguläre Reflexion oder Brechung an Grenzflächen ist für R. im allgemeinen nicht möglich, da die Wellenlänge der R. in der Größenordnung der Atomabmessungen liegt und die „Rauhigkeit" der Grenzfläche infolge ihrer atomaren Struktur schon zu groß ist. Nur bei nahezu streifendem Einfall sind Brechung, Reflexion und Totalreflexion von R. beobachtbar.

Ähnlich wie beim Licht treten auch bei R. Abweichungen von der geradlinigen Ausbreitung infolge von Beugungserscheinungen auf. Sie sind jedoch wegen der kürzeren Wellenlänge viel schwieriger nachzuweisen. Da die Abmessungen der beugenden Objekte in der Größenordnung der Wellenlänge der R. liegen müssen, ist eine Beugung der R. an „gewöhnlichen" Spalten und Strichgittern nur sehr schwer möglich, inzwischen aber auch gelungen. Gerade infolge ihrer kurzen Wellenlänge erfolgt jedoch eine Beugung der R. am Raumgitter der regelmäßig angeordneten Gitterbausteine von Kristallen. Diese Erscheinung bildet die Grundlage für zwei wichtige Anwendungen, die → Röntgenspektralanalyse und die Röntgenstrukturanalyse.

Auch Polarisationserscheinungen treten bei R. auf. Barkla zeigte, daß R. bei Streuung an Materie teilweise polarisiert werden.

Die hohe Durchdringungsfähigkeit der R. ist eine Eigenschaft, die sie deutlich vom Licht unterscheidet und die die Grundlage für fast alle ihre praktischen Anwendungen bildet. Durchdringen monochromatische R. eine Materialschicht der Dicke d in cm, so wird die auffallende Intensität I_0 auf den Wert $I = I_0 \exp(-\mu d)$ geschwächt. Die Intensitätsverringerung der R. beim Durchdringen von Stoffen ist durch Streuprozesse und wahre Absorption bedingt. Demzufolge setzt sich der Schwächungskoeffizient μ in cm^{-1} additiv aus dem Absorptionskoeffizienten μ_a und dem Streuungskoeffizienten μ_s zusammen: $\mu = \mu_a + \mu_s$ (→ ionisierende Strahlung 1). Der Einfluß der Streuung ist nur bei kurzen Wellenlängen und bei Substanzen mit niedriger Ordnungszahl wesentlich. Anstelle der Schwächungskoeffizienten wird in der experimentellen Praxis häufig die Halbwertsdicke D in cm angegeben, in der die Strahlungsintensität auf die Hälfte zurückgeht. Es ist $D = \ln 2/\mu$ (Tab.).

Tab. Halbdicken in cm für Quantenenergien der R. von 0,1 bis 10 MeV

E in MeV	Wasser	Al	Fe	Pb
0,1	4,2	1,6	0,26	0,012
0,2	5,1	2,1	0,64	0,07
0,3	5,9	2,5	0,8	0,18
0,5	7,2	3,1	1,1	0,4
1	9,8	4,2	1,5	0,9
2	14	6	2,1	1,4
5	23	9	2,8	1,4
10	31	11	3	1,2

Das Absorptionsverhalten der R. ist einfacher als das des Lichtes, da es ausschließlich eine Eigenschaft der Atome der Substanz ist und sich molekulare Absorptionskoeffizienten additiv aus den atomaren zusammensetzen. Damit treten die individuellen Unterschiede der Stoffe, die durch die chemischen Bindungen bedingt werden, stark in den Hintergrund. Für den Absorptionskoeffizienten gilt die empirische Beziehung $\mu_a = C \cdot Z^4 \cdot \lambda^3$. Die Absorption von R. einer bestimmten Wellenlänge λ steigt also stark mit der Ordnungszahl Z der Atome des absorbierenden Stoffes an. Das ist z. B. die Ursache für die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten von Knochen und weichem Körpergewebe, die die Aufnahme von Schattenbildern in der medizinischen Röntgendiagnostik erlauben. Andererseits nimmt nach der Beziehung der Absorptionskoeffizient sehr rasch mit der Wellenlänge λ der R. zu. Kurzwellige R. sind also durchdringender, „*härter*" als langwelligere. Sehr langwellige, „*weiche*" R. können nur im Vakuum untersucht werden, da sie bereits von der Luft absorbiert werden.

Die Abnahme der Absorption zu kürzeren Wellenlängen hin wird an den Absorptionskanten des absorbierenden Stoffes sprunghaft unterbrochen. Wird die Absorptionskante erreicht, springt die Absorption wieder auf einen höheren Wert.

Bei der Wechselwirkung von R. mit Atomen der Materie spielen hauptsächlich die folgenden Prozesse eine Rolle. Die aufgenommene Strahlungsenergie der R. kann 1) wieder abgegeben werden als kohärente Röntgenstrahlung gleicher Frequenz (*klassische Streuung nach Rayleigh-Thomson*), 2) als inkohärente Röntgenstrahlung größerer Wellenlänge unter Abgabe eines Compton-Elektrons (*Compton-Effekt*), 3) übertragen werden an ein Photoelektron, das den Atomverband verläßt (*Photoeffekt*), 4) umgewandelt werden in ein Elektron-Positron-Paar (*Paarbildung*). Da die Wirkungsquerschnitte für Photo- und Compton-Effekt mit abnehmender Wellenlänge der R. abnehmen, der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung hingegen zunimmt, sinkt die Absorption von R. zu extrem kurzen Wellenlängen hin nicht beliebig, sondern nur auf ein bestimmtes Minimum ab, um dann wieder anzusteigen. Für jede Substanz gibt es somit R. größter Durchdringungsfähigkeit. Besonders klar erscheint dieses Minimum bei schweratomigen Substanzen. Für Blei z. B. sind im Wellenlängengebiet $\lambda < 0{,}00025$ nm energiereichere R. „weicher" als energieärmere.

Anwendung. R. haben ein sehr breites Anwendungsgebiet: medizinische Röntgendiagnostik und Strahlentherapie, Strahlenkonservierung von Nahrungsgütern, Züchtung von Kulturpflanzen mit verbesserten Eigenschaften mittels röntgenstrahlinduzierter Mutation, Röntgenstrukturanalyse, Röntgenspektroskopie, Röntgenspektralanalyse, Röntgenfluoreszenzanalyse, Röntgenmikroskopie, Röntgenastronomie u. a.

Geschichtliches. Die R. wurden 1895 von W. C. Röntgen beim Experimentieren mit Katodenstrahlen entdeckt und zunächst als *X-Strahlen* bezeichnet. (Diese Bezeichnung ist auch heute noch in der englischsprachigen Fachliteratur üblich.) Röntgen beobachtete neue unbekannte Strahlen, die beim Aufprallen der Elektronen auf die Glaswand der Röhre entstanden und die die Fähigkeit besaßen, fluoreszenzfähige Stoffe zum Leuchten zu erregen, die photographische Platte zu schwärzen und im Gegensatz zu den Katodenstrahlen auch dickere Materieschichten zu durchdringen. Im Jahre 1912 gelang es von Laue und seinen Mitarbeitern Friedrich und Knipping, die Beugung von R. nachzuweisen. Auch die Polarisation von R. konnte gezeigt werden. Damit war bewiesen, daß R. transversale elektromagnetische Wellen sehr kleiner Wellenlänge sind.

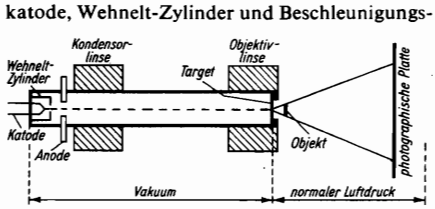
Lit. Grimsehl: Lehrb. der Physik, Bd III und IV (Leipzig 1964); Hertz: Lehrb. der Kernphysik (Leipzig 1966); Mierdel: Elektrophysik (Berlin 1970).

Röntgenstrahlmikroskop, → Röntgenstrahlmikroskopie.

Röntgenstrahlmikroskopie

Röntgenstrahlmikroskopie, spezielle Form der Mikroskopie, bei der statt mit sichtbarem Licht mit Röntgenstrahlen Beobachtungen vorgenommen werden. Vorteilhaft wirkt sich bei der R. die Tatsache aus, daß der Bildkontrast vorwiegend auf der Absorption von Strahlung beruht. Bei vergleichbarem Auflösungsvermögen — bisher konnten mit Röntgenstrahlmikroskopen Objekte von minimal etwa 0,1 μm Durchmesser noch aufgelöst werden — zeichnen sich Röntgenstrahlmikroskope gegenüber Lichtmikroskopen durch größeren Kontrastreichtum der Bilder aus. So konnten z. B. Viren äußerst gut dargestellt werden, die im Lichtmikroskop kaum erkennbar waren. Obwohl das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops (→ Elektronenmikroskopie) um zwei bis drei Größenordnungen besser ist, eignet sich das Röntgenstrahlmikroskop insbesondere für biologische Untersuchungen, da sich dabei das Objekt an der Luft und nicht wie beim Elektronenmikroskop im Vakuum befindet. Auch sind die Strahlenschäden lebender Objekte im natürlichen Zustand durch Röntgenstrahlen im Vergleich zu den Strahlenschäden durch Elektronenstrahlen gering. Für biologische Untersuchungen werden Röntgenstrahlen im Wellenlängenbereich von 0,1 bis 10 nm verwendet. Die Konstruktion von Röntgenstrahlmikroskopen ist dadurch schwierig, daß die Brechzahl der Stoffe für Röntgenstrahlen sehr nahe bei Eins liegt, so daß es nur wenig geeignete Linsen für diese Mikroskope gibt (→ Röntgenlinse). Es fehlen geeignete Materialien mit starker Brechzahl und schwacher Absorption. Außerdem ist der Öffnungswinkel von Röntgenstrahlmikroskopen kleiner als bei Lichtmikroskopen.

Man unterscheidet zwischen der Mikroskopie durch Schattenbilder und den Fokussierungsmikroskopen. Die einfachste und älteste Form der Erzeugung von Schattenbildern ist die *Mikroröntgenbilderzeugung* oder *Mikroradiographie*. Bei dieser Methode befindet sich das Objekt in direktem Kontakt mit dem Film. Ein vergrößertes Schattenbild erhält man durch nachfolgende optische Vergrößerung des entwickelten Mikroröntgenbildes. Die Methode wird vor allem in der Biologie, Medizin, Chemie, Mineralogie und Metallurgie angewandt. Das erreichte Auflösungsvermögen liegt in der Größenordnung von 1 μm. Das *Schattenprojektionsmikroskop für Röntgenstrahlen* oder *Röntgenprojektionsmikroskop* (Abb.) wurde zuerst von Cosslett und Mitarbeitern gebaut und arbeitet nach folgendem Prinzip: In einem evakuierten Metallzylinder befindet sich eine aus Glühkatode, Wehnelt-Zylinder und Beschleunigungsanode bestehende Elektronenkanone. Diese emittiert ein beschleunigtes Elektronenstrahlbündel, das mit Hilfe von magnetischen Linsen auf das Target, z. B. eine dünne Metallfolie aus Kupfer oder Wolfram, konzentriert wird. Der Brennfleck hat einen Durchmesser von 1 μm und weniger. Von ihm werden Röntgenstrahlen ausgesendet, deren kürzeste Wellenlänge durch die angelegte Spannung bestimmt wird. Dicht vor dem Target befindet sich das Objekt unter normalem Luftdruck. Von ihm erzeugen die Röntgenstrahlen auf der photographischen Platte im Schattenwurf ein vergrößertes Bild. Das Auflösungsvermögen wird im wesentlichen durch die Brennfleckgröße bestimmt. Nixon erreichte 1956 eine Auflösung von 0,1 μm, was nur wenig besser ist als das bestenfalls erreichbare Auflösungsvermögen von Lichtmikroskopen. Mit Schattenprojektionsmikroskopen konnten kleine Objekte etwa 100fach linear vergrößert werden.



Schematische Darstellung eines Röntgenstrahlschatten-Projektionsmikroskops nach Cosslett und Nixon

Infolge des Fehlens geeigneter Linsen für Röntgenstrahlen besteht noch wenig Aussicht, ein *Röntgenfokussierungsmikroskop* nach dem in der Optik üblichen Prinzip zu bauen. Dagegen hat man Fokussierungsmikroskope verwirklicht, die mit Spiegeln bei fast streifendem Einfall im Gebiet der Totalreflexion, d. h. Einfallswinkel kleiner als 0,5°, arbeiten. Ebenso ist die Abbildung durch Kristallgitterbeugung an gebogenen Kristallen schon ausgenutzt worden. Wegen des streifenden Einfalls und der extrem kleinen Wellenlänge erfordern diese Methoden außerordentlich hohe Anforderungen an die Bearbeitungsgenauigkeit der Spiegeloberflächen. Trotz allem wurden schon Bilder mit einer 50-bis 100fachen Vergrößerung und mit einer Auflösung von 1 μm hergestellt. Die dabei verwendete Röntgenstrahlung hatte eine Wellenlänge von 1 nm.

Lit. Handb. der Physik, Bd XXX Röntgenstrahlen, Herausgeber Flügge (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

Röntgenstrahlung, → Röntgenstrahlen.

Röntgentopographie, Röntgenbeugungsverfahren, das es erlaubt, Störungen des periodischen Gitteraufbaus von Einkristallen (Versetzungen, Stapelfehler, Zwillingsgrenzen, Korngrenzen, Ausscheidungen) als Kontrastunterschiede in der Feinstruktur der Röntgeninterferenzflecken in natürlicher Größe auf feinkörnigem Filmmaterial individuell abzubilden und durch anschließende lichtmikroskopische Nachvergrößerung dem Auge sichtbar zu machen. Zur Anfertigung von Röntgentopogrammen wird eine Röntgenstrahlenquelle benötigt, von der ein durch Spaltblenden begrenzter, meist monochromatischer Strahl auf den zu untersuchenden Kristall gerichtet wird. Der Kristall muß oft bis auf Bruchteile von Winkelminuten genau bezüglich der Richtung der einfallenden Röntgenstrahlen ausgerichtet sein, um für eine ausgewählte Netzebenenschar die Braggsche Reflexionsbedingung zu erfüllen. Die Kristallorientierung erfolgt mit Hilfe eines Goniometers. Um ein hohes Auflösungsvermögen zu erreichen, verwendet man hinreichend parallele Strahlen und bringt die Photoplatte in unmittelbarer Nähe des Kristalls an. Befindet sich die Photoplatte auf der gleichen Seite der Probe wie das

einfallende Strahlenbündel, spricht man von einer *Rückstrahlanordnung*, die die Untersuchung oberflächennaher Bereiche der Kristalle gestattet. Im anderen Fall liegt eine *Durchstrahlanordnung* vor. Besondere Verbreitung hat ein Verfahren von A. R. Lang gefunden, bei dem Kristall und Photoplatte periodisch in einem strichförmigen Strahlenbündel hin und her gezogen werden. Dadurch lassen sich größere Kristallbereiche erfassen. Die durchstrahlbaren Kristalldicken liegen je nach untersuchtem Material etwa zwischen 50 μm und 1 mm. Speziell bei anomaler (sehr geringer) Absorption (*Borrmann-Effekt*) können Einkristalle (z. B. Silizium) mit Dicken von einigen mm durchstrahlt werden. Die Kristallbaufehler werden durch eine von den ungestörten Bereichen abweichende Schwärzungsverteilung abgebildet. Auf dem Photomaterial können noch Details von wenigen μm aufgelöst werden. Der Nachweis von einzelnen Versetzungen, z. B. die Randlinien von im Kristallinneren endenden Netzebenen, erfolgt durch ihre weitreichenden Verzerrungsfelder, wodurch die Netzebenenorientierung dort etwas anders als in störungsfreien Bereichen ist. Die Auflösung einzelner Versetzungen gelingt bis zu Versetzungskonzentrationen von etwa 10^6 cm^{-2}. Ähnliche und auch weitergehende Aussagen können durch elektronenmikroskopische Untersuchungen gewonnen werden, allerdings hat man dann ein wesentlich kleineres Gesichtsfeld, höhere Anforderungen an die Kristallpräparation, geringere durchstrahlbare Dicken und einen beträchtlich größeren apparativen Aufwand.

Die ersten röntgentopographischen Aufnahmen wurden von W. Berg um 1930 hergestellt. Einen großen Aufschwung nahm die Entwicklung röntgentopographischer Aufnahmeverfahren nach 1950 mit der Untersuchung einkristalliner Halbleitermaterialien (Germanium, Silizium, Verbindungshalbleiter) und auch ganzer integrierter Schaltkreise, deren elektrische Eigenschaften empfindlich von Strukturstörungen abhängen. Damit ging die Weiterentwicklung der Theorie der Röntgenstrahlbeugung einher.

Lit. Kleber, Meyer, Schoenborn: Einführung in die Kristallphysik (Berlin 1968).

Rootspumpe, *Wälzkolbenpumpe*, *Rootsgebläse*, Vakuumpumpe, die im Grob-, Fein- und Hochvakuumbereich eingesetzt wird. Im Druckbereich von 10 bis 10^{-3} Torr ist sie hinsichtlich ihrer Saugleistung und ihres spezifischen Energiebedarfs der Sperrschieberpumpe und der Öldiffusionspumpe überlegen.

Der Saugvorgang der R. entsteht durch zwei Drehkolben mit etwa achtförmigem Querschnitt, die mit hoher Drehzahl gegenläufig in einem vakuumdichten Gehäuse rotieren. Die Spalte zwischen den Kolben sowie zwischen Kolben und Gehäusewand sind eng gehalten (0,1 mm), so daß die Gasrückströmung sehr gering ist. Im Gegensatz zu den ölüberlagerten Vakuumpumpen befindet sich im Pumpenraum der R. keine Schmierflüssigkeit. Dadurch ist der Öldampfdruck im Rezipienten im allgemeinen geringer als bei zweistufigen Drehschieberpumpen. Die R.n arbeiten gegen ein Vorvakuum, das von einer Vakuumpumpe erzeugt und aufrechterhalten wird.

Rose-Gorter-Methode, → polarisierte Kerne.

Rosenbluth-Formel, → elektromagnetische Formfaktoren.

Rosenbluth-Invariante, → *Bl*-Koordinaten.

Rossi-Kurve, Kurve, die Elektronenauslösung aus festen Stoffen durch kosmische Teilchen in Abhängigkeit von der Dicke des Materials, in das sie eindringen, beschreibt. Sie wird mit Zählrohrkoinzidenzen in Dreieckschaltung aufgenommen, d. h., die Anordnung spricht nur auf mindestens zwei gleichzeitig hindurchgehende Elektronen an. Man beobachtet mit zunehmender Materialdicke zunächst ein schnelles Ansteigen der Zahl der ausgelösten Elektronenschauer bis zu einem Maximum und danach ein allmähliches Abfallen, was infolge Absorption der ausgelösten Elektronen durch das Material erklärt wird.

Rotation, 1) Mathematik: ein Vektorfeld, das zum Vektorfeld $\vec{a}(\vec{r})$ nach der Vorschrift

$$\operatorname{rot}\vec{a}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{a}(\vec{r}) = \vec{e}_x\left(\frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z}\right) + \vec{e}_y\left(\frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x}\right) + \vec{e}_z\left(\frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y}\right)$$

gebildet wird und sich als Vektorprodukt $[\nabla\,\vec{a}(\vec{r})] = \nabla \times \vec{a}(\vec{r})$ des Nablaoperators ∇ auffassen läßt. Es wird häufig auch als *Rotor* bezeichnet. Eine äquivalente Definition der R. ergibt sich aus dem Gaußschen Integralsatz und dem Mittelwertsatz der Integralrechnung:

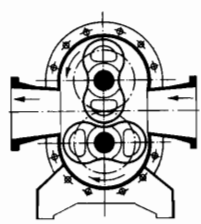
$$\operatorname{rot}\vec{a}(\vec{r})\Big|_{P_0} = \lim_{i\to\infty}\frac{\oiint_{F_i}\vec{n}\times\vec{a}(\vec{r})\,\mathrm{d}\sigma}{V_i},$$

dabei ist $\vec{n}$ der nach außen gerichtete Normalenvektor der Fläche F_i, die die Berandung des Volumens V_i darstellt, und $\mathrm{d}\sigma$ ist ihr Flächenelement. Die Folge der V_i zieht sich auf den Punkt P_0 zusammen.

Faßt man $\vec{a}(x, y, z)$ als das Geschwindigkeitsfeld eines mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ rotierenden Körpers auf, dann ist $\operatorname{rot}\vec{a}(\vec{r}) = 2\vec{\omega}$.

Entsprechend dieser Deutung werden Vektorfelder $\vec{a}(\vec{r})$ mit $\operatorname{rot}\vec{a}(\vec{r}) \neq 0$ als *Wirbelfelder* und solche mit verschwindender R. als *wirbelfreie Felder* bezeichnet. Für die letzteren gilt der wichtige Satz: Ein Feld ist dann und nur dann wirbelfrei, wenn es ein Gradientenfeld ist (→ Potentialtheorie). Wirbelfelder sind nicht so einfach zu beschreiben (Helmholtzsche Wirbelsätze).

2) *dielektrische R.*, die Drehung eines Rotationskörpers, der aus zwei verschiedenen, konzentrisch um die Drehachse angeordneten Dielektrika besteht, in einem elektrischen Drehfeld. Durch die unterschiedliche Leitfähigkeit beider Dielektrika bildet sich an der Trennfläche eine Flächenladung, auf die das Drehfeld ein Drehmoment ausübt. Je nach dem Verhältnis der Leitfähigkeiten erfolgt die Drehung im gleichen oder entgegengesetzten Sinne wie die des Drehfeldes.



Rootspumpe (Querschnitt)

3) → Drehbewegung, → Relativbewegung, → Kreisel.

Rotationsachse der Erde, → Erdrotation.

Rotationsbewegung, → mechanisches System.

Rotationsdichroismus, → Drehvermögen 1).

Rotationsdiffusion, die infolge der Brownschen Bewegung eintretende Änderung der Orientierung von Molekülachsen in einem flüssigen System, insbesondere in kolloiden oder makromolekularen Lösungen, die unter anderem

dazu führt, daß stets ein Übergang von einem System, in dem alle Achsen in einer Richtung orientiert sind, in Richtung auf regellose Orientierung erfolgt. Infolge der R. ist es z. B. nicht möglich, eine völlig parallele Orientierung länglicher Partikeln, etwa in einer laminaren Strömung oder einem elektrischen Feld, zu erreichen. Die R. kann durch eine *Rotationsdiffusionskonstante* D_r beschrieben werden, die z. B. aus dem mittleren Orientierungswinkel der Teilchen in den genannten Feldern bestimmt werden kann. Für D_r gilt: $D_r = kT/f_r$. Dabei ist f_r der Reibungskoeffizient für die Rotation. Für die Kugel ist $D_r = kT/(8\pi\eta r^3)$. Es gilt die Beziehung $D_r = 2\tau$ für die Relaxationszeit τ, die für den Übergang von völlig regelmäßiger zu völlig regelloser Orientierung charakteristisch ist.

Rotationsdispersion, → Drehvermögen.

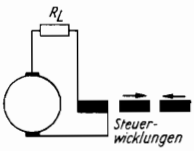
Rotationsenergie, → Energie.

Rotationsfreiheitsgrad, → Freiheitsgrad.

Rotationsgeschwindigkeitstensor, → Kosmos.

Rotationshysterese, Erscheinung, daß in einer ferromagnetischen Probe der infolge der magnetischen Anisotropie zwischen Feld- und Magnetisierungsrichtung auftretende Winkel bei Drehung des Magnetfeldes innerhalb eines bestimmten Feldintervalls irreversiblen Änderungen unterliegt. Dadurch kommt es bei einer vollen Drehung des Feldes zu einem Energieverlust (*Rotationshystereseverlust*). Seine Feldabhängigkeit erlaubt Rückschlüsse auf Stoffeigenschaften, z. B. auf die Größe der Anisotropie, die Ummagnetisierungsprozesse und Texturen.

Rotationsinvarianz, die Eigenschaft bestimmter physikalischer Größen, sich bei Transformationen der Drehgruppen, d. h. beliebigen Rotationen oder Drehungen, nicht zu ändern. Diese Größen heißen (Rotations-) Invariante. Häufig spricht man auch von R., wenn die Grundgleichungen eines physikalischen Systems bei Drehungen ihre Form nicht ändern und forminvariant sind (→ Lorentz-Kovarianz); die in diese Gleichungen eingebundenen physikalischen Größen müssen dann Darstellungen der Drehgruppe sein. Der Drehimpuls ist dann eine Erhaltungsgröße, und speziell in der Quantentheorie sind die Zustandsfunktionen des Systems Eigenfunktionen des Drehimpulsoperators (→ Gruppentheorie). Ein Beispiel sind alle (kugelsymmetrischen) Atome, speziell das Wasserstoffatom, deren Eigenfunktionen unter anderem nach Eigenwerten des Drehimpulsoperators klassifiziert werden.



Schaltbild des Rototrols mit einer Reihenschluß-Erregerwicklung und zwei gegeneinanderwirkenden Steuerwicklungen. R_L Belastungswiderstand

Rotationskolbenmotor, → Verbrennungsmotor.

Rotationskörper, Körper, dessen Oberfläche z. B. durch Drehung einer Kurve $y = f(x)$ um die x-Achse als Rotationsachse erzeugt wird.

Rotationsmagnetismus, 1) durch Rotation hervorgerufene Magnetisierungseffekte, → gyromagnetischer Effekt.

2) durch elektromagnetische → Induktion hervorgerufene Wirbelstromeffekte. Die Wirkung der elektromagnetischen Induktion in räumlich ausgedehnten Leitern wurde zuerst von Arago beobachtet (*Aragoscher Versuch*). Eine Magnetnadel, die über einer Kupferscheibe drehbar aufgehängt ist, dreht sich mit, wenn die Scheibe in Drehung versetzt wird. Umgekehrt beginnt die Scheibe zu rotieren, wenn die Nadel in Drehung versetzt wird. Dabei befindet sich zwischen Kupferscheibe und Magnetnadel eine Glasplatte, um eine Mitnahme durch Luftreibung auszuschließen. Arago konnte diese Erscheinung nicht deuten und bezeichnete sie als R., da er glaubte, eine besondere Art von Magnetismus entdeckt zu haben. Faraday klärte die Erscheinung als Induktionswirkung. Beide Pole der Magnetnadel induzieren in der darunterliegenden leitenden Scheibe bei der Bewegung Wirbelströme, die ihrerseits ein Magnetfeld aufbauen. Nach dem → Lenzschen Gesetz sind diese Ströme so gerichtet, daß sie ihrer Ursache, nämlich der Relativbewegung zwischen Platte und Magnetnadel, entgegenwirken, so daß der jeweils ruhende Teil mit in Drehung versetzt wird.

Rotationsniveau, Energieniveau eines Atomkerns, das durch kollektive Rotation von Nukleonen entsteht. R.s treten bei bleibend deformierten Kernen auf. Sie liegen energetisch um so tiefer, je größer die Deformation des Kerns ist. Man erhält eine Folge von R.s, deren Energien durch $E = (\hbar^2/2\theta)\,[I(I+1) - I_0(I_0+1)]$ bestimmt sind, wobei θ das Trägheitsmoment des Kerns, I_0 der Spin des Grundzustandes, I der Spin des R.s ist. Die Rotation der Nukleonen des Kerns wird durch das Kollektivmodell beschrieben.

Rotationspolarisation, → Drehvermögen.

Rotationsquantenzahl, → Spektren zweiatomiger Moleküle.

Rotationsschwingungsspektren, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Rotationsspektren, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Rotationsviskosimeter, nach dem Prinzip der Couette-Strömung wirkendes Meßgerät zur Bestimmung der Viskosität. Die Viskositätsermittlung wird auf eine Torsionsmoment- und Drehzahlmessung zurückgeführt, in Ausnahmefällen auch auf Temperatur- und Drehzahlmessungen.

Rot erster Ordnung, *Rot 1. Ordnung,* → Interferenzfarben.

Rotonen, → Supraflüssigkeit.

Rotor, → elektrische Maschine, → Kondensator, → Rotation 1).

Rototrol, eine einstufige Gleichstromverstärkermaschine (→ Verstärkermaschine), ausgeführt als Gleichstrommaschine normaler Bauart mit einer fremderregten Steuerwicklung und einer Reihenschlußerregerwicklung. Die letztere erregt bei Anschluß eines Belastungswiderstands die Maschine so, daß die induzierte Spannung noch im linearen Teil der Leerlaufkennlinie liegt. Bereits eine geringe Steuerdurchflutung ruft dann eine große Spannungsänderung hervor.

Rotverschiebung im Schwerefeld, die infolge der gravitativen Beeinflussung der Uhren auftretende Verschiebung der Spektrallinien in Richtung größerer Wellenlängen. Sie wird von einem Beobachter festgestellt, der sich in größerer Entfernung vom Zentrum der das Gravitationsfeld erzeugenden Masse befindet als die emittierende Lichtquelle.

Aus dem Linienelement der → Schwarzschild-Lösung, die das kugelsymmetrische statische Gravitationsfeld beschreibt, folgt, daß die

Eigenzeit τ einer am Ort r im Gravitationsfeld befindlichen Uhr

$$d\tau = \frac{1}{c}\sqrt{g_{00}}\,dx^0 = \frac{1}{c}\sqrt{1 - \frac{2m\varkappa}{c^2 r}}\,dx^0 \qquad (1)$$

beträgt. Dabei ist $\varkappa$ die Einsteinsche Gravitationskonstante (→ allgemeine Relativitätstheorie). In einem schwachen Gravitationsfeld läßt sich dafür näherungsweise

$$d\tau = (1/c)\,(1 + \varphi/c^2)\,dx^0 \qquad (2)$$

schreiben, wobei φ das Newtonsche → Gravitationspotential ist. Die Eigenzeit verläuft also um so langsamer, je größer der absolute Betrag des Gravitationspotentials ist (φ ist negativ).

Es mögen nun zwei Uhren im Abstand r_1 und r_2 vom Zentrum der Masse m ruhen, und es sei $r_2 > r_1$. Auf die Uhren wirkt dann das Gravitationspotential φ_1 und φ_2. Man kann sich die beiden Uhren durch Atome realisiert denken, die bezüglich ihrer Eigenzeit τ eine Spektrallinie der Frequenz ν_0 (n_0 Schwingungen in $\Delta\tau$) ausstrahlen. Diese Frequenz hängt dann wegen (2) mit den von den Uhren bei r_1 und r_2 gemessenen Frequenzen $\nu_1 = \frac{n_0}{\Delta t_1}$ und $\nu_2 = \frac{n_0}{\Delta t_2}$ folgendermaßen zusammen:

$$\nu_0 = \nu_1 \frac{1}{1 + \varphi_1/c^2} \quad \text{und} \quad \nu_0 = \nu_2 \frac{1}{1 + \varphi_2/c^2} \qquad (3)$$

Der relative Frequenzunterschied ist dann

$$\Delta\nu = \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2} \approx \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2}. \qquad (4)$$

Dieses Ergebnis kann man auch erhalten, ohne auf das Schwarzschildsche Linienelement Bezug zu nehmen. Eine elektromagnetische Energie E besitzt wegen der Einsteinschen Beziehung $E = mc^2$ (→ spezielle Relativitätstheorie) eine träge Masse. Ein Photon mit der Energie $E = h\nu$ hat also die träge Masse $m = \frac{h\nu}{c^2}$. Gemäß dem in der allgemeinen Relativitätstheorie erfüllten starken Äquivalenzprinzip besitzt es dann die schwere Masse $m = h\nu/c^2$. Die Differenz der potentiellen Energien des Photons im Gravitationsfeld in den Punkten r_1 und r_2 ist dann $E_1 - E_2 = (\varphi_1 - \varphi_2)\,m$.

Die Energie (und damit wegen $E = h\nu$ die Frequenz) ändert sich also auf dem Wege des Photons von r_1 nach r_2 um den Wert $h(\nu_1 - \nu_2) = h\nu_2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2}$; das ist (bis auf den Faktor h) die Formel (4). Das Photon verbraucht diese Energie, um von r_1 nach r_2 zu gelangen.

$\Delta\nu$ ist relativ klein; für ein auf der Sonne und ein auf der Erde befindliches Atom beträgt $\Delta\nu$ z. B. nur $-2{,}12 \cdot 10^{-6}$. Eine Beobachtung dieses Effektes auf der Sonne ist aber unmöglich, da er von anderen Einflüssen überlagert wird. Eine Aussicht auf astronomische Beobachtung besteht praktisch nur bei den Weißen Zwergen. Diese haben einen kleinen Durchmesser und eine große Masse, so daß das Gravitationsfeld in der Nähe des Randes relativ stark ist. Die Genauigkeit der Bestimmung von $\Delta\nu$ wird aber dadurch wesentlich beeinträchtigt, daß die Linien sehr breit sind und der Radius desjenigen Weißen Zwerges, an dem die Beobachtung versucht wurde (Sirius B) nicht sehr genau zu bestimmen ist.

Die R. im Erdfeld konnte aber 1960 mit Hilfe des → Mößbauer-Effektes nachgewiesen werden. P. V. Pound und G. A. Rebka ließen einen Strahl der 14,4-keV-Linie des Eisenisotops Fe-57 im Erdfeld 22 m nach oben und danach 22 m nach unten laufen. Die relative Frequenz wurde zu $5{,}1 \cdot 10^{-15} \pm 10\%$ gemessen. Drückt man die Potentialdifferenz durch die Fallbeschleunigung $g = 9{,}81\ \mathrm{m/s^2}$ und die Höhendifferenz $\Delta h = 44$ m aus, so liefert (4) in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen angenähert: $\Delta\nu \approx \frac{g\Delta h}{c^2} \approx 4{,}9 \cdot 10^{-15}$

(→ kosmologische Rotverschiebung).

Rousseau-Diagramm, → Lichtstrommessung.

Routhsche Bewegungsgleichungen, holonome mechanische Systeme beschreibende Bewegungsgleichungen, die zwischen den Lagrangeschen Bewegungsgleichungen und den Hamiltonschen Bewegungsgleichungen (→ Hamiltonsche kanonische Theorie) stehen, sofern der Übergang von ersteren zu den letzteren nur für einen Teil der verallgemeinerten Koordinaten ausgeführt wird. Ist $L = L(q_i, \dot{q}_i, t)$ die Lagrange-Funktion des Systems mit den verallgemeinerten Koordinaten $q_i (i = 1, \ldots, f)$, dann ist die *Routhsche Funktion* gegeben durch $R(q_i, \dot{q}_j, p_k, t) = \sum_{k=r+1}^{f} p_k \dot{q}_k - L$ mit $\dot{q}_k = \partial R/\partial p_k$ und $p_k = -\partial R/\partial \dot{q}_k$, wobei $k = r + 1, \ldots, f$. Die R.n B. sind zweckmäßig bei Systemen mit zyklischen Koordinaten, da diese nicht explizit in L und damit auch nicht in R auftreten. Führt man den Übergang von L zu R nur für die Koordinaten aus, die gerade durch $k = r + 1, \ldots, f$ numeriert werden mögen, so sind die zugehörigen $p_k = \beta_k = \text{konst.}$, und es ist $R = R(q_j, \dot{q}_j, \alpha_k, t)$ im wesentlichen nur von den q_j, $\dot{q}_j$ abhängig, während für α_k die den Anfangswerten des Systems entsprechenden Konstanten einzusetzen sind.

Routhsche Funktion, → Routhsche Bewegungsgleichungen.

Rowland-Kreis, → Spektrograph.

Rowlandsches Wellenlängensystem, eine Zusammenstellung der Wellenlängen von etwa 1000 Linien des Sonnenspektrums und der Bogenspektren. Sie galten früher als Normale. Grundlage bildete die Natrium-D_1-Linie und einige andere Fraunhofer-Linien des Sonnenspektrums. Nachdem erwiesen war, daß das Rowlandsche W. periodischen Schwankungen in der Amplitude unterworfen war, die die mit guten Beugungsgittern erzielten Werte der Amplitude um eine Zehnerpotenz überstieg, wurde zunächst auf der Grundlage der roten Kadmiumlinie ein neues Wellenlängensystem aufgebaut. Das derzeitige System geht auf die Wellenlänge der orangefarbenen Linie des Krypton 86 zurück, das der Definition des Meter zugrunde liegt.

Rowland-Versuch, Experiment zum Nachweis, daß der Konvektionsstrom, der z. B. von konvektiv mitgeführten Ladungen in bewegten Medien herrührt, die bekannten elektromagnetischen Wirkungen wie ein Leitungsstrom auf-

weist, also beispielsweise ein magnetisches Wirbelfeld induziert. Läßt man einen Zylinder eines Zylinderkondensators rotieren, so entsprechen die bewegten Ladungen einem Konvektionsstrom, dessen Wirkung z. B. mit einem Magnetometer untersucht werden kann. Der Strom je Längeneinheit des Zylinders, der *Rowland-Strom*, ergibt sich zu $\vec{i}_D = \vec{v}\,|\vec{D}|$, wobei $\vec{v}$ die Bahngeschwindigkeit der Zylinderoberfläche und $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebungsdichte bezeichnen.

RPL-Dosimeter, *Radiophotolumineszenz-Dosimeter*, → Dosimeter 3.4).

RR Lyrae-Stern, → veränderlicher Stern.

Rubenssches Flammenrohr, ein horizontales Rohr, in dessen Oberseite über die ganze Länge mehrere kleine äquidistante Öffnungen gebohrt wurden, aus denen über eine Stirnseite zufließendes Leuchtgas strömt und kleine Flammen speist. Wird in diesem Rohr eine stehende Schallwelle erzeugt, so brennen die Flammen in den Druckbäuchen (Geschwindigkeitsknoten) höher, in den Druckknoten (Geschwindigkeitsbäuchen) dagegen niedriger. Die so mit unterschiedlicher Höhe brennenden Flammen ergeben ein Gesamtbild der stehenden Welle, aus dem sich z. B. die Wellenlänge leicht ermitteln läßt.

Rubidium, Rb, chemisches Element der Ordnungszahl 37. Von den natürlichen Isotopen der Massezahlen 85 und 87 ist ^{87}Rb β-aktiv. Es hat eine Halbwertszeit von $5 \cdot 10^{10}$ Jahren. Bekannt sind künstlich erzeugte Isotope mit Massezahlen zwischen 79 und 97.

Rubidium-Strontium-Methode, → physikalische Altersbestimmung.

Rubinlaser, → Laser.

Ruck, → Kinematik.

Rückfederung, Verschwinden des bei der Umformung eines Werkstoffes überlagerten elastischen Formänderungsanteils nach Austritt aus dem Werkzeug oder durch Aufheben des Zwanges. Beim Walzen z. B. ist unter anderem auch die R. dafür verantwortlich, daß das Walzgut nach dem Passieren der Walzen stärker als die Größe des Walzspaltes ist. Als *Rückfederungszone* bezeichnet man das Gebiet, in dem die R. vor sich geht.

Rückführschaltung, → Grundschaltung.

Rückkehrkanten, Grenzlinien ebener Überschallströmungen, in denen die Beschleunigung unendlich groß wird und die Strömung nicht weiter fortgesetzt werden kann, sondern in ein anderes Riemannsches Blatt übergeht. Die R. sind Lösungen der gasdynamischen Potentialgleichung. Sie besitzen jedoch keinen physikalischen Sinn, denn sie sind nicht realisierbar, da vor den R. → Verdichtungsstöße auftreten. Das Auftreten von R. in Strömungsfeldern ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß isentrope Strömung nicht im gesamten Feld möglich ist. Die Lösung der gasdynamischen Gleichungen ist deshalb nicht in einer stetigen, wirbelfreien Strömung, sondern in einer Bewegung mit Verdichtungsstoß, dessen Lage im voraus unbekannt und hinter dem die Strömung wirbelbehaftet ist, zu suchen. Für die Grenzlinie gilt die Beziehung $(\varrho_R/\varrho)^2 \cdot (\mathrm{Ma}^2 - 1) \cdot (\partial\psi/\partial\vartheta)^2 - (\partial\Phi/\partial\vartheta)^2 = 0$; dabei bedeutet ϱ_R die Ruhedichte, ϱ die örtliche Dichte, $\mathrm{Ma} = c/a$ die Machzahl (a ist die Schallgeschwindigkeit), ψ die Stromfunktion, Φ die Potentialfunktion, abhängig von den Koordinaten c und ϑ des Hodographen. Die Rückkehrkante wird jeweils nur von einer der beiden Scharen der Machschen Linien (→ Machsche Welle) berührt, während die andere Schar und die Stromlinien dort Rückkehrpunkte haben und beim Übergang zum anderen Riemannschen Blatt Spitzen bilden. R. bilden sich z. B. bei der gasdynamischen Wirbelquelle und bei der Tollmienschen Spiralströmung aus.

Rückkopplung, in der Nachrichtentechnik die Rückführung eines Teils der Ausgangsleistung eines Systems auf den Eingang. Je nach der Phasenlage (gleichphasig oder gegenphasig) wird dadurch die Eingangsleistung verringert oder erhöht. Den Fall der Verringerung der Eingangsleistung nennt man *Gegenkopplung* oder *negative R.* Bei dieser wird der Verstärkungsverlust des Systems zur Verbesserung der Übertragungseigenschaften (Linearisierung des Frequenzgangs und Verringerung der Verstärkungsschwankungen, Verringerung der nichtlinearen Verzerrungen und Störspannungen) und zur Verbesserung der Stabilität (Verhinderung einer Selbsterregung, Verringerung des Einflusses der Alterung der aktiven Bauelemente) sowie zur Erzielung einer bestimmten Abhängigkeit der Verstärkung von der Größe des Eingangssignals (→ Operationsverstärker, → logarithmischer Verstärker) in Kauf genommen.

Wird die Eingangsleistung durch die R. erhöht, spricht man von *Mitkopplung* oder *positiver R.* Diese wird zur Entdämpfung von Verstärkern und damit zur Erhöhung ihres Verstärkungsgrades ausgenutzt, bei Oszillatoren zur Aufschaukelung von Eigenschwingungen, was bei genügend starker R. zur Selbsterregung führt. Dieser Fall tritt dann ein, wenn die Selbsterregungsbedingung $\mathrm{Re}(\underline{k} \cdot \underline{V}) \leqq -1$ erfüllt ist. Dabei ist $\underline{V}$ der komplexe Verstärkungsfaktor des Systems und $\underline{k}$ der komplexe Rückkopplungsfaktor, der durch das Verhältnis der an den Eingang rückgekoppelten Spannung zur Spannung am Ausgang gegeben ist. Im allgemeinen sind $\underline{k}$ und $\underline{V}$ komplexe Größen. Eine Gegenkopplung kann wegen ihrer Frequenzabhängigkeit zur Mitkopplung werden, wenn die Phase der Eingangsspannung nicht mehr entgegengerichtet ist.

Ob eine Rückkopplungsschaltung stabil oder labil ist, d. h., ob Selbsterregung auftritt oder nicht, ist aus dem Verlauf der Ortskurve von $\underline{k} \cdot \underline{V}$ ersichtlich.

Mißt man die Übertragungsfunktion $\underline{k} \cdot \underline{V}$ nach Betrag und Phase in Abhängigkeit von der Frequenz und zeichnet man das Resultat in der komplexen $\underline{k},\underline{V}$-Ebene, so ist der rückgekoppelte Verstärker instabil, wenn diese Kurve den Punkt -1 umschließt oder wenigstens berührt, d. h., es ist dann für eine oder mehrere Frequenzen $\mathrm{Re}(\underline{k} \cdot \underline{V}) \leqq -1$, andernfalls ist er stabil. Dieses Kriterium wird als *Nyquist-Kriterium* bezeichnet.

Eine für die praktische Anwendung besonders geeignete Form dieses Kriteriums ist das *Bode-Kriterium.* Es gilt für Systeme, bei denen ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Dämpfung und Phase besteht (Phasenminimumsysteme), und besagt: Ein System ist instabil, wenn der

Betrag von $\underline{k} \cdot \underline{V}$ in Abhängigkeit von der Frequenz schneller als 12 dB je Oktave abfällt.

Schaltungstechnisch können unter der Vielzahl von Rückkopplungsschaltungen folgende Grundtypen unterschieden werden: 1) Spannungsrückkopplung oder -gegenkopplung, 2) Stromrückkopplung oder -gegenkopplung.

Über die Erregung von elektromagnetischen Schwingungen → Dreipunktschaltung.

Rücksichtprisma, → Reflexionsprisma.

Rückstand, *radioaktiver R.*, svw. radioaktiver Abfall 1).

Rückstellkraft, svw. Richtgröße.

Rückstoß, im weiteren Sinne Impuls, den ein Körper K_1 beim Stoß auf einen anderen Körper K_2 erhält; im engeren Sinne Impuls, der beim Zerfall von physikalischen Systemen dem emittierenden Körper erteilt wird, z. B. einem Geschütz beim Ausstoß eines Geschosses oder einer Rakete durch kontinuierlichen Ausstoß von Teilchen geringer Masse, aber hoher Geschwindigkeit. Nach dem Erhaltungssatz des Impulses sind die Impulsänderungen des emittierenden und des emittierten Körpers einander entgegengesetzt gleich: $\Delta\vec{p}_1 = -\Delta\vec{p}_2$. Im Schwerpunktsystem gilt $m_1\vec{v}_1 = -m_2\vec{v}_2$, so daß sich die Geschwindigkeiten beider Körper nach dem Zerfall umgekehrt wie ihre Geschwindigkeiten verhalten.

Rückstoßantrieb, → Strahltriebwerk.

Rückstoßproton, Wasserstoffatomkern, dem durch Kernwechselwirkung, insbesondere durch elastische Neutronenstreuung, Energie übertragen wurde.

Bei der elastischen Streuung von Neutronen an Protonen beträgt wegen der Energie- und der Impulserhaltung die kinetische Energie des R.s $E_p = E_n \cos^2\varphi$, wobei E_n die kinetische Energie des auftreffenden Neutrons ist und φ den Winkel zwischen der Richtung des auftreffenden Neutrons und des auslaufenden R.s p' bedeuten (Abb. 1). Im Laborsystem treten R.en mit Energien zwischen 0 und einer maximalen Energie, die gleich der Einschußenergie des Neutrons ist, mit gleicher Häufigkeit auf, so daß das *Rückstoßprotonenspektrum* kastenförmig ist, wenn monoenergetische Neutronen der Energie E_{n0} einfallen. Die scharfe Kante des theoretischen Spektrums wird durch die endliche Auflösung der Spektrometerapparatur verändert, wobei die Fläche unter der theoretischen und unter der experimentellen Kurve gleich groß sein muß (Abb. 2).

Rückstoßprotonenspektrum, → Rückstoßproton.

Rückstrahlaufnahmen, Röntgenbeugungsaufnahmen (→ Laue-Aufnahmen oder Aufnahmen nach → Pulvermethoden, → Röntgentopographie), bei denen der zum Durchtritt des Primärstrahls mit einem Loch versehene ebene Film zwischen Probe und Röntgenröhre angeordnet ist, so daß die Linien bzw. Reflexe mit großem Glanzwinkel registriert werden. R. werden besonders bei großen Proben mit starker Röntgenabsorption angewandt.

Rückstrahlelektronenmikroskop, svw. Reflexionselektronenmikroskop.

Rückstrahlquerschnitt, → Radar 2.3.

Rückstreuung, → ionisierende Strahlung 2.3).

Rückwägen, das → Wägen einer Probe nach der mit einer Masseänderung verbundenen chemischen oder anderweitigen Behandlung derselben, im Gegensatz zum → Einwägen.

Rückwärtsdiode, → Halbleiterdiode.

Rückwärtswellenröhre, svw. Carcinotron.

Ruhdichte, *Eigendichte*, in einem bewegten Medium die Dichte der betrachteten Größe, gemessen im momentan mitbewegten Inertialsystem (→ Ruhsystem) des betrachteten infinitesimalen Volumenteils.

Ruhe, → absolute Ruhe.

Ruhenergie, → Trägheit der Energie.

Ruhezustand, svw. Kesselzustand.

Ruhlänge, Länge eines Körpers im Ruhsystem (→ Längenkontraktion).

Ruhmasse, *eingeprägte Masse*, Masse eines Körpers im mitbewegten Bezugssystem (→ Ruhsystem, → spezielle Relativitätstheorie, → Masseveränderlichkeit). Die R. ist definiert durch den Betrag des → Viererimpulses und ist im allgemeinen der Proportionalitätsfaktor zwischen Viererimpuls und Vierergeschwindigkeit. Die R. ist eine relativistische Invariante. Die R.en der Elementarteilchen besitzen charakteristische Werte. Es existieren Teilchen mit Ruhmasse Null, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

Die Ruhmassen der einzelnen Teile eines Systems sind in ihrer Summe nicht konstant; nur die Ruhmassen der Elementarteilchen sind konstant, solange keine Elementarprozesse ablaufen (→ Trägheit der Energie).

Ruhreibung, → Reibung.

Ruhsystem, ein Bezugssystem, in dem der betrachtete Körper ruht. Ist das R. eines nichtrotierenden Körpers kein Inertialsystem, so versteht man unter dem *lokalen* oder *momentanen R.* das Inertialsystem, in dem die Geschwindigkeit des Körpers zum betrachteten Zeitpunkt verschwindet. Teilchen haben nur dann ein R., wenn sie sich mit einer Geschwindigkeit $v < c$ bewegen. Sie können dann im Zustand der Ruhe beobachtet werden und haben → Ruhmasse.

Ruijgrok-van-Hove-Modell, → Lee-Modell.

Rundfeuer, → Bürstenfeuer.

Rundfunk, → Nachrichtenübertragung.

Rundsichtradar, → Radar.

Rundspulinstrument, → Dreheiseninstrument.

Rundstrahler, → Antenne.

Rungesche Regel, → Zeeman-Effekt.

Runzelleiter, → Verzögerungsleitung.

Russell-Saunders-Kopplung, → Vektormodell der Atomhülle.

Rutherford, rd, für 10^6 Zerfallsakte je Sekunde (transmutations per second) vorgeschlagene Einheit der Radioaktivität. 1 rd = 10^6 tps = $2{,}7 \cdot 10^{-5}$ Ci.

Rutherford-Prisma, → Dispersionsprisma.

Rutherfordsches Atommodell, → Atommodell.

Ruths-Speicher, → Dampfspeicher.

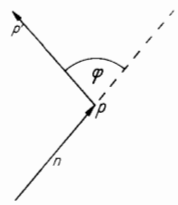
R-Welle, → Whistler.

Ry, → Rydberg.

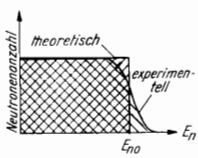
Rydberg, Ry, nach J. R. Rydberg benannte und in der Theorie der Atomhülle benutzte Einheit der Energie. Die Bindungsenergie des Wasserstoffatoms im Grundzustand beträgt etwa −1 Ry.

Rydberg-Frequenz, → Rydberg-Konstante.

Rydberg-Konstante, *Rydberg-Zahl*, R, nach J. R. Rydberg benannte atomare Konstante, die in den Gleichungen für die → Atomspektren auftritt. Das Bohr-Sommerfeldsche Atom-



1 Rückstoßproton



2 Rückstoßprotonenspektrum

modell und die moderne Quantenmechanik, speziell das → Einelektronenproblem, liefern für die R.-K. $R = \frac{2\pi^2 m_e}{h^3}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 \approx 1{,}097373 \cdot 10^7\ \mathrm{m}^{-1}$, falls man die Mitbewegung des Atomkerns vernachlässigt. Es bedeuten m_e die Elektronenmasse, h das Plancksche Wirkungsquantum, e die Elementarladung, c die Lichtgeschwindigkeit und ε_0 die Dielektrizitätskonstante. Berücksichtigt man die Mitbewegung des Protons im Atomkern, so muß die Elektronenmasse durch die reduzierte Masse von Elektron und Proton ersetzt werden.

Mitunter verwendet man statt der R.-K. R die *Rydberg-Frequenz* Rc, das Produkt aus R.-K. und Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Rydberg-Korrektur, → Alkalimetalle.

Rydberg-Zahl, svw. Rydberg-Konstante.

R-Zentrum, → Störstelle.

R-Zweig, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle.

s, 1) → Sekunde. **2)** scruple, Tabelle 2, Volumen. **3)** s, Weg. **4)** s, spezifische Entropie. **5)** s, Bogenlänge.

S, 1) → Siemens. **2)** S, → Entropie. **3)** S, → Strangeness. **4)** S, Fläche. **5)** $\vec{S}$, → Poyntingscher Satz.

°S, → Grad Sugar.

Sabattier-Effekt, → Äquidensitometrie.

Sacharimeter, ein → Polarimeter zur Bestimmung des Zuckergehaltes wäßriger Lösungen. Es besteht im wesentlichen aus einer Lichtquelle (Natriumlicht), einem → Polarisationsfilter oder Nicolschem Prisma (→ Polarisationsprisma) und einem Analysator. Dieser wird meist nicht gedreht, sondern die Drehung wird durch einen Quarzkeilkompensator aufgehoben, dessen Skala unmittelbar den Zuckergehalt in Prozenten bzw. in Grad Sugar (°S) angibt. Zwischen Polarisator und Analysator wird ein mit Zuckerlösung gefülltes, an beiden Enden durch planparallele Glasplatten verschlossenes Glasrohr geschaltet. Als optisch aktiver Stoff vermag Zucker in Lösung die Polarisationsebene linear polarisierten Lichtes, das durch sie hindurchtritt, zu drehen (→ Drehvermögen). Diese Drehung ist der Schichtdicke (Länge des lösungsgefüllten Glasrohres) und der Zuckerkonzentration der Lösung proportional. Aus dem Drehungsbetrag α kann die Zuckerkonzentration nach $q = \frac{100 \cdot \alpha}{[\alpha]\, l}$ ermittelt werden. Dabei ist q die Substanz (in g) in 100 ml Lösung, l die Schichtdicke in dm, α die gemessene Drehung und $[\alpha]$ die spezifische Drehung der Substanz, bezogen auf $q = 100$ und $l = 1$ (für Sacharose $[\alpha] = 66{,}523$).

Sacharimetrie, die Bestimmung des Zuckergehaltes in wäßrigen Lösungen. Der Zuckergehalt einer Lösung kann gemessen werden an Hand ihres optischen → Drehvermögens mit einem → Sacharimeter, ihrer Lichtbrechung mit einem → Refraktometer oder ihrer Gärungsfähigkeit mit einem Gärungssacharimeter. Der Zuckergehalt wird aus den gemessenen Werten mittels empirischer, international festgelegter Tabellen ermittelt.

Sackur-Tetrode-Formel, von Sackur und Tetrode 1911 bzw. 1912 angegebene Formel für die Entropie S eines aus einatomigen Molekülen bestehenden idealen Gases:

$$S = Nk \ln\left[\frac{V}{N}\,\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}\right] + \frac{5}{2}Nk,$$

wobei N die Zahl der Gasmoleküle, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, V das Gasvolumen, m die Masse eines Moleküls und h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Bei der Herleitung der S.-T.-F. geht man von der Zustandssumme eines Gasmoleküls aus. Da die Moleküle eines idealen Gases nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, ergibt sich die Zustandssumme des Gases als Produkt der Zustandssummen der einzelnen Moleküle. Die quantenmechanisch korrekte Zustandssumme Z_{qu} ergibt sich hieraus nach Division durch den Faktor $N!$, wodurch die quantentheoretisch bedingte prinzipielle Nichtunterscheidbarkeit der Moleküle berücksichtigt wird: $Z_{qu} = [(2\pi mkT)^{3/2}\, V]^N/(N!h^{3N})$. In der S.-T.-F. ist dann die Entropie S der Teilchenzahl N proportional. Diese richtige Proportionalität wird durch die Quantenkorrektur, d. h. den Übergang von der halbklassischen zur quantenmechanischen Zustandssumme erreicht. Ohne Quantenkorrektur hätte man für die Abhängigkeit der Entropie von der Teilchenzahl, die nichts mit Quantentheorie zu tun zu haben scheint, falsche Ergebnisse erhalten.

Aus der S.-T.-F. läßt sich unmittelbar die *Sackur-Tetrodesche Entropiekonstante* berechnen.

Sägezahnschwingung, → Kippschwingung.

Sagittal-, *Äquatorial-*, in Wortverbindungen wie Sagittalebene, Sagittalschnitt, Sagittalstrahl Bezeichnung für den Hauptschnitt durch ein optisches System, in dem lediglich die Krümmungsmittelpunkte der Linsenflächen (optische Achse), nicht aber außeraxiale Objekt- bzw. Bildpunkte liegen und der senkrecht zur Meridionalebene steht. In der üblichen Darstellung wird z. B. ein Sagittalschnitt durch die zur Zeichenebene senkrecht stehende Ebene verwirklicht. → Abbildungsfehler.

Sagnac-Versuch, Interferenzversuch ähnlich dem Michelson-Versuch, bei dem durch ein auf einer rotierenden Scheibe befestigtes Spiegelsystem zwei gegenläufige Lichtstrahlen nach Umlauf um die Scheibe zur Interferenz gebracht werden.

Bei dem Versuch ergibt sich eine Streifenverschiebung, die der Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Scheibe und der von den Lichtstrahlen umlaufenen Fläche proportional ist.

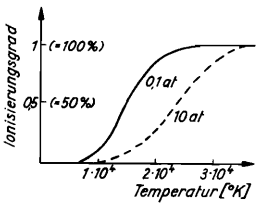
Der S.-V. erbringt den Beweis, daß es nicht möglich ist, das negative Ergebnis des Michelson-Versuchs durch eine Mitführung des Äthers zu erklären, denn es ist unsinnig, für Translationsbewegung der Versuchsanordnung eine Mitführung, für Rotationsbewegung jedoch keine anzunehmen.

Saha-Gleichung, *Eggert-Saha-Gleichung*, von Eggert und Saha angegebene Gleichung

$$x^2 p/(1-x^2) = (2\pi m/h^2)^{3/2} \cdot (kT)^{5/2} \exp[-E_1/(kT)]$$

für den Ionisationsgrad x eines Plasmas im Gleichgewichtszustand rein thermischer Ioni-

sation in Abhängigkeit vom Druck p, von der Temperatur T und der Ionisierungsenergie E_1 des Grundgases, wenn m die Elektronenmasse, k die Boltzmannsche Konstante und h das Plancksche Wirkungsquantum bedeutet. Diese



Temperaturabhängigkeit des Ionisierungsgrades (qualitativ; Druck als Parameter)

Beziehung entspricht dem Massenwirkungsgesetz der physikalischen Chemie. Für die bei thermischer Ionisation zu erwartenden Werte $x \ll 1$ vereinfacht sich die Gleichung zu

$$x \approx p^{-1/2}(2\pi m/h^2)^{3/4}(kT)^{5/4}\exp[-E_1/(2kT)],$$

nach der x leicht zu bestimmen ist.

Saint-Venantsche Theorie, eine Theorie, die elastische Formänderungen gegenüber den plastischen als vernachlässigbar klein betrachtet.

Die S.-V. T. wird allgemein als geeignet für die Behandlung des uneingeschränkten plastischen Fließens anerkannt.

Saiteninstrumente, Musikinstrumente mit gespannten Saiten. Die zur Tonerzeugung angestrichenen (Streichinstrumente), gezupften (Zupfinstrumente) oder geschlagenen Saiten (z. B. Klavier) geben wegen ihrer geringen Flächenausdehnung nur wenig Energie in Form von Schallwellen an die Luft ab. Die transversalen Saitenschwingungen werden durch Kopplung mit einem flächenhaften Resonanzboden an das Schallausbreitungsmedium Luft angepaßt.

Die Schwingungsform einer Saitenschwingung und damit die Klangfarbe, d. h. der Obertongehalt des erregten Tones, ist von der Art der Anregung der Saite abhängig, insbesondere davon, ob es sich um eine Momentanerregung mit anschließendem freiem Ausschwingen oder um eine Dauererregung wie beim Anstreichen oder auch Anblasen handelt.

Beim Zupfen einer Saite fällt die im Maximum der Erregung dachförmig gespannte Saite in sich zusammen, sie durchläuft während ihrer Schwingung eine Reihe von Polygonzügen. Die abgegebenen Schallsignale sind daher sehr obertonreich, besonders jedoch dann, wenn die Zupfstelle etwa $^1/_8$ der Saitenlänge von einem Einspannpunkt entfernt liegt.

Auch beim Anschlagen der Saite ist die Anschlagstelle von Bedeutung, sie liegt üblicherweise $^1/_7$ bis $^1/_9$ der Saitenlänge vom Saitenende entfernt. Für den Obertongehalt und die Verteilung der Energie auf die Teiltöne sind die elastischen Wechselwirkungen zwischen Hammer und Saite zudem von großer Bedeutung. Die Dauererregung der gestrichenen Saite kommt dadurch zustande, daß der mit Kolophonium bestrichene Bogen die Saite infolge auftretender Haftreibung um einen gewissen Betrag aus der Ruhelage soweit auslenkt, bis die rücktreibende Kraft die Haftreibung überwindet. Die zurückschnellende Saite wird vom Bogen im Haftreibungsbereich dann erneut mitgenommen, wenn die Relativgeschwindigkeit zwischen Saite und Bogen unter einen bestimmten Grenzwert sinkt. Man erhält eine sägezahnförmige Schwingungskurve. Bogendruck, Anstreichstelle und Bogengeschwindigkeit bestimmen zudem die Klangfarbe, insbesondere kann bei geringem Bogendruck die Schwingungsordnung periodisch wechseln (→ Wolfston).

Sakata-Modell, → unitäre Symmetrie.

Sakaton, → unitäre Symmetrie.

Säkulargleichung, → Hauptachsentransformation.

Säkularvariation, *geomagnetische S.*, eine sehr langsam vor sich gehende, über Jahrzehnte gleichförmig gerichtete Veränderung der Richtung und Größe des geomagnetischen Vektors (→ Erdmagnetismus). Zur Ermittlung werden die Differenzen zweier aufeinander folgender Jahresmittel eines erdmagnetischen Observatoriums gebildet. So beträgt z. B. das Mittel der S. für die Jahre 1953 bis 1963 für Niemegk 4,8' in D, 11,8γ in H, 28,2γ in Z je Jahr. Die S. äußert sich darin, daß die Isolinien der den erdmagnetischen Vektor bestimmenden Größen z. Z. langsam nach Westen wandern (*Westdrift*). Als Ursache der S. nimmt man Stromsysteme an der Grenze Erdmantel – Erdkern an, möglicherweise verbunden mit einem Schlupf zwischen beiden infolge von Rotationsänderungen, chemischen Prozessen und mechanischen Beanspruchungen.

Salpeter-Prozeß, → Kernfusion, → Stern.

Samarium, Sm, chemisches Element der Ordnungszahl 62. Bekannt sind sechs natürliche Isotope mit den Massezahlen 144, 147, 148, 149, 150 und 152 sowie 15 künstliche Isotope mit Massezahlen zwischen 142 und 156. ^{147}Sm ist ein α-Strahler mit einer Halbwertszeit von $128 \cdot 10^{11}$ Jahren.

Sammelkristallisation, in vielkristallinen Aggregaten Wachsen der größeren Kristalle auf Kosten der kleineren in dem Bestreben, die Oberflächenenergie zu verringern. Ein Beispiel ist die Kornvergrößerung bei der Rekristallisation.

Sammellinse, → Linse.

Sammelschiene, eine Leiteranordnung als Querverbindung in Kraftwerken und Umspannwerken, an der die ankommenden und abgehenden Stromkreise angeschlossen sind. Die S. sammelt die eingespeiste Energie und verteilt sie auf die verschiedenen Abgänge (z. B. Verbraucherstromkreise). Als S.n werden Kupfer- oder Aluminiumprofilschienen auf Isolatoren (Stützenisolatoren) oder bei höheren Spannungen Rohre montiert. In der Freiluftanlage werden S.n auch als Freileitungen ausgeführt, die an Traversen aufgehängt sind.

Sampling-Oszillograph, → Oszillograph.

Sandhose, → Trombe.

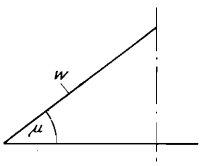
Sandhügelanalogie, eine Methode, die es gestattet, das plastische Torsionsproblem eines beliebigen Vollquerschnitts experimentell zu lösen. Das plastische Torsionsproblem eines Vollquerschnitts mit der Berandungskurve C ist gelöst, wenn die plastische Torsionsfunktion ψ, die den Bedingungen

$$|\operatorname{grad}\psi| = k_0 = \sigma_0/\sqrt{3} = \text{konst.},$$

$$\psi(y, z) = 0 \quad \text{auf} \quad C \qquad (1)$$

genügen muß, ermittelt wurde. Hierbei bedeutet k_0 die Schub- und σ_0 die Normalfließspannung. Auf A. Nadai geht eine Methode zurück, die es gestattet, dieses Problem experimentell zu lösen. Die Funktion ψ kann als Spannungsfläche gedeutet werden, die entsprechend (1) eine Fläche konstanter Neigung ist. Solche Flächen heißen Böschungsflächen. Körnige Medien besitzen derartige Böschungsflächen. Mit Hilfe von Sand kann daher die Funktion ψ auf experimentellem Wege bestimmt werden.

Wird eine dem Querschnitt des tordierten Stabes kongruente Scheibe hergestellt und Sand darüber gestreut, so stellt die entstehende Fläche w die Funktion ψ dar (Abb.). Für das körnige Medium gilt:



Sandhügelanalogie

$$|\text{grad } w| = \tan\mu, \quad w(y, z) = 0 \text{ auf } C \qquad (2)$$

μ kennzeichnet den Böschungswinkel.

Mit

$$w = \tan\mu\,(\psi/k_0)$$

geht (1) aus (2) hervor, wodurch die Analogie deutlich wird. Ist die Sandhügelfläche ermittelt, ergeben sich die bei der Torsion auftretenden Schubspannungen zu

$$\tau_{xy} = \frac{\partial\psi}{\partial z} = \frac{k_0}{\tan\mu}\,\frac{\partial w}{\partial z} \quad \text{und}$$

$$\tau_{xz} = -\frac{\partial\psi}{\partial y} = -\frac{k_0}{\tan\mu}\,\frac{\partial w}{\partial y}. \qquad (3)$$

Das vollplastische Torsionsmoment ist dann

$$M_t^p = 2\int\!\!\int \psi\,\mathrm{d}A = \frac{2k_0}{\tan\mu}\int\!\!\int w\,\mathrm{d}A.$$

Mit $V = \iint w\,\mathrm{d}A$, dem Volumen des Sandhügels, ist

$$M_t^p = \frac{2k_0}{\tan\mu}\,V. \qquad (4)$$

Sandsackmodell, → Kernmodelle.

Sandwichtransistor, → Transistor.

s ap, Tabelle 2, Masse.

Sargent-Diagramm, aus dem Jahre 1933 stammende graphische Darstellung, die den Zusammenhang zwischen der Halbwertszeit $T_{1/2}$ und der Zerfallsenergie E eines β-aktiven Nuklids beschreibt. Wird der Logarithmus der Maximalenergie $\log E$ gegen $\log T_{1/2}$ aufgetragen, dann erhält man in Analogie zur Geiger-Nuttall-Beziehung gerade Linien, die Sargent-Kurven. Bei der heutigen Vielzahl der künstlich erzeugten β-Strahlen ist das S.-D. jedoch sehr wenig übersichtlich und daher kaum brauchbar.

Satellit, 1) *natürlicher S., Trabant, Mond,* ein Himmelskörper, der sich auf einer geschlossenen Bahn im Gravitationsfeld einer sehr viel größeren Masse bewegt. Die Bewegung einer Masse m im Gravitationspotential $V = -\frac{G}{4\pi}\,\frac{Mm}{r}$ einer (sehr viel größeren) Zentralmasse M (z. B. eines Planeten) genügt der Bewegungsgleichung $m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}(r)\,\frac{\vec{r}}{r}$, mit $\vec{F}(r) = -\frac{\partial V}{\partial \vec{r}}$. Hierbei bedeutet G die Gravitationskonstante. Diese Bewegungsgleichung hat die Existenz der Erhaltungsgrößen $\vec{L} = m\vec{r} \times \dot{\vec{r}}$ (Drehimpuls) und $E = (m/2)\,\dot{\vec{r}}^2 + V(r)$ (Energie) zur Folge. Die Gleichungen $|\vec{L}| = \text{konst.}$ und $E = \text{konst.}$ genügen zur Bestimmung der Bahn. Aus der Drehimpulserhaltung folgt, daß die Bewegung stets in einer Ebene, der Bahnebene, erfolgt. Die Satellitenbahn kann dann in Polarkoordinaten $r(t)$ und $\varphi(t)$ beschrieben werden. Für die Bahnkurve erhält man (→ Kepler-Bewegung)

$$\frac{1}{r(\varphi)} = \frac{1 + \varepsilon\cos\varphi}{a(1-\varepsilon^2)},$$

das ist für $\varepsilon > 1$, $\varepsilon = 1$ und $\varepsilon < 1$ die Polargleichung von Hyperbel, Parabel und Ellipse. $a = \frac{GMm}{8\pi\,|E|}$ wird als große Halbachse bezeichnet. Dabei hängt a nur von der Energie, nicht vom Drehimpuls ab. ε ist die numerische Exzentrizität, und es gilt $\varepsilon \lesseqgtr 1$, wenn $E \lesseqgtr 0$. Geschlossene Bahnen (Ellipsen), also Satellitenbahnen, entstehen nur im Bereich negativer Energien ($E < 0$), Parabeln entstehen bei $E = 0$ und Hyperbeln bei $E > 0$.

Als natürliche Himmelskörper, die einen Planeten umkreisen, sind bisher 32 S.en bekannt. Während Merkur, Venus und Pluto keinen Satelliten haben, sind von der Erde 1 S. (→ Mond), von → Mars 2, von → Jupiter 12, von → Saturn 10, von → Uranus 5 und von → Neptun 2 bekannt. Die Einzelkörper des Saturnringsystems können ebenfalls als eine Vielzahl von S.en angesehen werden. Die Satellitendurchmesser reichen von 8 km bis 5600 km, also mehr als den Merkurdurchmesser, doch sind die Werte z. T. recht unsicher. Die Bahnen der S.en sind meist kreisähnliche Ellipsen, ihr Umlaufsinn ist vorwiegend gleich dem der Planeten um die Sonne. Einen entgegengesetzten Umlaufsinn haben nur 4 S.en des Jupiter und jeweils ein S. von Saturn und Neptun. Die Abstände von den Planeten reichen von 9400 km bis zu $23{,}7 \cdot 10^6$ km. Ebenso variieren die Umlaufzeiten in weiten Grenzen zwischen 0,32 und 758 Tagen. Die Gesamtmasse aller S.en im Sonnensystem beläuft sich auf etwa 0,12 Erdmassen.

2) ein künstlich geschaffener Raumflugkörper, der einen Himmelskörper, z. B. die Erde (→ Erdsatellit), umkreist und für den dieselben Bewegungsgesetze wie unter 1) gelten.

Sattelpunktsmethode, Methode zur angenäherten Berechnung von komplexen oder reellen Integralen unter der Voraussetzung, daß die zu integrierende Funktion $f(z)$ auf dem Integrationsweg klein ist und ein oder mehrere scharfe Maxima durchläuft. An diesen Stellen z_0 kann $f(z)$ wegen $f'(z_0) = 0$ durch eine Taylor-Entwicklung (→ Taylorsche Formel) bis zur zweiten Ordnung dargestellt werden:

$$J = \int f(z)\,\mathrm{d}z \approx f(z_0)\int\left[1 + \frac{(z-z_0)^2}{2}\,\frac{f''(z_0)}{f(z_0)}\right]\mathrm{d}z.$$

Den Integranden ersetzt man näherungsweise durch $\exp\{(z-z_0)^2 f''(z_0)/[2f(z_0)]\}$. Mit der Substitution $-x^2 = \frac{(z-z_0)^2}{2}\,\frac{f''(z_0)}{f(z_0)}$ erhält man dann $J \approx \int \exp\{(z-z_0)^2 f''(z_0)/[2f(z_0)]\}\,\mathrm{d}x = \pm\int \mathrm{d}x\,(\exp -x^2)\sqrt{2f(z_0)/f''(z_0)}\cdot f(z_0)$ und schließlich $J \approx \sqrt{2\pi f(z_0)/(-f''(z_0))}\cdot f(z_0)$.

Sättigung, 1) in der theoretischen organischen Chemie die charakteristische Eigenschaft der kovalenten Bindungskräfte, daß jedes beliebige Atom nur so viele kovalente Bindungen (→ chemische Bindung) zu bilden vermag, wie einfach besetzte Atombahnen vorhanden sind oder ohne größeren Energieaufwand hergestellt werden können. Die S. ist eine der klassischen Physik fremde Erscheinung und läßt sich nur quantenmechanisch mit Hilfe der Austauschkräfte erklären. Beispielsweise ist das Wasserstoffatom durch eine kovalente Bindung mit einem zweiten Wasserstoffatom völlig abgesättigt. Die Zufügung eines dritten Wasserstoffatoms zum Wasserstoffmolekül führt nicht zur Entstehung weiterer Bindungen. Heteropolare Bindungen zeigen keine S. Bei ihnen kommt es in der Regel zur Ausbildung von Kristallgittern, bei denen jedes einzelne Ion von mehreren Gegenionen umgeben ist.

2) → Farbe.

3) → magnetische Sättigung.

4) → Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.

Sättigungsgrad, ψ, in der technischen Thermodynamik ein relatives Maß für den Dampfgehalt eines Dampf-Luft-Gemisches. Ist x der Feuchtegrad, d. h. der Wassergehalt des Gemisches in kg Wasser und Dampf je kg trockener Luft, x' der Dampfgehalt des Gemisches bei Sättigung, so ist der S. $\psi = x/x'$.

Sättigungsmagnetisierung, die durch endliche magnetische Felder erreichbare maximale Magnetisierung in einem ferromagnetischen Material, → magnetische Sättigung, → Hystereseschleife.

Sättigungsstromgebiet, 1) bei *unselbständiger Gasentladung* das Gebiet maximaler Stromstärke I_s, die bei vorgegebener Ionisationsintensität gerade möglich ist, indem alle im Gas gebildeten Ionen die Elektroden erreichen. Es ergibt sich $I_s = eN_0$, wobei e die Elementarladung und N_0 die für das Gas maximal mögliche Anzahl der einwertigen Ionenpaare ist die sekundlich im Gasvolumen durch die (äußere) Ionisationsquelle erzeugt werden.

2) bei *Elektronenemission* aus Metallen das Gebiet maximalen Thermoelektronenstromes, der bei gegebener Katodentemperatur möglich ist, indem alle sekundlich von der Katode, z. B. einer Elektronenröhre, emittierten Elektronen die Anode erreichen. Die Sättigungsstromdichte gehorcht dem → Richardsonschen Gesetz.

Saturn, der zweitgrößte Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 9,65 km s^{-1} in einem mittleren Abstand von 9,54 AE in 29,46 Jahren einmal um die Sonne. S. ist nach Jupiter der massereichste Planet; mit 95,11 Erdmassen hat er eine größere Masse als alle kleineren Planeten zusammen. Sein Äquatordurchmesser beträgt 120670 km, sein Poldurchmesser etwa 109000 km. Der S. ist damit von den Planeten am stärksten abgeplattet. Dies ist die Folge sehr schneller Rotation. Die Rotationsdauer beträgt 10 h 14 min. Die mittlere Dichte von S. beläuft sich auf 0,68 g cm^{-3}. Eine dichte Atmosphäre, an deren Oberseite eine Temperatur von −150 °C herrscht, verhüllt die Oberfläche, was die hohe Albedo von 0,69 erklärt. S. besitzt ein dem Äquator paralleles Streifensystem; es können auch häufig einzelne weißliche Flecke beobachtet werden, die sich rasch verändern und verschwinden. Aus ihnen läßt sich auf eine z. T. starke Strömung in der Saturnatmosphäre schließen.

S. ist von einem Ringsystem umgeben, dessen größter Durchmesser 278000 km beträgt. Die einzelnen Ringe sind verschieden hell und voneinander durch leere, dunkle Gebiete getrennt. Die Dicke der Ringe wird auf etwa 2 km geschätzt. Das Ringsystem besteht aus einer Vielzahl kleiner, das Sonnenlicht reflektierender Teilchen, die S. als winzige Satelliten umkreisen, deren Gesamtmasse wahrscheinlich nur etwa $4 \cdot 10^{-5}$ der Saturnmasse beträgt. S. hat weitere 10 Satelliten, von denen der größte, Titan, etwas größer als der Planet Merkur ist.

Sätze von Helmholtz, → Wirbelsätze.

Satz von Bolzano-Weierstraß, → Menge.

Satz von Casorati-Weierstraß, → Funktionentheorie.

Satz von der Erhaltung der Energie, → Energiesatz, → Erhaltungssätze.

Satz von der Erhaltung der Schwerpunktsbewegung, → Schwerpunkt, → Erhaltungssätze.

Satz von der Erhaltung des Drehimpulses, → Drehimpuls, → Erhaltungssätze.

Satz von der Erhaltung des Impulses, → Impuls, → Erhaltungssätze.

Satz von Prandtl, → Gleitlinien.

Satz von Steiner, *Steinerscher Satz*, Zusammenhang zwischen den im → Trägheitstensor zusammenfaßbaren Trägheits- bzw. Zentrifugalmomenten für einen beliebigen Bezugspunkt mit den entsprechenden Momenten für den Schwerpunkt. Ist $\vec{a}$ der Vektor vom Schwerpunkt zum beliebigen Bezugspunkt, so gilt für die Komponenten des Trägheitstensors

$$\theta_{ik} = \theta^s_{ik} + M(a^2 - a_i a_k \delta_{ik}),$$

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{für } i = k \\ 0 & \text{für } i \neq k \end{cases} \quad i, k = 1, 2, 3 \text{ bzw. } x, y, z.$$

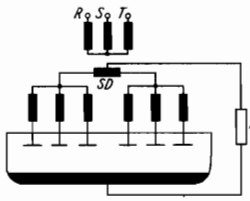
Dabei bezeichnen i und k die drei kartesischen Koordinatenachsen, der obere Index s kennzeichnet die auf den Schwerpunkt bezogenen Momente, und M ist die Gesamtmasse des Körpers. Nach dem S. v. S. genügt es, die auf den Schwerpunkt bezogenen Momente zu berechnen. Für $i = k$ entstehen als Diagonalelemente die eigentlichen Trägheitsmomente, z. B. gilt für das Trägheitsmoment bezüglich zur x-Achse paralleler Achsen $\theta_{xx} = \theta^s_{xx} + M(a_y^2 + a_z^2)$, $a_y^2 + a_z^2$ ist der Achsenabstand. Danach sind die Momente für Schwereachsen stets kleiner als die für parallele Achsen. Für $i \neq k$ ergeben sich die Zentrifugalmomente, z. B. $\theta_{xy} = \theta^s_{xy} - Ma_x a_y$. Bei Flächenmomenten zweiter Ordnung ist nur $i, k = 1, 2$ bzw. x, y, die Masse M ist durch die Fläche A zu ersetzen.

Satz von Thomson, → Wirbelsätze.

Sauerstoffnormdichte, die Dichte des molekularen Sauerstoffgases unter Normalbedingungen, d. h. bei $t = 0$ °C und $p = 1$ atm. Sie beträgt $(1{,}42905 \pm 0{,}00007) \cdot 10^{-3}$ g/cm^3. Bei Extrapolation auf den idealen Gaszustand folgt $(1{,}42765 \pm 0{,}00008) \cdot 10^{-3}$ g/cm^3. Die S. kann als Ausgangspunkt zur Bestimmung des Normalvolumens dienen. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß O_2 ein reales und kein ideales Gas ist.

Sauerstoffpunkt, die Temperatur t_{O_2}, bei der flüssiger Sauerstoff und sein Dampf bei einem Druck von 1 atm im Gleichgewicht sind. Er liegt bei $t_{O_2} = -182{,}970\,°C$. Für nicht zu große Druckschwankungen gibt es für t_{O_2} einfache Interpolationsformeln. Der S. dient als Fixpunkt bei der Festlegung der → Temperaturskala.

Saugdrosselschaltung, eine Gleichrichterschaltung für fast alle großen Gleichrichteranlagen mit Gasentladungsventilen. Die Sekundärwicklung des Gleichrichtertransformators besteht aus mehreren in Stern geschalteten Wicklungssystemen. Bei z. B. zwei Wicklungssystemen, die



Gleichrichterschaltung mit Quecksilberdampfgleichrichter (6 Anoden) und Saugdrossel *SD*. R_L Belastung, *R*, *S* und *T* Leiter des Drehstromnetzes

an die 6 Anoden des Gasentladungsventils angeschlossen sind, liegt die Saugdrossel, eine Ausgleichsdrossel mit Mittelanzapfung, zwischen den Sternpunkten. Durch die S. wird die Ausnutzung des Gleichrichtertransformators und des Ventils erhöht und der Oberwellengehalt herabgesetzt.

Sauggeschwindigkeit, → Vakuumpumpen.

Saugkreis, ein Reihenschwingkreis (→ Schwingkreis) zum Kurzschließen (Absaugen) der Frequenz eines störenden Senders. Der S. wird am Antenneneingang eines Empfängers gegen Erde geschaltet; er schließt die Frequenz, auf die er abgestimmt ist, infolge seines geringen Resonanzwiderstandes kurz.

Saugleistung, → Vakuumpumpen.

Saugvermögen, → Vakuumpumpen.

Savartsche Doppelplatte, ein Gerät zum Nachweis von linear polarisiertem Licht (Polariskop). Sie besteht aus zwei aufeinandergelegten, gleich starken Kalkspat- oder Quarzplatten, die so geschliffen sind, daß die Plattennormale einen Winkel von 45° mit der optischen Achse bildet, und die so orientiert sind, daß die Hauptschnitte (Ebene durch Plattennormale und optische Achse) senkrecht aufeinander stehen. Durchgang von linear polarisiertem Licht durch die Savartsche Doppelplatte führt zu Interferenzstreifen, deren Schärfe ein Maß für den Polarisationsgrad des Lichtes ist.

Saxénsche Beziehung, → elektrokinetische Erscheinungen.

sb, → Stilb.

S-Band, → Frequenz.

sc, Tabelle 2, Volumen.

Sc, → Schmidtzahl.

Scanning [engl., 'Durchmustern'], das Absuchen bei der → Auswertung von Aufnahmen, ferner das systematische Abtasten eines Informationsträgers mit einem Licht- oder Elektronenstrahl.

Scanning-Prinzip, → Spektralanalyse.

Scatter-Sondierung, → elektromagnetische Sondierung.

Sceptre, → Kernfusion.

scf, Abk. für → self-consistent-field.

Schale, 1) allgemein dünnwandiges gekrümmtes Bauteil mit Membranspannungszustand bei nahezu biegeschlaffen Wänden, sonst Biegespannungszustand.

2) → Atomhülle.

Schalenmodell, *Einteilchenmodell, Modell unabhängiger Elektronen, Modell unabhängiger Teilchen,* zusammenfassende Bezeichnung für eine Gruppe von Näherungsverfahren zur Berechnung der Wellenfunktionen und Energieeigenwerte der Grundzustände der Atomhülle und des Atomkerns (→ Kernmodelle). Diese Verfahren wurden vor allem im Zusammenhang mit der Quantentheorie der Atomhülle entwickelt. Für jedes Teilchen stellt man dabei die Wechselwirkung mit allen anderen Teilchen näherungsweise durch ein kugelsymmetrisches Potential (→ self-consistent-field) dar, das nur von den Koordinaten dieses Teilchens abhängt. Mit diesem Potential wird eine Schrödinger-Gleichung zur Berechnung der Wellenfunktionen und Energieeigenwerte von Einteilchenzuständen formuliert. Der Zustand der Atomhülle z. B. wird dann durch Angabe der von Elektronen besetzten Einteilchenzustände beschrieben, d. h., die → Elektronenkonfiguration wird angegeben. Bei der Besetzung der Einteilchenzustände berücksichtigt man das → Pauli-Prinzip. Es zeigt sich, daß die besetzten Einteilchenzustände energetisch deutlich unterscheidbare Gruppen, die Schalen, bilden. Hinzu kommt bei der Atomhülle eine entsprechende Schalenstruktur der räumlichen Dichteverteilung der Elektronen. Aus diesem Sachverhalt ist die Bezeichnung „Schalenmodell" abgeleitet worden.

In die exakte Wellenfunktion gehen die Elektronenabstände ein, da die Elektronen der Atomhülle wegen der Coulomb-Wechselwirkung einander ausweichen und deshalb eine Korrelation zwischen ihnen besteht. Die zum Aufbau der Wellenfunktion der Atomhülle verwendeten Einteilchenwellenfunktionen hängen jeweils von nur den Koordinaten eines Elektrons ab. Es wird so bei der Konstruktion der Wellenfunktion der Atomhülle nicht ausgeschlossen, daß zwei Elektronen fast den gleichen Ort einnehmen, was durch die Coulomb-Abstoßung eigentlich unwahrscheinlich wird. Die Korrelationen infolge Coulomb-Wechselwirkung werden daher im Rahmen des S.s vernachlässigt. Da sich bei Vernachlässigung dieser Korrelation die Elektronen im Mittel einander zu nahe kommen, liefert das S. generell zu hohe Werte für die Grundzustandsenergie. Das self-consistent-field wird mit Hilfe des → Hartree-Fock-Verfahrens berechnet. Im Rahmen des Hartree-Verfahrens vernachlässigt man weiter die Korrelation der Elektronen infolge Antisymmetrie der Wellenfunktion gegenüber Vertauschung von Elektronen. Diese wird beim Hartree-Fock-Verfahren berücksichtigt, indem man für die Wellenfunktion eine Slater-Determinante ansetzt. Die auf Grund des S.s berechneten Wellenfunktionen dienen als Ausgangspunkt für die Berücksichtigung von Korrelationen (→ Konfigurationsmischung). Auch bei der theoretischen Untersuchung anderer Vielteilchensysteme liefert das S. gute Ergebnisse.

Schall, Schwingungen und Wellen im Frequenzbereich zwischen 16 Hz und 20 kHz, die über das menschliche Ohr Ton-, Klang- oder Geräuschempfindungen hervorrufen. Liegen die Frequenzen der Schwingungen unter 16 Hz, spricht man von → Infraschall, über 20 kHz von → Ultraschall. Der S. pflanzt sich in gasförmigen, flüssigen und festen schalleitenden Medien als Schallwelle fort, wobei in den ersten beiden Medien nur Longitudinalwellen und im letzteren außerdem infolge der möglichen Scherverformung Transversalwellen entstehen. Die dabei auftretende → Schallgeschwindigkeit ist von den Deformationseigenschaften des Mediums abhängig. In den meisten Fällen sind Luft und feste Körper die Ausbreitungsmedien des S.s, der dann als Luftschall bzw. Körperschall bezeichnet wird.

Wie alle Arten von Wellen können auch Schallwellen bei Übereinstimmung der Größenordnungen von Schallwellenlänge und Hindernisabmessung gebeugt werden. Tonfrequente Schallvorgänge mit Wellenlänge zwischen 0,02 und 20 m können daher im geometrischen Schallschatten immer wahrgenommen werden.

Über *zweiten Schall* → Supraflüssigkeit.

Schallabsorption, die Abnahme der Schallenergie einer fortschreitenden Schallwelle in ihrem Ausbreitungsmedium, wobei die Schallenergie in andere Energieformen, vorzugsweise in Wärme, umgewandelt wird. Die Schallenergie W nimmt nach einem Exponentialgesetz $W_x = W_0 \cdot e^{-2\alpha x}$ ab; α Absorptionskoeffizient, x zurückgelegte Strecke.

Die S. ist für alle Ausbreitungsmedien des Schalls eine charakteristische temperatur- und frequenzabhängige Größe, allgemein nimmt die S. mit steigender Frequenz zu.

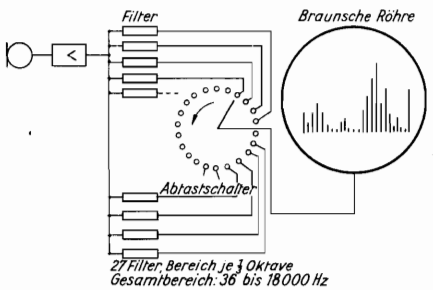
Die innerhalb eines Ausbreitungsmediums auftretende S. ist auf die Wechselwirkung der Schallwelle mit den Molekülen des Ausbreitungsmediums zurückzuführen. Die Dämpfung der Schwingungen der an der Wellenbewegung beteiligten Moleküle infolge innerer Reibung bzw. molekularer Platzwechsel ist Ausdruck der Abführung von Schwingungsenergie in Form von Wärmeenergie, die der Energie der Welle verlorengeht.

Auch bei der Reflexion einer Schallwelle an der Phasengrenze zweier Medien kann S. auftreten, wenn die Energie des reflektierten Anteils kleiner als die der ankommenden Welle ist. Die Differenz der Schallenergien dringt in das angrenzende Medium ein und wird dort absorbiert. Dieser Vorgang spielt eine große Rolle bei Problemen der → Raumakustik. Schallabsorbierende Wände sind mit Filz, Geweben oder Schaumstoffen, die hohe Schallabsorptionskoeffizienten aufweisen, verkleidet. Auch reliefartige Holzverkleidungen erhöhen den Absorptions- bzw. Schallschluckgrad durch mehrfache diffuse Reflexionen.

Schallanalyse, ein Verfahren zur Bestimmung von Art, Zahl und Intensität der Teiltöne eines Schallsignals. Bei bekannter Schwingungskurve liefert die Anwendung der Fourier-Analyse das → Schall- oder Klangspektrum mit den Teilschwingungen des Schallsignals. Dieses kann mechanisch, zeichnerisch, rechnerisch oder optisch ausgewertet werden.

Zur Darstellung des Klangspektrums werden verschiedene elektrisch-mechanische Verfahren angewandt. Eines davon ist die Anwendung eines Systems von Helmholtz-Resonatoren. Der zu untersuchende Klang wird diesem System zugeleitet. Ist in ihm ein Teilton enthalten, dessen Frequenz mit der Eigenfrequenz des Resonators übereinstimmt, wird er verstärkt wahrgenommen. Eine andere Möglichkeit bietet die Verwendung geeigneter frequenzabhängiger Bauteile, z. B. elektrischer Schwingkreise, die zur Auslöschung einzelner Teiltöne infolge auftretender Interferenzen dienen.

Diese Verfahren gestatten nur eine punktweise Abtastung des Schalles, während moderne elektrische Analysierverfahren eine schnelle und häufig automatische Darstellung des Schallspektrums ermöglichen. Die *Tonfrequenzspektrometer* (Abb.) teilen das gesamte Tonfrequenzgebiet in einzelne kleine Frequenzintervalle auf. Das geschieht mit Hilfe parallel geschalteter elektrischer Filter. Die Filter werden nacheinander über einen Schalter an eine Braunsche Röhre angeschlossen und erzeugen an einem ihnen zugeordneten Ort auf dem Schirm der Röhre ein intensitätsproportionales Strichsignal, wenn ein Teilton ein Filter passiert.



Tonfrequenzspektrometer nach Freystedt

Häufig benutzte Filteranordnungen sind Terz- oder Oktavsiebe. Bei Benutzung letzterer spricht man von *Oktavsiebanalyse*, bei der das Schallspektrum in einzelne Oktaven eingeteilt ist. Die Analysiergeschwindigkeit dieser Verfahren ist sehr groß, so daß auch zeitlich veränderliche Schallsignale untersucht werden können.

Mit dem *Suchtonverfahren*, das automatisch das Schallspektrum aufzeichnet, werden meist zeitlich konstante Klänge oder Schallsignale analysiert. Dem zu untersuchenden Klang wird ein das gesamte Tonfrequenzgebiet langsam mit konstanter Geschwindigkeit überstreichender Suchton überlagert. Stimmt die Frequenz des Suchtons mit der eines Teiltones überein, überlagern sich beide Schwingungen, und der resultierende Ton wird verstärkt wiedergegeben. Die Aufzeichnung dieser Intensitätsmaxima ergibt das gesuchte Schall- bzw. Klangspektrum.

Schallaufzeichnung, Vorgang der Sichtbarmachung und Konservierung des zeitabhängigen Verlaufs der Schallfeldgrößen → Schalldruck oder → Schallschnelle mit Hilfe geeigneter mechanisch-akustischer Wandler in Form von Amplituden-Zeit- oder Amplituden-Frequenz-Kurven. Die *Sichtbarmachung* von Schallwellen erfolgt durch eine Umwandlung in diesen proportionale elektrische Schwingungen.

die nach Verstärkung einem Oszillographen zugeführt werden. Die Zwischenschaltung von → akustischen Filtern ermöglicht die Zerlegung in die Teiltöne und führt zur Schallspektroskopie. Für die *Konservierung* von Schallvorgängen finden die Schallplattenaufzeichnung und die magnetische und optische Aufzeichnung Anwendung. Zur *Schallplattenaufzeichnung* verwendet man eine sich drehende aus einer Wachsmischung oder Kunststoffolie bestehende Scheibe. Die vom Mikrophon aufgenommenen und verstärkten Schallinformationen werden durch senkrecht zur Bewegungsrichtung der Platte elektromagnetisch ausgelenkte Stahlstifte in die Platte eingeritzt. Der Aufzeichnung folgt auf galvanoplastischem Weg die Herstellung einer Matrize aus Stahl, von der Abzüge aus Spezial-PVC hergestellt werden. Die als Aufzeichnungs- und Abtastsysteme verwendeten elektroakustischen Wandler müssen möglichst lineare Übertragungseigenschaften im gesamten Tonfrequenzgebiet haben, damit keine Verzerrungen auftreten.

Moderne 2-Kanal-Stereo-Aufzeichnungen auf Schallplatten enthalten die den beiden Kanälen entsprechenden Informationen auf den beiden Flanken einer V-förmigen Rille.

Magnetische Aufzeichnungsverfahren benutzen den Effekt, daß die Teile feinstverteilten Eisenpulvers auf einem Trägermaterial in einem Magnetfeld, das durch das Schallsignal moduliert ist, ausgerichtet werden, daß diese Orientierung erhalten bleibt und später rückwirkend magnetische Abtastfelder modulieren kann. Auch die Einzelbereiche polykristalliner ferromagnetischer Drähte weisen diese Orientierungsfähigkeit auf. Vorzugsweise werden jedoch mit Eisenpulver belegte PVC-Bänder, z. B. Tonbänder, und gleichermaßen belegte Filmränder, z. B. beim Magnettonfilm, angewandt.

Beim Tonfilm wird häufig die *optische S.* angewendet, indem durch den zum Bild gehörenden Schallvorgang ein Lichtstrahl beeinflußt wird, der auf einem Filmrand neben dem Bild schallproportionale Schwärzungen hervorruft. Wird der Lichtstrahl durch eine Kerr-Zelle intensitätsmoduliert (Karolus), erscheint ein verschieden stark geschwärzter Tonstreifen neben dem Bild. Andererseits kann der schallproportionale, verstärkte Mikrophonstrom den Spiegel eines Schleifenoszillographen so ablenken, daß ein Tonstreifen wechselnder Breite entsteht. Die Wiedergabe erfolgt durch Abtastung des Tonstreifens mit einem schmalen Lichtbündel, das die durch die Schwärzungen hervorgerufenen Schwankungen auf eine Photozelle überträgt, die einen Lautsprecher aussteuert.

Schallausbreitung, Von einer punktförmigen Schallquelle, z. B. einem → Kugelstrahler nullter Ordnung, gehen im homogenen isotropen Medium Kugelwellen aus. Die Normalen der Kugelflächen geben die Ausbreitungsrichtung an, die im genannten Medium geradlinig ist. Richtungsänderungen der Schallwelle treten durch Reflexionen, Brechungen und Beugungen an den Phasengrenzen zweier Medien und an Inhomogenitäten bzw. Anisotropien dieser Medien auf (→ Schallbrechung). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallsignalen ist temperatur- und in einigen Fällen frequenzabhängig und bewegt sich zwischen 50 und 5000 m/s.

Schallausschlag, Auslenkung eines in einer Schallwelle schwingenden Teilchens aus seiner Ruhelage.

Schallbrechung, die Richtungsänderung eines Schallstrahles beim Übergang von einem Medium in ein anderes. sofern in diesen Medien unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten auftreten. Das für jede Wellenausbreitung gültige Snelliussche Brechungsgesetz lautet hier $\sin\alpha : \sin\beta = c_1 : c_2 = n$, wobei c_1 und c_2 die Schallgeschwindigkeiten; α und β die Winkel zum Lot auf die Phasengrenzfläche und n der Brechungsindex sind.

Passiert ein Schallstrahl die Phasengrenzfläche der Medien von 1 nach 2 und ist $c_1 > c_2$, so wird er zum Einfallslot hin gebrochen; in umgekehrter Richtung dagegen wird er vom Einfallslot weggebrochen. Beim Übergang aus einem Medium mit kleiner Schallgeschwindigkeit in ein Medium mit großer Schallgeschwindigkeit tritt oberhalb eines bestimmten Grenzwinkels β_g → Totalreflexion in Analogie zur Lichtbrechung ein. Bei jedem Übergang wird ein Teil der Energie reflektiert. Das Verhältnis des reflektierten zum passierenden Teil der Schallenergie hängt vom Einfallswinkel und vom Schallwellenwiderstand der einzelnen Medien ab. Durch optische Schlierenaufnahmen eines Ultraschallfeldes mit brechender Phasengrenze läßt sich dieses Verhalten nachweisen.

Schalldämmung, die Abschirmung von Räumen oder Gebäudeteilen gegen störende Schallsignale, die sowohl als Luftschall als auch als Körperschall eindringen können.

Das Verhältnis der Schalleistung an der das Störsignal enthaltenden Außenseite N_A zu der Schalleistung im gestörten Raum N_g definiert die Größe der S. Die Schalldämmzahl D, auch Reduktionsmaß genannt, wird durch die Gleichung $D = 10 \log(N_A/N_g)$ festgelegt.

Zur Erhöhung der S. werden Schallschluckstoffe eingesetzt, deren Schluckgrad durch das Verhältnis der auffallenden Schalleistung zur nichtreflektierten Schalleistung gegeben ist (→ Bauakustik). Der nicht reflektierte Anteil besteht aus einem durchgelassenen und einem im Schluckstoff absorbierten Teil der Schallenergie. S. und Schluckgrad sind demzufolge nicht identisch.

Schalldämpfung, die teilweise oder vollständige Unterbindung der Schallausbreitung in allen Medien. Die S. erfolgt mit Hilfe von Dämmstoffen. Das sind Materialien mit geringem Schallreflexions- bzw. großem Schallabsorptionsvermögen, die z. B. bei der Auskleidung eines Raumes zur Herabsetzung des Nachhalls (→ Raumakustik) oder zur Verminderung der Schalldurchlässigkeit von Wänden (→Bauakustik) eingesetzt werden.

Schalldichte, zeitlicher Mittelwert der Schallenergie je Volumeneinheit.

Schalldispersion, in bestimmten Substanzen Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit und damit auch anderer Schallfeldgrößen von der Frequenz der Schallwelle.

Die S. ist Ausdruck auftretender Wechselwirkungen zwischen der Schallwelle und den Molekülen und Atomen des Ausbreitungs-

mediums (→ Molekularakustik). Ist die Schallwellenlänge groß gegenüber den molekularen Dimensionen, kann das Medium als Kontinuum aufgefaßt werden; S. ist nicht zu erwarten. Erst in den Frequenzbereichen, in denen Wellenlänge und Molekülabstände gleiche Größenordnung erlangen, werden merkbare Wechselwirkungen auftreten und zu frequenzabhängigen Erscheinungen führen (→ Hyperschall). Sich überlagernde Relaxations- und Resonanzphänomene, letztere z. B. bei Übereinstimmung der Schallfrequenz und der Eigenfrequenz einer Molekülschwingung, ergeben molekülspezifische Dispersionskurven, d. h. Schallgeschwindigkeits - Frequenz - Diagramme. Diese Überlegungen gelten grundsätzlich für alle Medien, wobei die Dispersionsgebiete von Flüssigkeiten und Festkörpern jedoch im Bereich technisch kaum realisierbarer Hyperschallfrequenzen liegen. Einige Teilschwingungen der Moleküle werden sogar erst im Frequenzbereich elektromagnetischer Wellen angeregt.

In mehratomigen Gasen dagegen treten bereits bei tieferen Frequenzen ausgeprägte Dispersionen auf, die darauf zurückzuführen sind, daß oberhalb bestimmter Frequenzen nicht mehr die allen Freiheitsgraden entsprechenden Eigenschwingungen der Gasmoleküle angeregt werden. Das Gas verhält sich so, als wären weniger Freiheitsgrade vorhanden, was sowohl eine Zunahme des Verhältnisses der spezifischen Wärmen $\varkappa = c_p/c_V$ als auch der Schallgeschwindigkeit bedeutet. Für CO_2 liegt dieses Dispersionsgebiet bei etwa 10^5 Hz.

Schalldruck, *Schallwechseldruck*, p, der infolge der Schwingungen der Teilchen eines Schallausbreitungsmediums entstehende Wechseldruck. Er ist von dem → Schallstrahlungsdruck zu unterscheiden. Der S. wird durch die Gleichung $p = P \cos 2\pi\nu(t - x/c_s)$ beschrieben, wobei ν die Frequenz einer ebenen, sich in der x-Richtung mit der Geschwindigkeit c_s ausbreitenden Schallwelle ist. Für die Schallwechseldruckamplitude P gilt $P = 2\pi\varrho c_s A = \varrho c_s U$ mit A Schwingungsamplitude, U Geschwindigkeitsamplitude und ϱ Dichte des Mediums. Gleichzeitig gilt $P = \sqrt{2\varrho c_s J}$, wenn J die → Schallintensität ist. Diese Beziehungen gelten für kleine Werte von A, U und P. In starken Schallfeldern tritt in der Beziehung für p zum linearen Term ein quadratischer, der den Schallstrahlungsdruck als Funktion der mittleren Energiedichte $\bar{E}$ darstellt. Der S. lautet somit $p = P \cdot \cos 2\pi\nu(t - x/c_s) + 2\bar{E} \cdot \cos^2 2\pi\nu(t - x/c_s)$. Der S. wird nach der Aufnahme und Umwandlung in elektrische Signale in Mikrophonen elektrisch gemessen.

Ein S. von 0,2 bis $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ N/m² ruft gerade noch eine Hörempfindung hervor, während bei etwa 10^3 N/m² die Fühlschwelle (→ Hören) erreicht ist.

Schalldurchlässigkeit, in der Raum- und Bauakustik die Durchlässigkeit von Wänden für verschiedene Schallsignale. Die Größe der S. wird durch die Dämmzahl D (→ Schalldämmung) angegeben. Mit wachsender Frequenz nimmt die S. ab, da allgemein die → Schallabsorption im Medium mit steigender Frequenz zunimmt.

Schalleistung, P_S, die in der Zeiteinheit durch eine die Schallquelle umschließende Fläche F strömende Schallenergie, die durch Integration der Schallintensität J über diese Fläche erhalten wird:

$$P_S = \oiint_F J \, df.$$

Die S. einer Schallquelle kann dann leicht gemessen werden, wenn die Schallquelle von gut schallreflektierenden Wänden eingeschlossen wird. Die gesamte Schallenergie wird in den Raum zurückgeworfen und kann durch eine Messung des Schalldruckes, der über den Schallwellenwiderstand mit der Schallenergie zusammenhängt, bestimmt werden. Beispiele verschiedener S.en sind: Sprache $\approx 10^{-5}$ W, Großlautsprecher ≈ 100 W, Sirene bis 3 kW.

Schallempfänger, Einrichtungen zum Nachweis und zur Messung der einzelnen zeitabhängigen Schallfeldgrößen (→ Schallfeld).

Zur Charakterisierung des Schallfeldes werden 1) die Bewegungen der Teilchen eines gasförmigen Schallausbreitungsmediums in *Bewegungsempfängern* durch die sichtbaren Bewegungen gestoßener Rauch- oder Staubpartikeln angezeigt, 2) die Geschwindigkeiten der Teilchen durch die *Geschwindigkeitempfänger*, z. B. die → schallempfindliche Flamme oder die → Rayleigh-Scheibe, gemessen, 3) der → Schallstrahlungsdruck durch das → Schallradiometer, einem *Schallstrahlungsdruckempfänger*, nachgewiesen und 4) auf den → Schalldruck reagierende *Schallwechseldruckempfänger* verwendet. Zu letzteren gehören die Mikrophone, bei denen durch den Schallwechseldruck bewegte mechanische, schwingungsfähige Gebilde, meist Membranen, Veränderungen elektrischer Größen herbeiführen, so daß mechanische Schwingungsenergie in elektrische Energie umgewandelt wird.

schallempfindliche Flamme, eine auf die Schallschnelle ansprechende Flamme, die durch einen aus einer konischen Düse austretenden laminaren Leuchtgasstrom betrieben wird. Trifft eine Schallwelle diese Flamme wenig oberhalb der Düse, wird der Gasstrom turbulent und die Flamme verkürzt sich.

Schallenergie, die von der Schallwelle transportierte Energie. Wenn bei einer ebenen Schallwelle Schalldruck und Schallschnelle in Phase sind, leistet der Schalldruck Arbeit; das bedeutet, daß die Schallwelle Energie mit sich führt. Auftretende Verluste durch Absorptionsvorgänge im Ausbreitungsmedium weisen auf Umwandlung eines Teils der S. in Wärmeenergie hin.

Schallerzeuger, *Schallgeber*, alle schwingungsfähigen festen, flüssigen oder gasförmigen Gebilde oder Medien. Schwingungen, die zur Abstrahlung der Schallwellen führen, können durch Energien aller Formen angeregt werden, wenn auch in den meisten Fällen erst eine Umwandlung in mechanische Schwingungsenergie durch Zwischenschaltung spezieller Wandler erfolgen muß.

Beispiele direkt mechanisch erregter S. sind die durch Schwingungen von Gasen gekennzeichneten → Pfeifen, gestrichene Saiten, geschlagene Platten oder Glocken.

Elektrische Anregung erfordert stets elektromechanische Wandler, die beim Lautsprecher auf elektromagnetischen oder elektrodynamischen Wechselwirkungen beruhen, bei Ultraschallgebern (→ Ultraschall) die Effekte der Piezoelektrizität und Magnetostriktion benutzen.

Beim → Thermophon wird dagegen elektrische Energie über Wärmeenergie direkt in Schwingungsenergie einer Schallwelle umgewandelt.

Der → Explosionsschallsender benutzt chemische Energie zur Erzeugung von Schall.

Je nach Art der zugrundeliegenden mechanischen Schwingung können S. auch in lineare, z. B. Saiten, Stäbe und Luftsäulen, in zweidimensionale oder flächenhafte, z. B. Membranen, Platten und Glocken, und dreidimensionale oder räumliche S., z. B. dicke Pfeifen und feste Körper kubischer Ausdehnung, eingeteilt werden.

Schallfeld, ein von Schallwellen erfüllter Bereich des Raumes.

Das S. wird durch die Angabe der Schallfeldgrößen → Schallschnelle und → Schalldruck vollständig beschrieben. Der zeitliche Mittelwert des Produktes dieser Schallfeldgrößen heißt Schallstärke (→ Schallintensität). Die für die Beschreibung des S.es charakteristischen Größen, wie der Schallausschlag, die Schalldichte, die → Schallenergie, der → Schallfluß, der → Schallstrahlungsdruck sowie die Bewegungs-, Druck- und Geschwindigkeitsamplituden, werden als Schallfeldgrößen bezeichnet.

Schallfluß, das Produkt aus → Schallschnelle v und dem Querschnitt F der Schallströmung, zugleich die Geschwindigkeit der Volumenverschiebung $\mathrm{d}V/\mathrm{d}t$.

Schallgeschwindigkeit, die Geschwindigkeit, mit der sich die Schallwellen in einem Medium ausbreitet. Die S. ist sowohl von den elastischen Deformationseigenschaften der Substanz, als auch von deren Dichte, Druck und Temperatur abhängig. Von der im weiteren betrachteten Phasengeschwindigkeit, der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase einer Welle, ist bei auftretender Dispersion die Gruppengeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit einer Wellengruppe, mit der der Energietransport der Welle gekoppelt ist, zu unterscheiden.

In Gasen breiten sich schwache Störungen des Gaszustandes, wie kleine Druck- oder Dichteänderungen, die stets miteinander gekoppelt sind, mit S. als Longitudinalwellen aus. Transversalwellen sind wegen der außerordentlich kleinen Viskosität der Gase nicht nachweisbar; sie treten auch in Flüssigkeiten mit bereits höherer Viskosität nur mit Reichweiten der Größenordnung $\lambda/2\pi$ auf.

Die raschen Vorgänge der Druck- und Dichteänderungen in einer Schallwelle führen dazu, daß mit benachbarten Bereichen innerhalb einer Periode keine nennenswerten Wärmemengen ausgetauscht werden können. Die Schallausbreitung ist deshalb ein adiabatischer Vorgang. Erst oberhalb von 10^9 Hz wird die Ausbreitung isotherm. Es gelten die Beziehungen für die S. c_s:

$$c_{s(\mathrm{adiab.})} = \sqrt{\varkappa p/\varrho} \quad \text{und}$$

$$c_{s(\mathrm{isoth.})} = \sqrt{p/\varrho}, \quad \text{mit} \quad \varkappa = c_p/c_V,$$

Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck (c_p) und konstantem Volumen c_V, p Druck und ϱ Dichte. Durch Umformung unter Verwendung der Gasgesetze erhält man $c_{s(\mathrm{adiab.})} = \sqrt{\varkappa RT/M}$, wobei R universelle Gaskonstante, T absolute Temperatur und M Molekulargewicht bedeuten.

Mehratomige Gase weisen bei mittleren Ultraschallfrequenzen → Schalldispersion auf, d. h., die S. wird frequenzabhängig.

In Flüssigkeiten ist die S. größer als in Gasen; sie beträgt $c_s = \sqrt{K/\varrho} = \sqrt{1/\varkappa\varrho}$, wobei hier ϱ Dichte der Flüssigkeit, K Kompressionsmodul und $\varkappa = 1/K$ die Kompressibilität der Flüssigkeit bedeuten. Die S.en der Flüssigkeiten sind im Gegensatz zu denen in Gasen weitaus weniger temperaturabhängig.

Für feste Körper, die isotrop und allseitig unendlich ausgedehnt sind, gilt für die S. von Longitudinalwellen die Beziehung

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{\varrho} \cdot \frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}},$$

wobei E Elastizitätsmodul, ϱ Dichte und μ Poissonscher Querkontraktionskoeffizient bedeuten. In anisotropen Körpern, z. B. Kristallen, breiten sich Schallwellen in den verschiedenen Raumrichtungen mit unterschiedlicher S. aus. Für Körper, bei denen die Querdimensionen gegen die Länge klein sind, z. B. lange Stäbe, vereinfacht sich die angegebene Formel zu $c_s = \sqrt{E/\varrho}$, da sich die Querkontraktion ohne Gegenwirkung durch weitere Materialbereiche ungehindert ausbilden kann. Elastische Transversalwellen pflanzen sich in festen Körpern unabhängig von deren Gestalt mit der Geschwindigkeit $c_{tr} = \sqrt{G/\varrho}$ fort, wobei G der Schubmodul ist.

Die Messung der S.en in den verschiedenen Medien erfolgt mit dem Kundtschen Rohr (Kundtsche Staubfiguren), dem → Quincke-Rohr, dem → Schallinterferometer, den verschiedenen optischen Verfahren, wie der Schlierenmethode und der Beugung an Ultraschallwellen (→ Ultraschall), sowie mit den modernen Verfahren der Ultraschallimpulstechnik.

Tabelle einiger S.en:

Medium	Schallgeschwindigkeit in m/s (abgerundet) bei Zimmertemperatur
Gase	
CO_2	260
O_2	315
Luft	332
Helium	970
H_2	1260
Flüssigkeiten	
CCl_4	940
Azeton	1190
Wasser	1490
Glyzerin	1925
Feste Körper	
Blei	1300
Polyäthylen	2500
Silber	2700
Glas	5000
Stahl	5100

Lit. L. Bergmann: Der Ultraschall (6. Aufl. Stuttgart 1954); Trendelenburg: Akustik (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961).

Schallhärte, H, das komplexe Verhältnis von → Schalldruck zu → Schallausschlag, zugleich Produkt aus der Dichte ϱ, der Schallgeschwin-

digkeit c_s und der Kreisfrequenz ω der Schallwelle, $H = \varrho c_s \omega$, wobei ϱc_s den → Schallwellenwiderstand darstellt. Medien mit großem Schallwellenwiderstand, z. B. feste Körper, bezeichnet man als schallhart; ist ϱc_s dagegen klein, z. B. für Luft, gebraucht man die Bezeichnung schallweich.

Schallinse, Einrichtung zur akustischen Abbildung durch → Schallbrechung.

Schallintensität, *Schallstärke, J,* die in der Zeiteinheit 1 s durch die senkrecht zur Schallausbreitungsrichtung stehende Einheitsfläche 1 m² strömende Schallenergie *W*. Die S. ist gleich der Schalleistung *P* je m² und wird in W/m² gemessen. Aus den Schallfeldgrößen → Schalldruck *p* und → Schallschnelle *v* berechnet sich $J = p_{\text{eff}} v_{\text{eff}} \cos\varphi$, wobei der Index eff die Benutzung der Effektivwerte von *p* und *v* vorschreibt; φ ist die Phasenverschiebung zwischen *p* und *v*.

Bei bekanntem → Schallwellenwiderstand *R* genügt zur Messung der S., z. B. mit dem → Schallradiometer, die Bestimmung einer der beiden Größen *p* und *v*.

Das menschliche Ohr nimmt S.en zwischen 10^{-12} W/m² und etwa 1 W/m² auf, wobei 1 W/m² bereits Schmerzempfindungen hervorruft, Ultraschallstärken können bis zu 10^5 W/m² betragen.

Schallinterferometer, eine Einrichtung zur Messung der Schallgeschwindigkeit hochfrequenten Schalls, insbesondere des Ultraschalls, durch Bestimmung der Wellenlänge (Abb.).

In einem mit gasförmigem oder flüssigem Medium gefüllten Rohr wird der an einer Stirnfläche durch einen Schallgeber, z. B. einem → Schwingquarz, eingestrahlte Schall an einer parallel gegenüberstehenden Platte reflektiert. Bei Veränderung der Schallaufstrecke ändert sich am Schallgeber die Phasenbeziehung zwischen abgestrahlter und nach der Reflexion zurückkehrender Schallwelle, was die Leistungsabgabe des Schallsenders beeinflußt und elektrisch meßbar ist. Die kontinuierliche Verlängerung des Weges ergibt eine Folge äquidistanter Maxima und Minima, deren Abstand gleich der Wellenlänge λ ist. Über die Beziehung $c_s = \lambda\nu$ erhält man bei bekannter Schallfrequenz ν die Schallgeschwindigkeit c_s.

Lit. L. Bergmann: Der Ultraschall (6. Aufl. Stuttgart 1954).

Schallkräfte, Kräfte auf Körper, die sich im → Schallfeld befinden. S. treten auf, wenn die Schallfeldgrößen des Körpers von denen des umgebenden Mediums abweichen, d. h. allgemein dann, wenn Phasengrenzen und Inhomogenitäten innerhalb des Schallfeldes auftreten. Ihre meßtechnische Anwendung finden diese Wirkungen im → Schallradiometer und bei der → Rayleigh-Scheibe.

Dichteinhomogenitäten führen zum Auftreten hydrodynamischer Kräfte, sogenannter Bjerknes-Kräfte, was sowohl zur Anziehung wie auch zur Abstoßung gleichartiger Teilchen führen kann. Gleiche Wirkungen treten im Nahfeld starker Schallsender auf.

Die Viskosität des homogenen Schallausbreitungsmediums ist zudem Ursache des Auftretens von S.n.

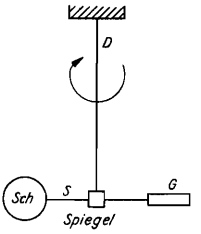
Schallplatte, → Schallaufzeichnung.

Schallquant, svw. Phonon.

Schallquelle, → Schallerzeuger.

Schallradiometer, Gerät zur Messung des → Schallstrahlungsdruckes. Auf eine leichte Scheibe, für die das Verhältnis Durchmesser zu Wellenlänge größer als 1 ist, wirken im Schallfeld infolge des Schallstrahlungsdruckes Kräfte in Richtung der Wellennormalen. Die auftretenden Kräfte sind der Schallstärke proportional.

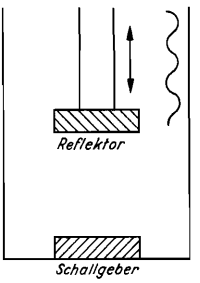
Wird die Scheibe *Sch* durch einen dünnen Stab *S* mit einem räumlich kleinen Gegengewicht *G* verbunden und dieses System im Schwerpunkt an einem dünnen tordierbaren Stahldraht *D* aufgehängt, entsteht eine Torsionswaage, das S., deren Auslenkung im Schallfeld optisch bestimmt werden kann (Abb.).



Schallradiometer (schematisch)

Schallreflexion, Reflexion von Schallwellen beim Auftreffen auf ein Hindernis nach dem für alle Wellenarten gültigen Reflexionsgesetz. Dieses Hindernis ist im allgemeinen die Phasengrenze zwischen zwei Medien unterschiedlichen → Schallwellenwiderstandes; gleichzeitig ist Voraussetzung zur S., daß das Hindernis groß gegen die Wellenlänge der Schallwelle ist, da andernfalls Schallbeugung auftritt. Beim Auftreffen einer Schallwelle auf eine diese Bedingungen erfüllende Phasengrenze wird im allgemeinen nur ein Teil der Schallenergie reflektiert, während der verbleibende Teil in das angrenzende Medium unter Beachtung der Brechungsgesetze eindringt. Unter geeigneten Bedingungen tritt Totalreflexion auf (→ Schallbrechung).

Schallschluckung, die Umwandlung von Schallenergie in Wärme in geeigneten Schallschluckstoffen zur Verminderung des Schallpegels in Räumen (→ Raumakustik, → Schalldämmung). Auf mit Schallschluckstoffen, z. B. Filz, groben Geweben, Glaswolle, ausgekleidete Wände treffender Schall wird nur teilweise reflektiert, während die eindringenden Anteile absorbiert werden. Die S. ist stark frequenzabhängig. Als Schallschluckgrad definiert man das Verhältnis aus nichtreflektiertem zu auftreffendem Schallanteil.



Schallinterferometer (schematisch)

Schallschnelle, *v*, die Geschwindigkeit der hin- und herschwingenden Teilchen des Schallausbreitungsmediums in einer Schallwelle. Für harmonische Schallwellen gilt die Beziehung $v = \omega A$ zwischen der S. *v*, der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ (ν Frequenz) und der Schwingungsamplitude *A* der Teilchen. Durch die Angaben von Schalldruck *p* und S. *v* wird ein vorgegebenes Schallfeld charakterisiert. Zwischen beiden Schallfeldgrößen tritt dann eine von Null verschiedene Phasenverschiebung φ auf, wenn das Schallausbreitungsmedium die Schallwelle absorbiert. Der durch das Verhältnis aus Schalldruck *p* zur S. *v* definierte Schallwellenwiderstand $R = p/v$ (*Ohmsches Gesetz der S.*) ist daher zumeist komplex. In stehenden Schallwellen ist $\varphi = 90°$.

Ein Meßgerät zur Bestimmung der Schallintensität *J* über die Schallschnelle ist die Rayleigh-Scheibe; die Auswertung erfolgt nach der Beziehung $J = R/v_{\text{eff}}^2$.

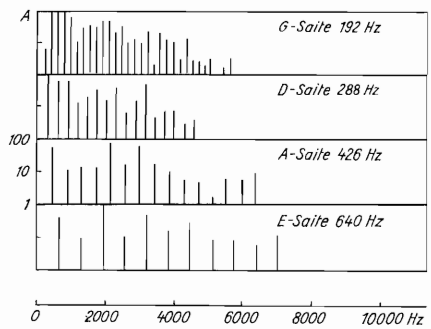
Schallsender, Gerät zur Erzeugung von Schallwellen bei elektrischer Anregung des → Schallerzeugers.

Schallspektroskopie, zusammenfassendes Gebiet der Untersuchungen über die Frequenz-

und Intensitätszusammensetzung von Schallvorgängen (→ Schallanalyse).

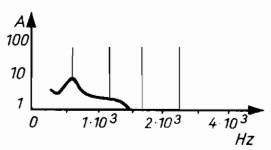
Schallspektrum, die Darstellung eines Schallvorganges in einem Frequenz-Amplituden-Diagramm. Die frequenzabhängigen Amplituden der Schallintensität eines Schallvorganges werden häufig durch diesen proportionale Schalldruck-Amplituden, die bei Messungen mit Mikrophonen erhalten werden, vertreten.

Das Klangspektrum, die Darstellung des nach Fourier in Teiltöne zerlegten Klangs in einem Frequenz-Amplituden-Diagramm mittels der Klanganalyse (→ Schallanalyse), stellt einen Sonderfall des allgemeinen S.s dar. Ein S. kann eine Vielzahl in allen nur möglichen Verhältnissen zueinander stehender Frequenzen enthalten, während ein Klangspektrum immer nur Frequenzen, die ein ganzzahliges Vielfaches der Frequenz eines Grundtones darstellen, enthält. Jeder Teilton des Schallsignals wird im Klangspektrum durch eine senkrechte Linie über der Frequenzkoordinate dargestellt, deren Länge der Intensität des Teiltones entspricht. Ein Geräusch, das durch eine dichte Folge von Teiltönen charakterisiert ist, ergibt ein kontinuierliches Spektrum. Töne und Klänge ergeben Linienspektren, die in einzelnen Fällen von kontinuierlichen Anteilen überlagert sein können. Das Klangspektrum gibt Art, Zahl und Amplitude A der Teiltöne eines Klanges an und erlaubt damit die Bestimmung der → Klangfarbe. Die Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen Teiltönen sind nicht enthalten.



1 Klangspektrum einer Geige

Das angeführte Klangspektrum einer Geige (Abb. 1) demonstriert ein reines Linienspektrum mit äquidistanten Linien, während das Spektrum eines Klaviertones (Abb. 2) auch



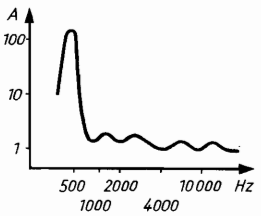
2 Klangspektrum eines Klaviertones (256 Hz)

kontinuierliche Anteile enthält. Das S. des Geräusches einer Bunsenflamme weist dagegen keine diskrete Linie auf (Abb. 3).

Schallstärke, svw. Schallintensität.

Schallstrahlen, gebündelte bzw. in kleine Raumwinkel abgestrahlte Schallwellen, die durch die Angabe der Wellennormalen der Schallwellenfronten geometrisch als Strahlen dargestellt werden.

Schallstrahlungsdruck, S, Gleichdruck in Richtung der Wellennormalen eines starken Schallfeldes, der auf einen darin befindlichen Körper



3 Schallspektrum einer Bunsenflamme

mit einer von der Dichte des Schallausbreitungsmediums verschiedenen Dichte ausgeübt wird. Der S. tritt in stehenden und fortschreitenden Schallfeldern auf und ist der mittleren Energiedichte proportional (→ Schalldruck). Die Messung des S.s erfolgt mit dem → Schallradiometer.

Körper, die eine größere Dichte als das Schallausbreitungsmedium haben, werden im stehenden Schallfeld zu den Wellenbäuchen hin bewegt, weniger dichte zu den Wellenknoten, z. B. im Kundtschen Rohr (Kundtsche Staubfiguren).

Schallstrahlungswiderstand, der durch die Gleichung $P = R^* v_{\text{eff}}^2$ definierte Proportionalitätsfaktor R^*, der die gesamte abgegebene akustische Leistung P einer Schallquelle und den Effektivwert der Schallschnelle v_{eff} an der Strahleroberfläche miteinander verknüpft. R^* ist eine Funktion des → Schallwellenwiderstandes R und der Wellenlänge λ: $R^* = f(R, \lambda)$.

Schallübergang, Übergang einer Schallwelle durch eine Phasengrenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher → Schallwellenwiderstände. Das Verhältnis der Schallstärken der ankommenden zur hindurchgegangenen Welle ist nur abhängig vom Verhältnis der Schallwellenwiderstände (→ Schallbrechung, → Schallreflexion).

Schallwechseldruck, svw. Schalldruck.

Schallwellen, → Schall, → Schallausbreitung.

Schallwellenimpedanz, svw. Schallwellenwiderstand.

Schallwellenwiderstand, *Schallkennimpedanz, Schallwellenimpedanz, akustische Impedanz, Schallwiderstand,* R, das Verhältnis von → Schalldruck p zu → Schallschnelle v: $R = p/v$. Der S. wird in Ns/m^3 oder $\mu bar\ s/cm$ gemessen, daneben ist auch die Einheit akustisches Ohm gebräuchlich. 1 akustisches Ohm = 1 $\mu bar\ s/cm^3$ = $10^5\ Ns/m^5$.

Beispiele sind:

Luft $4{,}3 \cdot 10^2\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

Wasser $1{,}46 \cdot 10^6\ kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

In schallabsorptionsfreien Schallausbreitungsmedien ist der S. das Produkt aus der Dichte ϱ des Mediums und der Schallgeschwindigkeit c_s. In Medien mit merklicher Schallabsorption, z. B. Gummi, wird R komplex, was sich in einer Phasenverschiebung φ zwischen p und v ausdrückt. Da der Schallübergang an Phasengrenzflächen zweier Medien durch den S. R beschrieben wird, dient R häufig zur Charakterisierung der akustischen Eigenschaften eines Mediums. Sind die Schallwellenwiderstände zweier Medien gleich, tritt beim Schall-

übergang an der Grenzfläche keine Reflexion auf. In Analogie zum Ohmschen Gesetz der elektrischen Stromleitung entspricht der S. $R = \varrho c_s$ dem elektrischen Widerstand, während Schallschnelle und Schalldruck den Größen Strom und Spannung entsprechen. Das auch als *akustischer Widerstand* bezeichnete Produkt ϱc_s ist jedoch nur formal mit dem elektrischen Widerstand zu vergleichen, denn durch ihn wird keine akustische Energie in Wärme umgewandelt.

Schaltanlage, Anlage zum Ein-, Aus- und Umschalten von an- und abgehenden Leitungen, Geräten u. a. in Kraftwerken, Umspannwerken und bei Großverbrauchern. Außer Leistungs- und Trennschaltern sind Meßgeräte, Meldegeräte und Schutzeinrichtungen, wie Sicherungen und Überspannungsableiter, eingebaut. Die einzelnen Teile werden durch Leitungen oder Stromschienen (Sammelschienen) verbunden. Die Steuerung der S. erfolgt von einer Schaltwarte aus.

S.n werden als Freiluft- oder als Innenraumschaltanlagen gebaut. Wegen des hohen Flächenbedarfs der Freiluftschaltanlage geht die Entwicklungsrichtung zur Innenraumschaltanlage.

Schaltart, svw. Schaltgruppe.

Schaltbild, → Schaltplan.

Schalter, 1) *Schaltgerät*, Einrichtung zum Öffnen und Schließen von Stromkreisen. Der S. besteht aus den *Schaltkontakten* und einem *Betätigungsglied*. Beim Betätigen des S.s werden je Strompfad zwei Kontaktstücke in Berührung gebracht bzw. getrennt. Beim Abschalten entsteht zwischen den Kontakten ein Lichtbogen. Die Lichtbogenlöschung wird bei kleiner Leistung durch hörnerartig verlängerte Schaltkontakte und durch Magnetspulen (Blasspulen) unterstützt, wobei die im Magnetfeld entstehende Kraftwirkung den Lichtbogen verdrängt. Bei Leistungsschaltern (s. u.) wird der Lichtbogen meist in Löschkammern durch Öldämpfe, Druckentlastung, Gasentwicklung des Löschkammermaterials oder Druckluft gelöscht (Ölströmungsschalter, Expansionsschalter, Hartgasschalter, Druckgasschalter). S. werden teilweise mit Einrichtungen (Auslösern) für selbsttätiges Ausschalten (Selbstschalter) ausgerüstet. Als Betätigungsglieder werden für Überströme thermische Auslöser, für Kurzschlußströme elektromagnetische Auslöser verwendet.

Nach dem Antrieb unterscheidet man S. ohne Kraftantrieb (Hand-, Fußschalter) und Fernschalter mit Kraftantrieb (z. B. Druckluft-, Motor-, Magnetantrieb). Die Energie zum Ausschalten wird zur Erhöhung der Sicherheit von einer Feder geliefert, die beim Einschalten gespannt wird.

Nach der Abschaltspannung unterscheidet man Hochspannungs- und Niederspannungsschalter. Für Hochspannungsschalter ist die *Ausschaltleistung* (Produkt aus Ausschaltwechselstrom, Netzspannung und Verkettungszahl $\sqrt{3}$) die wichtigste Bestimmungsgröße. Bei Niederspannungsschaltern wird die Ausschaltleistung auch als *Ausschaltvermögen* bezeichnet. *Hochspannungsschalter* werden eingeteilt in Trennschalter oder Trenner mit offener Trennstrecke für das annähernd stromlose Schalten und Leistungsschalter, die bei Kurzschluß in einer elektrischen Anlage den Kurzschlußstrom unterbrechen müssen. *Niederspannungsschalter* können nach der Wirkungsweise eingeteilt werden in Stellschalter (S. ohne Rückzugkraft), Tastschalter (S. mit Rückzugkraft), Druckknopfschalter (S. mit Druckknopf, der in der Schaltstellung verbleibt) und Schloßschalter (S. mit mechanischer Sperre). Nach dem Schaltvermögen unterscheidet man bei Niederspannungsschaltern Leerschalter (S. für annähernd stromloses Schalten), Lastschalter (S. zum Schalten des Nennstroms) und Motorschalter (S. für den 6- bis 8fachen Nennstrom), nach dem Einsatz Schutzschalter (S. mit Schutz gegen unzulässige Ströme und Spannungen), Steuerschalter (S. zum häufigen Schalten von Haupt- und Hilfsstromkreisen), Wahlschalter (S. zum Auswählen eines Strompfades), Grenzschalter (S. bei Überschreiten elektrischer oder mechanischer Grenzwerte), Relais (fernbetätigte S. für geringe Ströme) und Schütze (fernbetätigte S. ohne mechanische Sperre, → Schaltung), nach dem Einsatzgebiet Installationsschalter und Industrieschalter.

2) Ein *supraleitender S.* besteht aus einem Leiter, der durch ein magnetisches Feld aus dem supraleitenden Zustand in den normalleitenden Zustand und umgekehrt überführt werden kann. Das Verhältnis der Widerstände in den beiden Schaltzuständen ist dabei das gleiche wie bei einem mechanischen Schalter. Ein supraleitender S. ist z. B. der *supraleitende Unterbrecher*, der regelmäßig mit einer bestimmten Frequenz umgeschaltet wird und so z. B. zur Umformung eines Gleichstroms in einen Wechselstrom dient, der dann über einen supraleitenden Übertrager in einen Verstärker eingespeist werden kann.

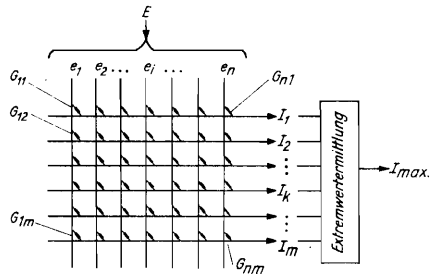
Schaltfunkenstrecke, → Gasentladungsschalter.

Schaltgruppe, *Schaltart*, die Zusammenfassung der Schaltungen von Drehstromtransformatoren mit gleicher Phasenlage der Sekundärspannungen. Transformatoren gleicher S. können parallel geschaltet werden. Die S. wird mit den Symbolen für Dreieckschaltung D, d und mit den Symbolen für Sternschaltung Y, y und einer Zahl bezeichnet, die, mit 30° multipliziert, den Phasenwinkel der Sekundärspannung zur Primärspannung angibt, z. B. Yd5.

Schaltmatrix, *Lernmatrix*, eine elektrische Schaltungsstruktur zur Erfassung und Nachbildung einfacher Lernvorgänge. *Lernen* wird dabei aufgefaßt als komplexer Prozeß, der die Fähigkeit eines Systems voraussetzt, vorangegangene Ereignisse zu bewahren, und in dem jede umgebungsbezogene Verhaltensänderung die Folge einer dem System eigenen Informationsverarbeitung ist.

In der Regel besteht die S. aus zwei sich kreuzenden Scharen von Drähten; die oberen Enden der vertikal verlaufenden Leitungen bilden die Eingänge des Modells, an die binär verschlüsselte Erregungsmuster angelegt werden. An den horizontal verlaufenden Leitungen entsteht zu jedem Erregungsmuster nach Maßgabe der zwischen den sich kreuzenden Leitungen bestehenden Übergangswiderständen eine Bedeutung. Ein „Lernen" der S. wird dadurch erreicht, daß die Übergangswiderstände verändert werden.

Man kann die S. als eine Anordnung parallel geschalteter, simultan arbeitender → Neuromime auffassen, deren Eingangsleitungen die Signale des Erregungsmusters tragen (Abb.).



Lernmatrix nach Steinbuch

Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich in der Zeichen- und Mustererkennung, bei Sprachübersetzungen, Wetterprognosen und in der Krankheitsdiagnostik. Der allgemeinen Einführung von Diagnoseautomaten steht allerdings die meist noch nicht mögliche quantitative Darstellung der Krankheitssymptome entgegen.

Schaltplan, in der Elektrotechnik die Darstellung der Schaltung elektrotechnischer Anlagen mit Wiedergabe der elektrischen Maschinen, Geräte, Zusatzeinrichtungen und Leitungen durch genormte Schaltzeichen oder Schaltungskurzzeichen. Der S. kann durch Listen mit Erklärungen, Anweisungen für Schalthandlungen u. a. ergänzt werden.

Die Darstellung einfacher Stromkreise, z. B. die innere Schaltung eines Gerätes oder sein Anschluß an eine Spannungsquelle, bezeichnet man als *Schaltbild*. Ein Schaltbild, das zur Verbesserung der Übersichtlichkeit und der Bedienung von elektrischen Anlagen auf Schalttafeln und Schaltpulten aufgezeichnet ist und das Steuer- und Rückmeldeelemente funktionsentsprechend enthält, nennt man *Blindschaltbild*.

Schaltung, 1) die Anordnung und Herstellung elektrisch leitender Verbindungen zwischen Schaltelementen in elektrischen Stromkreisen. Nach der Art der Schaltelemente unterscheidet man *S.en mit passiven Schaltelementen* (Verbraucher elektrischer Energie), z. B. ohmsche Widerstände, Induktivitäten und Kapazitäten bzw. Geräte, Glühlampen, Elektromotoren, und *S.en mit aktiven Schaltelementen* (galvanische Elemente, Akkumulatoren, Generatoren u. a.). Nach der Stromart unterscheidet man *Gleichstrom-*, *Wechselstrom-* und *Drehstromschaltungen*, bei letzteren außerdem → *Sternschaltung* und → *Dreieckschaltungen*. Nach der Anordnung der Schaltelemente unterteilt man in *Reihenschaltung* (Serien-, Hintereinanderschaltung), *Parallelschaltung*, *Gruppenschaltung* und *Brückenschaltung*. Umfangreiche S.en werden vor allem in der Elektrizitätsversorgung als → Netze bezeichnet.

S.en, die vorwiegend Relais enthalten, werden als *Steuerschaltungen* bezeichnet und vorteilhaft unter Verwendung der Schaltalgebra (Boolesche Algebra) entworfen. Zu ihnen gehören auch die *Schützschaltungen* (Schützensteuerungen), die zur Steuerung starkstromtechnischer Prozesse dienen. Eine S., die Stromkreise vereinfacht wiedergibt, bezeichnet man als → *Ersatzschaltung*.

Bei der Herstellung der Schaltverbindungen spricht man von Verdrahtung (Einzelleiterverlegung) oder Verkablung (Verlegen von ein- oder mehradrigen Kabeln oder kabelähnlichen Leitungen), in der Starkstromtechnik auch von Installation, bei höheren Leistungen auch von Montage (z. B. von Sammelschienen und Freileitungen).

In der Geräteindustrie, besonders in der Raumfahrt und der maschinellen Rechentechnik werden zur Verringerung des Volumens (Miniaturisierung) elektronischer Geräte → gedruckte S.en, Modulschaltungen und integrierte S.en angewendet. Bei den *Modulschaltungen* (Modultechnik) werden einzelne Keramikplättchen mit Bauelementen zusammengeschichtet und mit Kunstharz zu einem Baustein vergossen. Bei den *integrierten S.en* der Mikroelektronik werden die Bauelemente direkt aus einem Halbleiterblock (Halbleiterblocktechnik) herausgearbeitet oder auf eine Keramikplatte aufgedampft oder aufgestäubt (Katodenzerstäubung).

2) eine Einrichtung zur stufenweisen Änderung einer Drehzahlübersetzung, z. B. Schaltgetriebe in Werkzeugmaschinen und Fahrzeugen.

Schaltzeit, die zur Ummagnetisierung eines bistabilen Elementes (→ magnetischer Speicher) aus einem vorher eingestellten Remanenzzustand erforderliche Zeit. Sie ist definiert als Zeitdifferenz zwischen den Werten $0{,}1\,U_{max}$ am Anfang und Ende der Spannungs-Zeit-Kurve, die beim Ummagnetisieren in einer die Probe umfassenden Induktionsspule gemessen wird. U_{max} ist die dabei beobachtete maximale Spannung. Vielfach trägt man den Kehrwert der Schaltzeit $1/t_s$ in Abhängigkeit von der Schaltfeldstärke H auf. Aus diesen Kurven kann der *Schaltkoeffizient* $s_w = t_s(H - H_0)$ entnommen werden, wobei H_0 die Start- oder Schwellfeldstärke darstellt.

scharfe Nebenserie, → Atomspektren.

Schärfentiefe, diejenige Ausdehnung des Objektraums in Richtung der optischen Achse, die im Bild ohne merkliche Unschärfe erscheint. Gemäß dieser Definition hängt die S. S mit der theoretischen Auflösungsgrenze δ_{theor} und der Objektivapertur α_0 in folgender Weise zusammen: $S = \delta_{theor}/\sin\alpha_0$. Beim Lichtmikroskop, für das eine theoretische Auflösungsgrenze von 0,2 μm und eine Objektivapertur von etwa 1 angenommen wird, ergibt sich eine in der Größenordnung der theoretischen Auflösungsgrenze liegende S. von etwa 0,2 μm. Für die Elektronenmikroskopie erhält man mit den Werten $\alpha_0 = 7 \cdot 10^{-3}$ und $\delta_{theor} = 0{,}4$ nm eine S. von etwa 50 nm, die mehr als den Faktor 10^2 größer als die theoretische Auflösungsgrenze ist.

Scharmittel, → Statistik.

Schattenbildverfahren, ein Verfahren zum Prüfen von Profilen oder Umrissen von Werkstücken an projizierten vergrößerten Bildern oder deren Schattenbild. Das S. ist besonders für komplizierte Teile geeignet, z. B. für Uhrenanker, Kegel und Gewinde. Die Abbildungs-

güte hängt weitgehend von der Dicke des Prüflings ab.

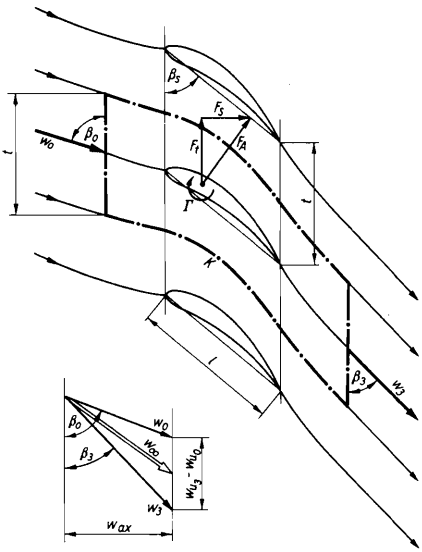
Schattenprobe, → Augenoptik.

Schattenprojektionsmikroskop für Röntgenstrahlen, → Röntgenstrahlmikroskopie.

Schattenstreuung, → quantenmechanische Streutheorie.

Schattenverfahren, → Schlierenmethoden.

Schaufelgitter, *Flügelgitter*, periodische Anordnung mehrerer → Tragflügel mit konstantem Abstand voneinander zur Umlenkung von Strömungen. Das S. ist das grundlegende Bauelement der → Turbomaschinen. Entsprechend der Hauptströmungsrichtung des Mediums durch das S. unterscheidet man *axiale, radiale* und *diagonale S.* Rotierende S. werden Laufräder, ruhende S. Leiträder genannt. Die Strömung durch die S. ist abhängig von drei Ortskoordinaten. Um rationelle Berechnungsmethoden der Strömung durch S. zu erhalten, sind infolge der Kompliziertheit der Vorgänge Vereinfachungen nötig. Deshalb behandelt man die Strömung näherungsweise zweidimensional und überprüft die Gültigkeit der damit erhaltenen Ergebnisse durch das Experiment. So erhält man durch Abwicklung eines koaxialen Zylindermantelschnittes durch das axiale S. ein gerades S. (Abb. 1), in dem unendlich viele



1 Ebene Strömung durch das gerade Schaufelgitter

Tragflügel bzw. Schaufelprofile periodisch im Abstand der Teilung t angeordnet sind. Als geometrische Parameter treten das Teilungsverhältnis t/l mit l als Sehnenlänge und der Staffelungswinkel β_s auf. Erstrecken sich die Schaufeln senkrecht zur Zeichenebene bis ins Unendliche, so spricht man von *geraden ebenen S.n.* Ändert sich der Staffelungswinkel β_s über der Schaufelhöhe, so spricht man von *verwundenen S.n*, andernfalls von *zylindrischen Schaufeln.* Bei radialen S.n wird die Schnittebene senkrecht zur Achse gelegt, bei diagonalen S.n benutzt man als Schnittfläche einen die Stromfläche (→ Strömungsfeld) berührenden koaxialen Kegelmantel. Nach der Abwicklung der Schnittflächen in die Ebene ergibt sich für radiale und diagonale S. ein Kreisgitter (Abb. 2). Seine charakteristischen geometrischen Parameter sind das Radienverhältnis r_1/r_2 und die Schaufelzahl.

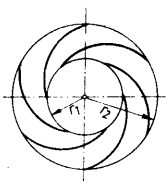
Die inkompressible Strömung durch das gerade ebene S. ist am einfachsten zu behandeln und soll deshalb näher betrachtet werden (Abb. 1). Das dem S. mit der Geschwindigkeit w_0 unter dem Winkel β_0 und dem Druck p_0 zuströmende Medium wird im S. umgelenkt. Hinter dem S. besitzt das Medium die Geschwindigkeit w_3, den Druck p_3 und den Abströmwinkel β_3. Die Umlenkung beträgt $\Delta\beta = \beta_3 - \beta_0$. Ist $w_3 > w_0$, so spricht man von einem *Beschleunigungsgitter*, bei $w_3 = w_0$ von einem *Gleichdruckgitter* und bei $w_3 < w_0$ von einem *Verzögerungsgitter*. Nach der → Kontinuitätsgleichung sind die Axialkomponenten der Geschwindigkeit gleich groß: $w_{ax_0} = w_{ax_3} = w_{ax}$. Die Differenz der Umfangskomponenten $w_{u_3} - w_{u_0}$ ist maßgebend für die → Zirkulation Γ um das Schaufelprofil. Wendet man den → Impulssatz der Strömungslehre auf die strichpunktiert gezeichnete Kontrollfläche K an, so kann der Zusammenhang zwischen den Schaufelkräften und den Strömungsgrößen ermittelt werden. In reibungsfreier Strömung ergibt sich für den Schub $F_s = b \cdot t(p_0 - p_3)$ und unter Verwendung der → Bernoullischen Gleichung $F_s = (\varrho/2)\, b \cdot t \cdot (w_{u_3}^2 - w_{u_0}^2)$. Dabei bedeuten b die Schaufelhöhe senkrecht zur Zeichenebene, ϱ die Dichte des Strömungsmediums. Die Tangentialkraft F_t beträgt $F_t = \varrho \cdot w_{ax} \cdot b \cdot t \cdot (w_{u_3} - w_{u_0})$. Die Größe der resultierenden Kraft F_A, die bei reibungsfreier Strömung gleich dem Auftrieb ist, folgt daraus zu

$$F_A = \sqrt{F_s^2 + F_t^2}$$
$$= \varrho \cdot b \cdot t(w_{u_3} - w_{u_0}) \cdot \sqrt{w_{ax}^2 + (1/4)(w_{u_3} + w_{u_0})^2}.$$

Führt man noch die Zirkulation $\Gamma = b \cdot t(w_{u_3} - w_{u_0})$ und das vektorielle Mittel zwischen Zu- und Abströmgeschwindigkeit $w_\infty = \sqrt{w_{ax}^2 + (1/4)(w_{u_3} - w_{u_0})^2}$ ein, so ergibt sich schließlich $F_A = \varrho \cdot \Gamma \cdot w_\infty$. Diese Beziehung stimmt völlig mit der → Kutta-Joukowsky-Gleichung überein. Der Auftrieb steht senkrecht auf der Richtung von w_∞. Da beim Tragflügel der Abstand zu den Nachbarschaufeln $t \to \infty$ geht, muß gleichzeitig $w_{u_3} - w_{u_0}$ nach Null gehen, damit die resultierende Kraft endlich bleibt. Damit gilt für den Tragflügel $w_0 = w_3 = w_\infty$, d. h., die Strömung erfährt keine bleibende Umlenkung.

Die reibungsfreie Strömung durch S. wird vorwiegend mit dem → Singularitätenverfahren und der konformen Abbildung (→ komplexe Methoden der Strömungslehre) berechnet. Durch die nachfolgende Berechnung der → Grenzschicht kann der Einfluß der Reibung auf die Gittereigenschaften ermittelt werden.

Lit. Scholz: Aerodynamik der Schaufelgitter (Karlsruhe 1965).



2 Kreisgitter

Scheibe, ebenes Bauteil mit konstanter oder örtlich veränderlicher Dicke, das nur in seiner ebenen Ausbreitungsrichtung beansprucht wird.

Scheibenläufermotor, ein Gleichstrommotor (→ elektrische Maschine) mit meist Dauermagneterregung, dessen Anker nicht wie bei der Gleich-

strommaschine zylindrisch, sondern als Scheibe und eisenlos ausgeführt ist. Ankerleiter und ihre Verbindungen (Wickelkopfleiter) sowie die Stromwenderlamellen werden aus beiderseits kupferkaschiertem Isoliermaterial als gedruckte Schaltung herausgeätzt und verlaufen deshalb radial. Hin- und Rückleiter liegen auf verschiedenen Seiten der Scheibe, die Wickelkopfleiter werden durch Löten verbunden. Die Bürsten schleifen auf den Kupferlamellen.

Die Leistung des S.s hängt von der Dauermagneterregung und besonders von der Dicke der Kupferschicht des kupferkaschierten Materials ab. Wegen der eisenlosen Ankerausführung hat der S. nur geringe Trägheit und gute Stromwendeeigenschaften, er eignet sich deshalb besonders als Stellmotor.

Scheibenröhre, *Scheibentriode*, eine besondere Konstruktionsform von UKW- bzw. Dezimeterwellenröhren, bei denen zur Verringerung der schädlichen Laufzeiteffekte extrem kleine Gitter-Katoden-Abstände gewählt werden (z. B. 7,5 μm bei der EC 56). Die Elektrodenzuleitungsinduktivitäten, die bei hohen Frequenzen ebenfalls Anlaß zu Verlusten geben, werden durch zylinder- bzw. scheibenförmige Anordnungen ersetzt. Die obere Frequenzgrenze liegt bei etwa 10 GHz.

Scheibentriode, svw. Scheibenröhre.

scheinbare Helligkeit, → Helligkeit.

Scheinerscher Versuch, → Augenoptik.

Scheinkraft, svw. Trägheitswiderstand.

Scheinleistung, → Wechselstromleistung.

Scheinleitwert, → Wechselstromwiderstände.

scheinsymmetrisch, → Kristallform.

Scheinwiderstand, → Wechselstromwiderstände.

Scheitelbrechwert, → Augenoptik.

Scheitelfaktor, → Mittelwert.

Scheitelspannungsmesser, svw. Spitzenspannungsmesser.

Scheitelwert, die Amplitude einer Wechselgröße, → Schwingung.

Schenkelpolmaschine, → elektrische Maschine.

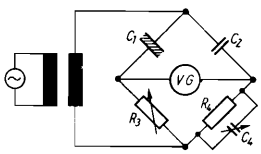
Scherarbeit, Formänderungsarbeit bei Umformprozessen, die nur eine Scherbeanspruchung aufweisen, z. B. bei Torsion.

Scherbiusmaschine, eine ständererregte Drehstromkommutatormaschine (→ elektrische Maschine), die als Hintermaschine in Kaskadenschaltung mit großen Drehstromasynchronmotoren betrieben wird. Die S. liefert eine schlupffrequente Zusatzspannung zur Blindleistungskompensation der Asynchronmaschine. Als Phasenkompensator mit Zusatzschlupf arbeitet die S. in der Leonard-Schaltung mit Schwungrad (Illgner-Umformer). Damit kurzzeitige Belastungsstöße aus der kinetischen Energie des Schwungrades gedeckt werden, ist außer der Blindleistungskompensation noch ein zusätzlicher Drehzahlabfall (Schlupf) notwendig.

Scherfläche, Fläche, längs der ein Werkstoff zerreißt. Speziell in der Umformtechnik wird als S. die Grenzfläche zwischen „totem" und umgeformtem Material bezeichnet. Längs dieser Fläche wird der Werkstoff zerrissen, wenn der Wert der Schubfließspannung überschritten wird.

Schergeschwindigkeit, *Schubgeschwindigkeit.* In einer eindimensionalen Scherströmung, z. B. Couette-Strömung, Hagen-Poiseuille-Strömung, läßt sich der Deformationsgeschwindigkeitstensor durch nur einen einzigen Geschwindigkeitsgradienten, die S., ausdrücken. Die S. ist die Ableitung der einzigen Geschwindigkeit nach der zur Geschwindigkeitsrichtung senkrechten Raumkoordinate.

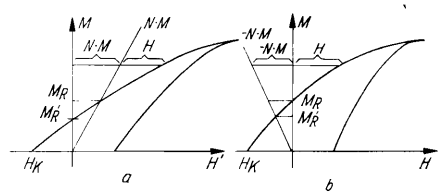
Schering-Brücke, eine Hochspannungskapazitäts- und Verlustwinkelbrücke (→ Meßbrücke). Die S.-B. wird vorwiegend zur Bestimmung der dielektrischen Verluste von Isolierstoffen verwendet. Besitzt der zu prüfende Kondensator



Schering-Brücke. C_1 verlustbehaftete Kapazität (Prüfling), C_2 und C_4 verlustfreie Kapazitäten, R_3 und R_4 ohmsche Widerstände, *VG* Vibrationsgalvanometer

mit einem verlustbehafteten Dielektrikum C_1 (→ Dielektrizitätskonstante) die Kapazität C_{1s} und den Verlustfaktor $\tan\delta$, so gilt als Abgleichbedingung $C_{1s} = C_2 \cdot \frac{R_4}{R_3}$ und $\tan\delta = R_4 \cdot \omega \cdot C_4$ mit den winkelfehlerfreien (rein ohmschen) Widerständen R_3, R_4, dem möglichst verlustlosen Normalkondensator C_2, meist ein Luft- oder Preßgaskondensator, der Kreisfrequenz ω und der einstellbaren Kapazität C_4, die als Kurbelkondensator ausgeführt sein kann. Als Nullinstrument dient ein Vibrationsgalvanometer.

Scherung der Magnetisierungskurve, der Übergang von der in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H' aufgenommenen → Magnetisierungskurve (gescherte Magnetisierungskurve) zur Magnetisierungskurve in Abhängigkeit vom inneren Feld H. Das innere Feld ist mit Hilfe des Entmagnetisierungsfaktors N gegeben durch $H = H' - N \cdot M$; dabei bedeutet M die Magnetisierung. Das Zurückscheren kann entweder rechnerisch oder graphisch mit Hilfe der Scherungsgeraden $N \cdot M$ erfolgen (Abb.).



a Gescherte Magnetisierungskurve, *b* ungescherte Magnetisierungskurve

Für die die Magnetisierungskurve bestimmenden Größen ergibt sich: Die Koerzitivkraft H_K bleibt beim Scheren unverändert. Die wahre Remanenz M_R ergibt sich als Schnittpunkt der Scherungsgeraden $N \cdot M$ mit der gescherten Magnetisierungskurve und die scheinbare Remanenz M_{sch} als Schnittpunkt der Geraden $-N \cdot M$ mit der ungescherten Kurve. Die scheinbare Anfangssuszeptibilität ergibt sich zu $\chi'_a = M/H' = 1/(1/\chi_a - N)$, d. h., für große χ_a ist $\chi'_a \approx 1/N$ und damit unabhängig von χ_a. Große χ_a lassen sich also nur in geschlossenen magnetischen Kreisen ($N = 0$)

oder an Proben mit sehr kleinen Entmagnetisierungsfaktoren N bestimmen.

Scherungsgeschwindigkeitstensor, → Kosmos.

Scherviskosität, Viskosität, die sich aus einer Scherströmung ergibt. Bei Flüssigkeiten, die vom Newtonschen Verhalten abweichen, ist die Viskosität von Beanspruchungsart und -größe abhängig.

Schichtaufbau, → dünne Schicht.

Schichtstruktur, Struktur eines aus Schichten aufgebauten Kristalls, bei dem die Bindungskräfte innerhalb der Schichten stärker sind als die van-der-Waalsschen Kräfte oder Wasserstoffbrücken zwischen den Schichten. Kristalle mit S. sind parallel den Schichten ausgezeichnet spaltbar.

Schiebespulenvariometer, → Variometer.

Schieblehre, svw. Meßschieber.

Schiebold-Aufnahme, → Bewegt-Film-Methoden.

Schiebold-Sauter-Aufnahme, → Bewegt-Film-Methoden.

schiefe Ebene, eine gegen die Waagerechte um den Winkel α geneigte Ebene (Abb.). Das Gewicht $\vec{G}$ eines unter dem Einfluß der Schwerkraft stehenden Körpers der Masse m kann nach dem Parallelogrammsatz zerlegt werden in die Normal- oder Druckkraft $\vec{F}_n$ und die Tangentialkraft $\vec{F}_t$, die auch als *Hangabtrieb* bezeichnet wird: $|\vec{F}_n| = |\vec{G}| \cos\alpha$, $|\vec{F}_t| = |\vec{G}| \sin\alpha$. Ist $\vec{F}_t$ größer als die Haftreibung, beginnt der Körper zu gleiten. Der Winkel α der s.n E., bei dem das Gleiten gerade eintritt, kann direkt zur Definition des Koeffizienten der Haftreibung herangezogen werden. Kann man von der Reibung absehen, z. B. bei hinreichend großem α oder guter Schmierung, darf der Körper als Massepunkt betrachtet werden. Die Bewegung erfolgt allein unter dem Einfluß des Hangabtriebs mit der Beschleunigung $a = g \sin\alpha$, wobei g die Fallbeschleunigung ist, und erfolgt langsamer als beim freien Fall; die Druckkraft wird von der Zwangs- oder Reaktionskraft $\vec{F}_Z$ der Ebene kompensiert. Die Reibung kann auch beim Abrollen einer Kugel vernachlässigt werden. Hierbei ist jedoch die Rotation der Kugel um ihre eigene Achse zu berücksichtigen; dies führt auf eine nochmals verminderte Beschleunigung $a = (5/7)\, g \sin\alpha$ (→ d'Alembertsches Prinzip). Die s. E. wurde von Galilei in Form der → Fallrinne zum Studium der Fallgesetze verwendet. In der Praxis wird die s. E. vielfach zum Anheben von Lasten benutzt; ansteigende Straßen, aber auch Schrauben, kann man als s. E.n ansehen.

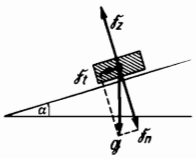
schiefer Stoß, → Stoß.

Schieflast, die ungleichmäßige (unsymmetrische) Belastung eines Drehstromsystems. S. kann durch einphasige Verbraucher, z. B. Glühlampen, Wechselstrommotoren, hervorgerufen werden und hat zusätzliche Verluste und Oberwellen in den Energieversorgungseinrichtungen zur Folge.

Schielen, → Augenoptik.

Schießen und Strömen, Bewegungsarten bei der stationären Strömung des Wassers in offenen Gerinnen. Nach der → Bernoullischen Gleichung gilt unter Benutzung der → Kontinuitätsgleichung $(c^2/2g) + h = Q^2/(2gb^2h^2) + h = H$ = konst.; dabei bedeuten c die Strömungsgeschwindigkeit, g die Erdbeschleunigung, h die örtliche Wasserhöhe, Q die Durchflußmenge, b die Breite des Gerinnes, H die Ruhewasserhöhe (gleichbedeutend mit der Bernoullischen Konstanten). Die maximale Durchflußmenge Q_{max} tritt auf, wenn $h = 2/3H$. Die Wassergeschwindigkeit wird dabei gleich der Grundwellengeschwindigkeit $\sqrt{g \cdot h}$, der bei Gasströmungen die Schallgeschwindigkeit entspricht. Für Q_{max} wird die → Froudezahl Fr = 1. Die Bewegung des Wassers bei Fr < 1 bezeichnet man als *Strömen*, die bei Fr > 1 als *Schießen*. Für Fr > 1 breiten sich Störungen nicht stromaufwärts aus. In reibungsbehafteter Strömung gilt die *Chézysche Gleichung* $c = C\sqrt{r_h \cdot i}$; der Wert C ist eine Funktion des hydraulischen Radius r_h (→ hydraulischer Durchmesser) und der Wandrauhigkeit, i ist das Spiegelgefälle. Der kritische Wert des Spiegelgefälles, bei dem das Wasser gerade mit der Grundwellengeschwindigkeit strömt, ergibt sich zu $i_{kr} = g/C^2$. Bei $i < i_{kr}$ findet Strömen, für $i > i_{kr}$ Schießen statt. Für $i < i_{kr}$ verwendet man die Bezeichnung *Fluß* und für $i > i_{kr}$ *Wildbach*. Der Übergang vom Schießen zum Strömen erfolgt durch einen *Wassersprung*, der sich in einer plötzlichen Spiegelerhöhung äußert. Er kann durch Gefälleknicke oder Änderung der Wandbeschaffenheit hervorgerufen werden. Der Wassersprung ist mit einem beträchtlichen Verlust an mechanischer Energie verbunden, der mit dem → Impulssatz der Strömungslehre berechnet werden kann. Zum Verdichtungsstoß der Gasdynamik besteht keine vollständige Analogie.

Unterhalb eines Wehres liegt schießende Bewegung vor, die meist wieder durch einen Wassersprung in die strömende Bewegung übergeht.



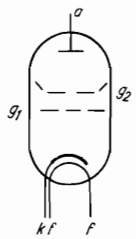
schiefe Ebene

Schiffsschraube, → Propeller.

Schirm, → biologischer Schild, → thermischer Schild.

Schirmgitter, → Schirmgitterröhre.

Schirmgitterröhre, *Tetrode*, Verstärkerröhre mit vier Elektroden. Sie geht aus der Triode hervor durch Hinzufügen des Schirmgitters g_2 zwischen Steuergitter g_1 und Anode. Das an positiver Spannung liegende Schirmgitter schirmt die Anode vom Steuergitter ab, dadurch werden die Gitteranodenkapazität und die Anodenrückwirkung verringert. Auf die Weise vermeidet man die Selbsterregung der Röhre. Kennzeichnend für die S. ist die Ausbildung von Sekundärelektronen am Schirmgitter. Dadurch erhält die Kennlinie einen teilweise fallenden Verlauf.



Schaltsymbol der Schirmgitterröhre. *a* Anode, *k* Katode, *f* Heizfaden, g_1 Steuergitter, g_2 Schirmgitter

Schirmwirkung, → magnetische Schirmwirkung.

Schlaginstrumente, *Schlagzeug*, → Musikinstrumente mit Stäben, Platten oder Membranen, die angeschlagen werden. Ein physikalisches Einteilungsprinzip legt die Form der schwingenden Teile zugrunde. Man unterscheidet 1) Stäbe, z. B. Stimmgabel, Triangel, Xylophon; 2) Platten, z. B. Becken, Glocke, Gong, Kastagnetten; 3) Membranen, z. B. Pauke und Trommel.

Schlagspaltung, Verformungsart zur Untersuchung der Spaltbarkeit von Mineralien und Kristallen. Bei der S. wird eine starke momentane Belastung durch einen einzigen Schlag auf eine Schneide aufgebracht oder auch eine Spaltung mit vielen Schlägen kleinerer Energie er-

reicht, wobei es sich um eine Summationswirkung handelt. Aus der Messung der Fallenergie erhält man zwar eine Spaltbarkeit, die jedoch nichts mit einer reinen Oberflächenspaltung zu tun hat. Bei einer Versuchsanordnung, die die Spaltung durch Aufbringen vieler Schläge erzielt, werden im Inneren mit jedem Schlag Risse oder Fehlstellen erzeugt, und außerdem wird Energie in Wärme umgesetzt. Deshalb ist ein solcher Versuch nur ein sehr grobes qualitatives Maß zur Bestimmung der Spaltbarkeit. Die S. liefert eine starke Streuung der Meßwerte und eine nichtlineare Abhängigkeit mit der Spaltungsoberfläche.

Schlagton, der beim Anschlagen einer Glocke besonders aus größeren Entfernungen gut wahrnehmbare, aber rasch abklingende, die Tonhöhe der Glocke bestimmende Ton. Er ist physikalisch, z. B. bei einer Klanganalyse, nicht nachweisbar.

Schlämmanalyse, → Dispersoidanalyse.

Schleifring, bei elektrischen Maschinen ein Ring aus Kupfer, Bronze oder Stahl, der zusammen mit der auf ihm schleifenden Bürste eine Verbindung zwischen einem rotierenden Teil und feststehenden Zuleitungen herstellt. S.e werden auf der Welle und gegeneinander isoliert befestigt und bei elektrischen Maschinen als Verbindungselement zwischen den rotierenden Spulen und ihren ruhenden Zuleitungen angewendet.

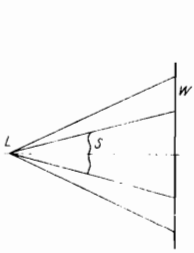
Schleifringläufer, → elektrische Maschine.

Schlieren, unregelmäßig verteilte inhomogene Stellen in einem sonst homogenen Mittel. Sie sind die Ursache für jede auf ein kleines Gebiet beschränkte irreguläre Ablenkung des durchfallenden Lichtes, da in den S. der Brechungsindex etwas vom Normalwert abweicht. Man unterscheidet zwischen *Knotenschlieren, Fadenschlieren, Schlierenbändern, Schlierenknäueln* usw. S. entstehen z. B. beim Aufsteigen warmer Luft von Heizkörpern, bei der Vereinigung von Gasen und Luft, im Wirbelkanal eines Geschosses, infolge von Glasfehlern bei Linsen usw. In erstarrten Flüssigkeiten frieren S. ein.

S. lassen sich durch besondere Methoden sichtbar machen, und aus der Größe der Lichtablenkung oder der Brechzahländerung kann man auf den physikalischen Zustand in den S. schließen, → Schlierenmethoden.

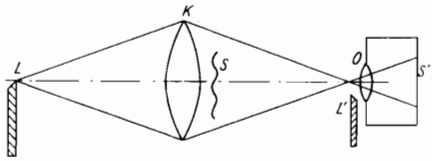
Schlierenmethoden, optische oder elektronenoptische Methoden zur Untersuchung von → Schlieren.

1) Die *optischen S.* dienen zur Sichtbarmachung, Beobachtung, photographischen und photoelektrischen Registrierung und Vermessung geringer Lichtablenkungen, aus deren Größe in einfachen Fällen auf den physikalischen Zustand in der Schliere geschlossen werden kann. Das direkte Schattenverfahren (Abb. 1) arbeitet ohne eine optische Abbildung. Ohne Meßkörper wird der Wandschirm *W* von der möglichst punktförmigen Lichtquelle *L* gleichförmig bestrahlt. Dagegen werden Lichtbündel, die die Schliere *S* durchsetzen, abgelenkt, und auf dem Wandschirm *W* erscheinen dunklere oder hellere Stellen.



1 Einfacher Nachweis von Schlieren (nach Dvořák)

Die von A. Toepler angegebene *Toeplersche Schlierenmethode* benutzt eine optische Abbildung von Lichtquelle und Schlierenobjekt. Sie wurde von H. Schardin weiter ausgebaut. Bei diesem Verfahren werden entweder nur die abgelenkten oder nur die unabgelenkten Lichtbündel verwendet. Im ersten Falle blendet man mit einer Scheibenblende das auf der abbildenden Linse liegende Bild der Lichtquelle ab. Das Gesichtsfeld ist dann bei Abwesenheit einer Schliere dunkel. Bei Vorhandensein von Schlieren gehen abgelenkte Lichtstrahlen an der Blende vorbei, und auf dem Schirm erscheinen die Strukturen hell auf dunklem Grunde. Im zweiten Fall blendet man die ganze Linse mit Ausnahme der Eintrittspupille ab. Die in der Schliere *S* abgelenkte Strahlung erreicht die Linse nicht. Die Strukturen sind dunkel auf hellem Untergrund sichtbar (Hellfeldbeleuchtung). Eine solche Anordnung ist in Abb. 2 dargestellt.



2 Toeplersche Schlierenmethode

Das Objektiv *K* als Schlierenkopf bildet die einseitig scharf begrenzte Lichtquelle *L* in *L'* ab. Es soll einen möglichst großen Durchmesser haben, da hiervon das ausnutzbare Gesichtsfeld abhängt. Mit Hilfe des Objektivs *O* wird das Objekt *S* in *S'* abgebildet.

Will man in einem einzigen Bilde einen ausreichenden Überblick über alle von einem Schlierenobjekt erzeugten Ablenkungen des Lichtes geben, so muß man außer der Helligkeit auch noch die Farbe als Kennzeichnungsmittel heranziehen. Ein übersichtliches Verfahren entsteht, wenn die Schlierenblende durch eine Filterplatte ersetzt wird, die nach Art eines Farbenkreises in farbige Sektoren aufgeteilt ist. Nicht ablenkende Objektteile werden dann farblos abgebildet; ablenkende Objektteile erscheinen in einer um so gesättigteren Farbe, je stärker sie das Licht ablenken. Der Farbton gibt die Ablenkungsrichtung an. Dieses Verfahren, die zweidimensionale *Farbschlierenmethode*, wird zur Untersuchung von durchsichtigen Objekten jeder Art benutzt, aber auch bei der mikroskopischen Beobachtung des Kristallwachstums.

2) Die *elektronenoptischen S.* arbeiten ähnlich den optischen S. und dienen z. B. dazu, Magnetfelder magnetisierter feinkristalliner Drähte sichtbar zu machen. Durch vorhandene elektrische oder magnetische Felder in der Nähe des Meßobjektes werden die von einer annähernd punktförmigen Elektronenquelle kommenden Elektronenstrahlen abgelenkt und zeichnen auf einem Leuchtschirm ein Schlierenobjekt. Die Größe der Ablenkung ist eine Funktion der Feldstärke.

Schließungsspannung, → Induktionserscheinungen bei Schaltvorgängen.

Schliffkette, ein Bauelement in Vakuumsystemen. Die S. besteht aus mehreren Winkelstücken aus Glasrohr, von denen jedes mit einem Kernschliff und einer senkrecht dazu stehenden Hülse versehen ist. Mit Hilfe mehrerer solcher zusammengesteckter Winkelstücke läßt sich die Starr-

heit von Glasrohrleitungen herabsetzen, da die Eingangshülse und der Ausgangskern der Kette in einem begrenzten Bereich räumlich zueinander bewegt werden können. S.n werden z. B. mit Vorteil in Hochvakuumsystemen zum Anschluß eines McLeod-Vakuummeters oder ähnlicher feststehender Geräte verwendet.

Schlitzkopplung, → Lochkopplung.

Schluckgrad, → Schalldämmung, → Schallschluckung.

Schlupf, 1) beim Kraftfahrzeug die Differenz zwischen Umfangsgeschwindigkeit der Triebräder und Fahrgeschwindigkeit durch das Gleiten der Reifen auf der Straße.

2) beim Riementrieb die Differenz der Umfangsgeschwindigkeiten von treibendem und getriebenem Rad durch das Gleiten des Riemens auf Riemenscheiben.

3) bei Drehstrommaschinen die Abweichung der Läuferdrehzahl n von der Drehzahl des Drehfeldes n_d, → elektrische Maschine. Der S. wird nach $s = \frac{n_d - n}{n_d}$ berechnet.

Schlüsselfrequenz, *charakteristische S.*, → Spektren mehratomiger Moleküle.

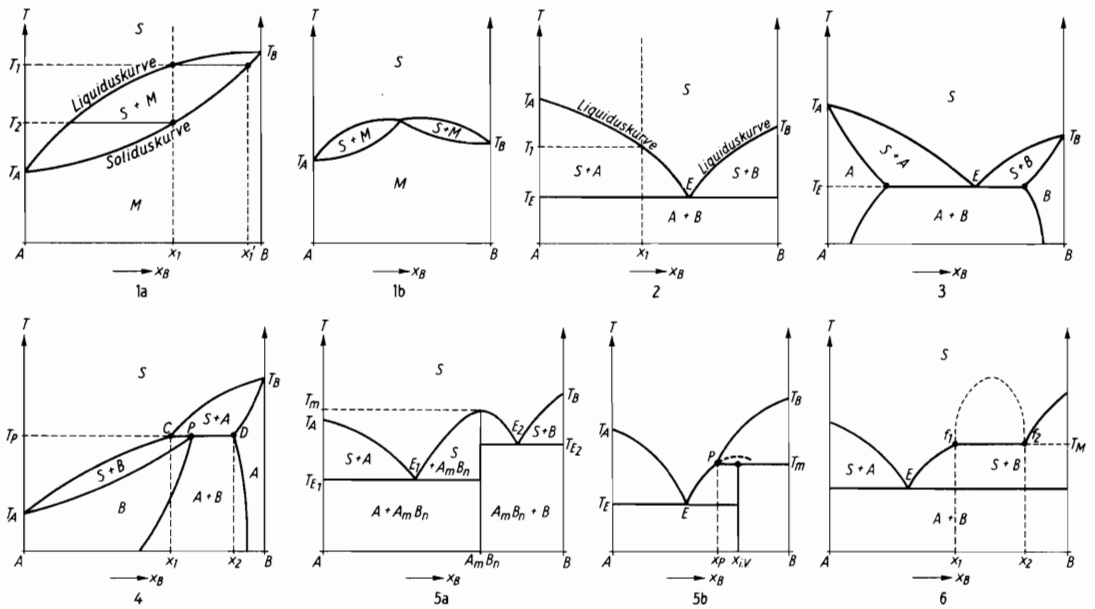
Schluß von n auf $n + 1$, → Induktion 1).

Schmalbandverstärker, → Verstärker.

Schmelzdiagramm, *Erstarrungsdiagramm*, Zustandsdiagramm, in dem das Gleichgewicht fest–flüssig bzw. fest–flüssig–gasförmig zwei- oder mehrkomponentiger Systeme beschrieben wird. Bei zweikomponentigen Systemen zeichnet man meist die Schmelz- bzw. Erstarrungstemperaturen in isobarer Darstellung, seltener die entsprechenden Drücke in isothermer Darstellung in Abhängigkeit von der Zusammensetzung, bei drei- und höherkomponentigen Systemen ergeben sich räumliche p,T,x-Diagramme. Die große Vielfalt der S.e läßt sich auf wenige Grundtypen und deren Kombinationen zurückführen. Im folgenden werden S.e binärer Systeme des Gleichgewichtes fest–flüssig bei konstantem Druck behandelt. Außer im Beispiel 6) sind die Komponenten im flüssigen Zustand unbegrenzt mischbar.

1) Die Komponenten bilden im festen Zustand bei allen Zusammensetzungen Mischkristalle (Abb. 1a und b). Eine Schmelze der Zusammensetzung x_1 beginnt bei T_1 zu erstarren. Die Kristalle haben die Konzentration x_1' und sind somit B-reicher; die Schmelze wird A-reicher und erstarrt bei niedrigerer Temperatur. Entsprechend der Liquidus- (Löslichkeits-) und Solidus- (Erstarrungs-) Kurven ändern sich die Zusammensetzungen von Schmelze und Kristall ständig, die Erstarrung endet bei T_2. Ist die Abkühlungsgeschwindigkeit größer als die Diffusion in den sich bildenden Kristallen unterschiedlicher Zusammensetzung, bilden sich → Zonenkristalle.

2) Die Komponenten sind im festen Zustand nicht mischbar und bilden ein *Eutektikum* (Abb. 2). Eine Schmelze der Zusammensetzung x_1 beginnt bei T_1 reines A auszuscheiden. Die Schmelze wird B-reicher. Hat sie die Zusammensetzung der niedrigsten Erstarrungstemperatur T_E erreicht, erstarrt sie bei T_E wie ein reiner Stoff als Ganzes zu dem zweiphasigen feinkörnigen Gefügebestandteil Eutektikum. Der eutektische Punkt E ist ein nonvarianter Punkt, an dem die drei Phasen festes A, festes B und Schmelze im Gleichgewicht stehen.



Schmelzdiagramme. *1* System mit völliger Mischbarkeit im festen und flüssigen Zustand. Die Komponenten bilden Mischkristalle. *1a* Schmelzdiagramm mit einem Maximum, *1b* mit einem Minimum. *2* System mit völliger Mischbarkeit im flüssigen und völliger Unmischbarkeit im festen Zustand; Bildung eines Eutektikums. *3* System mit beschränkter Mischbarkeit im festen Zustand und Ausbildung eines Eutektikums. *4* System mit beschränkter Mischbarkeit im festen Zustand und Ausbildung eines Peritektikums. *5* Systeme mit Bildung intermediärer Phasen (intermetallische Verbindungen). *5a* Kongruent schmelzende intermetallische Verbindung, *5b* inkongruent schmelzende intermetallische Verbindung. *6* System mit begrenzter Mischbarkeit im flüssigen Zustand (Ausbildung einer Mischungslücke) und völliger Unmischbarkeit im festen Zustand. *S* Schmelze, *M* Mischkristalle

3) Die Komponenten sind im festen Zustand begrenzt mischbar und bilden ein Eutektikum (Abb. 3). Die Erstarrung verläuft im Prinzip wie bei 2), es scheiden sich aber bei Beginn der Erstarrung statt der reinen Komponenten die entsprechenden Mischkristalle aus.

4) Die Komponenten sind im festen Zustand begrenzt mischbar und bilden ein *Peritektikum* (Abb. 4). Schmelzen der Zusammensetzungen zwischen A und x_1 bzw. x_2 und B erstarren nach Beispiel 1). Zwischen x_1 und x_2 bildet sich beim Erreichen der Temperatur T_p aus der Schmelze C und dem Mischkristall D das Peritektikum P (*peritektische Übergangsreaktion*). Liegt die Zusammensetzung der Ausgangsschmelze zwischen x_1 und P, so wird dabei der gesamte Mischkristall D verbraucht, liegt sie zwischen P und x_2, die gesamte Schmelze C.

5) Die Komponenten bilden eine intermediäre Phase (intermetallische Verbindung). Die Liquiduskurve weist bei der Zusammensetzung $x_{t.\,v.}$ dieser Verbindung (Abb. 5) stets ein Maximum auf. Die Verbindung selber erstarrt bei konstanter Temperatur T_m wie ein reiner Stoff. Der Erstarrungsvorgang erfolgt wie in 2). Hat die Schmelze eine Zusammensetzung links von $x_{t.\,v.}$, tritt die intermetallische Verbindung an die Stelle der Komponente B, liegt die Zusammensetzung rechts von $x_{t.\,v.}$, so tritt sie an die Stelle der Komponente A. Ist das Maximum wie in Abb. 5a offen, so spricht man von einer *kongruent schmelzenden* intermetallischen Verbindung. Sie geht beim Erwärmen unzersetzt direkt in die Schmelze über. Das Maximum wird dabei als *dystektischer Punkt* bezeichnet. Ist das Maximum von einer Liquiduskurve überdeckt (Abb. 5b), d. h., hat das System ein Peritektikum P, so spricht man von einer *inkongruent schmelzenden*. Diese zerfällt beim Schmelzvorgang in einer peritektischen Übergangsreaktion bei der Temperatur T_m in Schmelze der Zusammensetzung x_p und Kristalle B, die erst bei weiterer Erwärmung schmelzen. Die Erstarrung erfolgt links von x_p analog 2), an die Stelle der Komponente B tritt die intermetallische Verbindung rechts von x_p analog 4) mit einer peritektischen Übergangsreaktion.

6) Die Komponenten sind im festen Zustand nicht mischbar, auch in der Schmelze liegt nur begrenzte Mischbarkeit vor (Abb. 6). Zwischen den Zusammensetzungen x_1 und x_2 zerfällt die Schmelze bei Erreichen der Mischungslücke in zwei Phasen, und es kommt bei der Temperatur T_M (ähnlich wie bei 4) zum Verschwinden der flüssigen Phase f_2 zugunsten von f_1, dem *Monotektikum* und der festen Komponente B (*monotektische Übergangsreaktion*). Hat die Schmelze eine Zusammensetzung zwischen x_2 und B, so findet bei T_M ebenfalls diese Übergangsreaktion statt, wobei die Schmelze f_1 entsteht.

Lit. Defay u. Prigogine: Chemische Thermodynamik (dtsch Leipzig 1962); Lüpfert: Metallische Werkstoffe (5. Aufl. Leipzig 1958); Vogel: Die heterogenen Gleichgewichte (Leipzig 1959).

Schmelzen, der isotherme Übergang eines Stoffes vom festen in den flüssigen Aggregatzustand. Er erfolgt bei reinen kristallinen Stoffen bei einer bestimmten Temperatur, der *Schmelztemperatur* (*Schmelzpunkt*, *Fließpunkt* F). Dieser ist identisch mit der Erstarrungstemperatur. Am Schmelzpunkt stehen die feste und die flüssige Phase im Gleichgewicht, d. h., sie haben beide den gleichen Dampfdruck. Mehrkomponentige Stoffe schmelzen im allgemeinen in einem von der Zusammensetzung abhängigen Temperaturintervall (→ Schmelzdiagramm). Während des S.s wird vom System die *Schmelzwärme* L aufgenommen, die eine Umwandlungswärme ist. Näherungsweise gilt für die Schmelzwärme reiner Stoffe das *Richardssche Gesetz* $LM/T_s \approx 1 \cdots 5$ kcal/mol · grd. Hierbei ist M das Molekulargewicht und T_s die Schmelztemperatur. Für Metalle liegt der Wert bei 2. Die Schmelzwärme ist gleich dem negativen Wert der Erstarrungswärme.

Für die *Schmelzkurve* $p(T)$, den Zusammenhang zwischen Schmelztemperatur und Druck reiner Stoffe, gilt die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung.

Eine Überhitzung ist beim S. nicht möglich, jedoch eine Unterkühlung. Eine thermodynamisch metastabile Schmelze kann bei einer Temperatur, bei der sie schon im festen Zustand sein müßte, vorliegen (*unterkühlte Schmelze*), wenn die zur Erstarrung notwendigen Kristallisationskeime fehlen.

Nach einer Theorie von M. Born kann man sich den Schmelzvorgang so vorstellen, daß die Atome des Festkörpers mit steigender Temperatur in immer größere Schwingungen um ihre Ruhelagen (Gitterplätze) geraten und bei der Schmelztemperatur diese Schwingungen so groß werden, daß der feste Körper zerreißt und die Atome ihre feste Bindung verlassen. Aus dieser Vorstellung kann man eine Beziehung für die Schmelztemperatur herleiten: $T_s = \text{konst.} \cdot M V_0^{2/3} \cdot \omega^2$. Hierbei ist V_0 das Molvolumen und ω die charakteristische Frequenz des Festkörpers (→ Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität). Das S. ist ein → Phasenübergang 1. Ordnung.

Schmelzenbruch, ein durch die entropie-elastischen Eigenschaften der Kunststoffschmelzen verursachtes Phänomen. Dabei handelt es sich um die Erscheinung bei der Extrusion, daß bei einer bestimmten, kritischen Schubspannung das Extrudat nicht mehr glatt aus der Düse tritt. Es handelt sich dabei nicht um den normalen Umschlag der laminaren in die turbulente Strömung. Bei den elastischen Flüssigkeiten tritt zu dem Reynoldskriterium ein zweites Stabilitätskriterium, das den laminaren Strömungsbereich begrenzt. In elastischen Flüssigkeiten treten elastische Oszillationen auf, die, werden sie nicht mehr durch innere Reibung gedämpft, zu einem Umschlag in die elastisch-turbulente Strömung führen. Es wird eine elastische Reynoldszahl eingeführt, die das Verhältnis zwischen den elastischen und den viskosen Kräften in der Strömung kennzeichnet. Bei der elastisch-turbulenten Strömung reißt die Randschicht lokal ab, so daß es zu einer Haft-Gleit-Bewegung an der Wand kommt.

Schmelzkurve, → Schmelzen.

Schmelzlösungsverfahren, → Kristallzüchtung.

Schmelzpunkt, → Schmelzen.

Schmelztemperatur, → Schmelzen.

Schmelzwärme, → Schmelzen.

Schmidt-Linien, Kurven für das magnetische Moment von Kernen in Abhängigkeit vom Spin, die unter der Annahme erhalten wurden, daß sich die Spins der Protonen und Neutronen jeweils paarweise absättigen und für das magnetische Moment des Kerns nur das ungepaarte Nukleon, das Leuchtnukleon, verantwortlich ist. Die experimentellen Werte stimmen meist nicht mit den Schmidt-Werten überein. Das bedeutet, daß die Wechselwirkung des ungepaarten Nukleons mit dem übrigen Kern nicht vernachlässigt werden kann. Die S.-L. liefern jedoch die prinzipiell richtigen Grenzen für die Kernmomente.

Schmidt-Prisma, → Reflexionsprisma.

Schmidtsches Orthogonalisierungsverfahren, → Hilbert-Raum.

Schmidtzahl, Sc, → Kennzahl des Stoffübergangs, das Verhältnis der kinematischen Zähigkeit ν des Strömungsmediums zum Diffusionskoeffizienten D: $\mathrm{Sc} = \nu/D = \mathrm{Le} \cdot \mathrm{Pr}$, wobei Le die → Lewiszahl und Pr die → Prandtlzahl ist. Die S. kennzeichnet die Beziehungen zwischen dem Geschwindigkeitsfeld und dem Feld der Teildrücke oder Konzentrationen (→ Austausch). Sie hat für den Stoffübergang die analoge Bedeutung wie die Prandtlzahl für den Wärmeübergang.

Schmiegungsebene, → Raumkurve.

Schmiermittelreibung, → Reibung.

Schmitt-Trigger, → Triggern.

Schneidenlager, wichtiges Bauelement an Feinmeßgeräten, z. B. Feinzeigern und Uhren, an Waagen aller Art und anderen Geräten, z. B. Relais. Das S. besteht aus Schneide und Pfanne. Je nach Verwendungszweck werden S. für große Belastungen aus Stahl mit einem Schneidenwinkel von 45° bis 90° hergestellt, für geringe Belastungen aus Edelstein, z. B. Achat, Saphir, Chalzedon, mit einem Schneidenwinkel von 90° bis 120°. Die Pfanne muß stets härter sein als die Schneide, damit diese sich nicht in die Pfanne eingräbt. Bei den Schneidenprofilen unterscheidet man Dreieck-, Birnen-, Flach- und Vierkantform, bei den Pfannen ebene Form, V-Form und Hohlzylinderform.

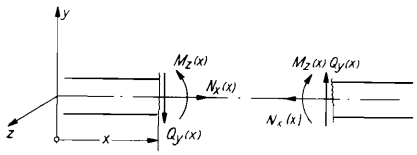
Schneidentöne entstehen, wenn sich von scharfen Kanten im Luftstrom beidseitig in schneller Folge Wirbel ablösen. Die Tonhöhe ist durch die Wirbelfolgefrequenz festgelegt. Diese Frequenz ist der Strömungsgeschwindigkeit direkt und dem Abstand der Schneide von einem Luftaustrittsspalt umgekehrt proportional. Unterhalb eines kritischen Abstandes treten keine S. auf. Die Töne der Flöten bzw. Lippenpfeifen (→ Pfeifen) sind S., die durch mitschwingende Luftsäulen verstärkt werden. S. sind mit den → Hiebtönen verwandt.

Schnellerregung, → Erregung.

Schnellspaltfaktor, → Vierfaktorenformel.

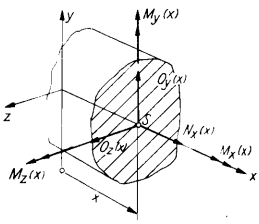
Schnittbildentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Schnittreaktionen, ein Maß für die Verteilung der Belastung im Tragwerk. S. sind Größen, die über Art und Größe der Belastung an jeder beliebigen Stelle des Tragwerkes Auskunft geben. Ihre Kenntnis ist für die Beanspruchung des Tragwerkes maßgebend. Zur quantitativen und qualitativen Erfassung der S. denkt man sich nach dem Schnittprinzip an der interessierenden Stelle des Tragwerkes, z. B. des Balkens, senkrecht zur Balkenachse einen Schnitt geführt, der die innere Beanspruchung des Balkens, d. h. die Spannungen im Balkenquerschnitt freilegt. Nach dem Reaktionsprinzip erscheinen für beide Balkenteile an jeder Stelle des Querschnitts bzw. Schnittufers die Spannungen gleich groß, aber entgegengesetzt. Die Spannungen am betrachteten Schnittufer lassen sich bei ebenen Problemen



1 Darstellung der Schnittreaktionen an der Balkenschnittstelle x bei ebener Belastung

auf drei Schnittreaktionen, eine Längskraft (Normalkraft) $N_x(x)$, eine → Querkraft $Q_y(x)$ und ein → Biegemoment $M_z(x)$, bei räumlichen Problemen auf sechs Schnittreaktionen, eine Längskraft $N_x(x)$, zwei Querkräfte $Q_z(x)$ und $Q_y(x)$, zwei Biegemomente $M_y(x)$ und $M_z(x)$ und ein Torsionsmoment $M_x(x)$ reduzieren. Die Schnittstelle ist damit äquivalent einer festen Einspannung.



2 Darstellung der Schnittreaktionen an der Balkenschnittstelle x bei räumlicher Belastung

Da die S. mit den eingeprägten Kräften, hierzu sind auch die Lagerreaktionen zu zählen, am betrachteten Balkenabschnitt im statischen Gleichgewicht stehen müssen, erfolgt ihre Berechnung mit Hilfe der statischen Gleichgewichtsgleichungen.

Schnittverfahren nach Ritter, ein Verfahren, mit dem man bestimmte Stabkräfte eines Fachwerkes analytisch ermitteln kann, ohne wie beim Knotenpunktverfahren das ganze Gleichungssystem lösen zu müssen. Dies geschieht durch eine gedachte Schnittführung, so daß drei Stäbe geschnitten werden, die sich nicht in einem Punkte schneiden. Das Momentengleichgewicht um den Schnittpunkt zweier geschnittener Stäbe, die an den Schnittstellen durch unbekannte Stabkräfte ersetzt werden, gestatten die direkte Berechnung der dritten Stabkraft. Dieses Verfahren wird bei Fachwerken mit Grundfigur bzw. bei einfachen Fachwerken dann vorteilhaft angewandt, wenn nur einzelne Stabkräfte interessieren.

Schnittweite, → Kardinalelemente.

Schockwelle, → Druckwelle, → Welle.

Schoenfließsche Symbole, → Symmetrie, Tab. 2.

Schöpfraum, bei mechanischen Vakuumpumpen periodisch sich vergrößernder und verkleinern-

der Raum, in dem das geförderte Gas vom Ansaugdruck auf Atmosphärendruck komprimiert wird. Die Größe des S.s ist neben der Drehzahl mit bestimmend für die Pumpleistung einer Vakuumpumpe.

Schottky-Defekte, → Eigenfehlstellen.

Schottky-Diode, → Halbleiterdiode.

Schottky-Effekt, 1) in der Kristallographie: das Abwandern von positiven und negativen Ionen aus ihren Gitterpunkten unter Hinterlassung entsprechender paarweiser Gitterlücken und anschließende Anlagerung dieser Ionen an der Kristalloberfläche (Schottky-Defekte, → Eigenfehlstellen). Mit fallender Temperatur nimmt die Anzahl der Gitterdefekte ab, erreicht jedoch wegen des infolge tiefer Temperaturen auftretenden Mangels an thermischer Energie für den Rücktransport nicht die ideale Gitterstruktur (Einfrieren des fehlgeordneten Zustandes), d. h., der S.-E. tritt bei tiefen Temperaturen weniger stark in Erscheinung.

2) bei Halbleitern eine innere Feldemission von Ladungsträgern bei sehr hohen Feldstärken an Grenzflächen, besonders an steilen pn-Übergängen. Diese Emission wird durch die Erniedrigung der Austrittsarbeit um $\Delta A = \sqrt{Ee/4\pi\varepsilon_0}$ infolge Deformation des Potentialverlaufs an der Festkörperoberfläche bei hohen Feldstärken E bewirkt. e ist die Elementarladung und ε_0 die Influenzkonstante.

Schottky-Fehlordnung, → Eigenfehlstellen.

Schrägbedampfungsverfahren, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Schraube, syw. Propeller.

Schraubenachse der Zähligkeit, Z, 1) das aus einer → Schraubung um einen Drehwinkel $2\pi/Z$ als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement. In zwei- oder dreidimensional periodischen Körpern können nur 2-, 3-, 4- oder 6zählige S.n, nicht aber solche anderer Zähligkeit vorkommen.

2) Gerade mit folgender Eigenschaft: Es gibt eine Schraubung um einen Winkel $2\pi/Z$, die eine Symmetrieoperation des betrachteten Körpers ist und die jeden Punkt der Geraden abbildet.

Schraubenregel, *Maxwellsche S., Korkenzieherregel,* eine allgemeine Regel zur Ermittlung der Richtung eines Vektors, der einer Drehung zugeordnet ist. Die S. lautet allgemein: Die Richtung des Vektors stimmt überein mit der Fortbewegungsrichtung einer rechtsgängigen Schraube, wenn man sie im Sinne der vorgegebenen Bewegung dreht.

Beispiele. *Vektorprodukt.* Der Vektor $\vec{c} = [\vec{a}\vec{b}] = \vec{a} \times \vec{b}$ hat die Richtung, in der eine rechtsgängige Schraube fortschreitet, wenn man sie in dem Sinne dreht, daß man den Vektor $\vec{a}$ auf kürzestem Wege zum Vektor $\vec{b}$ bewegt. Daraus ergibt sich unmittelbar die Richtung der Kraft auf einen bewegten Ladungsträger im Magnetfeld, der Lorentz-Kraft $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$. Dabei sind q die Ladung des Ladungsträgers, $\vec{v}$ seine Geschwindigkeit und $\vec{B}$ die magnetische Induktion des Magnetfeldes, in dem sich der Ladungsträger bewegt.

Magnetfeld eines geradlinigen Stromes. Die magnetischen Feldlinien umlaufen den Strom in dem Sinne, in dem man eine rechtsgängige Schraube drehen muß, damit sie in positiver Stromrichtung fortschreitet.

Magnetfeld einer Spule. Das Magnetfeld einer Spule hat die Richtung, in der eine rechtsgängige Schraube vorwärtsschreitet, wenn man sie in dem Sinne dreht, der dem positiven Umlaufsinn des Stromes entspricht.

Die S. enthält als Sonderfälle eine ganze Reihe von Merkregeln aus der Elektrodynamik im weiteren Sinne, die die Richtung von Magnetfeldern, Induktionsströmen (→ Induktion) und Kraftwirkungen in elektrischen und magnetischen Feldern beinhalten.

1) *Handregeln* oder *Daumenregeln.* a) *Rechte-Hand-Regel.* Legt man die rechte Hand so an einen stromdurchflossenen Leiter, daß die positive Stromrichtung von der Handwurzel zu den Fingerspitzen weist, so bewegt sich eine unter der Hand befindliche Magnetnadel so, daß ihr Nordpol in Richtung des abgespreizten Daumens ausweicht.

b) *Linke-Hand-Regel.* Legt man die linke Hand in der gleichen Weise wie bei a) an den stromdurchflossenen Leiter und kehrt dabei die innere Handfläche den vom Nordpol eines Magneten ausgehenden Kraftlinien zu, so bewegt sich der Leiter in Richtung des abgespreizten Daumens. Die Umkehrung dieser Regel lautet: Legt man die linke Hand in der gleichen Weise an einen Leiter, kehrt dabei die Handfläche den vom Nordpol ausgehenden Feldlinien zu und bewegt den Leiter in Richtung des abgespreizten Daumens, so fließt der im Leiter induzierte Strom von den Fingerspitzen zur Handwurzel.

c) *Andere Formulierung der Handregeln.* Spreizt man den Daumen der rechten Hand ab und schließt die übrigen Finger um einen stromdurchflossenen Leiter so, daß der Daumen in Richtung des Stromes zeigt, so geben die Finger die Richtung der magnetischen Feldlinien an. Geben dagegen die Finger die Stromrichtung in einer Spule an, so zeigt der Daumen in Richtung des Magnetfeldes. Das gilt beides für die technische Stromrichtung. Nimmt man als Stromrichtung die Bewegung der negativen Ladungsträger, so muß man die linke Hand nehmen.

2) *Fingerregeln.* Hierbei bilden die drei ersten Finger jeweils ein rechtwinkliges Koordinatensystem. a) *Dreifingerregel der linken Hand.* Zeigen der Zeigefinger in Richtung des Magnetfeldes und der Mittelfinger in positiver Stromrichtung eines stromdurchflossenen Leiters im Magnetfeld, so zeigt der Daumen in Richtung der Kraft, die auf den Leiter wirkt.

b) *Dreifingerregel der rechten Hand.* Zeigen der Zeigefinger in Richtung des Magnetfeldes und der Daumen in Richtung der Bewegung eines Leiters im Magnetfeld, so fließt der im Leiter induzierte Strom in Richtung des Mittelfingers.

3) *Ampèresche Schwimmerregel.* Denkt man sich, in der positiven Richtung des Stromes schwimmend, das Gesicht auf eine Magnetnadel gerichtet, so bewegt sich der Nordpol der Magnetnadel in Richtung des ausgestreckten linken Armes.

4) → Lenzsches Gesetz.

Schraubensinn, → Helizität.

Schraubenversetzung, → Versetzung.

Schraubung, 1) Raumbewegung (→ Symmetrie), die sich in die Raumbewegungen Drehung und Translation zerlegen läßt. Diese Zerlegung läßt sich stets so vornehmen, daß die Translation parallel zur → Drehachse 2) der Drehung erfolgt; die dabei auftretende Translation heißt *Translationskomponente der S.* Die bei dieser Zerlegung auf der Drehachse der Drehung liegenden Punkte werden durch die S. wieder auf Punkte der Drehachse abgebildet.

2) Deckoperation oder Symmetrieoperation, die durch eine Raumbewegung gemäß 1) charakterisiert ist.

Schrittmotor, ein Wechselstrommotor (→ elektrische Maschine) für schrittweise Drehbewegung. Durch Einwirken von Wechselfeldern auf den Läufer eines Reluktanzmotors (→ Reluktanzmaschine) entsteht eine Schrittbewegung um einen Pol bzw. einen Zahn des Läufers. Der S. wird als Stellmotor eingesetzt.

Schrittweite, svw. Takt.

Schrödinger-Bild, → Quantenmechanik.

Schrödinger-Darstellung, → Quantenmechanik.

Schrödinger-Funktion, → Wellenfunktion.

Schrödinger-Gleichung, Bewegungsgleichung für die den Zustand eines quantenmechanischen Systems beschreibende Wellenfunktion, allgemeiner für den entsprechenden Zustandsvektor ψ. Die S.-G. wurde erstmals von E. Schrödinger (1926) angegeben und lautet $i\hbar\partial\psi/\partial t = \hat{H}\psi$, wobei $\hbar = h/2\pi$, h das Plancksche Wirkungsquantum und $\hat{H} = \hat{H}(\hat{p}_i, \hat{q}_i)$ der von den Orts- und Impulsoperatoren $\hat{q}_i$ und $\hat{p}_i$ abhängende → Hamilton-Operator ist. In der Ortsdarstellung lautet die S.-G. für ein Teilchen der Masse m im Potential $V(\vec{r})$ in kartesischen Koordinaten folgendermaßen:

$$i\hbar\frac{\partial\psi(\vec{r},t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r})\right)\psi(\vec{r},t),$$

wobei $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ der Laplace-Operator ist, der bei Verwendung anderer Koordinaten auf diese transformiert werden muß. Neben dieser *zeitabhängigen S.-G.* ergibt sich durch den Ansatz $\psi(\vec{r},t) = \varphi(\vec{r})\,e^{-iEt/\hbar}$ die *zeitunabhängige S.-G.* $\hat{H}\varphi = E\varphi$, die im eben betrachteten Spezialfall in

$$\Delta\varphi + (2m/\hbar^2)\,[E - V(\vec{r})]\,\varphi(\vec{r}) = 0$$

übergeht; sie ist die Eigenwertgleichung für den Hamilton-Operator $\hat{H}$ und hat nur für ganz bestimmte Werte $E = E_n$, die *Energieeigenwerte*, (normierbare) Lösungen $\varphi_n(\vec{r})$, die *Eigenlösungen*, auch *Eigenfunktionen* genannt, die stationäre Zustände des Systems beschreiben.

Bei mehreren Teilchen ist die Wellenfunktion eine Funktion aller Ortskoordinaten; der Hamilton-Operator entsteht aus der klassischen Hamilton-Gleichung, indem man alle verallgemeinerten Impulse p_i durch die Operatoren $-i\hbar\,\mathrm{grad}_i$ ersetzt. Relativistische Verallgemeinerungen sind die → Klein-Gordon-Gleichung und die → Dirac-Gleichung. Die S.-G. und ihre Verallgemeinerungen sind grundlegend für die Theorie des Atom- und Molekülbaus und für viele Probleme der Kern- und Elementarteilchenphysik.

Schrödingersche Störungstheorie, → Störungstheorie.

Schrödingersches Verfahren, → Quantisierung.

Schrödingersche Wellenfunktion, → Wellenfunktion.

Schrödingersche Zitterbewegung, → Vakuumschwankung.

Schroteffekt, → Rauschen II, 2a und 3a.

Schrotstrom, → Rauschen II, 2a.

Schrumpfungsfaktor, → Kernspuremulsion.

Schub, die von einem → Strahltriebwerk (Luftstrahltriebwerk oder → Raketentriebwerk) erzeugte Antriebskraft $\vec{s}$. Sie ergibt sich aus dem Produkt des Massedurchsatzes je Sekunde $\dot{m}$ mit der Ausströmgeschwindigkeit $\vec{c}_0$, also $\vec{S} = -\dot{m}\vec{c}_0$, → Rakete. Vor allem bei thermischen Triebwerken, die auch in der Atmosphäre arbeiten, ist eine Aufspaltung des S.s gemäß $\vec{S} = -\dot{m}\vec{c} - F(\vec{p} - \vec{p}_a)$ zweckmäßig. Hier sind $\vec{c}$ und $\vec{p}$ die Ausströmgeschwindigkeit bzw. der Druck im Endquerschnitt F der Düse, p_a ist der Außendruck. Der erste Term wird als Impulsschub $\vec{S}_i$, der zweite als Druckschub $\vec{S}_p$ bezeichnet. Dabei ist $S_p \ll S_i$ (Beträge der Schubvektoren!), doch zeigt die Gleichung, daß der Startschub einer Rakete ($p_a = 1$ at in Meereshöhe) stets kleiner ist als der Vakuumschub ($p_a = 0$) außerhalb der Atmosphäre. → Propeller.

Schubelastizitätsmodul, G, Verhältnis von Schubspannung zu Schubwinkel, Dimension: Kraft pro Fläche. Es besteht der Zusammenhang $G = E/(2[1 + \nu])$ mit dem Elastizitätsmodul E und der Poissonschen Querdehnzahl ν.

Schubfaktor, → Raketentriebwerk.

Schubfließgrenze, der Schubspannungswert, der den Übergang vom elastischen zum plastischen Zustand kennzeichnet. Plastisches Fließen findet dann statt, wenn in mindestens einer Richtung (Gleitrichtung) der Schubspannungsbetrag den kritischen Wert k_0 der S. annimmt (→ Fließen).

Schubgeschwindigkeit, svw. Schergeschwindigkeit.

Schublehre, svw. Meßschieber.

Schubmittelpunkt, → Torsionsmittelpunkt.

Schubmodul, → Hookesches Gesetz.

Schubnikow-de-Haas-Effekt, Oszillationen des elektrischen Widerstandes eines reinen Einkristalls in Abhängigkeit von einem starken äußeren Magnetfeld bei tiefen Temperaturen. Der Effekt wird als Methode zur Bestimmung der Fermi-Fläche benutzt.

Schubnikow-Gruppe, → Symmetrie, → magnetische Raumgruppe.

Schubspannung, → Spannung.

Schubspannungsgesetz nach Schmidt, Beziehung zwischen einer äußeren Zugspannung σ_x und der zwischen kristallographischen Gleitelementen in Gleitrichtung wirkenden Schubspannung τ. $\tau = \sigma_x \cos\varphi \cos\lambda$. φ ist der Winkel zwischen der Richtung der Spannung σ_x und der Gleitebenennormale, und λ ist der Winkel zwischen der Richtung der Spannung σ_x und der Gleitrichtung.

Schubspannungshypothese, svw. Trescasche Fließbedingung, → Fließbedingung 2).

Schubverformungsgeschwindigkeit, ein spezieller Fall der Deformationsgeschwindigkeit, bei der

keine Drehungen der einzelnen Teilchen auftreten.

Schubverhältnis, → Raketentriebwerk.

Schubverzerrung, svw. Winkeländerung, → Verzerrung.

Schubwiderstand, → Strömungswiderstand.

Schuler-Pendel, → Trägheitsnavigation 3).

Schulz-Blaschke-Konstante, k_η, eine für die Konzentrationsabhängigkeit der Viskosität einer verdünnten makromolekularen Lösung charakteristische Größe. Sie wird dabei in der Form $\eta_{sp}/c = [\eta](1 + k_\eta \eta_{sp})$ ausgedrückt. Dabei ist c die Konzentration, $[\eta]$ ist der → Staudinger-Index der betreffenden Substanzprobe und $\eta_{sp} = \eta - \eta_0$ (η ist der Viskositätskoeffizient der Lösung und η_0 der des Lösungsmittels). k_η hat für die meisten Polymeren und Lösungsmittel einen Zahlenwert von etwa 0,28.

Schursches Lemma, → Gruppentheorie.

Schüttergebiet, → Erdbeben.

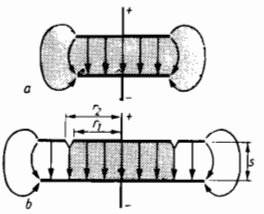
Schutzanzug, → Skafander.

Schutzfaktor, dimensionslose Größe zur Charakterisierung der Abschwächung ionisierender Strahlung durch Gebäude und durch Abschirmungen. Der S. stellt das Verhältnis der außerhalb und innerhalb eines Gebäudes bzw. vor und hinter einer Abschirmung herrschenden Energiedosisleistung (→ Dosis) bzw. Äquivalentdosisleistung dar.

Schutzgebiet, *Schutzzone*, Gebiet in der Umgebung einer Kernanlage, z. B. eines Kernkraftwerks, einer Reaktoranlage, eines Kernbrennstoffbetriebs oder einer Anlage für die Bearbeitung von radioaktiven Abfällen, das wegen der Gefahr einer Kontamination nicht besiedelt oder landwirtschaftlich genutzt werden darf.

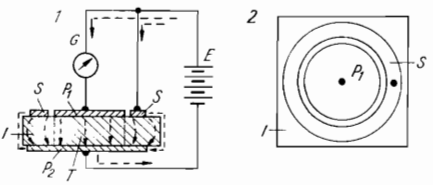
Schutzmaßnahmen in elektrotechnischen Anlagen, Maßnahmen zum Schutz von Mensch und Tier gegen elektrische Einwirkungen. *Berührungsschutz* ist die zusammenfassende Bezeichnung für S. gegen zufälliges oder beabsichtigtes Berühren spannungsführender Teile, z. B. durch Schutzgitter oder Abdeckung. Bei *Schutzisolierung* wird die Gefahr einer zu hohen Berührungsspannung durch eine zusätzliche Isolierung (verstärkte Isolierung) durch zusätzliche Isolierteile (Schutzzwischenisolierung) oder durch eine dauerhafte Isolierabdeckung der bei Fehlern Spannung führenden Teile (Schutzisolierumhüllung) beseitigt. Eine zu hohe Berührungsspannung wird ferner bei Anwendung der *Schutzkleinspannung* unter 42 V Wechselspannung und 60 V Gleichspannung vermieden. Als *Schutztrennung* wird die galvanische Trennung des Betriebsstromkreises vom Netz durch Trenntransformatoren bezeichnet. Beim *Schutzleitungssystem* wird der Betriebsstromkreis isoliert gegen Erde betrieben, und alle nicht zum Stromkreis gehörenden leitfähigen Teile und Erder werden über einen Schutzleiter verbunden. Weitere S. sind *Schutzerdung* und *Nullung*, → Erdung.

Schutzringkondensator, Einrichtung, mit der die Randeffekte beim ebenen Plattenkondensator (Abb. 1) aus Meßvorgängen eliminiert werden können. Der S. wird z. B. bei der Spannungswaage und bei der Isolierstoffprüfung angewendet. Bei der Isolierstoffprüfung (Abb. 2) bilden der Schutzring S und die Platte P_1 den einen Belag des Kondensators, die Platte P_2 den anderen. Der z. B. bezüglich seines inneren ohmschen Verluststromes zu prüfende Isolierstoff I liegt zwischen den Belägen und wird mit der Spannung E belastet. Das Galvanometer G



1) Randeffekte der Feldverteilung beim Plattenkondensator: *a* ohne Schutzring, *b* mit Schutzring (punktierte Fläche = effektiver Feldraum)

zeigt nur den Strom durch den schraffierten Teil T des Isolierstoffes an, der unter den definierten Bedingungen eines homogenen elektrischen Feldes entsteht. Der durch das inhomogene Randfeld verursachte innere Teilstrom sowie die Oberflächenkriechströme über die Kanten des Isolierstoffes fließen über den Schutzring und werden somit am Instrument vorbeigeführt.



2) Isolierstoffprüfung mittels Schutzringkondensators: *1* Schaltung (Schutzringkondensator im Schnitt), *2* Schutzringkondensator in Draufsicht

schwache Wechselwirkung, fundamentale Wechselwirkung, an der alle Elementarteilchen (außer dem Photon) beteiligt sind und die insbesondere die Hadronen mit den Leptonen koppelt. Das bekannteste und älteste Beispiel eines Prozesses, der über die s. W. abläuft, ist der β-Zerfall der Atomkerne bzw. spezieller der Zerfall eines Neutrons in Proton, Elektron und Anti-Elektronneutrino $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; ferner sind die Zerfälle der „fremden" Teilchen (engl. strange particles, → Strangeness) zu nennen, die über die starke Wechselwirkung in 10^{-23} s erzeugt werden, aber erst nach einer mittleren Lebensdauer von 10^{-8} bis 10^{-10} s über die s. W. unter Verletzung der bei der starken Wechselwirkung gültigen Erhaltungssätze zerfallen. Die Ursache dafür ist die extrem niedrige Kopplungskonstante der s.n W., die in der Größenordnung von 10^{-14} (im Vergleich zur starken Wechselwirkung mit Kopplungskonstante = 1) liegt. Dementsprechend kommen auch Erzeugungsreaktionen über die s. W. nur mit extrem geringen Wirkungsquerschnitten von etwa 10^{-44} barn vor.

Charakteristisch für die s.W. ist die Verletzung nahezu aller Erhaltungssätze für die Quantenzahlen der Elementarteilchen (Tab. → Wechselwirkung). Wegen der besonderen Eigenschaften der Neutrinos (→ Helizität) bleiben bei allen Reaktionen, an denen diese Teilchen nicht paarweise beteiligt sind, die

Parität P und die Symmetrie gegenüber der Ladungskonjugation C nicht erhalten, wie am β-Zerfall des Co-60-Kerns erstmals 1956 nachgewiesen wurde (Verletzung der → Parität). Aber auch die CP-Invarianz wird bei der s.n W. verletzt, wie 1964 am Zerfall der neutralen K-Mesonen nachgewiesen wurde; wegen des fundamentalen Charakters des CPT-Theorems hat das eine Verletzung der Zeitumkehr T zur Folge. Eine weitere nichterhaltene Größe ist die Strangeness S bzw. die Hyperladung $Y = S - A$, wobei A die stets erhaltene Baryonenzahl ist; dies ermöglicht unter anderem den leptonischen Zerfall der K-Mesonen, z. B. $K^+ \rightarrow \pi^\circ + \mu^+ + \nu_\mu$. Allgemein gilt für die s. W. die Auswahlregel $|\Delta S| = 0$ oder 1, wobei ΔS die Änderung von S bei einer bestimmten Reaktion ist; bezeichnet ΔQ_s die Änderung der Gesamtladung der am Prozeß beteiligten Hadronen, so wurde für die leptonischen Zerfälle speziell $\Delta S = \Delta Q_s$ gefunden. Wegen des engen Zusammenhangs zwischen Strangeness und Isospin I, für dessen dritte Komponente $I_3 = Q - Y/2$ gilt, bleibt auch der Isospin bei der s.n W. nicht erhalten; vor allem für leptonische Zerfälle gilt dabei $|\Delta I| = {}^1/_2$, falls $\Delta S \neq 0$.

Die Theorie der s.n W. geht auf Fermi (1934) zurück, der als erster in Analogie zur Quantenelektrodynamik eine feldtheoretische Behandlung des β-Zerfalls vorschlug. Sie wurde als direkte lokale *Vier-Fermionen-Wechselwirkung* konzipiert, d. h., im Falle des β-Zerfalls sollten die vier beteiligten Fermionenfelder ψ_n, ψ_p, ψ_e und ψ_{ν_e} des Neutrons, Protons, Elektrons und Anti-Elektronneutrinos in einem Raum-Zeit-Punkt miteinander verkoppelt sein (*Fermi-Kopplung*, Abb. 1); man kann dagegen in direkter Analogie zur elektromagnetischen und starken Wechselwirkung auch die Übertragung der s.n W. durch ein Feldquant, das intermediäre Boson W, annehmen (Abb. 2), dieses Teilchen konnte aber bisher noch nicht nachgewiesen werden und müßte daher eine Masse $m_W > 2$ GeV haben, da es sonst mit Hilfe der gegenwärtig vorhandenen Teilchenbeschleuniger hätte gefunden werden müssen. Im Gegensatz zur Quantenelektrodynamik mit der minimalen elektromagnetischen Kopplung $j_\mu A_\mu$, wobei j_μ die elektrische Viererstromdichte und A_μ das dem intermediären Boson W (W-Teilchen) entsprechende elektromagnetische Viererpotential ist, ist die Fermi-Kopplung nicht renormierbar, d. h., die quantenfeldtheoretischen Divergenzen der störungstheoretischen Entwicklung der Elemente der S-Matrix können nicht beseitigt werden, was insbesondere auf die unendlich vielen verschiedenen Typen von primitiven Divergenzen (→ Renormierung) zurückzuführen ist; jedoch liefert wegen der Kleinheit der Kopplungskonstanten der s.n W. die erste (divergenzfreie) Näherung der Matrixelemente insbesondere für niedrige Energien und kleine Impulsüberträge recht brauchbare, mit dem Experiment übereinstimmende Resultate. Bei sehr hohen, heute noch nicht erreichbaren Energien versagt diese Beschreibung sicher; man hat Ursache anzunehmen, daß in diesen Energiebereichen die s. W. „stark" wird, d. h. aber nicht, daß sie mit der starken Wechselwirkung identisch ist.

Die Wechselwirkungsdichte $\mathscr{H}_W$ der s.n W. wird heute in Erweiterung des Fermischen Ansatzes zur Einbeziehung der Symmetrieverletzungen als Strom × Strom-Wechselwirkung angesetzt:

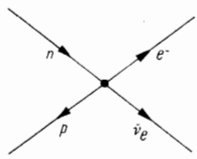
$$\mathscr{H}_W = (g/\sqrt{2})\,[\mathscr{J}_\lambda^*(x)\,\mathscr{J}_\lambda(x) + \text{h. k.}],$$

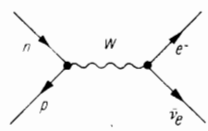
wobei $\mathscr{J}_\lambda = j_\lambda + J_\lambda$ die Summe des leptonischen Viererstroms $j_\lambda(x)$ und des hadronischen Viererstromes $J_\lambda(x)$, g die Kopplungskonstante der s.n W., $\mathscr{J}_\lambda^* = \mathscr{J}_\lambda^\dagger$ für $\lambda = 1, 2, 3$ und $\mathscr{J}_0^* = -\mathscr{J}_0^\dagger$ und $\mathscr{J}_\lambda^\dagger$ der zu $\mathscr{J}_\lambda$ hermitesch konjugierte (h. k.) Stromoperator ist. Der Leptonenstrom

$$j_\lambda = \mathrm{i}\bar{\psi}_e\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} + \mathrm{i}\bar{\psi}_\mu\gamma_\lambda(1+\gamma_5)\psi_{\nu_\mu}$$

enthält das Elektron- bzw. Müonfeld ψ_e bzw. ψ_μ und die zugehörigen Neutrinofelder ψ_{ν_e} bzw. ψ_μ in symmetrischer Weise und kann wegen des Auftretens der Diracschen Gammamatrizen γ_λ bzw. γ_5 (→ Dirac-Gleichung) als Summe eines Vektor- und eines Axialvektoranteils $j_\lambda = j_\lambda^V + j_\lambda^A$ mit $j_\lambda^V = \mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ und $j_\lambda^A = \mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$ geschrieben werden, die sich gegenüber Raumspiegelung unterschiedlich verhalten und wegen ihres gemeinsamen Auftretens zur Verletzung der Parität führen. Der Hadronenstrom J_λ enthält ebenfalls Vektor- und Axialvektoranteile, kann aber nicht einfach in die Summe beider zerlegt werden; ferner ist in einen strangenesserhaltenden bzw. -verletzenden Anteil $J^{(0)}$ bzw. $J^{(1)}$ für $\Delta S = 0$ bzw. $|\Delta S| = 1$ aufzuspalten. Dabei erwies sich die Gestalt $J_\lambda = J_\lambda^{(0)}\cos\theta + J_\lambda^{(1)}\sin\theta$ mit dem Cabibbo-Winkel $\theta \approx 15°$ mit dem Experiment in Übereinstimmung; das hat eine unterschiedliche Kopplung von $J_\lambda^{(0)}$ und $J_\lambda^{(1)}$ im Verhältnis $\cot\theta \approx 1/0{,}27$ zur Folge. $J_\lambda^{(0)}$ und $J_\lambda^{(1)}$ spalten nun nochmals auf in ihre Vektor- und Axialvektoranteile, die ebenfalls unterschiedlich koppeln; für den strangenesserhaltenden hadronischen Vektorstrom $J_\lambda^{(0)V} = (\mathrm{i}\bar{\psi}_p\gamma_\lambda\psi_n$ + andere Hadronterme) mit dem Proton- bzw. Neutronfeld ψ_p bzw. ψ_n gilt ein Erhaltungssatz, demzufolge dieser Anteil des Stromes nicht durch die starke Wechselwirkung modifiziert wird, die *CVC-Hypothese* [engl. conserved vector current 'erhalten bleibender Vektorstrom'], während $J_\lambda^{(0)A} = (\mathrm{i}\bar{\psi}_p\gamma_\lambda\psi_5\psi_n$ + andere Hadronterme) durch die starke Wechselwirkung beeinflußt und daher nicht bzw. nur im Limes verschwindender Pionmasse $m_\pi \approx 0$ erhalten wird, d. i. die *PCAC-Hypothese* [engl. partial conserved axial current 'partiell erhalten bleibender Axialvektorstrom']. $J_\lambda^{(0)} = J_\lambda^{(0)V} + (g_A/g_V)\,J_\lambda^{(0)A}$ folgt dann mit einem von 1 verschiedenen Verhältnis der axialen und vektoriellen Kopplungskonstanten ($g_A/g_V \approx 1{,}23$ für den β-Zerfall).

Der Anteil $j_\lambda^\dagger j_\lambda$ von $\mathscr{H}_W$ beschreibt rein leptonische Wechselwirkungen, z. B. den schwachen Zerfall des Müons: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$; man hat hierbei keinen Anteil der starken Wechselwirkung zu berücksichtigen, so daß $g_A = -g_V$ wird (*V-A-* oder *Vektor-Axialvektor-Kopplung* im Rahmen der *V-A-Theorie*). Der Anteil $(j_\lambda + J_\lambda)^* J_\lambda$ von $\mathscr{H}_W$ dagegen beschreibt s. W.en der Hadronen mit den Leptonen, z. B. beim β-Zerfall, oder unter-





schwache Wechselwirkung

einander, z. B. beim K-Zerfall: $K \to 3\pi$; interessanterweise ist g_V (β-Zerfall) = g_V (μ-Zerfall), d. h., g_V wird (als Folge der *CVC*) von der starken Wechselwirkung nicht beeinflußt und kann als universelle Kopplungskonstante angesehen werden.

Außer der störungstheoretischen Behandlung der s.n W. auf quantenfeldtheoretischer Basis konnten ansprechende Resultate mit Hilfe der → Stromalgebra erzielt werden, die von den Vertauschungsregeln der Vektor- und Axialvektorströme der Hadronen bzw. den entsprechenden Ladungen ausgeht und bis hin zu Summenregeln für beobachtbare Größen, wie Wirkungsquerschnitte und Kopplungskonstanten, geführt werden kann; bekanntestes Beispiel ist die *Adler-Weisberger-Summenregel* für g_A/g_V, die für dieses Verhältnis den numerischen Wert $g_A/g_V = 1{,}18$ ergab.

Schwächung, → ionisierende Strahlung 1.1).

Schwächungsfaktor, → ionisierende Strahlung 1.1).

Schwächungskoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.2).

Schwall und Sunk, instationäre Strömungszustände in Gerinnen mit freiem Wasserspiegel, die durch plötzliche Veränderung der Durchflußmenge hervorgerufen werden. Beim Schwall handelt es sich um eine Hebung und beim Sunk um eine Senkung des Wasserspiegels. Es entstehen bei erhöhtem Zufluß ein Füllschwall, bei vermindertem Zufluß ein Absperrsunk, bei erhöhtem Abfluß ein Entnahmesunk und bei vermindertem Abfluß ein Stauschwall. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der von Schwall und Sunk ausgehenden Hebungs- bzw. Senkungswellen erfolgt bei geringer Wasserspiegeländerung in flachem Wasser mit der Grundwellengeschwindigkeit $c = \sqrt{g \cdot h}$; wobei h die Wasserhöhe und g die Erdbeschleunigung ist. Bei größeren Spiegeländerungen bewegen sich die Wellen mit höherer Geschwindigkeit. Die Spiegelhebung bzw. -senkung kann mit dem Impulssatz der Strömungslehre und der → Kontinuitätsgleichung einfach berechnet werden, wenn das gesamte System durch Überlagerung der negativen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit stationär gemacht wird.

Die Kenntnis von Schwall und Sunk ist von großer Wichtigkeit für den Entwurf von Wasserkraftwerken.

Schwamm-Modell, *Schwammstruktur-Modell*, ein Modell, das das Verhalten von nichtidealen Supraleitern 2. Art zu erklären versuchte, ehe deren Eigenschaften durch die GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit und die Wirkung der Pinning-Zentren gedeutet werden konnten. Das S.-M. beschreibt das Verhalten eines nichtidealen Supraleiters 2. Art bis zu einem gewissen Grad. Im S.-M. besteht ein derartiger Supraleiter aus sehr dünnen, miteinander verbundenen supraleitenden Bereichen, die durch nichtsupraleitende Bereiche bzw. Hohlräume getrennt sind, so daß eine schwammartige Struktur zustandekommt. Da ein von einem Supraleiter umgebener Hohlraum einen eingefrorenen magnetischen Fluß enthalten kann, so tritt bei Schwammstruktur der → Meißner-Ochsenfeld-Effekt nicht auf, und das Verhalten wird irreversibel. Das S.-M. wird heute nicht mehr benötigt, kann aber noch eine anschauliche Erklärung des Verhaltens liefern, das z. B. in eine poröse Glasmatrix eingepreßte Supraleiter zeigen.

Schwankung, *Fluktuation*, Abweichung einer Größe von einem mittleren Wert zu höheren und niedrigeren Werten. Handelt es sich um einen zeitlichen Ablauf, so können die S.en periodisch oder nichtperiodisch sein. Ursache der unregelmäßigen S.en physikalischer Größen sind gewöhnlich Prozesse mit Zufallscharakter, die diese Größen beeinflussen. Ein Beispiel dafür sind die weltweiten S.en, d. h. Veränderungen der Intensität der kosmischen Strahlung, die sich über die gesamte Erdoberfläche erstrecken und vermutlich mit den Magnetfeldern im Raum zusammenhängen. Man unterscheidet *nichtperiodische S.en*, die durch die Zufallsprozesse magnetischer Störungen und magnetischer Stürme hervorgerufen werden, und *periodische S.en*, die mit der Periode des Sonnentages, des Sternentages und des Jahres gehen und deren Ursache noch nicht völlig geklärt ist. *Radioaktive S.en* oder *Schweidlersche S.en* sind S.en der Raten des radioaktiven Zerfalls infolge des Zufallscharakters des Zerfallsprozesses. Dabei schwanken die Zerfallsraten nach einer Poisson-Verteilung (→ Zählstatistik).

Eine große Rolle spielen die S.en bei der Bestimmung von statistischen Größen, z. B. der Bevölkerungsdichte. Die Gesetze der physikalischen → Schwankungserscheinungen treffen teilweise auch auf andere (nichtphysikalische) statistische Größen zu.

Schwankungserscheinungen, Prozesse, die mit dem Auftreten von Schwankungen verbunden sind. Im folgenden werden nur physikalische S. besprochen, die durch die Statistik atomarer Teilchen bzw. atomarer Prozesse in Stoffen erklärt werden können. Viele S. sind anschaulich verständlich als Folge der Wärmebewegung dieser atomaren Bausteine, d. i. die Bewegung der mikroskopischen Teilchen von Gasen, Flüssigkeiten, Festkörpern u. ä. Die kinetische Energie dieser Bewegung nimmt mit wachsender Temperatur zu. Gebundene Teilchen, z. B. die Atome in Molekülen oder Kristallen, schwingen dabei um eine Ruhelage. Freie Teilchen, wie Atome und Moleküle in Gasen oder Flüssigkeiten oder Leitungselektronen in Metallen, bewegen sich mit der entsprechenden kinetischen Energie im Raum. Da die Teilchen aber miteinander wechselwirken, also z. B. aufeinanderstoßen, werden sie immer wieder aus ihrer Bahn abgelenkt. Das Zusammentreffen von Teilchen ist aber zufällig. Daher führen die Teilchen eine ungeordnete zufällige Bewegung aus, deren Richtung und Geschwindigkeit sich ständig ändert. Es ist aber möglich, Wahrscheinlichkeitsaussagen über diese Bewegung zu machen, die innerhalb der Schwankungstheorie behandelt werden.

Viele physikalische Größen, z. B. die Energie eines Systems, die Kraft auf die Gefäßwände, setzen sich aus einzelnen mikroskopischen Beiträgen der atomaren Teilchen zusammen und unterliegen daher auf Grund der Wärmebewegung ebenfalls unregelmäßigen Schwankungen. Die Thermodynamik der Gleich-

gewichtszustände macht lediglich Aussagen über die Mittelwerte dieser Größen, die Thermodynamik irreversibler Prozesse über die zeitliche Änderung dieser Mittelwerte. Dabei sind diese Mittelwerte allgemein durch Mittelung über viele makroskopisch gleichwertige Systeme definiert, im Gleichgewicht kann die Mittelung auch als eine zeitliche Mittelung aufgefaßt werden. Die Thermodynamik identifiziert generell die Mittelwerte physikalischer Größen mit den Größen selbst, d. h., sie vernachlässigt alle Abweichungen von den Mittelwerten aller S. Die große praktische Bedeutung der thermodynamischen Aussagen beruht nicht zuletzt darauf, daß die Abweichungen von den Mittelwerten bei makroskopischen Systemen außerordentlich klein sind. Erst die → Statistik erlaubt, nicht nur die Mittelwerte, sondern die gesamten Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die verschiedenen Werte physikalischer Größen zu berechnen und so die S. quantitativ zu fassen.

1) *Spezielle S.* Im Unterschied zu den Schwankungen der zu messenden Größen selbst treten auch Schwankungen innerhalb der Meßgeräte auf, also z. B. Schwankungen des Spiegels beim Galvanometer oder des Zeigers. Man kann sich vorstellen, daß diese Schwankungen durch die unregelmäßigen Stöße der Moleküle der umgebenden Luft hervorgerufen werden. Das Anzeigeteil nimmt an der Gleichverteilung der Energie des Systems teil. Die Energie der Schwankungen des Anzeigeteiles sind von der Größenordnung kT, wobei k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur ist. Diese Schwankungen lassen sich auch nicht dadurch vermeiden, daß man den umgebenden Raum luftleer hält. Denn die den Anzeigeteil aufbauenden Moleküle führen ebenfalls eine Wärmebewegung aus, die dieselben temperaturabhängigen Schwankungen bewirkt. Die Schwankungen im Meßgerät begrenzen die Genauigkeit der Messungen prinzipiell, und zwar auch dann, wenn die Meßgrößen selbst nicht schwanken würden. Es läßt sich zeigen, daß die resultierende Ungenauigkeit in der Anzeige nur den Schwankungen im Gerät selbst entspricht, daß also die Schwankungen der zu messenden Größe keinen Beitrag zur Ungenauigkeit ihrer Messung liefern.

Unter *Brownscher Bewegung* versteht man die Schwankungen der Lage und Bewegung makroskopischer Teilchen in einem Gas oder einer Flüssigkeit. Sie werden durch die Wärmebewegung der Teilchen des umgebenden Mediums verursacht. Diese Schwankungen sind um so deutlicher, je kleiner die Abmessungen und Massen der makroskopischen Teilchen sind. Daher ist die Brownsche Bewegung besonders gut z. B. an Pflanzensporen oder Staubteilchen zu beobachten, die in Flüssigkeiten suspendiert sind. Man kann die suspendierten Teilchen infolge des Streulichtes sehen, das sie bei Einstrahlung von Licht senkrecht zur Beobachtungsrichtung aussenden. Wegen der Begrenzung der Meßgenauigkeit kann man allerdings die exakte Bahn dieser Teilchen nicht verfolgen, sondern nur mit Hilfe aufeinanderfolgender Momentaufnahmen die in der Zwischenzeit erfolgten Verschiebungen feststellen. Man sieht also, daß die makroskopischen Teilchen im Gegensatz zu den Anzeigeteilen der Meßgeräte keine Gleichgewichtslage haben. Durch die Brownsche Bewegung läßt sich unter anderem die → Diffusion von Teilchen in einem Medium erklären. Entsprechend liefert die Schwankungstheorie einen Zusammenhang zwischen charakteristischen Größen der Brownschen Bewegung und dem Diffusionskoeffizienten.

Befinden sich in einem Gas oder einer Flüssigkeit schwerere Teilchen mit einer Masse m_0, dann würden sich durch die Wirkung der Schwerkraft die schwereren Teilchen am Boden des Gefäßes ablagern. Die Brownsche Bewegung dieser Teilchen wirkt jedoch dieser Sedimentation entgegen. Es stellt sich ein stationäres Sedimentationsgleichgewicht $n = n_0 \exp(-m_0 g h/kT)$ für die Zahl n dieser Teilchen in der Höhe h ein. Dabei ist n_0 die Zahl der Teilchen am Boden und g die Erdbeschleunigung. Nach obiger Formel gelang es, die Boltzmannsche Konstante k und über $L = R/k$ aus k und der Gaskonstanten R die Loschmidtsche Zahl L zu bestimmen. — Infolge der Wärmebewegung der Teilchen schwankt die Teilchenzahl in einem herausgegriffenen, hinreichend kleinen Teilvolumen eines Systems. Damit ändern sich die Teilchendichte bzw. die Konzentration der Teilchen sowie die Dichten anderer physikalischer Größen, die durch Summation von Beiträgen der Teilchen gebildet werden.

Die lokalen zeitlichen Dichteschwankungen in Gasen und Flüssigkeiten haben Schwankungen des optischen Brechungskoeffizienten zur Folge. Befinden sich im Medium kleine Gebiete mit unterschiedlichem Brechungskoeffizienten, so wird einfallendes Licht an ihnen gestreut. Wenn die Durchmesser dieser Gebiete klein gegen die Wellenlänge des Lichtes sind, kann die Rayleighsche Theorie der Lichtstreuung angewendet werden. Nach dieser ist die Intensität des gestreuten Lichtes umgekehrt proportional zu λ^4, wobei λ die Wellenlänge ist. Demnach ist die Streuung für langwelliges, rotes Licht kleiner als für kurzwelliges, blaues Licht. Deswegen wird aus dem weißen Sonnenlicht an den Dichteschwankungen der Atmosphäre bevorzugt das blaue Licht gestreut, weshalb der Himmel blau erscheint. Das durchgehende, nicht gestreute Licht sieht dann beim Sonnenuntergang rot aus. Die Lichtstreuung in einem Gas wird in der Nähe des kritischen Punktes besonders groß. Diese Erscheinung nennt man *kritische Opaleszenz*. Sie beruht darauf, daß die Dichteschwankungen in der Umgebung des kritischen Punktes stark anwachsen, weil dort die Kompressibilität groß und damit der Widerstand gegenüber Dichteänderungen sehr klein ist. — Die gegebenenfalls akustisch wiedergebbaren Stromschwankungen nennt man → Rauschen. Das Rauschen ist einmal durch die Wärmebewegung der Ladungsträger bedingt, z. B. das Widerstandsrauschen, oder zum anderen durch den Zufallscharakter atomarer Prozesse, z. B. der Glühemission beim Schroteffekt. — Weitere S. sind z. B. die radioaktiven Schwankungen (→ Zählstatistik).

Schwankungserscheinungen

2) *Schwankungstheorie.* Aufgabe der Schwankungstheorie ist die Berechnung der Wahrscheinlichkeit der Schwankungen nach den Gesetzen der Statistik oder aus phänomenologischen Überlegungen. Elementar ist die Behandlung der Schwankungen der Teilchenzahl n in einem kleinen Teil v eines Gesamtvolumens V eines idealen Gases, in dem sich die Teilchen gegenseitig nicht beeinflussen. Im Volumen V seien N Teilchen enthalten. Dann ist $p = v/V$ die Wahrscheinlichkeit, ein bestimmtes Teilchen in v zu finden, und die Wahrscheinlichkeit W_n, daß sich gerade n (beliebige) von den N Teilchen im Teilvolumen v aufhalten, ist

$$W_n = \frac{N!}{n!(N-n)!}\, p^n (1-p)^{N-n}.$$

Der Ausdruck $p^n(1-p)^{N-n}$ gibt die Wahrscheinlichkeit, daß n genau bestimmte Teilchen in v und die übrigen $N-n$ in $V-v$ sind. Der zusätzliche Faktor berücksichtigt, daß alle Anordnungen, die durch Austausch eines in v befindlichen Teilchens mit einem in $V-v$ befindlichen Teilchen entstehen, der Fragestellung, n beliebige Teilchen in v zu finden, gleichermaßen entsprechen; er gibt die Gesamtzahl der Möglichkeiten an, n Teilchen aus N auszuwählen. Aus dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung W_n ergibt sich die mittlere Teilchenzahl zu $\bar{n} = Np$ und die mittlere quadratische Schwankung der Teilchenzahl zu $\overline{(\Delta n)^2} = \overline{(n-\bar{n})^2} = \bar{n}(1-\bar{n}/N)$. Falls $\bar{n} \ll N$, d. h., falls v nur einen sehr kleinen Teil von V ausmacht, wird $\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}$, und die relative mittlere quadratische Schwankung $\sqrt{\overline{(\Delta n)^2}}/\bar{n} = 1/\sqrt{\bar{n}}$ nimmt mit wachsender mittlerer Teilchenzahl ab. Dieses Ergebnis wird auch bei anderen Schwankungsphänomenen beobachtet und rechtfertigt die häufige Beschränkung auf die alleinige Betrachtung der Mittelwerte. Wenn die Zahl der Teilchen im Volumen klein gegenüber der Gesamtzahl N ist, bilden die W_n näherungsweise eine Poisson-Verteilung

$$W_n \approx (1/n!)\, \bar{n}^n\, \mathrm{e}^{-\bar{n}}.$$

Für die Brownsche Bewegung ohne äußere Kräfte und ohne Gleichgewichtslage kann die Bewegung durch das mittlere Verschiebungsquadrat $\overline{x^2}$ der Teilchen in einer bestimmten Richtung und innerhalb einer bestimmten Zeit t charakterisiert werden. $\overline{x^2}$ ist proportional zur Beobachtungszeit t. Aus der Diffusionstheorie ergibt sich andererseits $\overline{x^2} = 2Dt$ als Schwankungsbreite einer zur Zeit $t = 0$ an einem Punkt $x = 0$ konzentrierten Teilchengesamtheit, so daß der Diffusionskoeffizient D (→ Diffusion) aus der Brownschen Bewegung bestimmt werden kann. Ist eine äußere Kraft vorhanden, dann ist die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens dieser Kraft proportional. Der Proportionalitätsfaktor wird Beweglichkeit B des Teilchens genannt und ist dem Koeffizienten der Reibung umgekehrt proportional, der das Teilchen im Medium ausgesetzt ist. Einstein leitete die Beziehung $D = BkT$ zwischen Diffusionskoeffizienten und Beweglichkeit ab, die als Vorläufer des *Fluktuations-Dissipations-Theorems* aufgefaßt werden kann. Für kugelförmige Teilchen mit dem Radius r hängt die Beweglichkeit nach der Stokesschen Formel $B = 1/6\pi\eta r$ mit dem Viskositätskoeffizienten η des Mediums zusammen. Daher läßt sich durch Messung von D und η nach dieser Formel die Boltzmannsche Konstante k ebenfalls bestimmen. Die Theorie der Brownschen Bewegung ist auf zahlreiche ähnliche Prozesse, z. B. auf die Diffusion von Verunreinigungen in Festkörpern, anwendbar.

Für eine große Klasse von Gleichgewichtsschwankungen kann eine allgemeine statistisch-thermodynamische Theorie aufgestellt werden. Sie beruht auf einem wichtigen Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit. Kann für das vorliegende System ein Parameter a ohne notwendigen Bezug auf die für die Statistik bzw. Thermodynamik typischen Begriffsbildungen definiert werden (Beispiele: Energie, Teilchenzahl, Magnetisierung, Kraft auf die Wand; Gegenbeispiele: Temperatur, Entropie), so ist die Wahrscheinlichkeit $w(a)\,\mathrm{d}a$, im thermodynamischen Gleichgewicht einen Wert zwischen a und $a + \mathrm{d}a$ zu finden, bei einem abgeschlossenen System (mit fest vorgegebenen Werten für Volumen, Energie und Teilchenzahl) proportional zu $\mathrm{d}a \exp(S(a)/k)$. Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante und $S(a)$ die Entropie desjenigen Zustandes, in dem der Parameter gerade den Wert a hat, im übrigen aber sich der Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Einstellung des Gleichgewichts auch bezüglich a führt zu einem Wert a_0, für den auf Grund des allgemeinen Satzes vom Entropiemaximum im Gleichgewicht eines abgeschlossenen Systems S maximal wird. Eine Taylor-Entwicklung von S um den Gleichgewichtswert a_0 liefert daher

$$S(a) = S(a_0) - \frac{1}{2}\left|\left(\frac{\partial^2 S}{\partial a^2}\right)_{a_0}\right| (a-a_0)^2 + \cdots,$$

also $w(a) \sim \exp(-|S''(a_0)|(a-a_0)^2/2k)$, d. h., die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Gleichgewichtsschwankungen ist eine Gauß-Verteilung. Höhere Entwicklungsglieder können bei makroskopischen Systemen stets vernachlässigt werden. Die Verallgemeinerung für nichtabgeschlossene Systeme ist ohne prinzipielle Schwierigkeiten möglich. Von Schwankungen der Temperatur oder der Entropie zu sprechen ist nur dann sinnvoll, wenn man dafür eine geeignete Definition gibt, etwa über die Zusammenhänge dieser Größen mit den statistischen Mittelwerten anderer Größen im Gleichgewicht. Denn im Gegensatz z. B. zur inneren Energie des Systems werden Temperatur und Entropie in der Statistik nicht als Mittelwerte von vorher bereits erklärten physikalischen Größen, sondern als Kenngrößen der Wahrscheinlichkeitsverteilung selbst eingeführt, so daß es zunächst ebenso wenig sinnvoll ist, von ihren Schwankungen zu sprechen wie bei der grundlegenden Wahrscheinlichkeitsverteilung selbst.

Als Beispiel der angegebenen allgemeinen Schwankungsformel sollen Energieschwankungen betrachtet werden. Die Energie E des abgeschlossenen Systems kann sich entsprechend $E = E_1 + E_2$ auf die Energie der beiden Teilsysteme 1 und 2 verteilen. E_1 entspricht

dem Parameter a. Es ist $S = S_1(E_1) + S_2(E - E_1)$, also

$$\frac{dS}{dE_1} = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \text{ und } \left(\frac{d^2S}{dE_1^2}\right)_0 = -\frac{1}{T^2}\left[\left(\frac{dT}{dE}\right)_1 - \left(\frac{dT}{dE}\right)_2\right].$$

Dabei wurde die allgemeine thermodynamische Relation $(\partial S/\partial E)_v = 1/T$ benutzt, die konstanten Volumina sind in den obigen Formeln nicht extra angegeben. In der zweiten Gleichung wurde der Temperaturausgleich $T_1 = T_2$ im Gleichgewicht benutzt. dT/dE ist die reziproke Wärmekapazität C_v des jeweiligen Teilsystems. Ist das System 1 klein gegen 2, also ein kleiner Ausschnitt aus dem Gesamtsystem, so ist $C_v^{(1)} \ll C_v^{(2)}$, und man erhält

$$w(E) \sim \exp\left[-\frac{1}{2kT^2C_v}(E - E_0)^2\right]$$

für die Energieschwankungen eines kleinen Teilsystems um den Mittelwert E_0. Das zugehörige Schwankungsquadrat ist $(\Delta E)^2 = kT^2C_v \approx kTE_0$, da C_vT von der Größenordnung der gesamten inneren Energie ist. Die relativen Schwankungen $\frac{\Delta E}{E_0} \sim \frac{kT^{1/2}}{E_0} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ gehen genau wie bei den Schwankungen der Teilchenzahl mit $N^{-1/2}$ nach Null, da die Energie als extensive Größe proportional zur Teilchenzahl N ist.

Schwankungen und Dissipation. Abweichungen von den thermodynamischen Mittelwerten für den Gleichgewichtszustand treten sowohl bei den Gleichgewichtsschwankungen als auch bei der Störung des Systems durch äußere Einwirkungen auf. Zwischen dem Verhalten des Systems in beiden Fällen bestehen enge Zusammenhänge, so zwischen den Autokorrelationsfunktionen für Gleichgewichtsschwankungen und dem Relaxationsverhalten des Systems nach dem Abschalten einer äußeren Störung. Diese Zusammenhänge werden allgemein in der Form des Fluktuations-Dissipations-Theorems gefaßt und gestatten insbesondere, Transportkoeffizienten durch Schwankungsmomente auszudrücken, wodurch neue Möglichkeiten für ihre theoretische Berechnung erschlossen werden. Unter *Dissipation* versteht man die Verteilung von Energie auf viele Freiheitsgrade eines makroskopischen Systems. Dieser Prozeß spielt sich aber stets ab, wenn ein System unter dem Einfluß einer äußeren Störung steht, über die am System Arbeit geleistet wird. In der mathematischen Formulierung des Fluktuations-Dissipations-Theorems treten gerade die Anteile der (komplexen und frequenzabhängigen) verallgemeinerten Suszeptibilitäten auf, die die Dissipation der Energie erfassen, z. B. die Zähigkeit oder die elektrische Leitfähigkeit.

Spezialfälle dieses Theorems sind die Einstein-Beziehung zwischen Diffusions- und Reibungskoeffizient eines Mediums und die Nyquist-Formel zwischen der Rauschspannung an einem Widerstand und seiner Größe.

Geschichtliches. Die Brownsche Bewegung suspendierter Teilchen wurde erstmalig 1827 von R. Brown beobachtet. Es dauerte aber noch bis zum Beginn des 20. Jh., bis Einstein und Smoluchowski sie aus der Wärmebewegung der Teilchen erklären und entsprechende Formeln angeben konnten. In den Jahren von 1908 bis 1911 wurden diese Aussagen hauptsächlich von Perrin experimentell überprüft und bestätigt. Ihm gelangen in diesem Zusammenhang auch ziemlich genaue direkte Bestimmungen der Boltzmannschen Konstante und der Loschmidtschen Zahl. Die Theorie der Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsschwankungen ist erst in den letzten Jahrzehnten weiter entwickelt worden. Diese Entwicklung ist noch nicht abgeschlossen.

Lit. Becker: Theorie der Wärme (Berlin, Heidelberg, New York 1966); Frenkel: Statistische Physik (dtsch 2. Aufl. Berlin 1957).

Schwankungsgröße, → Schwankung, → Schwankungserscheinungen.

Schwankungsmoment, Größe zur Charakterisierung der Abweichung einer statistisch verteilten Größe von ihrem Mittelwert. Unter einem S. n-ter Ordnung versteht man den Mittelwert der n-ten Potenz der Abweichung vom Mittelwert. Definitionsgemäß ist das S. erster Ordnung gleich Null. Am wichtigsten ist das S. zweiter Ordnung, das auch *mittlere quadratische Schwankung* genannt wird. Die S.e spielen eine Rolle in der Schwankungstheorie (→ Schwankungserscheinungen).

Schwanzwelle, → Kopfwelle.

schwarzer Körper, *schwarzer Strahler*, ein Körper, der die gesamte auf ihn auftreffende elektromagnetische Strahlung absorbiert. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz hat er dann auch das bei fester Temperatur größte Emissionsvermögen. Für die *schwarze Strahlung* oder *Hohlraumstrahlung*, d. i. die Strahlung eines s. K.s, gelten streng die Strahlungsgesetze. Ein s. K. erscheint dem Auge schwarz. Jedoch gibt es in der Natur keinen idealen s. K.; so sind z. B. Ruß, Platinschwarz u. ä. im physikalischen Sinn nicht völlig schwarz. Mit beliebiger Genauigkeit kann ein s. K. durch einen Hohlraum mit strahlungsundurchlässigen Wänden konstanter Temperatur und kleiner Öffnung, die so klein sein muß, daß das Strahlungsgleichgewicht im Inneren nicht merklich gestört wird, approximiert werden. Die durch dieses Loch einfallende Strahlung wird von den Innenwänden des Hohlraums reflektiert und nach wenigen Reflexionen fast vollständig absorbiert. Die austretende Strahlung ist dann mit guter Genauigkeit schwarze Strahlung. Als Oberfläche des s. K.s ist der Querschnitt der Öffnung zu verstehen.

Von einem *grauen Körper* spricht man, wenn die von ihm ausgesandte Strahlung, die *graue Strahlung*, zwar dieselbe spektrale Energieverteilung wie die eines s. K.s derselben Temperatur hat, jedoch eine niedrigere Intensität aufweist. Glühende Kohle ist in guter Näherung ein grauer Körper.

Hat die von einem Körper ausgesandte Strahlung eine andere spektrale Energieverteilung als die eines s. K.s, so liegt ein *nichtschwarzer Körper* oder *selektiver Strahler* vor. Metalle strahlen in großen Wellenlängenbereichen grau, im allgemeinen aber selektiv. Metalloxide sind meist stark selektive Strahler.

schwarzer Strahler, svw. schwarzer Körper.

schwarze Temperatur, → Strahlungstemperatur.

Schwarzgehalt, → Farbenlehre.

Schwarzsche Ungleichung, → Minkowski-Raum, → Hilbert-Raum.

Schwarzschild-Effekt, → Reziprozitätsgesetz 4).

Schwarzschild-Feld, → Schwarzschild-Lösung.

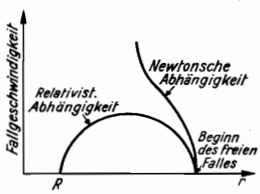
Schwarzschild-Lösung, *Schwarzschild-Feld*; kugelsymmetrische statische Lösung der Einsteinschen Gravitationsgleichungen für das Vakuum. Die S.-L. beschreibt das Gravitationsfeld, das von einem Massenpunkt der Masse m erzeugt wird. Diese Lösung der Einsteinschen Gravitationsgleichungen wurde von K. Schwarzschild 1916 angegeben, und bei allen beobachtbaren Effekten der allgemeinen Relativitätstheorie wurde sie der Rechnung zugrunde gelegt. In sphärischen Polarkoordinaten lautet die S.-L.

$$-\mathrm{d}s^2 = \left(1 - \frac{2Gm}{c^2 r}\right)\mathrm{d}t^2 - \frac{1}{1 - \frac{2Gm}{c^2 r}}\,\mathrm{d}r^2 - r^2(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2), \qquad (1)$$

wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und G die Newtonsche Gravitationskonstante ist.

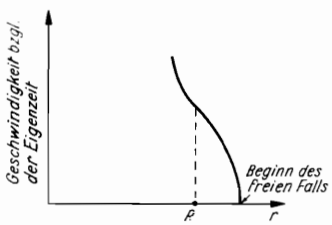
Das Birkhoffsche Theorem besagt, daß die S.-L. die einzige kugelsymmetrische Lösung der Einsteinschen Gravitationsgleichungen (→ allgemeine Relativitätstheorie) ist. Das bedeutet, daß jede kugelsymmetrische Lösung durch eine geeignete Koordinatentransformation auf die Form (1) gebracht werden kann. Eine Zeitabhängigkeit der Metrik ist bei kugelsymmetrischen Gravitationsfeldern also durch eine ungeeignete Wahl des Koordinatensystems bedingt.

Die S.-L. besitzt eine Merkwürdigkeit, den → Schwarzschild-Radius $R = 2Gm/c^2$. Eine Analyse des durch (1) bestimmten Gravitationsfeldes führt zu dem Resultat, daß ein Beobachter, der an der Stelle $r_B \gg R$ ruht und die in (1) auftretende Zeit t mißt, folgendes beobachtet: Ein im Schwarzschildschen Gravitationsfeld der Masse m frei fallendes Teilchen verringert seine Geschwindigkeit in der Nähe von R ständig, derart, daß es R nicht erreichen wird (Abb. 1). Ebenso würde ein im Gebiet



1 Fallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Radialkoordinate r

$r > R$ erzeugtes Lichtsignal eine unendliche Zeit t brauchen, um an die Stelle R zu gelangen. Dagegen würde ein mit dem Teilchen verbundener Beobachter feststellen, daß er die Stelle R erreicht, nachdem auf seiner mitbewegten Uhr eine endliche Zeit vergangen ist (Abb. 2). Der Eindruck, daß der Schwarzschild-



2 Bezüglich der Eigenzeit gemessene Fallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Radialkoordinate r

Radius eine für Teilchen und Lichtsignale undurchlässige Wand ist, wird also nur bei dem die Zeit t messenden Beobachter hervorgerufen. Mathematisch kommt das darin zum Ausdruck, daß man durch eine Transformation der Zeitkoordinate t das Linienelement (1) z. B. auf die Form

$$-\mathrm{d}s^2 = \left(1 - \frac{2mG}{c^2 r}\right)c^2\mathrm{d}T^2 + \frac{4mG}{c^2 r}\,c\,\mathrm{d}T\mathrm{d}r - \left(1 + \frac{2mG}{c^2 r}\right)\mathrm{d}r^2 - r^2(\mathrm{d}\Theta^2 + \sin^2\mathrm{d}\Theta^2\cdot\mathrm{d}\varphi^2) \qquad (2)$$

bringen kann. Die in den Koordinaten T, r, Θ und φ berechneten Weltlinien durchstoßen die Fläche $r = R$ für endliches T.

Im allgemeinen wird das Schwarzschildsche Gravitationsfeld durch eine kugelsymmetrische Materieverteilung erzeugt, deren Radius größer als der Schwarzschild-Radius R ist; der für die Sonne z. B. 3 km beträgt. Das Verhalten der S.-L. in der Nähe von R und im Gebiet $r < R$ ist neuerdings dadurch interessant geworden, daß astronomische Beobachtungen auf die Existenz von Massen, den Quasaren, hinweisen, bei denen der Schwarzschild-Radius R außerhalb dieser Massen liegen könnte. Das würde bedeuten, daß Teilchen und Beobachter im Prinzip in das Gebiet $r < R$ gelangen könnten. Die Fläche $r = R$ würde dann für die im Gebiet $r < R$ befindlichen Beobachter ein → Horizont sein.

Schwarzschild-Radius, *Gravitationsradius*, charakterisiert die in der → Schwarzschild-Lösung auftretende Fläche $R = 2mG/c^2$, die eine für Signale jeder Art semipermeable Wand ist. Darin ist G die Newtonsche Gravitationskonstante, m die Masse des das Gravitationsfeld erzeugenden Körpers und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Die Bedeutung des S.-R. läßt sich auch durch eine nicht-relativistische Betrachtung nach P. G. Bergmann plausibel machen. Ein Körper der Masse M befinde sich im Gravitationsfeld eines Himmelskörpers der Masse m. Seine Energie E ist dann nach der Newtonschen Mechanik gleich der Summe aus kinetischer und potentieller Energie: $E = \frac{1}{2}Mv^2 - \frac{GmM}{r}$. Wenn die kinetische Energie des Körpers der Masse M (etwa einer Rakete) ausreichen soll, um vom Orte r aus ins Unendliche ($r \to \infty$) zu gelangen, so muß er die Entweichgeschwindigkeit $v_E = \sqrt{\frac{2Gm}{r}}$ besitzen, die sich aus der Gleichung $E = 0$ ergibt. Da r die Entfernung vom Massenmittelpunkt der Masse m ist, in der die Rakete abgeschossen wird, muß also die Abschußgeschwindigkeit v_E um so größer sein, je kleiner r ist. Für $r = 2Gm/c^2$ ist $v_E = c$. In der klassischen Betrachtung, die natürlich nur eine heuristische Bedeutung hat, ist der S.-R. also die Entfernung vom Massenmittelpunkt eines Körpers, in der die Entweichgeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit ist. Daß sich aus dieser Betrachtung der S.-R. nicht nur größenordnungsmäßig, sondern genau ergibt, ist natürlich ein Zufall.

Schwarzschildsches Prinzip, → Korpuskularoptik.

Schwärzungskurve, → photographische Schwärzung.
Schwärzungsmittel, → Strahlungsempfänger.
Schwärzungsreliefverfahren, ein photometrisches Verfahren zur ein- und zweidimensionalen Auswertung photographischer Bilder, das die Niveauunterschiede der photographischen Schicht (Schwärzungsrelief) zur Schwärzungsmessung ausnutzt. Diese Höhenunterschiede entstehen durch die verschiedenen Mengen metallischen Silbers an den mehr oder weniger stark belichteten Stellen; sie betragen maximal etwa 1 μm. Zur Messung benutzt man ein schwach vergrößerndes Interferenzmikroskop. Die beobachteten Interferenzstreifen verbinden die Orte gleichen Niveaus, wodurch das Relief deutlich hervortritt und ausmeßbar wird. Durch die Justiereinrichtung des Interferenzmikroskops können die Streifen zwischen dem waagerechten Schnitt und dem schrägen Schnitt beliebig verändert werden (Tafel 28). Im ersteren Fall erhält man Äquidensiten, im zweiten Fall mehr oder weniger überhöhte photometrische Kurven in Richtung des Profilschnittes. Mit den Äquidensiten wird eine zweidimensionale Photometrie im Mikrobereich realisiert, während die Photometerkurvenscharen bei eindimensionalen photometrischen Problemen (z. B. Spektralphotometrie) mit Vorteil verwendet werden können und die zeitraubende Messung mit einem Schnellphotometer ersetzen.

Der Vorteil des S.s liegt auch darin, daß man in Schwärzungen vordringen kann, die dioptrisch überhaupt nicht mehr zu erfassen sind ($D > 2$).
schwarzverhüllt, → Farbenlehre.
Schwarzweißsymmetrie, → Symmetrie.
Schweben kleiner Teilchen, → Schwebeteilchen.
Schwebeteilchen, kleine Teilchen in Flüssigkeiten und Gasen, deren Gewicht im Idealfall gleich dem statischen → Auftrieb ist. Praktisch treten jedoch infolge geringer Dichteunterschiede immer kleine Steig- bzw. Sinkgeschwindigkeiten auf. S. werden zur Sichtbarmachung von Strömungen (→ Strömungsphotographie) verwendet. In Wasserströmungen wird feines Geschiebe zum Schwebstoff und kann bis zur Wasseroberfläche aufsteigen. Dabei stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dem gleichförmigen Fallen aller Teilchen relativ zum umgebenden Wasser und dem Aufwärtstransport durch turbulenten → Austausch ein. Das Schweben der Teilchen wird trotz der vorhandenen Sinkgeschwindigkeit dadurch ermöglicht, daß die Teilchenkonzentration mit der Wassertiefe zunimmt und durch die → Turbulenz des Wassers im Mittel mehr Teilchen nach oben transportiert werden, als wieder mit nach unten geführt werden.
Schwebeverfahren, → Dichte, Abschnitt Dichtemessung.
Schwebung, → Schwingung, → Luftspiegelung.
Schwebungsdauer, → Schwingung.
Schwebungsfrequenz, → Schwingung.
Schwebungsperiode, → Schwingung.
Schwebungsverfahren, → Kapazität, Abschnitt Kapazitätsmessung.
Schwedlersche Kuppel, → Fachwerk.
Schweidlersche Schwankungen, → Schwankung.
Schweif, → Magnetosphäre.

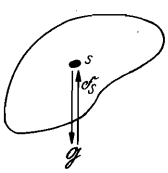
Schweißlichtbogen, Lichtbogen, der zum Schweißen von Metallen in freier Luft entweder zwischen zwei Graphitelektroden in unmittelbarer Nähe der Schweißstelle oder aber zwischen einer Elektrode und dem Schweißgut selbst brennt. Mit Graphitelektroden lassen sich Temperaturen über 6000 K erreichen, bei denen alle bekannten Metalle schmelzen. Beim *Arc-Atom-Schweißverfahren* brennt der Lichtbogen zwischen Wolframelektroden, und zusätzlich wird molekulares Wasserstoffgas eingeblasen. Dieses dissoziiert im Lichtbogen und erhöht bei der Rekombination die an das zu schmelzende Metall abgegebene thermische Energie um die Dissoziationsenergie.
Schwellenenergie, → Schwellenreaktionen, → analytische S-Matrix-Theorie.
Schwellengerade, → Blendung.
Schwellenreaktionen, *endotherme Kernreaktionen,* Kernreaktionen, die erst auftreten können, wenn die kinetische Energie des einfallenden Teilchens eine Energieschwelle überschreitet. Die dazu erforderliche Energie wird als *Schwellen-* oder *Mindestenergie* bezeichnet. Der Q-Wert der S. ist <0. Bekannte S. sind (n, p)-, (n, α)-, (γ, n)-Prozesse, Kernspaltung durch Neutronen und γ-Quanten und (p, n)-Reaktionen. Bei letzteren steigt der Wirkungsquerschnitt nach Überschreiten der Schwellenenergie um wenige keV stark an. Sie werden deshalb zur Energieeichung von Beschleunigern benutzt.
Schwellwertdetektor, ein → Tscherenkow-Zähler.
Schwenkaufnahmen, → Drehkristallaufnahme.
Schwenkkeil, → Ablenkprisma.
Schweratomtechnik, → Kristallstrukturanalyse.
Schwere, svw. Schwerkraft.
Schwereachse, *Schwereebene,* jede Achse bzw. jede Ebene, auf der bzw. in der der Schwerpunkt liegt.
Schwereanomalie, → Schwerkraft.
Schwerebeschleunigung, → Schwerkraft.
Schwerefeld, das Feld der → Schwerkraft.
schwere Ionen, ein- oder mehrfach ionisierte Atome mit Massezahlen > 4. Wenn s. I. beschleunigt und auf Atomkerne geschossen werden, beobachtet man eine Vielzahl möglicher Kernreaktionen. Dabei dringt oft nicht das gesamte s. Ion in den Kern ein, sondern ein oder mehrere Nukleonen werden von ihm abgestreift. Durch Beschuß von Uran oder Transuranen mit s.n I. können noch schwerere Elemente künstlich erzeugt werden.
Schweremesser, → Gravimeter.
Schwerependel, → Pendel.
schwere Richtungen, → leichte Richtungen.
schwerer Wasserstoff, svw. Deuterium.
schweres Elektron, svw. Müon.
schweres Wasser, → Deuterium.
Schwerkraft, *Schwere,* die im Erdinnern, auf der Erde oder in endlicher Entfernung von der Erdoberfläche wirkende, masseabhängige Kraft auf einen materiellen Probekörper. Diese Definition gilt auch für einen beliebigen Himmelskörper. Die S. ist die Resultierende aus der gravitativen Anziehung (Massenanziehung, → Gravitationsgesetz) und der Zentrifugalkraft infolge der Rotation der Himmelskörper. Für kugelsymmetrische homogene Masseverteilung ist die Massenanziehung

zum Mittelpunkt des Himmelskörpers gerichtet, und ihr Betrag wächst im Innern linear vom Wert Null bis zu ihrem maximalen Wert $GmMR^2$ auf der Oberfläche gemäß $GmMr/R^3$ an, um dann gemäß GmM/r^2 wieder abzufallen; dabei ist m die Masse des Probekörpers, r seine Entfernung vom Mittelpunkt des Himmelskörpers mit der Gesamtmasse M und dem Radius R und G die Newtonsche → Gravitationskonstante. Die Zentrifugalkraft, die von der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ des rotierenden Himmelskörpers und dem senkrechten Abstand ϱ des Probekörpers der Masse m von der Drehachse abhängt, ist senkrecht von der Drehachse fort gerichtet und hat den Betrag $F_Z = m\varrho\omega^2$ und damit auf der Oberfläche den Betrag $mR\omega^2 \cos\varphi$, wobei φ die geographische Breite auf der Oberfläche des Himmelskörpers ist. Diese Kraft läßt sich in eine radiale (d. h. vertikale), der Massenanziehung entgegenwirkende Komponente $F_{Z,R} = mR\omega^2 \cos^2\varphi$ und eine tangentiale (d. h. horizontale), zum Äquator hin gerichtete Komponente $F_{Z,T} = mR\omega^2 \cos\varphi \sin\varphi$ zerlegen. Die S. — und damit auch die Schwerebeschleunigung — weicht daher geringfügig von der Richtung zum Mittelpunkt der Masseverteilung hin ab, und der Betrag nimmt vom Pol zum Äquator ab. Unter der Annahme kugelförmiger homogener Masseverteilung der Erde ergibt sich auf ihrer Oberfläche für die vertikale bzw. horizontale Komponente der Schwerebeschleunigung g in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ: $g_{\varphi,v} = g_0 - a\cos^2\varphi$ bzw. $g_{\varphi,h} = a \sin\varphi\cos\varphi$, wobei $g_0 = GM/R^2$ die Schwerebeschleunigung bei ruhender Erde und $a = \omega^2 R \approx 3{,}4$ cm/s² ist.

Die wahre Gestalt der Erde ist jedoch nicht kugelförmig, sondern ähnelt einem Ellipsoid (→ Geoid). Die Abplattung der Erde ist eine Folge der Erdrotation und kommt durch die Horizontalkomponente der Zentrifugalkraft zustande; der Unterschied zwischen polarem und äquatorialem Erddurchmesser beträgt rund $^1/_{300}$, so daß ein Probekörper am Pol dem Erdmittelpunkt etwas näher und damit schwerer als am Äquator ist, zumal am Pol außerdem noch die Zentrifugalkraft verschwindet. Ferner ist die Masseverteilung der Erde nicht homogen, da die Dichte von der Erdkruste bis zum Erdkern anwächst und dabei auch erheblich schwankt.

Die Einheit der Schwere ist das gal, 1 gal = 1 cm · s^{-2}.

Geräte zur Absolutmessung der S. beruhen meist auf den Prinzipien des freien Falls oder des Pendels, besonders des Reversionspendels. Es müssen dabei Länge (Fallstrecke, Pendellänge) und Zeit (Fallzeit, Schwingzeit) auf das genaueste gemessen werden. Relativmessungen werden ebenfalls mit Pendeln (hier ist nur die Schwingzeit zu ermitteln) und Gravimetern ausgeführt. Durch über die gesamte Erdoberfläche verteilte Absolut- und Relativmessungen hat man nach Elimination der Schwerewirkungen des Reliefs, nach Reduktion auf Meereshöhe und zusätzlichen Korrekturen Daten zur Verfügung, die die Normalschwere in Meereshöhe für die gesamte Erdoberfläche zu bestimmen gestatten. Die Normalschwere beträgt in 45° Breite 980,629 gal, am Pol 983,221 gal und am Äquator 978,049 gal (nach der Internationalen Schwereformel 1930). Die neuesten Werte nach dem 1971 in Moskau angenommenen „Internationalen Schweresystem 1971" lauten: Schwere am Äquator 978,031 845 58 gal, am Pol 983,217 72 792 gal, in 45° Breite 980,619 050 gal. Die wirkliche Schwere weicht infolge örtlicher Besonderheiten der Erdkruste und des Erdmantels von der Normalschwere ab (*Schwereanomalie*), z. B. in den Alpen bis zu 0,2 gal.



Schwerpunkt

Schweremessungen werden benötigt 1) zur Bestimmung der wirklichen Erdfigur als Ergebnis der Masseverteilungen im Erdinnern und der an diesen Massen angreifenden Kräfte; 2) zur Suche nach Lagerstätten, z. B. Erzen, Salz und Erdöl. Diese Lagerstätten werden meist durch sehr lokale, einige Milligal betragende Schwereanomalien bei der Vermessung eines Gebietes mit Gravimetern angezeigt. Die S. an einem Ort unterliegt zeitlichen Variationen, die die Wirkung der Gezeitenkräfte darstellen.

Die ersten quantitativen Messungen der S. wurden Mitte des 17. Jh. durchgeführt. Lange Zeit war der von Kühnen und Furtwängler 1898 bis 1904 in Potsdam ermittelte Schwerewert der am genauesten ermittelte Wert. Auf diesen Wert gründete man das „Potsdamer Schweresystem". 1961 bis 1969 wurde eine erneute absolute Schweremessung in Potsdam durchgeführt.

Schwerpunkt, *Massenmittelpunkt*, gedachter Punkt in einem System von Massepunkten, dessen Ortsvektor durch $\vec{R} = \sum_i m_i\vec{r}_i / \sum_i m_i$ gegeben ist, wenn die Massepunkte mit den Massen m_i die Ortsvektoren $\vec{r}_i$ haben und $\sum_i m_i = M$ die Gesamtmasse des Systems ist. Bei einer Masseverteilung $\varrho(\vec{r})$ ergibt sich der S. zu $\vec{R} = \int \vec{r}\varrho(\vec{r})\,dV / \int \varrho(\vec{r})\,dV$, wobei $\int \varrho(\vec{r})\,dV = \int dm = M$ wieder die Gesamtmasse und $dm = \varrho(\vec{r})\,dV$ die Masse eines Volumenelements dV ist; ist die Masseverteilung homogen, so kann $\varrho(\vec{r})$ als Konstante weggelassen und der S. rein geometrisch bestimmt werden. Der S. eines starren Körpers hat eine feste Lage und kann sowohl innerhalb als auch außerhalb des vom Körper eingenommenen Volumens liegen; der S. eines homogen mit Masse belegten Kreises liegt in dessen Mittelpunkt. Nach der Form der Masseverteilung unterscheidet man zwischen *Linien-*, *Flächen-* und *Körperschwerpunkt*.

Unterstützt man einen starren Körper im S., wird die Schwerkraft kompensiert: Das im S. angreifende Gesamtgewicht $\vec{G}$ erzeugt ein Drehmoment, das der Summe der Drehmomente der Gewichte aller Masseelemente gleich ist und vom Drehmoment der dem Gewicht entgegengesetzten, betragsmäßig gleich großen Stützkraft $\vec{F}_S$ kompensiert wird (Abb.). Ein im S. unterstützter Körper ist daher in jeder Lage im Gleichgewicht, d. h. in Ruhe.

Aus der Definition des S.s folgt, daß der Gesamtimpuls des Massepunktsystems gleich der mit der Gesamtmasse M multiplizierten Schwerpunktsgeschwindigkeit $\dot{\vec{R}} = \frac{1}{M}\sum m_i\dot{\vec{r}}_i$ ist: $\vec{P} = \sum m_i\dot{\vec{r}}_i = M\dot{\vec{R}}$; da wegen der Newton-

schen Bewegungsgleichungen für Massepunktsysteme die zeitliche Änderung $\vec{P}$ des Gesamtimpulses gleich der Summe $\vec{F} = \sum \vec{F}_a$ aller äußeren Kräfte $\vec{F}_a$ ist, bewegt sich der S. des Systems wie die unter dem Einfluß der äußeren Gesamtkraft $\vec{F}$ stehende Gesamtmasse M. Man kann daher in vielen Fällen die Bewegung starrer Körper als Bewegung eines Massepunktes betrachten. Besonders bewegt sich der S. eines freien, keinen äußeren Kräften unterworfenen Systems geradlinig gleichförmig (*Satz von der Erhaltung der Schwerpunktsbewegung*, auch *Erhaltungssatz der Schwerpunktsbewegung* oder kurz *Schwerpunktsatz* genannt). Der Schwerpunktsatz gilt auch dann, wenn die Summe der äußeren Kräfte verschwindet. Der S. eines im Flug explodierenden Geschosses bewegt sich, wenn man vom Luftwiderstand absieht, auf der gleichen Bahn, wie sie der S. des nicht detonierenden Geschosses durchlaufen würde.

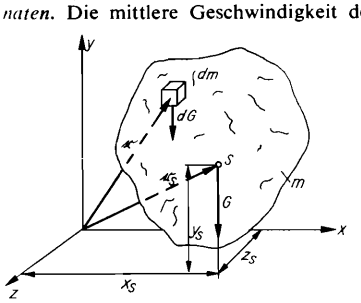
Schwerpunktsatz, → Schwerpunkt, → Erhaltungssätze.

Schwerpunktsbewegung, → Schwerpunkt, → Erhaltungssätze.

Schwerpunktsgeschwindigkeit, → Schwerpunktsystem.

Schwerpunktskoordinaten, → Schwerpunktsystem.

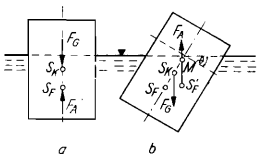
Schwerpunktsystem, *Massenmittelpunktsystem*, *baryzentrisches Bezugssystem*, Bezugssystem, in dem der Schwerpunkt S eines Systems von Massepunkten P_i, z. B. eines starren Körpers oder Vielteilchensystems, ruht. Das S. bewegt sich mit dem Schwerpunkt mit. Die Relativkoordinaten $\vec{r}_i' = \vec{r}_i - \vec{R}$ der Massepunkte P_i bezüglich S, wobei $\vec{r}_i$ bzw. $\vec{R}$ die Ortsvektoren von P_i bzw. S in einem beliebigen anderen Bezugssystem sind, heißen *Schwerpunktskoordinaten*. Die mittlere Geschwindigkeit des Vielteilchensystems, die durch Mittelung der Teilchengeschwindigkeiten mit den Teilchenmassen entsteht, heißt *Schwerpunktsgeschwindigkeit* oder *baryzentrische Geschwindigkeit*. Das S. ist auf Grund des Schwerpunktsatzes (→ Schwerpunkt) für die rechnerische Behandlung physikalischer Fragen, insbesondere von Stößen und Zerfällen von Teilchen, oder z. B. für die Abtrennung der Wärmekonvektion von der Wärmeleitung besonders geeignet, während das → Laborsystem der praktischen Untersuchung besser angepaßt ist.



Schematische Darstellung zur Ermittlung der Schwerpunktskoordinaten

Schwerstrahl, → Bezugsstrahl.

Schwimmen, Gleichgewichtszustand von in Flüssigkeit eingetauchten Körpern, bei denen der hydrostatische → Auftrieb F_A gleich dem Körpergewicht F_G ist und der Körperschwerpunkt S_K sowie der Schwerpunkt der verdrängten Flüssigkeitsmenge S_F auf einer Senkrechten liegen. Ein Körper schwimmt nur stabil, d. h., er kehrt bei einer kleinen Auslenkung um den Winkel δ in die Gleichgewichtslage zurück, wenn das Metazentrum M oberhalb des Körperschwerpunktes liegt. Wird der Körper geneigt, so wandert der Schwerpunkt der verdrängten Wassermenge nach S_F' (Abb.).



Stabilität schwimmender Körper: *a* Körper in der Gleichgewichtslage, *b* ausgelenkter Körper

Den Schnittpunkt der durch S_F' gehenden Wirkungslinie der Auftriebskraft mit der durch S_K und S_F gehenden Linie nennt man *Metazentrum M*. Liegt M bei einem Schiff unterhalb von S_K, so kommt es zum Kentern. Fallen M und S_K zusammen, so liegt labiles Gleichgewicht vor. Das Verhältnis des eingetauchten Volumens zum Gesamtvolumen des schwimmenden Körpers bezeichnet man als *Tauchfaktor*.

Schwimmerregel, → Schraubenregel.

Schwimmstabilität, → Schwimmen.

Schwinger, svw. Oszillator.

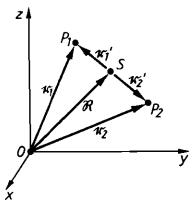
Schwingkeilpaar, → Ablenkprisma.

Schwingkondensator, ein Modulator, der die Umwandlung einer Gleichspannung in eine Wechselspannung bewirkt. Die Gleichspannung lädt über einen Widerstand einen Kondensator auf, dessen Plattenabstand periodisch geändert wird, z. B. durch einen wechselerregten Elektromagneten. Durch die damit verbundene Kapazitätsänderung entsteht am Kondensator eine Wechselspannung, deren Betrag der Gleichspannung proportional ist und die sich mit einem Wechselspannungsverstärker leicht verstärken läßt.

Man benutzt S.en insbesondere als Eingangsstufe von Gleichspannungsmessern mit elektronischen Meßverstärkern. Durch den S. erreicht man sehr hohe Eingangswiderstände ($10^{11} \cdots 10^{16}\,\Omega$), so daß man solche Meßgeräte auch als *Schwingkondensator-Elektrometer* bezeichnet.

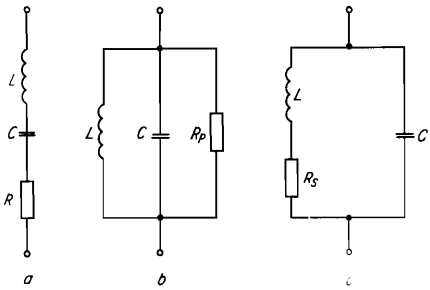
Schwingkreis, *Schwingungskreis*, eine elektrische Anordnung, die aus einer Reihen- oder Parallelschaltung einer Spule und eines Kondensators besteht. Bei Reihenschaltung dieser Elemente spricht man von einem Reihenschwingkreis, bei Parallelschaltung von einem Parallelschwingkreis. Die im S. auftretenden Verluste, die ihre Ursache in den Spulen- und Kondensatorverlusten sowie in der endlichen Leitfähigkeit der Verbindungsdrähte haben, werden im allgemeinen zu einem Verlustwiderstand zusammengefaßt (Abb. 1 a, b, c).

Im Nieder- und Hochfrequenzbereich werden die S.e aus konzentrierten Schaltelementen (Spulen, Kondensatoren) aufgebaut, im Dezimeter- und Mikrowellengebiet finden Topfkreise und Hohlraumresonatoren Verwendung.



Schwerpunktsystem. *O* Bezugspunkt eines beliebigen Koordinatensystems, *S* Schwerpunkt, d. h. Bezugspunkt im Schwerpunktsystem

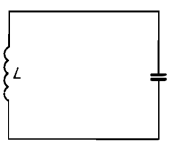
In der Nachrichtentechnik, z. B. beim → Bandfilter, benutzt man häufig *gekoppelte S.e*, die galvanisch, induktiv oder kapazitiv gekoppelt sind.



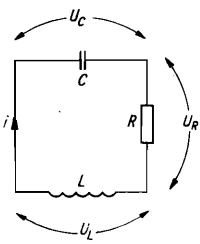
1 Schwingkreise: *a* Reihenschwingkreis, *b* und *c* Parallelschwingkreise

Ein S. kann durch eine angelegte Wechselspannung zu erzwungenen Schwingungen mit der Frequenz dieser Spannung angeregt werden. Wird der S. einmalig von außen angeregt und dann sich selbst überlassen, so führt er freie Schwingungen mit seiner Eigenfrequenz aus, die stets gedämpft sein werden, da in den Wirkwiderständen des S.es die elektromagnetische Energie in Wärme umgewandelt wird. Durch geeignete elektronische Schaltungen können diese Verluste ersetzt werden, so daß ungedämpfte elektromagnetische Schwingungen entstehen.

1) Freie Schwingungen von S.en. a) *Entstehung freier Schwingungen in einem ungedämpften S.* Der Kondensator C eines S.es (Abb. 2) werde durch kurzzeitiges Anlegen einer äußeren Spannung aufgeladen. Nun entlädt sich der Kondensator über die Spule L; der dabei fließende Strom baut ein Magnetfeld um die Spule auf. Beginnt der Entladungsstrom nachzulassen, so bricht das magnetische Feld um L zusammen, und es entsteht ein Induktionsstrom, der nach dem Lenzschen Gesetz in der gleichen Richtung fließt wie der anfängliche Entladungsstrom. Dadurch wird der Kondensator C entgegengesetzt zu seinem vorhergehenden Ladungszustand aufgeladen, und der gleiche Vorgang beginnt von neuem. Es findet dabei eine ständige Umwandlung von elektrischer in magnetische Energie statt, und umgekehrt.



2 Ungedämpfter Schwingkreis

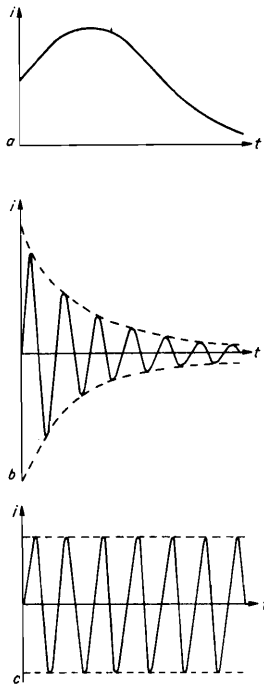


3 Spannungsabfälle am Kondensator, am ohmschen Widerstand und an der Spule

b) *Differentialgleichung des freien S.es und ihre Lösungen.* Für einen gedämpften S. nach Abb. 3 folgt aus dem 2. Kirchhoffschen Gesetz für die an der Spule L, dem Widerstand R und dem Kondensator C anliegenden Spannungen $u_L + u_R + u_C = 0$. Mit $u_L = L\frac{di}{dt}$, $u_R = Ri$ und $u_C = \frac{q}{C}$, wobei q die Ladung des Kondensators und i die Stromstärke sind, folgt unter Berücksichtigung von $\frac{dq}{dt} = i$: $L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$. Durch Differentiation nach der Zeit ergibt sich $L\frac{d^2i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0$. Diese lineare homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung für i wird durch einen Lösungsansatz $i \sim e^{\lambda t}$ gelöst, wenn die Konstante $\lambda = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}$ ist. Man hat 3 Fälle zu unterscheiden:

1. Fall: $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 > \frac{1}{LC}$. Als Lösung ergibt sich $i = c_1 e^{\lambda_1 \lambda_2 t} + c_2 e^{\lambda_1 \lambda_2 t}$ mit $\lambda_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}$. Die Konstanten c_1 und c_2 ergeben sich hier wie im folgenden aus den Anfangsbedingungen. Die Lösung liefert einen zeitlich aperiodischen Verlauf (Abb. 4a).

2. Fall: $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 = \frac{1}{LC}$. Als Lösung erhält man $i = (c_1 + c_2 t)\, e^{-\frac{R}{2L}t}$, also ebenfalls einen aperiodischen Verlauf. Diesen Fall bezeichnet man als *aperiodischen Grenzfall.*



4 Schwingungsformen: *a* aperiodische Schwingung, *b* gedämpfte harmonische Schwingung, *c* ungedämpfte harmonische Schwingung

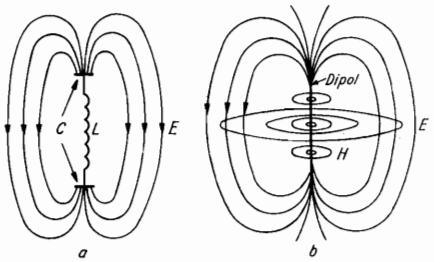
3. Fall: $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 < \frac{1}{LC}$. Die Lösung lautet $i = e^{-\frac{R}{2L}t}(c_1 \cos \omega t + c_2 \sin \omega t)$ mit $\omega = \sqrt{1/LC - (R/2L)^2}$. Diese Lösung beschreibt *gedämpfte harmonische Schwingungen* der Kreisfrequenz ω (Abb. 4b). Die Größe $\delta = R/2L$ heißt *Dämpfungskonstante.* Durch die Dämpfung wird sowohl die Amplitude der Schwingung exponentiell verkleinert als auch die Frequenz gegenüber dem ungedämpften Fall verringert. Die Größe $d = \frac{2\pi}{\omega}\delta$ wird *logarithmisches Dekrement* genannt.

Ist der Verlustwiderstand R und damit die Dämpfungskonstante δ gleich Null, so führt der S. *ungedämpfte harmonische Schwingungen* aus (Abb. 4c). Für ihre Frequenz $f_0 = \omega_0/2\pi$

ergibt sich $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, und für die Schwingungsdauer $T_0 = 1/f_0$ erhält man $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$. Diese Beziehung heißt *Thomsonsche Schwingungsformel.*

c) *Energiebilanz beim gedämpften S.* Aus der Differentialgleichung $L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$ folgt nach Multiplikation mit $\frac{dq}{dt}$ und unter Berücksichtigung von $\frac{dq}{dt} = i$ die Beziehung $-\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\cdot\frac{q^2}{C} + \frac{1}{2}Li^2\right) = Ri^2$. Da $W_{el} = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$ die Energie des Kondensators und $W_{mag} = \frac{1}{2}Li^2$ die Energie der Spule darstellt, bleibt die gesamte elektromagnetische Energie des S.es $W_{ges} = W_{el} + W_{mag}$ nur konstant, wenn $R = 0$ ist. Dann gilt gerade $\frac{d}{dt}W_{ges} = 0$ oder W_{ges} = konst. Ist $R \neq 0$, so verringert sich diese Energie, sie wird in Joulesche Wärme Ri^2 umgewandelt und geht somit für die Schwingung verloren.

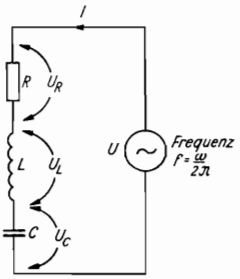
d) *Geschlossene und offene S.e.* Einen S. nach Abb. 2 bezeichnet man als geschlossen. Werden die Platten des Kondensators auseinandergezogen, so entsteht ein offener S., der elektromagnetische Wellen abzustrahlen vermag (Abb. 5a). Dipolantennen (Abb. 5b) stellen solche offenen S.e dar. Bei offenen S.en entstehen zusätzlich zu den Jouleschen Wärmeverlusten Energieverluste durch die Wellenabstrahlung, die als *Strahlungsdämpfung* bezeichnet werden.



5 Offener Schwingkreis: *a* Entstehung eines offenen Schwingkreises, *b* Dipolantenne. *E* elektrische Feldstärke, *H* magnetische Feldstärke

2) Erzwungene Schwingungen von S.en. Wird der S. durch eine von außen angelegte Wechselspannung angeregt, so führt er erzwungene Schwingungen mit der Frequenz $f = \omega/2\pi$ dieser Störspannung aus. Lediglich in einem kurzen Zeitintervall nach dem Ausschalten der äußeren Spannung überlagern sich den erzwungenen Schwingungen die Eigenschwingungen mit der Resonanzfrequenz $f_0 = \omega_0/2\pi$ des Kreises, die jedoch infolge der stets vorhandenen Dämpfung exponentiell abklingen und daher im folgenden vernachlässigt werden können.

a) *Reihenschwingkreis* (Abb. 6). Es werde vorausgesetzt, daß am Reihenschwingkreis unabhängig von dem in ihm fließenden Strom eine Wechselspannung mit der *konstanten* Amplitude U anliegt, der Generatorinnenwiderstand also zu vernachlässigen ist. Dann ergibt sich für die Amplitude des Stromes unter Zuhilfenahme der → komplexen Wechselstromrechnung $I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$ und für den Phasenwinkel φ zwischen Spannung und Strom $\varphi = \arctan\left(\frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}\right)$. Bei niedrigen Frequenzen ist also $\varphi < 0$ und bei hohen $\varphi > 0$. Bei $\varphi > 0$ eilt die Spannung dem Strom voraus, bei $\varphi < 0$ eilt die Spannung dem Strom nach.



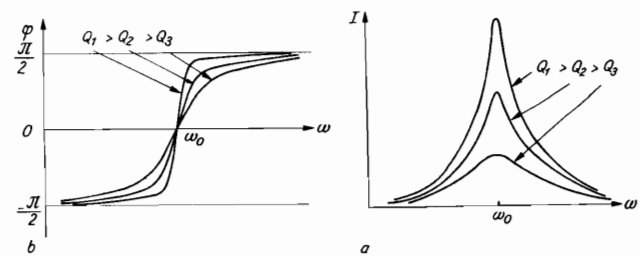
6 Zur Reihenresonanz

Als *Resonanz* (beim Reihenschwingkreis speziell als Reihen- oder Spannungsresonanz) bezeichnet man den Fall, daß die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung verschwindet, daß also der Blindwiderstand $\omega L - 1/\omega C$ gleich Null ist. Damit ergibt sich als Resonanzbedingung $\omega = \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Die Generatorfrequenz muß gleich der Eigenfrequenz des ungedämpften S.es sein.

Im Resonanzfall ist der → Wechselstromwiderstand $\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}$ des Kreises gleich R, und der Strom nimmt seinen Maximalwert $I_{res} = U/R$ an. I_{res} ist um so größer, je kleiner der Wirkwiderstand R ist, der meist durch die Verluste des S.es gegeben wird. Führt man die *Güte* des Reihenschwingkreises $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$ und die *Verstimmung* $v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$ ein, so können die angegebenen Beziehungen für I und φ folgendermaßen geschrieben werden:

$$I = \frac{I_{res}}{\sqrt{1 + Q^2 \cdot v^2}}, \quad \varphi = \arctan(Q \cdot v).$$

In Abb. 7a und b ist der Verlauf des Stromes und des Phasenwinkels φ in Abhängigkeit von



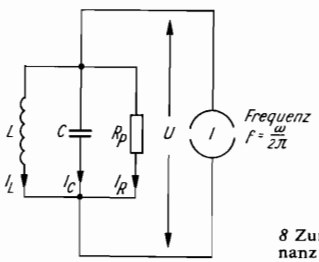
7 Reihenresonanz: *a* Verlauf des Stromes, *b* Verlauf des Phasenwinkels

der Generatorkreisfrequenz ω für verschiedene Werte der Kreisgüte Q dargestellt.

Bei Resonanz liegen wegen $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$ am Kondensator und der Spule dem Betrage nach gleiche Spannungen, deren Phasen um π verschoben sind: $U_{L\,\mathrm{res}} = \omega_0 L I_{\mathrm{res}} = U_{C\,\mathrm{res}} = \frac{I_{\mathrm{res}}}{\omega_0 C}$. Mit $I_{\mathrm{res}} = \frac{U}{R}$ und $Q = \frac{\omega_0 L}{R}$ ergibt sich $U_{L\,\mathrm{res}} = U_{C\,\mathrm{res}} = Q \cdot U$. Bei Resonanz sind damit die Spannungen am Kondensator und an der Spule um den Gütefaktor Q, der Werte von einigen Hundert annehmen kann, größer als die Generatorspannung. Man spricht dann von *Spannungsüberhöhung*.

Der *Resonanzwiderstand* $R_{\mathrm{res}} = (U/I)_{\omega=\omega_0}$ ergibt sich zu $R_{\mathrm{res}} = R = \frac{\omega_0 L}{Q}$. Die *Bandbreite* des S.es beträgt $\Delta f = f_0/Q$. Dabei gibt Δf die Frequenzdifferenz der Punkte der Resonanzkurve an, bei denen der Strom auf $1/\sqrt{2}$ seines Maximalwertes I_{res} abgefallen ist.

Wegen ihres kleinen Resonanzwiderstandes werden Reihenschwingkreise als → Saugkreise verwendet.



8 Zur Parallelresonanz

b) *Parallelschwingkreis* (Abb. 8). Es wird vorausgesetzt, daß durch den S. unabhängig von dessen Wechselstromwiderstand ein konstanter Wechselstrom der Frequenz ω fließt. Dazu muß der Generator einen sehr hohen Innenwiderstand haben. Der Widerstand R_{p} im S. repräsentiert die Verluste des S.es. Die Amplitude der Spannung ist an L, C und R gleich und beträgt $U = \frac{I}{\sqrt{1/R_{\mathrm{p}}^2 + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}}$, und für den Phasenwinkel φ zwischen Spannung und Strom ergibt sich $\varphi = \arctan\{(1/\omega L - \omega C)\, R_{\mathrm{p}}\}$. Die graphische Darstellung von U und φ als Funktionen von ω gibt ähnliche Kurvenverläufe wie in Abb. 7. Im Resonanzfall ist $\varphi = 0$. Die Resonanzbedingung lautet damit wie beim Reihenresonanzkreis $\omega = 1/\sqrt{LC}$.

Bei Resonanz erreicht die Spannung U am S. ihren Maximalwert $U_{\mathrm{res}} = I \cdot R_{\mathrm{p}}$, und durch den Kondensator C und die Spule L fließen dem Betrage nach gleich große, aber um π phasenverschobene Ströme, die wechselweise elektrische und magnetische Felder in L bzw. C auf- und abbauen: $I_{C\,\mathrm{res}} = \omega_0 C U_{\mathrm{res}} = I_{L\,\mathrm{res}} = \frac{U_{\mathrm{res}}}{\omega_0 L}$. Mit $U_{\mathrm{res}} = I \cdot R$ und dem Gütefaktor $Q = \frac{R_{\mathrm{p}}}{\omega_0 L}$ des Parallelschwingkreises wird $I_{C\,\mathrm{res}} = I_{L\,\mathrm{res}} = Q \cdot I$. Die Ströme in den Blindwiderständen sind bei Resonanz also um den Faktor Q größer als der Generatorstrom I. Daher wird der Fall der *Parallelresonanz* auch als *Stromresonanz* bezeichnet.

Führt man wie beim Reihenschwingkreis die Verstimmung v ein, so wird $U = U_{\mathrm{res}}/\sqrt{1 + Q^2 \cdot v^2}$ und $\varphi = -\arctan(Q \cdot v)$.

Für den Resonanzwiderstand $R_{\mathrm{res}} = (U/I)_{\omega=\omega_0}$ ergibt sich $R_{\mathrm{res}} = R_{\mathrm{p}} = Q \cdot \omega_0 \cdot L$ und für die Bandbreite $\Delta f = f_0/Q$. Dabei gibt Δf den Frequenzabstand der Punkte der Resonanzkurve an, bei denen die Spannung auf $1/\sqrt{2}$ ihres Maximalwertes U_{res} gesunken ist.

Wegen ihres hohen Resonanzwiderstandes werden Parallelschwingkreise als → Sperrkreise verwendet.

Lit. Schröder: Elektrische Nachrichtentechnik, Bd 1 (Berlin-Borsigwalde 1959).

Schwingmode, svw. Schwingungsmode.

Schwingquarz, Quarzkristalle geeigneter geometrischer Form, die unter dem Einfluß eines hochfrequenten elektrischen Wechselfeldes zu intensiven Deformationsschwingungen angeregt werden können, wenn die erregende Frequenz mit der Eigenfrequenz des Quarzkristalls übereinstimmt. Die Wirkungsweise des Quarzes als elektromagnetischer Wandler und als schwingungsfähiges Gebilde (Resonator) beruht auf dem piezoelektrischen Effekt. S.e werden aus einem natürlichen oder künstlichen Quarzkristall (Rechts- oder Linksquarz) in Form von quadratischen oder runden Scheiben, Linsen, Stäben oder Ringen herausgeschnitten. Zur Erzielung bestimmter Temperatureigenschaften und Schwingunsformen werden dabei bestimmte Orientierungen zu den Kristallachsen und bestimmte Abmessungen eingehalten. An diesen Plättchen werden die Elektroden zum Anlegen des hochfrequenten Wechselfeldes geeignet angebracht.

Die S.e lassen sich nach den Schwingungsformen einteilen in Biegeschwinger, Längsschwinger, Flächenscherschwinger und Dickenscherschwinger. Die jeweils ausgenutzten Frequenzbereiche sind aus Abb. 1 ersichtlich. Die



1 Anwendungsbereich der verschiedenen Schwingungsformen von Schwingquarzen

Resonanzfrequenz eines Längsschwingers ist umgekehrt proportional zu seiner Länge, die eines quadratischen Flächenscherschwingers umgekehrt proportional zur Kantenlänge und die eines Dickenscherschwingers umgekehrt proportional zur Dicke. Bei den Biegeschwingern ist die Resonanzfrequenz proportional zur Höhe und umgekehrt proportional zum Quadrat der Länge. Zur Erreichung von höheren Frequenzen bis etwa 300 MHz wird der S. in mechanischen Oberschwingungen angeregt.

Die Güte von S.en ist im Vergleich zu elektrischen Schwingkreisen sehr hoch (zwischen 10^4 und $5 \cdot 10^6$). Außerdem haben S.e über

einen großen Frequenzbereich nur einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten der Frequenz, wobei sich die einzelnen Schnitte allerdings sehr unterschiedlich verhalten. Auf diesen beiden Eigenschaften beruht die Anwendung von S.en als frequenzbestimmendes Element in Quarzoszillatoren oder Quarzssendern und in Quarzfiltern.

Das elektrische Ersatzschaltbild eines S.es in der Nähe der Resonanzfrequenz ist in Abb. 2 wiedergegeben.

Aus diesem Ersatzschaltbild ergibt sich, daß der S. eine Reihenresonanzfrequenz f_r und eine Parallelresonanzfrequenz f_p hat, wobei $f_p > f_r$ ist.

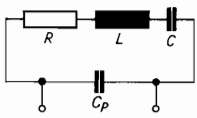
Eine einfache Schaltung zur Frequenzstabilisierung eines Senders (Quarzsender) ist die in Abb. 3a wiedergegebene *Pierce-Schaltung*. Bei dieser schwingt der S. nicht in der durch die Eigenresonanz gegebenen Frequenz f_r, sondern mit einer etwas höheren Frequenz zwischen f_r und f_p, da in dieser Schaltung ein Reihenresonanzkreis nicht erregt werden kann. Durch Schaltelemente kann in der Pierce-Schaltung die Resonanzfrequenz des Quarzes beeinflußt werden (Mitziehen des Quarzes). Insbesondere kann das auch durch zufällige Änderungen geschehen, so daß diese Schaltung Ansprüchen an hohe Frequenzgenauigkeit nicht genügt. Wesentlich höheren Ansprüchen genügt die *Heegner-Schaltung* (Abb. 3b). Bei dieser Schaltung wird der Quarz exakt in seiner Reihenresonanzfrequenz f_r erregt. Zur Erreichung der vollen Resonanzschärfe müssen die Widerstände R sehr klein, d. h. kleiner als der Kristallwiderstand gewählt werden (wenige Ohm).

Transistorschaltungen eignen sich ebenfalls zur Quarzsteuerung. Mit quarzgesteuerten Sendern erreicht man eine sehr hohe Frequenzkonstanz ($\Delta f/f \approx 10^{-8}$).

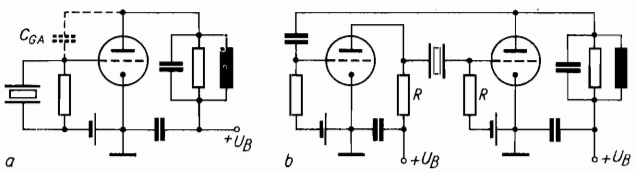
Eine weitere Anwendung von S. erfolgt in den Quarzfiltern, die zur Frequenzselektion verwendet werden. Mit Quarzfiltern lassen sich Bandfilter geringer Welligkeit, sehr hoher Güte und großer Flankensteilheit aufbauen. Bei den Filterquarzen stellt man neben der Forderung nach hoher Temperaturkonstanz noch die Forderungen nach großem Abstand der Nebenresonanzfrequenzen, genügender Durchlaßbreite und enger Toleranz der dynamischen Ersatzgrößen. S.e können auch zur Erzeugung von Ultraschallwellen verwendet werden.

Schwingquarzwaage, Vorrichtung zur Messung der Aufdampfrate bei der Herstellung von Aufdampfschichten im Vakuum. Es wird die Abhängigkeit der Eigenfrequenz eines schwingenden Quarzplättchens von dessen Dicke ausgenutzt. Verwendet werden etwa 1 mm dicke Quarzplättchen, die Dickenscherschwingungen mit einer Frequenz von einigen MHz ausführen. Auf die durch die Bedampfung hervorgerufene Dickenänderung reagiert der Schwingquarz mit einer Frequenzänderung. Diese ist gegeben durch $\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta m}{\varrho F d}$. Hierbei ist f die Eigenfrequenz, Δf die Frequenzänderung, Δm die aufgedampfte Masse, F die bedampfte Fläche, ϱ die Dichte und d die Dicke des Schwingquarzes. Die Genauigkeit wird bedingt durch die Meßgenauigkeit von Δf und liegt bei 0,1 bis 0,01 nm. Meßfehler werden in erster Linie durch die Erwärmung des Schwingquarzes infolge der Strahlungs- und Kondensationswärme verursacht, da die Eigenfrequenz f temperaturabhängig ist. Die S. ist besonders im Ultrahochvakuum geeignet, da sie klein, mechanisch unempfindlich und ausheizbar ist.

Schwingung, *Oszillation*, zeitlich periodische Änderung einer oder mehrerer physikalischer Größen um einen Mittelwert bzw. eine oft damit zugleich verknüpfte periodische Zustandsänderung physikalischer Systeme. Beispiele sind S.en von Pendeln, Saiten, Stäben und Platten, Luft und Flüssigkeiten (→ Schall), S.en im Plasma (→ Plasmaschwingungen), ferner S.en von elektrischen Kreisen (→ Schwingkreis) sowie der elektrischen und magnetischen Feldstärke. Am einfachsten überschaubar sind die Verhältnisse bei kleinen S.en mechanischer Systeme; für sie liegt eine allgemeine Theorie vor, der auch die wesentlichen Begriffsbildungen entstammen. Während die Behandlung der S.en mechanischer Systeme auf Systeme gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen führt, treten bei den elastischen S.en kontinuierlicher Medien, die auch *Vibrationen* genannt werden, die schwieriger zu behandelnden partiellen Differentialgleichungen auf. S.en können sich als → Wellen ausbreiten (→ Wellengleichung). Die Untersuchung von S.en und Wellen ist eine äußerst wichtige Aufgabe der Physik, da diese Grundlage für viele technische Nutzanwendungen und praktische Probleme sind.

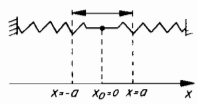


2 Elektrisches Ersatzschaltbild eines zu Schwingungen angeregten Schwingquarzes in der Nähe der Resonanzfrequenz. C_P durch die Elektroden bedingte Parallelkapazität, R, L und C elektrische Ersatzgrößen des Schwingquarzes

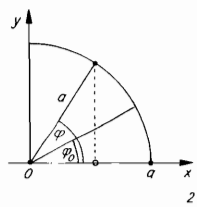


3 Quarzsender: *a* Pierce-Schaltung, *b* Heegner-Schaltung. U_B Speisespannung, C_{GA} Gitteranodenkapazität

Der momentane Wert der schwingenden Größe, z. B. der x-Koordinate des Massepunktes in Abb. 1, relativ zum Gleichgewichtswert ($x_0 = 0$) heißt *momentane Auslenkung* oder *Elongation*; die maximale Auslenkung ($x = a$), genauer deren Betrag, heißt *Amplitude*, *Schwingungsweite* oder *Scheitelwert*. Die Anzahl der S.en je Sekunde ist die *Schwingungszahl* oder → Frequenz ν; $T = 1/\nu$ ist die *Schwingungsdauer* oder *Periode* der S. Man spricht von *harmonischer S.*, wenn die Auslenkung x eine harmonische Funktion der Zeit t, d. h. $x = a\cos(\omega t + \varphi_0)$ ist; dabei ist $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz, d. i. die Anzahl der S.en in 2π Sekunden, φ_0 die Phasenkonstante und $\varphi = \omega t + \varphi_0$ die Phase (Phasenwinkel). Die harmonische S. ist Grundtyp aller S.en; bei ihr werden in gleichen Zeiten gleiche Phasenänderungen vollzogen, d. h., die Phasendifferenz $\Delta\varphi = \varphi(t_1) - \varphi(t_2) = \omega(t_1 - t_2) = \omega\Delta t$ ist der Zeitdifferenz Δt direkt proportional. Wegen der genannten Eigenschaften kann die harmonische S. durch eine gleichförmige →



1



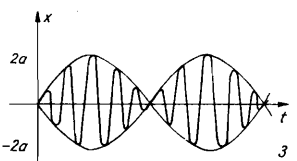
2 Schwingung

Kreisbewegung mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω und dem Radius a vermittelt werden (Abb. 2): Die Projektion der Bewegung auf die x-Achse ergibt gerade $x = a\cos(\omega t + \varphi_0)$, wenn φ_0 der Winkel zwischen x-Achse und Radiusvektor zur Zeit $t = 0$ ist. Die harmonische S. ist eine *isochrone S.*, d. h., die Schwingungsdauer T hängt nicht von der Amplitude ab.

Oft erweist es sich als zweckmäßig, die Abhängigkeit der Auslenkung als Realteil (Re) des komplexen Ausdrucks $g \cdot e^{i\omega t}$, d. h. $x = \mathrm{Re}(ge^{i\omega t})$ darzustellen, wobei $ae^{i\varphi_0}$ die *komplexe Amplitude* ist, deren Betrag mit der gewöhnlichen Amplitude a und deren Argument mit der Phasenkonstante φ_0 übereinstimmt. Bei den zumeist benutzten linearen mathematischen Operationen braucht man dann erst am Ende aller Operationen zum Realteil zurückzukehren; bei nichtlinearen Operationen, z. B. beim Quadrieren, ist das nicht möglich, solche Operationen treten aber häufig erst am Ende der Rechnung auf.

Die wenigsten S.en sind harmonisch, sondern oftmals sehr komplizierte periodische Funktionen der Zeit; diese können jedoch in eine harmonische *Grundschwingung* und eine im allgemeinen große Anzahl von harmonischen *Oberschwingungen* (→ Oberwelle) mit verschiedenen Amplituden zerlegt werden, deren Frequenz ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz sind (→ harmonische Schwingungsanalyse). Bei Nichtlinearitäten schwingender Systeme können auch → Unterschwingungen, d.s. Schwingungen mit Bruchteilen der Grundfrequenz, auftreten. Solche *anharmonischen S.en* liegen bei nahezu allen praktisch auftretenden S.en mit großer Amplitude vor (→ Pendel), besonders typische Beispiele sind → Kippschwingungen und Klänge (→ Klang); diese sind zumeist außerdem → nichtlineare Schwingungen.

Werden mehrere schwingungsfähige Systeme oder Größen miteinander verkoppelt, d. h. eine Energieübertragung vom einen auf das andere System ermöglicht, so treten *gekoppelte S.en*, auch *Koppelschwingungen* genannt, auf (→ Kopplung 1). Beispiele gekoppelter S.en sind S.en eines dreidimensionalen (räumlichen) anisotropen Oszillators und die S.en sympathischer Pendel, ferner lassen sich die S.en kontinuierlicher Masseverteilungen als Grenzfall unendlich vieler gekoppelter Oszillatoren ansehen. Die Zusammensetzung zweier harmonischer S.en gleicher Richtung und gleicher Amplitude a mit nur wenig unterschiedenen Frequenzen ν_1 und ν_2, wobei $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 \ll \nu_1$ ist, ergibt eine S. der Frequenz $\nu = (\nu_1 + \nu_2)/2$, deren Amplitude zwischen $2a$ und 0 schwankt, d. i. eine *Schwebung* (Abb. 3). Die *Schwebungsfrequenz* ist $\nu_s = \nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu$,



die *Schwebungsdauer* oder *Schwebungsperiode* folglich $T_s = 1/\Delta\nu$. Schwebungen treten oft als unerwünschte Begleiterscheinungen in elektronischen Bauteilen auf, sind z. B. als Pfeifton beim „Überstimmen" des Radios hörbar, sie werden aber auch technisch angewandt, z. B. beim Schwebungssummer. Höhere akustische, d. h. tonfrequente Schwebungsfrequenzen werden infolge nichtlinearer Übertragungsverhältnisse im Ohr als Differenztöne hörbar, während tiefe Schwebungsfrequenzen, die kleiner als 16 Hz sind, als Lautstärkeschwankungen wahrnehmbar sind. Bei der Stimmung eines Saiteninstrumentes z. B. kann eine exakte Übereinstimmung mit dem Stimmton dann erreicht werden, wenn auf verschwindende Schwebungen eingestimmt wird. Absichtlich werden Schwebungen häufig bei elektrischen Musikinstrumenten zur Erzielung besonderer Klangeffekte dadurch erzeugt, daß zwei wenig gegeneinander verstimmte Schallgeber zur Ausstrahlung eines musikalischen Tones gleichzeitig angeregt werden (Vibrato).

Gekoppelte harmonische S.en treten nur dann auf, wenn das zugehörige Differentialgleichungssystem für die schwingungsfähigen Variablen q_j linear ist. Man nennt daher auch die dabei auftretenden S.en linear. Die Behandlung derartiger Systeme ist allgemein möglich (→ lineare mechanische Schwingungen). Wegen des Fehlens einer allgemeinen mathematischen Theorie zur Behandlung nichtlinearer Differentialgleichungen steht dagegen die Untersuchung der nichtlinearen S.en, abgesehen von einigen Spezialfällen, noch in den Anfängen, obwohl sie von großer praktischer Bedeutung ist.

S.en, die sich nach einer einmaligen äußeren Anregung ausbilden, werden *freie S.en* genannt; wird die Anregung periodisch wiederholt, spricht man von *unfreien* oder *erzwungenen S.en*. Bei den erzwungenen S.en wird dem System ständig Energie zugeführt. Stimmt die *Erregerfrequenz*, d. i. die Frequenz der erregenden Kraft, mit einer der Eigenfrequenzen, d. s. die Frequenzen der harmonischen S.en oder Eigenschwingungen des freien Systems, überein, so wächst wegen der ständigen Energiezufuhr die Amplitude dieser S. mit der Zeit an, d. h., es tritt → Resonanz ein. Diese kann zu einer Zerstörung des Systems führen (Resonanzkatastrophe), falls nicht andere Mechanismen, z. B. die stets in mehr oder weniger starkem Maße wirksame innere und äußere Reibung, für eine Abführung der Energie sorgen.

S.en, bei denen energiezehrende Mechanismen nicht wirksam sind, Reibung also praktisch vernachlässigt werden kann, heißen *ungedämpfte S.en*, andernfalls handelt es sich um *gedämpfte S.en* (→ Dämpfung).

Lit. Macke: Wellen (Leipzig 1962); → Mechanik.

Schwingungen der Atmosphäre, großräumige, die ganze Luftmasse umfassende Schwingungen. Dabei kann es sich um freie S. (Eigenschwingungen) handeln, deren Periode nur vom physikalischen Aufbau der → Atmosphäre und ihren Dimensionen abhängt, oder um erzwungene S., deren Periode von den sie erregenden Kräften abhängt. Als erregende Kräfte kommen periodische Temperaturschwan-

kungen und die Gravitationswirkung von Sonne und Mond in Frage. Diese Schwingungen planetarischen Charakters nennt man *Gezeitenschwingungen der Atmosphäre*. Sie werden am Grunde der Atmosphäre vorwiegend als Luftdruckschwankungen beobachtet. Diese Druckschwankungen besitzen Perioden von $^1/_1$, $^1/_2$, $^1/_3$, $^1/_4$ Tag.

Im Verhältnis zu den täglichen, wetterbedingten unperiodischen Luftdruckänderungen sind die durch die Gravitation von Sonne und Mond erzeugten Luftdruckänderungen sehr klein und durch erstere besonders in den gemäßigten und polaren Breiten völlig verdeckt, so daß eine zahlenmäßige Erfassung dieser S. äußerst schwierig ist. Aus 50 Jahre langen Reihen stündlicher Barometerablesungen konnte der Einfluß des Mondes auf den Luftdruck nachgewiesen werden. Die Periode dieser gefundenen lunaren Druckwelle beträgt einen halben Mondtag, ihre Amplitude in Potsdam etwa 0,02 Millibar. Das bedeutet, daß bei Mondhöchststand über uns etwa 15 cm Luft mehr liegen als bei Mondaufgang oder Monduntergang. Während die halbtägige lunare Druckwelle eine gravitationsbedingte Welle darstellt, ist die ganztägige solare Druckwelle als eine Wirkung der ganztägigen Temperaturschwankung anzusehen. Auch die beobachtete dritteltägige Druckwelle ist ein reiner Temperatureffekt. Bei der Ausbildung dieser Wellen spielen die Resonanzeigenschaften der Atmosphäre eine wichtige Rolle.

Lit. A. Defant u. F. Defant: Physikalische Dynamik der Atmosphäre (Frankfurt a. M. 1958).

Schwingungsdauer, → Schwingung.

Schwingungsebene, → Oszillator.

Schwingungsenergie, → Energie.

Schwingungsfreiheitsgrad, → Freiheitsgrad.

Schwingungsgleichung, → Oszillator, → lineare mechanische Schwingungen.

Schwingungsklasse, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Schwingungskreis, svw. Schwingkreis.

Schwingungsmittelpunkt, → Pendel.

Schwingungsmode, *Schwingmode*, *Mode*, bei → Reflexklystrons die durch kontinuierliche Veränderung der Reflektorspannung diskret angeregten Schwingungen im Mikrowellenbereich, die sich in der jeweils abgebbaren Leistung und der erzeugten Frequenz unterscheiden. Mit einem Reflexklystron sind demnach nicht für beliebig vorgebbare Frequenzen Ausgangsleistungen gleicher Größe erzeugbar. Die S. bezeichnet also einen einzelnen resonanzartigen *Schwingbereich*. Das bedeutet, daß das Reflexklystron zwischen seinen erreichbaren Frequenzen über kein kontinuierliches Frequenzspektrum verfügt, wogegen z. B. Elektronenröhren im Radiofrequenzbereich innerhalb der mit ihnen erzeugbaren ungedämpften Schwingungen je nach Rückkopplungsnetzwerk ein kontinuierliches Frequenzband abgeben. Die S.n werden durch die Geometrie des Klystrons, hauptsächlich durch den Abstand zwischen Resonator und Reflektor, festgelegt.

Lit. Frieser: Mikrowellenmeßtechnik (Berlin 1965).

Schwingungsphase, svw. Phase 1).

Schwingungsrasse, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Schwingungssynthese, → harmonische Schwingungsanalyse.

Schwingungsüberlagerung, → harmonische Schwingungsanalyse.

Schwingungsviskosimeter, aus dem Rotationsviskosimeter entwickeltes Meßgerät zur Bestimmung der Viskosität sehr zäher Schmelzen und vor allem zur Bestimmung der elastischen Anteile der Stoffeigenschaften.

Schwingungsweite, → Schwingung.

Schwingungszahl, svw. Frequenz.

Schwunderscheinungen, *Fading*, in der Hochfrequenztechnik Schwankungen der Empfangsfeldstärke beim drahtlosen Empfang elektromagnetischer Wellen. Sie äußern sich in kurzzeitiger Verstärkung oder Schwächung der empfangenen Signale. S. können bis zur völligen Auslöschung führen und sind häufig mit starken Verzerrungen verbunden. Hauptursache der S. ist die Interferenz von Wellen, die auf verschiedenen Wegen und damit unterschiedlichen Laufzeiten am Empfangsort zusammentreffen (*Interferenzschwund*). Man unterscheidet *Nahschwund*, der in der Überlappungszone von Boden- und Raumwelle entsteht, und *Fernschwund*, der entsteht, wenn sich zwei Raumwellen mit ungünstiger Phasenlage überlagern. Der Interferenzschwund ist stark selektiv und auf schmale Frequenzgebiete beschränkt. Er wird durch die schnellen Veränderungen in der Dichte und Höhe der Ionosphäre hervorgerufen. Der Interferenzschwund wird hauptsächlich nachts wirksam. Rundfunkempfänger haben im allgemeinen eine Einrichtung, um die durch Feldstärkeschwankungen bedingten Lautstärkeschwankungen durch Regelung der Verstärkung auszugleichen. Diese Einrichtung nennt man *Schwundregelung* oder *automatische Verstärkerregelung* (AVR).

Schwungbahn, → Kreisbewegung.

Schwungkraft, svw. Zentrifugalkraft.

Scotchlite, → Blasenkammer.

scruple, 1) Tabelle 2, Masse. 2) Tabelle 2, Volumen.

***S/C*-Verhältnis,** ein Maß für die Einsatzfähigkeit einer Röhre in Breitbandverstärkern. Für die obere Grenzfrequenz ω_0 eines *RC*-gekoppelten Verstärkers gilt $\frac{1}{\omega_0 C_q} = R_a$, wobei R_a den Außenwiderstand und C_q die Querkapazität, die sich aus den unvermeidlichen Röhren- und Schaltkapazitäten zusammensetzt, darstellen. Setzt man diese Beziehung in die Gleichung für die Verstärkung v einer Pentode $v \approx SR_a$ ein, wobei S die Steilheit der Pentode darstellt, so ergibt sich $v = \frac{1}{\omega_0} \frac{S}{C_q}$, d. h., die erreichbare Verstärkung ist proportional dem S/C_q-Verhältnis und umgekehrt proportional der oberen Grenzfrequenz.

SEA, → Sonneneruptionseffekt.

sec, früher altes Symbol für → Sekunde, 1954 durch s ersetzt; bei astronomischen Angaben ist sec mit 1 sec als 86400ster Teil des mittleren Sonnentages heute noch üblich.

Sechservektor, eine geometrische Größe F, die in bezug auf ein Koordinatensystem die sechs

Sechs-jot-Symbole

unabhängigen Komponenten F_{12}, F_{31}, F_{23}; F_{30}, F_{20}, F_{10} hat.

Zusammen mit den Komponenten

$$F_{01} = -F_{10}, \quad F_{32} = -F_{23};$$
$$F_{00} = F_{11} = F_{22} = F_{33} = 0;$$
$$F_{02} = -F_{20}, \quad F_{13} = -F_{31};$$
$$F_{03} = -F_{30}, \quad F_{21} = -F_{12};$$

bilden sie einen antisymmetrischen Tensor zweiter Stufe eines vierdimensionalen Raumes.

Der S. ist also der Inbegriff der algebraisch unabhängigen Komponenten eines antisymmetrischen Tensors zweiter Stufe eines vierdimensionalen Raumes.

Er ist das Analogon zum axialen Vektor des dreidimensionalen Raumes.

Sechs-jot-Symbole, *6j-Symbole*, → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Sechspol, ein elektrisches Netzwerk mit drei Anschlußklemmenpaaren. S.e sind z. B. die Verzweigungen von drei elektrischen Doppelleitungen und der Y-Zirkulator. Bei den Verzweigungen von Doppelleitungen unterscheidet man zwischen Serienverzweigungen und Parallelverzweigungen. Bei den *Serienverzweigungen* fließt in allen drei Leitungen der gleiche Strom, während sich die Spannung der Speiseleitung in zwei Spannungen aufteilt. Dagegen herrscht bei den *Parallelverzweigungen* auf allen drei Leitungen die gleiche Spannung, während sich der Strom der Speiseleitung in zwei Ströme aufteilt.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

second sound, → zweiter Schall, → Supraflüssigkeit.

SECOR, → Entfernungsmessung.

Sedimentation, Ablagerung grobdisperser fester Teilchen in Gasen und Flüssigkeiten unter dem Einfluß von Schwerkraft oder Zentrifugalkraft auf Grund ihrer höheren Dichte. Echte Lösungen und Kolloide sedimentieren unter normalen Bedingungen nicht. Bei der Ultrazentrifuge bezeichnet man das Verhältnis von Sedimentationsgeschwindigkeit zur Zentrifugalbeschleunigung als *Sedimentationskonstante*. Ihre Einheit ist das Svedberg: 1 Svedberg $= 10^{-13}$ s.

Der der S. entgegengerichtete Vorgang, das Aufsteigen von Teilchen geringerer Dichte als der des Dispersionsmittels, wird Flotation genannt.

Sedimentationsgleichgewicht, Verteilung von schwereren Teilchen in Gasen oder Flüssigkeiten, die durch das Gleichgewicht zwischen der Wirkung der Schwerkraft und der Brownschen Bewegung der Teilchen zustande kommt (→ Schwankungserscheinungen).

Sedimentationspotential, *elektrophoretisches Potential*, eine bei der Sedimentation von Elektrolytlösungen, z. B. in der Ultrazentrifuge, auftretende Erscheinung, die darauf beruht, daß entgegengesetzt geladene Ionen, insbesondere bei Kolloid- und Polyelektrolyten, verschieden schnell sedimentieren. Dies führt — analog wie beim Diffusionspotential — zur Entstehung eines inneren elektrischen Feldes. Am Anfang einer Sedimentation, wenn nur das sehr schnell ausgebildete Druckgefälle, jedoch noch kein Konzentrationsgefälle vorliegt, handelt es sich um ein S. im engeren Sinne; die sich im späteren Verlauf ausbildenden Konzentrationsgradienten verursachen eine Diffusion und ein Diffusionspotential, das das S. zu einem S. im weiteren Sinne verändert (→ elektrokinetische Erscheinungen).

Seebeck-Effekt, → Thermoelektrizität.

Seegang, → Meereswellen.

Seemann-Bohlin-Methode, eine → Pulvermethode.

Seemeile, sm, inkohärente Einheit der Länge, international, nur in der See- und Luftfahrt zur Angabe von Entfernungen oder von Wegstrecken zulässig. Keine Vorsätze erlaubt. 1 sm = 1852 m.

Seewind, → Windsysteme.

Segelflug, motorloser Flug unter Ausnutzung aufwärtssteigender Luftströmungen. Diese treten an angeblasenen Berghängen, durch verschieden starke Erwärmung der Erdoberfläche, durch thermische Konvektionsströme (→ Thermik) und als Wellenaufwind an der Leeseite eines von Luft quer überströmten Gebirgszuges auf (→ Konvektion). *Segelflugzeuge* müssen möglichst leicht gebaut sein und gute aerodynamische Form besitzen, um große Strecken zurücklegen zu können. Deshalb werden kleine → Sinkgeschwindigkeiten und kleine → Gleitzahlen angestrebt. Gute Segelflugzeuge besitzen eine Sinkgeschwindigkeit von 0,5 m/s und eine Gleitzahl von 1 : 40. Ihre Reynoldszahl liegt im Bereich $Re = 6 \cdot 10^5$ bis $3 \cdot 10^6$. Zur Verminderung des Reibungswiderstandes (→ Strömungswiderstand) werden für die → Tragflügel Laminarprofile eingesetzt. Segelflugzeuge werden vorwiegend als Sportflugzeuge verwendet; sie sind ausgeführt als Schul-, Übungs- und Leistungsflugzeuge. Ihr Start erfolgt vorwiegend durch Motorwinde oder im Flugzeugschlepp.

Segregation, svw. Seigerung.

Sehen, Bezeichnung für die Funktion des Gesichtssinnes höherer Tiere und des Menschen. Man kann von S. nur sprechen, wenn das Sehorgan eine entsprechend hohe Entwicklung besitzt, so daß nicht nur, wie dies beim Hautlichtsinn oder auch bei primitiven → Augen der Fall ist, Helligkeit und Dunkelheit oder die Richtung, aus der sie auf das Lebewesen einwirken, wahrgenommen werden, sondern auch eine Zuordnung der wahrgenommenen Objekte zueinander und zum wahrnehmenden Subjekt selbst erfolgt. Es wird eine Raumordnung nach Seite, Höhe und Tiefe wahrgenommen (→ optische Wahrnehmung).

S. heißt nicht, daß das *Sehbild*, also der wahrgenommene Eindruck, mit dem *Sehding*, dem wahrgenommenen Objekt, vollkommen geometrisch übereinstimmen muß. Im allgemeinen herrscht weitreichende Übereinstimmung, doch gibt es auch Abweichungen, die im Interesse der Orientierung und Informationsgewinnung notwendig sind. So verhalten sich die wahrgenommenen Größen von Gegenständen in verschiedenen Entfernungen nicht in dem rein geometrisch-perspektivischen Verhältnis zueinander, sondern entferntere Gegenstände erscheinen größer, als es ihrer Entfernung entspricht; man bezeichnet dies als Größenkonstanz. Derartige Konstanzphänomene gibt es auch für Helligkeiten, Farben, Bewegungen usw.

S. kommt im allgemeinen nur zustande, wenn drei Voraussetzungen erfüllt sind: 1) Ein physikalischer Reiz muß auf die Sinneszellen einwirken; 2) der physikalische Reiz wird zu einer physiologischen Erregung umgewandelt und in der entsprechenden Nervenbahn weitergeleitet; 3) im Sehzentrum, einer Region der Großhirnrinde, wird diese Erregung zu einem Wahrnehmungsbild geformt. Dieses Wahrnehmungsbild ist nicht nur ein Produkt der durch den jeweiligen Reiz erhaltenen Information, sondern baut sich aus der eintreffenden und aus gespeicherter Information zusammen.

Der physikalische Reiz ist für gewöhnlich die elektromagnetische Strahlung der Wellenlängen von etwa 380 nm bis etwa 780 nm, des als „sichtbar" bezeichneten Teiles des elektromagnetischen Spektrums. Die Begrenzung des Bereichs hängt ab von der Intensität der Strahlung und der Beschaffenheit der optischen Elemente des Auges, z. B. Trübung und Gelbfärbung der Augenlinse im Alter.

An der Sichtbarkeitsgrenze, besonders am Rotende des Spektrums, ändert sich mit der Wellenlänge zunächst nicht die Farbe, sondern nur die Helligkeit. Man spricht von einer farbengleichen Endstrecke des Spektrums. Eine Änderung des Farbtones beobachtet man erst bei einer Wellenlänge, die kleiner als 650 nm ist.

Die kürzeste *Empfindungszeit*, die zwischen der Einwirkung eines Lichtreizes und dem Auftreten der mit diesem Reiz verknüpften Empfindung besteht, beträgt 0,035 s. Sie kann unter sonst gleichen Bedingungen auf 0,15 s anwachsen, wenn die Intensität des Reizes abnimmt. Die Empfindungszeit sowohl des hell- als auch des dunkeladaptierten Auges ist umgekehrt proportional dem Logarithmus der Reizstärke.

Über das abbildende System (→ Auge) gelangt die Strahlung von den Gegenständen der Umwelt auf die Netzhaut und führt hier zu einer Abbildung dieser Objekte. In den dabei gereizten Sinneszellen erfolgt auf photochemischem Wege eine Umwandlung der Reize in Erregungen. In solchen Fällen spricht man von adäquater Reizung.

S. als subjektive Wahrnehmung von Lichterscheinungen, kommt auch bei inadäquater Reizung durch Schlag, Stoß oder Druck auf das Auge oder durch Zerrungen an der Netzhaut im Innern des Auges (z. B. bei Glaskörperabhebungen) zustande, ferner bei der Durchtrennung des Sehnerven.

Nicht jeder Reiz, der zu einer Erregung geführt hat, führt auch zum S. Der *Sehnerv* besteht aus etwa 800000 Einzelfasern, von denen jede in der Lage ist, in der Sekunde 30 bis 50 Reize, die wahrgenommen werden könnten, weiterzuleiten. Aus dieser Vielzahl von Information wird nur ein geringer Teil aufgenommen und weiter verarbeitet. Die Menge richtet sich unter anderem nach der Bedeutung, dem Informationsinhalt, der Informationskapazität des Sehorgans, der Aufmerksamkeit und der Konstitution des Sehenden. Das meiste wird „übersehen". So wird z. B. nach kurzzeitiger Betrachtung der Rubinschen Vase (Abb.), als Bildinhalt nur der Schattenriß einer Vase angegeben, obwohl auch die Information über zwei sich anblickende weiße Köpfe auf schwarzem Untergrund enthalten ist.

Scharf gesehen wird nur mit einer kleinen Stelle der Netzhaut; das Objekt muß dazu angeblickt werden. Dieses S. ist ein *direktes* oder *foveales S.* Die Peripherie der Netzhaut ist dagegen relativ zur Abnahme der Sehschärfe empfindlich für das S. von Bewegungen. Durch das *indirekte* oder *periphere S.* wird die Aufmerksamkeit des Beobachters auf wesentliche — in diesem Falle sich bewegende — Dinge gelenkt und dadurch der Blick reflektorisch dorthin gewendet.

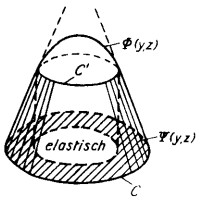
Während es einerseits ein Nichtsehen oder ein Übersehen trotz physikalischer Reize und physiologischer Erregung gibt, weil die Informationsmenge nicht nur verwirren, sondern sogar zum Zusammenbruch der Wahrnehmung führen würde, gibt es anderseits ein S. ohne reelle Dinge und ohne physikalische Reize. So führt z. B. der farbige Sukzessivkontrast beim Beobachten einer weißen Fläche nach vorhergehender Beobachtung farbiger Flächen zur Wahrnehmung von Farben. Hierher gehört auch das *eidetische S.*, ein Wahrnehmen von subjektiven Anschauungsbildern ohne reelle Objekte, das mitunter bei Kindern beobachtet wird.

Im allgemeinen ist das S. mit nur einem Auge für eine Informationsgewinnung und Orientierung im Raum ausreichend. Auch das Entfernungssehen ist monokular möglich. Die paarige Anordnung der Augen ist dennoch mehr als nur eine Verdoppelung, z. B. als Sicherung bei Ausfällen. Zunächst wird durch die paarige Anordnung das Gesichtsfeld erheblich vergrößert, da jedes einzelne Auge nasenseitig durch den Nasenrücken eine starke Einschränkung seines Gesichtsfeldes erfährt. Ferner ist die Sehschärfe bei beidäugiger Beobachtung etwas höher als bei monokularer Beobachtung mit jedem der beiden Augen. Von größter Bedeutung beim beidäugigen S. ist jedoch die Gewinnung einer neuen Qualität des räumlichen S.s, die Stereopsis (→ stereoskopisches S.), im allgemeinen als *plastisches S.* bezeichnet.

Die ständige Benutzung seiner Sinnesorgane von Kindheit an macht es dem Menschen unmöglich, sich kritisch mit der Leistungsfähigkeit seiner Sinnesorgane auseinanderzusetzen und eventuell gegebene Steigerungsmöglichkeiten zu erkennen; dies gilt in besonderem Maße für das Sehorgan und das optimale S. Eine Reihe von Fehlern biologisch-optischer Natur kann die Sehleistung stark beeinträchtigen und setzt damit die Produktivität und Qualität der Arbeit des Betreffenden herab, ohne daß er sich dieser Tatsache seiner minderen Leistungsfähigkeit bewußt ist; er sieht im Gegenteil seine Leistung sogar als Norm oder Optimum an. Oft führt die mindere Sehleistung noch zu Allgemeinstörungen der Gesundheit. Die Statistik zeigt, daß nicht ausreichendes Sehvermögen bei 50 bis 70% der arbeitenden Bevölkerung die Regel ist und daß bei 45 bis 50% eine Verbesserungsmöglichkeit besteht, die nur aus Unkenntnis nicht genutzt wird.


Rubinsche Vase

Die *Duplizitätstheorie* ist ein Versuch, die Fähigkeit des Tag- und Nachtsehens als Doppel-



Seifenhaut-Sandhügel-Analogie

funktion der Netzhaut zu erklären. In der Fovea centralis der Netzhaut befinden sich ausschließlich Zapfen, mit einem hohen Auflösungsvermögen und der größten Farbunterscheidungsfähigkeit, aber geringer Anpassungsfähigkeit an schwache Lichtreize. In der Netzhautperipherie finden sich dagegen vorwiegend stäbchenförmige Elemente, die in der Dunkelheit den Sehpurpur aufbauen, der dem Auge in der Nacht eine große Empfindlichkeit verleiht.

Während die Beobachtung, daß man bei Nachttieren vorwiegend Stäbchen, bei den Tagtieren vorwiegend Zapfen in der Netzhaut findet, für die Duplizitätstheorie spricht, scheinen die neueren elektro-physiologischen Untersuchungen gegen eine Doppelfunktion der Netzhaut zu sprechen. Zapfen und Stäbchen arbeiten in der Regel zusammen.

Eine Stufe sehr hoher Entwicklung des Sehorgans stellt das *S. von Farben* dar (→ Farbensehen). Das Forschungsgebiet, das sich mit dem Sehvorgang befaßt, ist die biologische Optik.

Sehhilfe, → Augenoptik.

Sehschärfe des Auges, → Augenoptik.

Seiches, *Plur.* [aus dem Franz.], freie Schwingungen der Wassermassen in ganz oder teilweise abgeschlossenen Becken in Form stehender Wellen. S. können sowohl im Meer als auch in Binnengewässern auftreten. Die Schwingungen können dabei sowohl in Längs- als auch in Querrichtung erfolgen. Ihre Periode hängt von den Abmessungen der Seegebiete ab, deren Wassermassen ins Schwingen geraten. Die S. werden durch plötzliche Wind- oder Luftdruckschwankungen erregt. Die Schwingungen sind meist stark gedämpft und nur über wenige Perioden nachweisbar. Eines der größten Seegebiete, in dem S. auftreten, ist die Ostsee. Die Amplituden der S. können hier 1 m betragen, die Periode der Grundschwingung für das System westliche Ostsee – Finnischer Meerbusen beträgt 27,6 h.

Seidelsche Koeffizienten, → Fehlertheorie dritter Ordnung.

Seidelscher Raum, → Fehlertheorie dritter Ordnung.

Seidelsches Gebiet, → Fehlertheorie dritter Ordnung.

Seidelsche Summen, → Fehlertheorie dritter Ordnung.

Seidelsche Theorie, svw. Fehlertheorie dritter Ordnung.

Seifenhautanalogie, 1) experimentelle Methode nach L. Prandtl zur Lösung des Problems der elastischen Torsion des prismatischen Stabes. Die S. beruht auf der mathematischen Analogie zwischen der Verwölbung w einer über den Prismenquerschnitt gespannten Membran und der → Spannungsfunktion Φ des Torsionsproblems, wobei Sw/p und $\Phi/2G\vartheta$ die zueinander analogen, d. h. derselben Differentialgleichung und derselben Randbedingung Φ bzw. $w = 0$ auf dem Rand genügenden, Funktionen sind. Dabei ist S die Membranspannung, p der Druck unter der Membran, G der Gleitmodul und ϑ der Drillwinkel je Stablänge. Aus der Spannungsfunktion Φ ergeben sich die Schubspannungen durch Bildung der Ableitungen nach den Koordinaten der Querschnittsebene.

2) → Analogie, Abschn. 4).

Seifenhaut-Sandhügel-Analogie, eine Methode, die es gestattet, das elastisch-plastische Torsionsproblem experimentell zu lösen. Die S.-S.-A. stellt eine Verbindung der Seifenhaut- und der Sandhügelanalogie dar. Über eine dem Querschnitt des tordierten Stabes entsprechende Fläche mit der Berandungskurve C wird ein Dach entsprechend der Sandhügelanalogie errichtet, das die Torsionsfunktion ψ für den vollplastischen Zustand darstellt. Außerdem sei über C die unter Überdruck stehende Membran entsprechend der Seifenhautanalogie gespannt. Sobald sie in irgendeinem Punkt von C den konstanten Anstieg $|\text{grad}\,\psi| = k_0$ der plastischen Spannungsfläche erreicht, beginnt der Werkstoff dort zu fließen. Bei weiterer Steigerung des Drucks wird sich die Membran so weit von innen an das Dach der plastischen Torsionsfunktion anlegen, bis auf der Grenzkurve C' wieder $|\text{grad}\,\Phi| = k_0$ erfüllt ist.

Das von C' umschlossene Gebiet entspricht dem elastischen Kern des Stabes. → Seifenhautanalogie, → Sandhügelanalogie.

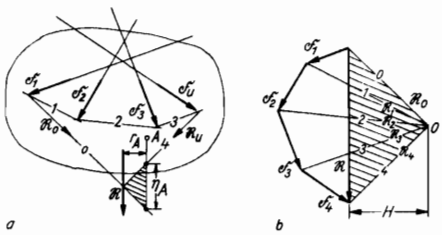
Seigerung, *Segregation*, Entmischungsvorgang bei der Erstarrung mehrkomponentiger Schmelzen. Ursache ist, daß der bereits erstarrte Teil der Schmelze eine andere Zusammensetzung als die Restschmelze hat (→ Schmelzdiagramm). Die verschiedenen sich ergebenden Strukturen des fertigen Gefüges werden durch die speziellen Erstarrungsbedingungen sowie durch Diffusionsvorgänge oder anderweitigen Materialtransport bestimmt.

Man unterscheidet zwei Arten von S. 1) *Korn-* oder *Kristallseigerung* tritt in einzelnen Mischkristallen dann auf, wenn die Diffusion innerhalb eines solchen Kristalls nicht ausreicht, um die Konzentrationsunterschiede zwischen den zeitlich nacheinander erstarrten Bereichen auszugleichen. Es bilden sich Zonenkristalle. Kornseigerung ist z. B. zu beobachten in den Zellen der Zellularstruktur oder in den Maschen von Zellulardendriten (→ Zellularwachstum) und kann durch Tempern bei höheren Temperaturen beseitigt werden. 2) *Blockseigerung* wird in technischen Gußstücken durch verschiedene Mechanismen ausgelöst. So treten zwischen Schmelze und erstarrten Kristallen wegen der unterschiedlichen Zusammensetzung Dichteunterschiede auf, wodurch die Kristalle, solange sie frei beweglich sind, in der Schmelze absinken oder aufsteigen können (*Schwereseigerung*). Bei einem starken Temperaturgefälle setzt die Erstarrung an der Wand der Gußform ein. Bestimmen die zuerst entstandenen Kristalle die Zusammensetzung der Randzone, während die Restschmelze im Inneren erstarrt, spricht man von *direkter* oder *normaler Blockseigerung*. Dringen jedoch die zuerst entstandenen Kristalle infolge der Kristallisationskraft vom Rande ins Innere vor oder bilden sich bei der Erstarrung in der Randzone Hohlräume, so fließt die Restschmelze in die Randzone ein, und es findet die *umgekehrte Blockseigerung* statt.

Seignette-Elektrizität, svw. Ferroelektrizität (→ Ferroelektrikum).

Seil, im allgemeinen Fall ein teilweise biegesteifer und dehnweicher Faden mit beliebigem Durchhang. Sonderfälle sind Kettenlinie (biegeschlaff und dehnhart) und Saite (geringer Durchhang bzw. straff gespannt und dehnweich).

Seileckverfahren, ein graphisches Verfahren zur Reduktion einer ebenen Kräftegruppe. Es beruht auf der Zerlegung der gegebenen Kräfte in Hilfskräfte, deren Wirkungslinien sich in einem festzulegenden Punkt, dem Pol, schneiden. In der Praxis geht man so vor, daß man zunächst für den Lageplan einen Längenmaßstab (1 cm = λ cm) und für den Kräfteplan einen Kräftemaßstab (1 cm = $\varkappa$ kp) festlegt. Für die Konstruktion des Kräfteplanes wählt man einen Pol 0 und verbindet die Eckpunkte des Kräftepolygons mit 0. Verschiebt man diese Pol- oder Seilstrahlen, z. B. 0 ··· 4 parallel so in den Lageplan, daß sich die Polstrahlen, die im Kräfteplan eine Kraft „eingabeln" (die Kraft $\vec{F}_3$ wird in die Richtungen der Seilstrahlen 2 und 3 zerlegt), auf der Wirkungslinie dieser Kraft schneiden, dann erhält man das Seilpolygon. Entsprechend dieser Entwicklungsvorschrift ist der Schnittpunkt der Seilstrahlen 0 und 4 ein Punkt der Wirkungslinie vor $\vec{R}$. Das resultierende Moment einer ebenen Kräftegruppe bezüglich eines Punktes A findet man mit Hilfe des Seilecks, wenn man im Lageplan durch A eine Parallele zu R zieht und diese mit den Seilstrahlen 0 und 4 zum Schnitt bringt. Aus der Ähnlichkeit der schraffierten Dreiecke folgt $\eta_A : r_A = R : H$, und man bekommt $M_A = r_A \cdot R = \eta_A \cdot H$. Bei R und der Polweite H ist der Kräftemaßstab, bei η_A und r_A der Längenmaßstab zu berücksichtigen.



Reduktion einer ebenen Kräftegruppe mittels Seileckverfahrens: *a* Lageplan, *b* Kräfteplan

Seilreibung, → Reibung.

Seismik, svw. Seismologie.

seismische Bodenunruhe, → mikroseismische Bodenunruhe.

seismische Intensität, ein Maß für die Wirkung eines → Erdbebens an der Erdoberfläche und auf Menschen, Bauwerke, das von 1 bis 12 läuft und den Bodenbeschleunigungen und Bodengeschwindigkeiten in den seismischen Erschütterungen zugeordnet ist. International gebräuchlich sind die *M.-M.-Skala* (*m*odifizierte *M*ercalli-*S*kala) und die modernisierte Form MSK 64 (*M*edvedev-*S*ponheuer-*K*arnik 1964) der Mercalli-Sieberg-Skala. Nur instrumentell nachweisbare Erschütterungen erhalten den Intensitätsgrad 1, beim Grad 2 werden sie gerade noch gespürt, beim 4. Grad sind schon stärkere Gebäudeerschütterungen zu verzeichnen, beim 8. Grad treten schwere Gebäudeschäden auf, beim 10. Grad werden zahlreiche Häuser zerstört, Schienenstränge verformt, Berghänge rutschen und verschütten Täler; der 12. Grad bringt totale Zerstörungen selbst bei soliden Normalbauten sowie vielfältige Verwüstungen der Landschaft.

Die Verteilung der s.n I. über einem Erdbebenherd hängt von der → Magnitude und der Herdtiefe ab; sie gestattet daher Rückschlüsse auf Magnitude und Herdtiefe, was besonders für Erdbeben vor der Jahrhundertwende wichtig ist. Die seismische Gefährdung eines Ortes läßt sich durch die größtmögliche örtliche s. I. charakterisieren. Dazu kommt jedoch eine Angabe über den Zeitraum, nach der sich dieses Maximalereignis wiederholen dürfte, ferner die Wiederholungsdauer von Erschütterungen unterhalb der maximalen s.n I.

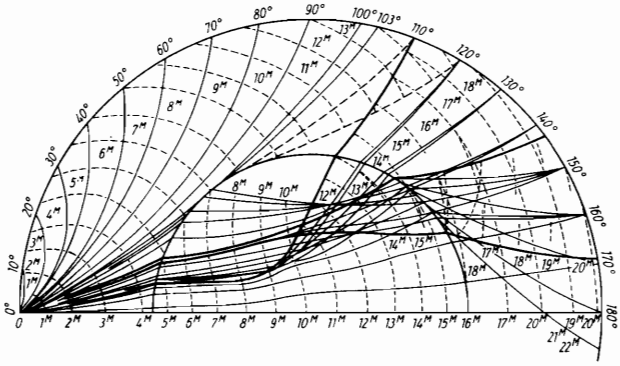
seismische Welle, eine → Welle, die sich durch die Erde oder Modellkörper derselben ausbreitet und vor allem durch Erdbeben, Meereswogen, Sturm, Explosionen und technische Erschütterungen hervorgerufen wird. Die s.n W.n durchlaufen teils den ganzen Erdball, wobei man von *Raumwellen* spricht, teils breiten sie sich bevorzugt an der Erdoberfläche aus und werden dann als *Oberflächenwellen* oder wegen ihrer längeren Schwingungsdauer als lange Wellen oder *L-Wellen* bezeichnet.

Eine örtliche Störung des dynamischen Gleichgewichts eines festen Körpers bleibt nicht auf ihren Ursprung beschränkt, sondern breitet sich unter ständiger Umwandlung von kinetischer und potentieller Energie mit Energieverlust durch innere Reibung in Wellenform aus. Die Wellen hängen von der Art ihrer Erzeugung, den Eigenschaften des Materials und den physikalischen Bedingungen an der Begrenzung des Körpers ab. Die beim Durchgang s.r W.n auftretenden Bodenbewegungen oder Verzerrungen werden von → *Seismographen* als Seismogramm *aufgezeichnet.* Eine Hauptaufgabe der → Seismologie ist es, aus den Seismogrammen auf die Eigenschaften der Erdmaterie und den → Herdmechanismus zu schließen. Zur Lösung dieses Umkehrproblems benötigt man Modelle über die Verteilung der Materie, die von parameterabhängigen Stoffgesetzen mathematisch beschrieben wird.

In der Seismologie interessieren gemäß der Natur der Wellen zunächst die mechanischen Stoffeigenschaften, also die Dichte ϱ und die Formänderung unter dem Einfluß von Spannungen. Im einfachsten Falle eines linearen Zusammenhangs von Formänderung und Spannung unabhängig von deren Richtung benötigt man zwei Stoffparameter, etwa Elastizitäts- und Scherungsmodul, oder statt dessen die Laméschen Parameter λ und μ.

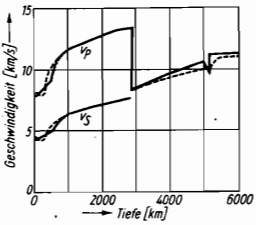
In einem isotrop elastischen Medium sind nur *Verdichtungswellen* und *Scherungswellen* möglich, wenn man von der Körperbegrenzung absehen kann. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Verdichtungswellen v_P und der Scherungswellen v_S gilt $v_P = \sqrt{\dfrac{\lambda + 2\mu}{\varrho}}$, $v_S = \sqrt{\dfrac{\mu}{\varrho}}$, $\dfrac{v_P}{v_S} = \sqrt{2 + \dfrac{\lambda}{\mu}} \approx \sqrt{3}$. Die demnach

schnellere Verdichtungswelle kommt als erste Welle oder *P-Welle* (nach dem lateinischen prima unda) an, die Scherungswelle als zweite Welle oder *S-Welle* (nach dem lateinischen secunda unda). Trifft eine solche Welle auf eine Grenze des Körpers oder auf eine Kontaktfläche unterschiedlicher Teilkörper, so entstehen nach dem Huygensschen Prinzip gebrochene, reflektierte sowie an der Fläche



1 Wellenstrahlen der P-Wellen (Verdichtungswellen, Longitudinalwellen) im Innern der Erde nach Gutenberg und Richter. An den gestrichelt gezeichneten Wellenfronten ist die benötigte Laufzeit in Minuten angegeben. Scherungs-, reflektierte und andere Wellen sind nicht eingezeichnet

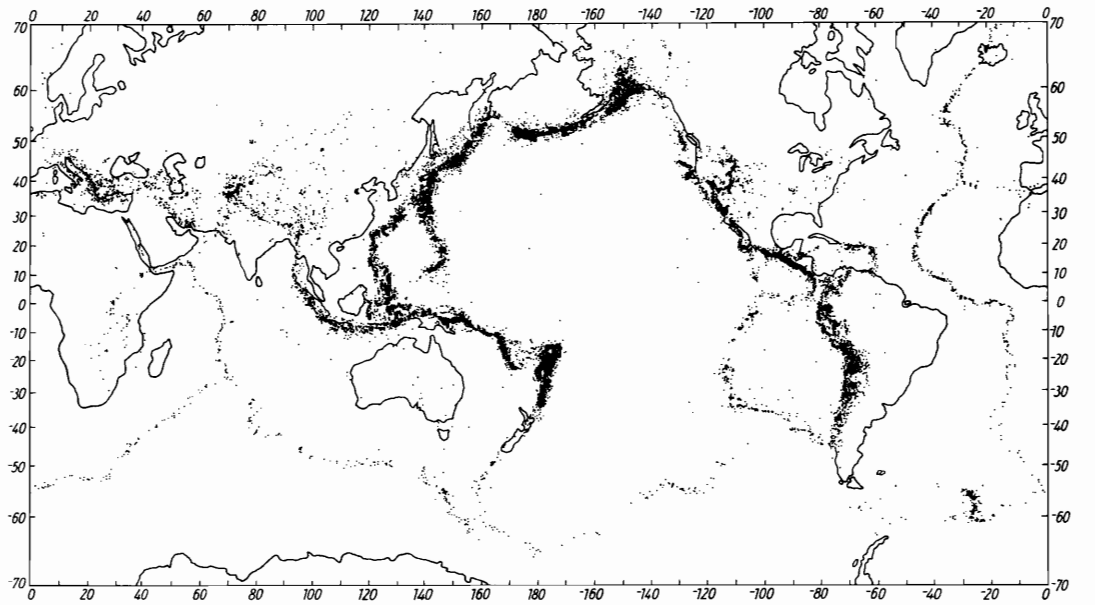
geführte, spezielle Oberflächenwellen. Die Reflexion einer P-Welle an der Erdoberfläche ergibt die P-Welle PP und die *Wechselwelle* PS. Eine S-Welle, die dort reflektiert wird, ergibt SS, SSS, die am Erdkern reflektierte S-Welle ergibt ScS usw. Die Oberflächenwellen und die an anderen Flächen geführten Wellen transportieren die Energie hauptsächlich nahe ihrer Führungsfläche. Die Partikelbewegung nimmt exponentiell mit dem Abstand von dieser Fläche ab. Außer den Grundmoden dieser Wellen gibt es höhere Moden, deren Partikelbewegung auf zur Führungsfläche parallelen Flächen verschwindet und dazwischen relative Maxima abnehmender Höhe aufweist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist abhängig von der Zusammensetzung (Schichtung) des Mediums und von der Schwingungsdauer. Aus der beobachteten Dispersion sind daher Rückschlüsse auf das Medium möglich.



2 Ausbreitungsgeschwindigkeiten v_P und v_S von P- und S-Wellen im Erdmantel und in der Erdkruste nach Jeffreys (———) und Gutenberg (– – – –)

Grundtypen von Oberflächenwellen der s.n W.n: Bei der *Rayleigh-Welle* bewegen sich die erfaßten Partikel in Ausbreitungsrichtung und gleichzeitig senkrecht zur Oberfläche auf elliptischer Bahn. Bei der *Love-Welle* erfolgt die Partikelbewegung parallel zur Oberfläche und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung; die Welle existiert nicht im homogenen isotropen elastischen Halbraum, sondern setzt eine echte Schichtung voraus. Die Oberflächenwellen können mehrfach um die Erde laufen und erscheinen dann im Seismogramm als *Wiederkehrwellen*. → Seismologie.

Seismizität, die mittels der Anzahl von → Erdbeben oder der durch Abstrahlung → seismischer Wellen freigesetzten Energie in einer Raum- und Zeiteinheit meßbare Erdbebentätigkeit. Die höchste S. weist der zirkumpazifische Erdbebengürtel auf, es folgen die Zone von Burma über



Karte der Erdbebenherde im Zeitraum 1961 bis 1967

den Himalaja, Zentralasien bis zum Mittelmeer und die insgesamt 64000 km langen mittelozeanischen Rücken sowie andere Bruchsysteme. In der DDR sind Erdbeben mit Schäden selten.

Seismogramm, → Seismograph, → Seismologie.

Seismograph, Gerät zur Aufzeichnung von Bodenschwingungen infolge seismischer Wellen. Es besteht aus dem *Seismometer* als Meßgerät und der *Aufzeichnungsvorrichtung* für die Meßgröße. Das Seismometergestell ist mit dem Boden gekoppelt und enthält ein Gehänge, dessen Relativbewegung zum Gestell infolge der Trägheitskräfte gemessen und durch Hebelsysteme vergrößert oder in elektrische Größen umgewandelt wird. Angeschlossene Galvanometer oder elektronische Verstärker erlauben günstige Abstimmung des Gesamtsystems auf die Bodenschwingungen, → seismische Welle. Zur vollständigen Aufzeichnung der Bodenbewegung sind 3 Translationsseismometer und 3 Rotationsseismometer mit vollkommener Aufzeichnungstreue nötig. *Rotationsseismometer* mit vertikaler Achse und *Strong-motion-Translationsseismometer* arbeiten in Gebieten hoher Seismizität. *Arrays* sind Bündelungen vieler Seismometer zur Ortung der Erdbebenherde, zur Ausschaltung der seismischen Bodenunruhe, zur Untersuchung von Mikroerdbeben und zur Vorhersage von → Erdbeben. *Strainseismometer* messen die feinen Längenänderungen oder Verformungen infolge seismischer Wellen.

Die Meßgröße wird sofort oder im Bedarfsfalle nach kurzer Speicherung auf ein Magnetband oder ein „unendliches" Band mit Seitenverschiebung, das für einen Lichtzeiger, für einen Hitzdraht, Tintenschreiber oder Ritzung empfindlich ist, geschrieben. Die Aufzeichnung, das *Seismogramm* (Abb. rechts), muß eine Zeitgenauigkeit von 0,1 s besitzen.

Seismologie, *Seismik*, Lehre von den → Erdbeben, ihren Wirkungen (seismische Intensität, → Tsunami) und ihrer Natur und Verteilung (→ Seismizität), von den → seismischen Wellen sowie deren Beobachtung (→ Seismograph), woraus grundlegende Erkenntnisse über das Erdinnere gewonnen werden. Zentrum der S. in der DDR ist das Zentralinstitut Physik der Erde der Akademie der Wissenschaften der DDR, Institutsteil Jena.

Lit. Savarenskij, v. Kirnos: S. und Seismometrie (dtsch Berlin 1960).

Seismometer, → Seismograph.

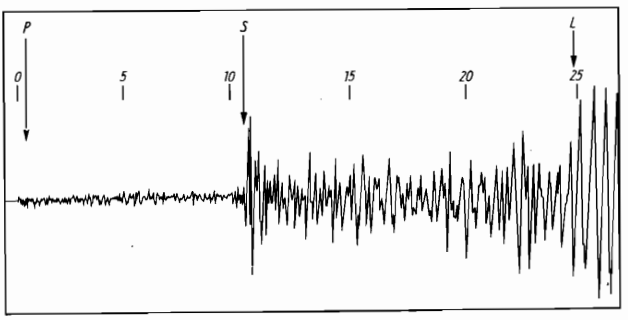
Seismometrie, die Lehre von der Messung und Aufzeichnung von Bodenbewegungen infolge → seismischer Wellen. Weiteres → Seismograph, → Seismologie.

Seismoskop, Einrichtung, die dazu dient, Erdbeben sichtbar zu machen und nach Betrag und Richtung abzuschätzen, ein Vorläufer der heutigen Seismographen. Im 19. Jahrhundert dienten Pendelapparate dazu, eine Uhr im Augenblick des Erdstoßes zu schalten. Die Pendelbewegung wurde auch durch Linsensysteme vergrößert beobachtet. Heute dienen *Pendelseismoskope* als billige, aber wirksame Ergänzung von Strongmotion-Seismographen zur Angabe der größten Verrückungen bei einem Erdbeben in den seismisch aktiven Gebieten der Erde. Dem gleichen Zweck dient ein Satz von Stäben unterschiedlicher Länge und damit unterschiedlicher Standfestigkeit. Lange, weniger standfeste Stäbe fallen schon bei schwachen Erdstößen um, ihre Fallrichtung ist entgegengesetzt gleich der Stoßrichtung.

Seitenmaßstab, svw. Abbildungsmaßstab.

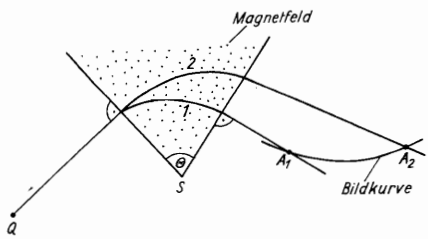
Seitenverhältnis, 1) *Streckung*, ein Maß für die Schlankheit des Tragflügels in Spannweitenrichtung. Das S. ist definiert als $\Lambda = b^2/A$; dabei bedeuten b die Spannweite und A die Tragflügelfläche. Für rechteckige Tragflügel mit der Flügeltiefe l wird $\Lambda = b/l$. Das S. spielt auch bei der Umströmung zylindrischer Körper eine große Rolle, bei denen für b die Abmessung des Körpers senkrecht zur Strömungsrichtung und für l in Strömungsrichtung einzusetzen sind. Weiteres → Strömungswiderstand (Abschn. induzierter Widerstand).

2) svw. Abbildungsmaßstab.



Typisches Seismogramm. Die Zahlen geben die Zeit nach dem Einsatz der P-Wellen an. S und L bezeichnen den Einsatz der S- und L-Wellen

Sektorfeldspektrometer, Grundelement des Massenspektrometers, bei dem die Ablenkung bewegter geladener Teilchen im Magnetfeld ausgenutzt wird. Ein geladenes Teilchen der Masse m, der Ladung Ze (Z ist die Ordnungszahl) und der Anfangsgeschwindigkeit v ($v \ll c$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist) durchläuft in einem zur Bewegungsrichtung senkrechten homogenen Magnetfeld $\vec{H}$ eine Kreisbahn mit dem Radius $r = mv/e\mu_0 H$. Erhalten die Teilchen ihre Anfangsgeschwindigkeit v, indem sie die Potentialdifferenz U durchlaufen, so kann der Radius durch die Zahlengleichung $r = \frac{144}{H}\sqrt{\frac{mU}{Z}}$ ausgedrückt werden (r in cm, H in $G \triangleq 10^{-4}\,\mathrm{Vsm^{-2}}$, U in V). Bei gleicher Teilchengeschwindigkeit ist der Bahnradius also von der Masse abhängig. Enthält der von der Ionenquelle Q ausgehende Strahl Ionen ver-

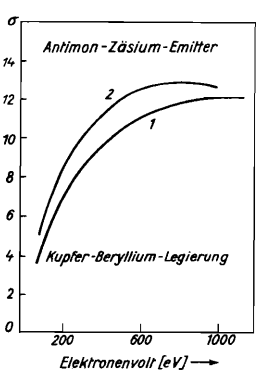


Strahlengang im magnetischen Sektorfeld

schiedener Masse, so werden deren Bahnen durch das magnetische Sektorfeld nach Massen aufgespalten (Abb.). Ein vom Quellpunkt Q ausgehendes divergentes Bündel von Ionen gleicher Masse und Energie wird nach Durchlaufen des Sektorfeldes in einem Punkt A fokussiert (*Richtungsfokussierung*). Die Fokussierungspunkte der einzelnen Massen liegen auf der Bildkurve, für den Abstand zweier Massen auf dieser ist die Massendispersion des betreffenden S.s maßgebend. Mit kommerziellen S.n (r = 20 bis 30 cm) kann ein Auflösungsvermögen bis 15000 erreicht werden.

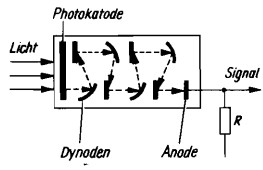
sekundäre Betastrahlen, → Sekundärelektron.

Sekundärelektron, Elektron. das infolge der Bestrahlung einer Oberfläche eines Metalls, Halbleiters oder Dielektrikums durch einen Elektronenstrahl (Primärstrahl) entsteht. Die S.en werden auch als *sekundäre Betastrahlen* bezeichnet. Das Verhältnis von Anzahl der aus der Oberfläche austretenden S.en zur Anzahl der Primärelektronen, die auf diese Oberfläche aufschlagen, nennt man *Sekundäremissionskoeffizient* σ. Gewöhnlich hängt dieser nicht von der Intensität des Primärelektronenstrahles ab, jedoch von den Eigenschaften der Primärelektronen (Energie, Auffallwinkel) sowie von der Natur, Art der Bearbeitung und dem Zustand der Oberfläche des bestrahlten Stoffes. Die Anfangsenergie der S.en beträgt einige Elektronenvolt und ist in einem großen Bereich nicht von der Energie der Primärelektronen abhängig. In Metallen, in denen die Leitungselektronendichte groß ist, stoßen die S.en oft mit den Leitungselektronen zusammen, geben ihre Energie an diese ab und haben somit nur eine kleine Wahrscheinlichkeit, die Metalloberfläche zu verlassen. Umgekehrt ist in Halbleitern oder Dielektrika die Dichte der Leitungselektronen gering und folglich die Austrittswahrscheinlichkeit der S.en größer. Deshalb gibt es keine Metalle mit großem σ, und die effektivsten Emitter sind die Halbleiter. Mit Vergrößerung der Energie der Primärelektronen wächst σ zunächst an, da der Hauptteil der S.en nahe der Oberfläche erzeugt wird. Mit einer weiteren Vergrößerung der Energie der Primärelektronen E_p wächst auch die Zahl der S.en im Stoff; da sie jedoch tiefer unter der Oberfläche entstehen, erreichen weniger davon infolge von Stoßprozessen die Oberfläche, und σ beginnt allmählich zu sinken (Abb.). Ähnlich erklärt sich das Anwachsen von σ mit der Vergrößerung des Einfallswinkels der Primärelektronen. Auf der Bildung der S.en beruht die Wirkung der → Sekundärelektronenvervielfacher.



Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten von der kinetischen Energie der Primärelektronen

Sekundärelektronenvervielfacher, abg. *SEV*, *Photovervielfacher*, *Photomultiplier*, *Multiplier*, eine Elektronenröhre mit Verstärkereigenschaften (Abb.), bei der die aus einer Photokatode durch Lichtquanten ausgelösten Elektronen auf eine Prallanode, die Dynode, auftreffen, wo sie Sekundärelektronen auslösen. Die Sekundärelektronen fliegen dann gegebenenfalls zu weiteren Dynoden, bis sie schließlich zur letzten Elektrode, der Anode, gelangen. S. erreichen damit etwa 10^8fache Verstärkung des ursprünglichen Photostromes und gehören zu den empfindlichsten optisch-elektrischen Wandlern. Wegen der kalten Photokatode zeichnen sich S. im Gegensatz zu Verstärkerröhren mit Glühkatode durch geringes Rauschen aus, so daß mit ihnen auch geringe Lichtintensitäten bis zu einzelnen Photonen nachweisbar sind. S. werden z. B. in der objektiven Photometrie, in Szintillationszählern, zur Messung radioaktiver Strahlung und in Fernsehaufnahmekameras verwendet.



Aufbau eines Sekundärelektronenvervielfachers

Sekundäremission, das Austreten von → Sekundärelektronen oder → Deltaelektronen.

Sekundäremissionskoeffizient, → Sekundärelektron.

Sekundäremissionsrauschen, → Rauschen II, 2 f.

sekundäre Normalspannung, die Normalkomponenten des Überspannungstensors, also die Summen aus den betreffenden Normalkomponenten des Spannungstensors und dem isotropen hydrostatischen Druck. Diese Normalspannungen sind von den auch manchmal benutzten deviatorischen Normalkomponenten zu unterscheiden, die sich als Differenzen aus den betreffenden Normalkomponenten des Spannungstensors und deren arithmetischem Mittelwert ergeben. Bei inkompressiblen Stoffen steckt der Unterschied in dem unbestimmten Parameter des hydrostatischen Druckes und kann in bestimmten Fällen Null gesetzt werden.

Sekundärkreis, Stromkreis elektrischer Maschinen und Geräte, z. B. des Transformators, der Energie an die Verbraucher abgibt. Gegensatz: → Primärkreis.

Sekundärradar, → Radar.

Sekundärstrahlung, → kosmische Strahlung.

Sekundärwicklung, *Sekundärspule*, beim Transformator die Wicklung bzw. Spule, in der die Sekundärspannung induziert und die Energie an den Verbraucher weitergegeben wird. Die S. wirkt als Erzeuger elektrischer Leistung. Gegensatz: → Primärwicklung.

Sekunde, 1) s, SI-Grundeinheit der Zeit. Vorsätze erlaubt. 1 s ist die Dauer von 9 192 631 770 Perioden der Strahlung, die dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus

des Grundzustandes des Zäsiumatoms 133 entspricht.

2) sec, der 86400ste Teil des mittleren Sonnentages.

3) ″, inkohärente Einheit des ebenen Winkels, Altsekunde, → Neusekunde. Vgl. Tabelle 1, Winkel.

4) ein Intervall, → Tonskalen.

selbstadjungierter Operator, → Operator.

selbständige Gasentladung, → Gasentladung.

Selbstdiffusion, → Diffusion.

Selbstenergie, die auf Grund der Selbstwechselwirkung, d. h. der Wechselwirkung der Teilchen mit dem von ihnen selbst erzeugten Feld, z. B. im Fall der Elektronen mit dem eigenen Strahlungsfeld, bedingte Energie dieser Teilchen. Die der S. vermöge der Einsteinschen Beziehung $E = mc^2$ entsprechende Masse heißt *Selbstmasse* oder auch *Feldmasse* des (Quell-) Teilchens.

In der klassischen Elektrodynamik ergibt sich die S. eines ruhenden, ausgedehnten Elektrons mit der Ladungsverteilung $\varrho(\vec{r})$ nach dem Coulombschen Gesetz zu

$$E_0 = \frac{1}{2}\int\int \frac{\varrho(\vec{r})\,\varrho(\vec{r}')}{4\pi\varepsilon_0\,|\vec{r}-\vec{r}'|}\,\mathrm{d}^3\vec{r}\,\mathrm{d}^3\vec{r}'.$$

Für ein punktförmiges Elektron würde dieser Ausdruck divergieren. Man nimmt daher einen von Null verschiedenen Elektronenradius r_0 und eine konstante Ladungsverteilung an und erhält $E_0 \sim e^2/4\pi\varepsilon_0 r_0$; dabei ist der fehlende Zahlenfaktor von der Größenordnung 1, z. B. $^1/_2$ für eine Kugel mit der Ladung auf der Oberfläche und $^3/_5$ für eine homogen geladene Kugel.

Aus der bekannten Elektronenmasse $m_0 = E_0/c^2$, die rein elektrodynamischen Ursprungs angenommen wird (*elektromagnetische Masse des Elektrons*), ergibt sich mit der ebenfalls bekannten Lichtgeschwindigkeit c der klassische Elektronenradius $r_0 = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2 = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$cm, der die Größenordnung der Compton-Wellenlänge des Protons hat.

Teilchen endlicher Ausdehnung bilden jedoch einen Fremdkörper in einer Feldtheorie, da z. B. deren Ausdehnung vom Bewegungszustand relativ zum Beobachter abhängen würde. Tatsächlich folgt aus der Lorentz-Invarianz der Theorie und der (strengen) Gültigkeit des Kausalitätsprinzips, daß das Elektron punktförmig sein muß.

Man hat daher versucht, durch geeignete lorentzinvariante Abänderung der Maxwellschen Elektrodynamik diese Schwierigkeit zu meistern, da eine kovariante Darstellung von Feldenergie und -impuls, die im Fall der Maxwellschen Theorie nicht vorliegt, von selbst zu endlicher S. führt. Versuche dieser Art sind die nichtlineare Elektrodynamik von Born und Infeld und die von Feldgleichungen höherer Ordnung ausgehende Theorie von Bopp und Podolski, die erwartungsgemäß zu endlichen S.n führen; es gibt aber keine physikalischen Prinzipien, die die Aufstellung der zugehörigen Lagrange-Dichten begründen.

Die Beseitigung der mit der S. des Elektrons zusammenhängenden Schwierigkeiten erfolgt in der → Quantenelektrodynamik durch die kovariante Renormierung von Ladung und Masse, die in eindeutiger Weise zu endlichen Ausdrücken für Ladung und Masse führt, die mit den beobachteten Werten identifiziert werden; analog verfährt man mit der S. der Photonen (→ Feynman-Diagramm). Die S. anderer Teilchen, z. B. der Nukleonen und Mesonen, konnte bisher nicht konsistent berechnet werden. Dies beruht zum einen Teil auf der Nichtanwendbarkeit der der Quantenelektrodynamik zugrunde liegenden Störungstheorie, zum anderen Teil auf der Nichtrenormierbarkeit der speziellen Wechselwirkung.

Selbsterregung, → Erregung, → nichtlineare Schwingungen.

Selbstfokussierung, → Brechung.

Selbsthemmung, durch Reibung bedingte Bewegungsverhinderung. S. liegt vor, wenn die bewegungsverursachende Kraft kleiner als die zu überwindende Reibkraft ist, d. h., wenn die Reibungsverhältnisse unter Beachtung der Geometrie der Körper im Falle Gleitreibung eine Bewegung verhindern. Merkmal: Die am Körper angreifende resultierende Kraft liegt bei S. innerhalb des Reibkegels.

Selbstinduktion, → Induktion 2).

Selbstinduktionskoeffizient, → Induktion 2), → Induktionskoeffizient.

Selbstinduktivität, → Induktion 2), → Induktionskoeffizient.

Selbstkanalisierung, → Brechung 2).

selbstkonjugierte Teilchen, Elementarteilchen, die mit ihren Antiteilchen dentisch sind. S. T. sind z. B. das Photon, das π^0- und das η-Meson.

Selbstladung, die auf Grund der Selbstwechselwirkung geladener Teilchen mit dem eigenen Strahlungsfeld in Analogie zur Selbstmasse bedingte elektrische Ladung (→ Selbstenergie, → Renormierung).

Selbstmasse, → Selbstenergie.

Selbstmordschaltung, eine Schaltung des selbsterregten Gleichstromnebenschlußgenerators. Durch Vertauschen der Klemmen der Erregerwicklung fließt der durch die Remanenz hervorgerufene Erregerstrom so, daß sein Feld das remanente Feld schwächt und keine Selbsterregung eintritt. Die S. wird zum Abbau der Remanenz bei der Leonard-Schaltung angewendet.

Selbststeuerung, → nichtlineare Schwingungen.

Selbstumkehr von Spektrallinien, in Gasentladungsplasmen häufige Erscheinung, daß Spektrallinien in der Linienmitte eine starke Einsattelung aufweisen. Die im heißen Plasmainneren emittierten Spektrallinien sind infolge des Doppler-Effekts stark verbreitert; in den Randgebieten, die diese Strahlung absorbieren, ist wegen der geringeren Temperatur die Doppler-Verbreiterung aber geringer und auf die Linienmitte beschränkt. Bei starker Absorption können die Spektrallinien sogar aufgespalten erscheinen.

Selbstwechselwirkung, → Selbstenergie.

Selectavision, auf dem Prinzip der → Holographie beruhendes Bildwiedergabeverfahren, bei dem ein Ausgangssignal einen intensitätsmodulierten Elektronenstrahl steuert, der einen entsprechend sensibilisierten 16-mm-Film zeilenweise belichtet; dabei werden neben den Helligkeitswerten auch die Farbsignale zu Beginn

jedes neuen Bildes mit aufgezeichnet. Nach dem photographischen Prozeß wird das sogenannte Film-Master zum Hologramm-Master, indem man ihn mit Hilfe eines Laserstrahls auf einen photoempfindlich beschichteten Kunststoffilm projiziert. Träger des Hologrammfilms ist eine Cronarfolie (maßhaltiger Schichtträger aus Polyäthylenglykolterephthalat) von $^1/_2$ Zoll Breite, die mit einer photopolymeren Schicht belegt ist und nach Belichtung durch den Laserstrahl, alkalisch entwickelt, in ein Reliefbild mittlerer Tiefe von 0,05 nm überführt wird, der mittlere Abstand der Reliefberge liegt bei nm. Das Hologramm-Master wird danach mit einer 150 nm starken elastischen, aber formstabilen Nickelschicht belegt als Folie aufgespult. Das Nickel-Master wird im engen Kontakt mit einem Vinylfilm zwischen einer geheizten Rolle und einer Druckrolle durchgeführt, so daß sich die Konturen der Nickeloberfläche in den erwärmten Vinylfilm einprägen. Ein Preßluftstrom kühlt den Film ab und trennt gleichzeitig beide Streifen. Beide Filme werden getrennt aufgespult; das Nickelband ist für weitere Kopien zu verwenden; die Wiedergabe vom Vinylfilm erfolgt durch Abtastung mittels Laserstrahls, Aufnahme durch ein Vidikon und Eingabe der Signale in ein Heimfernsehgerät.

Selektion, in der Nachrichtentechnik die Fähigkeit eines Empfängers, einen erwünschten Sender (Nutzsender) unter Ausschluß von unerwünschten Sendern (Störsendern) zu empfangen. Das Maß dafür ist die *Selektivität* oder *Trennschärfe*, die gleich dem Amplitudenverhältnis von Störsenderspannung zu Nutzsenderspannung am Empfängereingang für einen bestimmten Störabstand am Ausgang ist. Der Störabstand wird entsprechend der geforderten Übertragungsgüte festgesetzt und gibt das Verhältnis der Spannung des Nutzsignals zur Summe aller Störspannungen am Ausgang des Empfängers an.

selektiver Empfänger, → Strahlungsempfänger.

selektiver Strahler, → schwarzer Körper.

Selektivschutz, in der Elektrotechnik das Ansprechen einer Schutzeinrichtung (z. B. einer Sicherung oder eines Leistungsschalters), die einer Fehlerstelle am nächsten liegt. Durch den S. wird nur der fehlerbehaftete Anlagenteil abgeschaltet, während die Energieversorgung der übrigen Verbraucher nicht gestört wird. Man erreicht den S. durch Staffelung der Nennstromstärken der Sicherungen oder der Abschaltzeiten der Leistungsschalter.

Durch Auslösung der Leistungsschalter mit Differential-, Impedanz- oder Distanzrelais läßt sich der S. noch verbessern (*selektiver Netzschutz*). Die Wirkungsweise des *Differentialrelais* beruht auf Stromvergleich. Tritt in einem Anlagenteil eine Stromabweichung auf, so spricht das Relais an. Diese Schutzeinrichtung (*Differentialschutz*) wird z. B. bei großen Synchronmaschinen als Schutz gegen Wicklungsschlüsse angewendet. Das *Impedanzrelais* spricht an, wenn der Wechselstromwiderstand (Impedanz) einen gewissen Wert unterschreitet (*Impedanzschutz*). Wächst zusätzlich die Auslösezeit des Relais mit der Impedanz des Kurzschluß- oder Erdschlußkreises, so bezeichnet man das Impedanzrelais auch als *Distanzrelais*, da der Wechselstromwiderstand bei Fehlern etwa proportional mit der Distanz steigt.

Selengleichrichter, → Halbleitergleichrichter.

self-consistent-field, abg. scf, englische Bezeichnung für ein effektives Potential, dessen Verlauf nach dem Vorbild des Hartree-Verfahrens einerseits die Bewegung der Teilchen bestimmt und andererseits von dieser abhängt. S.-c.-f. und Teilchenbewegung bedingen einander und müssen daher gleichzeitig bestimmt werden. Das s.-c.-f. ergibt sich im Verlauf eines Iterationsverfahrens: Man geht von einem Satz geschickt gewählter Einteilchenwellenfunktionen aus und berechnet damit nach der durch das Hartree- oder durch das Hartree-Fock-Verfahren gegebenen Vorschrift ein effektives Potential. Dieses wird benutzt, um aus einer Schrödinger-Gleichung einen neuen Satz von Einteilchenfunktionen zu bestimmen, der sich im allgemeinen vom Ausgangssatz unterscheidet und eine bessere Näherung für den gesuchten Satz darstellt. In der Praxis gewinnt man eine Näherung für das s.-c.-f. und den gesuchten Satz von Einteilchenwellenfunktionen, indem man mittels eines Iterationsverfahrens (self-consistent-field-Verfahren) mit dem Satz von Einteilchenwellenfunktionen aus dem $(n-1)$-ten Schritt das effektive Potential für den n-ten Schritt jeweils berechnet. Das Verfahren wird abgebrochen, wenn sich das effektive Potential (oder der Satz von Einteilchenwellenfunktionen) im Verlauf des letzten Schrittes um weniger als einen vorgegebenen Fehler ändert. Das zuletzt berechnete effektive Potential ist dann eine Näherung für das s.-c.-f., d. h., die Elektronen erzeugen gerade ein solches mittleres Potential, das seinerseits wieder auf die zur Potentialberechnung benutzten Wellenfunktionen führt.

Sellwandler, elektrostatische, in Flüssigkeiten und Gasen arbeitende Ultraschallquelle. Der S. ist eine robuste Form eines Kondensatorlautsprechers mit metallbedampfter Kunststoffolie und aufgerauhter Gegenelektrode, der Frequenzen von etwa 5 bis 500 kHz erzeugt und z. B. in Flüssigkeiten im Nahfeld Intensitäten um 10^{-4} Wcm^{-2} hervorbringt.

Seltsamkeit, svw. Strangeness.

semantische Definition, → Definition.

semidefinite Form, → quadratische Form.

semipolare Bindung, → chemische Bindung.

Sénarmont-Prisma, → Polarisationsprisma.

Sender, im weitesten Sinne jedes physikalische System, das Energie abstrahlt (→ Strahlungsquelle). Nach der jeweiligen Energieform unterscheidet man *Radiosender* (→ Nachrichtenübertragung), *Mikrowellensender*, *Schallsender* (→ Schwingquarz) usw. Ein → Meßsender ermöglicht, elektromagnetische Wellen mit Frequenzen innerhalb eines Bereiches abzugeben, während ein Rundfunksender auf einer bestimmten Frequenz arbeitet. → Funkensender.

Im engeren Sinne wird unter S. ein System verstanden, das zusammen mit der Energieabstrahlung zugleich auch Information übermittelt (*Rundfunksender*, *Fernsehsender*).

Senderöhre, aktives Bauelement im Röhrensender. Die S. unterscheidet sich von den üblichen Verstärkerröhren äußerlich durch größere

Abmessungen und besondere Kühleinrichtungen. Damit das Verhältnis der nutzbaren hochfrequenten Energie zu der von der Stromversorgung aufgewandten Energie, also der Wirkungsgrad der S., brauchbar wird, muß sie bis an die Grenzen ihres Kennlinienfeldes ausgesteuert werden. Der stark verzerrte Anodenstrom wird im Anodenschwingkreis in eine annähernd sinusförmige Anodenwechselspannung umgeformt.

Seniorität, Quantenzahl, die zur Klassifizierung von Zuständen im Schalenmodell des Kerns, die aus mehreren Teilchen gebildet werden, benutzt wird. Wenn der Gesamtdrehimpuls der betrachteten Nukleonen $J \geqq 3/2$ ist und mehr als 3 Nukleonen zusammengekoppelt werden, dann reichen die Quantenzahlen J, M_J, T und M_T (Gesamtdrehimpuls und seine Projektion, Isospin und seine Projektion) zur eindeutigen Klassifizierung der möglichen Zustände nicht aus. Deshalb wird als zusätzliche Quantenzahl die S. eingeführt.

Senke, 1) svw. Drain. **2)** → Feld. **3)** → Quellen- und Senkenströmung. **4)** → Divergenz 1).

Senkungswellen, → Schwall und Sunk.

Senkwaage, *Aräometer*, Gerät, das den hydrostatischen Auftrieb eines schwimmenden Körpers zur Bestimmung der Dichte von Flüssigkeiten ausnutzt. Die S. ist ein spindelförmiger Glashohlkörper, der an seinem unteren Ende durch Blei oder Quecksilber beschwert wird, damit sein Massenmittelpunkt möglichst tief liegt. An seinem oberen zylindrischen Teil ist eine empirisch ermittelte Skale angebracht; an ihr wird die Dichte der Flüssigkeit abgelesen, in der die S. schwimmt. Die S. sinkt um so tiefer in die Flüssigkeit ein, je geringer deren Dichte ist.

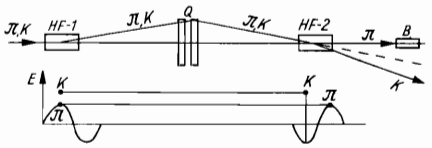
Separabilität, → Hilbert-Raum.

Separation der Variablen, Trennung der Variablen bei gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen. Die S. d. V. ist eine nützliche, in vielen Fällen ausführbare Methode zur Integration der gewöhnlichen Differentialgleichung. Liegt eine gewöhnliche Differentialgleichung in der Form $\mathrm{d}y/\mathrm{d}x = f(x, y)$ mit $f(x, y) = g(x) \cdot h(y)$ vor, so kann die S. d. V. in der Form $\mathrm{d}y/h(y) = g(x) \cdot \mathrm{d}x$ ausgeführt werden; die separate Integration $\int_{y_0}^{y} \frac{\mathrm{d}y}{h(y)} = \int_{x_0}^{x} g(x)\,\mathrm{d}x$ liefert dann implizit die Funktion $y = y(x)$.

Bei partiellen Differentialgleichungen spricht man von der Methode der S. d. V., wenn man die Lösung nicht in allgemeinster Form, sondern in der Gestalt einer Summe oder eines Produktes von Funktionen sucht, die jeweils nur von einem Teil der Variablen abhängen; die allgemeine Lösung läßt sich dann gewöhnlich als Summe aller möglichen derartigen Lösungen mit bestimmten Koeffizienten schreiben. Bekanntes Beispiel ist die Lösung der Wellengleichung $\Delta\varphi - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0$ durch den Ansatz $\varphi(x, y, z, t) = v(x, y, z) \cdot w(t)$, der auf $w \cdot \Delta v = v \cdot \frac{\mathrm{d}^2 w}{c^2 \mathrm{d}t^2}$ oder $\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{wc^2} \frac{\mathrm{d}^2 w}{\mathrm{d}t^2}$ führt — da die linke Seite nicht von t, die rechte aber nicht von x, y, z abhängt, können sie nur einer Konstanten $k = \lambda^2$ gleich sein — und damit folgt $\frac{\mathrm{d}^2 w(t)}{\mathrm{d}t^2} + c^2\lambda^2 w(t) = 0$ und $\Delta v + \lambda^2 v = 0$; man erhält $w(t) = A \cdot \mathrm{e}^{\lambda c t}$, wobei A beliebig komplex ist, und die zweite Gleichung kann mit der gleichen Methode weiterbehandelt werden, wozu man zweckmäßig Kugelkoordinaten benutzt.

Separator, *Teilchenseparator*, Gerät oder Anlage in Strahlführungssystemen, das zur Aussonderung von Teilchen verschiedener Masse aus einem monochromatischen Teilchenstrahl (d. h. Teilchen gleichen Impulses) dient. Nach der Art der Separierung unterscheidet man elektrostatische S.en und Hochfrequenzseparatoren (HF-Teilchenseparatoren).

1) Der *elektrostatische S.* besteht aus einem meist im Vakuum angeordneten Paar von Kondensatorplatten, zwischen die der Teilchenstrahl gelenkt wird. Die mittlere Ablenkung der Teilchen im elektrischen Feld wird meist durch ein schwaches Magnetfeld kompensiert. Die erreichbare räumliche Separation δ ist gegeben durch $\delta = f \cdot \frac{E \cdot l}{p^2} \Delta\varepsilon$, wobei f der Abstand vom Separator, E die elektrische Feldstärke, l die Länge der Kondensatorplatten, p der Teilchenimpuls und $\Delta\varepsilon$ die Differenz der Gesamtenergien der zu trennenden Teilchen ist.



Wirkungsweise des HF-Teilchenseparators. HF-1 und HF-2 Wanderfeldröhren mit transversaler Feldkomponente E, Q Quadrupollinse, B Beamstopper, K separierte Teilchen, π unerwünschte Teilchen

2) Beim *HF-Teilchenseparator* (Abb.) erfolgt die Separation von Teilchen mit gleichem Impuls, aber verschiedener Masse und daher verschiedener Geschwindigkeit durch eine elektrische Transversalkomponente einer Wanderwelle, deren Phasengeschwindigkeit gleich der mittleren Teilchengeschwindigkeit ist. Die Anlage besteht aus mindestens zwei Wanderfeldröhren, die hintereinander in größerem Abstand so angeordnet sind, daß für die erwünschten Teilchen die Phase um 180° unterschiedlich ist, während die unerwünschten Teilchen die gleiche Phasenlage haben. Durch Quadrupollinsen wird der Strahlquerschnitt in der ersten Röhre in den Mittelpunkt der zweiten Röhre abgebildet. Die transversale Auslenkung der Teilchen in der ersten Röhre wird daher in der zweiten Röhre für die erwünschten Teilchen verstärkt, für die unerwünschten dagegen kompensiert. Die unerwünschten Teilchen können dann durch einen Metall- oder Betonblock hinter dem letzten Separator, dem *Beamstopper* (engl., 'Strahlabsorber') absorbiert werden, während die daran vorbeifliegenden erwünschten Teil-

chen anschließend nochmals fokussiert und auf das Target gelenkt werden können. Bei optimaler Phasenlage kann das Auflösungsvermögen eines HF-Teilchenseparators bis weit ins relativistische Energiegebiet gesteigert werden.

Septime, ein Intervall, → Tonskalen.

Serber-Kraft, zwischen zwei Nukleonen wirkende Kraft, deren Potential durch

$V_S(r_{12}) = U(r_{12}) \cdot (1 + \hat{P}_{12}(r))$

gegeben ist, wobei $\hat{P}_{12}(r)$ der Austauschoperator des Ortes der beiden Nukleonen, r_{12} ihr gegenseitiger Abstand und $U(r_{12})$ ein Zentralpotential sind. Die S.-K. beschreibt sehr gut die Winkelverteilung der Streuung von Neutronen an Protonen, sie kann jedoch nicht die Sättigungseigenschaft der Kernkräfte erklären (→ Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung).

Seriengrenze, → Atomspektren.

Serien-Grenzkontinuum, → Atomspektren.

Sersche Scheibe, eine → Strömungssonde.

SEV, svw. Sekundärelektronenvervielfacher.

Sexagesimalteilung, ein auf der Basiszahl 60 aufbauendes Teilungssystem. Es wurde bereits um das Jahr 2000 v. u. Z. in Babylon angewendet und berücksichtigte bereits Stellenwerte. Reste davon erkennen wir z. B. noch in der Minuten- und Sekundenteilung und in der Teilung des Vollwinkels in 360°.

Sexte, ein Intervall, → Tonskalen.

SFD, → Sonneneruptionseffekt.

sgn, → Permutation.

Shellsplitting [engl.], das Aufspalten der Driftschalen geladener Teilchen mit unterschiedlicher Anfangsenergie, welche an einem gemeinsamen Punkt in der asymmetrischen Magnetosphäre starten, während ihrer Driftbewegung (→ Drift) um die Erde.

SHF, → Frequenz.

Shockleysche Halbversetzung, → Versetzung (Abschn. VII).

SHORAN, → Entfernungsmessung.

short ton, Tabelle 2, Masse.

short ton-force, Tabelle 2, Kraft.

sh tn, Tabelle 2, Masse.

sh tonf, Tabelle 2, Kraft.

Shunt, → Nebenschlußwiderstand.

SI, Symbol für Système International d'Unités, → Einheit.

Sicherheitsbeiwert, ein Wert $S > 1$, der die Unsicherheit, die dem praktischen mechanischen Belastungsfall anhaftet, rechnungsmäßig kompensiert: $\sigma_{V,zul.} = K/S$, mit K als Spannungsgrenzwert, wie Bruchspannung, Streckgrenze, Knicklast usw., und $\sigma_{V,zul}$ als zulässiger Vergleichsspannung.

Sicherheitsparabel, → Wurf.

Sicherheitsstab, → Reaktor.

Sicherung, ein Bauelement der Elektrotechnik zum Überlast- und Kurzschlußschutz nachfolgender Leitungen und Geräte (Überstromsicherung). Die S. muß relativ hohe Auslösezeiten bei geringen Überströmen und sehr geringe Auslösezeiten bei großen Kurzschlußströmen erreichen. Überstromsicherungen sind häufig als *Schmelzsicherungen* ausgeführt. Bei diesen ist ein metallischer, vom Betriebsstrom durchflossener Schmelzdraht in Sand eingebettet und von einer Metall-, Keramik- oder Glashülse umgeben. Bei der bekanntesten Schmelzsicherung, der *Patronensicherung*, wird ein Keramikkörper verwendet. Der Schmelzdraht ist mit einem farbigen, der Nennstromstärke zugeordneten Plättchen verbunden, das beim Durchschmelzen des Drahtes abfällt. *Sicherungsautomaten* werden bei länger andauernden Überströmen durch Bimetallauslöser und bei großen Kurzschlußströmen kurzzeitig durch elektromagnetische Auslöser abgeschaltet; sie können wieder eingeschaltet werden. Um nur den unmittelbar von einer Störung betroffenen Anlagenteil abzuschalten, verwendet man gestaffelte Sicherungen, → Selektivschutz.

Die *Überspannungssicherung*, exakter als *Überspannungsableiter* bezeichnet (→ Ableiter), ist ein Gerät zum Abbau einer schädlichen Überspannung.

Sicht, → Sichtweite.

Sichtfeld, die objekt- und bildseitig durch die Feldblenden begrenzte Größe des → Strahlenraums der optischen Abbildung. Das S. wird meist im Winkelmaß angegeben. Als weitere Meßgröße dient bei Instrumenten die *Feldzahl*, d. h. der in Millimeter oder Meter gemessene Durchmesser des S.s bezogen auf eine konventionelle Objektweite (bei Fernrohren z. B. m auf 1 km).

Sichtspeicherröhre, → Katodenstrahlröhre.

Sichtweite, *meteorologische Sichtweite*, die durch atmosphärische Trübung bedingte Grenzentfernung, bis zu der man gerade noch sehen kann. Man unterscheidet zwischen der *Tagessichtweite* oder *Tagessicht* von natürlichen Sichtzielen und der *Nachtsichtweite* oder *Feuersicht* von Lichtern. Die Größenordnung der S. reicht von der *Nebelsicht* mit weniger als 100 m bis zur *Fernsicht*, z. B. der Alpenfernsicht von einigen 100 km. Von der Tagessicht ist die *Normsichtweite* V_N abgeleitet, die anstelle des Schwächungsexponenten σ den Trübungszustand der atmosphärischen Luft sehr anschaulich beschreibt. Der Zusammenhang lautet

$V_N = \sigma^{-1} \ln(1/\varepsilon) = 3{,}91/\sigma,$

wobei $\varepsilon = 0{,}02$ der Kontrastschwellenwert des Auges für natürliche, dunkle Sichtziele ist. Die Sichttheorie zur Ableitung dieser Beziehung geht davon aus, daß die Leuchtdichte eines schwarzen Sichtzieles in der Entfernung l vor dem Horizonthimmel $B = B_h(1 - e^{-\sigma l})$ beträgt, wobei B_h die Leuchtdichte des Horizonthimmels in Richtung des Sichtzieles ist. Für $l \to V_N$ wird der Helligkeitskontrast K zwischen Sichtziel und Umgebung $K = (B_h - B)/B_h$ gleich dem Kontrastschwellenwert ε.

Die Nachtsichtweite eines Lichtes der Lichtstärke I wird *Tragweite* t genannt. Für sie gilt die Beziehung $\sigma t + 2 \ln t = \ln I/\beta$, worin β der Schwellenwert des Auges ist und für praktische Fragen, etwa für Leuchtfeuer, zu $2 \cdot 10^{-7}$ lx angesetzt wird. Für die Tragweite von Lichtern in der Dämmerung oder bei Tage ist ein wesentlich größerer Wert für β zu wählen.

Zur Messung der Normsichtweite dienen *Sichtmesser*. Sie sind vielfach als spezielle visuelle oder photoelektrische Photometer ausgebildet. In neuerer Zeit finden *Sichtregistriergeräte* Verwendung. Nach dem Verfahren der Durchlässigkeitsmessung eines modulierten Lichtstrahls längs einer horizontalen Strecke von einigen 100 m arbeiten die *Transmisso-*

meter, die auf Flugplätzen zur automatischen Registrierung der Landesicht eingesetzt werden. Beim *Landebahnsichtmesser* wird die Schrägsicht von einem erhöhten Punkt aus durch automatisches Abtasten der Landebahnbefeuerung mit einer Multiplier-Empfangseinrichtung registriert. Bei den *backscatter-Geräten* wird das von einem modulierten Scheinwerfer nach hinten gestreute Licht benutzt, um die Normsichtweite angenähert zu erfassen. Durch die modernen *Streulichtschreiber* wird das in den Gesamtraum gestreute Licht annähernd vollständig erfaßt und somit der Streukoeffizient (Mie-Streuung) gemessen, der bei vernachlässigbarer Absorption die Normsichtweite eindeutig wiedergibt.

SID, → Sonneneruptionseffekt.

Siebkette, → Gleichrichter.

Siebschaltung, → Kettenleiter.

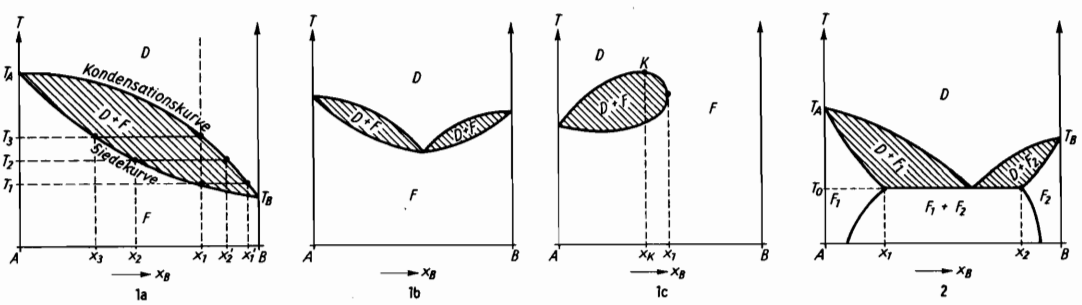
Siedeanalyse, Bestimmung der Zusammensetzung oder Reinheit eines Flüssigkeitsgemisches, wobei die Abhängigkeit des Siedepunktes von der Zusammensetzung ausgenutzt wird. Die verdampfte Flüssigkeit wird in ein anderes Gefäß destilliert. Man trägt die Menge der übergehenden Flüssigkeit über der Siedetemperatur auf und schließt aus dieser Destillationskurve auf die Zusammensetzung. Die S. versagt, wenn beim Sieden chemische Reaktionen stattfinden.

Siedebarometer, ein mit einem Siedethermometer ausgestatteter Wassersiedeapparat. Aus dem Siedepunkt des Wassers schließt man auf den Luftdruck.

Siedediagramm, *Zustandsdiagramm*, in dem das Gleichgewicht Flüssigkeit–Dampf für zwei- und mehrkomponentige Systeme beschrieben wird. Bei zweikomponentigen Systemen zeichnet man entweder in isobarer Darstellung die Siede- und Kondensationstemperaturen oder in isothermer Darstellung die entsprechenden Drücke in Abhängigkeit von der Zusammensetzung, bei drei- oder mehrkomponentigen Systemen gibt man ein räumliches p,T,x-Diagramm an. Da die Zusammensetzung der flüssigen Phase anders ist als die des Dampfes, ergeben sich je zwei Kurven. Die untere Kurve, die *Siedekurve*, gibt den Beginn des Siedens in Abhängigkeit von der Zusammensetzung der Mischung an; die obere Kurve, die *Kondensationskurve*, zeigt die Zusammensetzung des Dampfes bei der entsprechenden Temperatur. Die vorkommenden S.e lassen sich auf wenige Grundtypen zurückführen. Wesentlich unterscheiden sich nur die S.e beliebig mischbarer und schon bei den Siedetemperaturen begrenzt mischbarer Flüssigkeiten. Folgende Beispiele behandeln S.e binärer Mischungen bei konstantem Druck.

1) Die Flüssigkeiten sind unbegrenzt mischbar (Abb. 1a–c). Die Form und Dicke der „Zigarren" in den Abb. sind vom Druck abhängig. So kann ein System mit dem S. von Abb. 1c bei niedrigeren Drücken ein S. vom Typ der Abb. 1a oder b haben. Der Siedevorgang sei an Abb. 1a erläutert: Eine Mischung der Zusammensetzung x_1 beginnt bei T_1 zu sieden, der entstehende Dampf hat die Zusammensetzung x_1', enthält also die Komponente B im stärkeren Maße. Die Flüssigkeit wird A-reicher und siedet bei höheren Temperaturen. Die Zusammensetzung von Flüssigkeit und Dampf ändert sich nun ständig entsprechend der Siede- und Kondensationskurve (z. B. bei T_2x_2 und x_2'). Findet das Sieden in einem geschlossenen Gefäß statt, d. h., ist stets der gesamte entstandene Dampf im Gleichgewicht mit der flüssigen Phase, endet das Sieden bei T_3. Die zuletzt verdampfte Flüssigkeit hatte dann die Zusammensetzung x_3. Kann dagegen der Dampf entweichen (offenes Gefäß), so endet das Sieden erst bei T_A. Die Kondensation eines binären Dampfes erfolgt ganz analog. Die Abb. 1b enthält ein S. mit einem Minimum in der Siedekurve. Solche S.e ergeben sich, wenn der Siedepunkt der Mischung niedriger ist als die Siedepunkte der reinen Komponenten. Ist dagegen der Siedepunkt der Mischung höher als die Siedepunkte der reinen Komponenten, so tritt ein Maximum auf. Eine Flüssigkeit der Zusammensetzung der Extremwerte siedet wie ein reiner Stoff. Sie wird als azeotropes Gemisch bezeichnet. In Abb. 1c hat das S. einen kritischen Punkt K. Rechts der Kurve ist das Flüssigkeitsgebiet, links das des Dampfes. Für Zusammensetzungen zwischen x_K und x_1 findet bei Erwärmung retrograde Verdampfung statt (→ Kondensation).

2) Die Flüssigkeiten sind begrenzt mischbar. In Abb. 2 sieden die Flüssigkeiten zwischen A und x_1 bzw. x_2 und B wie unbegrenzt mischbare, für das Gebiet zwischen x_1 und x_2 existieren zwei flüssige Phasen F_1 und F_2, die jede für sich ebenfalls wie mischbare Flüssigkeiten sieden.



1 Siedediagramme mischbarer Flüssigkeiten. *1a* Ohne Extrema, *1b* mit Minimum, *1c* mit einem kritischen Punkt. *2* Siedediagramm begrenzt mischbarer Flüssigkeiten. *D* Dampf, *F* Flüssigkeit

Die S.e sind bei vielen technischen Verfahren, z. B. bei der Destillation, von großem Interesse.

Lit. Defay u. Prigogine: Chemische Thermodynamik (dtsch Leipzig 1962); Vogel: Die heterogenen Gleichgewichte (Leipzig 1959).

Siedekurve, → Siedediagramm.

Sieden, *Verdampfen*, der Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand. Er erfolgt bei der druckabhängigen *Siedetemperatur* (*Siedepunkt, Kochpunkt*, K_p), die gleich der Kondensationstemperatur ist. Für reine Stoffe ist die Siedetemperatur während des S.s konstant. Das normale S. bezieht sich auf einen Druck von 760 Torr. Die Abhängigkeit der Siedetemperatur vom Druck wird bei reinen Stoffen durch die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung beschrieben. Mehrkomponentige Systeme sieden im allgemeinen in einem von der Zusammensetzung abhängigen Temperaturintervall (→ Siedediagramm). Bei verdünnten Lösungen liegt die Siedetemperatur höher als die des reinen Lösungsmittels (→ Siedepunktserhöhung). Während des S.s wird vom System die *Verdampfungswärme* aufgenommen, die eine Umwandlungswärme ist und davon abhängt, ob das S. bei konstantem Volumen oder Druck stattfindet.

Der Siedevorgang beginnt, wenn der Dampfdruck, der sich immer einstellt, da von der Oberfläche einer Flüssigkeit bei jeder Temperatur eine gewisse Anzahl Moleküle in den Gasraum übergehen, gleich dem Gesamtdruck ist. In der Flüssigkeit kommt es dabei an den Gefäßwänden und an gegebenenfalls vorhandenen Verunreinigungen zur Dampfblasenbildung. Die Blasen steigen nach oben und treten in den Gasraum über. Vermeidet man die Dampfblasenbildung, so kann man das S. verhindern (*Siedeverzug*). Es ist gelungen, Wasser bis auf 270 °C zu erhitzen, ohne daß S. einsetzte (→ Überhitzung). Umgekehrt kann man das S. begünstigen, indem man die Dampfblasenbildung durch Zugabe polarer Moleküle, z. B. Chlorwasserstoff, oder durch kantige Gegenstände (Siedestäbchen) fördert. Aus der Struktur eines Stoffes auf dessen Siedetemperatur zu schließen, ist bisher nicht gelungen. Aus dem Theorem der korrespondierenden Zustände erhält man die Siedetemperatur eines Stoffes, wenn diese für einen chemisch ähnlichen Stoff bekannt ist.

Siedepunkt, → Sieden.

Siedepunktserhöhung, Erhöhung des Siedepunktes eines Lösungsmittels durch gelöste schwerflüchtige Stoffe. Ursache der S. ist die Dampfdruckerniedrigung (→ Raoultsches Gesetz). Kann man den Dampfdruck des gelösten Stoffes vernachlässigen, so ist die S. ΔT für verdünnte Lösungen proportional der normalen Konzentration n des gelösten Stoffes: $\Delta T = E_s n$. Hierbei ist E_s die *ebullioskopische Konstante*; sie hängt nur vom Lösungsmittel ab, nicht vom gelösten Stoff. Es gilt $E_s = RT_s^2/1000L_s$. Es bedeuten R die Gaskonstante, T_s die Siedetemperatur des Lösungsmittels, L_s dessen Verdampfungswärme. Die S. läßt sich zur Bestimmung des Molekulargewichts des gelösten Stoffes benutzen. Das Meßverfahren wird als *Ebullioskopie* bezeichnet. Die S. muß mit einem empfindlichen Thermometer, dem Beckmann-Thermometer, gemessen werden. Gegensatz: → Gefrierpunktserniedrigung.

Siedetemperatur, → Sieden.

Siedethermometer, → Thermometer.

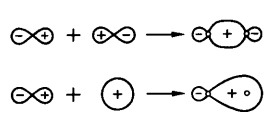
Siedeverzug, eine Erscheinung bei sehr reinen überhitzten Flüssigkeiten. Der S. ermöglicht die Erhöhung der Temperatur der Flüssigkeit über den Siedepunkt hinaus (→ Sieden). In Gegenwart ionisierender Strahlung wird der S. sofort aufgehoben. Der S. ist die Grundlage für das Funktionsprinzip der Blasenkammer.

Siegbahnsche X-Einheit, kurz *X-Einheit* genannt, XE, inkohärente Einheit der Länge in der Röntgenspektroskopie. Vorsätze nicht erlaubt. Sie wurde von Siegbahn definiert als 3029,45ter Teil der Gitterkonstanten des Kalkspats bei 18 °C. $1\,\mathrm{XE\,(Siegbahn)} = 1{,}00202 \cdot 10^{-13}$ m. Ursprünglich war die X-Einheit definiert als 2814ter Teil der physikalischen Gitterkonstanten des Steinsalzkristalls bei 18 °C, die gleich $2{,}814 \cdot 10^{-10}$ m ist. Heute gilt in der Spektroskopie $1\,\mathrm{XE} = 10^{-3}\,\text{Å} = 10^{-13}$ m.

Siemens, S, SI-Einheit des elektrischen Leitwertes. Vorsätze erlaubt. Das Siemens ist der elektrische Leitwert eines Leiters vom Widerstand 1 Ω. Die Bezeichnung $1/\Omega$ oder Ω^{-1} ist zulässig. $1\,\mathrm{S} = 1/\Omega = 1\,\mathrm{m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^3 \cdot A^2}$.

Siemens/Meter, S/m, gesetzliche Einheit der elektrischen Leitfähigkeit. Das Siemens/Meter ist die elektrische Leitfähigkeit eines homogenen Leiters mit dem Querschnitt 1 m^2 und der Länge 1 m, dessen Leitwert 1 S beträgt. $1\,\mathrm{S/m} = 1/\Omega\,\mathrm{m} = 1\,\mathrm{m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^3 \cdot A^2}$. Diese Einheit darf auch Eins je Ohmmeter, $1/\Omega\mathrm{m}$, benannt werden.

Sigma-Bindung, *σ-Bindung*, Bindung, bei der die Ladungsverteilung der Valenzelektronen rotationssymmetrisch um die Verbindungsachse beider Atome ist. σ-B.en können durch Kombination zweier *s*-Orbitale, durch Verknüpfung eines *s*- und eines *p*-Orbitals oder zweier *p*-Orbitale (Abb.) zustandekommen; dabei



Schematische Darstellung der Ladungsverteilung einer *p-p-σ*-Bindung und einer *p-s-σ*-Bindung

müssen die Achsen der *p*-Orbitale in Richtung der Bindungsachse zeigen. σ-B.en werden auch durch Hybridorbitale (→ Hybridisation) gebildet, die qualitativ ähnliche Eigenschaften wie die *p*-Orbitale aufweisen. Im Vergleich zur → Pi-Bindung (π-Bindung) überlappen sich die Elektronenwolken der σ-B.en stärker. σ-B.en sind deshalb stabiler als π-Bindungen. In Mehrfachbindungen zwischen zwei Atomen ist eine Bindung eine σ-B., die anderen Bindungen sind π-Bindungen.

Sigma-Elektron, *σ-Elektron*, ein Elektron, das durch eine ψ-Funktion beschrieben wird, die keine azimutale Abhängigkeit bezüglich der die Atomkerne im Molekül verbindenden Achse aufweist. Die Überlappung zweier σ-E.en führt zur Bildung einer → Sigma-Bindung.

Sigma-Hyperonen, *Σ-Hyperonen*, → Elementarteilchen (Tab. A und C) aus der Familie der Baryonen. Σ^+ wurde 1953 von York, Leighton und Bjorner in der kosmischen

Strahlung, Σ^- 1954 in Brookhaven (USA) auf der Aufnahme einer Reaktion in einer Diffusionsnebelkammer gefunden, und Σ^0 sowie die zugehörigen Antiteilchen fand man später.

Sigma-Meson, → Elementarteilchen.

Sigma-Resonanzen, → Elementarteilchen.

Signal, 1) Physik: eine von einem physikalischen System sich ausbreitende Wirkung, die geeignet ist, einem zweiten physikalischen System Information über die Veränderungen des ersten Systems zu übermitteln.

Ein S. muß zwei wesentliche Forderungen erfüllen. Erstens muß seine Ausbreitung im Einklang mit dem → Relativitätsprinzip erfolgen, und zweitens muß es dem Kausalitätsprinzip genügen, d. h., die Ausbreitungsgeschwindigkeit des S.s muß kleiner oder gleich der Lichtgeschwindigkeit sein. (→ Überlichtgeschwindigkeit).

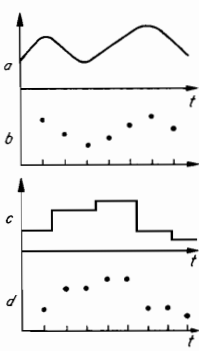
2) Kybernetik: physikalische Größe, in die als Signalträger durch die Werte eines Parameters Information eingelagert ist. Der Parameter kann eine räumliche oder die Zeitkoordinate sein. *Statistische S.e* benutzen die Zeitkoordinate nicht, wohl aber spielt bei *dynamischen S.en* die Zeit eine Rolle, z. B. beim Ticken eines Morsetasters.

Die Information ist kodiert, d. h., sie kann bei gleichen Parameterwerten für verschiedene Empfänger verschieden sein.

Deterministische S.e sind in ihrem Verlauf eindeutig bestimmt, *stochastische S.e* sind zufallsabhängig. In zeitabhängigen *analogen S.en* kann der Parameterwert $p(t)$ jeden Wert aus einem Intervall annehmen, in *diskreten S.en* kann er nur wenige Werte annehmen, zwischen denen er sich sprunghaft ändert. In *kontinuierlichen S.en* ist der Wert $p(x, y, z, t)$ des Parameters für jeden Argumentwert bis auf Sprungstellen definiert und stetig, in *diskontinuierlichen S.en* ist diese Funktion nur für bestimmte Argumente definiert, bei Taktbetrieb z. B. nur für jeden Takt $t = nT$, $n = 0, 1, 2, \ldots$ (Abb.).

Analog-kontinuierlich z. B. ist der zeitliche Verlauf der Körpertemperatur oder des Blutdrucks; analog-diskontinuierlich ist jedes aus einem analog-kontinuierlichen S. durch Abtasten gewonnene S. bzw. jedes S., dessen Wert erst durch den Ablauf einer anderen Größe über ein gewisses Intervall festgelegt wird, z. B. der minütliche Sauerstoffverbrauch. Diskret-kontinuierliche Verläufe haben alle Größen, die ihre Werte nur sprunghaft ändern können mit Sprunghöhen, die aus einem endlichen Vorrat von Amplituden gewählt sind. Diskret-diskontinuierlich sind alle in Digitalrechnern verarbeiteten S.e. Die möglichen Amplitudenwerte sind hier durch den darstellbaren Zahlbereich des Rechners und die diskontinuierlichen Zeitpunkte, zu denen Signalwerte gehören, durch den Takt des Rechners gegeben. *Digitale S.e* sind diskret-diskontinuierliche S.e, bei denen die Amplituden in Zahlform verschlüsselt sind. Häufig verwendet man zur Amplitudendarstellung nur endlich viele ganze Zahlen in ihrer Zifferndarstellung in einer der gebräuchlichen Zahlenbasen 10,8 bzw. 2. Bei der Verwendung der Zahlenbasis 2 spricht man von *binären* oder *dualen S.en.* Zur Untersuchung des Übertragungsverhaltens von Systemen werden *Testsignale* eingesetzt, die mit einfachen Hilfsmitteln genügend genau herstellbar und gut reproduzierbar sein müssen. Die Einheitssprungfunktion, die Einheitsimpulsfunktion und die Sinussignale sind die wichtigsten deterministischen Testsignale. Die *Einheitssprungfunktion* $\mathbf{1}(t) = \{1 \text{ für } t > 0, \text{ aber } 0 \text{ für } t < 0\}$ wird besonders für lineare Glieder mit konstanten Parametern eingesetzt. Ihre Übergangsfunktion $h(t)$ ist das K-fache bei einem Sprung der Sprunghöhe K. Aber auch beliebige S.e lassen sich näherungsweise als Überlagerung von Sprungsignalen darstellen. Die *Einheitsimpulsfunktion* (*Dirac-Impuls*) $\delta(t) = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathbf{1}(t)$ ist eine verallgemeinerte Ableitung von $1(t)$ oder eine Distribution. Die Reaktion eines linearen Systems auf den δ-Impuls heißt *Gewichtsfunktion* $g(t, t')$ (→ Übergangsvorgang). Ein *Sinus-S.* $A \sin(\omega t - \varphi)$ ist durch die Amplitude A, die Phase φ und die Frequenz ω gekennzeichnet. Beim Durchgang eines solchen S.s durch ein lineares Glied mit konstanten Parametern entsteht wieder ein Sinus-S. mit gleicher Frequenz ω, dessen Amplitude und Phase aber von ω abhängen. Beide Funktionen faßt man zum *Frequenzgang* zusammen.

Um eine bessere Annäherung an reale Bedingungen zu erhalten, unter denen die Systeme arbeiten, verwendet man vielfach *stochastische Testsignale.* Um stationäre Störbedingungen zu simulieren, soll es sich dabei um stationäre zufällige Prozesse handeln, die einen konstanten Mittelwert haben und deren Korrelationsfunktionen nur von der Zeitdifferenz abhängen. Die gebräuchlichsten stochastischen Testsignale sind die Gaußschen Prozesse, deren sämtliche Verteilungsfunktionen normalverteilt sind, und das *weiße Rauschen* bzw. *Breitbandrauschen,* das sind zufällige Prozesse, die im interessierenden Frequenzbereich eine konstante spektrale Leistungsdichte haben. Die Anzahl der unterschiedenen Zustände der Amplitude eines S.s wird *Signalalphabet* genannt. Man vereinbart als seine Symbole üblicherweise disjunkt liegende Amplitudenintervalle. Das entsprechende Alphabetsymbol liegt dann vor, wenn der Amplitudenwert in das vereinbarte Intervall fällt. Benachbarte Intervalle müssen aber genügend großen Sicherheitsabstand haben, damit zufällige Störungen der S.e nicht zu einer Symbolverfälschung führen.



Signaltypen: *a* analog-kontinuierlich, *b* analog-diskontinuierlich, *c* diskret-kontinuierlich, *d* diskret-diskontinuierlich

Signalgeschwindigkeit, Geschwindigkeit des eine Wirkung auslösenden → Signals. Weil in der → speziellen Relativitätstheorie das Prinzip der eindeutigen zeitlichen Reihenfolge von Ursache und Wirkung gilt, kann sich ein Signal höchstens mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c ausbreiten.

Zu beachten ist, daß die Phasengeschwindigkeit einer Wellenbewegung durchaus größer als c sein kann, da ein Signal sich als Wellengruppe ausbreitet und also die Gruppengeschwindigkeit entscheidend ist.

Signal-Rausch-Verhältnis, svw. Störabstand.

Signatur der Streuamplitude, → analytische S-Matrix-Theorie.

Silberfarbbleichverfahren, ein photographisches Mehrschichtenfarbverfahren, das auf Grund hoher Lichtbeständigkeit der Bildfarbstoffe bes. für Kopiermaterialien geeignet ist und im *Cibachrom-Print-Material* (Schweiz) technische Anwendung findet; dieses Material besteht aus einer masseeingefärbten weißen Kunststoffunterlage mit hohem Reflexionsvermögen, auf die für Rot, Grün und Blau empfindliche Silberbromidemulsionen gegossen sind; zwischen der grün- und blauempfindlichen Schicht kann sich eine Gelbfilterschicht befinden. Jede Emulsionsschicht ist mit einem Azofarbstoff hoher Sättigung und Brillanz komplementär zur spektralen Schichtempfindlichkeit eingefärbt, d. h., der Bildfarbstoff ist bereits vor Belichtung in der Schicht (bei der chromogenen Entwicklung entsteht er erst im Zuge der Entwicklung). Nach der Belichtung des Materials durch ein Positiv wird schwarzweiß entwickelt; dabei entsteht ein negatives Silberbild.

In stark saurem Farbbleichbad, das Kaliumbromid, Thioharnstoff als Silberhalogenidlösungsmittel, und einen Bleichkatalysator enthält, werden die diffusionsfesten Azofarbstoffe an den Stellen, an denen sich metallisches Silber befindet, reduktiv unter gleichzeitiger Oxydation des Silbers zerstört; nach dem Herauslösen der Silbersalze entsteht ein positives, brillantes Farbbild hoher Lichtechtheit.

Umkehrentwicklung ermöglicht das S. auch als Negativ-Positiv-Prozeß einzusetzen; die Umkehrung des beim Kopieren entstandenen latenten Positivbildes erfolgt durch Schwarz-Weiß-Entwicklung, Ausbleichen des entstandenen positiven Silberbildes und diffuse Durchbelichtung und Schwarz-Weiß-Entwicklung des übriggebliebenen Silberhalogenids.

Silberpunkt, → Temperaturskala.

Silbersalzdiffusionsverfahren, photographisches Bildwiedergabeverfahren für die Vervielfältigung von Schriftstücken und gedruckten Vorlagen, das von E. Land (USA) als *Ein-Minuten-Photographie* zur Erzeugung von Papierpositiven direkt aus der Kamera entwickelt wurde.

Das Grundprinzip des S.s besteht darin, daß bei Entwicklung einer normal aufgebauten Emulsionsschicht bildmäßig Silberionen in eine aufgepreßte Bildempfangsschicht diffundieren und dort nach Reduktion ein positives Silberbild erzeugen. Nach der Belichtung wird die Emulsionsschicht mit einer konzentrierten alkalischen Entwicklerlösung befeuchtet und mit der Bildempfangsschicht zusammengepreßt. Die Bildempfangsschicht enthält eine sehr große Anzahl von Keimen aus feinstverteiltem kolloidalem Silber oder einem anderen Schwermetallsulfid sowie Thiosulfat als Komplexbildner für Silberhalogenid. An den unbelichteten Stellen werden die Silberhalogenidkristalle nicht reduziert, sondern lösen sich als Thiosulfatkomplexe; die Silberkomplexionen diffundieren in die Empfangsschicht, werden von den Silberkeimen adsorbiert und von dem vorhandenen Entwickler zu Silber reduziert. Es entsteht ein Silberionenkonzentrationsgefälle von der Emulsions- zur Empfangsschicht, das eine ständige Nachlieferung von Silberionen in die Empfangsschicht gewährleistet; durch Abziehen der Bildempfangsschicht wird der Entwicklungsvorgang unterbrochen; das Bild liegt als fast trockenes Positiv vor und hält sich bei trockener Lagerung ohne weitere Behandlung mehrere Jahre.

In der *Ein-Minuten-Kamera* wird ein Negativfilm belichtet, der auf Grund des Bildaufbaues durch das nichtbelichtete Silberhalogenid eine sehr hohe Empfindlichkeitsausnutzung von etwa 40 DIN hat. Beim Filmtransport, nach der Belichtung, wird durch ein Walzenpaar in der Kamera ein Plastbeutel, der den Entwickler enthält, zerdrückt und gleichzeitig das Negativ mit der Bildempfangsschicht zusammengepreßt. Nach 10 bis 20 Sekunden, je nach Außentemperatur, kann das fertige Bild der Kamera entnommen werden. In der Weiterentwicklung des Verfahrens kann das Negativ nach Stabilisierung durch Wässern als Vorlage für weitere Kopien benutzt werden; nachteilig ist, daß keine Formatveränderung zwischen Negativ und Positiv bei der Erstkopie möglich ist.

Die verwendeten Kameras dürfen nicht als Kleinbildkamera ausgestattet sein, weil der Informationsgehalt eines Positivbildes im Format 3,6 · 2,4 cm zu gering ist.

Silistor, ein Siliziumhalbleiterwiderstand mit hohem positivem Temperaturkoeffizienten von etwa $7{,}7 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{grd}^{-1}$.

Siliziumtetrode, svw. Binistor.

Silsbeesche Regel, → kritischer Strom eines Supraleiters.

Simplexe, → Ähnlichkeitstheorie.

Simultanbedampfung, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Simultankontrast, → Farbensehen.

singende Flamme, Tonerzeugung infolge Schwingungen einer Gassäule in einem beidseitig offenen Rohr, das über eine kleine Gasflamme gestülpt wird. Die Frequenz des Tones entspricht dem Grundton des als offene → Pfeife anzusehenden Rohres, in dem die Gassäule durch zufällig vorhandene Störungen der Gasströmung zu Schwingungen angeregt wird, die ihrerseits durch die periodischen Druckschwankungen im Rohr die Ausströmung des Brenngases und damit die Temperatur der Flamme und des Gases im Rohr steuern. Durch diesen Mechanismus kann ein periodischer Schwingungsvorgang durch einen konstanten Gasstrom unterhalten werden.

singuläre Lösung, → Differentialgleichung.

singulärer Punkt, → Funktionen-Theorie, → Differentialgleichung.

Singularitäten, 1) einer Funktion: → Funktionen-Theorie.

2) eines (Vektor-) Feldes: die Punkte, in denen der analytische Ausdruck für die Feldgröße beliebig große Werte annehmen kann. Das bedeutet im → Strömungsfeld einer inkompressiblen Potentialströmung (→ Strömung), daß die Geschwindigkeit unendlich groß wird, was physikalisch nicht möglich ist. Weiteres → Quellen- und Senkenströmung, → Potentialwirbel, → Dipolströmung.

Singularitätenverfahren, eine Methode zur Berechnung der aerodynamischen Eigenschaften

umströmter Körper in reibungsfreien → Strömungen. Im Innern des Körpers werden in geeigneter Weise Quellen, Senken und Wirbel angeordnet, und durch Überlagerung mit einer Parallelströmung wird eine günstige Profilkontur erzeugt. Da Quelle, Senke und Wirbel im Ursprung einen singulären Punkt (→ Singularitäten) haben, in dem die Geschwindigkeit unendlich groß wird, bezeichnet man diese Methode als S. Als einfaches Beispiel sei die → Halbkörperströmung genannt, die durch Überlagerung von Quelle und Parallelströmung entsteht. Die Anordnung und Stärke der Singularitäten ist so zu wählen, daß sich durch Überlagerung mit der Grundströmung eine geschlossene Stromlinie ergibt, die durch eine reibungsfreie Wand ersetzt werden darf. Die Strömung im Innern des Körpers besitzt keine physikalische Bedeutung.

Zur Erzeugung eines symmetrischen Tragflügelprofils, auch als Tropfenprofil bezeichnet, werden bei anstellungsfreier Zuströmung nur Quellen und Senken benötigt, deren Intensität in der Summe gleich Null sein muß, damit eine geschlossene Körperkontur entsteht. Gewölbte Profile ergeben sich, indem zusätzlich noch im Profilinnern Wirbel angeordnet werden. Bei geringen Profilwölbungen und geringer Profildicke erhält man das gewölbte Profil endlicher Dicke, wenn ein Profiltropfen einer Skelettlinie (→ Tragflügel) überlagert wird. Das sehr dünne Profil von der Form der Skelettlinie ergibt sich durch Überlagerung einer veränderlichen Wirbelbelegung längs der Profiltiefe mit einer Parallelströmung. Die Wirbel induzieren in der Grundströmung ein Geschwindigkeitsfeld und bewirken so eine Krümmung der Stromlinien. Die mit Wirbeln belegte Stromlinie kann aufgefaßt werden als unendlich dünne Wand, auch Profilskelett genannt.

Das Grundsätzliche des S.s soll an der *Skelett-Theorie* oder *Theorie der tragenden Wirbel* erläutert werden. Ist die Skelettlinie nur schwach gekrümmt, so kann die kontinuierliche Wirbelbelegung statt auf der Skelettlinie auf der Sehne angeordnet werden. Dadurch wird die mathematische Lösung des Problems wesentlich einfacher, da die Form der Skelettlinie von vornherein nicht bekannt ist, sondern von der angenommenen Zirkulationsverteilung abhängt. Man spricht deshalb vom *vereinfachten S.* Befindet sich in einem Punkt $x = \xi$ ein Wirbelelement der Stärke $\mathrm{d}\Gamma = \gamma(\xi)\,\mathrm{d}\xi$, so induziert es nach dem Biot-Savartschen Wirbelgesetz (→ Biot-Savartsches Gesetz 2) Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung

$$c_{\gamma x} = \frac{1}{2\pi b}\int_0^l \gamma(\xi)\,\frac{y}{(x-\xi)^2+y^2}\,\mathrm{d}\xi \qquad (1)$$

$$c_{\gamma y} = \frac{1}{2\pi b}\int_0^l \gamma(\xi)\,\frac{x-\xi}{(x-\xi)^2+y^2}\,\mathrm{d}\xi \qquad (2)$$

Dabei bedeuten γ die Wirbelstärke je Längeneinheit, x, y die kartesischen Koordinaten, l die Profiltiefe, b die Länge des Wirbelfadens senkrecht zur x-, y-Ebene. Für die schwach gewölbten Profile ist die Geschwindigkeit auf der Skelettlinie näherungsweise gleich den Werten auf der Profilsehne. Durch Grenzübergang für $y \to 0$ erhält man aus Gleichung (1) und (2) die induzierten Geschwindigkeiten auf der Skelettlinie:

$$c_{\gamma x} = \pm\gamma(x)/2 \qquad (3)$$

$$c_{\gamma y} = -\frac{1}{2\pi b}\int_0^l \gamma(\xi)\,\frac{\mathrm{d}\xi}{x-\xi} \qquad (4)$$

In Gleichung (3) gilt das obere Vorzeichen für die Profilsaugseite, das untere für die Druckseite. Die Zirkulationsverteilung ruft in x-Richtung einen Geschwindigkeitssprung von der Größe γ hervor. Die Verteilung von γ entlang der Profilsehne muß so vorgenommen werden, daß nach Überlagerung mit der Parallelströmung die Skelettlinie zur Stromlinie wird; dann verläuft die resultierende Geschwindigkeit in jedem Punkt des Profils tangential zur Skelettlinie. Die Normalkomponente der Geschwindigkeit ist gleich Null. Diese Forderung bezeichnet man als *kinematische Strömungsbedingung*. Beim vereinfachten S. wird sie auf der Profilsehne erfüllt. Für kleine Anstellwinkel α ergibt sich die Geschwindigkeitsverteilung auf dem Profil zu $c = c_\infty + c_{\gamma x} = c_\infty \pm \gamma(x)/2$; dabei bedeutet c_∞ die Geschwindigkeit der Parallelströmung. Die Gesamtzirkulation Γ um das Profil folgt aus $\Gamma = \int_0^l \gamma(x)\,\mathrm{d}x$.

Soll zu einer vorgegebenen Zirkulationsverteilung $\gamma(x)$ die Form der Skelettlinie ermittelt werden, so handelt es sich um die *erste Hauptaufgabe*. Aus Gleichung (4) und der kinematischen Strömungsbedingung folgt durch Integration die Kontur der Skelettlinie: $y_s/l = \alpha \cdot x/l + \int_0^{x/l} \frac{c_{\gamma y}}{l c_\infty}\,\mathrm{d}x + \text{konst.}$ Wenn die Form der Skelettlinie vorgegeben ist und die Zirkulations- bzw. Geschwindigkeitsverteilung ermittelt werden soll, so handelt es sich um die *zweite Hauptaufgabe*. Unter Berücksichtigung der Joukowsky-Bedingung (→ Kutta-Joukowsky-Gleichung) ergeben sich die Zirkulationsverteilung

$$\gamma(x) = 2c_\infty \sqrt{\frac{1-x/l}{x/l}} \times$$

$$\times \left(\alpha + \frac{1}{\pi}\int_0^1 \frac{\mathrm{d}y_s/l}{\mathrm{d}\xi/l}\sqrt{\frac{\xi/l}{1-\xi/l}}\right)\cdot\frac{\mathrm{d}\xi/l}{x/l-\xi/l}$$

und die Geschwindigkeitsverteilung

$$c/c_\infty = 1 \pm \sqrt{\frac{1-x/l}{x/l}} \times$$

$$\times \left(\alpha + \frac{1}{\pi}\int_0^1 \frac{\mathrm{d}y_s/l}{\mathrm{d}\xi/l}\sqrt{\frac{\xi/l}{1-\xi/l}}\cdot\frac{\mathrm{d}\xi/l}{x/l-\xi/l}\right).$$

Das Integral kann dabei nach der Quadraturmethode gelöst werden.

Nach der Tropfentheorie erhält man ein symmetrisches Profil bei anstellungsfreier Umströmung durch Überlagerung der auf der Sehne angeordneten kontinuierlichen Quellen-Senken-Verteilung $q(x)$ mit einer Parallelströmung. Damit sich die Profilkontur schließt, muß die Gesamtintensität der Quellen-Senken-

Verteilung Null sein: $\int_{x=0} q(x)\,\mathrm{d}x = 0$. Von einem Quellelement $\mathrm{d}Q = q(\xi)\,\mathrm{d}\xi$ werden in einem Punkt x, y_d der Kontur die Geschwindigkeitskomponenten

$$c_{q_x} = \frac{1}{2\pi b}\int_0^1 q(\xi/l)\,\frac{\mathrm{d}\xi/l}{x/l - \xi/l}$$

$$c_{q_y} = \pm q(\xi/l)/2$$

induziert. Damit die Profilkontur Stromlinie wird, muß die Bedingung $\mathrm{d}y_d/\mathrm{d}x = (1/2)\,q(x)/c_\infty = c_{q_y}/c_\infty$ erfüllt sein. Die Geschwindigkeitsverteilung auf der Profiloberfläche ergibt sich zu

$$c/c_\infty = (1/\varkappa)\left(1 + (1/\pi)\int_0^1 \frac{\mathrm{d}y_d/l}{\mathrm{d}\xi/l}\cdot\frac{\mathrm{d}\xi/l}{x/l - \xi/l}\right),$$

wobei $1/\varkappa$ eine von x/l abhängige Einflußgröße ist, die *Riegels-Faktor* genannt wird.

Das gewölbte Profil endlicher Dicke erhält man durch Überlagerung des Profilskeletts und des Tropfenprofils. Die Koordinaten der Profilkontur sind x/l und $y/l = y_s/l \pm y_d/l$; dabei gilt das positive Vorzeichen für die Oberseite und das negative Vorzeichen für die Unterseite des Profils. Die Geschwindigkeitsverteilung des gewölbten Profils endlicher Dicke ist für den Fall, daß der Anstellwinkel $\alpha = 0$ ist, gleich der Summe der Geschwindigkeitsverteilungen von Profilskelett und Tropfenprofil. Bei $\alpha \neq 0$ kommt noch ein von der Anstellung des Tropfens herrührender Anteil hinzu. Aus der Geschwindigkeitsverteilung kann mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung die Druckverteilung berechnet werden. Daraus ergeben sich die → Profilbeiwerte der reibungsfreien Strömung.

Bei sehr dicken und stark gewölbten Profilen ist die lineare Überlagerung von Skelettlinie und Tropfenprofil nicht mehr zulässig, die gesamte Profilkontur muß mit Wirbeln belegt werden. Bezeichnet man die Zirkulationsverteilung der Saugseite mit $\gamma_s(x)$ und die der Druckseite mit $\gamma_D(x)$, so bestimmt der Wert $\gamma_s + \gamma_D$ die Wölbungsverteilung und $\gamma_s - \gamma_D$ die Dickenverteilung des Profils.

Zur Berechnung optimaler Profile geht man von einer günstigen Geschwindigkeitsverteilung aus, bei der noch keine → Grenzschichtablösung auftritt, und ermittelt die zugehörige Profilform. Diesen Lösungsweg bezeichnet man als *dritte Hauptaufgabe*.

Ähnlich wie → Tragflügel können auch → Schaufelgitter mit dem S. behandelt werden. Dabei ist allerdings bei kleinen Teilungsverhältnissen der Einfluß der Nachbarschaufeln, des Restgitters, zu berücksichtigen. Die Grundströmung am Ort des betrachteten Profils setzt sich aus der Parallelströmung und der Restgitterströmung zusammen. Bei bekannter Restgitterströmung kann dann der gleiche Lösungsweg wie beim Tragflügel beschritten werden. Ein Schaufelgitter kann auch mit Hilfe der konformen Abbildung (→ komplexe Methoden 1) auf eine Einzelschaufel abgebildet und diese mit dem S. behandelt werden.

Das S. besitzt gegenüber der konformen Abbildung den Vorteil, daß es auch zur Berechnung räumlicher Strömungen eingesetzt werden kann. Bei dem S. handelt es sich jedoch um Näherungslösungen, da die kinematische Strömungsbedingung nicht auf der gesamten Profiloberfläche, sondern nur in diskreten Punkten erfüllt wird und die Singularitäten zum Teil auf der Profilsehne angeordnet sind. Nach der konformen Abbildung erhält man gewöhnlich exakte Lösungen, die zur Beurteilung von Näherungslösungen verwandt werden können. Durch Anwendung der maschinellen Rechentechnik ist jedoch die Genauigkeit des S.s erheblich gesteigert worden.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966).

Singularitätsproblem, Rolle und Bedeutung von Singularitäten, d. s. Stellen, an denen die Feldwerte unendlich groß werden, in der allgemeinen Relativitätstheorie bzw. nichtlinearen Feldtheorie.

Das S. geht auf die ursprüngliche Fragestellung von A. Einstein zurück, ob es möglich ist, Modelle von beständigen Teilchen als singularitätsfreie, stationäre oder zeitlich periodische Lösungen der Gravitationsgleichungen im Vakuum zu erhalten. Diese Lösungen müßten einen Bereich starken Feldes enthalten, der übergeht in das schwache Feld, welches für die Metrik $g_{\mu\nu}$ die Grenzbedingung

$$g_{\mu\nu} \to \eta_{\mu\nu} \quad \text{für} \quad r \to \infty \tag{1}$$

in einem im Unendlichen inertialen Bezugssystem erfüllt (→ Inertialsystem). Hier ist $\eta_{\mu\nu}$ der Minkowski-Tensor.

Im Bereich des schwachen Feldes weicht die Metrik $g_{\mu\nu}$ nur wenig von der Minkowski-Metrik $\eta_{\mu\nu}$ ab, so daß dort eine Entwicklung nach Potenzen eines kleinen Parameters $\varkappa$ möglich ist:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \varkappa\gamma_{\mu\nu} + \varkappa^2\gamma_{\mu}^2 + \cdots. \tag{2}$$

Im Bereich starken Feldes divergiert diese Entwicklung, es erscheint deshalb im Rahmen der Näherungsmethode für die Lösung der Gleichungen als Singularität.

Die Singularitäten des Feldes bewegen sich entsprechend den aus den Feldgleichungen folgenden Bewegungsgesetzen (→ allgemeine Relativitätstheorie), sie erscheinen als Quellen des Feldes. Deshalb könnten Bereiche starken Gravitationsfeldes prinzipiell als Teilchen interpretiert werden; die Teilchen brauchten nicht von außen in die Theorie über einen Materietensor eingeführt zu werden.

Für den einfachsten Fall zeitunabhängiger Metrik haben zuerst Einstein und Pauli gezeigt, daß derartige singularitätsfreie Lösungen Teilchen mit verschwindender Gesamtmasse entsprechen würden. In der Folgezeit konnte bewiesen werden, daß in der Einsteinschen Gravitationstheorie derartige singularitätsfreie, stationäre oder zeitlich periodische Lösungen, die die Grenzbedingung (1) erfüllen, nicht existieren, so lange man an bestimmten Forderungen bezüglich der Global- bzw. Kausalstruktur des Raumes festhält.

Ebenso existieren keine stationären oder zeitlich periodischen singularitätsfreien Lösungen der → Einstein-Maxwellschen Gleichungen

für das kombinierte Gravitations- und elektromagnetische Feld.

J. A. Wheeler hat jedoch gezeigt, daß quasibeständige Lösungen der Einstein-Maxwellschen Gleichungen, d. s. Geonen (→ Geometrodynamik) möglich sind. Im Zusammenhang mit der Quantengeometrodynamik ist die Frage nach der Existenz singularitätsfreier Lösungen, die Teilchenmodelle darstellen könnten, jetzt erneut gestellt worden. Da es im Zusammenhang mit der Quantentheorie des Gravitationsfeldes nicht möglich erscheint, an den alten Forderungen bezüglich der Global- bzw. Kausalstruktur des Raumes festzuhalten, erscheinen die früheren Ergebnisse in einem neuen Licht. Insbesondere wurde von H. Treder gezeigt, daß es stationäre, singularitätsfreie Lösungen der Einsteinschen Gleichungen gibt, die als Teilchenmodelle geeignet sind, wenn nur die Kausalstruktur der Raum-Zeit längs einer zeitartigen Weltlinie durch auftretende Nullstellen der Determinante der Metrik $g_{\mu\nu}$ von der üblichen Kausalstruktur abweicht.

Diese neueren topologischen Untersuchungen des S.s stehen im engen Zusammenhang mit der invarianten Charakterisierung des Begriffes „starkes Feld". Die durch das Versagen der Entwicklung (2) gegebene Charakterisierung des starken Feldes hat keinen invarianten Charakter. Das resultiert daraus, daß es für jeden Punkt des Raumes eine Koordinatentranformation gibt, die die Metrik $g_{\mu\nu}$ in diesem Punkt auf die Minkowskischen Werte $\eta_{\mu\nu}$ transformiert. Eine Nullstelle der Determinante g von $g_{\mu\nu}$ oder auch der globale Verlauf von Geodäten dagegen sind zur invarianten Charakterisierung eines starken Feldes geeignet.

Lit. Einstein: Grundzüge der Relativitätstheorie (Berlin 1969); Treder: Relativität und Kosmos (Berlin 1968).

Singulett, → Multiplett.

Singulettsystem, Termsystem mit der permanenten Multiplizität 1, → Atomspektren.

Singulettzustand im Kern, quantenmechanischer Zustand eines Nukleonensystems aus zwei oder mehreren Teilchen, das zum Spin $S = 0$ oder zum Isospin $T = 0$ koppelt und somit nur eine Komponente dieser Quantenzahl bezüglich einer vorgegebenen Richtung hat. Da keine Aufspaltung in mehrere Komponenten möglich ist, spricht man von einem S. i. K.

Sinkgeschwindigkeit, die stationäre Geschwindigkeit, mit der Teilchen in Flüssigkeiten und Gasen unter dem Einfluß der Schwerkraft absinken. Die S. wird berechnet aus dem Gleichgewicht von Strömungswiderstand und Gewicht des Teilchens, vermindert um den statischen Auftrieb. Unter der Voraussetzung, daß die Teilchen kugelförmig sind, ergibt sich die S. zu $w_s = \sqrt{\frac{4}{3}\left(\frac{\varrho_k}{\varrho} - 1\right)\frac{d}{c_W} \cdot g}$; dabei bedeuten ϱ_k die Dichte des Teilchens, ϱ die Dichte der Flüssigkeit oder des Gases, d den Durchmesser des Teilchens, c_W den Widerstandsbeiwert (→ Strömungswiderstand), g die Erdbeschleunigung. Unter Verwendung der Stokesschen Formel (→ Kugelumströmung) $c_W = \frac{24\nu}{w_s \cdot d}$ beträgt für Reynoldszahlen $\mathrm{Re} \leqq 1$ die S. $w_s = \frac{1}{18}\frac{(\varrho_k - \varrho)\, d^2 \cdot g}{\varrho \cdot \nu}$; dabei ist ν die kinematische Zähigkeit. Für Festkörperteilchen in Gasen kann oft ϱ gegenüber ϱ_k im Zähler vernachlässigt werden.

Sintermagnet, Dauermagnet, der durch Pressen und Sintern von feinkörnigem Pulver magnetischer Substanzen hergestellt wurde. Dadurch lassen sich insbesondere die harten und spröden Alnico-Magnete (→ magnetische Werkstoffe) nahezu in den endgültigen Abmessungen erzeugen.

Sintern, das Stückigmachen eines pulvrigen oder körnigen Stoffes durch Wärmebehandlung unter hohem Druck, bei der der Stoff insgesamt nicht schmilzt. S. wird angewandt, wenn durch Erschmelzen die gewünschte Legierung in ihrer Reinheit oder Zusammensetzung nicht oder nur schwer zu erhalten ist. Das gut gemischte Ausgangsgut wird mit einem Druck von 1000 bis 8000 kp/cm² zusammengepreßt. Der Preßkörper wird auf etwa $^4/_5$ der Schmelztemperatur seines Hauptbestandteiles erhitzt. Dabei können einzelne Bestandteile oder Korngrenzen, wo verschiedene Komponenten zusammenliegen, schmelzen, wodurch das Zusammenbacken gefördert wird. Die Sinterzeit beträgt $^1/_2$ bis 1 Stunde. Gesinterte Stoffe sind im allgemeinen poröser als erschmolzene.

Lit. Eisenkolb: Die neue Entwicklung der Pulvermetallurgie (Berlin 1955).

Sinusbedingung, → Abbesche Sinusbedingung.

Sinuslineal, Gerät zur Winkelmessung. Es besteht aus einem Stahlkörper mit rechteckigem Querschnitt und planparallelen Begrenzungsflächen, die in zwei Winkelnuten mit je einem Stahlzylinder gleichen Durchmessers im Abstand a voneinander entfernt parallel eingesetzt sind. Wird das S. einerseits auf eine plane Unterlage, andererseits auf eine Endmaßkombination der Höhe h aufgelegt, so ist der Sinus des so entstehenden Winkels α gleich dem Verhältnis h/a. Bei $a = 100$ mm sind Winkel bis 45° mit einer Meßunsicherheit von 10″ meßbar.

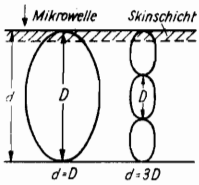
Sirene, ein Schallgeber, der einen Luftstrom durch eine umlaufende Lochscheibe mit Tonfrequenzen, teilweise auch mit Ultraschallfrequenzen moduliert. Ist die Umlauffrequenz der Scheibe n und kann der Luftstrom während einer Umdrehung m Löcher passieren, erhält man einen Grundton der Frequenz mn. Durch Variation der Drehzahl der Lochscheibe kann die Frequenz bzw. Tonhöhe stufenlos eingestellt werden. Die Geometrie der Löcher beeinflußt den Gehalt an Obertönen, den Klang der S. Bei der Motorsirene sind Antrieb der Lochscheibe und Erzeugung des Luftstromes nach dem Prinzip des Radiallüfters gekoppelt.

Size-Effekte, *Größeneffekte*, ein Sammelbegriff für Effekte, die nur in relativ kleinen Festkörpern vorkommen und wesentlich von der Größe und Gestalt der Probe abhängen. Zu den S.-E.n gehört z. B. die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Metallen von der Probendicke. S.-E. treten nur dann deutlich in Erscheinung, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer als die Probendicke ist. Nach Nordheim kann für zylindrische

Proben der Widerstandsanteil $\Delta\varrho$ des S.-E.s nach folgender Beziehung berechnet werden: $\Delta\varrho = \alpha\varrho_\infty\lambda/d$. Hierbei ist α der Prozentsatz der an der Oberfläche diffus gestreuten Elektronen, ϱ_∞ der Widerstand des kompakten Materials, λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen und d der Probendurchmesser. Für Elektron-Phonon-Kleinwinkelstreuung soll $\Delta\varrho$ temperaturabhängig werden. Voraussetzung für eine genaue Bestimmung des S.-E.s ist ein äußerst homogenes Probenmaterial, da Inhomogenitäten der Konzentration der Kristallstörungen den Meßeffekt vollständig überdecken können. Der Widerstandsbeitrag infolge S.-E.s kann bei Temperaturen $T < 4{,}2$ K selbst für einige Millimeter dicke Proben bei großer Materialreinheit den Hauptteil des Gesamtwiderstandes der Probe ausmachen.

Messungen des S.-E.s gestatten die Bestimmung des Produktes $\varrho_\infty\lambda$, aus dem unter Umständen der Flächeninhalt der Fermi-Fläche bestimmt werden kann, und der mittleren freien Weglänge der Elektronen.

Radiofrequenz-Size-Effekte (nach ihrem Entdecker auch als *Gantmacher-Effekte* bezeichnet) sind Oszillationen der Absorption und Reflexion von elektromagnetischen Wellen bzw. der Oberflächenimpedanz von dünnen Metallschichten im MHz-Bereich in Abhängigkeit von einem homogenen Magnetfeld. Die Radiofrequenz-S.-E. sind nur in sauberen Kristallen bei tiefen Temperaturen zu beobachten, wenn die Probendicke kleiner als die mittlere freie Weglänge der Leitungselektronen und größer als die Eindringtiefe der Radiowellen ist. In einem parallel zur Metalloberfläche gerichteten Magnetfeld $\vec{B}$ von einigen 10^2 bis 10^3 G oszilliert die Oberflächenimpedanz immer dann, wenn, wie in der Abb., gerade eine oder mehrere Elektronenbahnen in die Schichtdicke hineinpassen, wenn also die Schichtdicke d ein ganzzahliges Vielfaches des Durchmessers D der Elektronenbahn ist. Andererseits beträgt der Bahndurchmesser das $(\hbar/|e|\,B)$-fache des entsprechenden Durchmessers K der Zyklotronbahn auf der Fermi-Fläche parallel zur Metalloberfläche, wobei $\hbar$ die Plancksche Konstante und e die Elektronenladung ist. Infolgedessen erscheinen die Oszillationen dann, wenn das Magnetfeld $(\hbar K/|e|\,d)$ oder ein ganzzahliges Vielfaches davon beträgt. Hieraus lassen sich die am häufigsten vorkommenden, extremalen Durchmesser K der Fermi-Fläche ermitteln. Analoge S.-E. treten auf, wenn das Magnetfeld zur Metalloberfläche geneigt wird, und ergeben weitere Parameter der Fermi-Fläche. Die Radiofrequenz-S.-E. sind in zahlreichen Metallen experimentell untersucht worden und bilden ein wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung von Fermi-Flächen in Metallen.



Elektronenbahnen in einer Metallschicht beim Radiofrequenz-Size-Effekt

sk, → Skot.

Skafander, *Schutzanzug,* luftundurchlässiger, allseitig dicht schließender Anzug, z. B. aus Kunstoff-Folie, der beim Arbeiten mit radioaktiven Stoffen oder in kontaminierten Bereichen eine Kontamination des Körpers und eine Inkorporation radioaktiver Stoffe verhindern soll. Im S. steht die Luft unter erhöhtem Druck und muß aus nicht kontaminierten Bereichen stammen. S. sind meist mit Sprechfunkgeräten ausgerüstet. Sie werden bei Reparaturarbeiten in Reaktoranlagen sowie bei Aufräumungsarbeiten nach Havarien mit großen radioaktiven Quellen verwendet.

Skalar, durch eine Zahlenangabe vollständig charakterisierte Größe; z. B. Masse, Temperatur, Energie, Ladung. Ein *Pseudoskalar* verhält sich bei Drehungen des Koordinatensystems wie ein S., wechselt aber bei Spiegelungen das Vorzeichen.

skalares Feldmodell, einfachstes exakt lösbares Modell der Kernkraft, bei dem die Nukleonen als ungeladen und spinlos angenommen werden. Ein neutrales skalares Bosonfeld, dessen Feldquanten als Mesonen betrachtet werden, wechselwirkt mit neutralen Fermionen (Nukleonen), deren Energie entgegen der Realität impulsunabhängig ist. Eine Abschneidefunktion setzt die Wechselwirkung für sehr große Impulse außer Kraft; der Hamilton-Operator ist translationsinvariant, und daher gilt der Impulserhaltungssatz. Das physikalische Nukleon wird im skalaren F. als „nacktes" Nukleon beschrieben, das von einer Mesonenwolke umgeben ist, d. h., die Wechselwirkung „bekleidet" sie. Man kann eine Transformation durchführen, die das Vakuum invariant läßt und die „nackten" in die „angezogenen" Nukleonen überführt; der transformierte Hamilton-Operator enthält dann nur noch die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen und geht für punktförmige Nukleonen in das Yukawa-Potential über.

Skalarfeld, eindeutige Zuordnung skalarer Größen $\varphi(\vec{r})$ zu Punkten eines drei- oder höherdimensionalen Bereichs (→ Feld). Linien bzw. Flächen, für deren Punkte $\varphi = \text{konst.}$ gilt, heißen *Niveaulinien* bzw. *Niveauflächen.* Mit Hilfe des Nabla-Operators ∇ kann dem S. $\varphi(\vec{r})$ der *Gradient* grad $\varphi(\vec{r})$ zugeordnet werden, d. i. das Vektorfeld $g(\vec{r}) = \text{grad}\,\varphi(\vec{r}) = \nabla\varphi = \vec{e}_x\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \vec{e}_y\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \vec{e}_z\frac{\partial\varphi}{\partial z}$. Der Gradient grad φ steht senkrecht auf den Niveauflächen, gibt die Richtung der maximalen Änderung von $\varphi(\vec{r})$ an und ist in Richtung auf die Flächen höheren Niveaus orientiert. Eine äquivalente Definition des Gradienten ergibt sich aus dem Gaußschen Integralsatz und dem Mittelwertsatz der Integralrechnung:

$$\text{grad}\,\varphi|_{P_0} = \lim_{i\to\infty}\frac{1}{V_i}\oiint_{F_i}\varphi(\vec{r})\cdot\vec{n}\,\mathrm{d}A;$$

dabei ist $\vec{n}$ der nach außen orientierte Normalenvektor der Fläche F_i, die die Berandung des Volumens V_i darstellt, $\mathrm{d}A$ ist das Flächenelement; die Folge der V_i zieht sich auf den Punkt P_0 zusammen (→ Vektorgradient). Das skalare Produkt von grad φ mit einem beliebigen Einheitsvektor $\vec{n}$ wird als *Richtungsableitung* $\frac{\partial\varphi}{\partial n} = \vec{n}\cdot\text{grad}\,\varphi(\vec{r})$ von φ in Richtung des Einheitsvektors $\vec{n}$ bezeichnet. Ein S. dient z. B. zur Darstellung der Ladungsdichte, der Massedichte und der Temperaturverteilung in einem Raum.

Skalarprodukt, → Vektor, → Hilbert-Raum.

Skale, → Ablese- und Anzeigeeinrichtungen.

Skalenhöhe, in der Physik der Atmosphäre ge-

bräuchliche charakteristische Länge für die Abnahme des Gasdruckes oder der Gasdichte entlang der vertikalen Koordinate z. Die S. H ist definiert als $H = \left[-\frac{1}{p}\frac{dp}{dz}\right]^{-1}$, wobei p den Gasdruck bezeichnet, und ist bestimmt durch die absolute Temperatur T und die Schwerebeschleunigung g in der Form $H = kT/mg$. Dabei ist k die Boltzmannsche Konstante und m die Masse eines Gasmoleküls.

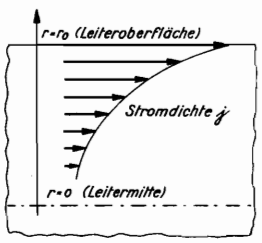
Die S. ist eine Funktion der Höhe h über der Erdoberfläche. Für $h = 0$ (d. i. an der Erdoberfläche) wird die S. auch als *Höhe der homogenen Atmosphäre* bezeichnet (→ Atmosphäre).

s-Kanal, → analytische S-Matrix-Theorie.

Skelett, *Kristallskelett*, Wachstumsform eines Einkristalls mit unvollständig ausgebildeten Flächen. Möglichkeiten der Skelettbildung sind die Hohlformen, z. B. NaCl-Würfel, deren Seitenflächen pyramidenförmige Vertiefungen sind, und die → Dendriten.

Skiaskopie, → Augenoptik.

Skineffekt, *Hautwirkung*, *Stromverdrängung*, die Erscheinung, daß hochfrequente Wechselströme nur in einer dünnen Oberflächenschicht des Leiters fließen. Bei höheren Frequenzen erfüllt der durch einen Leiter fließende Wechselstrom nicht mehr den gesamten Leiterquerschnitt gleichmäßig. Die Stromdichte nimmt vielmehr im Leiterinneren stark ab, so daß der Strom praktisch nur in einer dünnen Schicht an der Oberfläche fließt und das Innere des Leiters stromlos bleibt (Abb. 1). Diese Stromverdrängung wird um so größer, je höher die Frequenz des Wechselstroms ist. Da der Strom infolge des S.es nur noch einen kleinen Teil des Leiterquerschnitts durchfließt, wird der ohmsche Widerstand des Leiters vergrößert.



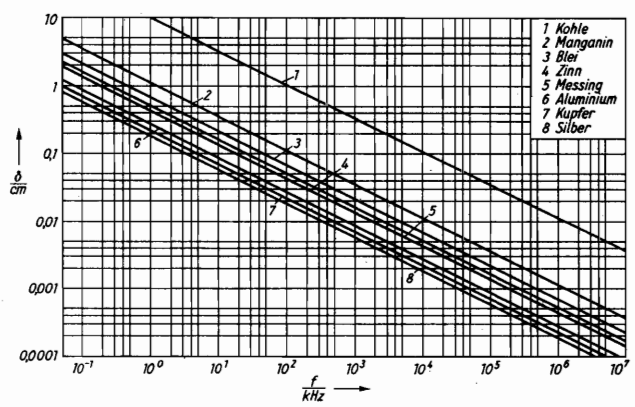
1 Skineffekt in einem zylindrischen Leiter

Entstehung des S.es. Durch die an die Leiterenden gelegte Wechselspannung entstehen im Leiterinneren eine Wechselfeldstärke $\vec{E}$ und ein Wechselstrom der Stromdichte j. Von diesem wird ein ebenfalls periodisches Magnetfeld $\vec{B}$ im Leiterinneren aufgebaut. Nach dem Induktionsgesetz gilt $\mathrm{rot}\,\vec{E} = -\dot{\vec{B}}$. Somit sind diese magnetischen Feldlinien ihrerseits wieder von elektrischen Feldlinien umgeben (Abb. 2). Die elektrischen Feldlinien verlaufen im Inneren des Leiters dem dort herrschenden elektrischen Feld entgegengesetzt und verstärken es an der Oberfläche. Deshalb ist wegen des Ohmschen Gesetzes $j = \sigma\vec{E}$, wobei σ die elektrische Leitfähigkeit des Materials darstellt, der Betrag der Stromdichte j an der Leiteroberfläche größer als im Inneren. Es entstehen — anders ausgedrückt — durch das zeitlich periodische Magnetfeld des Leiterstroms im Leiterinneren Wirbelströme, die zu einer ungleichmäßigen Stromverteilung über den Leiterquerschnitt führen.

Bei hohen Frequenzen wird die geschilderte Induktionswirkung so stark, daß der Strom fast völlig aus dem Leiterinneren verdrängt wird und nur noch in einer dünnen Haut an der Leiteroberfläche fließt.

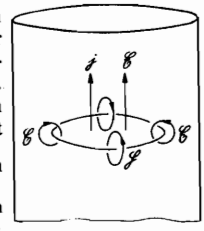
S. in einem zylindrischen Leiter. Für einen zylindrischen Leiter vom Radius r_0 ergibt eine von den Maxwellschen Gleichungen ausgehende Rechnung folgende Beziehung für die Stromdichte $j(r)$ in Abhängigkeit vom Abstand r von der Leitermitte: $j(r) = \frac{I}{2\pi r_0}\sqrt{\omega\sigma\mu r_0/r} \times \exp\left\{-\sqrt{\omega\sigma\mu/2}\,(r - r_0)\right\}$. Dabei sind I die Stromstärke, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz des Wechselstroms, σ die Leitfähigkeit und $\mu = \mu_r\mu_0$ die Permeabilität des Leiters. Die Beziehung gilt unter der Voraussetzung $r\sqrt{\omega\sigma\mu} \gg 1$, d. h. für hinreichend hohe Frequenzen bzw. große Leiterradien. Die Stromdichte nimmt also angenähert exponentiell zur Leitermitte hin ab.

Für die *Eindringtiefe* δ, d. h. die Entfernung von der Leiteroberfläche, bei der der Strom auf den e-ten Teil (37%) seines Wertes an der Oberfläche abgesunken ist, ergibt sich $\delta = \sqrt{2/\omega\sigma\mu}$. In Abb. 3 ist die Eindringtiefe δ in Abhängigkeit von der Frequenz f für verschiedene Materialien dargestellt.



3 Abhängigkeit der Eindringtiefe δ von der Frequenz

Durch den Stromverdrängungseffekt wird nicht nur der Wirkwiderstand des Leiters erhöht, sondern es tritt infolge der inneren Selbstinduktivität L_1 ein zusätzlicher induktiver Widerstand ωL_1 auf, der eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung bewirkt. Abb. 4 zeigt den Wirkwiderstand R und den induktiven Widerstand ωL_1 in Abhängigkeit von $\eta = \frac{r_0}{2\sqrt{2}}\sqrt{\omega\sigma\mu}$ für einen zylindrischen Leiter der Länge l. Beide Widerstände wurden dabei auf den Gleichstromwiderstand $R_0 = l/\sigma\pi r_0^2$ bezogen. Das Verhältnis von Wirkwiderstand zu Gleichstromwiderstand R/R_0 läßt sich mit der Näherung $R/R_0 = 1 + \frac{1}{3}w^4 - \frac{4}{45}w^8 + \frac{11}{420}w^{12} \cdots$ für $w < 0{,}8$ und $R/R_0 = w + \frac{1}{4} +$

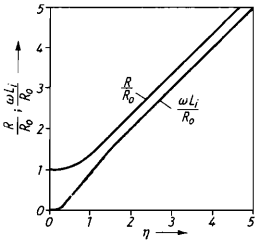


2 Zur Entstehung des Skineffektes

skleronome Bindung

$\frac{3}{64w} + \cdots$ für $w > 1{,}2$ berechnen, wobei $w = r_0/2\delta = r_0\sqrt{\omega\sigma\mu/2}\sqrt{2}$ ist.

Zur Abschwächung der nachteiligen Folgen des S.es verwendet man an Stelle massiver Leiter Hohlrohre mit großer Oberfläche oder verdrillt mehrere voneinander isolierte dünne Drähte miteinander (Hochfrequenzlitze).



4 Verlauf des relativen Wirkwiderstandes und des relativen induktiven Widerstandes als Funktion von $\eta = \frac{r_0}{2\sqrt{2}}\sqrt{\omega\sigma\mu}$

Der *anomale S.* tritt in sauberen Metallen bei tiefen Temperaturen im Frequenzbereich der Radio- und Mikrowellen auf, wenn die Eindringtiefe der Welle etwa 10^{-4} bis 10^{-5} cm beträgt und kleiner ist als die mittlere freie Weglänge oder der Bahndurchmesser der Elektronen in einem homogenen Magnetfeld. In diesem Fall nimmt die Eindringtiefe proportional zu $\omega^{-1/3}$ mit zunehmender Wellenfrequenz ω ab, im Gegensatz zur $\omega^{-1/2}$-Abhängigkeit beim normalen S.

Zwischen zwei Stößen durchfliegt ein Elektron eine relativ lange Bahn, auf der das elektrische Feld der Welle stark variiert. Infolgedessen besteht zwischen der Stromdichte $\vec{j}$ am Orte $\vec{r}$ und dem elektrischen Feld $\vec{E}$ über die Leitfähigkeit σ ein nichtlokaler Zusammenhang der Form $\vec{j}(\vec{r}) = \int \sigma(\vec{r}, \vec{r}')\,\vec{E}(\vec{r}')\,\mathrm{d}^3\vec{r}'$, der die Grundlage zum Verständnis des anomalen S.s bildet. Die Eindringtiefe oder die Oberflächenimpedanz hängt beim anomalen S. von der Kristallorientierung und gewissen Krümmungsparametern der Fermi-Fläche ab, ist aber im Gegensatz zum normalen S. unabhängig von der Streuung der Elektronen. Mittels Messung des anomalen S.s ist z. B. die Fermi-Fläche von Kupfer bestimmt worden; jedoch ist diese Methode zur Untersuchung von Fermi-Flächen heute nicht mehr gebräuchlich.

Lit. Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1 (2. Aufl. Berlin 1968).

skleronome Bindung, → Bindung.

skleronomes System, → mechanisches System.

Skot, sk, die auf das dunkel adaptierte Auge bezogene Leuchtdichte, die durch visuellen Vergleich mit einer Vergleichsleuchtdichte bei der Verteilungstemperatur von 2042 K (veraltet bei 2360 K) bestimmt wird. 1 sk ist einem Milliapostilb äquivalent. Die höchste Leuchtdichte, die in diesem System angegeben werden darf, beträgt 10 sk. Da in diesem (geringen) Helligkeitsgebiet das Farbensehen völlig erloschen ist, können spektral beliebig zusammengesetzte Leuchtdichten gegen die Verteilungstemperatur 20042 K gemessen werden. Demgegenüber ist das → *Nox* die Einheit der Beleuchtungsstärke für das dunkel adaptierte Auge.

Skt, → Ablese- und Anzeigeeinrichtungen.

Skw, → Ablese- und Anzeigeeinrichtungen.

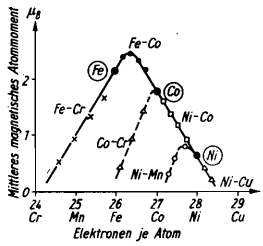
Slater-Determinante, die aus Einteilchenwellenfunktionen φ_i gebildete Determinante $||\varphi_i(\vec{r}_k)||$, die identisch ist mit dem total antisymmetrisierten Produkt der φ_i, also

$$||\varphi_i(\vec{r}_k)|| \equiv \sum_P \operatorname{sgn} P \cdot \varphi_{P1}(\vec{r}_1)\,\varphi_{P2}(\vec{r}_2) \cdots \varphi_{Pn}(\vec{r}_n),$$

wobei über alle Permutationen P der Zahlen $1, \ldots, n$ zu summieren ist und $\operatorname{sgn} P = +1$ bzw. -1 ist, falls P gerade bzw. ungerade ist. Die S.-D.n werden als Basis für die Wellenfunktionen eines Systems n identischer Fermionen (→ Pauli-Prinzip) oder als nullte Näherungen in der Störungstheorie von Mehrteilchensystemen benutzt (→ Hartree-Fock-Verfahren).

Slater-Methode, die lokale Approximation des Austauschpotentials beim → Hartree-Fock-Verfahren.

Slater-Pauling-Kurve, graphische Darstellung der experimentell bestimmten mittleren magnetischen Atommomente in Bohrschen Magnetonen μ_B bei ferromagnetischen Übergangsmetallen und Legierungen als Funktion der Elektronenzahl je Atom. Alle Meßwerte liegen auf bzw. innerhalb einer einheitlichen Grenzkurve, die sich näherungsweise aus zwei Geraden zusammensetzt (Abb.). Die eine Gerade steigt von $0\mu_B$



Mittleres magnetisches Atommoment ferromagnetischer Metalle und Legierungen in Abhängigkeit von der Elektronenzahl (Slater-Pauling-Kurve)

bei Chrom mit $+1\mu_B$/Elektron an, die andere fällt von $2{,}5\mu_B$ bei Eisen-Kobalt-Legierungen mit einer Neigung von $-1\mu_B$/Elektron ab. Die Ursache für das Auftreten magnetischer Momente liegt in den nichtkompensierten Spinmomenten (Elektronenlücken) der 3*d*-Schale, die maximal 10 Elektronen aufnimmt. Nach dem Pauli-Prinzip können davon höchstens je 5 Elektronen (+)-Spin oder (−)-Spin haben. Der Höchstwert von $2{,}5\mu_B$ tritt nun bei 5 *d*-Elektronen mit (+)-Spin und 2,5 *d*-Elektronen mit (−)-Spin auf. An Eisen-Kobalt-Legierungen mit 30% Kobalt wird dieser Zustand erreicht. Eine Erhöhung der 3*d*-Elektronenzahl über diesen Wert hinaus führt zur Auffüllung des (−)-Spin-Teilbandes, eine Verringerung zur Bildung von Löchern im (+)-Spin-Halbband. Beides ergibt eine Abnahme des magnetischen Momentes um $1\mu_B$ je Elektron.

Slatersches Atommodell, halbempirisch-wellenmechanisches Atommodell zur Berechnung der stationären Zustände der Atomhülle mit Einteilchenwellenfunktionen vom Typ $\varphi_{nl}(r) = cr^{n'-1} \cdot \exp\left(-\frac{Z-\sigma}{n'} \cdot \frac{r}{a_0}\right)$ und Energieeigenwerten $E_{nl} = -\frac{(Z-\sigma)^2}{n'^2}\,\frac{e^2}{2a_0 4\pi\varepsilon_0}$.

Hierbei bedeuten σ die Abschirmungskonstante und n' die effektive Quantenzahl, die nach empirisch zusammengestellten Regeln ermittelt werden, c einen Normierungsfaktor, Z die Kernladungszahl, a_0 den Bohrschen Wasserstoffradius und $-\frac{e^2}{2a_0 4\pi\varepsilon_0}$ die nichtrelativistische Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms, r den Abstand vom Atomkern, n die Hauptquantenzahl und l die Nebenquantenzahl. Das S. A. war vor allem bei den Alkaliatomen und der Erklärung der → Röntgenspektren erfolgreich (→ Abschirmung).

slowing down length, engl. für Bremslänge, → Neutronenbremsung.

slowing down power, engl. für Bremsvermögen, → Neutronenbremsung.

sm, → Seemeile.

Sm, → Samarium.

S/m, → Siemens/Meter.

Smakula-Gleichung, eine allgemeine Beziehung zwischen der Konzentration von Störstellen in einem Kristall und der Stärke der durch sie verursachten optischen Absorptionsbande. Nach der S.-G. ist das Produkt aus Störstellenkonzentration und Oszillatorstärke des entsprechenden optischen Übergangs direkt proportional zu der Fläche unter der Absorptionskurve.

S-Matrix, *Streumatrix*, *S-Operator*, *Streuoperator*, unitärer Operator $\hat{S}$, der die Gesamtheit aller möglichen Anfangszustände $|i\rangle$ in die Gesamtheit der durch eine vorgegebene Wechselwirkung erzeugten möglichen Endzustände $|f\rangle$ abbildet. Die Matrixelemente $S_{fi} = \langle f|\hat{S}|i\rangle$ beschreiben daher die Streuung einer bestimmten Anfangskonfiguration $|i\rangle$ von wechselwirkungsfreien Teilchen in eine bestimmte Endkonfiguration $|f\rangle$ ebenfalls wechselwirkungsfreier Teilchen ($\langle f|\hat{S}|i\rangle$ ist das Skalarprodukt des Zustands $\hat{S}|i\rangle$ mit dem Zustand $|f\rangle$ im Hilbert-Raum der freien Teilchen, → Transformationstheorie), ihr Absolutquadrat ist die dem Wirkungsquerschnitt proportionale Übergangswahrscheinlichkeit $w_{fi} = |S_{fi}|^2$ des Prozesses $(i) \to (f)$; S_{fi} ist im wesentlichen mit der Streuamplitude des betrachteten Prozesses identisch.

Da die Übergangswahrscheinlichkeit auch den bei der Streuung unbeeinflußten Teil des Anfangszustandes mit enthält, betrachtet man häufig $\hat{R} = \hat{S} - \mathbf{1}$, die *Reaktionsmatrix* oder *R-Matrix*, bzw. die durch $\hat{S} = \mathbf{1} + i\hat{T}$, genauer $\langle f|\hat{S}|i\rangle = \langle f|i\rangle + (2\pi)^4 i\delta^4(\sum p_i - \sum p_f)\langle f|\hat{T}|i\rangle$, definierte *T-Matrix*, wobei die vierdimensionale δ-Funktion die Erhaltung des Vierimpulses, d. h. von Energie und Impuls, bei der Reaktion sichert; statt T benutzt man häufig auch das Symbol M. Ebenfalls nützlich ist der durch $\hat{S} = (\mathbf{1} + i\hat{K})(\mathbf{1} - i\hat{K})^{-1}$ definierte K-Operator (*K-Matrix*). Die Unitarität der S-M., d. h. die Relation $\hat{S}\hat{S}^\dagger = \hat{S}^\dagger\hat{S} = \mathbf{1}$, wobei $\hat{S}^\dagger$ der zu $\hat{S}$ (hermitesch) adjungierte Operator ist, schreibt sich in den eben eingeführten Größen $\hat{T} - \hat{T}^\dagger = i\hat{T}^\dagger\hat{T}$ bzw. $\hat{K} = \hat{K}^\dagger$, d. h., die K-Matrix ist hermitesch. Die Unitarität von $\hat{S}$ hängt eng damit zusammen, daß die Wahrscheinlichkeit des Übergangs von einem bestimmten Anfangs- in einen beliebigen Endzustand gleich 1 sein muß: $1 = \sum w_{fi} = \sum_f |\langle f|\hat{S}|i\rangle|^2 = \sum_f \langle i|\hat{S}^\dagger|f\rangle\langle f|\hat{S}|i\rangle = \langle i|\hat{S}^\dagger\hat{S}|i\rangle$, wobei die Vollständigkeit der Endzustände, d. h. $\sum_f |f\rangle\langle f| = 1$ (→ Diracsche Schreibweise), vorausgesetzt wurde; dies ist aber nur möglich, wenn $\hat{S}^\dagger\hat{S} = 1$ gilt, da für normierte Zustände $\langle i|i\rangle = 1$ ist. Die Unitarität von $\hat{S}$ hat weitreichende Konsequenzen, insbesondere verknüpft sie die Streuamplituden verschiedener Prozesse nichtlinear miteinander (→ analytische S-Matrix-Theorie, → optisches Theorem).

Die S-Matrix wird oft auch als $\hat{S} = \exp(2i\hat{\eta})$ mit der hermiteschen *Phasenmatrix* oder *η-Matrix* (*Eta-Matrix*) geschrieben, da die Eigenwerte von $\hat{\eta}$ mit den Phasenverschiebungen δ_l der Partialwellen mit bestimmtem Drehimpuls l der einlaufenden Teilchen identisch sind (→ quantenmechanische Streutheorie).

Die außerordentliche Bedeutung der S-M. für die Beschreibung der Elementarteilchen ist erstmals von Heisenberg (1942) erkannt worden. Obwohl die Beschreibung von Streuprozessen durch die S-M. auf eine raum-zeitliche Verfolgung der Vorgänge, speziell in der Nähe des Streuzentrums, d. h. während der unmittelbaren Wechselwirkung, verzichtet und nur die asymptotischen Zustände der ein- bzw. auslaufenden, wechselwirkungsfreien Teilchen in die Betrachtung einbezieht, enthält die S-M. alle experimentell verifizierbaren Aussagen, nämlich die Wirkungsquerschnitte aller möglichen Streuprozesse in Abhängigkeit von den Streuwinkeln. Tatsächlich ist es bei Elementarteilchenprozessen unmöglich, den Streuprozeß messend zu verfolgen, ohne den Prozeß wesentlich zu beeinflussen (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip), d. h., die gesamte Information über die Struktur der Wechselwirkung der Elementarteilchen muß aus der S-M. entnommen werden.

Man muß jedoch nicht notwendig auf eine raum-zeitliche Beschreibung der Streuprozesse verzichten. Eine entsprechende formale, nichtrelativistische Streutheorie beschreibt die kräftefreien ein- bzw. auslaufenden Teilchen durch Wellenpakete $\varphi_{\substack{\text{in}\\\text{out}}}(\vec{r}, t)$, denen Wellenpakete $\varphi^{(\pm)}(\vec{r}, t)$ derart zugeordnet werden können, daß $\lim_{t \to \mp\infty} ||\varphi^{(\pm)}(\vec{r}, t) - \varphi_{\substack{\text{in}\\\text{out}}}(\vec{r}, t)|| = 0$ gilt ($||\ldots||$ bezeichnet die Norm im Hilbert-Raum). Auf Grund dieser asymptotischen Identität gilt $\varphi^{(\pm)}(\vec{r}, t) = \hat{\Omega}^{(\pm)}\varphi_{\substack{\text{in}\\\text{out}}}(\vec{r}, 0)$, wobei $\hat{\Omega}^{(\pm)} = \lim_{t \to \mp\infty} e^{i\hat{H}t/\hbar} e^{-i\hat{H}_0 t/\hbar}$ die *Møllerschen Wellenoperatoren* oder *Wellenmatrizen* und $\hat{H}$ bzw. $\hat{H}_0$ die Hamilton-Operatoren der wechselwirkenden bzw. freien Teilchen sind, die demgemäß den Übergang von den freien zu den wechselwirkenden Wellenpaketen im Wechselwirkungsbild vermitteln: Die S-M. ist daher durch $\hat{S} = \hat{\Omega}^{(-)-1}\hat{\Omega}^{(+)} = \lim_{\substack{t' \to -\infty\\ t \to +\infty}} \hat{U}(t, t')$ gegeben, wobei die *Dysonsche U-Matrix* durch $U(t, t') = \exp\{i\hat{H}_0 t/\hbar\}\exp\{-i\hat{H}(t - t')/\hbar\}\exp\{-i\hat{H}_0 t'/\hbar\}$ definiert ist.

Formal analog verfährt man in der Quantenfeldtheorie, wo die Hamilton-Operatoren mit

Hilfe der die Teilchen beschreibenden Quantenfelder beschrieben werden. Die S-Matrix wird wieder als Grenzwert der U-Matrix aufgefaßt, für die man eine störungstheoretische Reihenentwicklung (→ Störungstheorie) ansetzt und damit

$\hat{S} = \sum_{n=0}^{\infty} (-i/\hbar)^n (n!)^{-1} \int dt_1 \cdots \int dt_n T[\hat{H}'(t_1) \cdots \hat{H}'(t_n)]$ mit $\hat{H}'(t) = \exp(i\hat{H}_0 t/\hbar)\hat{H}_1 \exp(-i\hat{H}_0 t/\hbar)$, $\hat{H}_1 = \hat{H} - \hat{H}_0$ erhält (T charakterisiert das zeitgeordnete Produkt); dieser Operator $\hat{S}$ ist jedoch im allgemeinen gar nicht im Hilbert-Raum der freien Teilchen definiert (→ Haagsches Theorem). Diese Inkonsistenz in der konventionellen quantenfeldtheoretischen Definition der S-M. macht die Prozedur der Renormierung erforderlich, die jedoch nicht bei jeder Wechselwirkung anwendbar ist; andererseits versagt z. B. bei der starken Wechselwirkung die Störungstheorie. Diese definitorischen Schwierigkeiten umging man in der → axiomatischen Quantentheorie durch die Einführung mathematisch wohldefinierter Asymptotenbedingungen und die Konstruktion einer exakten Streutheorie. Wegen der Unmöglichkeit einer messenden Verfolgung des Streuprozesses hat man versucht, zu dessen Beschreibung auf die Feldgrößen zu verzichten bzw. diese als nützliche, jedoch im Prinzip vermeidbare Hilfsgrößen anzusehen und die konkrete Struktur der S-M. aus allgemeinen Prinzipien, wie der Unitarität, der Invarianz bezüglich Lorentz-Transformationen und anderen Symmetriegruppen, sowie der Forderung nach maximaler Analytizität der Elemente der S-M. bezüglich der Energievariablen zu bestimmen. Diese → analytische S-Matrix-Theorie hat insbesondere für die starke Wechselwirkung große Bedeutung erlangt; → Dispersionsrelation, → Stromalgebra.

S-Matrix-Theorie, → analytische S-Matrix-Theorie.

Smekal-Raman-Effekt, svw. Raman-Effekt.

smektische Phase, → mesomorphe Phase.

Smokatron, ein → Teilchenbeschleuniger.

SM-Vergiftung, → Brennstoffvergiftung.

sn, → sthène.

Snelliussches Gesetz, → Brechungsgesetz 1).

Soddy-Fajanssche Verschiebungsregeln, → Fajans-Soddysche Verschiebungsregeln.

soft-pion-Theoreme, → Stromalgebra.

solares Rauschen, → Rauschen III.

Solarigraph, → Pyranometer.

Solarimeter, → Pyranometer.

Solarkonstante, *extraterrestrische Sonnenstrahlungsintensität*, diejenige Energiemenge, die eine über der Erdatmosphäre liegende, senkrecht zu den einfallenden Sonnenstrahlen gerichtete Flächeneinheit in der Zeiteinheit von der Sonne empfängt. Sie wird auf mittleren Abstand Sonne–Erde bezogen und beträgt 2,0 cal cm^{-2} min^{-1} = 1,395 · 10^3 W m^{-2}. Die jährlichen, durch den unterschiedlichen Sonnenabstand bedingten Schwankungen betragen etwa 7%. Einheit der S. ist das → Langley.

solar-terrestrische Physik, interdisziplinäres Wissenschaftsgebiet, dessen Aufgabe die Erforschung derjenigen physikalischen Prozesse ist, mit denen die Aktivitätserscheinungen der Sonne Auswirkungen auf der Erde und im erdnahen Weltraum (*solar-terrestrische Beziehungen*) hervorrufen. Forschungsgegenstände der s.-t.n P. sind daher die physikalischen Vorgänge in den Aktivitätszentren der Sonne, z. B. Magnetfelder und die veränderliche Wellen- und Teilchenstrahlung, die Energieübertragung im interplanetaren Raum, das veränderliche Magnetfeld und die Magnetosphäre der Erde sowie der Energieumsatz der Sonnenstrahlung in der oberen Erdatmosphäre, insbesondere in der → Ionosphäre.

Solarzelle, ein Halbleiterphotoelement, bei dem am → pn-Übergang Strahlungsenergie unmittelbar in elektrische Energie umgewandelt wird (→ Ladungsträger). Die bisher erreichten Wirkungsgrade liegen bei 10 bis 20%. Die S. dient zur Energieversorgung z. B. in Weltraumkörpern, für meteorologische Beobachtungsstationen und in anderen Fällen, in denen eine andere Energiezuführung unmöglich oder unwirtschaftlich ist. Dabei werden häufig zahlreiche S.n zu *Sonnenbatterien* (*Solarbatterien*) kombiniert. S.n haben gegenüber chemischen und nuklearen Energiequellen den Vorteil, bei geringer Masse eine zeitlich fast unbegrenzte Energieversorgung von Raumflugkörpern zu sichern; lediglich durch die Einwirkung von Strahlung und kosmischem Staub sinkt ihre Leistung allmählich ab.

Solenoid, → Spule.

solid state effect, svw. Festkörpereffekt.

Soliduskurve, → Schmelzdiagramm.

Sollbahn, bei zyklischen Beschleunigern die Teilchenbahn, auf der die Zentrifugalkraft absolut gleich der durch das Führungsfeld verursachten Lorentz-Kraft ist. Von der S. abweichende Teilchen vollführen → Betatronschwingungen.

Sollwert, → Fehler.

Solvatation, die Anlagerung von Lösungsmittelmolekülen an gelöste Teilchen (Ionen, Moleküle, Kolloide). Die bei der S. entstehenden Produkte heißen *Solvate*. Bei Wasser als Lösungsmittel spricht man speziell von *Hydratation*. Ein Solvat wird durch die mittlere Zahl der um ein Teilchen angelagerten Solvensmoleküle, durch deren mittlere Verweilzeit in der „Solvathülle" und durch die in dieser und im angrenzenden Bereich des Lösungsmittels verursachten Strukturänderungen gekennzeichnet. In organischen Flüssigkeiten, insbesondere in makromolekularen Lösungen, z. T. auch in nichtwäßrigen Lösungsmitteln, erfolgt die Solvatbindung vorwiegend über spezifische Wechselwirkungen, z. B. Dipol-Dipol-Wechselwirkungen oder Elektronenpaar-Donator-Akzeptorwirkungen. Die S. von Ionen ist, vor allem bei wäßrigen Systemen, in der Hauptsache auf die Dipol-Ion-Wechselwirkung zurückzuführen. Im allgemeinen ist die Hydratation um so stärker, je kleiner der Radius des Ions und je größer seine Ladung ist. In manchen Fällen kann eine zweite von einer ersten Koordinationssphäre unterschieden werden, und die Bindung in der ersten Sphäre kann bis zu beständigen Aquokomplexverbindungen gehen. Während bei stark hydratisierten Ionen die Wasserdipole vorwiegend mit dem Sauerstoffatom zum positiven Ion hin und bei negativen Ionen vorwiegend mit einem Proton auf das Ion hin

orientiert sind, was zu einer festeren Strukturierung des Wassers führt, tritt bei großen anorganischen Ionen in wäßriger Lösung eine Erscheinung auf, die als *Strukturbrecheffekt* oder *negative Hydratation* bezeichnet wird. Wasser in diesen Lösungen zeigt eine höhere Fluidität, einen höheren Selbstdiffusionskoeffizienten und eine höhere Umorientierungsgeschwindigkeit als reines Wasser von gleicher Temperatur, ohne daß sich der Charakter der Wechselwirkung als Ion-Dipol-Wechselwirkung grundlegend geändert hätte.

Elektrolytlösungen in nichtwäßrigen Lösungsmitteln haben im allgemeinen stärkere Solvathüllen, als sie in wäßrigen Lösungen auftreten.

Als *Hydratation 2. Art* wird die Erscheinung bezeichnet, daß bei der Überführung neutraler Teilchen in Wasser die Entropieänderung negativer ist als zu erwarten, was als Beitrag einer Strukturbildung, der *Eisbergbildung*, gedeutet werden kann.

Somigliana-Versetzung, Eigenspannungszustand im elastischen Kontinuum. Eine S.-V. kann erzeugt werden durch Aufschneiden des Kontinuums längs einer beliebigen Fläche, beliebige Verschiebung der beiden Schnittufer gegeneinander durch Anwendung äußerer Kräfte, Ausfüllung entstandener Hohlräume mit spannungsfreiem Material bzw. Beseitigung von Material an Stellen doppelter Raumerfüllung, feste Verbindung der Nahtflächen und Beseitigung der äußeren Kräfte. Das Kontinuum ist dann wieder perfekt, hat jedoch Eigenspannungen, deren Quelle sich an der Randlinie der Schnittfläche, der Versetzung, befindet. Spezialfälle der S.-V. sind die *Weingarten-Versetzung*, bei der die sonst beliebige Relativverschiebung der beiden Schnittufer eine Schraubung, und die *Volterra-Versetzungen* 1. und 2. Art, bei denen sie eine starre Verschiebung bzw. eine Drehung ist. Die als Gitterfehler in Kristallen vorkommenden Versetzungen sind Volterra-Versetzungen 1. Art. Eine S.-V. läßt sich durch eine flächenhafte Verteilung von Volterra-Versetzungen 1. Art darstellen.

Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung, → Wellengleichung.

Sommerfeldsche Differentialgleichung, → Turbulenz.

Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, svw. Feinstrukturkonstante.

Sonar [aus dem Engl. *so*und *n*avigation *a*nd *r*anging], Sammelbegriff für Schallortungsverfahren. Das Prinzip des S.s besteht darin, daß man Schallimpulse aussendet und aus der Zeit, die bis zum Eintreffen der von einem Hindernis zurückgeworfenen Reflexionsimpulse vergeht, die Entfernung bis zum Hindernis bestimmt. Das Meßergebnis kann entweder vom Bildschirm einer Oszillographenröhre oder direkt von einem Instrument abgelesen werden. Das S. arbeitet sowohl in Luft (z. B. Bestimmung der Fahrzeuggeschwindigkeit im Straßenverkehr, Orientierungshilfe für Blinde mit akustischer Anzeige) und in Wasser (Bestimmung des Vorhandenseins, der Lage und der Art von Zielobjekten im Meer) als auch in festen Körpern (z. B. zerstörungsfreie Materialprüfung).

Sonde, → Plasmasonde, → Strömungssonden.

Sondencharakteristik, → Plasmasonde.

Sondendiagnostik, → Plasmadiagnostik.

Sondierung, → elektromagnetische Sondierung der Ionosphäre.

Sone, sone, Kennwort zur Angabe der Lautheit. Ein Schall hat die Lautheit 1 sone, wenn seine Lautstärke 40 phon beträgt. Der Zusammenhang von Sone und Phon ist individuell für jede Versuchsperson verschieden und muß experimentell ermittelt werden.

Sonne, der Zentralkörper des Sonnensystems. Die S. ist eine strahlende Gaskugel, die uns als scharf begrenzte, kreisrunde, hell leuchtende Scheibe erscheint.

Zustandsgrößen. Der Abstand der Erde von der S. schwankt zwischen $147{,}1 \cdot 10^6$ km und $152{,}1 \cdot 10^6$ km, im Mittel beträgt er $149{,}6 \cdot 10^6$ km = 1 AE. Der mittlere scheinbare Durchmesser der Sonnenscheibe beträgt 31′ 59″, der wahre Durchmesser der S. ist damit $1{,}392 \cdot 10^6$ km. Die Masse der S. läßt sich mit Hilfe des 3. Keplerschen Gesetzes aus den Bewegungen der Planeten bestimmen, sie beläuft sich auf $1{,}99 \cdot 10^{33}$ g = $3{,}3 \cdot 10^5$ Erdmassen. Für die mittlere Dichte der S. ergibt sich damit 1,41 g/cm³. Die scheinbare visuelle Helligkeit der S. beträgt $-26\overset{m}{,}86$, die absolute aber nur $+4\overset{m}{,}71$. Je Sekunde strahlt die Sonne eine Energie von $3{,}90 \cdot 10^{33}$ erg in den Raum. In der Erdentfernung fällt damit auf einen Quadratzentimeter die Energie von $1{,}395 \cdot 10^6$ erg je Sekunde. Diese Größe wird als *Solarkonstante* bezeichnet. Die mittlere Energiefreisetzung je Gramm Sonnenmasse beträgt 1,9 erg/gs, die effektive Temperatur 5785 K, die Schwerebeschleunigung an der Oberfläche $2{,}74 \cdot 10^4$ cm/s².

Bewegung. Die S. rotiert um eine Achse, die gegen das Lot auf die Erdbahnebene um 7° 15′ geneigt ist. Der Rotationssinn ist gleich dem der Erde und entspricht dem Umlaufsinn der Planeten. Die S. rotiert nicht wie ein starrer Körper, vielmehr ist die Winkelgeschwindigkeit abhängig von dem Äquatorabstand eines Punktes auf ihrer Oberfläche. Die siderische Rotationsdauer beträgt am Äquator 25,03 Tage, in einem Abstand von 20° von den Polen dagegen rund 29 Tage. Ferner ist die Winkelgeschwindigkeit für die höheren Schichten der S. größer als für die etwas tiefer liegenden Schichten. Die scheinbare tägliche Bewegung der S. wird durch die Erdrotation verursacht, die scheinbare jährliche Bewegung längs der Ekliptik durch den jährlichen Umlauf der Erde um die S. Außerdem führt die S. noch eine räumliche Bewegung aus, wobei diese eine Überlagerung zweier Bewegungen ist: einer Bewegung relativ zu dem umgebenden Fixsternen und einer Umlaufbewegung um das Zentrum des Milchstraßensystems. Ein solcher Umlauf dauert rund 250 Millionen Jahre.

Die S. als Fixstern. Die S. ist einer der rund 10^{11} Sterne des Milchstraßensystems. Sie steht nur etwa 15 pc nördlich deren Symmetrieebene, aber rund 10000 pc vom Zentrum entfernt. Die S. ist ein normaler Hauptreihenstern des Spektraltyps G 2.

Aufbau. Die S. ist eine Gaskugel, in der Temperatur, Druck und Dichte nach dem

Zentrum zu anwachsen. Der Verlauf dieser Zustandsgrößen läßt sich theoretisch bestimmen. Die Zentraltemperatur beträgt rund $16 \cdot 10^6$ K, die Zentraldichte rund 100 g/cm³ und der Zentraldruck einige 10^{11} at. Die an der Oberfläche der S. ausgestrahlte Energie wird in den innersten Gebieten durch Kernprozesse freigesetzt. Der Masseverlust durch Ausstrahlung beträgt $4{,}3 \cdot 10^9$ kg je Sekunde; in 10^{16} Jahren sind dies bei gleichbleibender Leuchtkraft nur rund 0,07% der Sonnenmasse. Die inneren Schichten der S. sind unsichtbar. Die von ihnen emittierte Strahlung wird von den darüber lagernden Schichten absorbiert und remittiert. Nur aus der weit außen liegenden Sonnenatmosphäre gelangt die Strahlung direkt in den Weltraum. Unter der Sonnenatmosphäre befindet sich eine Schicht mit einer Dicke von rund $^1/_{10}$ Sonnenradius, die *Wasserstoffkonvektionszone*, in der Konvektion herrscht. In ihr ist die Temperatur so weit abgesunken, daß der Wasserstoff nur teilweise ionisiert ist.

Im Gegensatz zum Sonneninnern ist die weniger dichte Sonnenatmosphäre direkt beobachtbar. Sie wird in drei Schichten eingeteilt: die Photosphäre, die Chromosphäre und die am weitesten außen befindliche Korona. Aus der *Photosphäre* stammt der weitaus größte Teil des von der S. ausgestrahlten Lichtes. Die Photosphäre stellt somit denjenigen Teil der S. dar, den man sieht. Ihre Dicke beträgt nur etwa 400 bis 500 km. Von der Erde aus erscheint sie unter einem Winkel von rund 0,5″. In diesem Bereich fällt die Intensität der von der Sonnenscheibe kommenden Strahlung praktisch auf Null ab, so daß die Sonnenscheibe scharf begrenzt erscheint. Man meint daher meist auch die Photosphäre, wenn man von der Oberfläche der S. spricht. An der unteren Grenze der Photosphäre beträgt die Temperatur rund 7000 K. Da man in der Mitte der Sonnenscheibe tiefer in die Photosphäre hineinschauen kann, macht sich die Temperaturschichtung durch eine Abnahme der Flächenhelligkeit der Sonnenscheibe zum Rande bemerkbar. Diese *Randverdunkelung* ist durch die *Granulation* überlagert; d. s. kleine helle Gebiete, die sich vom dunkleren Hintergrund abheben. Die mittlere Größe der hellen Gebiete, der Granulen, beträgt etwa 700 km. Die Granulation zeigt, daß in der Photosphäre wie in der Wasserstoffkonvektionszone Konvektion herrscht.

Die *Chromosphäre* hat eine Dicke von rund 10000 km. Die Dichte in ihr ist so gering, daß sie nur sichtbar wird, wenn bei totalen Sonnenfinsternissen oder mit Hilfe spezieller Sonnenbeobachtungsinstrumente die Photosphäre abgeblendet ist. Ihr Spektrum, das *Flash-Spektrum*, zeigt unmittelbar vor oder nach der Totalität von Sonnenfinsternissen die Fraunhofer-Linien (s. u.) in Emission. Auch die Chromosphäre besitzt eine durch Konvektion verursachte innere Struktur. Die Konvektionselemente, die *Spiculen*, haben einen mittleren Durchmesser von einigen 100 km und Höhen bis zu 10000 km. Ihre Aufwärtsgeschwindigkeit beträgt 20 bis 50 km/s. Bei der Beobachtung der Chromosphäre im Lichte einer starken Fraunhofer-Linie zeigen sich helle Gebiete, die *Flocculi*. Sie entsprechen den Granulen der Photosphäre. Der physikalische Zustand der Chromosphäre ist weit vom thermischen Gleichgewicht entfernt. Die unteren Chromosphärenschichten haben wie die höchsten Photosphärenschichten eine Temperatur von etwa 4000 K. In der oberen Chromosphäre nimmt die Temperatur jedoch stark zu und erreicht schließlich einige 100000 K. Die Aufheizung erfolgt wahrscheinlich durch Stoßwellen, deren Energie aus der Wasserstoffkonvektionszone stammt.

Charakteristisch für die *Korona* ist die hohe Temperatur von etwa 10^6 K und die geringe Dichte. Wegen ihrer geringen Helligkeit kann die Korona nur während totaler Sonnenfinsternis und mit Spezialgeräten beobachtet werden. Sie bildet einen stetigen Übergang zum interplanetaren Gas. Das Koronaspektrum zeigt einige charakteristische Emissionslinien, die Koronalinien, die von hoch ionisierten Metallatomen stammen, z. B. von 9- bis 13mal ionisierten Eisenatomen.

Sonnenaktivität. In der Sonnenatmosphäre treten kurzzeitige, veränderliche Erscheinungen auf, deren Gesamtheit als *Sonnenaktivität* bezeichnet wird. Die bekanntesten Erscheinungen sind die *Sonnenflecken*. Es handelt sich dabei um Störgebiete in der Photosphäre, die sich dunkel auf der Sonnenscheibe abheben. Große Flecken haben einen dunklen Kern, die *Umbra*, und eine weniger dunkle Umgebung, die *Penumbra*. In den Flecken ist die Temperatur um etwa 1200 K niedriger als in der umgebenden Photosphäre. Weit über die Chromosphäre aufsteigende Gaswolken sind am Sonnenrand als *Protuberanzen* sichtbar. Wenn sie sich auf die Sonnenscheibe projizieren, werden sie als *Filamente* bezeichnet; sie erscheinen dann dunkel. Überhitzte Gebiete in Photosphäre und Chromosphäre erscheinen heller als ihre Umgebung und werden *Fackeln* genannt.

Es werden auch kurzzeitige, auf eng begrenzte Gebiete beschränkte starke Strahlungsausbrüche, die *Eruptionen*, beobachtet. Die einzelnen Erscheinungen der Sonnenaktivität hängen weitgehend miteinander zusammen, eine befriedigende Theorie existiert aber noch nicht.

Über das Spektrum → Sonnenspektrum.

Teilchenstrahlung. Neben der elektromagnetischen Wellenstrahlung sendet die S. eine Teilchenstrahlung aus, die vorwiegend aus Elektronen und Protonen besteht und mit Geschwindigkeiten von einigen 100 bis 1000 km/s fliegt. Dieser *Sonnenwind* verläßt die Sonnenkorona meist in Form von Wolken oder gebündelten Strömen.

Magnetfeld. Die S. besitzt ein sehr schwaches allgemeines Magnetfeld von nur etwa 1 G Feldstärke. Dieses Feld ist nicht konstant, wahrscheinlich tritt sogar eine Umkehrung der Feldrichtung ein. Diesem allgemeinen Magnetfeld sind wesentlich stärkere, zeitlich veränderliche, lokale Felder überlagert. In großen Sonnenflecken kann die Feldstärke mehrere 1000 G erreichen. Zwischen der Sonnenaktivität und den lokalen Magnetfeldern besteht eine enge Verbindung. Wahrscheinlich spielen die Magnetfelder eine maßgebende

Rolle bei den Erscheinungen der Sonnenaktivität.

Sonnenaktivität, → Sonne.

Sonnenatlas, → Sonnenspektrum.

Sonnenbatterie, eine Kombination mehrerer → Solarzellen.

Sonneneruptionseffekt, der Effekt einer plötzlichen abnormen Verstärkung der Ionisation (engl. *Sudden Ionospheric Disturbance*, abg. *SID*) in der → Ionosphäre der Erde als Folge einer chromosphärischen Eruption auf der Sonne. Seine Ursache ist vor allem die Röntgenstrahlung der Sonne, deren Intensität sich bei Eruptionen im Wellenlängenbereich 1 bis 8 Å auf das Hundertfache, unterhalb 3 Å auf das etwa Tausendfache des normalen Wertes erhöhen kann. Die verstärkte Ionisation in der Erdatmosphäre tritt im wesentlichen unterhalb von 100 km Höhe auf und hält einige Minuten bis Stunden, im Durchschnitt etwa 30 Minuten, an. Ihre wichtigsten Auswirkungen bestehen in der exzessiven Dämpfung der Funkwellen im Kurzwellenbereich (*Mögel-Dellinger-Effekt*), die den Nachrichtenverkehr beeinträchtigt, sowie in einer Erhöhung der Feldstärke der → Atmospherics (engl. *Sudden Enhancement of Atmospherics*, abg. *SEA*) und in kurzzeitigen Frequenzabweichungen (engl. *Sudden Frequency Deviation*, abg. *SFD*) von Normalfrequenzübertragungen auf dem Funkwege.

Sonnenferne, → Apsiden.

Sonnenfleck, → Sonne.

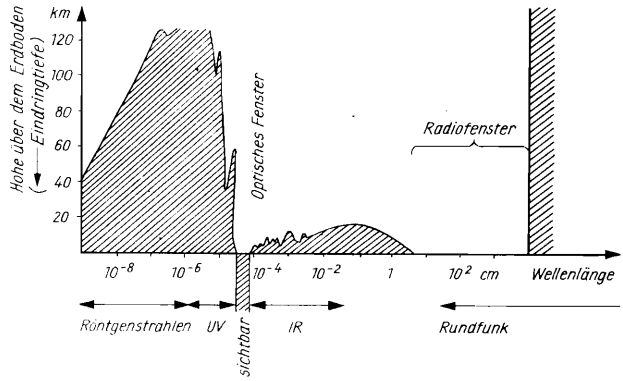
Sonnenkorona, → Sonne.

Sonnennähe, → Apsiden.

Sonnenparallaxe, der Winkel π, unter dem der Äquatorradius R der Erde vom Sonnenmittelpunkt aus erscheint. Er kann nur indirekt mit Hilfe der Keplerschen Gesetze bestimmt werden. Nach dem 3. Keplerschen Gesetz ergeben sich aus den genau beobachteten Umlaufzeiten der Körper des Sonnensystems deren relative Abstände von der Sonne. Werden diese im linearen Maß bestimmt, so kann die S. berechnet werden. Früher wurden die Abstände zu Mars oder Venus bei Vorübergängen vor der Sonne oder die zu Eros oder anderen Planetoiden gemessen; heute werden sie aus der Laufzeit von Funksignalen bestimmt, z. B. nach der Venus und zurück (→ Radioastronomie). Als derzeit bester Wert gilt $\pi = 8{,}794181''$. Er ist die Grundlage für die wichtigsten Entfernungsbestimmungen der Astronomie, → Parallaxe.

Sonnensegel, → Raumfahrtantrieb.

Sonnenspektrum, das durch Zerlegung des Sonnenlichtes erhaltene Spektrum. Die Sonne emittiert ein kontinuierliches Spektrum, das von den Röntgenstrahlen über das sichtbare und infrarote Gebiet bis zu den längsten elektrischen Wellen reicht. Das ist ein Wellenlängenbereich von fast 18 Zehnerpotenzen. Während die mittlere Sonnenenergie nahezu eine Konstante ist (→ Solarkonstante), werden große Variationen im UV-, Röntgen- und Radiowellengebiet beobachtet, die ihren Ursprung in Sonnenflecken, Fackeln u. ä. haben. Die am Oberrand der Erdatmosphäre ankommende Strahlung (*extraterrestrische Sonnenstrahlung*) kann am Erdboden nur abgeschwächt – in vielen Bereichen gar nicht – beobachtet werden, da die Erdatmosphäre im Röntgen- und UV-Bereich stark absorbiert (Abb. 1). Die Erforschung des *extraterrestrischen S.s* hat daher in diesen Gebieten erst mit der Entwicklung der Raketen- und Satellitentechnik einen großen Aufschwung genommen. Das am Erdboden empfangene S. wird als *terrestrisches S.* bezeichnet.



1 Tiefe, bis zu der die senkrecht auf die Erde fallende Strahlung verschiedener Wellenlänge in die Erdatmosphäre eindringt. Die Kurve gibt die Höhe an, bei der die Intensität der Sonnenstrahlung auf 37% gesunken ist

Dem kontinuierlichen S. sind eine Vielzahl von Absorptionslinien überlagert, die einerseits durch Absorption in der Photosphäre, anderseits durch Absorption in der Erdatmosphäre (terrestrische Linien) entstehen; nur die ersteren zeigen den durch die Sonnenrotation bedingten Doppler-Effekt. Diese 1802 von Wollaston entdeckten und 1814 von Fraunhofer näher untersuchten Linien tragen die Bezeichnung *Fraunhofer-Linien*. Fraunhofer stellte ein Verzeichnis von 567 derartigen Linien zusammen, deren stärkste er mit großen lateinischen Buchstaben benannte, die heute z. T. noch in Gebrauch sind. Tab. 1 gibt einen Überblick

1) Stärkste Fraunhofer-Linien im sichtbaren Spektralbereich ab $\lambda > 5890$ Å

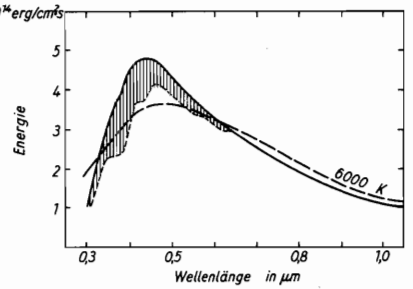
Bezeichnung	Wellenlänge (Å)	Element
A	7593	O_2*)
a	7183	H_2O*)
B	6867	O_2*)
C (Hα)	6563	H
D_1	5896	Na
D_2	5890	Na

*) terrestrischen Ursprungs

über die stärksten Fraunhofer-Linien im sichtbaren Gebiet ab 5890 Å mit Angabe der sie hervorrufenden Elemente. Heute liegen umfangreiche Tafelwerke (Sonnenatlanten) über die solaren Absorptionslinien vor.

Aus dem kontinuierlichen Spektrum läßt sich auf bolometrischem Wege die Lage des Strahlungsmaximums der extraterrestrischen Sonnenstrahlung bestimmen, das bei 4780 Å liegt. Unter der Voraussetzung, daß man die Sonne als schwarzen Strahler betrachten kann, ist nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz (→ Plancksche Strahlungsformel) die Bestimmung der Temperatur der Sonne möglich, die bei $\approx$ 6000 K liegt. Jedoch stimmt die beobach-

tete extraterrestrische Sonnenstrahlung nur im infraroten und im langwelligen sichtbaren Bereich mit der Strahlung eines schwarzen Körpers von 6000 K überein, während sich für den kurzwelligen Bereich beträchtliche Abweichungen ergeben (Abb. 2). Einer Überhöhung

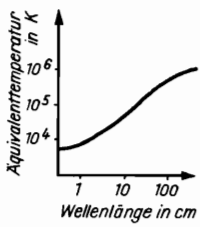


2 Spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung mit und ohne Absorptionslinien. Gestrichelt: schwarzer Körper von 6000 K, schraffiert: durch Fraunhofer-Linien absorbierte Energie

gegenüber der Strahlungskurve für 6000 K bei 0,49 μm folgt eine beträchtliche Erniedrigung, die durch viele eng beieinander liegende Absorptionslinien sowie durch das Grenzkontinuum unterhalb der Grenze der Balmer-Linien $<0{,}37$ μm bedingt ist (punktierte Kurve).

Bei Berücksichtigung der in den Fraunhofer-Linien absorbierten Energie (ausgezogene Kurve) ergibt sich jedoch im UV ein starker Strahlungsüberschuß gegenüber einem schwarzen Körper von 6000 K.

Der Radiostrahlung der Sonne kann nicht eine bestimmte Strahlungstemperatur eines schwarzen Körpers zugeordnet werden. Mit Änderung der Wellenlänge ändert sich auch die zugehörige Strahlungstemperatur (Abb. 3), wobei größeren Wellenlängen eine höhere Äquivalenztemperatur entspricht. (Die Äquivalenztemperatur ist nur dann gleich der wahren Strahlungstemperatur, wenn die strahlende Substanz optisch dick, d. h. undurchlässig ist.) Die Strahlung mit größeren Wellenlängen stammt somit aus heißeren Schichten der Sonne.



3 Spektrale Intensitätsverteilung der Radiostrahlung der Sonne. Statt der Intensität ist die dazu proportionale Äquivalenttemperatur angegeben

Im terrestrischen S. treten zu den Fraunhofer-Linien Absorptionsbanden von in der Erdatmosphäre vorhandenen Absorbern (einige Fraunhofer-Linien sind auch terrestrischen Ursprungs, s. Tab. 1). Das sind vor allem molekularer Sauerstoff, Ozon, Wasserdampf und Kohlendioxid.

Setzt man die extraterrestrische Sonnenstrahlung für den Bereich von 0,20 ··· 24 μm mit 100% an, so gibt Tab. 2 die Energie für die angegebenen Spektralbereiche.

Für die *Sonnenstrahlungsintensität* wird als Einheit das → Langley verwendet.

Die Identifizierung der Fraunhofer-Linien im S. erbringt den Nachweis über das Vorkommen der dazugehörigen Elemente in der Sonne. Unter bestimmten Annahmen kann die Häufigkeit der chemischen Elemente in der Sonnenatmosphäre aus der Intensität der Fraunhofer-Linien bestimmt werden. Bisher konnten bis auf die Edelgase, die Seltenerdmetalle, die Halogene und die Elemente mit Ordnungszahlen größer als 79 alle chemischen Elemente des periodischen Systems nachgewiesen werden. Der Nachweis für die noch fehlenden Elemente ist dadurch sehr erschwert, daß die Linien in schlecht erfaßbaren Teilen des Spektrums liegen. Noch nicht identifizierte Linien sind auf Energiezustände bekannter Elemente, die unter irdischen Bedingungen nicht möglich sind, zurückzuführen.

Kurz vor Eintritt einer totalen Sonnenfinsternis ist es möglich, das relativ lichtschwache *Flash-Spektrum* zu beobachten, das ein Emissionsspektrum ist und der Chromosphäre zugeschrieben wird. Mittels eines Spektroheliographen oder eines Fernrohrs mit vorgeschaltetem schmalbandigem Interferenzfilter können monochromatische Bilder der Sonnenscheibe erhalten werden (*Spektroheliogramm*), Tafel 32. Meist wird in der Nähe sehr starker Absorptionslinien, z. B. H_α, photographiert. Dann stammt das Licht aus den hohen Schichten der Sonnenatmosphäre, zumeist aus der Chromosphäre. Die Spektroheliogramme stellen somit Chromosphärenbilder dar. Aufnahmen längs einer Absorptionslinie führen zu Spektroheliogrammen, die verschiedenen Chromosphärenhöhen entsprechen, wobei die Aufnahme in der Nähe des Absorptionszentrums der Linie einem Bild der hohen Chromosphäre entspricht, da das Licht der darunterliegenden Schichten absorbiert wird.

2) Energieinhalt der extraterrestrischen Sonnenstrahlung in einzelnen Spektralgebieten

Spektralbereich	Wellenlängenintervall (μm)	Energie 10^{-3} ly min^{-1}	Prozentsatz
UV-Bereich	0,20··· 0,40	140	7%
UV – A	0,20··· 0,28	8	0,4%
UV – B	0,28··· 0,32	25	1,2%
UV – C	0,32··· 0,40	107	5,4%
sichtbarer Bereich	0,40··· 0,75	910	46%
S-A-Gebiet	0,40··· 0,52	350	18%
S-B-Gebiet	0,52··· 0,62	300	15%
S-C-Gebiet	0,62··· 0,75	260	13%
IR-Bereich	0,75···24	930	47%
IR-A-Gebiet	0,75··· 1,4	640	32%
IR-B-Gebiet	1,4 ··· 3,0	250	13%
IR-C-Gebiet	3,0 ···24	40	2%

Sonnenstrahlung, → Sonne, → Sonnenspektrum.
Sonnenstrahlungsintensität, → Sonnenspektrum.
Sonnensystem, die Sonne und die Gesamtheit der kleineren Körper, die sie umlaufen, sowie der Raum, in dem sie sich bewegen. Die *Sonne* ist mit 333000 Erdmassen der größte und massereichste Körper. Die neun *Planeten* haben zusammen nur 447 Erdmassen. Um die Planeten kreisen 32 *Satelliten* mit insgesamt 0,12 Erdmassen. Der Umlaufsinn der Planeten und der meisten Satelliten und mit Ausnahme von Uranus und Venus auch der Rotationssinn der Planeten ist gleich dem Rotationssinn der Sonne. Zum S. gehören weiterhin die *Planetoiden*, deren Gesamtzahl auf 50000 bis 100000 und deren Gesamtmasse auf $^1/_{1000}$ Erdmassen geschätzt wird, sowie die *Kometen*. Deren Zahl wird mit 10^7 bis 10^{10} angenommen, ihre Gesamtmasse aber nur zu etwa 0,1 Erd-

massen. Die im Raum des S.s vorkommenden Kleinkörper, Meteorite und Staubteilchen, aber auch Gasatome und Elektronen bilden die *interplanetare Materie*. Ihre Gesamtmasse beläuft sich wahrscheinlich auf weniger als 10^{-9} Erdmassen.

. Über das Problem der Entstehung des S.s → Kosmogonie.

Sonnentag, → Tag.

Sonnenwind, gerichteter interplanetarer Plasmastrom. In der Sonnenkorona (→ Sonne) kann sich kein hydrostatisches Gleichgewicht einstellen, sondern es erfolgt eine ständige hydrodynamisch beschreibbare Expansion der Koronagase. Die elektrische Leitfähigkeit des Koronaplasmas ist sehr hoch, die magnetischen Feldlinien sind in ihm eingefroren (→ eingefrorenes Magnetfeld). Durch die Rotation der Sonne ergibt sich bei der Expansion mit konstanter Geschwindigkeit als Bahnkurve des Plasmas eine Archimedische Spirale. In Erdnähe hat die magnetische Induktion des S.es einen Wert von ungefähr (2 bis 5) · 10^{-9} Vs/m². Die Geschwindigkeit liegt zwischen 300 km/s und 900 km/s, was bei Annahme einer Maxwell-Verteilung einer Temperatur von $\approx 2 \cdot 10^5$ K entspricht.

Sonnenzeit, → Zeitmaße.

Sonogramm, Sichtbarmachung von Inhomogenitäten oder Hohlräumen in einem Werkstück durch Ultraschalldurchstrahlung. Der auf der vom Ultraschallsender abgewandten Seite aus dem Werkstück austretende Schall wird von einem Ultraschallempfänger aufgenommen; nach Abtastung des Prüflings ergibt sich ein der Abtastfläche entsprechendes Abbild der empfangenen Schallsignale, das bei Vorhandensein von Störungen an den zugehörigen Stellen des Bildes kleinere Empfangsschallstärken aufweist. Weitere Methoden sind die auf der Reliefbildung an Flüssigkeitsoberflächen infolge der Wirkung des Schallstrahlungsdruckes beruhenden und die die Wirkung des Ultraschalls auf photographische Emulsionen benutzenden (→ Ultraschall).

Sonolumineszenz, → Lumineszenz.

S-Operator, svw. S-Matrix.

Soret-Effekt, → Thermodiffusion.

Sorption, → Absorption, → Adsorption.

Sorptionsfalle, mit Molekularsieben oder anderen Sorptionsmitteln gefüllter besonderer Teil einer Vakuumanlage, der zur Erniedrigung des Enddruckes von ölgedichteten rotierenden Pumpen oder von Öldiffusionspumpen eingesetzt wird. S.n werden in der Regel nicht gekühlt. Durch das hohe Sorptionsvermögen z. B. der Molekularsiebe werden die den Enddruck nachteilig beeinflussenden Kohlenwasserstoff- und Wasserdampfmoleküle bereits bei Zimmertemperatur adsorbiert.

Sorptionspumpe, eine → Getterpumpe, bei der elektrisch neutrale Gasteilchen, die im Verlaufe ihrer Wärmebewegung auf geeignete sorptionsfähige Körper treffen, an oder in diesen festgehalten werden. Eine S. dient zur laufenden Beseitigung von Gasen aus einem Vakuumbehälter, in dem geeignete Sorptionsmittel, z. B. Zeolithe oder Gettermaterialien, unter wiederholter Erneuerung der wirksamen Oberfläche und geeigneter Temperatursteuerung verwendet werden.

S.n enthalten entweder Adsorptionsmittel, an deren Oberflächen Gasteilchen durch physikalische, temperaturabhängige Adsorptionskräfte, van-der-Waals-Kräfte genannt, gebunden werden, ein Vorgang der als Physisorption, oder physikalische → Adsorption bekannt ist, oder Stoffe, → Getter, die wiederholt verdampft oder zerstäubt werden und auf diese Weise ständig neue adsorbierende Oberflächen (Getterschichten) bilden, an denen Gasmoleküle vorwiegend durch chemische Bindungskräfte gebunden werden, ein Vorgang, der als → Chemosorption bekannt ist.

S.n, in denen ein Stoff zur Bildung gassorbierender Oberflächen verdampft oder zerstäubt wird, werden als → Getterpumpen bezeichnet.

S.n, die ein Adsorptionsmittel enthalten, werden Adsorptionspumpen genannt.

Source, Eintrittselektrode des Feldeffekttransistors (→ Transistor).

Sp, → Spur.

Spallation, svw. Kernzertrümmerung.

Spaltbarkeit, 1) Eigenschaft von Materialien, in denen eine Kettenreaktion ablaufen kann, die durch die Kernspaltung hervorgerufen wird. Spaltbare Materialien sind $^{233}_{92}$U, $^{235}_{92}$U, $^{238}_{92}$U, $^{239}_{94}$Pu und $^{241}_{94}$Pu. $^{233}_{92}$U und $^{239}_{94}$Pu bzw. $^{241}_{94}$Pu werden im Reaktor durch Neutroneneinfang und anschließendem β-Zerfall erzeugt.

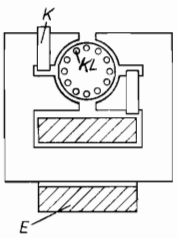
2) Eigenschaft der Kerne, spontan oder beim Eindringen eines Teilchens oder γ-Quants in Bruchstücke vergleichbarer Masse und leichtere Teilchen zu zerfallen (→ Kernspaltung).

Spaltelemente, *Spaltmaterial*, *Spaltstoffe*, chemische Elemente, mit deren Atomkernen die Kernspaltung möglich ist, d. h. die bei Beschuß mit Teilchen — in der Hauptsache mit Neutronen — oder γ-Quanten wie im Falle der Photospaltung unter Freisetzung von Kernenergie in zwei annähernd gleich große Teile zerspaltet werden. Die Kerne am Ende des periodischen Systems sind für einen solchen Zerfall prädestiniert, weil die Abstoßungskräfte ihrer starken elektrischen Ladungen einem derartigen Prozeß Vorschub leisten. Die technisch wichtigsten S. sind natürliches Uran, mit U-235 angereichertes Uran, reines U-235, in Brutreaktoren künstlich erzeugtes U-233 und Pu-239. Die Kerne U-233, U-235, Pu-239, Pu-241 und einige weitere noch schwerere Kerne, wie Am-242, Cm-242, spalten sich schon durch Anlagerung eines langsamen Neutrons; häufig wird nur für sie allein die Bezeichnung spaltbar angewendet. Die Kerne Th-232, Pa-231, U-234, U-238, Np-237 und Pu-240 sind nur durch schnelle Neutronen mit Energien i. a. über 1 MeV spaltbar; sie können speziell in schnellen Reaktoren oder in Kernwaffen Energie liefern. Auch durch Spaltung anderer als der o. a. Atomkerne kann Energie gewonnen werden, allerdings ist die technische Durchführung noch sehr schwierig. Mit genügend energiereichen Teilchen spalten auch leichtere Kerne, wie Pt, Pb, Bi, Th. Im allgemeinen sind Kerne bzgl. Spaltung um so stabiler bzw. liegt die Schwellenenergie zur Spaltung um so

höher, je näher die betrachteten Atomkerne zum doppelt magischen Kern Pb-208 liegen. In dem erwähnten Massebereich der S. gilt die Regel, daß Kerne mit *ungerader* Neutronenzahl bereits mit *langsamen* Neutronen spalten, aber die Kerne mit *gerader* Neutronenzahl nur mit *schnellen* Neutronen. Langsame Neutronen und andere Teilchen geringer Energie erzeugen, wenn überhaupt, vorwiegend eine unsymmetrische Aufspaltung der Kerne der S. in 2 ungleiche Spaltprodukte; das mittlere Massenverhältnis dieser Spaltprodukte liegt etwa bei 3 : 2. Sehr energiereiche Partikeln von mehr als 100 MeV Energie dagegen erzeugen bevorzugt eine symmetrische Spaltung in zwei gleiche Bruchstücke. Beispielsweise tritt bei der Spaltung von U-235 durch thermische Neutronen oder auch durch Neutronen mit mehreren MeV Energie die symmetrische Spaltung etwa 600mal seltener auf als die, die zum Massenverhältnis 3 : 2 der Spaltprodukte führt.

Bei sehr schweren Atomkernen, d. h. Kernladungszahl etwa oberhalb 90, kann eine Kernspaltung auch ohne äußere Einwirkung nach Art des radioaktiven Zerfalls eintreten (→ Spontanspaltung).

Im Reaktor sind die S. in geeigneter Form bzw. Verbindung in der Spaltzone untergebracht, wo die Kernkettenreaktion abläuft; sie sind der Energie liefernde Teil des → Kernbrennstoffs.



Spaltmotor mit Kurzschlußläufer. *E* Staucher- (Erreger-) Wicklung, *K* Kurzschlußwicklung, *KL* Kurzschlußläuferwicklung

Spalterwartung, Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer → Kernspaltung.

Spaltflügel, → Grenzschichtbeeinflussung.

Spaltmaterial, svw. Spaltelemente.

Spaltmotor, *Spaltpolmotor*, ein Wechselstrommotor (→ elektrische Maschine) mit unterteiltem Polsystem, eine Sonderform der einphasigen Asynchronmaschine. Der Ständer des S.s trägt eine Wechselstromwicklung. Ein Teil jedes Pols ist von einer Kurzschlußwicklung umschlossen, durch den Kurzschlußstrom in dieser Wicklung ist die Erregung für diesen Polteil phasenverschoben und ruft ein zeitlich phasenverschobenes Feld hervor. Infolge dieser zeitlich und räumlich phasenverschobenen Teilfelder entsteht ein Drehfeld. Mit entsprechenden Läufern, z. B. Kurzschluß- oder Hystereseläufern, erhält man asynchrone oder synchrone S.e.

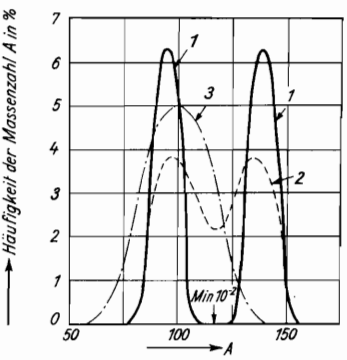
Spaltneutronen, die bei einer Kernspaltung frei werdenden Neutronen. Die überwiegende Mehrzahl der S. ($\gtrsim 99\%$) wird beim Spaltprozeß in weniger als 10^{-12} s emittiert; sie werden als *prompte* Neutronen bezeichnet und haben ein kontinuierliches Energiespektrum mit einem Maximum bei $\approx$0,7 MeV, das zu niedrigen Energien steil, zu höheren dagegen flach abfällt (→ Spaltspektrum). Daneben gibt es *verzögerte* Neutronen, die beim eigentlichen Spaltprozeß nicht sofort frei werden, sondern von sekundären Spaltprodukten erst nach einer bestimmten Zeit abgegeben werden; ihr Anteil an der Gesamtzahl der S. liegt unter 1%.

Spaltpolmotor, svw. Spaltmotor.

Spaltprodukte, Atomkerne, die als Bruchstücke bei der Kernspaltung auftreten, sowie auch ihre weiteren Folgeprodukte. Die kinetische Energie der S. ist elektrostatischen Ursprungs, sie beträgt z. B. je Uranspaltung ungefähr 170 MeV, das sind etwa 85% der Gesamtenergie der Spaltung. Daß trotz dieser enormen Energieentwicklung bei der Spaltung der schwersten Kerne nicht augenblicklich eine Art Kernexplosion eintritt, liegt an einer gewissen Stabilität der Kerne gegenüber kleinen Deformationen.

Die Spaltung eines schweren Kerns erfolgt durchaus nicht immer in derselben Weise, sondern auf sehr viele verschiedene Arten, so daß viele unterschiedliche S. auftreten. Die S. entstehen oft in angeregten Zuständen, die sich durch Emission von γ-Quanten abregen. Da die S. meist einen beträchtlichen Neutronenüberschuß haben, wandeln sie sich durch β-Zerfall um bzw. emittieren verzögerte Neutronen. Nur ausnahmsweise entstehen bei der Spaltung von vornherein stabile Kerne, wie z. B. Xe-136; im allgemeinen führen Kaskaden von im Mittel drei bis zu maximal sechs β-Zerfällen in Umwandlungsketten erst allmählich zu stabilen Endprodukten, d. h. zu stabilen S.n. Insgesamt sind etwa 260 verschiedene Isotope zwischen Zn und Gd in diesen Umwandlungsketten enthalten; ein bestimmtes Isotop kann entweder direkt bei der Spaltung oder durch β^--Zerfall aus einem primär gebildeten Isobar niedrigerer Kernladung entstehen.

Die S. des U-235 sind sehr genau untersucht. Die Urantrümmer liegen im Bereich der Massezahlen zwischen 70 und 160 und sind um die wahrscheinlichsten Massen 97 und 138 verstreut, entsprechend 25 und 19 mm Reichweite der leichten bzw. schweren Komponente in Luft bei Normalbedingungen. Zwischen den Massezahlen 110 und 125 liegt ein tiefes Minimum der S.-Verteilung. Bei der leichten Gruppe sind die häufiger vorkommenden Elemente Br, Kr, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Tc, Ru und Rh; bei der schweren Gruppe sind es Sb, Te, J, Xe, Cs, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Pm und Sm. Die mittleren Elemente jeder Gruppe sind jeweils am stärksten vertreten. Die Elemente zwischen Rh und Sb liegen im Minimum der Häufigkeitsverteilung.



Häufigkeitsverteilung der Spaltprodukte als Funktion ihrer Massezahl *A*. *1* Spaltung von U-235 mit langsamen Neutronen, *2* Spaltung von Th-232 mit 38-MeV-α-Strahlen, *3* Spaltung von Bi-209 mit 200-MeV-Deuteronen

Einige bemerkenswerte Zerfallsreihen der S. und deren Häufigkeit in Prozent sind in nebenstehendem Schema aufgeführt.

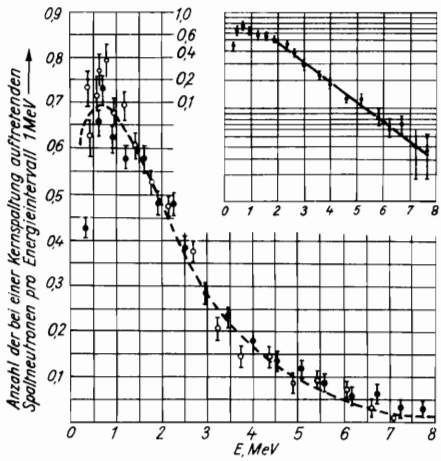
Die Halbwertszeiten stehen links neben dem Pfeil, der die Richtung der Umwandlung bezeichnet. (Es bedeuten: s Sekunden, min Minuten, h Stunden, d Tage, a Jahre.) Die Tatsache der Emission verzögerter Neutronen ist mit (n) bei den Neutronenstrahlern vermerkt. Die %-Zahlen geben die Häufigkeit des Auftretens der betreffenden Massezahl auf 100 Spaltungen an; ihre Summe über alle entstehenden Zerfallsketten beträgt 200%, da je Spaltung 2 neue Kerne entstehen.

Im nebenstehenden Schema sind nur einige wichtige β^--Zerfallsreihen der S. genannt. Unter den S.n finden sich auch die in der Natur nicht vorkommenden radioaktiven Elemente Technetium mit der Ordnungszahl $Z = 43$ und Promethium mit $Z = 61$.

Spaltraum, svw. Spaltzone.

Spaltspektrum, 1) die Energieverteilung der bei der Kernspaltung entstehenden → prompten Neutronen. Das S. reicht im wesentlichen von 0,1 MeV bis 10 MeV und ist darstellbar durch die Formeln für E in MeV: $f(E) = 0{,}484 \cdot e^{-E} \cdot \sinh\sqrt{2E}$ gültig für $E \lessapprox 16$ MeV oder (noch einfacher) $f(E) \approx \sqrt{E} \cdot \exp(-E/1{,}26)$ gültig für $E \lessapprox 9$ MeV. Die mittlere Energie im S. liegt bei etwa 1,8 bis 2,0 MeV, die wahrscheinlichste bei $\approx 0{,}7$ MeV.

2) die Häufigkeitsverteilung der → Spaltprodukte bei der Kernspaltung.



Spektrum der Spaltneutronen als Funktion ihrer Energie E. ○ Spaltspektrum für die U-235-Spaltung mit thermischen Neutronen. ● Spaltspektrum für die Pu-239-Spaltung mit thermischen Neutronen. Rechts oben ist dasselbe Pu-239-Spaltspektrum im halblogarithmischen Maßstab dargestellt

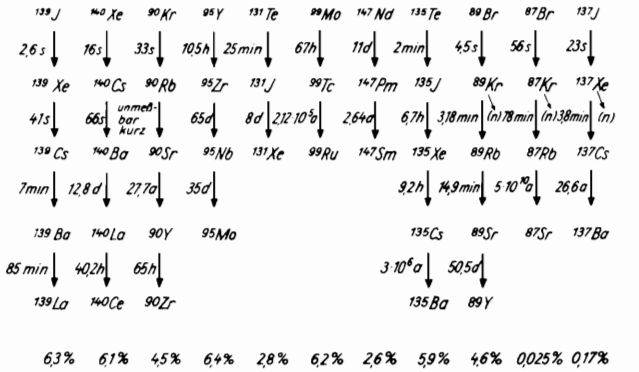
Spaltstoffe, svw. Spaltelemente.

Spaltstoffelement, → Kernbrennstoff.

Spalttöne, die beim Ausströmen einer dünnen Luftschicht aus einem schmalen Spalt infolge periodischer Wirbelablösung entstehenden Töne der Frequenz f = konst. $\cdot\, u/d$, wenn u die Luftgeschwindigkeit und d die Spaltweite bedeuten. Die Konstante hat etwa den Wert 0,2. Die S. sind mit den → Hiebtönen sowie den → Schneidentönen verwandt.

Spaltung, → Kernspaltung.

Spaltungsbreite, Γ_f, ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß der Compoundkern durch Spaltung zerfällt. Entsprechend der → Breit-Wigner-Formel erhält man für eine Spaltung, die z. B. durch Neutroneneinfang ausgelöst wird, die Wahrscheinlichkeit Γ_f/Γ, daß der Compoundkern spaltet.



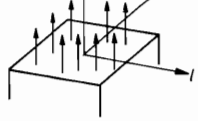
Spaltprodukte

Spaltzone, auch *Spaltraum* oder *aktive Zone* genannt; derjenige Teil eines Reaktors, in welchem die spaltbare Substanz, die *Spaltelemente*, des weiteren der *Moderator*, Regeleinrichtungen, *Kühlmittel* und sonstige Konstruktionsmaterialien untergebracht sind, so daß eine gesteuerte Kernkettenreaktion ablaufen kann. Die S. ist meistens von einem Reflektor und einer Abschirmung umgeben. Die in der S. entstehende Wärmeenergie wird durch einen *Kühlmittelkreislauf* abgeführt. Bei einem heterogenen Reaktor umfaßt die S. die Gesamtheit aller Reaktorzellen. Speziell bezeichnet man mit *effektiver S.* den aus der physikalischen, realen S. abgeleiteten Ersatzbereich mit besonderen Randbedingungen. Der Vorteil der effektiven S. tritt nur bei mathematischen Berechnungen der inneren Flußverteilung und damit zusammenhängender Effekte in Erscheinung.

Spannarbeit, → Arbeit.

Spanngitterröhre, eine Elektronenröhre, deren Steuergitter aus einem 7 μm dicken, über zwei Holme gewickelten Draht besteht. Die Holme bilden gemeinsam mit Querstegen den Spannrahmen, der auf 2 μm Genauigkeit gefertigt ist. Durch das Spanngitter wird das Verhältnis aus der Steilheit der Röhre zur Summe von Eingangs- und Ausgangskapazität verbessert. Dieses Verhältnis wird bei Verringerung des Gitterkatodenabstandes größer, wobei auch der Abstand zwischen benachbarten Gitterdrähten entsprechend klein bemessen werden muß. Das gelingt mit dem Spanngitter.

Spannung, 1) Mechanik: Begriff zur makroskopischen Beschreibung der in Substanzen wirkenden kurzreichweitigen Kräfte und der auf die Oberfläche der Körper wirkenden Kräfte. Wird die auf ein Flächenelement dA an der Oberfläche oder eine gedachte kleine Schnittfläche im Inneren wirkende Kraft in eine Normal- und zwei Tangentialkomponenten dF_n, dF_{t1} und dF_{t2} zerlegt und auf die Größe des Flächenelements bezogen, so erhält man die *Normalspan-*

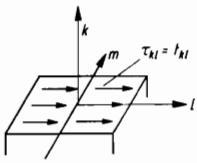


l Normalspannungen $\sigma_k = t_{kk}$ an der Fläche *l*, *m*

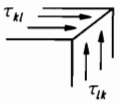
nung $\sigma = \frac{dF_n}{dA}$ und die beiden *Schubspannungen* (*Tangentialspannungen*) $\tau_1 = \frac{dF_{t1}}{dA}$ und $\tau_2 = \frac{dF_{t2}}{dA}$. Eine positive Normalspannung bedeutet einen Zug, eine negative einen Druck. Zur vollständigen Kennzeichnung eines räumlichen Spannungszustands denkt man sich in der Umgebung eines jeden Punktes ein kleines quaderförmiges, durch 6 Rechteckflächen begrenztes Volumenelement. Für jede dieser Begrenzungsflächen werden die drei möglichen Spannungskomponenten σ_{ik} ($i, k = 1, 2, 3$ bzw. x, y, z) definiert, wobei der erste Index die Kraftrichtung und der zweite die Fläche charakterisiert. So ist $\sigma_{xx} = \sigma_x$ die an einer Fläche senkrecht zur x-Achse wirksame Normalspannung, $\sigma_{yx} = \tau_{yx}$ die an derselben Fläche angreifende Schubspannung mit der Kraft in y-Richtung usw. Es gilt $\sigma_{ik} = \sigma_{ki}$, da nur dann das gesamte Drehmoment für ein endliches Teilvolumen als Integral über die Drehmomente der an der Oberfläche angreifenden Spannungskräfte darstellbar ist. Die Gesamtheit der Größen σ_{ik} bildet den symmetrischen *Spannungstensor*. Der einfachste Spannungszustand ist der einer hydrostatischen Kompression, bei dem keine Tangentialspannungen auftreten und die Normalspannungen für jede Fläche mit dem negativen Druck p zusammenfallen: $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik}$, wobei δ_{ik} das → Kronecker-Symbol ist. Oft ist es zweckmäßig, von einem allgemeinen Spannungstensor den eines solchen → hydrostatischen Spannungszustands so abzuspalten, daß der Resttensor eine verschwindende Spur hat. Unter der Spur eines Tensors versteht man die Summe seiner Diagonalelemente, einen Tensor mit verschwindender Spur nennt man Deviator. Formelmäßig lautet diese Zerlegung des Spannungstensors

$$\sigma_{ik} = \tfrac{1}{3}\,\delta_{ik} \sum_l \sigma_{ll} + (\sigma_{ik} - \tfrac{1}{3}\,\delta_{ik} \sum_l \sigma_{ll}),$$

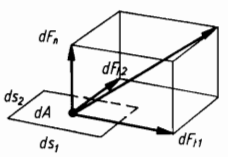
$\sum_l \sigma_{ll} = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}$ ist die Spur des Tensors.



2 Schubspannungen $\tau_{k\,l}$ an der Fläche l, m

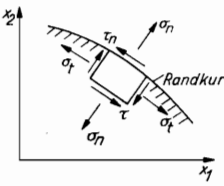


3 Gleichheit der zugeordneten Schubspannungen



4 Zerlegung der Oberflächenkraft dF in 3 kartesische Komponenten, aus denen die 3 Spannungskomponenten σ, τ_1 und τ_2 gebildet werden

Wie jeder symmetrische Tensor kann auch der Spannungstensor durch eine Drehung des Bezugssystems x, y, z auf Diagonalform gebracht werden. Die zueinander orthogonalen Koordinatenebenen dieses ausgezeichneten Bezugssystems heißen *Hauptebenen*, die an diesen schubspannungsfreien Flächen angreifenden Normalspannungen heißen *Hauptspannungen*; sie werden üblicherweise nach der Größe ihrer Beträge als $|\sigma_1| \geqq |\sigma_2| \geqq |\sigma_3|$ geordnet. Da der Spannungstensor im allgemeinen für verschiedene Punkte des Körpers verschieden ist, kann er bei einer für den gesamten Körper einheitlichen Wahl des Koordinatensystems im allgemeinen nur in einem Punkt diagonalisiert werden. Die Hauptebenen und zugehörigen Hauptspannungen sind aber für jeden Punkt definiert. Die *Hauptspannungstrajektorien* sind die 3 orthogonalen Kurvenscharen, die überall die Hauptebenen senkrecht durchstoßen. An jedem Punkt schneiden sich drei solcher Trajektorien, die Tangenten an sie geben die Richtungen der drei Koordinatenachsen an, bezüglich derer der Spannungstensor seine Diagonalform annimmt.



5 Äußere und innere Spannungskomponenten

Wie jeder symmetrische Tensor im dreidimensionalen Raum besitzt auch der Spannungstensor drei Invarianten, die in einem beliebig orientierten Bezugssystem stets den gleichen Wert haben und daher insbesondere durch die Hauptspannungen ausgedrückt werden können. Diese *Spannungsinvarianten* sind

$J_{1\sigma} = \text{Spur}\,\{\sigma_{ik}\} =$
$= \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3,$
$J_{2\sigma} = \sigma_x\sigma_y + \sigma_y\sigma_z + \sigma_z\sigma_x - \tau_{xy}^2 - \tau_{yz}^2 - \tau_{zx}^2$
$= \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1$
und $J_{3\sigma} = \det\,||\sigma_{ik}|| = \sigma_1\sigma_2\sigma_3$, wobei $\det\,||\sigma_{ik}||$ die aus den Komponenten des Spannungstensors gebildete Determinante ist.

Die Winkelhalbierenden in jeder Hauptspannungsebene bezeichnet man als *Hauptschubspannungslinien*, von denen je zwei eine *Hauptschubspannungsebene* aufspannen. Auf diesen Linien bzw. Ebenen herrschen extremale Schubspannungen. Der Spannungsdeviator kann als symmetrischer Tensor mit verschwindender Spur durch eine Drehung des Koordinatensystems so transformiert werden, daß alle Diagonalelemente verschwinden, also nur noch reine Schubspannungen auftreten. Der Spannungstensor enthält wegen seiner Symmetrie gerade sechs unabhängige Komponenten, nämlich $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z; \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$. Der durch diese „Spannungskoordinaten" aufgespannte sechsdimensionale Raum heißt *Spannungsraum*; der Spannungszustand an einem beliebigen Punkt des Körpers kann durch einen Punkt in diesem Raum dargestellt werden. Aus einem allgemeinen Spannungszustand erhält man durch Weglassen einer Koordinate den ebenen Spannungszustand und schließlich durch Beschränkung auf eine Koordinate den einachsigen (uniaxialen) Zug bzw. Druck.

Die *mechanische Spannungsmessung* wird fast ausnahmslos mit Dehnungsmeßstreifen und Kraftmeßdosen vorgenommen. Auch Dilatometer und ähnliche Geräte sind verwendbar.

2) Elektrizitätslehre: *elektrische S.*, Zeichen u (Momentanwert), U (Effektivwert und Gleichwert), die Arbeit je Ladung bei Verschiebung von Ladungen im elektrischen Feld. Bei der Verschiebung einer positiven Ladung Q in einem elektrischen Feld der Feldstärke $\vec{E}$ vom Punkt P_1 nach Punkt P_2 ist die Arbeit W zu leisten: $W = -Q \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot d\vec{s}$. Dabei ist $d\vec{s}$ das Wegelement. Die Arbeit je Ladung wird elektrische

S. genannt und aus $U = -\int_{P_1}^{P_2} \vec{E} \cdot d\vec{s}$ bestimmt. Sie wird positiv, wenn die Verschiebung gegen die Feldrichtung erfolgt. Die SI-Einheit der elektrischen S. ist das Volt, V. Das Volt wird aus der Einheit der Energie 1 J (Joule) = 1 W · s = 1 V · A · s = 1 $m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$ zu 1 V = 1 WA^{-1} = 1 $m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$ definiert.

In elektrostatischen oder langsam veränderlichen elektrischen Feldern, die von ruhenden oder mit konstanter Geschwindigkeit bewegten Ladungen herrühren, ist die Spannung als *Potentialdifferenz* zwischen den Punkten P_1 und P_2 eindeutig bestimmt, und die Summe aller Teilspannungen (*Umlaufspannung*) für einen geschlossenen Weg ist Null. Um ein sich änderndes Magnetfeld treten dagegen für einen geschlossenen Umlauf von Null verschiedene Umlaufspannungen auf (→ Induktion, Abschn. Spannungsinduktion). Die S. zwischen den Klemmen (*Klemmenspannung*) eines Verbrauchers heißt Spannungsabfall. Nach der Spannungsart unterscheidet man *Gleichspannungen* mit zeitlich konstantem Wert und *Wechselspannungen* mit Wert und Richtung, die sich periodisch ändern (→ Wechselstromgrößen). In der Energieversorgung werden die S.en überwiegend in Drehstrom-Synchrongeneratoren erzeugt. Gleichspannungen entstehen bei galvanischen Elementen, Thermoelementen u. a. Die S., die im Betrieb tatsächlich auftritt, bezeichnet man im Unterschied zur → Nennspannung als *Betriebsspannung*. Überschreitet die Abweichung einen bestimmten Wert (3 bis 5% des Nennwerts), so bezeichnet man die elektrische S. als *Unterspannung* bzw. → *Überspannung*. Nach der Spannungshöhe unterscheidet man *Kleinspannung* (Gleich- und Wechselspannung bis 42 V), → *Niederspannung* und → *Hochspannung*.

Eine S., mit der Menschen oder Tiere in Berührung kommen können, bezeichnet man als → Berührungsspannung.

Über *induzierte S.* → Induktion 2).

Die *elektrische Spannungsmessung* beruht auf der Tatsache, daß zwischen zwei beliebigen Punkten zweier (nichtstromdurchflossener) Leiter die gleiche Spannung herrscht. Entsprechende Meßgeräte bestehen aus zwei Metallkörpern, bei denen das dazwischenliegende Feld meßbare Kräfte auf leicht bewegliche Teile ausübt. Derartige Meßanordnungen werden → Elektrometer genannt. Im einfachsten Fall genügt zum rohen Nachweis einer vorhandenen Spannung ein Blättchenelektrometer. Der Eigenverbrauch der Meßgeräte soll klein, der Innenwiderstand groß sein. Spannungsmesser werden als Dreheisenmeßgeräte für Gleich- und Wechselspannung, als Drehspulmeßgeräte für Gleichspannung und als Vielfachmeßgeräte für Gleich- und Wechselspannung gebaut (→ Voltmeter). Für leistungslose Spannungsmessung werden Röhrenvoltmeter, für direkte Hochspannung statische Voltmeter, für Höchstspannung auch Kugelfunkenstrecken benutzt, wobei der Abstand der Kugeln größer sein muß als ihr Durchmesser. Fundamental läßt sich die Spannung zwischen zwei Kondensatorplatten mit der Spannungswaage bestimmen.

3) *magnetische S.*, → magnetischer Kreis.

Spannungsabfall, *Widerstandsspannung*, die Spannung U, die zwischen den Enden eines vom Strom I durchflossenen Widerstandes R auftritt. Sie berechnet sich nach dem Ohmschen Gesetz zu $U = I \cdot R$. Im geschlossenen Stromkreis ist die Summe aller Spannungsabfälle gleich der Summe aller Urspannungen, → Stromkreis, → Kirchhoffsche Regeln.

Spannungsanisotropie, → Anisotropie 3).

Spannungs-Dehnungs-Beziehungen, *Spannungs-Formänderungs-Beziehungen*, oft auch als *Stoffgesetze* bezeichnet, berücksichtigen im elastischen und elastisch-plastischen Bereich elastisch-plastisches bzw. starrplastisches Werkstoffverhalten.

1) Die *S.-D.-B. nach Prandtl-Reuß* stellen eine Beziehung zwischen den Zuwüchsen der Spannungs- und Formänderungstensoren bzw. -deviatoren dar, die elastische und plastische Formänderungen berücksichtigt.

Die Gesamtformänderung setzt sich aus elastischer und plastischer Formänderung zusammen. Das Stoffgesetz lautet bei Anlehnung an die Misessche Theorie für den Fall der Belastung

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2G}\, ds_{ij} + d\lambda s_{ij}.$$

Hierbei bedeutet $d\varepsilon_{ij}$ den Zuwachs des Formänderungstensors, ds_{ij} den Zuwachs des Spannungsdeviators, s_{ij} den Spannungsdeviator, G den Gleitmodul und $d\lambda$ einen skalaren Proportionalitätsfaktor, der vom Fließ- bzw. Verfestigungszustand abhängt. Bei Entlastung folgt der Werkstoff dem Hookeschen Gesetz.

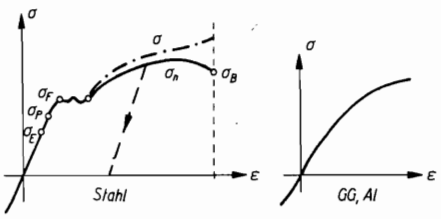
2) Die *S.-D.-B. nach Levy-Mises* gehen aus denen nach Prandtl-Reuß durch Vernachlässigung der elastischen Anteile hervor (→ Misessche Theorie).

3) Die *S.-D.-B. nach Hencky-Nadai-Iljuschin* stellen eine Beziehung zwischen den Tensoren bzw. Deviatoren des Spannungs- und Formänderungszustandes dar. Das Hookesche Gesetz wird in der Form erweitert, daß eine Berücksichtigung des plastischen Bereiches durch die Einführung eines variablen Plastizitätsmoduls G^{pl} möglich wird:

$$e_{ij} = \left(\frac{1}{2G} + \frac{1}{2G^{pl}}\right) s_{ij}.$$

Dieses Gesetz ist nur für spezielle Fälle anwendbar, denn es liefert im Falle einer neutralen Spannungsvariation eine plastische Restdehnung, die aber in Wirklichkeit nicht auftritt.

Spannungs-Dehnungs-Linie, die graphische Darstellung des Stoffgesetzes bei konstanter Tem-



Spannungs-Dehnungs-Linie mit ausgeprägter Fließgrenze (z. B. Stahl) und großem elastisch-plastischem Übergangsgebiet (z. B. GG, Al)

Spannungsdeviator

peratur und nach konstant gehaltener Meßzeit. Die Abb. zeigt die S.-D.-L. von Stahl: σ_p ist die Proportionalitätsgrenze, σ_F Fließgrenze, σ_E Elastizitätsgrenze, σ_B Bruchspannung. Die ausgezogene Linie stellt die auf den Ursprungsquerschnitt bezogene Nennspannung σ_n, die strichpunktierte Linie die auf den wirklichen Querschnitt bezogene Realspannung dar. Oberhalb σ_E erfolgt Rückfederung auf einer gestrichelten Linie mit Pfeil. Andere Stoffe, wie Grauguß (GG) und Aluminium, haben keine ausgeprägte Fließgrenze und deswegen eine stetig gekrümmte S.-D.-L.

Spannungsdeviator, → Spannung.

Spannungsfeld, Beschreibung der Beanspruchungsverteilung für ein bestimmtes Gebiet des untersuchten Werkstoffes. Wenn lokale Spannungen für jedes „Volumenelement" des ein-, zwei- oder dreidimensionalen Kontinuums definiert sind, wird von einem S. gesprochen.

Spannungsfunktion, als Lösung ψ einer partiellen Differentialgleichung zu bestimmende Funktion, aus der sich die bei einem Elastizitätsproblem gesuchten Spannungen durch Bildung partieller Ableitungen berechnen lassen. Ebene: Airysche Spannungsfunktion; Profilebene: Ansatz nach Vocke; Rotationssymmetrie: Verschiebungsfunktion nach Love; allgemein räumlich: Dreifunktionen-Ansatz nach Neuber-Papkowitsch, Maxwell, Morera, Fincy u. a. Für den einfachsten Fall eines ebenen Problems genügt die *Airysche S.* der Bipotentialgleichung $\Delta\Delta\psi = 0$. Die Komponenten des Spannungstensors berechnen sich nach $\sigma_x = \partial^2\psi/\partial y^2$, $\sigma_y = \partial^2\psi/\partial x^2$ und $\sigma_{xy} = -\partial^2\psi/\partial x\partial y$. Für die Profilebene [Scheibendicke $h = f(x, y)$] erhält man für ψ eine bedeutend umfangreichere Differentialgleichung und die Spannungskomponenten

$$\sigma_x = \frac{1}{f}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}, \sigma_y = \frac{1}{f}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}, \tau_{xy} = -\frac{1}{f}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}.$$

σ_x, σ_y sind die Normalspannungen, τ_{xy} ist die Schubspannung.

Lit. Vocke: Lineare Elastizität, Profilstab und Profilebene (1. Aufl. Leipzig 1966).

Spannungsgleichgewicht, im statischen Fall Kräftegleichgewicht für ein infinitesimales Volumenelement eines deformierten Körpers, bei Bewegungen die Bewegungsgleichung $\varrho\frac{\partial^2\vec{u}}{\partial t^2} = \vec{f}_v + \nabla\sigma$, dabei ist ϱ die Massedichte, $\vec{u}$ der Verschiebungsvektor, $\vec{f}_v$ die Dichte der Volumenkraft, meist die der Schwerkraft $\varrho\vec{g}$ mit dem Vektor $\vec{g}$ der Erdbeschleunigung, $\nabla\sigma$ die Divergenz des Spannungstensors. Der prinzipielle Gedankengang gilt auch für die Bewegungsgleichung der Strömungslehre, dort besteht σ aus einem Druckanteil und den Schubspannungen der inneren Reibung, vor allem aber ist der Beschleunigungsterm als $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}\nabla\right)\vec{v}$ durch die substantielle Ableitung des Geschwindigkeitsfeldes $\vec{v}(\vec{r}, t)$ darzustellen.

Für statische Probleme gilt $\nabla\sigma + \vec{f}_v = 0$ als grundlegende Differentialgleichung für das S. Ist außerdem $\vec{f}_v = 0$, d. h., verschwinden die Volumenkräfte, vereinfacht sich diese Beziehung zu $\nabla\sigma = 0$. Stellt man diese Gleichung durch die Hauptspannungen $\sigma_{1,2,3}$ dar, so entstehen die *Laméschen Gleichungen*, die für den ebenen Fall

$$\frac{\partial\sigma_1}{\partial s_1} - \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{\varrho_2} = 0$$

$$\frac{\partial\sigma_2}{\partial s_2} + \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{\varrho_1} = 0$$

lauten. Dabei sind s_1 und s_2 die krummlinigen Koordinaten längs der Hauptspannungslinien; ϱ_1 und ϱ_2 sind die Krümmungsradien dieser Linien.

Spannungsinvarianten, → Spannung 1).

Spannungskoeffizient, *Druckkoeffizient*, Koeffizient, der die Druckänderung je Grad bei konstantem Volumen z. B. in Gasen und Flüssigkeiten angibt. Der *absolute S.* ist definiert durch $\beta = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$. Dabei ist p der Druck, T die Temperatur und V das Volumen. Häufiger verwendet man den *relativen S.en* $\beta' = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$. Man erhält den S.en in einfacher Weise aus der thermischen Zustandsgleichung. Speziell für ein Mol eines idealen Gases gilt $pV = RT$, und es folgt für den relativen S.en (bezogen auf 0 °C = 273,16 K)

$$\beta' = \frac{R}{pV} = \frac{1}{273{,}16}\,\mathrm{K}^{-1} = 0{,}003661\,\mathrm{K}^{-1}.$$

Spannungskompensator, → Kompensator 2).

Spannungskomponenten, 1) die *äußeren S.* sind diejenige Schubspannung und Normalspannung, die die Richtung der Normalen der Randkurve des Spannungsfeldes haben. Sind auf einem Randpunkt die auf die Oberfläche von außen einwirkenden Spannungen bekannt, dann sind die äußeren S. eindeutig bestimmt.

2) Die *innere Spannungskomponente* σ_t ist diejenige Normalspannung σ_n, die die Richtung der Tangente der Randkurve des Spannungsfeldes hat. Im Gegensatz zu den äußeren S. ist die innere Spannungskomponente, wenn die auf die Oberfläche von außen einwirkenden Spannungen bekannt sind, nicht eindeutig bestimmt.

Im Falle der Misesschen Fließbedingung folgt für die innere Spannungskomponente

$$\sigma_t = \sigma_n \pm 2\sqrt{k^2 - \tau_n^2}.$$

Dabei ist k die Schubfließspannung und τ_n die Nennschubspannung.

Spannungsmesser, 1) *elektrischer S.*, svw. Voltmeter.

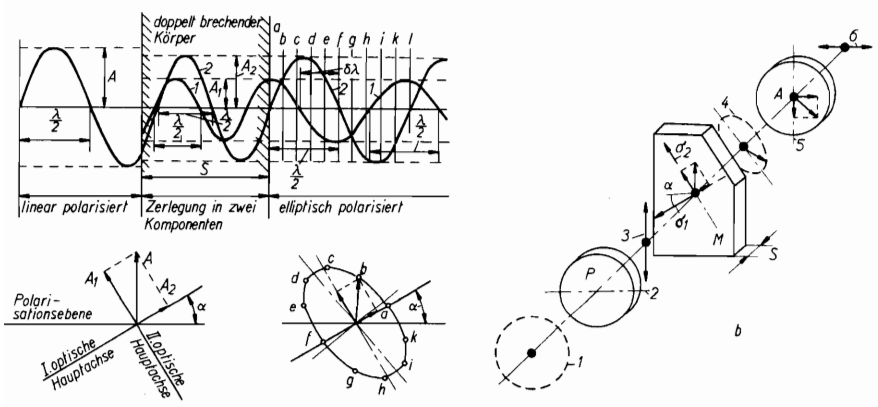
2) *magnetischer S.*, eine Meßeinrichtung zur Messung der magnetischen Spannung $U_m = \int \vec{H}\cdot d\vec{s}$ zwischen den Punkten P_1 und P_2. Dabei sind $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke und $d\vec{s}$ das Linienelement. Der magnetische S. besteht aus einer Spule, die auf einen langgestreckten, biegsamen Isolierstoffkern mit geringer Querschnittsfläche S gewickelt wird. Infolge der geringen Querschnittsfläche wird der magnetische Fluß durch eine Spulenwindung gleich dem Produkt aus Normalkomponente der Feldstärke $\vec{H}_n$ und Fläche S. Beim Entstehen bzw. Verschwinden des Feldes (z. B. Stromeinschaltung und Stromausschaltung) oder durch Einbringen der Spule in das Magnetfeld bzw. Entfernen der Spule aus dem Feld entsteht nach dem Induktionsgesetz ein Spannungsstoß, der als Stromstoß $\int i\,dt =$

$\frac{N}{K}\int_{P_1}^{P_2}\vec{H}_n S\,d\vec{s}$ in einem angeschlossenen ballistischen Galvanometer gemessen werden kann. N ist dabei die Spulenwindungszahl, K eine geometrisch bedingte Konstante (enthält die Gesamtlänge der Spule, den Widerstand des Stromkreises u. a.), i der Strom und t die Zeit.

Spannungsoptik, Verfahren zur modellmäßigen Untersuchung von Spannungszuständen in verzerrten Körpern durch Ausnutzung der spannungsinduzierten → Doppelbrechung in einer geeignet gewählten durchsichtigen Modellsubstanz, die im spannungsfreien Zustand optisch isotrop ist, aber unter Spannung doppelbrechend wird. Der zu untersuchende Körper wird aus der Modellsubstanz nachgebildet. Wenn z. B. ein Glasstab durch Zug gedehnt wird, so nimmt der Abstand der Moleküle in Richtung der Dehnung zu, entsprechend nimmt die Brechzahl ab. In der Richtung senkrecht zur Dehnung wird dagegen der Abstand der Moleküle durch Querkontraktion verkleinert, wodurch die Brechzahl in dieser Richtung anwächst. Der Glasstab wird infolgedessen optisch doppelbrechend (anisotrop) in der Art eines positiv einachsigen Kristalls, dessen Achse mit der Richtung der Dehnung zusammenfällt. Bei einem ebenen Spannungsproblem existieren nur zwei Hauptspannungsrichtungen 1 und 2 mit den zugehörigen Hauptspannungen σ_1 und σ_2. Die Substanz zeigt einen unterschiedlichen Brechungsindex $n_{1,2}$, je nachdem, ob das Licht in Richtung 1 oder 2 polarisiert ist. Die Differenz $\Delta n = n_1 - n_2 = C(\sigma_1 - \sigma_2)/2\pi$ ist proportional zur Differenz der Hauptspannungen, C ist die spannungsoptische Konstante. Durchsetzt das Licht eine Scheibe der Dicke s, so entsteht eine Phasendifferenz der Größe $\delta = C(\sigma_1 - \sigma_2)\,s/\lambda$ zwischen den unterschiedlich polarisierten Teilstrahlen, λ ist die Wellenlänge des Lichts.

Zur Beobachtung spannungsoptischer Erscheinungen wird das zu untersuchende Objekt zwischen gekreuzte Polarisatoren gebracht. Bei Vorhandensein von Spannungen erfolgt infolge der Doppelbrechung im allgemeinen eine Aufhellung des Gesichtsfeldes. Nur in Gebieten, in denen die Hauptspannungsrichtungen mit den Schwingungsrichtungen von Polarisator und Analysator übereinstimmen, bleibt die Auslöschung erhalten. Die auf diese Weise entstehenden dunklen Linien, die Punkte gleicher Hauptspannungsrichtung kennzeichnen, werden als *Isoklinen* bezeichnet. Sie sind zu vergleichen mit den Isogyren der Achsenbilder anisotroper Kristalle (→ Interferenz 3). Außer den Isoklinen beobachtet man bei Anwendung von monochromatischem Licht überall dort Dunkelheit, wo der durch Doppelbrechung hervorgerufene Gangunterschied $k \cdot \lambda$ ist (k = ganzzahlige Ordnungszahl, λ = Wellenlänge des verwendeten Lichts in Luft), da hier Auslöschung durch Interferenz erfolgt. Bei Verwendung von weißem Licht entstehen farbige Interferenzstreifen. Die Interferenzlinien bei monochromatischem oder weißem Licht, die *Isochromaten* (→ Interferenz 3), geben bei spannungsoptischen Untersuchungen Orte gleicher maximaler Schubspannung an. Sollen nur die Isochromaten beobachtet werden, so benutzt man zirkular polarisiertes Licht, indem man $\lambda/4$-Plättchen in Diagonalstellung zwischen die gekreuzten Polarisatoren bringt. Zur Messung der Gangunterschiede können Kompensatoren benutzt werden. Für ein ebenes (scheibenförmiges) Objekt gibt die Hauptgleichung der S. die Beziehung zwischen dem Gangunterschied Γ und den Hauptspannungen σ_1, σ_2 an: $\Gamma = (\sigma_1 - \sigma_2)\frac{d}{\lambda} \cdot C$; dabei ist C eine Materialkonstante, d ist die Dicke der Scheibe und λ die Wellenlänge des Lichts.

Spannungsoptische Untersuchungen spielen in der Technik eine wichtige Rolle, da sicher und genau an Modellen aus Kunststoffen (Epoxidharz, Polyesterharz) Größe und Richtung der Spannungen in belasteten Konstruktionsteilen (z. B. Träger, Scheiben, Platten, Zahnräder, Brückenbogen) bestimmt werden können. Für räumliche Objekte stellt man Modelle her, die im Erweichungsgebiet des Kunststoffes belastet und dann unter Belastung abgekühlt werden, wobei der Spannungszustand gewisser-



Spannungsoptik: *a* Aufteilung der linear polarisierten Schwingung im doppelbrechenden Körper, *b* spannungsoptische Modellmessung. *1* Lichtquelle, *2* Polarisationsebene (waagerecht), *3* Lichtschwingung (eben polarisiert), *4* Lichtschwingung (elliptisch polarisiert), *5* Polarisationsebene (senkrecht), *6* Lichtschwingung

Spannungsprüfer

maßen „einfriert". Die Modelle können dann in Scheiben zerschnitten und auf ihre räumliche Spannungsverteilung hin untersucht werden.

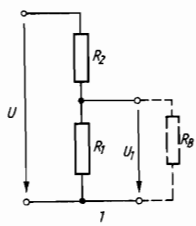
Spannungsprüfer, *elektrischer S.*, ein einfaches Instrument, mit dem überprüft werden kann, ob an einer Leitung, Steckdose u. a. eine für den Menschen gefährliche Spannung anliegt. Der elektrische S. ist meist in einen Isolierschraubenzieher eingebaut und enthält eine Glimmlampe, die aufleuchtet, wenn die Schraubenzieherspitze ein gegen Erde spannungsführendes Teil berührt. Da die Glimmlampe bei Spannungen unter etwa 70 V nicht aufleuchtet, ist kein absoluter Unfallschutz gegeben.

Spannungsquelle, svw. elektrische → Stromquelle.

Spannungsraum, → Spannung 1).

Spannungsreihe, 1) *elektrochemische S., Voltasche Spannungsreihe* die Anordnung der chemischen Elemente, insbesondere der Metalle, nach der Größe der Potentialdifferenzen, die sich an der Phasengrenze zwischen diesen Elementen und den aktiven Lösungen ihrer Ionen einstellen. Da diese Potentialdifferenzen einer direkten Messung unzugänglich sind, mißt man die Spannungsdifferenz des Systems gegenüber einer Bezugselektrode. Wählt man als Bezugselektrode die Normalwasserstoffelektrode, für die willkürlich das Potential 0 festgesetzt wurde, so erhält man das Normalpotential U_0 des betreffenden Elementes.

Ordnet man die Normalpotentiale der Metalle in eine Reihe ein, in der oben die Metalle mit dem größten negativen und unten die mit dem größten positiven Potential stehen, so erhält man die elektrochemische S. Das höher stehende (negativere) Metall gibt stets Elektronen an das niedriger stehende (positivere) ab. Je negativer das Normalpotential eines Metalls ist, desto unedler ist das Metall (Tab.).



Spannungsteiler: *1* ohmscher Spannungsteiler mit Festwiderständen, *2* ohmscher Spannungsteiler mit Schiebewiderstand oder Potentiometer

Spannungsreihe der Metalle

Metall	*n*-fach positives Metallion	Normalpotential in V bei 25 °C
Li	Li^+	−2,96
K	K^+	−2,92
Ca	Ca^{2+}	−2,76
Na	Na^+	−2,71
Mg	Mg^{2+}	−2,34
Al	Al^{3+}	−1,33
Mn	Mn^{2+}	−1,10
Zn	Zn^{2+}	−0,76
Cr	Cr^{3+}	−0,51
Fe	Fe^{2+}	−0,44
Cd	Cd^{2+}	−0,40
Co	Co^{2+}	−0,28
Ni	Ni^{2+}	−0,23
Sn	Sn^{2+}	−0,16
Pb	Pb^{2+}	−0,12
H_2	$2\,H^+$	+0,00
Cu	Cu^{2+}	+0,35
Ag	Ag^+	+0,79
Hg	Hg^{2+}	+0,85
Au	Au^{3+}	+1,36
Pt	Pt^{2+}	+1,60

Die Differenz zweier Normalpotentiale gibt die in dem betreffenden galvanischen Element zu erwartende Spannung (bei gleicher Ionenaktivität) an, z. B. beim Daniell-Element: $U_{Cu} - U_{Zn} = 0{,}35 - (-0{,}76) = 1{,}11$ V.

Wie für die Metalle kann man auch für die Nichtmetalle eine S. aufstellen. Hier stellen jedoch die Ionen die reduzierte Stufe dar.

Spannungsreihe der Nichtmetalle

n-fach negatives Nichtmetallion	Nichtmetall	Normalpotential in V bei 25 °C
S^{2-}	S (fest)	−0,51
$4\,OH^-$	$2\,H_2O + O_2$ (1 atm)	+0,40
$2\,J^-$	J_2 (fest)	+0,54
$2\,Br^-$	Br_2 (flüssig)	+1,07
$2\,Cl^-$	Cl_2 (gasförmig, 1 atm)	+1,36
$2\,F^-$	F_2 (gasförmig, 1 atm)	+2,85

2) *thermoelektrische S.*, die Reihenfolge der Metalle hinsichtlich der Größe ihrer → Thermokraft in $\mu V\,K^{-1}$, bezogen auf Kupfer Cu:

Se (+997), Te (+397), Ge (+297), Sb (+32), Fe (+13,4), Li (+8,7), Ce (+4,4), Mo (+3,1), Zn (+0,3), Cd (+0,2), Au (+0,1), Cu (±0), Re (−0,1), Ag (−0,2), W (−1,1), Cs (−2,4), Sn (−2,6), Pb (−2,8), Mg (−3,0), Al (−3,2), Pt (−5,9), Hg (−6,0), Na (−7,0), Pd (−8,3), Ca (−10,8), K (−14,3), Co (−20,1), Ni (−20,4), Bi (−72,8).

Höhere thermoelektrische Spannungen als mit reinen Metallen lassen sich durch Paarungen von Metallverbindungen bzw. -legierungen erzeugen. Dabei sind die thermoelektrischen Spannungen stark von den Konzentrationen der Bestandteile abhängig und gegenüber Verunreinigungen empfindlich. Ausgehend von der thermoelektrischen S. der Metalle werden einige Kombinationen von Metallen als → Thermoelemente ausgewählt.

3) → Reibungselektrizität.

Spannungsresonanz, → Schwingkreis.

Spannungssumme, in der Kontinuumsmechanik die Summe dreier senkrecht aufeinander stehender Normalspannungen an einem Punkt, ist identisch mit der ersten Spannungsinvarianten, d. i. die Spur des Spannungstensors.

Spannungsteiler, eine elektrische Schaltung aus passiven Schaltelementen, d. h. ohmschen Widerständen, Kapazitäten und Induktivitäten, zur Herstellung einer kleineren Teilspannung (U_1 in Abb. 1) aus einer angelegten Spannung (U). Am häufigsten werden *ohmsche S.* eingesetzt, wofür $U_1 = UR_1/(R_1 + R_2)$ ist. Dabei sind R_1 und R_2 die Spannungsteilerwiderstände. Die Gleichung gilt jedoch nur im Leerlauffall, wenn der angedeutete Belastungswiderstand $R_B = \infty$ ist, sonst ist $U_1 = UR_1R_B/[R_1R_2 + R_B(R_1 + R_2)]$. Von großer technischer Bedeutung sind ferner die *kapazitiven S.*, die an Stelle der Widerstände Kapazitäten enthalten. Sie sind nur bei Wechselspannungen anwendbar, verbrauchen keine Wirkleistung und werden insbesondere für die Messung von Hochspannungen verwendet, die auf Spannungswerte geteilt werden, die mit Elektrometern gemessen werden können.

S. treten als Baugruppen in vielen elektrischen und elektronischen Schaltungen auf. Häufig werden sie auch variabel ausgeführt, wobei im einfachsten Fall Schiebewiderstände, Potentiometer oder Kurbelwiderstände benutzt werden (Abb. 2).

Spannungsteilerschaltung, → Dreipunktschaltung.

Spannungstensor, 1) Kontinuumsmechanik: → Spannung 1).

2) elektromagnetisches Feld: → Maxwellscher Spannungstensor.

Spannungstheorie, → Wandverschiebung.

Spannungstrajektorien, svw. Hauptspannungslinien, → Spannung 1).

Spannungsüberhöhung, → Güte, → Schwingkreis 2a).

Spannungsunstetigkeiten. Unstetigkeitslinien der Spannungen treten bei der Behandlung der Balken- und Plattenbiegung, bei Kerbproblemen und bei Keilen unter verschiedenen Belastungen auf.

Aus der Stetigkeit der Normalspannung σ_n und der Schubspannung τ folgen Gleichungen, deren brauchbare Wurzeln

$$p_2 = p_1 + 2k \sin 2(\vartheta_1 - \varphi)$$
$$\vartheta_2 = 2\varphi - \vartheta_1 \pm n\pi$$

als *Sprungbedingungen nach Prager* bezeichnet werden. Dabei bedeuten p_1, p_2 die mittlere Normalspannung und ϑ_1, ϑ_2 Neigungswinkel der Gleitlinien. Die letzte Gleichung bringt zum Ausdruck, daß die Unstetigkeitslinie in jedem ihrer Punkte den Winkel halbiert, den die α-Gleitlinien in diesem Punkt einschließen.

Ersetzt man die Unstetigkeitslinie der Spannungen durch einen schmalen Bereich mit starker, aber stetiger Spannungsänderung, so wird eine Deutung möglich.

Bei elastisch-idealplastischen Werkstoffen ist die Unstetigkeitslinie ein elastischer Faden, während sie bei starr-idealplastischen Werkstoffen ein unausdehnbarer, jedoch biegeschlaffer Faden ist.

Spannungswaage, eine Meßeinrichtung zur fundamentalen Bestimmung der elektrischen Spannung. Diese wird indirekt über die Anziehungskraft zwischen den Platten eines Kondensators gemessen, der an die Spannung gelegt wird. Eine der Platten mit der Fläche A, die zur Eliminierung des inhomogenen Randfeldes mit einem Schutzring (→ Schutzringkondensator) umgeben ist, wird an Stelle der Schale an dem einen Arm einer Präzisionswaage aufgehängt. Durch Auflegen von Wägestücken auf die andere Schale wird für einen vorgegebenen Plattenabstand d Gleichgewicht hergestellt. Besitzen die Wägestücke das Gewicht G, so beträgt die Spannung $U = d\sqrt{2G/A\varepsilon_0}$, wobei ε_0 die Influenzkonstante ist.

Spannungswandler, → Meßwandler.

Spannungszustand, die Gesamtheit der mechanischen Spannungen in einem Punkt für alle möglichen Lagen des Flächenelements. Jeder S. ist durch eine beschränkte Anzahl von Bestimmungsstücken (Komponenten, Winkel) festgelegt, so daß er für jede beliebige Lage des Flächenelements angegeben werden kann. Speziell werden der einachsige (lineare), der zweiachsige (ebene und profilebene) und der dreiachsige (räumliche) S. unterschieden.

Sparrow-Kriterium, → spektrales Auflösungsvermögen.

Spatprodukt, → Vektor.

Speicher, in der Kybernetik das Medium, das kodierte Informationen aufbewahrt. Statische S. verschlüsseln die Information in Zuständen lokalisierter physikalischer Größen, dynamische S. in Zuständen von Transportgrößen. Bei analogen S.n dient als Träger der Information eine analoge kontinuierliche Größe, bei diskreten S.n eine diskrete, diskontinuierliche Größe. Bei diskreten S.n ist das Speichermedium entsprechend dem diskontinuierlichen Charakter der gespeicherten Information in Zellen aufgeteilt. Jede Zelle nimmt jeweils ein Symbol des der Kodierung zugrundegelegten Signalalphabets entsprechend den diskreten Signalzuständen zu einem bestimmten Zeitpunkt auf.

Bei Rechenautomaten dienen z. B. Lochkarten, Lochstreifen, → magnetischer Speicher als S. Das Grundbauelement der diskreten S. für Kodierung im Dualalphabet ist der Speichertrigger. Zur Speicherung der Information im Gehirn dienen die Netze aus Neuronen. Langzeitspeicher in den Organismen zur Speicherung der Erbinformationen sind die Gene. Schablonen und Diagramme, die bei Nachformeinrichtungen an Werkzeugmaschinen abgefühlt werden, sind als Analogspeicher aufzufassen.

Jede gespeicherte Information ist Störeinflüssen unterworfen, die im Laufe der Zeit zu ihrer Verfälschung führen können. Bei dynamischen S.n, z. B. bei Umlaufspeichern oder Schieberregistern, kann man den Störeinflüssen entgegenwirken, indem man bei jedem Umlauf die Information neuformiert. Bei diskreten Speichern gibt die Speicherkapazität die Anzahl binärer Größen an, die im S. untergebracht werden können. In der Regel sind einzelne Speicherzellen oder Komplexe von Speicherzellen adressierbar. Unter der *Zugriffszeit* versteht man dann die mittlere Zeit, die gebraucht wird, um den Inhalt eines adressierten Komplexes aufzufinden und dem S. zu entnehmen.

Ein *supraleitender S.* ist eine Anordnung aus supraleitenden Elementen, die in der Datenverarbeitungstechnik zur Speicherung von Information dienen kann. Ein Element eines supraleitenden S.s ist die *supraleitende Speicherzelle*, die 1 bit speichern kann. Eine solche supraleitende Speicherzelle kann z. B. aus Kryotrons, supraleitenden Tunneldioden oder Josephson-Tunnelelementen aufgebaut werden. Supraleitende S. sind konventionellen Informationsspeichern unter bestimmten Bedingungen überlegen (→ Kryoelektronik).

Speicheroszillograph, → Oszillograph.

Speicherring, ringförmiges Vakuumgefäß, das in einem Ringmagneten angeordnet ist und zur Speicherung von hochenergetischen elektrisch geladenen Teilchen dient. Im Prinzip gleicht ein S. dem Aufbau eines stark fokussierenden Ringbeschleunigers (ohne Beschleunigungselemente). S.e ermöglichen in Experimenten der Hochenergiephysik Stöße zweier hochenergetischer Teilchenstrahlen. Während bei gewöhnlichen hochenergetischen Experimenten (bei ruhenden Targetteilchen) nur ein Bruchteil der Stoßenergie für Kernreaktionen oder Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung steht, kann beim Aufeinanderstoßen zweier bewegter Teilchenstrahlen die gesamte kinetische Energie in Masse umgewandelt werden. Experimente mit Strahlen aus S.en sind also energetisch günstiger, beschränken sich jedoch auf Stöße stabiler Teilchen. Die größten S.e sind die für Protonen mit einer Energie von 28 GeV im CERN in Genf sowie die für Protonen und Antiprotonen (je 25 GeV) in Nowosibirsk (im Bau befindlich).

Auch S.e für Elektronen wurden bereits erfolgreich in Hochenergieexperimenten eingesetzt.

Speicherzeit, *Erinnerungszeit*, die Zeit, in der eine Gasspurkammer nach einem Teilchendurchgang die Ionisationsspur registrieren kann. Die S. wird durch die Lebensdauer der Primärelektronen im Gasvolumen bestimmt. Sie ist beeinflußbar durch ein elektrisches Feld (→ Reinigungsfeld) oder durch Gaszusätze, die freie Elektronen durch Anlagerungsprozesse neutralisieren.

Spektralanalyse, die Auswertung eines Spektrums mit dem Ziel, die qualitative und quantitative Zusammensetzung fester, flüssiger und gasförmiger Stoffe zu ermitteln. Dementsprechend unterscheidet man zwischen qualitativer und quantitativer S. Die Spektren werden in Emission oder Absorption beobachtet.

1) Bei der *Emissionsspektralanalyse* regt man die zu untersuchende Substanz als atomares Gas durch Energiezufuhr zur Lichtaussendung an und zerlegt das emittierte Licht mit Hilfe von geeigneten → Spektralapparaten in ein Emissionsspektrum, das visuell, photographisch oder photoelektrisch in bezug auf Wellenlängen und Intensitäten der Spektrallinien ausgewertet wird. Die entsprechenden Geräte heißen Spektroskope, Spektrographen und Spektrometer. Da jede Atomart ein für sie charakteristisches Spektrum aussendet, bildet das Emissionsspektrum eines Gemisches, z. B. einer Legierung, eine Überlagerung der charakteristischen Spektren der einzelnen Komponenten. Die relativen Intensitäten ausgewählter Linien der Spektren können als Maß für die relative Häufigkeit der Komponenten benutzt werden. Zum Nachweis eines Elementes in einem Gemisch sucht man in dem komplexen Spektrum nach den *Nachweislinien* (*letzte Linien* oder *Restlinien*) dieses Elementes, die im ultravioletten oder sichtbaren Spektralbereich liegen können. Nachweislinien sind solche Linien, die bei immer kleiner werdender Konzentration zuletzt verschwinden (qualitative Emissionsspektralanalyse). In der quantitativen Emissionsspektralanalyse bestimmt man das Häufigkeitsverhältnis eines Zusatzelements zur Grundsubstanz durch den Intensitätsvergleich zweier, diesen Substanzen angehörender Spektrallinien. Man unterscheidet zwischen leitprobengebundenen und leitprobenfreien Verfahren. Als Leitproben bezeichnet man Proben, deren Zusammensetzung bekannt ist und in denen alle Komponenten homogen verteilt sind.

a) Bei den *leitprobengebundenen Verfahren* nimmt man — im spektrographischen Verfahren — die Spektren der zu analysierenden Substanz und die mehrerer Leitproben auf. Die Leitproben enthalten die zu bestimmenden Elemente in abgestuften Konzentrationen, mit deren Hilfe man für die einzelnen Elemente Eichkurven aufstellt. Man mißt photometrisch die Schwärzungsdifferenz eines Analysenlinienpaares, d. h. einer Linie der Grundsubstanz und einer im Spektrum benachbart gelegenen Linie des Zusatzelements. Die Schwärzungsdifferenzen werden graphisch gegen die zugehörigen Konzentrationswerte als Eichkurven aufgetragen, aus denen die Konzentration des Zusatzelements durch lineare Interpolation der hierfür gemessenen Schwärzungsdifferenz ermittelt wird. Die leitprobengebundenen Verfahren sind umständlich und zeitraubend, da bei jeder zu analysierenden Probe eine Reihe von Leitproben aufgenommen werden muß.

b) beim *leitprobenfreien Verfahren* stellt man mittels in der Konzentration abgestufter Leitproben eine Eichkurve auf, die allen folgenden Analysen zugrunde gelegt wird. Dabei muß auf Konstanz und Reproduzierbarkeit der Intensitäten bei der Anregung streng geachtet werden.

Die Anregung der verdampften Substanzen zur Emission der Spektren erfolgt für die Elemente der Alkali- und der Erdalkaligruppe und einige weitere leichte Elemente in *Flammen* (*Flammenphotometrie*). Die Anregung ist vorwiegend thermisch, man erreicht Temperaturen bis etwa 3000 °C, z. B. in Distickstoff-Kohlendioxid-Flammen. Die Zahl der emittierten Spektrallinien ist dabei häufig so gering, daß man ohne kostspielige Spektralapparate, z. B. mit Interferenzfiltern, zur Aussonderung der Analysenlinien auskommt. Die Substanzen werden in gelöster Form durch Zerstäuber den Flammengasen zugemischt. Die Flammenphotometrie wird vor allem in der Analyse von Böden, Pflanzenaschen und biologischen Objekten angewandt.

Höhere Temperaturen der Anregung erhält man in elektrischen Entladungen und kann damit Schwermetalle und Metalloide zur Emission bringen. Beim elektrischen Lichtbogen sind die Elektroden heiß, die Temperatur liegt zwischen 6000 und 10000 °C. Er zeichnet sich durch hohe Nachweisempfindlichkeit und intensive Linien aus, leidet aber unter hohem Rauschen und, infolge der Unstetigkeit des katodischen Brennflecks, an großer Instabilität. Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Analysenwerte sind daher wenig befriedigend. Durch geeignete Wahl der Elektrodenform, Gasstabilisierung, Scheibenstabilisierung nach Maecker, Abreißbögen u. ä. konnte diese Methode verbessert werden. Die Substanzen werden entweder als mit Kohlepulver gemischte Pulver in die Elektroden eingedrückt oder als Lösung dem Bogenplasma in verschiedener Weise zugeführt. Höchste Anregung und gute Genauigkeiten erreicht man mit *elektrischen Funkenentladungen*. Die Funkenstrecke hat kalte Elektroden, nur am Ansatzpunkt des Funkens wird durch hohe lokale Temperatur und durch den Einschlag von Ladungsträgern Substanz in das Plasma hineinverdampft. Die Anregung zum Leuchten ist, wie beim Bogen, rein thermisch. Infolge der hohen Temperaturen (mehrere 10^4 °C) kommen Atome mit hohen Anregungsspannungen und ein- oder mehrfach ionisierte Atome zur Anregung. Die Höhe der Anregung wird durch Wahl der Kapazität und der Selbstinduktion im Entladungskreis reguliert. In der Metallurgie, speziell in der Stahlwerkerei, hat sich die Verwendung des Funkens als spektralanalytische Anregungsquelle weitgehend eingebürgert, seitdem man die Funkenentladung elektrisch bzw. elektronisch steuert. Durch wählbare Entladungsfrequenz und -phase, getriggerte Funkenzündung, Wahl von Funkzeiten und Dunkelpausen (um die Erwärmung der Elektroden zu vermeiden), Einlegen von Vorfunkzeiten und ähnliche Maßnahmen ist es gelungen, im Rou-

tinebetrieb in hohem Maße genaue und reproduzierbare Analysenwerte zu erreichen. Die Funkenanregung ist zur automatischen Produktionskontrolle und Prozeßsteuerung, z. B. im Hochofenbetrieb, anwendbar.

Zur Analyse von Gasgemischen und verdampfbaren Festkörpern werden auch Glimmentladung, Hohlkatodenentladung und Hochfrequenzentladungen herangezogen.

Für die Mikroanalyse kleiner Oberflächenelemente fester Körper trennt man den Vorgang von Anregung und Verdampfung: Mittels einer lichtstarken Spiegeloptik wird ein Laserblitz auf eine ausgewählte Stelle der Oberfläche konzentriert. Die entstehende Dampfwolke wird durch eine elektrische Entladung zwischen zwei über der fraglichen Stelle befindlichen Elektroden zur Emission angeregt und spektral analysiert (Laser-Mikroanalysator von VEB Carl Zeiss Jena).

2) *S. mittels Atomabsorption.* Hohe Nachweisempfindlichkeit und Analysengenauigkeit erzielt man seit einigen Jahren mit der Methode der Atomabsorption. Nachweis und Konzentrationsbestimmung von Elementen erfolgen durch die Schwächung, die das Licht einer absorbierbaren Linie (meist Resonanzlinie) beim Durchgang durch ein Gasgemisch erfährt, das die betreffende Atomsorte enthält. Als Hintergrundstrahlung eignet sich eine schmale Emissionslinie der gleichen Wellenlänge, und zwar ist die Nachweisempfindlichkeit um so höher, je schmaler die Emissionslinie ist. Als Lichtquelle dient dazu besonders die mit Hohlkatode versehene Glimmentladungsröhre, bei der die Analysensubstanz durch Katodenzerstäubung in die Entladungsstrecke gelangt. Als Absorptionsvolumen verwendet man die in der Flammenspektrometrie gebräuchlichen Gasbrenner oder elektrisch beheizte Tiegel aus Graphit.

3) *S. mittels Atomfluoreszenz.* Im Prinzip läßt sich das Signal-Untergrundverhältnis über das der Atomabsorption hinaus steigern bei Verwendung der in Resonanzfluoreszenz von einem Atomgas emittierten Linie als analytisches Signal. Die emittierte Lichtintensität ist dann proportional der Intensität der eingestrahlten Linie und der Zahl der fluoreszierenden Atome. Auch bei diesem Verfahren arbeitet man mit Hohlkatodenlampen oder Hochintensitätsglimmlampen, mit Entladungslampen mit elektrodenloser Hochfrequenzanregung als erregender Strahlung sowie mit Flammen oder Tiegeln als Fluoreszenzvolumen.

Im Vergleich zur Atomabsorptionsmethode unter ähnlichen Bedingungen liegen die Nachweisgrenzen bei der Atomfluoreszenz in vielen Fällen niedriger, während die erzielbare Genauigkeit in beiden Fällen etwa gleich ist.

4) *Lumineszenzspektralanalyse.* Viele organische und anorganische Substanzen zeigen im unverdampften Zustand die Fähigkeit einer nicht-thermischen Lumineszenzemission mit charakteristischer Spektralverteilung. Wird die Lumineszenz durch Lichteinstrahlung erregt, so heißt sie Fluoreszenz und das entsprechende Verfahren *Fluoreszenzanalyse.* Besonders wirksam zur Fluoreszenzerregung ist das ultraviolette Licht, wie es z. B. von Quarz-Quecksilber-Bogenlampen (Analysenlampen) ausgestrahlt wird. Durch Intensitätsmessung des Fluoreszenzlichtes ist auch eine quantitative Analyse möglich.

Genauigkeit und Nachweisempfindlichkeit: Die mit der S. durchschnittlich erreichbaren Genauigkeiten liegen bei höheren Gehalten und photoelektrischen Verfahren bei 1 bis 2%, bei kleinen Gehalten bei 2 bis 5%, im Spurenbereich nahe der Nachweisgrenze bei 5 bis 10%. Die Nachweisgrenzen erreichen in Lösungen Größenordnungen unter 10^{-3} ppm (μg/ml); absolute Mengen lassen sich bis herunter zu 10^{-14} g nachweisen. Gehalte über 5% werden sicherer und z. T. genauer bestimmt mittels der → Röntgenspektralanalyse. Ihr gegenüber ist die optische Methode nachweisempfindlicher und weniger matrixempfindlich. (Unter Matrix versteht man hierbei ein drittes Element, das in hoher Konzentration vorliegt und das Intensitätsverhältnis Analysenlinie/Bezugslinie beeinflussen kann.)

Datenverarbeitung. Die photographische S. erfordert eine Reihe von Arbeits- und Rechenschritten (Entwicklung der Platten, photometrische Schwärzungsmessung, Aufstellung der Eichkurven und Linearisierung, Auswertung der Konzentration aus der Schwärzungsdifferenz, Berücksichtigung des Untergrundes und des Plattenschleiers u. ä.), die sich z. T. mittels Computern automatisch durchführen lassen. Die photoelektrische Spektralphotometrie ist wesentlich besser zur automatischen Datengewinnung geeignet und erlaubt außerdem automatische Prozeßkontrolle und -steuerung, z. B. im Hochofenbetrieb. Schon seit längerer Zeit sind in der Praxis automatische Analysengeräte eingeführt. Beim *Quantometer-Prinzip* setzt man in der Fokalfläche des Spektralgerätes eine Reihe von engen Austrittsspalten an die Stellen, wo die Analysenlinien, die Bezugslinie der Grundsubstanz und eine Wellenlänge des Untergrundes liegen. Hinter jedem dieser Spalte sitzt ein Photomultiplier, dessen Strom während einer bestimmten Meßzeit einen Kondensator auflädt. Danach wird der Vorgang gestoppt, und die Spannung eines jeden Kondensators ist ein Maß für die relative Intensität der betreffenden Spektralemission. Diese Werte werden automatisch abgefragt und weiter digital oder analog verarbeitet. Beim *Scanning-Prinzip* mißt ein einziger Photomultiplier nacheinander die interessierenden Spektralwellenlängen aus und führt über eine Registrierung zur Datenverarbeitung. Dabei muß allerdings die zeitliche Konstanz der Lichtemission hinreichend gewährleistet sein. Man kann so eine sehr viel größere Zahl von Informationen in kürzerer Zeit gewinnen. Aus den gewonnenen Daten lassen sich Plasma-Parameter der Lichtquelle und Elementkonzentrationen automatisch mittels Computer bestimmen; gegebenenfalls kann man so ohne Eichung durch Standards auskommen.

Lit. Schrön u. Rost: Atom-Spektralanalyse (Leipzig 1969).

Spektralapparate, zur spektralen Zerlegung einer Strahlung geeignete Geräte.

Je nach Art der Registrierung des Spektrums werden die S. unterteilt in *Spektroskope,* wo das Spektrum visuell beobachtet wird, und

in *Spektrographen* oder *Spektrometer*, wo das Spektrum objektiv z. B. auf einer Photoplatte festgehalten oder mit einem anderen, für die zu analysierende Strahlung geeigneten Detektor (z. B. Halbleiterdetektor) ausgemessen, aufgezeichnet und eventuell elektronisch ausgewertet (bzw. photometriert) wird. Eine Kombination aus Spektralapparat und Photometer zur Spektralanalyse stellt das → Spektralphotometer dar.

Je nach Bauart spricht man von *Einstrahl-*, *Zweistrahl-* oder *Mehrstrahlspektralapparaten*.

Nach dem Analyseprinzip bezeichnet man *Emissions-* und *Absorptionsspektralapparate*.

Je nach der zu untersuchenden Strahlung spricht man von *optischen S.n*, wenn Licht analysiert wird, von *Massenspektrometern*, wenn es sich um eine (vorwiegend aus schweren Ionen bestehende) Teilchenstrahlung handelt, und von *Kernspektrometern*, wenn Kernstrahlung bzw. ionisierende Strahlung spektral untersucht wird.

Bei den optischen S.n werden im *Prismenspektralapparat* die Brechungsdispersion, im *Gitterspektralapparat* die Beugungsdispersion (→ Dispersion 4) und im *Interferenzspektralapparat* die Interferenz einer relativ kleinen Anzahl monochromatischer, paralleler Strahlenbündel mit sehr hohen Gangunterschieden (→ Interferenzspektroskopie) als grundlegende Effekte für die spektrale Zerlegung des Lichtes nach Wellenlängen bzw. Frequenzen ausgenutzt. → Modulationspektroskopie, → Prismenspektrometer.

Die *Massenspektrometer* unterscheiden sich in der Art der Fokussierung des Strahls des zu analysierenden Ionengemisches, dessen Komponenten mit unterschiedlicher Masse verschieden weit abgelenkt und somit auf verschiedenen Orten (Linien) einer Photoplatte aufgefangen und registriert werden (→ Massenspektrograph). Während die Massenspektrometer also eine spektrale Zerlegung nach den in einem Teilchenstrahl enthaltenen unterschiedlichen Massen ermöglichen, erlauben *Laufzeitspektrometer* eine Analyse nach den verschiedenen Geschwindigkeiten und somit auch eine Energieanalyse massegleicher Teilchen eines Strahls (→ Monochromator) oder bei bekannter Energie eine Analyse nach den Teilchenmassen (→ Flugzeitmethode). → Kristallspektrometer, → Sektorfeldspektrometer.

Mit Kernspektrometern wird das Energiespektrum einer Kernstrahlung aufgenommen. Diese S. beruhen auf der Energieabhängigkeit des von den Kernstrahlungsdetektoren infolge Absorption von ionisierender Strahlung abgegebenen Ladungs- oder Spannungsimpulses. Die Teilchen oder Quanten der Kernstrahlung werden hierbei nach dem von ihnen verursachten elektrischen Impuls und somit nach ihrer Energie analysiert. Bei bekannter Energie der Kernstrahlung können andererseits aus dem Impuls die Teilchen oder Quanten identifiziert werden. Besonders weit entwickelt wurden die Betaspektrometer für die Untersuchung des β-Zerfalls (→ Betaspektrometrie) und die → Röntgenspektrographen.

Über Elektronenresonanzspektrometer → paramagnetische Elektronenresonanz.

Spektraldarstellung, → Eigenwertproblem.

Spektraldichtefunktion, → spektrale Amplitudenverteilung.

spektrale Amplitudendichte, → spektrale Amplitudenverteilung.

spektrale Amplitudenverteilung, *Spektralverteilung*, Verteilung der Amplituden von verschiedenen Frequenzen bei einem Schwingungsvorgang. Im allgemeinen kann jeder beliebige Schwingungsvorgang als eine Überlagerung von verschiedenen Sinusschwingungen mit unterschiedlichen Amplituden aufgefaßt werden. Sind nur wenige Frequenzen beteiligt, z. B. bei einer Saitenschwingung mit Oberwellen, dann erhält man die Beiträge von den einzelnen Frequenzen durch eine Fourier-Reihenentwicklung, ansonsten durch eine Fourier-Transformation. Charakterisiert $f(t)$ den Zeitverlauf des Schwingungsvorganges, dann lautet die Fourier-Transformation $f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}\omega f(\omega)\, \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$. Dabei ist ω die Kreisfrequenz $2\pi\nu$, und $f(\omega)$ ist die s. A., die hier durch eine *spektrale Amplitudendichte* oder *Spektraldichtefunktion* beschrieben wird. Ist insbesondere $f(\omega)$ eine Gauß-Verteilung $f(\omega) = (1/\sqrt{2\pi\sigma^2})\exp(-\omega^2/2\sigma^2)$ mit der Streuung σ, dann spricht man von einem *Gauß-Spektrum*. Eine Verteilung $f(\omega)$ mit konstanter Amplitude nennt man ein *weißes Spektrum*.

spektrale Augenempfindlichkeit, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

spektrale Emission, → Spektrallinien.

spektrale Energieverteilung, → Strahlungsgrößen, → Strahlungsgesetze, → Plancksche Strahlungsformel.

spektraler Farbanteil, → Farbenlehre.

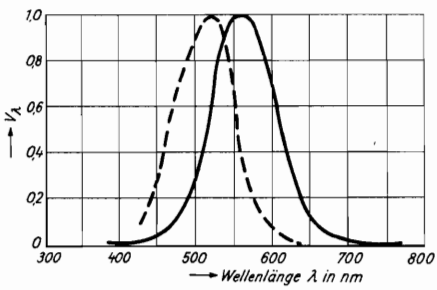
spektraler Hellempfindlichkeitsgrad, *spektrale Augenempfindlichkeit*, relatives Maß für den Helligkeitseindruck des menschlichen Auges, hervorgerufen durch einen bei allen Wellenlängen gleich großen spektralen Strahlungsfluß. Die folgenden Zahlenwerte des spektralen H.s V_λ für das helladaptierte Auge wurden international vereinbart, wobei für die maximale Empfindlichkeit bei der Wellenlänge $\lambda = 555$ nm der Wert 1 gesetzt wurde:

spektraler Hellempfindlichkeitsgrad

λ in nm	V_λ	λ in nm	V_λ
400	0,0004	580	0,870
410	0,0012	590	0,757
420	0,0040	600	0,631
430	0,0116	610	0,503
440	0,023	620	0,381
450	0,038	630	0,265
460	0,060	640	0,175
470	0,091	650	0,107
480	0,139	660	0,061
490	0,208	670	0,032
500	0,323	680	0,017
510	0,503	690	0,0082
520	0,710	700	0,0041
530	0,862	710	0,0021
540	0,954	720	0,00105
550	0,995	730	0,00052
555	1,000	740	1,00025
560	0,995	750	0,00012
570	0,952	760	0,00006

Diese V_λ-Werte bilden eine wesentliche Grundlage für die Festlegung der → photometrischen Größen und Einheiten. Zur absoluten Umrechnung von Strahlungsflüssen in Lichteindrücke dient ferner das *energetische Lichtäquivalent* M_0. Es gibt denjenigen Strahlungs-

fluß an. der bei der Wellenlänge $\lambda = 555$ nm vom Auge als Lichtstrom 1 Lumen bewertet wird. Es ist $M_0 = 0{,}00147$ Watt/Lumen. Der Kehrwert von M_0 heißt *photometrisches Strahlungsäquivalent* K_{max} und stellt eine weitere wesentliche Grundlage für die Festlegung der photometrischen Größen und Einheiten dar. Für Strahlung beliebiger Wellenlänge λ gilt der Umrechnungsfaktor $K_\lambda = K_{max} V_\lambda$ Lumen/Watt. Außer den V_λ-Werten für das helladaptierte Auge gibt es V'_λ-Werte des spektralen H.s für das dunkeladaptierte Auge (Dämmerungswerte). In der Abb. sind die V_λ- und die V'_λ-



Internationale spektrale Hellempfindlichkeitskurven. V_λ-Kurve —— (Tageswerte) und V'_λ-Kurve - - - - (Dämmerwerte)

Werte wiedergegeben. Das Bemerkenswerte der V'_λ-Kurve gegenüber der V_λ-Kurve ist ihre Verschiebung zum blauen Spektralbereich hin (*Purkinje-Effekt*).

spektrales Auflösungsvermögen, ein Maß für die kleinste Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zweier eng benachbarter Spektrallinien mit den Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$, die von einem Spektralapparat gerade noch getrennt registriert werden können. Das spektrale A. $\lambda/\Delta\lambda$ beträgt in Abhängigkeit von der Bauart bei Prismenapparaten bis $5 \cdot 10^4$, bei Gitterspektralapparaten bis $4 \cdot 10^5$ und bei Interferenzspektralapparaten bis $4 \cdot 10^6$.

Nach Sparrow (1916) sind zwei Spektrallinien als aufgelöst zu betrachten, wenn die aus der Addition der Einzelintensitäten resultierende Intensitätskurve ein relatives Minimum besitzt (*Sparrow-Kriterium*). Demzufolge ist die Grenze des spektralen A.s durch die Bedingung festgelegt, daß es auf dieser Kurve einen Punkt gibt, für den die Beziehung $\frac{dJ}{d\lambda} = \frac{d^2J}{d\lambda^2} = 0$ gilt (J = Intensität), d. h., an dem die Intensitätskurve einen horizontal liegenden Wendepunkt besitzt. Das Sparrow-Kriterium ist auf alle Spektralapparate anwendbar und bisher das einzige, das auch für Linien ungleicher Intensität benutzt werden kann. Die in der Praxis gebräuchlichen Formeln für das spektrale A. sind jedoch aus dem *Rayleigh-Kriterium* (nach Rayleigh, 1879) hergeleitet. Dieses besagt: Zwei Spektrallinien gleicher Intensität werden so lange gerade noch getrennt, bis das Beugungsmaximum der einen Komponente mit dem ersten Minimum der anderen zusammenfällt. Das Rayleigh-Kriterium ist in dieser Form aber nicht auf solche Spektralapparate anwendbar, bei denen die miteinander interferierenden Strahlen verschiedene Intensitäten haben, wie im Fabry-Perot-Interferometer und bei der Lummer-Gehrcke-Platte, da bei diesen zwischen zwei Maxima nur ein Minimum existiert, dessen Lage bei Verschärfung der Interferenzen unveränderlich bleibt. Um das Rayleigh-Kriterium auch auf solche Fälle anwenden zu können, wird allgemein definiert: Zwei Spektrallinien gleicher Intensität sind als aufgelöst zu betrachten, solange die Relativintensität im Minimum ihrer resultierenden Intensitätskurve kleiner oder gleich $8/\pi^2$ ist, d. h. $\frac{J_{min}}{J_{max}} \leq \frac{8}{\pi^2}$. Dies ist nämlich jener Wert, den man erhält, wenn man das ursprüngliche Rayleigh-Kriterium auf das Beugungsgitter anwendet. Allgemein gilt für das Auflösungsvermögen A_p von Beugungs- und Interferenzspektroskopen die Beziehung $A_p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mq$; dabei ist m die Ordnung des Spektrums, q die Anzahl der miteinander interferierenden Strahlen gleicher Intensität oder bei ungleicher Intensität die Anzahl der effektiven Strahlen. Beim Beugungsgitter ist z. B. q gleich der gesamten Strichzahl. Diese Beziehung ist gleichbedeutend mit dem Satz: Das Auflösungsvermögen von Beugungs- und Interferenzspektroskopen ist gleich dem Gangunterschied der äußersten interferierenden Strahlen, gemessen in Einheiten der Wellenlänge. Für das Auflösungsvermögen A_p eines Dispersionsprismas findet man $A_p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = dD_w$. Dabei ist d die Bündelbreite und D_w die Winkeldispersion (→ Dispersion 4). Daraus folgt bei voller Ausleuchtung des Prismas für symmetrischen Durchgang des Lichtbündels (Minimum der Ablenkung) $A_p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = bD_M$; b ist die Basislänge des Prismas, D_M die Materialdispersion.

Die hier angeführten Beziehungen gelten unter der Voraussetzung, daß die Spalte unendlich schmal sind. Da das jedoch für die Praxis nicht zutrifft, ist das *praktische Auflösungsvermögen eines Spektralapparates* kleiner als das theoretische, und zwar gilt:

$$A_{pr} = A_{th} \frac{\lambda}{s\frac{d}{f} + \lambda \frac{\lambda}{2s\frac{d}{f} + \lambda}};$$

dabei ist s die Spaltbreite und f die Brennweite des Kollimatorobjektivs bzw. des Kollimatorhohlspiegels. Damit ergibt sich für die optimale Spaltbreite $S_{opt} = \lambda \frac{f}{d}$ die Beziehung: $A_{pr} = \frac{3}{4} A_{th}$. Im Infraroten, wo man mit Spaltbreiten arbeitet, die aus Energiegründen meist weit über der optimalen liegen, spricht man nicht vom praktischen Auflösungsvermögen, sondern von der Reinheit des Spektrums und definiert diese durch die Beziehung $R = A_{th} \frac{\lambda}{s\frac{d}{f} + \lambda}$.

Lit. K. Michel: Die Grundlagen der Theorie des Mikroskops (Stuttgart 1950); Candler: Modern Interferometers (London 1951).

Spektralfunktion, → analytische S-Matrix-Theorie.

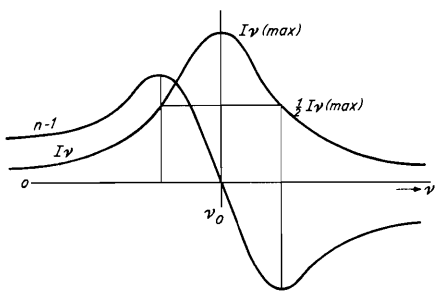
Spektralität, → axiomatische Quantentheorie.

Spektralklasse, *Spektraltyp,* Klassifikationsmerkmal, durch das die Art eines Sternspektrums charakterisiert wird. Ein Sternspektrum besteht aus einem kontinuierlichen Spektrum, dem mehr oder weniger viele Absorptions- oder auch Emissionslinien überlagert sind. Unter der Annahme gleicher chemischer Zusammensetzung der Sternatmosphären ist die relative Stärke der Linien ein Maß für den Anregungs- und Ionisationsgrad, sie hängt also im wesentlichen von der Temperatur und dem Druck, d. h. von der Schwerebeschleunigung in der Sternatmosphäre ab. Die Einteilung der Sternspektren in die Folge der Spektralklassen O, B, A, F, G, K, M erfolgt dabei im wesentlichen nach sinkender effektiver Temperatur; die Einteilung nach Leuchtkraftklassen bei fester S. benutzt dagegen im wesentlichen die Schwerebeschleunigung als Ordnungsprinzip. Zur genaueren Unterteilung werden den Buchstaben noch die Ziffern 0 bis 9 im Sinne abnehmender effektiver Temperatur angefügt. Die Sonne hat die Spektralklasse G 2. Zu den S.n der Hauptfolge tritt weiterhin die Spektralklasse W, die die *Wolf-Rayet-Sterne* umfaßt; diese Sterne haben besonders hohe effektive Temperaturen. Im Bereich der niedrigen Temperaturen befinden sich die Sterne der Spektralklassen R und N, die auch als *Kohlenstoffsterne* bezeichnet werden, weil in ihren Spektren Linien von Kohlenstoffverbindungen besonders hervortreten. Ebenfalls niedrige Temperaturen haben die Sterne der Spektralklasse S, in deren Spektrum Zirkoniumoxidbanden auftreten. Einige Sterne, die *Peculiar-Sterne,* haben spektrale Besonderheiten, die nicht im Rahmen der normalen Spektralklassifikation erfaßt werden können; sie werden durch ein nachgestelltes p gekennzeichnet, z. B. A 0 p.

Spektrallampe, → Gasentladungslichtquelle.

Spektrallinien, voneinander scharf getrennte Linien eines Spektrums emittierter oder absorbierter elektromagnetischer Wellen, im engeren Sinne innerhalb des Wellenlängenbereiches des sichtbaren Lichtes. Emissionsspektrallinien sind nahezu monochromatisches Licht. Sie werden mit Hilfe von Spektralapparaten voneinander getrennt.

Intensität und Linienform von S. Die Emission der S. erfolgt nicht streng monochromatisch mit einer einzigen Frequenz, sondern in einem gewissen Frequenzbereich. Unter der *spektralen Emission* I_ν versteht man die Strahlungsleistung, die in einem infinitesimalen Frequenzintervall $d\nu$ von einem strahlenden Volumen ausgestrahlt wird, dividiert durch das Frequenzintervall. Die Gesamtintensität I der Spektrallinie ist $I = \int_0^{+\infty} I_\nu \cdot d\nu$. Trägt man I_ν als Funktion von ν auf, so ist die Intensität der Linie gleich dem Flächeninhalt unter der I_ν-Kurve. Bei ungestörter Emission der Atome ist $I_\nu = I_{max}(\gamma/2)^2 \cdot [4\pi^2(\nu - \nu_0^2) + (\gamma/2)^2]^{-1}$ (*Dispersionsverteilung* oder *Lorentz-Funktion*). Hierbei ist $\gamma = 2\pi\nu_0^2 e^2/3\varepsilon_0 mc^3$, e die Elektronenladung, m die Elektronenmasse; ε_0 die Influenzkonstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Für $|\nu_0 - \nu| = \gamma/4\pi$ wird $I_\nu = I_{max}/2$, daher ist $\gamma/2\pi$ die *Halbwertsbreite* der Linie. Diese durch die Strahlungsdämpfung, d. h. durch das Abklingen der Bewegung des die Strahlung emittierenden Systems verursachte natürliche Linienbreite ist für die Wellenlänge $\Delta\lambda = 1{,}18 \cdot 10^{-14}$ m in allen Spektralbereichen. Die unterschiedliche Intensität der verschiedenen S. wird klassisch durch die Zahl f der „Dispersionselektronen" beschrieben.



Spektrale Emission und Dispersion in der Umgebung einer Spektrallinie. n Brechungsexponent, I_ν spektrale Emission, ν Frequenz

Nach der Quantentheorie haben die bei einem Strahlungsübergang miteinander kombinierenden angeregten Energieniveaus E_n selbst eine Unschärfe Γ_n, die durch die endliche Lebensdauer dieser Zustände bedingt ist. Dabei gilt $\Gamma_n \tau_n = \hbar$, wobei τ_n die Lebensdauer des Zustandes ist. $\tau_n^{-1} = \gamma_n = \Gamma_n/\hbar$ entspricht der Dämpfungskonstante γ der klassischen Theorie. Die Energieunschärfe ΔE der Spektrallinie ist gleich der Summe der entsprechenden Breiten beider Niveaus: $\Delta E = \Gamma_n + \Gamma_m$. Daraus folgt für die Frequenzunschärfe sofort $\Delta\nu = \Delta E/h = (2\pi)^{-1}(\gamma_n + \gamma_m)$. Die Linienbreite wird also durch die Dämpfungskonstanten beider Niveaus bestimmt. γ_m wird entsprechend $\gamma_m = \sum_n A_{nm}$ durch die Summe aller auf die Zeit bezogenen Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} (s. u.) bestimmt, mit denen der betrachtete Zustand m in andere Zustände n übergehen kann. Diese Übergänge können durch Lichtemission, aber auch durch andere Prozesse, z. B. Stoßanregung oder Stoßionisation, erfolgen. Für die Intensität einer Spektrallinie gilt $I_{nm} = N_m \cdot h \cdot \nu \cdot A_{nm}$. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz der Linie, N_m die Zahl der Atome im Ausgangszustand m, für die im thermischen Gleichgewicht nach dem Boltzmannschen Theorem folgende Formel gilt: $N_m = N_0 \cdot \exp[-(E_m + E_0)/(kT)] \times G_m/G_0$. Es bedeuten N_0 die Zahl der Teilchen im unangeregten Zustand, E_m die Anregungsenergie des Zustandes m und E_0 die Energie des Grundzustandes, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, G_m und G_0 sind die statistischen Gewichte der Zustände m und 0, die gleich der Zahl der Einstellungen sind, die der Gesamtdrehimpuls J des Atoms in diesem Zustand in einem äußeren Feld einnehmen kann: $G_m = 2J_m + 1$.

Die *Übergangswahrscheinlichkeiten* A_{nm} bestimmen die Zahl der je Sekunde stattfindenden spontanen Emissionsprozesse. Die entsprechende Zahl von Absorptionsprozessen, bei denen also der umgekehrte Übergang von n nach m erfolgt, ist proportional zur Zahl N_n der

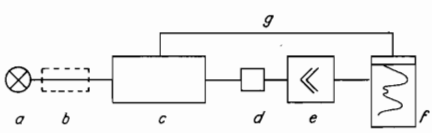
Atome im Ausgangszustand, zur Strahlungsdichte $u(\nu)$ des äußeren Strahlungsfeldes bei der Übergangsfrequenz ν und zu A_{nm}. Genau gilt $N_n \cdot B_{mn} \cdot u(\nu)$ für die Zahl der Absorptionen je Sekunde mit $B_{mn} = \frac{c^3}{8\pi h f^3} A_{nm} \cdot \frac{G_m}{G_n}$. Die A_{mn} können berechnet werden aus den Eigenfunktionen der beteiligten Atomzustände n und m: $A_{nm} = \frac{16\pi^3 f_{mn} e^2}{3\varepsilon_0 h c^3} \left| \int_\tau \psi_n^* \vec{r} \psi_m \, d\tau \right|^2$. Hierbei sind ψ_m und ψ_n die stationären Eigenfunktionen der Zustände m und n, ψ_n^* ist die zu ψ_n konjugiert komplexe Größe und $\vec{r}$ der Radiusvektor vom Atomschwerpunkt zum Volumenelement $d\tau$. Man zerlegt die A_{nm} in die Faktoren $A_{nm} = -f_{nm} 3\gamma$. Hierbei ist γ die Dämpfungskonstante der klassischen Theorie, und f_{nm} bezeichnet man als *f-Wert* oder *Oszillatorenstärke* des Übergangs.

Bei Multipletts, die so eng liegen, daß die Frequenzabhängigkeit der Intensität zu vernachlässigen ist, gilt die *Intensitätsregel von Ornstein, Burger und Dorgelo*: Die Summe der Intensitäten der Komponenten eines Multipletts, die auf dem gleichen Niveau J enden oder von ihm aus beginnen, ist proportional $2J + 1$.

Verbreiterung von S. Da die Atome ständig in Bewegung sind und außerdem den Wirkungen der Teilchen, die sich in ihrer Nähe befinden, unterliegen, treten über die natürliche Linienbreite hinaus folgende Verbreiterungen auf: 1) *Doppler-Verbreiterung.* Infolge der Bewegung der leuchtenden oder absorbierenden Atome registriert der Spektralapparat einen → Doppler-Effekt, der bei Mittelung über die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung einen Intensitätsverband der Form $I(\nu) = I(\nu_0) \times$ $\times \exp\left[-\frac{Mc^2}{2RT} \frac{(\nu_0 - \nu)^2}{\nu_0^2} \right]$ (*Gauß-Verteilung*) zur Folge hat. Es bedeuten $I(\nu)$ die Intensität der Frequenz ν, ν_0 die zentrale Linienfrequenz, M das Molekulargewicht des Atoms, R die universelle Gaskonstante, T die absolute Temperatur und c die Lichtgeschwindigkeit. 2) *Stoßverbreiterung.* Durch die im Gas endlicher Temperatur stattfindenden Zusammenstöße der leuchtenden Teilchen mit anderen Teilchen werden die Emissionsprozesse gestört. Die Leuchtdauer bzw. die Lebensdauer des Atoms im angeregten Zustand wird verkürzt, der Emissionsvorgang wird abgebrochen. Die Stöße führen im Spektrum zu einer Lorentz-Funktion, deren Halbwertsbreite proportional zur Teilchendichte der stoßenden Atome ist. 3) *Statistische Verbreiterung* (*van-der-Waals-Verbreiterung*). Bei höheren Drücken spiegelt sich in der Linienform die Verschiebung der Energieniveaus des leuchtenden Atoms bei (langsamer) Annäherung stoßender Teilchen wider. Es entstehen infolge der van-der-Waalsschen Anziehungskräfte unstabile *Quasimoleküle*, deren Energieniveaus von der jeweiligen räumlichen Konstellation zwischen dem Teilchen und seinem Stoßpartner abhängen. Die Linienform ergibt sich aus der Wahrscheinlichkeit, mit der jede dieser Konstellationen verwirklicht ist. Die jeweilige Emissionsintensität in Abhängigkeit von der Frequenz ergibt sich aus dem → Franck-Condon-Prinzip. 4) *Stark-Verbreiterung.* Sie beruht auf dem Stark-Effekt der Linien im Felde geladener Teilchen des Plasmas (Elektronen, Ionen). Bei linearem Stark-Effekt erfolgt nur eine Linienverbreiterung, bei quadratischem Stark-Effekt außerdem noch eine Verschiebung des Schwerpunkts der Linien. Außer positiven und negativen elektrischen Laqungen bewirken auch die elektrischen Dipol- und Quadrupolmomente von stoßenden Molekülen eine Stark-Verbreiterung. Das mittlere Feld ist für die elektrischen Ladungen $\sim N^{2/3}$, für Dipole $\sim N$ und für Quadrupole $\sim N^{4/3}$, wobei N die Teilchendichte ist. Auch bei der Stark-Verbreiterung entsteht ein Lorentz-Profil. 5) *Resonanzverbreiterung* (*Eigendruckverbreiterung*). Sie tritt bei der Beeinflussung der leuchtenden Teilchen durch andere des gleichen Elements auf und besteht in einem Austausch der Anregungsenergie zwischen angeregten und unangeregten Atomen (analog gekoppelten Pendeln!) und der dadurch bewirkten Verkürzung der Lebensdauer beider Zustände. Auch hierbei ist die Linienform eine symmetrische Lorentz-Funktion. Die Halbwertsbreite ist proportional zur Wahrscheinlichkeit des Strahlungsübergangs und zur Teilchendichte. 6) *Verbreiterung hoher Serienglieder.* Bei Atomspektren, die bis zu sehr hohen Seriengliedern beobachtet werden können, z. B. Alkalispektren, stellt man eine druckabhängige Linienverbreiterung und -verschiebung fest, die darauf beruht, daß bei den hohen Hauptquantenzahlen ($n = 30$ und mehr) zwischen dem locker gebundenen Elektron und seinem Atomkern viele Gasatome hindurchtreten können. 7) *Voigt-Profil.* Obwohl die meisten der betrachteten Verbreiterungen auf eine Lorentz-Form der Linien führen, ergibt sich das Voigt-Profil der wirklichen Linie durch mathematische Faltung von Gauß- und Lorentz-Funktion, da alle Linien durch den Doppler-Effekt zunächst eine Gauß-Verteilung haben.

Lit. Rompe u. Steenbeck: Ergebnisse der Plasma-Physik, Bd I (Berlin 1967); Unsöld: Physik der Sternatmosphären (Berlin, Heidelberg, New York 1968).

Spektralphotometer, eine Kombination von Spektralapparat und Photometer zum Abtasten von Spektralverteilungen. S. werden vom ultravioletten bis zum infraroten Spektralbereich angewendet. Ein Spektralphotometer besteht aus drei Baugruppen: der Lichtquelle, dem Monochromator und der Empfängereinheit (Abb. 1).

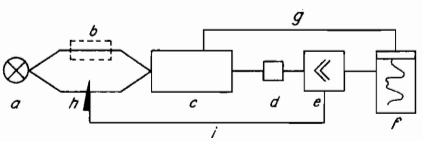


1 Einstrahl-Spektralphotometer. *a* Lichtquelle, *b* Küvettenraum, *c* Monochromator, *d* Empfänger, *e* Verstärker, *f* Registriergerät, *g* Kopplung, Wellenlängenänderung und Papiervorschub

In der Emissionsanalyse sendet die Lichtquelle das zu untersuchende Spektrum aus. Bei Absorptionsuntersuchungen wird die absorbierende Substanz von dem Licht einer kontinuierlichen Quelle durchstrahlt. Der Monochromator son-

dert aus dem Spektrum einen schmalen Bereich heraus, dessen Intensität von der Empfangseinrichtung gemessen wird. Die im Monochromator verwendeten Prismen müssen nach Durchlässigkeit und Materialdispersion dem vorgesehenen Wellenlängenbereich angepaßt werden; desgleichen muß bei der Verwendung von Beugungsgittern die Gitterkonstante dem vorgesehenen Wellenlängenbereich angepaßt werden. Entsprechend dem vorgesehenen Wellenlängenbereich werden als Empfänger Sekundärelektronenvervielfacher, Halbleiterzellen, Thermoelemente, Bolometer u. ä. eingesetzt. Das Spektrum wird meist automatisch durch Änderung der Prismen- bzw. Gitterstellung von einem Schreibgerät aufgezeichnet.

Die Lichtquelle des S.s für Absorptionsmessungen besitzt ein Spektrum, das sich dem zu vermessenden Absorptionsspektrum überlagert. Aus diesem Grunde müssen bei einem Einstrahlspektrometer (S. ohne Vergleichsstrahlengang) das Spektrum der Lichtquelle und das Spektrum mit eingefügter Absorptionssubstanz nacheinander getrennt registriert werden. Das gesuchte Spektrum der Substanz erhält man dann nach Division des beobachteten Spektrums durch das Quellenspektrum. Um das gesuchte Absorptionsspektrum direkt zu messen, werden *Zweistrahl-Spektralphotometer* verwendet (Abb. 2).



2 Zweistrahl-Spektralphotometer. *a* Lichtquelle, *b* Küvettenraum, *c* Monochromator, *d* Empfänger, *e* Verstärker, *f* Registriergerät, *g* Kopplung, Wellenlängenänderung und Papiervorschub, *h* Kammblende, *i* Kopplung des Strahlenabgleichs mit der Kammblendenstellung

Die von der Lichtquelle des Spektrums herkommende Strahlung wird in den Vergleichs- und Meßstrahlengang zerlegt. Im Meßstrahlengang befindet sich die zu untersuchende Substanz. Beide Strahlengänge werden abwechselnd in schneller Folge durch den Monochromator und auf den Empfänger gegeben. Ein Regelkreis schwächt nun den Vergleichsstrahlengang, z. B. durch eine Kammblende, und zwar so weit, bis beide Strahlengänge die gleiche Energie liefern. Die Stellung der Kammblende ist direkt ein Maß für die Absorption der zu untersuchenden Substanz.

Spektralplatten, photographisches Aufnahmematerial für die Emissionsspektralanalyse von verschiedener Sensibilisierung, abgestufter Empfindlichkeit und Steilheit. Unsensibilisierte S. werden für Ultraviolettspektrographen benutzt. Bei den verwendeten Emulsionen wird besonderer Wert auf gute Trennung benachbarter Spektrallinien und auf Nachweisempfindlichkeit für Linien geringer Intensität gelegt.

Wegen des durch Gelatineabsorption im kurzwelligen Ultraviolett verursachten Empfindlichkeitsrückgangs werden für dieses Spektralgebiet Emulsionen mit Einlagerung von fluoreszierenden Substanzen oder gelatinearme Spezialschichten verwendet (Schumann-Platten), die auch in der Massenspektroskopie eingesetzt werden.

Spektralröhre, → Gasentladungslichtquelle.

Spektralschar, → Eigenwertproblem.

Spektralterm, svw. Term.

Spektraltyp, svw. Spektralklasse.

Spektralverteilung, svw. spektrale Amplitudenverteilung.

Spektren mehratomiger Moleküle, Molekülspektren, die sich vom nahen Ultraviolett bis zum Mikrowellenbereich erstrecken und ähnlich wie die → Spektren zweiatomiger Moleküle durch Kombination von Rotations-, Schwingungs- und Elektronenübergängen entstehen. Wegen der z. T. beträchtlichen Wechselwirkungsanteile ist die sich daraus ergebende Einteilung in Rotations-, Schwingungs-, Rotationsschwingungs- und Elektronenspektren aber ungenauer als bei den zweiatomigen Molekülen.

1) *Rotationsspektren.* Diese Spektren sind abhängig von der Gestalt der untersuchten Moleküle. Das Rotationsspektrum *linearer Moleküle*, bei denen das Trägheitsmoment um die Molekülachse vernachlässigt werden kann und die beiden anderen Trägheitsmomente gleich groß sind, ist das gleiche wie bei zweiatomigen Molekülen. Bei den spiegelsymmetrisch gebauten linearen Molekülen (z. B. CO_2, C_2H_2) tritt wie bei den zweiatomigen Molekülen mit identischen Kernen Intensitätswechsel durch den Kernspin auf. Alle linearen Moleküle sind ramanaktiv (→ Raman-Effekt). Infrarotaktiv sind dagegen nur die nicht-spiegelsymmetrischen Moleküle (z. B. HCN, COS) auf Grund ihres permanenten elektrischen Dipolmoments.

Symmetrische Kreiselmoleküle, bei denen die beiden Hauptträgheitsmomente senkrecht zur Molekülachse gleich groß, aber verschieden vom Hauptträgheitsmoment um die Molekülachse sind, z. B. NH_3 und CH_3Cl, haben im allgemeinen eine mehr als zweizählige Drehachse (Figurenachse). Für die Rotationszustände sind Drehimpulsquadrat und Drehimpulskomponente in Richtung der Figurenachse fest vorgegeben durch $\hbar^2 J(J+1)$ und $\hbar K$, wobei $|K| \leqq J$. Hierbei bedeuten $J = 0, 1, 2, \ldots$ die Gesamtdrehimpulsquantenzahl, K die Quantenzahl der Rotation um die Figurenachse und $\hbar$ die Plancksche Konstante. Ist θ_A das Trägheitsmoment um die Figurenachse und θ_B das um eine Achse senkrecht dazu, so folgt für die Rotationsenergie $E_r = \frac{\hbar^2}{2\theta_A} K^2 + \frac{\hbar^2}{2\theta_B} [J(J+1) - K^2]$. Wegen der Unabhängigkeit der Energie vom Drehsinn um die Figurenachse sind alle Niveaus mit $K \neq 0$ zweifach entartet. Ein Infrarot-Rotationsspektrum kann nur dann auftreten, wenn ein permanentes elektrisches Dipolmoment senkrecht zur Drehachse vorliegt. Die Auswahlregeln lauten: $\Delta K = 0$, $\Delta J = 0, \pm 1$, d. h., es sind nur Übergänge zwischen benachbarten J-Niveaus mit demselben K möglich. Daher ergibt sich wie bei einem linearen Molekül eine Reihe äquidistanter Linien.

Die Auswahlregeln für das Raman-Spektrum eines echten symmetrischen Kreiselmoleküls sind $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$; $\Delta K = 0$. Für jeden Wert von K ergeben sich zwei Serien äquidistanter Linien – ein *R-Zweig* ($\Delta J = \pm 1$) und ein *S-*

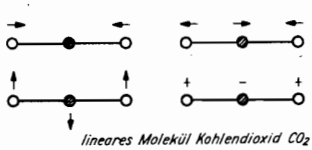
Zweig ($\Delta J = \pm 2$) – auf beiden Seiten der Erregerlinie.

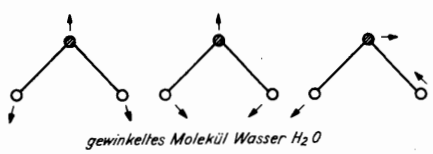
Sphärische Kreiselmoleküle (z. B. CH_4, SF_6) haben mindestens zwei drei- oder mehrzählige Drehachsen oder zufällig drei gleich große Hauptträgheitsmomente; ihre Rotationsenergie ist einfach $\hbar^2 J(J+1)/2\theta$. Bei ihren Rotationsspektren ist im Gegensatz zu denen zweiatomiger Moleküle jeder Rotationsterm wegen der Richtungsquantelung des Drehimpulses $(2J+1)$-fach entartet. Das für infrarote Strahlungsübergänge notwendige permanente Dipolmoment ist bei einem echten sphärischen Kreiselmolekül Null. Ein Rotationsspektrum kann also nur ein Molekül mit zufällig gleichen Trägheitsmomenten aufweisen. Die Auswahlregel lautet $\Delta J = 0, \pm 1$. Ein Raman-Spektrum eines echten sphärischen Kreiselmoleküls ist ebenfalls nicht möglich.

Asymmetrische Kreiselmoleküle mit drei verschieden großen Hauptträgheitsmomenten sind die meisten mehratomigen Moleküle, z. B. H_2O, C_2H_4. Sie haben höchstens zweizählige Drehachsen. Rotationsenergie und Spektrum dieser Moleküle sind nicht mehr in geschlossener Form darstellbar.

Rotations-Raman-Spektren sind von allen asymmetrischen Kreiselmolekülen möglich. Infrarotspektren nur von solchen mit permanentem Dipolmoment. Die Spektren haben keine einfache, nahezu äquidistante Anordnung der Linien, sondern eine sehr komplizierte Struktur.

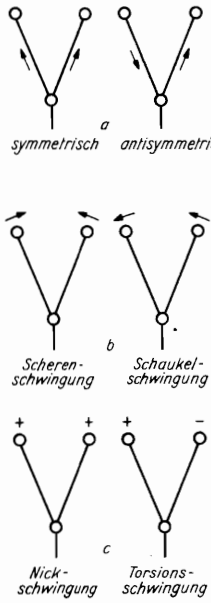
2) *Schwingungsspektren.* Ein aus N Atomen bestehendes Molekül hat allgemein $3N-6$, ein lineares Molekül wegen der fehlenden Rotation um die Molekülachsen nur $3N-5$ Schwingungsfreiheitsgrade (→ Freiheitsgrad). Das entspricht genau der Zahl der möglichen Normal- oder Eigenschwingungen eines Moleküls (Abb. 1).





1 Normalschwingungen eines linearen und eines gewinkelten XY_2-Moleküls

Bei einer solchen Normalschwingung führen alle Atome im Molekül eine einfache harmonische Bewegung mit derselben Frequenz aus. Alle im Molekül auftretenden Schwingungen können als eine Superposition von Normalschwingungen angesehen werden. Bezüglich der Schwingungsformen ist eine einfache Unterteilung in *Valenzschwingungen* (engl. stretching vibrations) und *Deformations-* oder *Knickschwingungen* (engl. bending vibrations) möglich (Abb. 2). Bei den Valenzschwingungen bewegen sich die Atome in Valenzrichtung, was zu einer Atomabstandsänderung führt. Bei den Deformationsschwingungen wird der Valenzwinkel geändert, während die Atomabstände der unmittelbaren Bindungspartner konstant bleiben. In Ringverbindungen tritt eine völlig symmetrische Valenzschwingung auf, die in einem periodischen Dehnen und Schrumpfen aller Ringvalenzen („Atmen") besteht und deshalb engl. als breathing vibration bezeichnet wird.



2 Mögliche Schwingungsformen: *a* Valenzschwingungen, *b* Deformationsschwingungen in der Ebene, *c* Deformationsschwingungen aus der Ebene heraus

Die Schwingungsfrequenzen sind durch die Bindungskräfte zwischen den einzelnen Atomen festgelegt. Charakterisiert werden diese Bindungskräfte durch die Kraftkonstanten (→ Spektren zweiatomiger Moleküle). Ihre experimentelle Bestimmung ist eines der Hauptanliegen der Infrarot- und Raman-Spektroskopie. Die Kraftkonstanten und damit auch die Valenzschwingungsfrequenzen charakteristischer Bindungen, z. B. $\equiv C-H$, $=C=O$ und $=C=S$, unterscheiden sich in verschiedenen Molekülen nur wenig voneinander. Deshalb werden sie als charakteristische Gruppen- oder Schlüsselfrequenzen bezeichnet. Sie sind tabelliert und stellen eine wesentliche Hilfe bei der Zuordnung von Schwingungsbanden zu bestimmten Atomgruppierungen im Molekül dar.

Bei den Normalschwingungen wird zwischen symmetrischen und antisymmetrischen unterschieden, je nachdem, ob sie bezüglich einer gegebenen, durch die Molekülsymmetrie erlaubten Deckoperation ihr Vorzeichen beibehalten oder ändern. In Abhängigkeit von der jeweiligen Punktgruppe, zu der ein Molekül gehört, können stets nur ganz bestimmte Typen von Normalschwingungen auftreten. Sie werden als *Schwingungsklassen* oder *Schwingungsrassen* bezeichnet und sind tabelliert. Ihr spektrales Verhalten, d. h. insbesondere ihre Infrarotaktivität oder Raman-Aktivität, und auch die Anzahl der zu den einzelnen Rassen gehörenden Schwin-

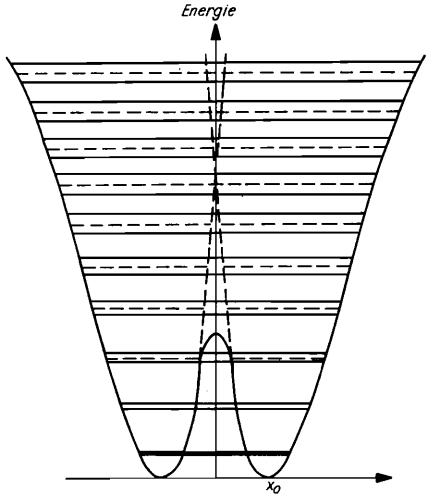
gungen werden ebenfalls durch die Molekülsymmetrie bestimmt.

Normalschwingungen heißen *entartet* oder *degeneriert*, wenn sie mit der gleichen Frequenz erfolgen. Die Anzahl der gleichfrequenten Schwingungen entspricht dem *Entartungsgrad*. Zusätzlich kann eine Entartung auftreten, wenn zwei Schwingungszustände, die zu verschiedenen Schwingungen oder Schwingungskombinationen gehören, zufällig dieselbe Energie haben. Eine solche als *Fermi-Resonanz* bezeichnete Entartung hat ein gegenseitiges Auseinanderrücken der Niveaus und eine Vermischung ihres Symmetrieverhaltens zur Folge.

Auf Grund der Anharmonizität der Bindungen treten außer den reinen Normalschwingungen zusätzliche *Ober-* und *Kombinationsschwingungen* auf. Die Wellenzahlen der Oberschwingungen sind annähernd ganzzahlige Vielfache der Wellenzahl der Grundschwingung, die der Kombinationsschwingungen sind Linearkombinationen der Wellenzahlen mehrerer Normalschwingungen mit im allgemeinen kleinen Koeffizienten. Die Oberschwingungen können eine andere spektrale (Infrarot-, Raman-) Aktivität als die Grundschwingung haben, was zur Aufklärung der Molekülstruktur ausgenutzt werden kann.

Eine beträchtliche Hilfe bei der Zuordnung einzelner Banden zu bestimmten Molekülschwingungen und bei der Berechnung von Kraftkonstanten sind isotope Substitutionen im Molekül (z. B. H/D-Austausch), da es durch die Veränderung der schwingenden Massen zu einer Lageänderung der betreffenden Banden kommt (→ Isotopieeffekte).

Ein mehratomiges Molekül kann im Gegensatz zu einem zweiatomigen mehrere Gleichgewichtslagen haben, so bei Molekülen mit mehreren isomeren Formen. Im allgemeinen haben die verschiedenen Gleichgewichtslagen unterschiedliche Energien. Gleiche Energien treten z. B. bei allen nichtebenen Molekülen mit zwei durch eine Inversion aller Atome am Molekülschwerpunkt ineinander überführbaren Formen auf. Das bekannteste Beispiel ist das Ammoniakmolekül NH_3, bei dem unter Annahme einer pyramidalen Struktur das Stickstoffatom an der Pyramidenspitze auf jeder Seite der durch die Wasserstoffatome gebildeten Grundfläche liegen kann. Keine dieser beiden Strukturen entspricht einem stationären Quantenzustand des Moleküls, vielmehr sind beide zu überlagern, was zu einer Aufspaltung jedes Niveaus, der *Inversionsaufspaltung* oder *Inversionsverdopplung* führt (Abb. 3). Die Frequenz des beim Übergang zwischen beiden Niveaus emittierten oder absorbierten Lichts kann als Frequenz einer Inversionsschwingung gedeutet werden. Auch Moleküle mit zwei oder mehreren gleichartigen, gegeneinander drehbaren Gruppen, z. B. Äthen $H_2C{=}CH_2$, haben energetisch gleichwertige Formen, die durch eine innere Rotation eines Molekülteils gegen den anderen ineinander überführt werden. Die drehbaren Gruppen können Torsionsschwingungen um jede der Gleichgewichtslagen ausführen; die zugehörigen Energieniveaus spalten ähnlich wie bei der Inversionsverdoppelung infolge Resonanz auf.



3 Potentialkurve eines pyramidalen XY_3-Moleküls mit Charakterisierung der Inversionsaufspaltung

3) *Rotationsschwingungsspektren.* Sie weisen bei den mehratomigen Molekülen eine relativ komplizierte Struktur auf, insbesondere kommt es durch die mit der Rotation verbundenen Corioliskräfte zu einer Kopplung einzelner Normalschwingungen (*Corioliseffekt*), was dazu führen kann, daß die Atome in mehr oder weniger exzentrischen elliptischen Bahnen schwingen. Das hierbei auftretende *Schwingungsdrehimpulsmoment* wird durch die Quantenzahl l charakterisiert.

In den Rotationsschwingungsniveaus *linearer Moleküle* tritt für jedes Schwingungsniveau eine ganze Folge von Rotationsniveaus auf, deren Abstand in den einzelnen Schwingungszuständen etwas verschieden ist. Erlaubt sind im Infrarotspektrum nur Schwingungsübergänge, für die $\Delta l = 0, \pm 1$ ist, und nur Rotationsübergänge, für die $\Delta J = 0, \pm 1$ gilt, wobei $J = 0 \rightarrow J = 0$ verboten ist. Wenn die Schwingungsquantenzahl l in beiden Schwingungszuständen gleich ist, werden die entsprechenden Banden als *Parallelbanden* bezeichnet; ist in einem der Zustände $l \neq 0$ und gilt $\Delta l = \pm 1$, so spricht man von *Senkrechtbanden.* Für Raman-Übergänge gilt $\Delta J = 0, \pm 2$; ist in einem der Zustände $l \neq 0$, treten auch die Komponenten mit $\Delta J = \pm 1$ auf.

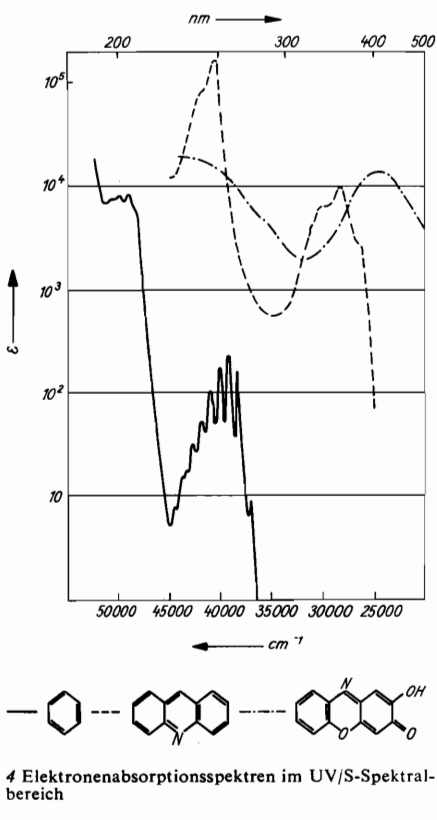
Bei symmetrischen *Kreiselmolekülen* sind die Auswahlregeln davon abhängig, ob das Übergangsmoment parallel zur Figurenachse (Parallelbande) oder senkrecht dazu (Senkrechtbande) liegt. Hat es eine Komponente in beiden Richtungen, so gelten beide Auswahlregeln, und die Banden heißen *Misch-*, *Bastard-* oder *Hybridbanden.* Für Raman-Übergänge lauten die Auswahlregeln $\Delta K = 0, \pm 1, \pm 2$ und $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$.

Für *Kugelkreiselmoleküle* lautet die Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 1$, wobei $J = 0 \rightarrow J = 0$ verboten ist. Bei *asymmetrischen Kreiselmolekülen* gibt es für jeden J-Wert $2J + 1$ verschiedene Energieniveaus, die in ihrer Lage für jeden Schwingungszustand etwas verschieden sind. Die Infrarot-Auswahlregel lautet $\Delta J = 0, \pm 1$. Je nachdem, ob die Richtung der Dipolmomentsänderung parallel zur Achse des kleinsten, mitt-

leren oder größten Trägheitsmoments liegt, ergibt sich ein anderer Bandentyp. Für Raman-Übergänge gelten die Auswahlregeln $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$.

Beeinflussen sich die Moleküle gegenseitig durch zwischenmolekulare Wechselwirkungen, so kommt es zunächst zu einer Verbreiterung der einzelnen Rotationslinien, z. B. bei realen Gasen, später zu einer zunehmenden Verwischung der Rotationsstruktur, die im flüssigen Zustand völlig fehlt. Im Gegensatz dazu ändert sich die Schwingungsstruktur beim Übergang vom Gas zur Flüssigkeit oder zum Festkörper nicht entscheidend. Meistens kommt es nur zu geringen Lageverschiebungen der Banden. Zusätzlich können jedoch durch die Bildung von Molekülaggregationen, z. B. Wasserstoffbrücken, neue Banden auftreten. Für Substanzen, in denen eine innere, behinderte Rotation möglich ist, vereinfacht sich das Spektrum beim Übergang von der Flüssigkeit zum festen Zustand oft entscheidend. Das ist darauf zurückzuführen, daß von den möglichen Rotationsisomeren im Kristall nur ein einziges vorliegt.

4) *Elektronenspektren.* In Absorption können diese Spektren sowohl im Vakuum-UV als auch im sichtbaren und nahen IR-Bereich auftreten. Sie bestehen im allgemeinen aus einer Reihe von Banden, die eine ausgeprägte Feinstruktur, Andeutung einer Feinstruktur oder völlige Strukturlosigkeit zeigen können (Abb. 4). Elektronenspektren in Emission sind — wenn überhaupt, dann bevorzugt durch Lichteinstrahlung



4 Elektronenabsorptionsspektren im UV/S-Spektralbereich

geeigneter Frequenzen — in Form einer Fluoreszenz- und/oder Phosphoreszenzbande zu beobachten.

Die Elektronenbanden mehratomiger Moleküle in Absorption entstehen analog den Elektronenspektren zweiatomiger Moleküle durch kombinierte Elektronenschwingungs- und Rotationsübergänge, ausgehend vom Elektronengrundzustand des Moleküls.

Für die strahlenden, d. h. mit Absorption oder Emission von elektromagnetischer Strahlung verbundenen Übergänge zwischen den Elektronenzuständen mehratomiger Moleküle gilt das *Interkombinationsverbot*, das solche Übergänge zwischen Zuständen verschiedener Multiplizität, also z. B. zwischen Singulett- und Triplettzuständen, ausschließt. Ausgehend von einem Singulett-Grundzustand kann daher das Triplett-Termsystem nur indirekt durch strahlungslose Übergänge von primär angeregten Singulett-Anregungszuständen aus angeregt werden.

Das Interkombinationsverbot gilt streng nur, solange die Spin-Bahn-Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Schwere Atome im Molekül (oder auch in der Umgebung, z. B. halogenierte Lösungsmittel) führen zu einer geringen Mischung von Zuständen mit verschiedener Spinquantenzahl S und damit zur Lockerung des Interkombinationsverbots. Darauf beruht das Auftreten von verzögerten Emissionen aus metastabilen Zuständen; diese Erscheinung wird als Phosphoreszenz beobachtet.

Auswahlregeln für die reinen Elektronenübergänge können bei Elektronen-Schwingungsübergängen ihre strenge Gültigkeit verlieren. Dabei können verbotene reine Elektronenübergänge erlaubt oder erlaubte verboten werden. Die möglichen Änderungen des Schwingungszustandes eines mehratomigen Moleküls bei Elektronenübergängen werden durch Symmetrieüberlegungen eingeschränkt.

Ist z. B. die Kernsymmetrie eines mehratomigen Moleküls im Grund- und angeregten Elektronenzustand identisch, dann können bei einem solchen Elektronenübergang nur Schwingungen angeregt werden, die im Grund- und Anregungszustand die gleiche Symmetrie haben. Bei unterschiedlicher Kernsymmetrie in den Elektronenzuständen können solche Schwingungen angeregt werden, die gemeinsame Symmetrieelemente mit beiden Elektronenzuständen haben.

Eine weitgehende Auflösung der Schwingungsstruktur ist im allgemeinen nur in den Spektren gasförmiger Stoffe oder in den Tieftemperaturspektren der Molekülkristalle möglich. Die Schwingungsstruktur kann verwischt werden, wenn eine intramolekulare Abführung der Anregungsenergie, z. B. durch Prädissoziation oder Anregung von Torsionsschwingungen, möglich ist. Intermolekulare Beeinflussungen der Schwingungsstruktur basieren z. B. auf dem Auftreten neuer Schwingungen, die z. B. mit einer Solvatation verknüpft sind.

Lichtemission (→ Lumineszenz) mehratomiger Moleküle tritt, wenn überhaupt, dann im allgemeinen nur aus dem energetisch niedrigsten Singulett- bzw. Triplettanregungszustand auf. Die Desaktivierung höherer Elektronenanre-

gungszustände erfolgt — wenn keine Dissoziation auftritt — im wesentlichen durch intramolekulare Umsetzung in Schwingungsenergie bzw. intermolekulare Energieüberführung. Die Zeiten für die Desaktivierung höherer Anregungszustände liegen bei etwa 10^{-13} s.

Lit. Brügel: Einführung in die Ultrarotspektroskopie (3. Aufl. Darmstadt 1962); Grimsehl: Lehrbuch der Physik Bd 4 (14. Aufl. Leipzig 1964).

Spektren zweiatomiger Moleküle, Molekülspektren, die sich vom fernen Ultrarot bis zum ultravioletten Spektralbereich erstrecken und durch Rotations-, Schwingungs- und Elektronenübergänge sowie deren Kombination entstehen. Man unterscheidet danach Rotations-, Rotationsschwingungs- und Elektronenspektren.

1) *Rotationsspektren* entstehen durch alleinige Änderung der gequantelten Rotationen des Moleküls. Die Untersuchung dieser Spektren erfolgt im fernen (noch mit optischen Methoden zugänglichen) Ultrarot (10 bis 200 cm^{-1}) fast ausschließlich in Absorption (→ Ultrarotspektroskopie, → Mikrowellen-Gasspektroskopie). Diese Absorptionsspektren polarer zweiatomiger Moleküle zeigen eine einfache Struktur: eine nahezu äquidistante Folge von Linien, deren Frequenzdifferenz mit abnehmender Frequenz minimal zunimmt. Solche Spektren sind besonders von den Halogenwasserstoffmolekülen bekannt. Häufig beginnen die *Linienserien* bereits im Mikrowellengebiet; je schwerer die Moleküle, desto weiter verschieben sich die Linien nach größeren Wellenlängen.

Unpolare zweiatomige Moleküle, z. B. Wasserstoff, Stickstoff oder Sauerstoff, zeigen keine Absorption im fernen Infrarot bzw. dem angrenzenden längerwelligen Spektralbereich.

Die Rotationsspektren entstehen durch Strahlungsübergänge zwischen verschiedenen Rotationszuständen des Moleküls, die Rotationen erfolgen um Achsen senkrecht zur Molekülachse. Die Quantisierung der Rotationsenergie

$$E_{\mathrm{rot}} = \frac{\vec{J}^2_{\mathrm{rot}}}{2\theta} = \frac{\hbar^2}{2\theta} J(J+1)$$

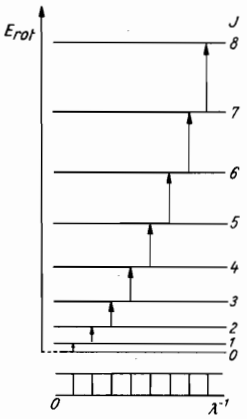
folgt direkt aus der üblichen Quantisierung des Drehimpulsquadrats. Dabei ist θ das Trägheitsmoment des Moleküls, das sich demnach aus den Rotationsspektren bestimmen läßt, $J = 0, 1, 2, \ldots$ die Rotationsquantenzahl.

Abb. 1 zeigt schematisch eine Folge von Energieniveaus eines *starren Rotators*, d. i. ein Molekül, dessen Atome keine Schwingungen ausführen.

Übergänge von tieferliegenden zu höheren Energieniveaus treten nur dann auf, wenn das Molekül ein elektrisches Dipolmoment hat, es gilt dann die Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$. Im Unterschied hierzu gilt für das Rotations-Raman-Spektrum (→ *Raman-Effekt*) $\Delta J = 0, \pm 2$.

Im Energieniveauschema der Abb. 1 sind die möglichen Absorptionsübergänge eingezeichnet. Das resultierende Spektrum besteht aus einer äquidistanten Folge von Linien mit der Wellenzahldifferenz $\hbar/2\pi c\theta$. Die Frequenz des Übergangs von J nach $J+1$ folgt aus $hf = \Delta E_{\mathrm{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\theta} \cdot 2(J+1)$, benachbarte Linien haben also eine konstante Frequenz- oder Wellenzahldifferenz.

Das Molekülmodell des starren Rotators mit festem Trägheitsmoment vernachlässigt die bei zunehmender Rotationsenergie infolge der Zentrifugalkraft auftretende Vergrößerung des Kernabstandes. Im verfeinerten Modell eines nichtstarren Rotators erhält die Rotationsenergie ein zu $[J(J+1)]^2$ proportionales kleines Korrekturglied, mit dem auch die Feinheiten des beobachteten Spektrums theoretisch erklärt werden. Die Spektrallinien rücken mit wachsendem J etwas zusammen.



1 Energieniveauschema, Übergänge und schematisches Spektrum des starren Rotators. J Rotationsquantenzahl ($J = 0, 1, 2 \ldots$)

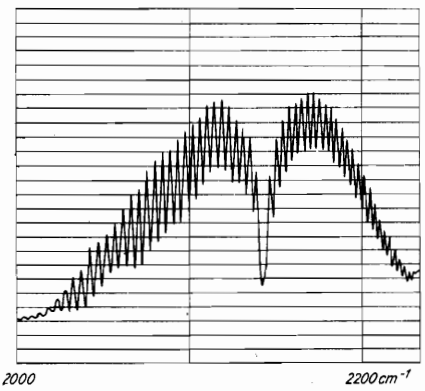
Wie viele Linien einer Rotationsserie beobachtbar sind und mit welcher Intensität, hängt von der Besetzung der einzelnen Rotationsniveaus ab, die im thermischen Gleichgewicht durch die Boltzmannsche Verteilung gegeben ist. Die Intensitäten der Rotationslinien sind proportional zur Anzahl der Moleküle im jeweiligen Ausgangsniveau und zum Entartungsgrad (statistisches Gewicht) $2J + 1$ des Endniveaus.

2) *Rotationsschwingungsspektren* entstehen durch gleichzeitige Änderung der gequantelten Rotationen und Schwingungen des Moleküls. Sie werden im nahen Infrarot ($2 \cdot 10^2$ bis $2 \cdot 10^4$ cm^{-1}), ebenfalls vor allem in Absorption, beobachtet. Zweiatomige Moleküle mit einem von Null verschiedenen Dipolmoment zeigen im nahen Infrarot — bei Untersuchung mit einem Spektrometer mäßiger Auflösung — eine Folge von Absorptionsbanden, deren erste (langwelligste) die bei weitem intensivste ist; die folgenden liegen jeweils bei fast genau der doppelten, dreifachen usw. Frequenz, ihre Intensität nimmt mit zunehmender Frequenz stark ab. Bei schrittweiser Erhöhung der Auflösung des Spektrometers erweisen sich diese Banden zunächst als Doppelbanden (Bjerrum-Banden), deren Feinstruktur aus einer nahezu äquidistanten Folge von Linien besteht (Abb. 2). An der Stelle der Einsattelung der Doppelbande fällt eine Linie aus (Nullücke). Eine einfache Erfassung der Wellenzahlen der Linienfolge gestattet die *Deslandres-Formel* $\lambda^{-1} = c + dm + em^2$. Hierbei stellen c, d und e Konstanten dar und m ist eine Laufzahl. Ordnet man der Nullücke $m = 0$ zu, so haben alle langwelligen Linien ein $m < 0$, dieser Teil wird als P-Zweig bezeichnet. Der kurzwelligere Teil der Doppelbanden entspricht

$m > 0$ und heißt R-Zweig. Die graphische Darstellung der Deslandres-Formel ergibt eine Parabel, die als *Fortrat-Parabel* bezeichnet wird.

Unpolare zweiatomige Moleküle zeigen – ebenso wie im fernen Infrarot – auch im nahen Infrarot keine Absorption.

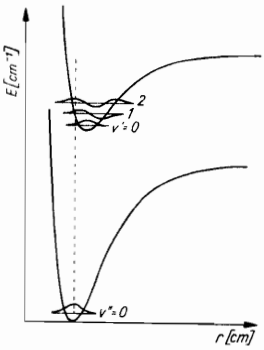
Die Grobstruktur des Spektrums mit einer intensiven Bande und schwächeren Banden bei Vielfachen der Frequenz der ersten entsteht durch Schwingungsübergänge. In einfachster Näherung bilden die gegeneinander schwingenden Atome des Moleküls einen harmonischen Oszillator, dessen äquidistante, diskrete Energieniveaus durch $E_{\mathrm{Osz}} = hf_0(v + {}^1/_2)$ gegeben sind. Hierbei ist $v = 0, 1, 2, \ldots$ die Schwingungsquantenzahl, $f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}}$ die klassische Schwingungsfrequenz oder Eigenfrequenz des harmonischen Oszillators, μ die reduzierte Masse beider Atome und k die Kraftkonstante, die gemäß $E_{\mathrm{pot}} = (k/2)(R - R_0)^2$ den Verlauf der gegenseitigen potentiellen Energie als Funktion der Abweichung $R - R_0$ zwischen Kernabstand und Gleichgewichtsabstand bestimmt.



2 Rotationsschwingungsbande (Doppelbande, Bjerrum-Bande) des Kohlenmonoxidmoleküls

Für Strahlungsübergänge zwischen Oszillatorniveaus gilt die Auswahlregel $|\Delta v| = 1$, also $\Delta v = +1$ für Absorption und $\Delta v = -1$ für Emission. In beiden Fällen stimmt die Spektralfrequenz mit der Schwingungsfrequenz f_0 des Oszillators überein. Diese Einschränkung auf eine einzige Frequenz entspricht dem völligen Fehlen von Oberschwingungen bei der klassischen Bewegung. Bereits mit dem groben Modell des harmonischen Oszillators kann aus der nahen IR-Hauptbande die Schwingungsfrequenz f_0 und damit die Kraftkonstante k der Molekülbindung bestimmt werden. Die Schwingungsfrequenzen liegen in der Größenordnung von $10^{13}\ \mathrm{s}^{-1}$.

Das Modell des harmonischen Oszillators mit einem parabelförmigen Potentialverlauf berücksichtigt nicht die Dissoziation, d. h. die Spaltung des Moleküls bei hoher Schwingungsanregung. Abb. 3 zeigt die wirkliche Potentialkurve mit horizontaler Asymptote für große Kernabstände. Die Energieniveaus des anharmonischen Oszillators sind nicht mehr äquidistant, sondern rücken mit zunehmender Schwingungsquantenzahl zusammen und konvergieren gegen die Dissoziationsenergie des Moleküls, die auf diese Weise aus den Spektren bestimmt werden kann.



3 Potentialkurven zweier Elektronenzustände mit einigen Schwingungsniveaus und -eigenfunktionen (zur Demonstration des Franck-Condon-Prinzips). v'', v' Schwingungsquantenzahlen im unteren bzw. oberen Elektronenzustand

Die Auswahlregeln des anharmonischen Oszillators erlauben neben $\Delta v = +1$ auch Absorptionsübergänge mit $\Delta v = +2, +3, \ldots$, jedoch mit rasch abnehmender Intensität. Ausgehend vom Schwingungszustand $v = 0$ entsteht so eine Folge von Absorptionslinien mit rasch abnehmender Intensität und leichter Abweichung von der Äquidistanz in Übereinstimmung mit dem Experiment.

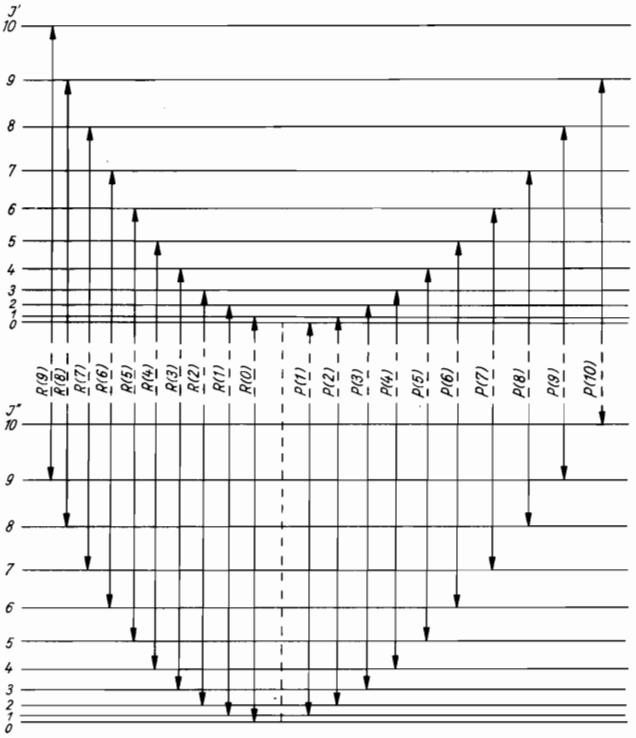
Durch die gleichzeitige Anregung von Schwingungen und Rotationen des Moleküls entsteht eine Feinstruktur der Energieniveaus und der entsprechenden Spektrallinien. Die Rotationsenergien sind etwa um zwei Größenordnungen kleiner als die Schwingungsenergien, die Frequenzen der Schwingungen sind also etwa 100mal so groß wie die der Rotationen. Das erklärt die Bandenstruktur der Rotationsschwingungsspektren bei mäßiger Auflösung, jede Bande entspricht einem bestimmten Schwingungsübergang. Für die genauere quantitative Deutung der Spektren ist die Wechselwirkung von Rotations- und Schwingungsfreiheitsgraden zu berücksichtigen. Diese beruht auf der Abhängigkeit des über die Schwingungsbewegung gemittelten Kernabstands und damit des Trägheitsmoments von der Amplitude der anharmonischen Schwingungen, also von der Schwingungsquantenzahl v. Für die kombinierten Rotationsschwingungsübergänge gelten unverändert die Auswahlregeln $\Delta v = +1, +2, +3, \ldots$ (positives Vorzeichen für Absorption) und $\Delta J = \pm 1$, wobei durch die Kombination mit Schwingungsübergängen beide Fälle ± 1 sowohl in Emission wie in Absorption realisiert werden können (Abb. 4).

Der R-Zweig einer Bande enthält die Übergänge mit $\Delta J = +1$, der P-Zweig die mit $\Delta J = -1$. Die Nullücke entspricht dem Verbot von Übergängen mit $\Delta J = 0$.

3) *Elektronenspektren* entstehen durch Änderung der elektronischen Struktur. Sie werden im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich (UV/S-Bereich 10^4 bis $10^5\ \mathrm{cm}^{-1}$) beobachtet, und zwar sowohl in Absorption als auch in Emission (elektrische Entladungen, Flammen, Fluoreszenz).

Charakteristisch für die Spektren zweiatomiger Moleküle im UV/S-Bereich ist eine dreifache

Mannigfaltigkeit: Eine Anzahl von Bandenzügen, jeder der Bandenzüge besteht aus einer Folge von Banden (Grobstruktur) und jede dieser Banden ist wieder auflösbar in eine Vielzahl von Linien (Feinstruktur). Diese Dreiteilung kann in den Spektren verschiedener Moleküle verdeckt sein, z. B. wenn sich infolge großen Linienabstandes innerhalb der Banden die Linien verschiedener Banden überschneiden und der Eindruck eines Viellinienspektrums entsteht (z. B. bei Wasserstoff) oder wenn kontinuierliche Absorptions- bzw. Emissionsbereiche auftreten.



4 Feinstrukturübergänge einer Rotationsschwingungsbande. *R*- und *P*-Zweig

Wie die Atomspektren im UV/S-Bereich durch Übergänge zwischen Zuständen unterschiedlicher Elektronenanregungsenergie verursacht werden, so ist auch die UV/S-Absorption und -Emission zweiatomiger Moleküle in erster Linie Ausdruck einer Änderung des Elektronenzustandes. Die Energiedifferenzen zwischen den verschiedenen Elektronenzuständen eines zweiatomigen Moleküls liegen in der gleichen Größenordnung wie bei den Atomen. In jedem dieser Zustände ist die Elektronenenergie noch in charakteristischer Weise vom Kernabstand abhängig; dies wird durch die zugehörigen Potentialkurven beschrieben. Die Energie eines Moleküls setzt sich zusammen aus der „inneren" Elektronenenergie E_e (Energiewert des Potentialminimums), der Schwingungsenergie E_v und der Rotationsenergie E_r gemäß $E = E_e + E_v + E_r$. Das Termschema zweiatomiger Moleküle zeigt somit eine Dreiteilung derart, daß die Grobstruktur durch die verschiedenen Elektronenzustände bestimmt wird, jeder Elektronenzustand fächert auf in eine Reihe von Schwingungszuständen, und jeder Schwingungszustand zeigt seinerseits wieder eine Unterteilung in verschiedene mögliche Rotationszustände. Diese Struktur des Energieniveauschemas erklärt sofort die dreifache Mannigfaltigkeit der Spektren: Beim Übergang zwischen zwei Elektronenzuständen gäbe eine alleinige Änderung von E_e Anlaß zur Absorption oder Emission einer Linie. Die gleichzeitig mit dem Elektronenübergang möglichen Änderungen der Schwingungsenergie E_v bewirken, daß anstelle einer Linie ein Liniensystem auftreten würde. Der dritte Energieanteil von den zusätzlich möglichen Änderungen des Rotationszustandes wandelt jede Linie des (Elektronen-Schwingungs-) Liniensystems in eine Bande mit der experimentell beobachteten Feinstruktur um, d. h. durch den Rotationsanteil werden aus den Liniensystemen die Bandensysteme.

Die Schwingungsbanden eines Bandenzuges sind zahlreicher als bei den reinen Schwingungsspektren, da sowohl in Emission als auch in Absorption alle Schwingungsquantenzahlen v' des Ausgangselektronenzustands mit allen v'' des Endniveaus kombinieren können. Dementsprechend erhält man eine übersichtliche Darstellung für die Gesamtheit aller Banden eines Bandensystems in der Form eines Kantenschemas, in dem die Schwingungsquantenzahl des energetisch tieferliegenden Elektronenzustandes in jeder Zeile und die des höheren Elektronenzustandes in jeder Spalte von Null an alle ganzen Zahlen durchläuft.

In Absorption tritt bei Normaltemperatur meist nur ein Bandenzug auf, er entspricht Übergängen vom Schwingungsgrundzustand des unteren Elektronenniveaus zu den Schwingungsniveaus des oberen Elektronenzustandes (erste Vertikalreihe des Kantenschemas).

Die durch Überlagerung von Rotationsübergängen entstehende Feinstruktur jeder Bande entspricht im wesentlichen der bei den reinen Schwingungsspektren, sofern es sich um Übergänge im Σ-Termsystem handelt (Symbolerklärung → Elektronenzustände zweiatomiger Moleküle). Jedoch können die Abweichungen von der Äquidistanz der Linien beträchtlicher werden, da die kombinierenden Rotationsniveaus zu verschiedenen Elektronenzuständen gehören. Dementsprechend sind im UV/S-Bereich häufig Bandenkanten zu beobachten, d. h. auf einer Seite der Banden ein plötzlicher Intensitätsabfall auf Null, während auf der anderen Seite die Intensität mehr oder weniger langsam abnimmt (Abschattierung). Die Bandenkanten entsprechen den Scheiteln der zugehörigen Fortrat-Parabeln, in der Nähe des Parabelscheitels rücken die Rotationslinien zusammen. Im Unterschied zur Feinstruktur der IR-Schwingungsbanden kann bei den UV/S-Schwingungsbanden ein dritter Zweig, der *Q-Zweig*, auftreten und eine zweite Bandenkante verursachen, sofern für wenigstens einen der beiden kombinierenden Elektronenzustände $\Lambda \neq 0$ ist. Die Feinstruktur wird in diesen Fällen bestimmt durch die Art der Kopplung der molekularen Drehimpulse (Bahn, Spin und Rotation) zu einem Gesamtdrehimpuls (verschiedene Hundsche Kopplungsfälle).

Für die reinen Elektronenübergänge, also für Übergänge zwischen den Schwingungs- und Rotationsgrundzuständen $v = 0$ und $J = 0$ verschiedener Elektronenzustände, gelten folgende Auswahlregeln: $\Delta S = 0$; $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$; $\Delta M_s = 0$; $\Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^+, \Sigma^- \leftrightarrow \Sigma^-, \Sigma^+ \nleftrightarrow \Sigma^-$ (Erklärung der Symbole → Elektronenzustände zweiatomiger Moleküle). Die Auswahlregeln behalten auch bei den folgenden Erweiterungen ihre Gültigkeit, solange die entsprechende Quantenzahl bzw. Symmetrieeigenschaft noch ihren Sinn behält.

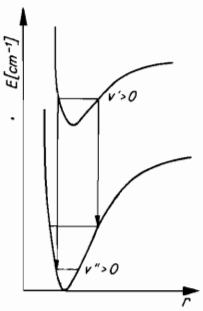
$\Delta S = 0$ formuliert das *Interkombinationsverbot*, das Übergänge zwischen verschiedenen Termsystemen, also z. B. zwischen Singulett- und Triplett- bzw. Dublett- und Oktettsystemen ausschließt. Es verliert mit wachsender Kernladungszahl der Molekülbestandteile infolge zunehmender *Spin-Bahn-Wechselwirkung* seine strenge Gültigkeit (Schweratomeffekt bei mehratomigen Molekülen). $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ erlaubt z. B. Übergänge $\Sigma \leftrightarrow \Sigma$, $\Pi \leftrightarrow \Pi$, $\Sigma \leftrightarrow \Pi$, verbietet hingegen Übergänge zwischen Σ und Δ bzw. Π und Φ usw. $\Delta M_s = 0$ liefert die weitere Spezialisierung, z. B. ${}^3\Pi_2 \leftrightarrow {}^3\Delta_3$ oder ${}^3\Pi_2 \leftrightarrow {}^3\Pi_2$, aber ${}^3\Pi_2 \nleftrightarrow {}^3\Pi_1$. Die Gültigkeit dieser Auswahlregeln wird ebenso wie die von $\Delta S = 0$ bei schwereren Molekülen eingeschränkt. In diesem Falle tritt die Auswahlregel $\Delta\Omega = 0, \pm 1$ an die Stelle von $\Delta M_s = 0$. Die formulierten Auswahlregeln liefern bei bekanntem Termschema eines zweiatomigen Moleküls die erlaubten „reinen" Elektronenübergänge.

Bei den durch Kopplung von Elektronen und Schwingungsübergängen entstehenden *Elektronenschwingungsspektren* gibt es keine strengen Auswahlregeln für die Änderung der Schwingungsquantenzahl. Im Prinzip kann jeder Schwingungszustand des einen Elektronenzustandes mit jedem Schwingungszustand des anderen Elektronenzustandes kombinieren.

Die Intensitätsverteilung in den Elektronenschwingungsspektren wird qualitativ durch das *Franck-Condon-Prinzip* erklärt. Danach erfolgt die Änderung der Elektronenverteilung beim Übergang zwischen zwei Elektronenzuständen so rasch, daß der Kernabstand für die Zeitdauer des Elektronensprungs als konstant angesehen werden kann. Im Potentialkurvendiagramm (Abb. 3) der beiden miteinander kombinierenden Elektronenzustände wird daher der Elektronensprung durch einen senkrechten Übergang vom Ausgangs-Elektronen-Schwingungsniveau nach oben (Absorption) bzw. unten (Emission) charakterisiert, zu dem so erreichten Schwingungsniveau des Endzustands erfolgt der Übergang mit der größten Intensität. Diese Regel wird durch die präzisere quantenmechanische Formulierung bestätigt, bei der die Übergangswahrscheinlichkeit durch das Absolutquadrat des Überlappungsintegrals der beiden miteinander kombinierenden Schwingungseigenfunktionen des anharmonischen Oszillators bestimmt wird. Das Franck-Condon-Prinzip gestattet, aus den gemessenen Intensitätsverteilungen im Kantenschema wichtige Aufschlüsse über die relative Lage und Form der Potentialkurven der beiden kombinierenden Elektronenterme und damit z. B. über den Einfluß der Elektronenanregung auf die Bindungsverhältnisse zu gewinnen. Bei Emissionsprozessen aus einem angeregten Schwingungsniveau können zwei etwa gleich intensive Übergänge auftreten (Abb. 5). Sind einige Ausgangsniveaus etwa gleich stark besetzt, dann liegen im Kantenschema der Emission die intensivsten Banden auf einer parabelartigen Verbindungslinie mit der Hauptdiagonalen als Achse, der *Condon-Parabel*. Condon-Parabeln können auch in Absorption erscheinen, sofern durch entsprechende Temperaturen eine ausreichende Besetzung höherer Schwingungsniveaus gewährleistet ist. Für die Auswahlregeln der mit Elektronen- und Schwingungsübergängen gekoppelten Rotationsübergänge sind die Symmetrieeigenschaften in den beteiligten Niveaus wesentlich. Bleibt bei Spiegelung am Koordinatenursprung die Gesamteigenfunktion $\psi_e\psi_v\psi_r$ unverändert, so ist der zugehörige Rotationsterm definitionsgemäß positiv; bei Vorzeichenwechsel der Gesamtfunktion ist der Rotationsterm negativ. Die Auswahlregel lautet $+ \leftrightarrow -$, $+ \nleftrightarrow +$, $- \nleftrightarrow -$. Die Rotationseigenfunktionen sind für gerades J bei Spiegelung unverändert, bei ungeradem J ändert die Spiegelung das Vorzeichen. Die Schwingungseigenfunktion bleibt bei der Spiegelung immer unverändert. Somit sind für Elektronenzustände, in denen ψ_e bei Spiegelung unverändert bleibt, die Rotationsterme für gerades J positiv (z. B. für Σ^+). Ändert ψ_e bei Spiegelung sein Vorzeichen, dann sind die ungeraden J-Terme positiv. Diese Symmetrieauswahlregel führt für Moleküle mit gleichen Kernen zu einer weiteren wichtigen Aussage: Bei diesen Molekülen wird ein bestimmter Zustand als symmetrisch bzw. antisymmetrisch in den Kernen bezeichnet, wenn die Gesamteigenfunktion bei Vertauschung der Kerne ungeändert bleibt bzw. ihr Vorzeichen wechselt. In einem bestimmten Elektronenzustand sind jeweils nur die positiven Rotationsterme symmetrisch und die negativen antisymmetrisch oder umgekehrt. Da nun einerseits ein strenges Interkombinationsverbot symm. $\nleftrightarrow$ antisymm. besteht, andererseits es die Auswahlregel für die positiven und negativen Terme gibt, so folgt, daß Moleküle mit gleichen Kernen kein Rotations- bzw. kein Rotationsschwingungsspektrum zeigen.

Für Raman-Übergänge gilt die Auswahlregel $+ \leftrightarrow +$, $- \nleftrightarrow -$, $+ \nleftrightarrow -$; diese Übergänge fallen somit nicht unter das Interkombinationsverbot.

Eine Lockerung des Interkombinationsverbotes ist unter dem Einfluß des Kernspins I möglich, nur dadurch können überhaupt beide Termsysteme (symmetrisches und antisymmetrisches) auftreten, allerdings mit unterschiedlichem statistischem Gewicht. Das statistische Gewicht wird bestimmt durch den resultierenden Kernspin T des Moleküls im symmetrischen bzw. antisymmetrischen Zustand, es ist gleich $2T + 1$. T selbst kann die Werte $2I, 2I - 1, \ldots, 0$ annehmen. Generell treten entweder die symmetrischen Rotationsterme nur mit geraden T-Werten und die antisymmetrischen mit ungeraden T-Werten oder umgekehrt auf. Getrennte Summation der statistischen Gewichte für die geradzahligen und die ungeradzahligen T-Werte führt auf ein Verhältnis von $R = (I + 1)/I$. Durch R wird somit auch das Intensitätsver-



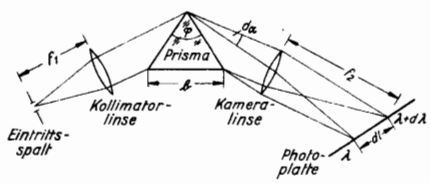
5 Zur Intensitätsverteilung in Emission nach dem Franck-Condon-Prinzip. v'', v' Schwingungsquantenzahlen im unteren bzw. oberen Elektronenzustand

hältnis von symm. ↔ symm. Übergängen zu antisymm. ↔ antisymm. Übergängen (bzw. umgekehrt) im Raman- bzw. Elektronenbandenspektrum geschrieben. *Beispiel*: H_2-Molekül, $I = 1/2$, $T = 1$ bzw. 0, die statistischen Gewichte 3 bzw. 1 gehören zu den antisymmetrischen bzw. symmetrischen Rotationszuständen, im Raman-Spektrum tritt z. B. ein Intensitätswechsel im Verhältnis $R = 3/1$ auf. H_2 im antisymmetrischen Rotationszustand wird als *Ortho-Modifikation* bezeichnet (ortho ist generell die Modifikation mit dem größeren statistischen Gewicht), die *Para-Modifikation* von H_2 ist durch symmetrische Rotationszustände charakterisiert.

Bei homonuklearen Molekülen mit $I = 0$ fällt jede zweite Linie aus (z. B. bei O_2).

Spektrograph, ein Spektralapparat, bei dem das beobachtete Spektrum photographiert wird. Nach dem verwendeten Dispersionsmittel unterscheidet man Prismenspektrographen und Gitterspektrographen.

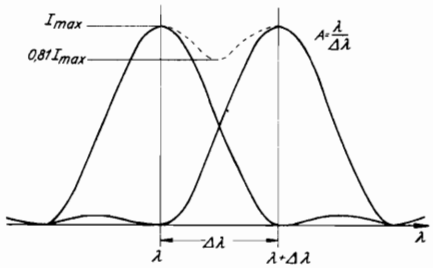
1) *Prismenspektrograph.* Das zu untersuchende Licht beleuchtet einen schmalen Eintrittsspalt. Das von diesem Spalt ausgehende Licht wird von einem Kollimator parallelgerichtet und durchsetzt ein → Dispersionsprisma (Abb. 1). Dieses



1 Prismenspektrograph

bewirkt eine wellenlängenunabhängige Ablenkung der parallelen Lichtbündel. Die Kameralinse des S.en fokussiert die abgelenkten Parallelstrahlenbündel auf eine Photoplatte. Somit entsteht auf dieser für jede im Licht enthaltene Wellenlänge ein gesondertes Bild des Eintrittsspaltes. Bei bekannter Eichung des Gerätes kann aus der Lage der Linien (Spaltbilder) auf die im Licht enthaltenen Wellenlängen geschlossen werden. Die Änderung des Ablenkungswinkels $d\alpha$ mit der Wellenlängenänderung $d\lambda$ wird durch die *Winkeldispersion* $\frac{d\alpha}{d\lambda}$ beschrieben: $\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{2 \sin \varphi/2}{(1 - n^2 \sin^2 \varphi/2)^{1/2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$; $\frac{dn}{d\lambda}$ = Materialdispersion, φ = Prismenwinkel. Die Lineardispersion $\frac{dl}{d\lambda}$ bestimmt den Abstand dl zweier Linien auf der Photoplatte für eine vorgegebene Wellenlängenänderung: $\frac{dl}{d\lambda} = f_2 \frac{d\alpha}{d\lambda}$. Das Öffnungsverhältnis $\frac{D}{f}$ des S.en gibt ein Maß für die Lichtstärke des Gerätes.

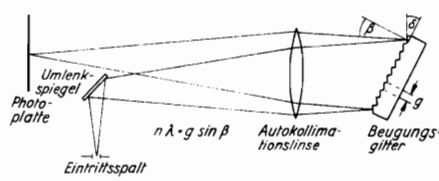
Wesentlich für die Leistungsfähigkeit eines S.en ist sein *Auflösungsvermögen A*. Darunter wird das Verhältnis der Wellenlänge λ zur kleinsten noch trennbaren Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ verstanden: $A = \lambda/\Delta\lambda$. Die theoretische Auflösungsgrenze ergibt sich aus der Beugung des Lichtes an der Prismenbegrenzung. Nach Rayleigh werden zwei eng benachbarte Spektrallinien noch als getrennt angesehen, wenn sich die Beugungsbilder des beliebig schmalen Eintrittsspaltes für die beiden Wellenlängen so überdecken, daß das Maximum der einen Linie in das erste Beugungsminimum der zweiten Linie fällt. Dieses *Rayleigh-Kriterium* führt zum Auflösungsvermögen $A = b \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ (Abb. 2). b = Prismenbasis, $\frac{dn}{d\lambda}$ = Materialdispersion. Prak-



2 Auflösungskriterium nach Rayleigh

tisch wird diese Auflösungsgrenze nur selten erreicht. Der Intensitätsverlauf im Bild des Eintrittsspaltes des S.en wird als *Apparatefunktion* bezeichnet. Dieser Intensitätsverlauf hängt vom räumlichen *Kohärenzgrad* der Spaltbeleuchtung, von der Beugung an der Prismenbegrenzung, von der Spaltbreite, von den Abbildungseigenschaften des S.en und von den Eigenschaften des Prismas ab. Der Intensitätsverlauf variiert je nach Spaltbreite und den anderen Bedingungen zwischen einer Beugungsverteilung der Form $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ und einem rechteckähnlichen Profil.

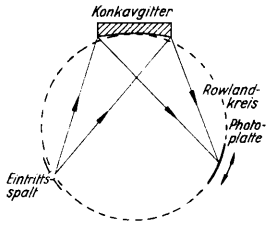
2) Der *Gitterspektrograph* enthält als Dispersionselement ein → Beugungsgitter. Es werden dabei fast nur „geblazte" Reflexionsgitter verwendet. Häufige Anwendung findet beim Gitterspektrographen die *Autokollimationsaufstellung*. Das Licht des Spaltes wird durch eine Linsen- oder Spiegeloptik parallelgerichtet und auf das Beugungsgitter gelenkt. Das Gitter ist so angeordnet, daß das gebeugte Licht durch die gleiche Linsen- oder Spiegeloptik auf der Photoplatte fokussiert wird (Abb. 3). Der Eintrittsspalt und



3 Gitterspektrograph in Autokollimationsaufstellung (Littrow). δ blaze-Winkel

die Photoplatte sind dann im Prinzip in der gleichen Ebene übereinander angebracht. *Konkavgitter* ergeben gleichzeitig eine optische Abbildung des Eintrittsspaltes und eine spektrale Zerlegung. Bei der Aufstellung eines Konkavgitters müssen die Photoplatte und der Spalt auf einem das Gitter tangierenden Kreis angeordnet werden. Der Durchmesser dieses *Rowland-Kreises* ist gleich dem Krümmungsradius des

Gitters. Eine spezielle, dieser Bedingung entsprechende Gitteraufstellung ist die *Anordnung nach Runge und Paschen* (Abb. 4). Konkavgitter finden vorwiegend im vakuumultravioletten Spektralbereich Anwendung, um zusätzliche abbildende Elemente zu vermeiden.



4 Runge-Paschen-Gitteraufstellung

Das Auflösungsvermögen A eines Beugungsgitters hängt nur von der Spektralordnung m und der Gesamtanzahl N der Gitterfurchen ab. $A = \lambda/\Delta\lambda = m \cdot N$.

Für die Apparatefunktion eines Gitterspektrographen gelten die gleichen Ausführungen wie beim Prismenspektrographen. Allerdings ergeben Unregelmäßigkeiten in der Gitterherstellung einen zusätzlichen Einfluß.

Periodische Abweichungen der einzelnen Gitterfurchen von ihrer idealen Lage führen zu sekundären Spaltbildern, die als *Gittergeister* bezeichnet werden. Sie sind bei guten Beugungsgittern wesentlich intensitätsschwächer als die ordentlichen Spaltbilder. *Rowland-Geister* liegen dicht neben den Spektrallinien und können schwächere Komponenten der Linie vortäuschen. *Lyman-Geister* finden sich in größerer Entfernung der ordentlichen Spektrallinien. Unperiodische Abweichungen von der idealen Furchenlage führen zu einer Aufhellung des Untergrundes und zur Verbreiterung der Apparatefunktion.

Spektroheliogramm, → Sonnenspektrum.

Spektroheliograph, Gerät zur Aufnahme von monochromatischen Sonnenbildern (Spektroheliogramme, → Sonnenspektrum). Das durch ein Fernrohr erzeugte Sonnenbild wird durch einen Monochromator bei einer festen Wellenlänge abgetastet und aufgezeichnet, Tafel 32.

Spektrometer, ein → Spektralapparat.

Spektroskop, ein → Spektralapparat.

Spektroskopie, *Spektrometrie*, Wissenschaftszweig, der sich mit der Charakterisierung der von Teilchen verschiedener Art (Ionen, Atome, Moleküle und Atom- oder Molekülverbände) aufgenommenen oder abgegebenen elektromagnetischen Strahlung beschäftigt. Die Intensität (Strahlungsleistung) dieser elektromagnetischen Strahlung als Funktion der Wellenlänge λ (oder der Frequenz ν oder auch der Wellenzahl $1/\lambda$) nennt man → Spektrum. Von der S. werden Frequenz- bzw. Wellenlängenbereiche verschiedener Größenordnungen erfaßt (*Spektralgebiete*), die ausgehend vom optischen Bereich durch Entwicklung neuer Meßprinzipien erschlossen wurden. Im Bereich der → Kernspektroskopie treten entsprechend der Planckschen Beziehung $\Delta E = h\nu$ (ΔE ist die Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen und h das Plancksche Wirkungsquantum) Energiemessungen an die Stelle von Wellenlängenbestimmungen. Die S. sucht gesetzmäßige Zusammenhänge in den für jede Substanz charakteristischen Spektren (Emissions-, Absorptions-, Streulichtspektren) und verwendet sie 1) zur Bestätigung theoretischer Atom- und Molekülmodelle, 2) zur Feststellung der qualitativen Zusammensetzung der spektroskopisch untersuchten Substanz aus ihren molekularen Bestandteilen (*qualitative Spektralanalyse*), 3) zur Messung des prozentualen Anteils der einzelnen Bestandteile eines Gemischs aus der spektralen Intensität (*quantitative Spektralanalyse*) und 4) zur Diagnostik des Mediums, das spektralanalytisch untersucht wird hinsichtlich Zusammensetzung und Zustandsparametern, z. B. Druck, Temperatur, Ionisationsgrad, Bewegungszustand. Weitere Informationen erhält man durch spezielle Bedingungen, denen die untersuchten Teilchen unterworfen werden, z. B. magnetische Felder (→ Zeeman-Effekt), elektrische Felder (→ Stark-Effekt), hohe Drücke, Atomstrahlen, Kanalstrahlen. → Neutronenspektrometrie, → Röntgenspektroskopie.

Für spektroskopische Untersuchungen benötigt man eine *spektroskopische Lichtquelle*, gegebenenfalls dazu eine Absorptionszelle oder ein Streugefäß (Küvette), einen → *Spektralapparat*, der das Lichtgemisch nach seinen monochromatischen Bestandteilen zerlegt, und einen *Strahlungsempfänger*, der die in den einzelnen Frequenzen enthaltenen Strahlungsleistungen mißt. → Momentenmethode.

spektroskopische Diagnostik, → Plasmadiagnostik.

spektroskopischer Verschiebungssatz, → Atomspektren.

spektroskopischer Wechselsatz, → Atomspektren.

spektroskopische Terme, → Atomspektren.

Spektrum, 1) im engeren Sinne die Intensität (Strahlungsleistung) eines Gemischs elektromagnetischer Wellen als Funktion der Frequenz. Ursprünglich bezeichnete man das Farbband als S., das man durch Zerlegung des weißen Lichtes erhält. Diese Zerlegung in Anteile verschiedener Farbe kann durch Dispersion oder durch Beugung erfolgen. Man spricht dann von einem *Dispersionsspektrum* oder einem *Beugungsspektrum*. Allgemeiner versteht man unter S. die Zerlegung eines periodischen oder nichtperiodischen Vorganges in eine Summe harmonischer Teilschwingungen. Man erhält dabei eine Grundschwingung und eine Folge Oberschwingungen, deren Frequenzen ganzzahlige Vielfache der Grundschwingung sind (Fourier-Analyse).

Das *elektromagnetische S.* umfaßt den gesamten Bereich der elektromagnetischen Wellen von den längsten Radiowellen bis zu den kurzwelligsten Photonen der kosmischen Strahlung. Das elektromagnetische S. bildet ein Kontinuum, läßt sich jedoch nach den verschiedenen Methoden der Erzeugung und Anwendung der elektromagnetischen Wellen in verschiedene Teilgebiete gliedern (Übersicht S. 1428). Die Überschneidung einiger Teilbereiche bedeutet lediglich, daß die gleiche Art von Wellen auf verschiedene Weise erzeugt werden kann. Man unterscheidet:

a) den *technischen Wechselstrom* und die *Telefonie*, die ausschließlich an Leitungen gebunden sind;

b) die *Radiowellen*, eingeteilt in *Langwellen* mit $\lambda = 30$ km bis 600 m, *Mittelwellen* mit $\lambda = 600$ bis 200 m, *Kurzwellen* mit $\lambda = 200$ bis 10 m und *Ultrakurzwellen* mit $\lambda = 10$ bis 1 m, die im wesentlichen zur Nachrichtenübertragung dienen;

c) die *Mikrowellen* mit $\lambda = 1$ m bis 0,1 mm, die außer zur Nachrichtenübertragung in der Richtfunk- und Radartechnik auch zur Untersuchung der Struktur der Materie (z. B. paramagnetische Elektronenresonanz) dienen;

d) das *Infrarot* (*Ultrarot*) einschließlich der *Wärmestrahlung* mit $\lambda = 1{,}4$ mm bis 0,75 μm;

e) das *sichtbare S.* mit $\lambda = 0{,}78$ bis 0,4 μm;

f) das *Ultraviolett* mit $\lambda = 400$ nm bis 3 nm, das wie das Infrarot in der Physik zu Strukturuntersuchungen verwendet wird;

g) die *Röntgenstrahlung* mit $\lambda = 60$ nm bis 1 fm, die in der Physik vor allem zur Untersuchung des Gitteraufbaues von Kristallen (→ Röntgenspektroskopie) verwendet wird;

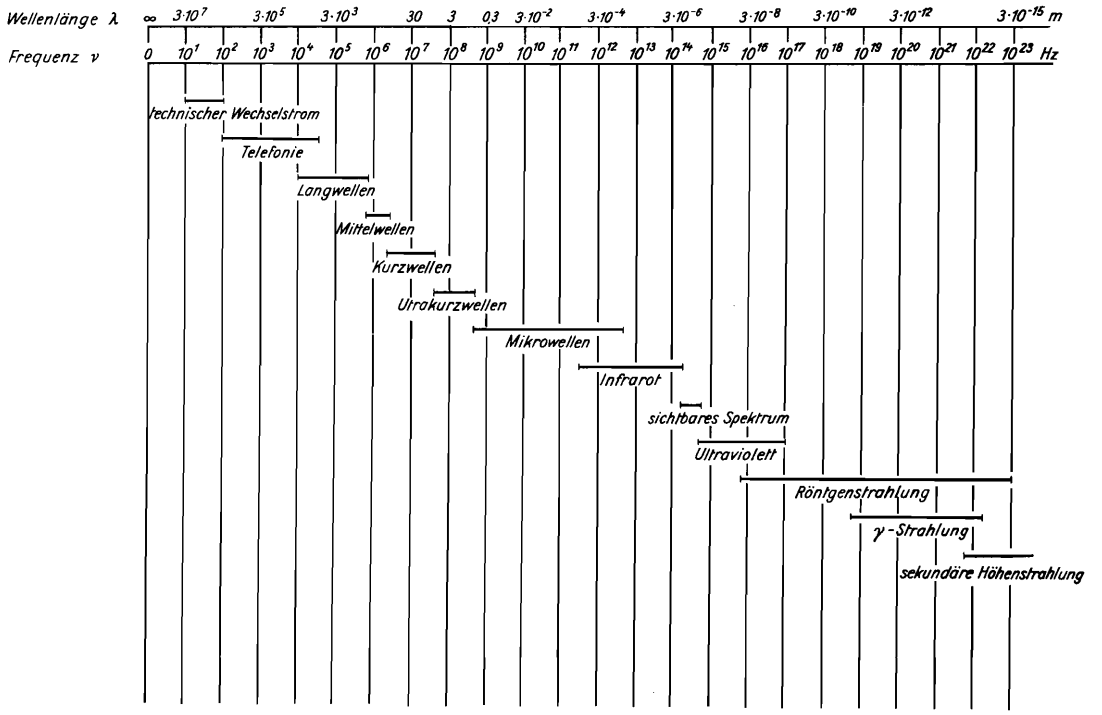
h) die *γ-Strahlung* mit $\lambda = 10^5$ bis 60 fm, die völlig in das Gebiet der härtesten Röntgenstrahlung fällt;

i) die in den „Kaskaden" auftretenden *Wellenanteile der kosmischen Strahlung*, deren Wellenlänge von der Größenordnung der härtesten künstlich erzeugbaren Röntgenstrahlung ist.

Entsteht das Wellengemisch durch Emission aus einem durch Energiezufuhr angeregten Stoff, so heißt das von ihm emittierte Licht, spektral zerlegt, sein *Emissionsspektrum*. Es gibt kontinuierliche und diskontinuierliche Emissionsspektren. Bei den kontinuierlichen sind im Spektrum in breitem Bereich alle Frequenzen mit vergleichbarer Intensität vertreten. Solche Spektren werden z. B. emittiert von glühenden Metallen sowie vom schwarzen Körper. Diskontinuierliche Spektren emittieren geeignet angeregte Atom- und Molekülgase sowie Kristalle mit eingebauten Fremdatomen und -ionen. Beim Durchtritt eines Lichtbündels mit kontinuierlichem Spektrum durch Gase, Flüssigkeiten und nichtmetallische Festkörper zeigt das durchgelassene Licht, spektral zerlegt, das *Absorptionsspektrum* der durchstrahlten Substanz. Von ihr werden bestimmte schmale oder breite Frequenzbereiche zu gewissen Prozentsätzen der eingestrahlten Leistung absorbiert und fehlen im Spektrum des durchgelassenen Lichtes.

Sehr schmale Spektralbereiche heißen *Spektrallinien*. Ein Lichtbündel, das nur eine einzige Spektrallinie enthält, also nahezu monochromatisch ist, kann in einem Atom-, einem Molekülgas, einer Flüssigkeit oder einem Nichtmetall gestreut werden; im Spektrum des gestreuten Lichtes erscheinen neben der eingestrahlten Frequenz (Rayleigh-Linie) weitere, um bestimmte Frequenzbeträge nach höheren oder niederen Frequenzen verschobene Streulinien. So entstehen die *Raman-Spektren*. Emissions- und Absorptionsfrequenzen sowie Raman-Frequenzdifferenzen sind für den Bau und die Zusammensetzung der Trägersubstanzen charakteristisch.

Die Spektren freier Atome und Ionen (→ Atomspektren) im Gaszustand bestehen hauptsächlich aus Spektrallinien mit gesetzmäßig geordneten Frequenzen sowie gewissen kontinuierlichen Bereichen. Moleküle und Molekülionen im Gaszustand (→ Molekülspektren) zeigen ebenfalls diskrete Linien, die aber häufig so eng beieinander liegen, daß sie zu Bändern oder „Banden" verschmiert erscheinen (*Banden-*



Gesamtes elektromagnetisches Spektrum

spektren). Diese Verschmierung hat ihren Grund einmal im geringen Auflösungsvermögen des Spektralapparates, zweitens im Einfluß der mit den Molekülen wechselwirkenden Teilchen (Eigendruck, Fremddruck, Elektronendruck, Lösungsmittel u. ä.). Daneben zeigen auch Molekülspektren Bereiche mit echten Kontinua.

2) Im weiteren Sinne bezeichnet man eine Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Frequenz, der Energie, der Masse, dem Impuls, einer magnetischen Größe u. dgl. als *Frequenz-*, *Energie-*, *Massen-*, *Impulsspektrum*, → *magnetisches Spektrum* u. dgl. Beispiele hierfür sind das kontinuierliche Energiespektrum der von radioaktiven Atomkernen beim β-Zerfall emittierten Elektronen oder die meßtechnisch ebenfalls nur als Energie-, nicht als Frequenzspektrum erfaßbaren diskreten Spektren der von angeregten Atomkernen ausgesandten γ-Quanten.

Der Ausdruck *Massenspektrum* wird sowohl in der Massenspektroskopie als auch in der Elementarteilchenphysik benutzt, in letzterer für die Gesamtheit der Ruhmassewerte der beobachteten stabilen oder instabilen Elementarteilchen. Diese Massen werden dabei entsprechend der Einsteinschen Beziehung $E = mc^2$ meist in Energien umgerechnet.

3) In der Mathematik versteht man unter S. die der Resolventenmenge $\varrho(\hat{A})$ eines (linearen) Operators $\hat{A}$ komplementäre Menge $\sigma(\hat{A})$ aller komplexen Zahlen λ, für die $\hat{A} - \lambda = I$ (I ist Identität) kein Inverses hat: das S. eines Operators setzt sich zusammen aus dem *diskreten* oder *Punktspektrum*, dem *kontinuierlichen* oder *Streckenspektrum* und dem *Rest-* oder *Residualspektrum*, die disjunkt sind. Das Punktspektrum ist mit den Eigenwerten von $\hat{A}$ identisch. In der Quantentheorie, in der physikalische Größen durch selbstadjungierte Operatoren repräsentiert werden, betrachtet man hauptsächlich das S. des Hamilton-Operators, das Energiespektrum der physikalischen Systeme. Da das elektromagnetische S. durch Übergänge zwischen den Energieniveaus atomarer Systeme entsteht, besteht hier ein sehr enger Zusammenhang zur ursprünglichen Bedeutung des Begriffs S. Die Bestimmung des S.s eines Operators bildet einen wichtigen Teil des → Eigenwertproblems.

Spektrumsbedingung, → axiomatische Quantentheorie.

Spektrumveränderlicher, → veränderlicher Stern.

Spencer-Attix-Theorie, → Hohlraumionisation.

Sperrkreis, ein Parallelschwingkreis (→ Schwingkreis), der zwischen Antenne und Empfänger geschaltet wird und bei Abstimmung auf Resonanz infolge seines hohen Resonanzwiderstands den Einfluß eines störenden Senders der entsprechenden Frequenz schwächt.

Sperrschichtphotoelement, ein Halbleiterphotoelement, das aus einem Halbleiter besteht, der auf beiden Seiten mit einem Metall kontaktiert ist. Die an beiden Sperrschichten auftretenden Spannungen heben sich gegenseitig auf, solange nicht eine der beiden Sperrschichten beleuchtet wird. Dann bilden sich an der beleuchteten Stelle Ladungsträgerpaare (→ Ladungsträger), die die Potentialverhältnisse verändern. Bei p-Halbleitern wird die belichtete Seite negativ, bei n-Halbleitern positiv. Technisch verwendet werden Selenzellen und Kupfer(I)-oxidzellen.

Sperrschieberpumpe, svw. Drehkolbenpumpe.

Sperrtopf, → Symmetrieglieder.

spezielle Relativitätstheorie, Formulierung der Gesetze der Physik in Übereinstimmung mit der Beobachtung der → Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und dem Prinzip der Unabhängigkeit der Physik vom speziell gewählten Inertialsystem. Durch ihr entscheidendes Mitwirken an der Theorie der → Elementarteilchen wird sie eine der Grundlagen der Physik überhaupt.

Im Mittelpunkt der s.n R. steht die Transformation der Koordinaten und → Bezugssysteme mit der → Lorentz-Gruppe. Die generelle Aussage der s.n R. ist, daß Raum und Zeit ein vierdimensionales Kontinuum, den → Minkowski-Raum, bilden, und daß die Gesetze der Physik mit Skalaren, Spinoren, Vektoren und Tensoren des Minkowski-Raumes zu schreiben sind.

Die Lorentz-Transformationen brechen den der Newtonschen Mechanik zugrunde liegenden absoluten Charakter der Zeit. Während die Zeit in der Newtonschen Mechanik nur formal neben den Raumkoordinaten steht, wird sie in der s.n R. in die Transformationen einbezogen. Die s. R. ist damit eine Theorie der Raum-Zeit-Welt und ihres Einflusses auf die Bewegung der Körper und Felder, die aber ihrerseits nach der s.n R. die Raum-Zeit nicht beeinflußt; die Struktur der Raum-Zeit ist unabhängig davon. Erst die → allgemeine Relativitätstheorie zeigt, wie auf Grund des → Äquivalenzprinzips von schwerer und träger Masse auch die Struktur der Raum-Zeit von der Bewegung der Körper und Felder bestimmt wird. Weitergehende Vorstellungen versuchen, die Materie überhaupt als Ausdruck geometrischer Strukturen darzustellen (→ Geometrodynamik).

Die aus der Unabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit vom Bewegungszustand des Beobachters, genauer aus der Invarianz des Wellenoperators, folgende Transformation der Bewegungssysteme nach Lorentz hat kinematische und dynamische Konsequenzen. Der entscheidende Unterschied zwischen der speziell-relativistischen und der Newtonschen Kinematik liegt in der Transformation aus einem Inertialsystem Σ_1 in ein anderes Σ_2, das sich gegen das erste mit konstanter Geschwindigkeit $v < c$ und Orientierung bewegt. Bei Bewegung längs der x-Achse lautet die Transformation:

in Newtonscher Mechanik spezielle Galilei-Transformation	in der s.n R. spezielle Lorentz-Transformation
$x_2 = x_1 - vt_1,$	$x_2 = \dfrac{x_1 - vt_1}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}},$
$t_2 = t_1,$	$ct_2 = \dfrac{ct_1 - \dfrac{v}{c}x_1}{\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}.$

(1)

Während in der Newtonschen Mechanik die Feststellung der Gleichzeitigkeit zweier Ereignisse vom Beobachter unabhängig ist (für zwei

Ereignisse A und B folgt aus $t_{1A} = t_{1B}$ immer $t_{2A} = t_{2B}$), ist diese Feststellung in der s.n R. vom Bewegungszustand des Beobachters abhängig (→ Relativität der Gleichzeitigkeit). Die Relativgeschwindigkeit zweier Inertialsysteme, gemessen in einem der beiden, ist immer kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c. Ein als Bewegungssystem einsetzbarer Körper kann sich nur mit Unterlichtgeschwindigkeit bewegen. Wenn ein Kausalitätsprinzip in der Form gilt, daß die zeitliche Reihenfolge von Ursache und Wirkung vom Beobachter unabhängig ist, kann geschlossen werden, daß die Geschwindigkeit jedes beliebigen Teilchens oder Signals kleiner oder gleich c sein muß.

Die Lorentz-Transformationen sind durch die Invarianz des Wellenoperators (d'Alembertscher Operator)

$$\Box = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

festgelegt. Sie lassen auch den Ausdruck $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2\,dt^2$ in der Form unverändert (forminvariant). Die quadratische Form ds^2 ist das Linienelement eines pseudoeuklidischen vierdimensionalen Raumes (→ Minkowski-Raum). Die Trigonometrie in diesem Raum ist die Kinematik der s.n R.

Bei Verwendung der Einsteinschen → Summationskonvention lautet das Linienelement $ds^2 = \eta_{\mu\nu}\,dx^\mu\,dx^\nu$ mit $x^4 = ct$ und dem Minkowski-Symbol $\eta_{\mu\nu}$. Die Bewegung eines Massepunktes wird durch eine Kurve im Minkowski-Raum (→ Weltlinie) dargestellt:

$x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ schreibt man in Parameterform $x^\mu = x^\mu(\lambda)$, $\mu = 1, 2, 3, 4$ oder — vor allem in der allgemeinen R. — $\mu = 0, 1, 2, 3$, wobei die Indizes 1, 2, 3 stets den räumlichen Koordinaten entsprechen. Diese Weltlinie ist → zeitartig. Durch Betrachtung des momentanen → Ruhsystems an einem beliebigen Punkt dieser Weltlinie ergibt sich das Differential der → Eigenzeit τ des Massepunktes $d\tau = \frac{1}{c}\sqrt{-ds^2}$. Die Eigenzeit einer zeitartigen Weltlinie entspricht der Bogenlänge einer Kurve im euklidischen Raum. Das Eigenzeitelement

$$d\tau^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2}(dx^2 + dy^2 + dz^2) = dt^2\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \tag{2}$$

ist ein invarianter Ausdruck. An dieser Formel ist zu sehen, daß die Änderung der Eigenzeit immer kleiner als die Änderung der Zeitkoordinate eines inertialen Beobachters ist. Die Zeit auf einem bewegten Körper scheint langsamer zu vergehen als im inertialen Bezugssystem (→ Zeitdilatation).

Ein analoger Effekt ist die → Längenkontraktion. Die Länge L eines Stabes im Ruhsystem ist größer als die Länge l desselben Stabes, die in einem System gemessen wird, gegen das sich der Stab in Längsrichtung mit der Geschwindigkeit v bewegt: $l = L\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Die Zusammensetzung zweier spezieller Lorentz-Transformationen der Form (1) ergibt wieder eine Transformation dieser Form mit der Geschwindigkeit $v_{12} = (v_1 + v_2)\left(1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}\right)^{-1}$ (Einsteinsches → Additionstheorem der Geschwindigkeiten). Dieses Additionstheorem unterstreicht die Widerspruchsfreiheit der aus den Lorentz-Transformationen folgenden Feststellung, daß die Relativgeschwindigkeit zweier Bezugssysteme bzw. die Geschwindigkeit eines makroskopischen Körpers immer kleiner ist als die Vakuumgeschwindigkeit c: Aus $v_1 \leqq c$ und $v_2 \leqq c$ folgt $v_{12} \leqq c$.

Die Zusammenlegung zweier Relativbewegungen mit Unterlichtgeschwindigkeit liefert wieder eine Relativbewegung mit $v \leqq c$.

Der relativistische Geschwindigkeitsvektor (→ Vierergeschwindigkeit) ist der Vierervektor

$$u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\left\{\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt}, c\right\}$$

Der Ausdruck $\frac{dx^\mu}{dt}$ dagegen ist kein Vektor, da dt kein Skalar ist.

Die dynamischen Konsequenzen der s.n R. entspringen der Anpassung der Newtonschen Axiome an die Invarianz gegen die Lorentz-Gruppe. Diese Anpassung ist im Artikel Viererimpuls behandelt. Sie führt zur Abhängigkeit der trägen Masse eines Teilchens von seiner Geschwindigkeit entsprechend

$$m = m_0/\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

mit m_0 als der Ruhmasse (→ Masseveränderlichkeit) sowie zu dem allgemeinen Zusammenhang $E = mc^2$ zwischen Energie und träger Masse (→ Trägheit der Energie). Speziell bestimmt $E_0 = m_0 c^2$ die Ruhmasse eines Körpers seinen (inneren) Energieinhalt, während das Anwachsen der Masse m mit der Geschwindigkeit als Folge der wachsenden kinetischen Energie des bewegten Körpers erscheint.

Während Impuls und Energie zu dem Vierervektor $p^\mu = \{p_x, p_y, p_z, E/c\}$ des Viererimpulses zusammengefaßt werden, wird der Drehimpuls in der s.n R. zu einem antisymmetrischen Tensor, der sich nicht mehr wie in der Newtonschen Mechanik durch einen Vektor darstellen läßt. Für ein System von N Massepunkten hat er die Form

$$L^{\mu\nu} = \sum_{A=1}^{N} (x^\mu p^\nu - x^\nu p^\mu)_A .$$

So wie im relativistischen Erhaltungssatz des Viererimpulses Impuls- und Energiesatz zusammengefaßt werden, faßt der relativistische Drehimpulserhaltungssatz den üblichen Drehimpulserhaltungssatz und den Schwerpunktsatz zusammen.

Die Elektrodynamik ist schon in den Maxwellschen Gleichungen implizit relativistisch invariant. Die Feldgleichungen enthalten über die Darstellung der Feldstärken durch das Viererpotential die Wellengleichung, als deren Invarianzgruppe gerade die Lorentz-Gruppe gefunden wurde. Allgemein stützen sich alle anderen Feldtheorien zur Sicherung der Lorentz-Invarianz in irgendeiner Form auf die Wellengleichung. Die explizit relativistisch invariante Formulierung der Elektrodynamik (→ Relativitätselektrodynamik) führt zu neuen Einsichten in das Transformationsverhalten der elektromagnetischen Feldgrößen selbst. Obgleich das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, auf das sich die s. R. stützt, histo-

risch mit dem → Michelson-Versuch nahegelegt wurde, ist es inzwischen völlig unabhängig von der detaillierten Deutung dieses Versuchs geworden. Die relativistische Massenveränderlichkeit ist bei Anwendung des Impulssatzes auf hochenergetische Streu- und Stoßprozesse bei außerordentlich hohen Geschwindigkeiten getestet worden, und ohne die Gültigkeit von $m = m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ würde keiner der existierenden Teilchenbeschleuniger arbeiten. Ebenso ist die Trägheit der Energie nach der Einsteinschen Formel außer Zweifel. Die Zeitdilatation kann an der Reichweite der μ-Mesonen der kosmischen Strahlung schon qualitativ gesehen werden. Für diese Mesonen ist der Dilatationsfaktor $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0{,}02$. Im Labor konnte der Dilatationsfaktor an K- und π-Mesonen quantitativ mit 5% Genauigkeit nachgeprüft werden. Die speziell-relativistische Mechanik ist als Ganzes bestätigt. Die Folgen der Lorentz-Invarianz sind in der Theorie der Elementarteilchen von wesentlicher Bedeutung (→ *CPT*-Theorem, → Antiteilchen, → Dirac-Gleichung).

Geschichtliches. 1873 stellte Maxwell die nach ihm benannten Maxwellschen Gleichungen auf. 1881 wurde erstmals der Michelson-Versuch ausgeführt. 1895 entstand die Hypothese der Längenkontraktion. Lorentz fand 1904 die nach ihm benannten Transformationen. Poincaré formulierte das Relativitätsprinzip. 1905 verband Einstein beides und leitete daraus $E = mc^2$ ab. Minkowski formulierte 1909 die Raum-Zeit als vierdimensionalen pseudoeuklidischen Raum. 1932 fand Anderson das erste Antiteilchen (Positron) nach Vorhersage von Dirac.

Lit. A. Einstein: Grundzüge der Relativitätstheorie (4. Aufl. Braunschweig 1965); Einstein: Über spezielle und allgemeine Relativitätstheorie (21. Aufl. Berlin, Braunschweig, Oxford 1969); Landau u. Rumer: Was ist die Relativitätstheorie? (dtsch Leipzig 1962); von Laue: Die Relativitätstheorie, 2 Bde (Braunschweig 1957); Papapetrou: Spezielle Relativitätstheorie (Berlin 1957); Schmutzer: Relativistische Physik (Leipzig 1968).

speziell relativistische Feldtheorie, → Relativitätselektrodynamik, → Geometrodynamik.

spezifische Ausstrahlung, → Strahlungsgrößen.

spezifische Heizleistung, bei Elektronenröhren mit Glühemission die je Flächeneinheit der Katode notwendige Leistung zur Aufrechterhaltung der Arbeitstemperatur. Die notwendige s. H. hängt sehr von der Art der Heizung, den Strahlungseigenschaften der Katode und von der Wärmeableitung durch das Röhrensystem ab. Sie beträgt bei direkter Heizung 1,0···3,5 W/cm² und bei indirekter Heizung 2,0···4,0 W/cm².

spezifische Ionisation, → Ionisation, → ionisierende Strahlung 2.2).

spezifische Ladung, → Ladung.

spezifische Lichtausstrahlung, → photometrische Größen und Einheiten.

spezifische Masse, svw. Dichte.

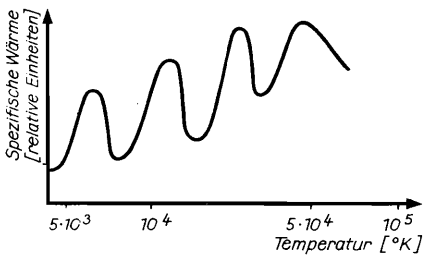
spezifischer Impuls, → Raketentriebwerk.

spezifisches Gewicht, svw. Wichte.

spezifische Wärmekapazität, c, die auf die Masse eines Körpers oder auf das Volumen bezogene → Wärmekapazität C. Die auf die Masse bezogene s. W. hat die Dimension kcal/kg K bzw. Joule/kg K. Die volumenbezogene s. W. unterscheidet sich von der massebezogenen um einen Faktor, die Massedichte.

Bei theoretischen Überlegungen werden häufig die *Molwärmen* C_{mol} benutzt, das sind auf die Teilchenzahl bezogene Wärmekapazitäten. Ein Mol eines Gases enthält unabhängig von der Substanz stets dieselbe Anzahl von Molekülen, die durch die Loschmidtsche Zahl N_L gegeben ist. Die Molwärme gibt deshalb die s. W. von N_L Molekülen an.

Die s. W. eines Plasmas (d. i. die Energie, die einem Gramm eines Plasmas zugeführt werden muß, um seine Temperatur um 1 K zu erhöhen) hängt in anderer Weise von der Temperatur ab als die fester, flüssiger oder gasförmiger Stoffe. Sie steigt bei den Temperaturen sehr stark an, bei denen ein großer Teil der zugeführten Energie in Ionisationsprozessen verbraucht wird. Verstärkt wird dieser Effekt noch dadurch, daß sich durch das Aufspalten der Atome oder Moleküle in Elektronen und Ionen die Anzahl der Teilchen stark vergrößert. Der Verlauf der s.n W. eines Plasmas zeigt deshalb eine Folge von Maxima, die in richtiger Reihenfolge das Auftreten einfacher, doppelter, dreifacher usw. Ionisation ausweisen (Abb.).



Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität eines isothermischen Plasmas (qualitativ)

Über die s. W. eines Supraleiters → Thermodynamik 6).

sphärische Aberration, → Abbildungsfehler 1).

sphärische Fläche, eine kugelförmige Fläche. S. F.n sind der wichtigste Flächentyp für brechende oder reflektierende Flächen an Linsen oder Spiegeln wegen der genauen und rationellen Herstellbarkeit.

sphärische Korrektion, das Beheben des Öffnungsfehlers optischer Systeme durch Kombinieren und/oder geeignete Form von Linsen, → Abbildungsfehler 1).

sphärisches Pendel, → Pendel.

sphärische Welle, → Welle.

sphärische Welt, → Weltradius.

Spiculen, → Sonne.

Spiegel, ein Körper, dessen glatte, regelmäßige, polierte Oberfläche das Licht möglichst vollkommen und regulär reflektiert (→ Reflexion). Nach der Form unterscheidet man zwischen ebenen und gewölbten S.n und nach der Lage der spiegelnden Fläche zwischen Oberflächen- und Rückflächenspiegeln. Als Spiegelflächen benutzt man Metallflächen, die meist aus Aluminium oder Silber bestehen und auf der Vorder- oder Rückseite eines Glaskörpers als dünne Schicht durch chemische Versilberung oder Aufdampfung aufgebracht werden. Seltener verwendet man polierte Metallflächen direkt als S. Die reguläre Reflexion ist um so vollkommener, je glatter die spiegelnde Oberfläche ist.

1) Der *ebene S.* oder *Planspiegel* erzeugt von einem leuchtenden Gegenstand ein virtuelles

Bild (Spiegelbild), welches genauso weit hinter der Spiegelebene liegt wie der Gegenstand vor dem S. und das ebenso groß ist wie der Gegenstand selbst. Das Bild ist aufrecht, jedoch seitenverkehrt. Bild und Gegenstand sind bezüglich der Spiegelebene symmetrisch (Spiegelsymmetrie). Bei einem glatten ebenen S. ist das Bild völlig frei von Abbildungsfehlern.

Ein seitenrichtiges Bild kann man mit einem *Winkelspiegel* erhalten, der aus zwei ebenen S.n besteht, die einen Winkel von 90° miteinander bilden. Bei einem solchen entstehen von einem Gegenstand zunächst zwei Spiegelbilder B_1 und B_2, die aber nochmals gespiegelt werden und dabei die in ein Bild zusammenfallenden Bilder $B_1' = B_2'$ ergeben. Dieses Bild ist infolge der doppelten Spiegelung seitenrichtig.

2) Der *gewölbte S.* wird meist durch ein Stück einer Kugelfläche gebildet (*sphärischer S.*). Ist die hohle Fläche dem Licht zugekehrt, spricht man von einem Hohlspiegel; ist die erhaben gewölbte Fläche dem Licht zugekehrt, spricht man von einem Wölbspiegel. Alle sphärischen S. haben einen Krümmungsmittelpunkt M und einen Scheitel S, den Mittelpunkt der Spiegelfläche. Die Verbindungslinie MS bezeichnet man als Hauptachse.

a) Ein *Hohlspiegel* (*Konkav-, Sammelspiegel*) vereinigt parallel zur Hauptachse einfallende Strahlen im Brennpunkt F. Den Abstand des Brennpunktes vom Scheitel S bezeichnet man als Brennweite f; sie ist beim sphärischen Hohlspiegel gleich dem halben Krümmungsradius r. Mit einem Hohlspiegel kann man reelle und virtuelle Bilder erzeugen. Zwischen der Gegenstandsweite g (Entfernung des Gegenstandes vom Scheitel), der Bildweite b (Entfernung des Bildes vom Scheitel) und der Brennweite f besteht die Beziehung $1/g + 1/b = 1/f = 2/r$ (*Abbildungsgleichung des Hohlspiegels*). Danach entstehen reelle Bilder, wenn $g > f$ ist; virtuelle Bilder entstehen, wenn $g < f$ ist. Im letzteren Falle wird b negativ. Die reellen Bilder sind verkleinert oder vergrößert, je nachdem, ob $g > r$ oder $f < g < r$ ist, aber in jedem Falle umgekehrt. Die virtuellen Bilder dagegen sind vergrößert und aufrecht.

Die Abbildungsgleichung für Hohlspiegel ist nur für achsennahe Strahlen richtig, d. h., die Abbildung mit einem größeren sphärischen Hohlspiegel ist nur bei Ausblendung der Randstrahlen annähernd fehlerfrei. Um bei größeren Konkavspiegeln Abweichungsfreiheit für alle Strahlen zu erhalten, muß man *parabolische S.* (*Parabolspiegel*) verwenden. Diese entstehen durch Rotation einer Parabel $y^2 = 2px$, ihre Brennweite beträgt $f = p/2$. Beim Parabolspiegel wird ein von einem Punkt der Achse ausgehendes Strahlenbündel beliebigen Öffnungswinkels genau wieder in einem Punkt der Achse gesammelt. Die Fehlerfreiheit der Abbildung gilt jedoch streng nur für die Punkte der Achse. Anwendung z. B. als Scheinwerferspiegel.

b) Bei einem *Wölbspiegel* (*Konvex-, Zerstreuungsspiegel*) ist die Brennweite negativ zu rechnen, d. h., parallel zur Hauptachse einfallende Strahlen werden in der Weise reflektiert, daß sie von einem Punkt F hinter dem S. herzukommen scheinen: $SF = MS/2 = r/2$. Der Wölbspiegel dient zur Erzeugung verkleinerter virtueller Bilder (z. B. als Autorückspiegel).

Spiegelapparat, → Lichtstrommessung.

Spiegelbewegung, svw. Bounce-Bewegung.

Spiegelebene, 1) das aus einer → Spiegelung an einer Ebene als erzeugende Symmetrieoperation entstehende Symmetrieelement (→ Symmetrie). 2) Ebene mit folgender Eigenschaft: Spiegelung an dieser Ebene ist Symmetrieoperation des betrachteten Körpers.

Spiegelfrequenz, → Mischung 2).

Spiegelgalvanometer, → Galvanometer.

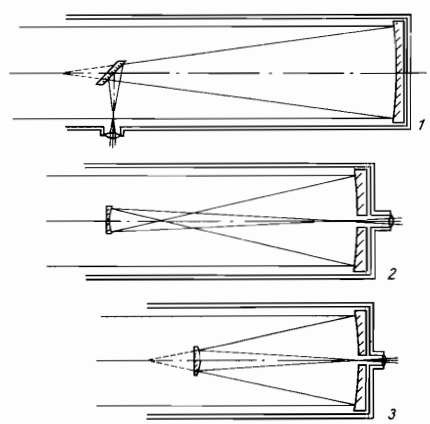
Spiegelkerne, isobare Kerne, die durch Vertauschung von Protonen- und Neutronenzahl ineinander übergehen. *S. erster Ordnung* haben eine gleiche Anzahl n-p-Paare und ein unpaariges Neutron oder Proton, z. B. $^3_1$H und $^3_2$He, $^7_3$Li und $^7_4$Be, $^{13}_7$N und $^{15}_8$O. *S. zweiter Ordnung* haben eine gleiche Anzahl p-n-Paare und zwei überschüssige Protonen bzw. Neutronen, z. B. $^{14}_6$C und $^{14}_8$O. S. stimmen bis zu mittleren Anregungsenergien in ihren Energieniveaus und Quantenzahlen gut überein. Diese Symmetrie ist ein Beweis für die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte. Die Bindungsenergien von S.n unterscheiden sich nur um den Anteil der Coulomb-Energie.

Spiegelkondensor, → Kondensor.

Spiegelladung, → Spiegelung 3).

Spiegelobjektiv, → Objektiv.

Spiegelteleskop, *Reflektor*, ein → Fernrohr, dessen Objektiv ein Hohlspiegel oder ein Spiegelsystem ist. Sie haben gegenüber anderen Fernrohren den Vorteil, daß der optische Korrektionszustand frei von chromatischer Aberration ist. Außerdem lassen sich Fernrohre mit Objektivdurchmessern größer als 1 m nicht mehr mit Linsenobjekten herstellen, so daß man auf S.e angewiesen ist. Die wesentlichen Typen sind die S.e nach Newton, nach Gregory und nach Cassegrain (Abb.). Das *S. nach Newton* hat einen



1 Spiegelteleskop nach Newton, *2* Spiegelteleskop nach Gregory, *3* Spiegelteleskop nach Cassegrain

45°-Spiegel kurz vor der Brennebene des Hauptspiegels oder ein 45°-Prisma. Damit wird der Strahlengang zum Okular umgelenkt. Das *S. nach Gregory* hat einen konkaven elliptischen Fangspiegel. In dessen einem Brennpunkt befindet sich die erste reelle Zwischenabbildung durch den Hauptspiegel. Im zweiten Brennpunkt

des Fangspiegels entsteht in der Nähe der Hauptspiegeldurchbohrung das zweite Zwischenbild, das mit einem normalen Linsenokular betrachtet werden kann. Somit liefert das Gregory-S. ein seitenrichtiges aufrechtes Bild. Beim *S. nach Cassegrain* ist der Fangspiegel konvexhyperbolisch. Einer seiner Brennpunkte fällt mit dem Brennpunkt des Hauptspiegels zusammen. In seinem anderen Brennpunkt, der sich in der Nähe der Zentralbohrung des Hauptspiegels befindet, ist das Zwischenbild. Es wird mit einem Linsenokular betrachtet.

Die großen S.e für astronomische Zwecke sind so konstruiert, daß sie durch Auswechseln der Fangsysteme in mehreren der obengenannten Strahlengänge verwendet werden können. Die größten S.e sind das azimutal justierte S. von Selentschukskaja im Kaukasus (UdSSR) mit einem Spiegeldurchmesser von 6 m und das Hale-Teleskop auf dem Mt. Palomar (USA) mit einem Spiegeldurchmesser von 5 m. Der 2-m-Spiegel des Karl-Schwarzschild-Observatoriums bei Jena kann mit einer Korrektionsplatte von 1,34 m als größter Schmidt-Spiegel verwendet werden.

Spiegelung, 1) Kristallographie: 1) *S. an einer Ebene*, der Spiegelebene, a) die Raumbewegung (→ Symmetrie), die jedem auf einer Seite der Ebene liegenden Punkt des Raumes einen auf der anderen Seite der Ebene gelegenen Punkt mit derselben Normalprojektion auf diese Ebene und mit demselben Abstand von dieser Ebene zuordnet; b) eine Deckoperation oder Symmetrieoperation, die dieser Raumbewegung entspricht. Die S. führt zur Invarianz der das System beschreibenden Gleichung gegenüber der Paritätsoperation (→ Parität).

2) *S. an einem Punkt*, svw. Inversion.

2) Optik: die gerichtete → Reflexion des Lichtes an glatten, regelmäßigen, polierten Oberflächen.

3) *elektrische S.*, Lösungsmethode für das Feld einer (Punkt-)Ladung in einem bestimmten Abstand von einer leitenden Ebene mit konstantem Potential, die darauf beruht, daß im Kraftfeld zweier gleich großer Ladungen mit entgegengesetzten Vorzeichen die auf der Verbindungsgeraden senkrecht stehende Halbierungsebene eine Äquipotentialfläche mit dem Potentialwert Null ist. Die Ladung Q wird geometrisch an der leitenden Ebene gespiegelt. An die Stelle des Spiegelbildes muß die Ladung $-Q$, die *Spiegelladung*, gesetzt werden, und das Feld zwischen den Ladungen Q und $-Q$ wird durch die leitende Ebene nicht beeinflußt, wie wenn der Raum zwischen den Ladungen leer wäre. Da das Feld zweier entgegengesetzter Punktladungen bekannt ist, kann auf das Feld vor der leitenden Ebene geschlossen werden, denn es stimmt außerhalb der leitenden Ebene mit dem gesuchten Feld überein. Durch dieses *Spiegelungsprinzip* wird das Feld erhalten, in dem eine Elektrodenfläche mit einer Äquipotentialfläche identisch ist. Allgemein kann die elektrische S. durchgeführt werden, wenn eine Ladung Q und eine leitende beliebige Fläche gegeben sind. Ort und Größe der Spiegelladung müssen dann so ermittelt werden, daß das Potential auf der Fläche einen konstanten Wert, z. B. Null, annimmt. So sucht man z. B. bei S. an einem Zylinder den Ort jener (Linien-)Ladung, die im Zusammenwirken mit der gegebenen äußeren Ladung die leitende Zylinderoberfläche auf ein konstantes Potential bringt. Gegebenenfalls gelangt man mit Hilfe mehrmaliger S.en zum Ziel.

Lit. Simonyi: Grundgesetze des elektromagnetischen Feldes (Berlin 1963).

Spiegelungsprinzip, → Spiegelung 3).

Spieltheorie, die Theorie, die optimale Steuerung eines Systems dann zu finden, wenn zwei oder mehrere Steuereinrichtungen wie konkurrierende Spieler mit entgegengesetzten Interessen Konfliktsituationen hervorrufen. Man erhält ein Modell, wenn ein durch die Modellgleichungen $\mathrm{d}z/\mathrm{d}t = f(z, u, v)$ beschriebenes stetiges System z. B. außer vom Zustandsvektor $z = (z_1, z_2, \ldots, z_n)$ von den Steuervektoren $u = (u_1, u_2, \ldots, u_m)$ und $v = (v_1, v_2, \ldots, v_m)$ zweier Partner abhängt. Bei seinem Übergang von einem Anfangszustand $z(t_1)$ in einen Endzustand $z(t_2)$ werden die Kosten des Übergangs durch eine Kostenfunktion $x(t) = \int_{t_1}^{t} f_0(z(t'), u(t'), v(t'))\,\mathrm{d}t'$ bewertet. Dabei wird angenommen, daß der Spieler u maximale Kosten und der Spieler v minimale Kosten anstrebt. Als klügste Strategie wird diejenige angesehen, bei der beide Spieler auf sicher gehen, indem Spieler u versucht, möglichst große minimale Kosten zu erreichen, der Spieler v aber möglichst kleine maximale Kosten. Man spricht von einer *Minimax-Strategie*, für die sich einander widersprechende Güteforderungen ergeben:

$$\min_{v} \int_{t_1}^{t_2} f_0(z(t'), u(t'), v(t'))\,\mathrm{d}t' \Rightarrow \max.!$$

$$\text{und } \max_{u} \int_{t_1}^{t_2} f_0(z(t'), u(t'), v(t'))\,\mathrm{d}t' \Rightarrow \min.!$$

Im Kampf der Widersprüche stellt sich ein *Kompromißkriterium* heraus als Maß für das Gleichgewicht der Kräfte durch die Bedingung

$$\min_{v} \max_{u} \int_{t_1}^{t_2} f_0(z(t'), u(t'), v(t'))\,\mathrm{d}t' = \max_{u} \min_{v} \int_{t_1}^{t_2} f_0(z(t'), u(t'), v(t'))\,\mathrm{d}t'.$$

Diese Größe nennt man *Wert des Spiels*. Ist die Problematik in der formulierten Weise lösbar, so nennt man die optimalen Steuerungen $u(t)$ und $v(t)$ *reine Strategien*.

Bei Nichtlösbarkeit müssen die Spieler *stochastische* oder *gemischte Strategien* wählen und das Erreichen der genannten Beziehung im statistischen Mittel anstreben. Von großer Bedeutung für die S. und insbesondere für die Linearprogrammierung ist die von J. v. Neumann entwickelte *Theorie der Rechteckspiele*, die der Ausgangspunkt der Entwicklung der S. war. Für das Fingerknobeln z. B. lautet die Problematik der Rechteckspiele: Beide Spieler u und v zeigen unabhängig voneinander 1 oder 2 Finger hoch und geben zugleich ihre Prognose über die Summe der hochgehaltenen Finger bekannt. Bei richtiger Prognose eines der beiden Spieler erhält er vom anderen die betreffende Summe ausgezahlt; haben beide Spieler eine richtige oder beide eine falsche Prognose gestellt, so wird nichts ausgezahlt. Für die Gewinnmöglichkeiten von u erhält man die Zahlungstabelle, wenn (z, s) für jeden Spieler die von ihm gezeigte Anzahl z

und die vermutete Summe s angibt und Gewinne für u positiv sind:

u	v	v_1 (1,2)	v_2 (1,3)	v_3 (2,3)	v_4 (2,4)
u_1	(1,2)	0	2	−3	0
u_2	(1,3)	−2	0	0	3
u_3	(2,3)	3	0	0	−4
u_4	(2,4)	0	−3	4	0

Reine Strategien gibt es hier nicht, weil die durch die Kostentabelle beschriebene diskontinuierliche Funktion in den Veränderlichen z_i und s_j keinen Sattelpunkt hat. Die Spieler müssen deshalb nach einer gemischten Strategie spielen, indem sie ihre reinen Strategien nach bestimmten Wahrscheinlichkeiten wechseln. Optimale gemischte Strategien beider Spieler sind

u_1	u_2	u_3	u_4	und	v_1	v_2	v_3	v_4.
0	3/5	2/5	0		0	3/5	2/5	0

Sie sichern in diesem Fall eine mittlere Spielsumme 0.

Der Übergang zu gemischten Strategien ist dadurch gerechtfertigt, daß in den Wahrscheinlichkeitsvariablen p_i und q_j für die gemischte Strategie beider Spieler die Mittelwertsfläche $M(p, q) = \sum_{ij} a_{ij} p_i q_j$ mit Sicherheit Sattelpunkte hat.

Spin, *Eigendrehimpuls, Spinmoment,* $\vec{s}$, Drehimpuls von Elementarteilchen, Atomen und deren Kernen (*Kernspin*), der nicht auf eine Bahnbewegung zurückgeführt werden kann. Der S. ist eine innere Eigenschaft der Materie (→ Quantenzahl). Er kann wie der gewöhnliche Drehimpuls in der Quantenphysik nicht beliebige Werte annehmen, sondern ist gequantelt; der Maximalwert $s\hbar = sh/2\pi$ hängt vom Planckschen Wirkungsquantum h und der Spinquantenzahl s ab, die ganze oder halbzahlige Werte annehmen kann: $s = 0, {}^1/_2, 1, {}^3/_2, \ldots$

Der quantenmechanische *Spinoperator* $\hat{s}$ genügt den gleichen Vertauschungsregeln wie der Operator des Bahndrehimpulses. Sein Quadrat $\hat{s}^2$ und seine z-Komponente $\hat{s}_z$ können gleichzeitig gemessen werden; sie haben (in Einheiten von $\hbar^2$ bzw. $\hbar$) die Eigenwerte $s(s + 1)$ bzw. s_z, wobei s_z insgesamt $2s + 1$ Werte, nämlich $-s$, $-s + 1, \ldots, s - 1, s$, annimmt.

Die Darstellungen des Spinoperators zu halbzahligen Werten von s entsprechen den Spindarstellungen, den zweideutigen Darstellungen der Drehgruppe; die zugehörigen Eigenfunktionen heißen Spinoren. Die Darstellungen zu ganzzahligem s entsprechen den Tensordarstellungen, den eindeutigen Darstellungen der Drehgruppe; die zugehörigen Eigenfunktionen heißen Tensoren. Die Dimension der Darstellungen D_s ist $2s + 1$; für $s = {}^1/_2$ (z. B. Elektronen) bilden die *Paulischen Spinmatrizen* (*Pauli-Matrizen, Spinmatrizen*) σ_i eine Darstellung:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

genügen den Relationen $[\sigma_i, \sigma_j] = i\sigma_k$, wobei $(ijk) = (123), (231)$ bzw. (312) sein kann.

Die Wellenfunktion des Elektrons muß gegenüber der eines spinlosen Teilchens, d. h. eines skalaren Teilchens, durch eine zusätzliche *Spinkoordinate* s mit den zwei möglichen Werten $s_z = +{}^1/_2$ und $s_z = -{}^1/_2$ ergänzt werden. Dies kann durch Multiplikation des rein ortsabhängigen Anteils $\varphi(\vec{r})$ mit der *Spinwellenfunktion* (auch *Spinfunktion* genannt) $\chi(s)$ erfolgen: $\psi(\vec{r}, s) = \varphi(\vec{r}) \cdot \chi(s)$, wobei $\chi(s)$ als zweikomponentiger Spaltenvektor geschrieben werden kann. Die zugehörigen *Spineigenfunktionen* sind die Eigenfunktionen $\alpha(s)$ und $\beta(s)$ mit $\sigma^2\alpha(s) = \frac{3}{4}\alpha(s)$, $\sigma_3\alpha(s) = +\frac{1}{2}\alpha(s)$ bzw. $\sigma^2\beta(s) = \frac{3}{4}\beta(s)$, $\sigma_3\beta(s) = -\frac{1}{2}\beta(s)$, wobei $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2$ ist; sie können durch die Spaltenvektoren $\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ bzw. $\beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ repräsentiert werden, d. h., allgemein ist $\chi(s) = a\alpha + b\beta$ mit beliebigen Koeffizienten a, b.

Entsprechendes gilt auch für Teilchen mit $s > {}^1/_2$. Da aus den Darstellungen mit $s = {}^1/_2$ alle anderen Darstellungen mit $s > {}^1/_2$ aufgebaut werden können, spielen Teilchen vom S. ${}^1/_2$ eine grundlegende Rolle in der Theorie der Elementarteilchen (→ Heisenbergsche Theorie der Urmaterie, → Quarkmodell). Die Darstellungen für höhere S.s können ebenfalls als Matrizen geschrieben werden, und zwar mit $2s + 1$ Spalten und Reihen.

Zwischen dem S. und der Statistik der Elementarteilchen besteht ein merkwürdiger Zusammenhang: Teilchen mit halbzahligem S., z. B. Elektronen, Protonen und Neutronen, unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik und dem Pauli-Prinzip, sie heißen Fermionen; Teilchen mit ganzzahligem S., z. B. Photonen, Mesonen und α-Teilchen, genügen der Bose-Einstein-Statistik und unterliegen nicht dem Pauli-Prinzip, sie heißen Bosonen.

Der S. wurde 1925 von Goudsmit und Uhlenbeck hypothetisch für das Elektron zur Erklärung der Feinstruktur der Spektrallinien eingeführt und 1927 von Stern und Gerlach nachgewiesen (→ Stern-Gerlach-Versuch); später wurde er von Dirac als notwendige Folge der relativistischen Quantentheorie erkannt (→ Dirac-Gleichung). Allgemeiner werden Teilchen mit S. durch relativistisch invariante Wellengleichungen beschrieben, deren Lösungen Darstellungen der Poincaré-Gruppe sind; die dem S. zugeordnete Invariante bezüglich der Poincaré-Gruppe ist das Quadrat $W^2 = -ms(s + 1)$ des Pauli-Lubanski-Vektors W_μ.

Auf dem S. beruhen das magnetische Moment der Teilchen, die Feinstruktur der Spektrallinien, der Ferromagnetismus u. a. Ein direkter makroskopischer Nachweis des S.s über den Ferromagnetismus ist der Einstein-de-Haas-Effekt (→ Barnett-Effekt).

Spinabsättigung, → Valenzstruktur-Methode.

Spinaustauschstöße, Bezeichnung für Stöße zwischen paramagnetischen Teilchen, die zu einer Änderung der Spinrichtung dieser Teilchen führen. Bei einem Spinaustauschstoß zweier paramagnetischer Atome ändert sich die Richtung des Gesamtdrehimpulses jedes Atoms in der Weise, daß der Drehimpuls des Systems, das aus den beiden zusammenstoßenden Atomen besteht, vor und nach dem Stoß erhalten bleibt.

Bisher konnten durch → optisches Pumpen alle Alkalimetallatome, Quecksilberkerne und Helium-3 polarisiert werden. Für andere Atome, deren Resonanzstrahlung im fernen UV liegt,

ist direktes optisches Pumpen nicht möglich, da die Strahlung in diesem Bereich des Spektrums nicht polarisiert werden kann. Diese Atome können jedoch indirekt durch S. polarisiert werden. Besteht der Dampf in einer Küvette aus einem Gemisch zweier paramagnetischer Atomsorten A und B, z. B. Rubidium und Zäsium, so wird, wenn das System der Atome A polarisiert ist, diese Polarisation auf das System der Atome B durch S. übertragen. Während dieser Stöße werden die Valenzelektronen der zwei zusammenstoßenden Atome ausgetauscht. Jedes Elektron behält seine Spinorientierung bei. Symbolisch kann der Spinaustauschprozeß folgendermaßen geschrieben werden: $A\downarrow + B\uparrow \rightarrow A\uparrow + B\downarrow$. Die Pfeile zeigen hierbei die Orientierung der Spinvektoren der Valenzelektronen an.

Durch S. mit optisch gepumpten Alkalimetallatomen konnten z. B. polarisiert werden: freie Elektronen, ^{1}H, D, T, ^{14}N, ^{15}N, ^{31}P, K, ^{6}Li, ^{7}Li, Cu, Ag, ^{3}He. Die Polarisation des durch Spinaustausch polarisierten Atomsystems B kann über die Polarisation des optisch gepumpten Alkalimetallatomsystems A nachgewiesen werden. Wird z. B. durch Anlegen eines hochfrequenten Magnetfeldes die Polarisation des Systems B zerstört, so wird infolge der S. auch die Polarisation des Systems A einen kleineren Wert annehmen.

Spin-Bahn-Kopplung, svw. Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Spin-Bahn-Wechselwirkung, *Spin-Bahn-Kopplung*, 1) in der Atomhülle: die Erscheinung, daß das magnetische Spinmoment eines Elektrons mit dem im Bezugssystem des Elektrons auf Grund seiner Bewegung entstehenden Magnetfeld in Wechselwirkung tritt. Jedes Elektron der Atomhülle stellt einen magnetischen Dipol dar (Spinmagnetismus) und bewegt sich zunächst in dem vom Atomkern erzeugten Coulomb-Feld. Im Bezugssystem des Elektrons, seine Geschwindigkeit sei $\vec{v}$, herrscht ein Magnetfeld der Feldstärke $\vec{H} = \frac{-1}{\mu_0 c^2}\vec{v} \times \vec{E}$. Hierbei sind $\vec{E}$ die Feldstärke des Coulomb-Feldes, c die Lichtgeschwindigkeit und μ_0 die Induktionskonstante. Die Wechselwirkungsenergie zwischen dem magnetischen Eigenmoment $\vec{m} = e\mu_0 2\vec{s}/2m$ des Elektrons und dem Magnetfeld beträgt

$$E_{\mathrm{SBW}} = -\vec{m}\vec{H} = \frac{e}{2m} 2\vec{s}\left(\frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E}\right) =$$
$$= \frac{1}{2}\left(\frac{e}{mc}\right)^2 \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z}{r^3} 2\vec{s}\vec{l}.$$

Hierbei bedeuten e die Elementarladung, ε_0 die Dielektrizitätskonstante, Z die Kernladungszahl, r den Abstand des Elektrons vom Atomkern, $\vec{s}$ den Spindrehimpuls und $\vec{l}$ den Bahndrehimpuls des Elektrons. Beim Übergang zur Quantenmechanik werden $\vec{l}$ und $\vec{s}$ durch die entsprechenden Operatoren ersetzt. Der Beitrag H_{SBW} der S.-B.-W. zum Hamilton-Operator der Atomhülle hat mit der relativistischen Thomas-Korrektur (Faktor 1/2) die Form:

$$H_{\mathrm{SBW}} = \frac{1}{2}\left(\frac{e}{mc}\right)^2 \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_i \frac{Z_{\mathrm{eff}}(r_i)}{r_i^3} \hat{\vec{s}}_i \hat{\vec{l}}_i.$$

Die Summation erstreckt sich nur über die Außenelektronen, da sich die Beiträge der abgeschlossenen Elektronenuntergruppen kompensieren. $Z_{\mathrm{eff}}(r_i)$ ist eine effektive Kernladungszahl, die die Abschirmung des Coulomb-Feldes durch die Elektronen der abgeschlossenen Schalen berücksichtigt. Auf Grund der S.-B.-W. hat das Energieniveauschema der Atomhülle eine Feinstruktur.

2) im Atomkern: → Kernmodelle, Abschn. Schalenmodell.

Spindelpresse, → Druckschraube.

Spindichtewelle, spezielle Form des Antiferromagnetismus in Metallen, charakteristisch für Chrom und seine Legierungen (→ magnetische Struktur, zykloidale Struktur). Die Periode der S. ist durch die Geometrie der Fermi-Flächen bestimmt und daher im allgemeinen inkommensurabel mit der Gitterperiode.

Spindublett, *relativistisches Dublett*, Multiplett im Energieniveauschema der Atomhülle mit der Multiplizität 2. Im Gegensatz zum → Abschirmungsdublett entsteht das S. durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Elektronen. Die beiden Komponenten des S.s haben gleiche Werte der Hauptquantenzahl n und der Drehimpulsquantenzahl l. Die Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses unterscheiden sich: $j = l \pm 1/2$.

Spin-Echo-Verfahren, → magnetische Kernresonanz.

Spineigenfunktion, → Spin.

Spinelle, 1) S. im engeren Sinne (*Edelspinelle*), schön gefärbte und durchsichtige Minerale der chemischen Zusammensetzung $MgO \cdot Al_2O_3$. Der Strukturtyp dieser S. gehört zum kubischen Kristallsystem. 2) S. im weiteren Sinne, eine Gruppe von Mineralen, die ebenfalls kubisch kristallisieren. Dabei können gegenüber den S.n 1) das Magnesium durch andere zwei-, das Aluminium durch andere dreiwertige Metalle und der Sauerstoff durch andere Anionen der VI. Gruppe des Periodensystems ersetzt sein. In der Elementarzelle der Spinellstruktur stehen den Kationen die Zwischengitterplätze des dichtgepackten Sauerstoffgitters zur Verfügung. Da es zwei kristallographisch ungleichwertige Arten von Zwischengitterplätzen gibt, unterscheiden sich die entsprechenden Untergitter auch in ihren magnetischen Eigenschaften. Dieser Unterschied bedingt unter anderem den Ferrimagnetismus der technisch wichtigen Ferrite.

Spinfunktion, → Spin, → Wellenfunktion.

Spin-Gitter-Relaxation, → paramagnetische Relaxation.

Spin-Hamilton-Operator, → paramagnetische Elektronenresonanz.

Spinkoordinaten, → Spin.

Spinkühlung, eine Methode zur Erzeugung → polarisierter Kerne.

Spinmatrizen, → Spin.

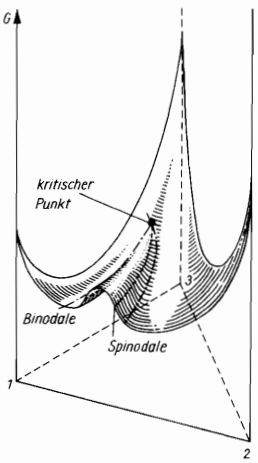
Spinmoment, *magnetisches S.*, Bezeichnung für das magnetische Dipolmoment von Elementarteilchen, z. B. Elektron, Proton, Neutron, das mit deren Spindrehimpuls gekoppelt ist. Der Operator dieses Dipolmoments lautet für das Elektron $\hat{m} = (e\hbar/2m_e)\, g\hat{s}/\hbar$. Hierbei sind $\hat{s}$ der Operator des → Spins, e die Ladung des Elektrons, m_e die Masse des Elektrons, $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, μ_0 die Induktionskonstante und g der g-Faktor. Für das Elektron ist $g = 2$, für das Proton ist $g_p = 5{,}58$ und für

das Neutron ist $g_n = -3{,}83$. Dabei ist die Masse des Elektrons in der Formel durch die Masse des Protons bzw. des Neutrons sowie e durch $|e|$ zu ersetzen. Der Faktor $|e|\hbar/2m_e$ wird als → Bohrsches Magneton bezeichnet. Ersetzt man m_e durch die Masse des Protons, so erhält man das etwa 2000mal kleinere → Kernmagneton.

Das S. wurde erstmals durch den → Stern-Gerlach-Versuch nachgewiesen.

Spinnbarkeit, die Fähigkeit einiger Stoffe, sich zu langen, elastischen Strähnen oder Fasern verfestigen zu lassen.

Spinodalkurven, die Trennungslinien zwischen den Bereichen labiler Zustände und stabiler sowie metastabiler Zustände auf den (Hyper-) Flächen, die die freie Energie F oder die freie Enthalpie G als Funktion der Zusammensetzung, z. B. der Molenbrüche $x_1, x_2, \ldots, x_N$, bei konstanter Temperatur und konstantem Volumen oder Druck darstellen (Abb.). Die S.



Lage der Spinodal- und Binodal-Kurven in der Fläche, welche die freie Enthalpie eines Dreistoffsystems als Funktion der Zusammensetzung darstellt, wenn die Existenz eines Bereichs instabiler Zustände, in dem es zur Bildung zweier koexistierender Phasen kommt, angenommen wird (schematisch)

liegen innerhalb der → Binodalkurven. Im Stabilitätsgebiet ist $\delta^2F(V, x_1, \ldots, x_N) > 0$, im Instabilitätsbereich ist $\delta^2F(V, x_1, \ldots, x_N) < 0$. Auf der Stabilitätsgrenze, d. h. auf der Spinodalkurve ist $\delta^2F = 0$. Analoges gilt für die Funktion G. Die Gleichungen für die S. werden durch die → Gibbsschen Determinanten (1. Art) beschrieben.

Spinoperator, → Spin.

Spinor, zweikomponentige Größe $a = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ mit den Komponenten a_r ($r = 1, 2$), die Element eines zweidimensionalen komplexen Raumes ist und durch ihr Verhalten gegenüber Transformationen mit den Matrizen $U = \begin{pmatrix} \alpha\beta \\ \gamma\delta \end{pmatrix}$ der zweidimensionalen unimodularen Gruppe C_2 bestimmt ist (zweikomponentiger *S. erster Ordnung* oder auch *Elementarspinor* genannt). Die komplexen Zahlen α, β, γ und δ sind die Elemente U_r^s ($r, s = 1, 2$) der Matrix U, für die $\det ||U|| = \alpha\delta - \beta\gamma = 1$ gilt. Der transformierte S. a' hat die Komponenten $a_1' = \alpha a_1 + \beta a_2$ und $a_2' = \gamma a_1 + \delta a_2$, also $a_r' = \sum_{s=1}^{2} U_r^s a_s$. Der zu a konjugiert komplexe S. $\dot{a}$ hat die Komponenten $a_{\dot{r}} = a_r^*$; seine Komponenten transformieren sich gemäß $a_{\dot{r}}' = U^*{}_{\dot{r}}^{\dot{s}} a_{\dot{s}}$, also $a_{\dot{1}}' = \alpha^* a_{\dot{1}} + \beta^* a_{\dot{2}}$ und $a_{\dot{2}}' = \gamma^* a_{\dot{1}} + \delta^* a_{\dot{2}}$, wobei der Stern das Konjugiertkomplexe der Zahlen α, β, γ und δ bezeichnet. Definiert man das Skalarprodukt (a, b) zweier Elementarspinoren durch $(a, b) = a_1b_2 - a_2b_1$ bzw. $(\dot{a}, \dot{b}) = a_{\dot{1}}b_{\dot{2}} - a_{\dot{2}}b_{\dot{1}}$ für die konjugiert komplexen Elementarspinoren, dann ist dieses Skalarprodukt gegenüber den Transformationen aus C_2 invariant, d. h. $(a', b') = (a, b)$ bzw. $(\dot{a}', \dot{b}') = (\dot{a}, \dot{b})$. Führt man außer diesen so definierten, *kovarianten* S.en die *kontravarianten* S.en mit den Komponenten a^r bzw. $a^{\dot{r}}$ vermöge der Definition $a^1 \equiv a_2, a^2 \equiv -a_1$ bzw. $a^{\dot{1}} \equiv a_{\dot{2}}, a^{\dot{2}} \equiv -a_{\dot{1}}$ ein, dann kann das oben eingeführte Skalarprodukt (in Analogie zur Definition des Skalarprodukts für Vektoren) als $(a, b) = a_1b^1 + a_2b^2 = a_rb^r$ und $(\dot{a}, \dot{b}) = a_{\dot{1}}b^{\dot{1}} + a_{\dot{2}}b^{\dot{2}}$ geschrieben werden, wobei über doppelt auftretende ko- und kontravariante Indizes zu summieren ist (Einsteinsche Summenkonvention). Es gilt $(a, b) = -(b, a)$ und daher $(a, a) = 0$. Das Herauf- und Hinunterziehen der Indizes erfolgt mit dem antisymmetrischen Tensor $g_{rs} = g_{\dot{r}\dot{s}} = -g^{rs} = -g^{\dot{r}\dot{s}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ gemäß $a^r = g^{rs}a_s$, $a_r = g_{rs}a^s$, $b^{\dot{r}} = g^{\dot{r}\dot{s}}b_{\dot{s}}$ bzw. $b_{\dot{r}} = g_{\dot{r}\dot{s}}b^{\dot{s}}$.

S.en *höherer Ordnung* (*Stufe*) sind 2^{k+l}-komponentige Größen $S_{r_1 \ldots \dot{r}_k}{}^{\dot{s}_1 \cdots s_l}$, die Elemente eines ebenfalls 2^{k+l}-dimensionalen komplexen Raumes sind und sich wie das (direkte) Produkt $a_{r_1}b_{r_2}\cdots c_{\dot{r}_k}d^{\dot{s}_1}e^{s_2}\cdots f^{s_l}$ von Elementarspinoren a, b, …, c, d, e, …, f transformieren, also gilt $S_{k\cdots\dot{m}\cdots}{}^{h\cdots\dot{n}\cdots} = U_k{}^f \cdots U^*{}_{\dot{m}}{}^g \cdots \hat{U}_l{}^h \cdots \hat{U}^*{}_{\dot{p}}{}^n \cdots S_{f\cdots\dot{g}\cdots}{}^{l\cdots\dot{p}\cdots}$, wobei $\hat{U}_g{}^k$ die Elemente der durch $U_k{}^f\,\hat{U}_g{}^k = \delta_g{}^f$ definierten, zu U inversen Matrix $\hat{U}$ sind.

Die Anzahl $(k + l)$ der Indizes heißt *Ordnung* oder *Stufe* des S.s; ein S. mit nur punktierten oder nur unpunktierten Indizes heißt *reiner S.* — andernfalls *gemischter S.* Der Übergang von einem S. zu dem konjugiert komplexen S. erfolgt durch Ersetzen aller unpunktierten bzw. punktierten Indizes durch punktierte bzw. unpunktierte, z. B. $(S_{r\dot{s}}{}^t)^* = S_{\dot{r}s}{}^{\dot{t}}$. Die Position eines punktierten und eines unpunktierten Index kann vertauscht werden, d. h., es gilt $S_{r\dot{s}} = S_{\dot{s}r}$, da sich die Komponenten mit unterschiedlichem Charakter der Indizes unterschiedlich transformieren.

Die *Rechenregeln* für S.en stimmen daher im wesentlichen mit denen der Tensorrechnung überein; durch die möglichen Punktierungen der Indizes treten aber zusätzliche Regeln auf. Es können nur solche S.en addiert werden, deren Indexbilder genau übereinstimmen. Die *Verjüngung* von S.en geht nur über zwei punktierte oder zwei unpunktierte Indizes, z. B. $S'^{km} = S_n{}^{\dot{n}km}$ oder $S'^{mn\dot{o}} = S_p{}^{pmn\dot{o}}$. Die *Multiplikation* von S.en entspricht der tensoriellen Multiplikation.

Ein sehr wichtiger Zusammenhang zwischen den unimodularen Transformationen und der allgemeinen Lorentz-Transformation ergibt sich, wenn man dem → Vierervektor x mit den Komponenten $(x^1, x^2, x^3, x^4 = ct)$ mit Hilfe der Paulischen Spinmatrizen $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ und der Einheitsmatrix $E = \sigma_4$ die unimodulare

(2, 2)-Matrix $X = \sum_{i=1}^{4} x^i \sigma_i$ mit den Elementen $X_{m\dot{n}} = \begin{pmatrix} x^4 + x^3 & x^1 + ix^2 \\ x^1 - ix^2 & x^4 - x^3 \end{pmatrix}$ zuordnet, die ein gemischter kovarianter S. zu den Koordinaten des Minkowski-Raumes ist; dabei sind x^1, x^2 und x^3 Koordinaten des gewöhnlichen dreidimensionalen Raums und t die Zeitkoordinate. Die aus den Komponenten des obigen S.s gebildete Determinante ist bei unimodularen Transformationen eine Invariante, die gleichzeitig mit dem Abstand im Minkowski-Raum übereinstimmt, der bei Lorentz-Transformationen ebenfalls invariant ist, d. h., es gilt

$$\det ||UXU^\dagger|| = \det ||X|| = x^2 = (x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2 - c^2t^2.$$

Ausgehend davon kann gesagt werden, daß die Gruppe der unimodularen Transformationen homomorph zur eigentlichen Lorentz-Gruppe ist, da jeder Lorentz-Transformation Λ (bis auf das Vorzeichen) eindeutig eine Matrix U zugeordnet werden kann ($\Lambda \longleftrightarrow \pm U$). Weiterhin ergibt die obige Zuordnung die Möglichkeit, jedem Tensor im Minkowski-Raum einen S. zuzuordnen; die Umkehrung ist aber nur für S.en mit geradzahliger Stufe möglich. Da man aus der Umrechnung der Koordinaten des Minkowski-Raumes in Spinorkoordinaten auch die partiellen Ableitungen im Minkowski-Raum durch partielle Ableitungen im Spinorraum ausdrücken kann, besteht die Möglichkeit, jede Tensorgleichung in eine lorentzinvariante Spinorgleichung umzuwandeln:

Dem Differentialoperator $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ im Minkowski-Raum wird der gemischte Spinoroperator $\partial_{r\dot{s}}$ mit

$$\partial_{1\dot{1}} = \partial_3 - i\partial_4, \quad \partial_{1\dot{2}} = \partial_1 - i\partial_2,$$
$$\partial_{2\dot{1}} = \partial_1 + i\partial_2, \quad \partial_{2\dot{2}} = -\partial_3 - i\partial_4$$

zugeordnet, für den $\partial_{r\dot{s}}\, \partial^{r\dot{t}} = \delta^{\dot{t}}_{\dot{s}}\, \partial_\mu \partial^\mu$ gilt. Die Weyl-Gleichung lautet dann $\partial_{r\dot{s}}\, \varphi^r = \varkappa \varphi_{\dot{s}}$ und die Dirac-Gleichung lautet $\partial_{rs}\, \varphi^r = i\varkappa \chi_{\dot{s}}$, $\partial^{r\dot{s}}\, \chi_{\dot{s}} = i\varkappa \varphi^r$ mit $\varkappa = m_0 c/\hbar$; faßt man die beiden Spinoren $\varphi_r = g_{rs}\, \varphi^s$ und $\chi^{\dot{s}} = g^{\dot{s}\dot{r}}\, \chi_{\dot{r}}$ zu einem 4-komponentigen Bispinor (Dirac-Spinor) $\psi = \begin{pmatrix} \varphi_r \\ \chi^{\dot{s}} \end{pmatrix}$ zusammen, so erhält man die Dirac-Gleichung $(\gamma_\mu\, \partial_\mu + \varkappa)\, \psi(x) = 0$ in der bekannten Form, wobei γ_μ die Diracschen Gammamatrizen sind. Die S.en $\varphi_r(x)$ und $\chi^{\dot{s}}(x)$ transformieren sich bei eigentlichen Lorentz-Transformationen getrennt voneinander und vertauschen ihre Rolle bei Spiegelungen:

$$P\psi(x) = P \begin{pmatrix} \varphi_r(k) \\ \chi^{\dot{s}}(x) \end{pmatrix}^{\sim} = -i \begin{pmatrix} \chi^{\dot{s}}(-x) \\ \varphi_r(-x) \end{pmatrix}.$$

Spinordarstellung relativistischer Wellengleichungen, Umschreibung beliebiger relativistischer Wellengleichungen für Teilchen der Masse m mit beliebigem Spin s als Spinorgleichung; dies ist möglich, weil sich beliebige Vierervektoren, Viererertensoren usw. durch Spinoren ausdrücken lassen.

Nach Dirac, Pauli und Fierz genügt ein Teilchen der Masse m mit dem Spin s den Gleichungen

$$\partial_{a\dot{b}} \varphi^{aa_1a_2\ldots a_l}_{b_1b_2\ldots b_k} = i\varkappa \chi^{a_1a_2\ldots a_l}_{\dot{b}b_1b_2\ldots b_k}$$
$$\partial^{a\dot{b}}\, \chi^{a_1a_2\ldots a_l}_{\dot{b}b_1\ldots b_k} = i\varkappa \varphi^{aa_1a_2\ldots a_l}_{b_1b_2\ldots b_k},$$

wobei φ bzw. χ symmetrische Spinoren mit $l + 1$ bzw. l (unpunktierten) oberen und k bzw. $k + 1$ (punktierten) unteren Indizes sind, die jeweils unabhängig voneinander die Werte 1 oder 2 annehmen können, ferner

$\partial_{1\dot{1}} = \partial_3 - i\partial_4$, $\partial_{1\dot{2}} = \partial_1 - i\partial_2$, $\partial_{2\dot{1}} = \partial_1 + i\partial_2$, $\partial_{2\dot{2}} = -\partial_3 - i\partial_4$ mit $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$ für $\mu = 1, 2, 3, 4$, und $n^a = \varepsilon^{ab} n_b$, $n^{\dot{b}} = \varepsilon^{\dot{b}\dot{a}} n_{\dot{a}}$, $\varepsilon^{ab} = \varepsilon^{\dot{a}\dot{b}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ ist; $\varkappa = mc/\hbar$ (c Lichtgeschwindigkeit, $\hbar = h/2\pi$, h Plancksches Wirkungsquantum). Wegen $\partial_{a\dot{b}} \partial^{a\dot{c}} = \Box\, \delta^{\dot{c}}_{\dot{b}}$ folgt für χ und φ die Klein-Gordon-Gleichung

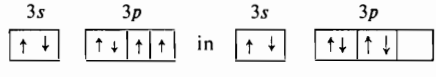
$$(\Box - \varkappa^2)\, \chi^{a_1 \ldots a_l}_{\dot{b}b_1\ldots b_k} = 0.$$

Da $s = (l + k + 1)/2$ gilt, gibt es wegen der verschiedenen Möglichkeiten zur Wahl von l und k insgesamt $2s$ mögliche, physikalisch äquivalente Theorien zum Spin s. Eine dieser möglichen Darstellungen ist, für $s = n + 1/2$ die Rarita-Schwinger-Theorie (→ Rarita-Schwinger-Gleichung) $(\beta^\mu \partial_\mu + \varkappa)\, \psi_\nu = 0$ mit den Bedingungen $[\beta^\mu, S^{\lambda\nu}] = \delta^{\lambda\nu}\beta^\nu - \delta^{\nu\mu}\beta^\lambda$ zu postulieren, wobei $S^{\lambda\nu}$ die infinitesimalen Erzeugenden der Lorentz-Transformationen sind. Wählt man $S^{\lambda\nu} = [\beta^\lambda, \beta^\nu]$ und fordert $(\beta^\mu)^2 = 1$ bzw. $(\beta^\mu)^3 = \beta^\mu$, so erhält man für β^μ 4- bzw. 16dimensionale Darstellungen, d. h., ψ muß ebenfalls 4 bzw. 16 Komponenten aufweisen, und es handelt sich gerade um die Dirac- bzw. die Duffin-Kemmer-Gleichung.

Spinorfeld, → Feld.

Spinortensor, → Rarita-Schwinger-Gleichung.

Spinpaarung, Übergang eines Atoms — z. B. bei der Verbindungsbildung — in einen angeregten Zustand derart, daß aus zwei einzelnen Elektronen ein Paar mit entgegengesetzten Spinrichtungen entsteht, z. B. beim Schwefel



Spinquantenzahl, → Quantenzahl des Spins eines Teilchens.

spin refrigeration, eine Methode zur Erzeugung → polarisierter Kerne.

Spin-Relaxation, der Prozeß, den ein magnetisch geordnetes System durchläuft, wenn es aus dem Nichtgleichgewicht in den Gleichgewichtszustand zurückkehrt (→ paramagnetische Relaxation). Die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse, die zum Gleichgewicht führen, sind die Wechselwirkung der Spinwellen untereinander und die Wechselwirkung zwischen Spinwellen und Phononen. Die Wechselwirkung der Spinwellen untereinander ist jedoch viel stärker, so daß sich zuerst ein Quasigleichgewicht des Spinwellengases einstellt — die dafür benötigte Zeit heißt *Spin-Spin-Relaxationszeit* — und erst später, nach Ablauf der *Spin-Gitter-Relaxationszeit*, das Gesamtgleichgewicht. Das besagt auch, daß im Quasigleichgewicht die Temperatur des Spinwellengases verschieden von der des Gittersystems ist, oder auch, daß im Quasigleichgewicht die Magnetisierung sich von der im Gleichgewicht unterscheidet.

Spinresonanz, gemeinsamer Oberbegriff für → magnetische Kernresonanz (Kernspinresonanz) und → paramagnetische Elektronenresonanz (Elektronenspinresonanz).

Spin-Spin-Relaxation, → paramagnetische Relaxation.

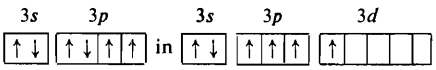
Spin-Spin-Wechselwirkung, der lediglich von den Spins der Elektronen eines Atoms herrührende Anteil an der gesamten Wechselwirkung der Elektronen. Der relativistische Hamilton-Operator des Atoms enthält unter anderem sowohl linear als auch quadratisch von den Spinoperatoren der Elektronen abhängende Terme, die beide von der Ordnung $(v/c)^2$ sind, wobei v bzw. c die Geschwindigkeit der Elektronen bzw. des Lichts ist; die linearen Terme entsprechen der Wechselwirkung der Bahnbewegung mit dem Spin (→ Spin-Bahn-Wechselwirkung), die quadratischen Terme entsprechen der S.-S.-W.: Sind $\vec{S}$ der Gesamtspin und $\vec{J}$ der Gesamtdrehimpuls des Atoms, dann hängt die S.-S.-W. von $\vec{S}^2$ und $(\vec{S}\vec{J})^2$ ab, wobei jedoch nur das letzte Glied einen Beitrag zur Feinstrukturaufspaltung liefert. Die S.-S.-W. kann als Wechselwirkung der von den Elektronenspins herrührenden magnetischen Dipolmomente (Spinmagnetismus) verstanden werden. Da sie im Gegensatz zur Spin-Bahn-Wechselwirkung im wesentlichen von der Ordnungszahl Z unabhängig ist, spielt sie insbesondere für große Z eine untergeordnete Rolle für die Struktur der Atome und wird daher gewöhnlich nicht berücksichtigt.

In der Kernphysik ist die S.-S.-W. der Nukleonen des Atomkerns wichtig; sie ist die Ursache für die Spinabhängigkeit der Kernkraft. Auch bei der Streuung von Elementarteilchen geht die S.-S.-W. wesentlich ein.

Spintemperatur, → paramagnetischer Resonanzeffekt, → paramagnetische Relaxation.

Spinthariskop, in der Anfangszeit der Kernphysik verwendetes Nachweisgerät für geladene Teilchen. Mit dem S. wurden Lichtblitze, die energiereiche Teilchen auf einem Leuchtschirm auslösen, gezählt.

Spintrennung, Anregung eines Atoms, z. B. bei der Verbindungsbildung, derart, daß ein im Grundzustand bestehendes Elektronenpaar mit entgegengesetzten Spins in einfach besetzte Zustände übergeht, z. B. beim Schwefel



Spinvalenz, → Valenzstruktur-Methode.

Spinwellen, die niedrigsten angeregten Zustände über dem Grundzustand eines Ferro-, Antiferro- oder Ferrimagneten. Die physikalische Ursache für die Existenz der S. sind die Austauschwechselwirkung und die Translationssymmetrie des Kristalls, die ein wellenförmiges Ausbreiten einer Störung des Grundzustandes bewirken. Der quantenmechanischen Beschreibung nach ist die Spinwelle ein Quasiteilchen und wird in diesem Zusammenhang oft als *Magnon*, in Ferromagnetika als *Ferromagnon* bezeichnet. Gekennzeichnet werden S. durch Quasiimpuls und Dispersionsrelation. Letztere kann aus dem Heisenberg-Modell, der Bändertheorie des Ferromagnetismus oder auch aus phänomenologischen Gleichungen, z. B. der Landau-Lifschitz-Gleichung, abgeleitet werden.

In der thermodynamischen Beschreibung eines magnetisch geordneten Festkörpers spielen die S. eine große Rolle. Im Gleichgewicht können sie (bei niedrigen Temperaturen) in guter Näherung als ein ideales Bose-Gas angesehen werden. Das wichtigste experimentelle Mittel zur Untersuchung der S. ist z. Z. die inelastische magnetische Neutronenstreuung.

Spinwellenfunktion, → Spin.

Spinwellenresonanz, → ferromagnetische Resonanz.

Spiralität, svw. Chiralität.

Spiralnebel, → Sternsystem.

Spiral Reader, → Auswertung von Aufnahmen.

Spiralsystem, → Sternsystem.

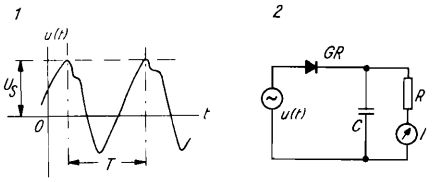
Spiralversetzung, *Helix*, eine Schraubenversetzung (→ Versetzung), die sich durch Kletterbewegungen in einem mit Eigenfehlstellen übersättigten Kristall zu einer Spirale aufgewunden hat.

Spiralwachstum, → Kristallwachstum.

Spitzendiode, → Halbleiterdiode.

Spitzenentladung, svw. Büschelentladung.

Spitzenspannungsmesser, *Scheitelspannungsmesser*, eine elektrische Schaltung zum Messen des momentanen Maximalwertes, d. h. des Spitzen- oder Scheitelwertes U_S, den eine von der Zeit t abhängige, periodische Wechselspannung $u(t)$ aufweist. Ein entsprechender Spannungsverlauf ist in Abb. 1 dargestellt. Eine Ausführungsform des S.s, die zum Beispiel in elektronischen Spannungsmessern eingesetzt wird, zeigt Abb. 2. Ein



Spitzenspannungsmessung: *1* Beispiel für den zeitlichen Verlauf einer zu messenden Spannung, *2* Spitzenspannungsmesserschaltung

Kondensator mit der Kapazität C wird über einen Gleichrichter GR nahezu auf den Spitzenwert U_S aufgeladen. Die Kondensatorspannung wird mit dem parallelgeschalteten empfindlichen Drehspulinstrument I gemessen, wobei ein großer Vorwiderstand R eine merkliche Entladung des Kondensators zwischen den aufeinanderfolgenden Spitzenwerten von $u(t)$ verhindert. Bei $RC \gg T$ ist der Ausschlag des Instrumentes dem Spitzenwert U_S proportional. T ist der zeitliche Abstand der aufeinanderfolgenden Spitzenwerte. Eine Möglichkeit zur Spitzenspannungsmessung bietet auch ein geeichter Oszillograph, mit dem der Gesamtverlauf der Spannung aufgezeichnet werden kann.

Spitzentransistor, → Transistor.

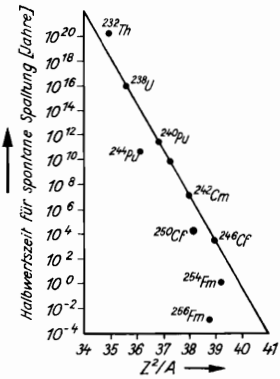
Spitzenübermikroskop, svw. Feldelektronenmikroskop.

spontane Emission, im Gegensatz zur → induzierten Emission der Übergang angeregter (gebundener) quantenmechanischer Systeme in tiefer liegende Zustände unter Emission von elektromagnetischer Strahlung oder massiven Teilchen (falls die Anregungsenergie dazu ausreicht), wenn sich das System nicht in einem äußeren Strahlungs- oder Teilchenfeld befindet (→ Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeiten).

spontane Formänderung, Formänderung, die sich unmittelbar nach Aufbringen einer sehr kurzzeitig wirkenden Last einstellt. Wirkt eine Kraft nicht länger als wenige Sekunden, so erweist sich die plastische Formänderung für viele Metalle bei Raumtemperatur als unabhängig von der Belastungszeit.

spontane Magnetisierung, die in Ferro- und Ferrimagnetika ohne Einwirkung eines Magnetfeldes innerhalb der Weißschen Bezirke existierende Magnetisierung. Ursache der s.n M. ist die → Austauschwechselwirkung, die die atomaren magnetischen Momente ausrichtet. Ihr entgegen wirken die thermischen Schwankungen, die zu einer Temperaturabhängigkeit der s.n M. ($T^{3/2}$-Gesetz) und schließlich bei der Curie-Temperatur zu dem Verschwinden der s.n M. führen. Da magnetische Felder im wesentlichen nur die s. M. der einzelnen Bereiche ausrichten, stimmt die s. M. praktisch mit der Sättigungsmagnetisierung (→ magnetische Sättigung) überein.

Spontanspaltung, ohne jeden äußeren Anlaß erfolgende spontane Aufspaltung der schwersten Atomkerne, d. h. der Kerne mit einer Kernladungszahl etwa oberhalb $Z = 90$. Die S. ist eine Art radioaktiver Zerfall, sie befolgt das exponentielle Zerfallsgesetz. Energetisch könnte die S. bereits bei Kernen mit Massezahlen $A > 85$ auftreten. Es existiert jedoch eine elektrostatische Spaltungsbarriere, die das Auftreten der S. stark behindert. Im allgemeinen wird die S. durch andere Zerfallsarten weit übertroffen; nur bei einigen der äußersten Transurane tritt sie zum α-Zerfall in Konkurrenz. Durch S. zerfällt in 1 g U-238 nur etwa alle 2 bis 3 Minuten ein Kern. Die Halbwertszeit der S. nimmt also stark ab, je schwerer der Kern wird. Die stärksten S.en wurden beobachtet beim Fm-254, dessen Halbwertszeit 200 d gegenüber 3,2 h Halbwertszeit für den α-Zerfall beträgt, beim Cf-254 mit einer Halbwertszeit von 85 d und beim Fm-256 mit einer Halbwertszeit von 3,2 h. Bei den beiden letzteren konnte überhaupt kein α-Zerfall festgestellt werden, d. h., bei den höchsten Transuranen dürfte die S. den α-Zerfall übertreffen.



Halbwertszeit für spontane Spaltung in Abhängigkeit von Z^2/A

S. wurde bisher an 40 Kernen beobachtet; entdeckt wurde sie 1940 von Petrjak und Flerow am Uran. Die S. führt zu derselben Unsymmetrie der Massen der Spaltprodukte wie bei der Kernspaltung durch Neutronen. Theoretische Untersuchungen über die S. lieferten als untere Grenze für die absolute Instabilität von Atomkernen gegenüber S. bei Berücksichtigung der Unsymmetrie der Spaltung die Bedingung $Z^2/A = 44$, wobei Z die Kernladungszahl und A die Massezahl ist. Wahrscheinlich setzt die Existenz der S. dem Periodensystem der Elemente eine obere Grenze. In der Abb. ist der Verlauf der Halbwertszeit in Abhängigkeit von Z^2/A dargestellt.

Spreitung, → Benetzung.

Sprenger-Prisma, → Reflexionsprisma.

Sprengstoffe, → Explosivstoffe.

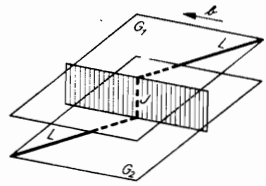
Spritzfeuer, → Bürstenfeuer.

Sprühentladung, svw. Büschelentladung.

Sprungbedingungen nach Prager, → Spannungsunstetigkeiten.

Sprungflächen, svw. Diskontinuitäten.

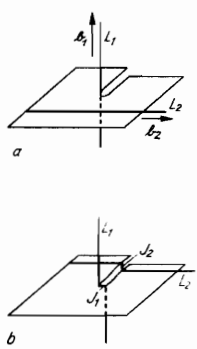
Sprung in einer Versetzung, *jog* [aus dem Engl.], *J*, Versetzungssegment, das beim Überwechseln einer Versetzung von einer Gleitebene in eine andere zwischen den beiden Gleitebenen verläuft (Abb. 1). Da der Sprung aus der Gleitebene der Versetzung herauszeigt, der Burgersvektor $\vec{b}$ jedoch in der Gleitebene liegt, hat ein Sprung stets eine Stufenversetzungskomponente und eine vom Burgersvektor der Versetzung und der Sprunglinie aufgespannte Gleitebene. Der Sprung kann sich nur in dieser Gleitebene — also in Richtung von $\vec{b}$ — konservativ mit der Versetzung bewegen, jede andere Bewegung (nichtkonservative oder Kletter-Bewegung) ist mit der Produktion oder Annihilierung von Eigenfehlstellen verbunden. Die nichtkonservative Bewegung von Sprüngen ist energetisch günstiger als die nichtkonservative Bewegung einer Versetzung als Ganzes.



1 Sprung *J* in einer gemischten Versetzung, *L* Versetzungslinie, $\vec{b}$ Burgersvektor, G_1 und G_2 die beiden Gleitebenen der Versetzung. Die Gleitebene des Sprungs ist die schraffierte Ebene

Die Bildung von Sprüngen erfolgt beim Durchschneiden zweier Versetzungen (*Durchschneidungssprünge* Abb. 2). Sprungpaare aus zwei gleichgroßen, entgegengerichteten Sprüngen können beim Klettern durch Anlagerung von Eigenfehlstellen an eine glatte Versetzungslinie gebildet werden.

Zur Erzeugung eines Sprunges muß eine Bildungsenergie aufgewendet werden. Sie kann für große Sprünge (Sprunghöhe gleich Gleitebenenabstand größer als einige *b*) elastizitätstheoretisch berechnet werden. Für elementare Sprünge setzt man die Bildungsenergie gleich der Energie des Versetzungskernes (→ Versetzung, Abschn. III). Im thermischen Gleichgewicht hat eine Versetzung stets eine gewisse Konzentration an Sprüngen, die mit Hilfe der Bildungsenergie nach einer Arrhenius-Beziehung berechnet werden kann. Bei der plastischen Deformation oder bei sehr schnellen Kletterbewegungen durch hohe Übersättigungen an Eigenfehlstellen, z. B. nach Abschrecken, ist die Sprungkonzentration höher als im thermischen Gleichgewicht.



2 Erzeugung zweier Durchschneidungssprünge J_1 und J_2 bei der Durchschneidung der beiden Schraubenversetzungslinien L_1 und L_2. *a* Ausgangszustand, *b* Endzustand. Der Sprung J_1 in L_1 hat die Größe und Richtung des Burgersvektors b von L_2

In Ionenkristallen können die Sprünge elektrisch geladen sein. Bei ungleicher Konzentration von positiv und negativ geladenen Sprüngen trägt die Versetzungslinie eine Ladung, die die gleiche Ursache hat wie die → Debye-Frenkel-Schicht.

Sprungschicht, in der Ozeanologie Bezeichnung für eine Wasserschicht mit einer sprunghaften Änderung der Wassertemperatur oder des Salzgehaltes und daraus resultierend der Dichte. S.en wirken als Sperrschichten für alle vertikalen Austauschvorgänge.

Eine *Temperatursprungschicht* entsteht durch die Erwärmung einer dünnen Oberflächenschicht. Diese wird leichter, wodurch sich der Dichteunterschied zu dem darunterliegenden kühleren und daher schwereren Wasser erhöht. In Abhängigkeit von der vertikalen Verteilung der Dichte und der Strömungsgeschwindigkeit reicht der vertikale Wärmetransport nur bis zu einer bestimmten Tiefe. Es kommt zu einer thermischen Schichtung, wobei die Temperatursprungschicht eine warme Deckschicht von dem darunterliegenden kühleren Wasser trennt.

Zwischen salzärmerem und deshalb leichterem Oberflächenwasser und salzreichem Tiefenwasser liegt eine Salzgehaltssprungschicht, z. B. in der Ostsee.

Sprungtemperatur eines Supraleiters, svw. Übergangstemperatur eines Supraleiters.

Spule, eine Reihenschaltung mehrerer benachbarter koaxialer Leiterschleifen, die meist kreisförmigen oder rechteckigen Querschnitt besitzen.

1) Allgemeines. In einer Leiterschleife wird bei einer Änderung des magnetischen Induktionsflusses Φ nach dem Induktionsgesetz (→ Induktion) eine Spannung

$$U = -\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}t \tag{1}$$

erzeugt. Bei einer S., deren Anzahl von Leiterschleifen man Windungszahl N nennt, wird in jeder dieser Windungen eine solche Spannung induziert, so daß sich als gesamte induzierte Spannung

$$U = -N\,\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}t \tag{2}$$

ergibt. Da man anderseits die Spannung, die durch die Rückwirkung der Änderung des Induktionsflusses auf den Leiter selbst bei Stromänderung induziert wurde, mit Hilfe der Selbstinduktivität oder kurz Induktivität L des Leiters durch

$$U = -L\,\mathrm{d}I/\mathrm{d}t \tag{3}$$

ausdrücken kann, ist deutlich, daß die Induktivität einer S. ebenfalls von der Windungszahl abhängt. I ist dabei der durch den Leiter fließende Strom.

Eine S. dient zur Aufspeicherung magnetischer Feldenergie, die sich aus

$$W_\mathrm{m} = \tfrac{1}{2} LI^2 \tag{4}$$

berechnet. Die Induktivität ist als Maß für die Speicherungsfähigkeit an magnetischer Feldenergie die charakteristische Größe für eine S. Außerdem besitzt jede S. einen ohmschen Widerstand und eine Eigenkapazität. Sie stellt im Wechselstromkreis einen frequenzabhängigen Blindwiderstand dar.

Liegen die Wicklungen einer S. nebeneinander, so spricht man von einer *Zylinderspule* oder von einem *Solenoid*, sind sie übereinander gewickelt, von einer *Flachspule*, sind beide Wicklungsarten kombiniert, von einer *mehrlagigen S.* Ist die Spulenachse kreisförmig gekrümmt, so daß Anfang und Ende der S. eng benachbart einander gegenüberstehen, spricht man von einer *Ringspule* oder von einem *Toroid.*

2) Berechnung der Induktivität von S.n. a) *Kreisförmige Drahtschleife* vom Kreisradius R und vom Drahtradius r mit $R \gg r$. Zur Berechnung zerlegt man den Draht vom Querschnitt $q = \pi r^2$ in Längsrichtung in viele dünne stromführende Fasern mit den Querschnitten $\mathrm{d}f_1$, $\mathrm{d}f_2$ ... und berechnet aus der Summation der Gegeninduktivitäten L_{ik} zwischen den einzelnen Fäden die Induktivität L. Ist der Strom I über den ganzen Querschnitt des Drahtes gleichmäßig verteilt, so fließt in einer Faser der Strom $(I/q)\,\mathrm{d}f$. Der Induktionsfluß durch die i-te Faser beträgt dann

$$\Phi_i = (I/q) \sum_k L_{ik}\,\mathrm{d}f_k. \tag{5}$$

Dabei ist k der Summationsindex über alle anderen Stromfäden.

Diese Summe ersetzt man durch ein Integral über die Querschnittsfläche und erhält mit dem Mittelwert über die Flüsse durch alle Fasern $\Phi = (1/q) \int \Phi_i\,\mathrm{d}f_i$ sowie mit der Beziehung $\Phi = LI$ den Ausdruck

$$L = (1/q^2) \iiint\!\!\iint L_{ik}\,\mathrm{d}f_i\,\mathrm{d}f_k. \tag{6}$$

Die Gegeninduktivität zweier fast gleich großer koaxialer Drahtringe ($R_1 \approx R_2 \approx R$) mit dem Abstand b berechnet sich aus der Definitionsgleichung (→ Induktionskoeffizient)

$$L_{12} = \frac{\mu_\mathrm{r}\mu_0}{4\pi} \oint\!\!\oint \frac{\mathrm{d}\vec{s}_1\,\mathrm{d}\vec{s}_2}{r_{12}}, \tag{7}$$

wenn die relative Permeabilität des Mediums zwischen ihnen $\mu_\mathrm{r} = 1$ ist, zu

$$L_{12} = \mu_0 \left\{ R \ln \frac{8R}{b} - 2R \right\}. \tag{8}$$

Dabei ist μ_0 die Permeabilitätskonstante; $\mathrm{d}\vec{s}_1$ und $\mathrm{d}\vec{s}_2$ sind die Linienelemente längs der beiden Leiterschleifen.

Nach Einsetzen in (6) und erfolgter Mittelwertbildung über q erhält man als Induktivität des Drahtrings in einem Medium mit $\mu_\mathrm{r} = 1$

$$L = \mu_0 R \left\{ \ln \frac{R}{r} + 0{,}33 \right\}. \tag{9}$$

b) *Zylinderspule* (Solenoid) der Länge l, der Querschnittsfläche $A \ll l^2$ und der Windungszahl N. Beim Fließen eines Stromes durch die S., deren Inneres die relative Permeabilität $\mu_\mathrm{r} = 1$ habe, entsteht in ihr nach dem Durchflutungsgesetz die magnetische Feldstärke $H = I\frac{N}{l}$. Das ergibt einen Induktionsfluß $\Phi = \mu_0 HA$. Dieser durchsetzt alle Windungen und induziert daher an den Spulenenden die Spannung

$$U = -N\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = -N\mu_0 \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}\frac{N}{l}A =$$

$$= -\mu_0 \frac{N^2}{l} A \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = -L\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t}. \tag{10}$$

Daraus folgt für die Induktivität

$$L = \mu_0 \frac{N^2}{l} A. \tag{11}$$

Ist im Spuleninneren $\mu_r \neq 1$, so wird der Induktionsfluß $\Phi = \mu_r \mu_0 HA$ und damit

$$L = \mu_r \mu_0 \frac{N^2}{l} A. \tag{12}$$

Eine wichtige Größe für alle S.n mit gerader Achse ist die Windungsfläche A_W. Es ist dies die Summe aller von den Einzelwindungen begrenzten Flächen, projiziert auf eine zur Spulenachse senkrechte Fläche. Bei einer Zylinderspule ist $A_W = NA$, so daß man mit (12) erhält

$$L = \mu_r \mu_0 \frac{N}{l} A_W. \tag{13}$$

c) *Ringspule* (Toroid). Ihre Induktivität ergibt sich unmittelbar aus der einer Zylinderspule, wenn man l durch $2\pi R$ ersetzt, wobei R der Radius der Ringspule ist. Man erhält nämlich aus dem Durchflutungsgesetz für das Magnetfeld im Inneren der Ringspule $H = N \frac{I}{2\pi R}$, damit wird

$$L = \mu_r \mu_0 \frac{N^2 A}{2\pi R}. \tag{14}$$

3) Eigenkapazität einer S. (Spulenkapazität). In jeder S. entsteht außer dem magnetischen Feld auch ein elektrisches Feld zwischen den Windungen und den Lagen sowie zwischen der Wicklung und dem Kern und zwischen der Wicklung und dem Abschirmbecher. Als Kern einer S. bezeichnet man ein Medium im Spuleninneren, das meist ein Ferromagnetikum ist und wegen der großen relativen Permeabilität μ_r die Induktivität der S. erheblich vergrößert. Der Abschirmbecher ist ein zur Achse der S. koaxialer Metallzylindermantel, der die Streuung des Magnetfeldes der S. in die Umgebung verringert. Die Wirkungen der einzelnen Teilkapazitäten kann man bei nicht zu hohen Frequenzen näherungsweise mit einer einzigen zur S. parallel liegenden Spulenkapazität darstellen. Dieser Tatsache muß man im Wechselstromkreis bei genauen Messungen Rechnung tragen, vor allem, wenn man Induktivitäten durch Vergleich mit Normalinduktivitäten bzw. Variometern mißt.

4) Güte einer S. (*Gütefaktor*). Es ist dies das Verhältnis des Reihenblindwiderstandes ωL der S. zum gesamten Reihenwirkwiderstand R_L

$$Q = \frac{\omega L}{R_L} = (\tan \delta_L)^{-1}. \tag{15}$$

Dabei sind δ_L der Verlustwinkel der S., Q der Gütefaktor der S., ω die Kreisfrequenz der angelegten Wechselspannung.

5) Anwendung. S.n werden in der gesamten Elektrotechnik, Meßtechnik und Elektronik in großem Umfang angewendet. Dabei unterscheiden sie sich in ihrer technischen Ausführung je nach Verwendungszweck hinsichtlich der Anordnung ihrer Wicklung. Bei der *Lagenwicklung* werden nacheinander mehrere einlagige Zylinderspulen übereinander gewickelt. Es ergeben sich aber beträchtliche Kapazitäten, die zu Störungen führen. Bei der Stufen- und Kreuzwicklung erhält man dagegen wesentlich kleinere Kapazitäten. Bei der *Stufenwicklung* werden mehrere schräge Flachspulen nebeneinander gewickelt. Bei der *Kreuzwicklung* wird in regelmäßiger Folge zwischen den Enden der S. die Wicklung hin und her geführt, wodurch sich die Windungen fortgesetzt kreuzen und einander nur punktweise berühren. Eine besondere Wicklungsform ist die → bifilare Wicklung.

Breite Anwendungen finden S.n in Form von Elektromagneten und in Transformatoren. Darüber hinaus werden S.n in der Meßtechnik in elektrischen Meßinstrumenten, zur Induktivitätsmessung als Variometer und als Induktivitätsnormale verwendet, und zwar meist in Form einlagiger Zylinderspulen. In der Schwachstromtechnik benutzt man S.n als induktive Widerstände, deren Blindwiderstand von der Frequenz abhängt, in Schwingkreisen und Filtern. In der Schwachstromtechnik werden S.n oft als *Drosselspulen* oder *Drosseln* bezeichnet. Bei hohen Frequenzen stellt man wegen des Skineffekts die Drähte der Wicklungen nicht aus massivem Material her, sondern aus Litze, die aus einer Anzahl dünner Drähte besteht.

Lit. Becker: Theorie der Elektrizität, Bd 1 (19. Aufl. Stuttgart 1969); Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Rint: Handb. für Hochfrequenz- und Elektrotechniker (3. Aufl. Berlin 1952).

Spulenfluß, der mit allen N Windungen der Spule verkettete Fluß $N\Theta$, der bei zeitlicher Änderung in der Spule eine Spannung $U = -N \frac{d\Theta}{dt}$ induziert. Wegen der unvollständigen Verkettung der Windungen mit dem Magnetfeld sind die magnetischen Flüsse der einzelnen Windungen (Leiterschleifen) nicht gleich groß, so daß Θ ein fiktiver Fluß (Rechengröße) ist. Aus diesem Grund wird häufig anstelle des Spulenflusses der Verkettungsfluß ψ eingeführt, so daß $U = -\frac{d\psi}{dt}$ gilt.

Spulengüte, → Spule 4).

Spur, die Summe der Diagonalelemente einer Matrix oder eines Tensors. Die S. ist eine Invariante gegenüber Drehungen des Koordinatensystems, in allgemeinen Räumen gegenüber unitären Transformationen. Die S. eines in einem Hilbert-Raum wirkenden Operators $\hat{A}$ ist dementsprechend als $\sum_n (\varphi_n, \hat{A}\varphi_n)$ definiert, wobei die φ_n ein beliebiges vollständiges Orthonormalsystem bilden. Die Summe $\sum_n (\varphi_n, \hat{A}\varphi_n)$ muß jedoch, selbst für beschränkte Operatoren, nicht unbedingt konvergieren. Für zwei Operatoren $\hat{A}$ und $\hat{B}$ gilt $\mathrm{Sp}(\hat{A}\hat{B}) = \mathrm{Sp}(\hat{B}\hat{A})$.

Ein Tensor, dessen Spur verschwindet, heißt Deviator.

Spurendicke, → Ionisationsmessung.

Spurion, → Geisterzustände.

spurious scattering, → Kernspuremulsion.

Spurkammer, ein → Detektor.

Spurkegel, → Kreisel.

Spurparameter, die Größen, die die Eigenschaften einer Teilchenspur in Spurkammern charakterisieren. Wichtigste S. sind die Richtung der Spur (Emissionswinkel), die Spurkrümmung (Teilchenbahn im Magnetfeld) und die Struktur

der Spur (z. B. Lückendichte, Blasendichte, Korndichte, → Ionisationsmessung).

sputtering, → Zerstäubung von Festkörpern durch Ionenbeschuß.

sq, → square.

square, Symbol sq, englischer Vorsatz zur Bildung der zweiten Potenz von Einheiten, vgl. Tabelle 2, Fläche.

Squid, svw. Quanteninterferometer.

Sq-Variationen, sich sonnentäglich wiederholende Variationen des geomagnetischen Feldes, die im Rahmen der Dynamotheorie (→ atmosphärischer Dynamo) erklärt werden.

sr, → Steradiant.

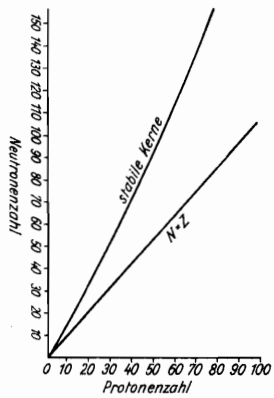
SSC, → Magnetosphäre (Abschn. 3).

St, 1) → Stantonzahl. **2)** → Stokes.

Stäbchen der Netzhaut, → Auge.

Stäbchensehen, → Adaptation.

stabile Kerne, im engeren Sinne Kerne, die sich nicht spontan umwandeln. Für ungerade Massezahlen gibt es nur ein stabiles Isobar. Ausnahmen sind $A = 113$ und $A = 123$. Für gerade Massezahlen existieren nur stabile gg-Kerne. Die stabilen uu-Kerne sind Ausnahmefälle. Es sind 160 stabile gg-Kerne, 53 stabile ug-Kerne, 49 stabile gu-Kerne und 4 stabile uu-Kerne bekannt. In der Nähe magischer Zahlen beobachtet man besonders viele stabile Isotope und Isotone.



Protonenzahl Z und Neutronenzahl N stabiler Kerne

Das Verhältnis von Protonen und Neutronen s.r K. liegt für leichte Kerne bei 1 : 1 und steigt wegen der Coulomb-Abstoßung der Protonen bis auf 1 : 1,6 bei den schwersten Kernen. In der Abb. ist die Lage der s.n K. eingezeichnet. Die theoretische Kurve erhält man, wenn man die → Massenformel von Bethe und Weizsäcker benutzt. Dabei wird die Massezahl konstant gehalten und die Ordnungszahl gesucht, bei der die Energie ein Minimum wird. Enthält ein Kern mehr Protonen, als seinem stabilen Verhältnis entspricht, dann wandeln sich die überschüssigen Protonen durch Positronenemission in Neutronen um. Sind mehr Neutronen vorhanden, dann werden diese durch β^--Emission oder K-Einfang in Protonen umgewandelt, bis ein stabiler Kern entsteht.

Im weiteren Sinne bezeichnet man einen Kern als stabil gegen eine spezielle Zerfallsart, wenn diese Zerfallsart nicht auftritt, aber andere Umwandlungsmöglichkeiten bestehen.

stabiles Gleichgewicht, → Gleichgewicht.

Stabilisatorröhre, Glimmröhre, die zur Konstanthaltung von Spannungen dient. Ihre Wirkungsweise beruht auf der charakteristischen Strom-Spannungskennlinie einer Glimmentladung. Bei Anlegen einer bestimmten Spannung U_0, der Zündspannung, treten aus der Katode Elektronen so hoher Geschwindigkeit aus, daß sie die in ihrem Weg befindlichen Gasatome ionisieren. Die entstehenden Ionen wandern zur Katode und schlagen aus ihr weitere Elektronen heraus. Werden ebenso viele Elektronen erzeugt, wie Ionen vorhanden sind, so entsteht ein stationärer Zustand, die Röhre hat gezündet. Bei zunehmendem Strom erhöht sich die Ionisation so stark, daß zur Aufrechterhaltung der Glimmentladung kleinere Geschwindigkeiten der Primärelektronen genügen; infolgedessen nimmt die an der Röhre benötigte Spannung auf den Wert der Brennspannung ab. Innerhalb eines gewissen Bereiches ist die Brennspannung nahezu unabhängig von der Größe des Entladungsstromes, d. h., die S. stabilisiert auf die Spannung U_{max}. Oberhalb des Stromes I_{max} steigt die Spannung wieder an, die Glimmentladung geht in eine Bogenentladung über. Durch den dabei fließenden starken Strom würde die Röhre zerstört. S.n dürfen daher nur über einen geeigneten Vorwiderstand betrieben werden.

Stabilisierung, 1) → Fokussierung. **2)** S. von Geschossen, → Ballistik.

Stabilität, 1) Kybernetik: Eigenschaft eines Systems, auf kleine Störeinwirkungen eine geringfügige Reaktion zu zeigen. Die Kleinheit der Signale ist dabei nach einer passenden Metrik zu bewerten. Häufig nimmt man dafür die euklidische Metrik. Bei der Definition der S. nach Ljapunow verlangt man die stetige Abhängigkeit der Gesamtbewegung von ihrem Wert zu einem beliebigen Zeitpunkt. Bei *asymptotischer S.* geht bei einer genügend kleinen Störung der Bewegung zu einem Zeitpunkt die Abweichung von der ungestörten Bewegung im Laufe der Zeit gegen Null. Bei *S. im Großen* ist S. vorhanden ohne eine Beschränkung für die aktuelle Störung zu einem beliebigen festen Zeitpunkt. Die S. ist eine praktisch ungeheuer wichtige Forderung an das Übertragungsverhalten eines Systems, da es ohne S. strenggenommen nicht realisierbar und jedenfalls nicht funktionsfähig ist, weil beliebig kleine Störungen zum unbegrenzten Anwachsen gewisser Systemgrößen führen. Da man Algorithmen als Automaten, d. h. als Systeme auffassen kann, ist die S. von numerischen Verfahren in der Rechentechnik wichtig. Ein numerisches Verfahren kann erst als brauchbar angesehen werden, wenn der Nachweis seiner S. geführt wurde.

In der Kybernetik bildet man Klassen von Systemen mit vergleichbarer Verhaltensweise und sucht für diese Klassen Stabilitätskriterien aufzustellen, aus denen sich ihre S. ohne tiefergehendes Studium der dynamischen Systemeigenschaften ergibt. Es gelingt z. B. mit zwei von Ljapunow gefundenen Methoden, die S. nichtlinearer dynamischer Systeme im wesentlichen auf die S. der ihnen zugeordneten linearen Systeme zurückzuführen. Übertragungsglieder

mit konstanten Parametern, die durch lineare Differentialgleichungen der Form

$$\sum_{i=0}^{n} a_i p^{n-i}\, x(t) = \sum_{j=0}^{n} b_j p^{m-j}\, y(t)$$

mit $p = \mathrm{d}/\mathrm{d}t$ und den Konstanten a_i, b_j dargestellt werden, sind genau dann stabil, wenn alle Nullstellen der charakteristischen Gleichung $\sum_{i=0}^{n} a_i w^{n-i} = 0$ einen negativen Realteil haben. Hier lassen sich eine Reihe von Stabilitätskriterien formulieren, die die Stabilitätsentscheidung herbeiführen, ohne daß die Nullstellen dieser Gleichung effektiv berechnet werden müssen.

Diese Glieder sind im Großen und asymptotisch stabil.

2) Thermodynamik: Thermodynamische S. liegt vor, wenn der Zustand eines thermodynamischen Systems gegenüber Fluktuationen seiner thermodynamischen Parameter stabil ist, d. h., wenn der Zustand erhalten bleibt. Hinreichend für die thermodynamische S. ist, daß (bei vorgegebener Energie und Volumen) die Entropie S maximal ist oder $\delta S = 0$ und $\delta^2 S < 0$ gilt. Das System befindet sich dann im thermodynamischen Gleichgewicht. Speziell für ein homogenes System folgt aus der thermodynamischen S. $C_p > C_V > 0$ und $(\partial p/\partial V)_T < 0$, wobei C_p und C_V die Wärmekapazität, p den Druck und V das Volumen bedeuten. Liegt nur ein relatives Maximum der Entropie vor, so spricht man von einem *gehemmten Gleichgewicht*. Der Zustand des Systems ist dann gegenüber genügend großen Fluktuationen instabil.

3) Kernphysik: Eigenschaft von Atomkernen (→ stabile Kerne), deren Abhängigkeit von der Nukleonenanzahl die Stabilitätslinie (→ Massenformel von Bethe und Weizsäcker) wiedergibt. Infolge der S. der Atomkerne gegenüber kleinen Deformationen tritt trotz der großen Energieentwicklung bei der → Kernspaltung (Abschnitt Aktivierungsenergie) nicht augenblicklich Kernexplosion oder Kernzertrümmerung ein.

4) Rheologie: → Druckersches Postulat.

5) Mathematik: Nach Ljapunow die Eigenschaft der durch die Anfangswerte $t = t_0$, $x_i = x_i^0$ bestimmten Lösung $x_i = x_i(t; t_0, x_1^0, x_2^0, \ldots, x_n^0)$ eines Systems von Differentialgleichungen $\mathrm{d}x_i/\mathrm{d}t = X_i(t, x_1, x_2, \ldots, x_n)$ bei Existenz der stetigen Ableitungen $\partial X_i/\partial x_j$ $(i, j = 1, 2, \ldots, n)$, daß für jedes $\varepsilon > 0$ ein $\delta > 0$ gefunden werden kann, so daß für $|x_i^0 - \bar{x}_i^0| < \delta$ in einem Intervall $t_0 \leqq t < +\infty$ die Beziehung $|x_i(t; t_0, x_1^0, x_2^0, \ldots, x_n^0) - x_i(t; t_0, \bar{x}_1^0, \bar{x}_2^0, \ldots, \bar{x}_n^0)| < \varepsilon$ gilt.

Stabilitätsbereich, → Fokussierung.

Stabilitätslinie, → Massenformel von Bethe und Weizsäcker.

Stabilitätspostulat, svw. Druckersches Postulat.

Stabilitätsprobleme, Ausweichprobleme, Probleme der Elastizitätstheorie, bei denen nach Überschreiten kritischer Lastwerte bei der Verformung von Bauteilen, wie Stäben, Scheiben, Platten, Schalen, Instabilitätsvorgänge, wie Knicken, Beulen, Kippen, Stülpen, Biegedrillknicken, einsetzen. Die Berechnung der kritischen Lastwerte führt auf Eigenwertaufgaben.

Stabkraftbestimmung, 1) *Verfahren des unbestimmten Maßstabes.* Hiernach werden von einer beliebig angenommenen Stabkraft ausgehend alle übrigen Stabkräfte, die Lagerkräfte sowie die allein vorhandene äußere Kraft F bestimmt. Aus dem Vergleich der so erhaltenen Kraft F mit dem tatsächlich vorhandenen Wert für F ergibt sich der für die Stabkräfte verbindliche Kräftemaßstab. Sind mehrere Belastungskräfte vorhanden, so muß das Verfahren für jede Kraft einzeln angewandt, und die Einzelergebnisse müssen anschließend superponiert werden.

2) *Verfahren nach Culmann,* eine Methode zur graphischen S. Nach diesem Verfahren schneidet man drei sich nicht in einem Punkt schneidende Stäbe eines Fachwerkes mit nicht einfachem Aufbau und bringt die Resultierende der äußeren Kräfte des abgeschnittenen Teiles mit den Stabkräften der drei geschnittenen Stäbe ins Gleichgewicht.

stable trapping limit, → Magnetosphäre (Abschn. 3).

Stabmagnet, langgestreckter permanenter Magnet mit kleinem Querschnitt, → Dipol 2).

Stabwerk, ein zusammengesetztes Tragwerk, dessen Einzelelemente (Scheiben) sowohl Kräfte als auch Momente aufnehmen können. Die Belastungsgrößen greifen an den Einzelkörpern und in den Gelenken an.

Standardabweichung, → Fehler.

Standardatmosphäre, svw. Normalatmosphäre.

Standardluftwiderstandsgesetz, aerodynamischer Widerstandsbeiwert $c_W(\mathrm{Ma})$ eines standardisierten Normalgeschosses. Ma ist die Machzahl. In der → Ballistik sind eine größere Anzahl von S.en eingeführt. Eines der modernsten veröffentlichten S.e ist das *Luftwiderstandsgesetz 1943 der UdSSR.* Dieses Standardluftwiderstandsgesetz ist nur in einem kleinen Machzahl-Bereich analytisch gegeben, für die anderen Machzahlen steht eine ausführliche Tabelle zur Verfügung.

S.e finden umfangreiche Anwendung bei der Aufstellung ballistischer Tafelwerke und bei der Berechnung von Schußtafeln. Die Anpassung eines Standardluftwiderstandsgesetzes an das reale Luftwiderstandsgesetz erfolgt durch Multiplikation mit einem Faktor, dem Formkoeffizienten i (→ Ballistik).

Standardmasse, Bezugsatommasse von Masseskalen. Bis 1961 verwendete man das Sauerstoffisotop ^{16}O als S. der physikalischen Atomgewichtsskala und die Sauerstoffisotope ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O in ihrer natürlichen Zusammensetzung als Grundlage für die chemische Atomgewichtsskala. Seit 1961 wird die relative Atommasseskala mit ^{12}C als Bezugsatom benutzt. In ihr ist die relative Atommasse $A_r(X)$ eines Atoms X definiert als $A_r(X) = 12\, M(X)/M(^{12}C)$, wobei M die Atommassen sind.

Ständer, → elektrische Maschine.

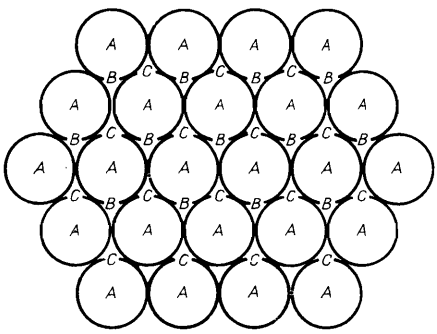
Standsicherheit, eine Maßzahl zur Kennzeichnung einer Gleichgewichtsgrenze, das Verhältnis der eine vorliegende Gleichgewichtslage stützenden Momente bezogen auf die Kippmomente, die das Bestreben haben, den Körper aus dieser Lage heraus um einen Stützpunkt bzw. die Kippachse zu kippen.

Stantonzahl, 1) St, → Kennzahl des Wärmeübergangs, das Verhältnis der Temperaturänderung des Strömungsmediums zum treibenden Temperaturgefälle senkrecht zur Wand: $\mathrm{St} = \alpha/(\varrho \cdot$

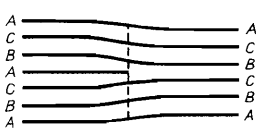
$c_\infty \cdot c_p$) = Nu/(Re · Pr). Dabei ist α die örtliche Wärmeübergangszahl, ϱ die Dichte, c_∞ die Geschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, Nu die → Nusseltzahl, Re die → Reynoldszahl und Pr die → Prandtlzahl. Die S. ist von Bedeutung für den Wärmeübergang an einer Wand (→ Impulstheorie des Wärmeüberganges).

2) St′, Kennzahl des Stoffübergangs, auch *S. zweiter Art* genannt, analog zur S. des Wärmeübergangs definiert: $St' = \beta'/c_\infty = Nu'/(Re \cdot Sc)$, dabei ist β' die Stoffübergangszahl, Nu′ die → Nusseltzahl des Stoffübergangs und Sc die → Schmidtzahl (→ Austausch).

Stapelfehler, Kristallbaufehler, der durch eine unregelmäßige Stapelfolge der Netzebenen entsteht. Die Kristallgitter mit dichtesten Kugelpackungen können durch Übereinanderstapeln von dichtest gepackten Netzebenen aufgebaut werden (Abb. 1). Die stabilen Kristallstrukturen zeichnen sich durch eine regelmäßige Aufeinanderfolge (*Stapelfolge*) von Netzebenen mit den relativen Lagen *A*, *B*, *C* aus. Durch die Stapelfolge *ABCABC* entsteht das kubisch flächenzentrierte Gitter, durch *ABAB* die hexagonal dichteste Kugelpackung. Abweichungen von der regelmäßigen Stapelfolge — im kubisch flächenzentrierten Gitter z. B. die Folge *ABCBCA* — sind S. Ein S. stellt einen Fehlordnungszustand des Kristalls dar. Zu seiner Bildung muß die Stapelfehlerenergie γ (Energie je Fläche) der Größenordnung zwischen 10 und einigen 100 erg cm^{-2} aufgewendet werden. Endet ein S. im Inneren eines Kristalls, so befindet sich an seinem Rand stets eine unvollständige Versetzung (Abb. 2). Aus der Weite der Aufspaltung einer Versetzung kann die Stapelfehlerenergie experimentell bestimmt werden.



1 Dichteste Kugelpackung in der Ebene. Die Buchstaben *A*, *B* und *C* bezeichnen die Projektionen der drei möglichen Lagen der Atome in der darauffolgenden dichtest gepackten Ebene



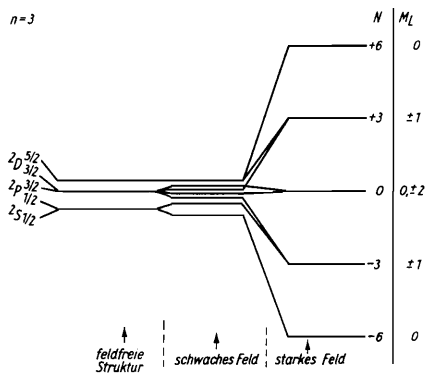
2 Stapelfehler im kubisch-flächenzentrierten Gitter mit einer Frankschen unvollständigen Versetzung

Starglas, → Augenoptik.

Stark-Effekt, die 1913 von J. Stark entdeckte Erscheinung, die darin besteht, daß die Linien des Wasserstoffspektrums, das von leuchtenden Kanalstrahlen ausgesandt wird, unter der Einwirkung eines äußeren elektrostatischen Feldes in mehrere Komponenten aufgespalten werden. Die benötigte große elektrische Feldstärke von 10^3 bis 10^6 V/cm wird nach Stark und Lo Surdo durch Einengung einer Glimmentladung auf etwa 1 mm Durchmesser im Katodenfallraum der Entladung erzeugt (*Lo-Surdo-Lichtquelle*) oder durch einen elektrischen Kondensator, zwischen dessen Platten die Emission von hineintretenden Kanalstrahlen beobachtet wird (J. Stark). Außer bei Wasserstoff kann der S.-E. auch bei anderen Atomen und Ionen beobachtet werden, die entweder als permanente Gase oder durch Katodenzerstäubung fester Substanzen in die Kanalstrahl- oder Lo-Surdo-Entladung eingebracht werden.

Die aufgespaltenen Komponenten zeigen Polarisation. Der elektrische Vektor des Lichts schwingt bei transversaler Beobachtung entweder parallel oder senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes. Bei longitudinaler Beobachtung sind die Komponenten unpolarisiert.

Im allgemeinen sind die Aufspaltungen proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke, es liegt der *quadratische S.-E.* vor. Bei Wasserstoff, wasserstoffähnlichen Ionen und dann, wenn die Starkaufspaltung groß gegen die feldfreie Multiplettaufspaltung wird, tritt der *lineare S.-E.* auf.



Quadratischer Stark-Effekt des Niveaus $n = 3$ von Wasserstoff bei schwachem und starkem Feld

Die Ursache des S.-E.s ist die Wechselwirkung der Hüllenelektronen der Atome mit dem elektrischen Außenfeld. Die Entartung, d. h. das energetische Zusammenfallen von Zuständen mit verschiedenen Beträgen des Drehimpulses, wird teilweise aufgehoben. Zustände mit genau entgegengesetzter Orientierung des Drehimpulses, also mit magnetischen Quantenzahlen $\pm M$, behalten allerdings auch im äußeren elektrischen Feld die gleiche Energie, da eine Umkehr des Drehsinns die Wechselwirkungsenergie mit dem elektrischen Feld nicht ändert.

Im allgemeinen haben die ungestörten Atome kein resultierendes elektrisches Dipolmoment $\vec{p}$, da die Elektronenverteilungen spiegelsymmetrisch zum Ort des Atomkerns sind. Damit verschwindet auch die Wechselwirkungsenergie $-\vec{p}\vec{E}$ mit dem äußeren Feld. Ein quadratischer Effekt entsteht nun dadurch, daß die Atome

im Feld polarisiert werden und so ein zu $\vec{E}$ proportionales Dipolmoment erhalten. Der beim Wasserstoff und ähnlichen Systemen auftretende lineare Effekt ist eine Folge der zufälligen Entartung der Energieniveaus von Zuständen mit verschiedenem Bahndrehimpuls. Daher verhalten sich die angeregten Zustände stets wie ein Gemisch solcher Zustände mit verschiedenem Bahndrehimpuls. Diese Mischzustände haben nicht-spiegelsymmetrische Elektronenverteilungen und daher ein resultierendes von dem angelegten elektrischen Feld unabhängiges elektrisches Dipolmoment. Daher gibt $-\vec{p}\vec{E}$ die in $\vec{E}$ linearen Zusatzenergien für die einzelnen Niveaus.

In hinreichend starken elektrischen Feldern beobachtet man Übergangslinien, die der im feldfreien Fall streng gültigen Auswahlregel $\Delta L = \pm 1$ für Strahlungsübergänge widersprechen. L ist die Quantenzahl des Bahndrehimpulses. Diese Linien heißen *Stark-Kochsche Linien.*

Der S.-E. ist bisher nicht nur an Atomen, sondern auch an Störstellen und Exzitonen in Festkörpern beobachtet worden.

Eine zum S.-E. analoge Erscheinung ist der im magnetischen Feld auftretende → Zeeman-Effekt. Untersuchung und theoretische Erklärung beider Effekte haben einen wesentlichen Beitrag zu den heutigen Kenntnissen über den Atombau geliefert.

Lit. → Atomspektren.

Stärkefunktion, Verhältnis aus der gemittelten reduzierten Breite eines Niveaus $\langle\gamma^2\rangle$ und dem mittleren Abstand der Energieniveaus D mit gleichem Spin s und gleicher Parität im Kern: $s = \langle\gamma^2\rangle/D$. Die S. kann mit dem optischen Kernmodell berechnet werden. Sie ermöglicht Aussagen über die Kernstruktur.

starke Wechselwirkung, fundamentale Wechselwirkung zwischen den Baryonen, d. h. Elementarteilchen mit nichtverschwindender baryonischer Ladung, oder Systemen von solchen, die durch die Mesonen als Quanten des Kernfeldes, d. h. des der s.n W. zugeordneten Materiefeldes, vermittelt wird.

Die s. W. hat kein klassisches Analogon wie die elektromagnetische Wechselwirkung; das ist der Grund für ihre relativ späte Entdeckung als Kernkraft, die für den Aufbau und die Stabilität des Atomkerns verantwortlich ist. Die Bindung der Nukleonen des Atomkerns kann wegen der hohen Bindungsenergie von einigen MeV (im Gegensatz zur Ionisierungsenergie der Elektronen der Atomhülle von wenigen eV) nicht elektromagnetischer Natur sein, vielmehr muß sie wesentlich stärker als die elektromagnetische Wechselwirkung sein; dafür sprechen auch die Bindung der gleichnamig elektrisch geladenen Protonen untereinander und die Bindungseigenschaften der elektrisch ungeladenen Neutronen. Tatsächlich ist die s. W. von der elektrischen Ladung unabhängig (→ Isospin); als Quelle der s.n W. wurde daher die mit der Atommassezahl identische baryonische Ladung eingeführt, die für die Nukleonen, d. h. Proton und Neutron, gleich 1 ist, aber auch anderen Elementarteilchen, den Baryonen, zukommt. In Übereinstimmung mit der geringen Ausdehnung des Atomkerns hat die s. W. eine extrem kurze effektive Reichweite von etwa 10^{-13} cm.

Die s. W. kann daher nur auf der Grundlage der Relativitäts- und der Quantentheorie verstanden werden. Der erste Versuch einer Theorie der s.n W. durch Yukawa (1932) basiert daher auf der Quantenfeldtheorie: Als Träger der s.n W. wurde ein Feld angenommen, dessen statischer Anteil statt des Coulomb-Potentials im Fall der elektromagnetischen Wechselwirkung durch das Yukawa-Potential $G \cdot e^{-\mu r}/r$ wiedergegeben wird, wobei G der elektrischen Ladung entspricht und gelegentlich als nukleare Ladung bezeichnet wird, und μ eine reziproke Länge der Größenordnung 10^{-13} cm ist, die der Compton-Wellenlänge eines Teilchens der Ruhmasse von etwa 200 MeV entspricht. Die Existenz eines solchen aus theoretischen Überlegungen her postulierten Teilchens, das wegen der zwischen Elektronen- und Protonenmasse gelegenen Masse als Meson bezeichnet wurde, konnte 1947 durch Powell und Mitarbeiter als π-Meson nachgewiesen werden. In Analogie zum Photon als Quant des elektromagnetischen Feldes ist das Pion als Quant des Kernfeldes aufzufassen; im Gegensatz dazu ist die Ruhmasse des Pions jedoch von Null verschieden, was gleichzeitig auch Ursache für die außerordentliche Stärke und Kurzreichweitigkeit der s.n W. ist, und schließlich wurde außer dem Pion noch eine Vielzahl weiterer Mesonen mit anderen Eigenschaften und durchweg höheren Massen als Quanten dieses Feldes entdeckt. Man hat aber auch für die s. W. mit Erfolg die Vorstellung ausgeprägt, daß sich die Baryonen mit einer virtuellen Mesonenwolke umgeben und die Bindung bzw. Wechselwirkung durch den Austausch dieser Teilchenzustände kommt. Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung kann die s. W. wegen der großen Kopplungskonstante $G^2/\hbar c$, die in der Größenordnung von 1 liegt und für verschiedene Prozesse auch noch verschieden ist (*Nichtuniversalität der s.n W.*) nicht durch störungstheoretische Behandlung der Wechselwirkung zwischen Baryonen und Mesonenfeld beschrieben werden, da in diesem Fall die entsprechende Reihenentwicklung für die Matrixelemente der Streumatrix (→ S-Matrix) nicht konvergiert.

Wegen dieser Schwierigkeiten haben in den letzten Jahren die Bemühungen zur Behandlung der s.n W. im Rahmen einer analytischen S-Matrix-Theorie, die keinen Gebrauch von den an sich physikalisch nicht beobachtbaren Quantenfeldern macht und diesen höchstens den Rang dynamischer Hilfsgrößen einräumt, einen großen Raum eingenommen und zusammen mit einer Vielzahl spezieller Modelle auch zu recht beachtlichen Erfolgen geführt (→ analytische S-Matrix-Theorie, → Dispersionsrelation); eine befriedigende Theorie der s.n W. gibt es jedoch noch nicht. Wesentliche Einsichten in die Struktur der s.n W. hat man durch das Studium der Symmetrien der Hadronen (→ unitäre Symmetrie), wie man die durch die s. W. verkoppelten Elementarteilchen nennt, gewonnen und vor allem zur Klassifizierung der Vielzahl von Resonanzteilchen mit Erfolg herangezogen; insbesondere hat das Studium der unitären Symmetrie eine einheitliche Behandlung des Isospins

Stark-Kochsche Linien

und der Hyperladung und die Vereinigung mehrerer Baryonen bzw. Mesonen zu SU(3)-Supermultipletts mit sich gebracht, die mehrere Isospinmultipletts enthalten und theoretisch alle dieselbe Masse aufweisen sollten. Die s. W. ist diejenige fundamentale Wechselwirkung, die die meisten Symmetrien hat und damit auch die meisten Erhaltungsgrößen aufzuweisen hat (Tab. → Wechselwirkung); Erhaltungsgrößen der s.n W. sind außer Energie, Impuls, Drehimpuls und Ladung die Parität und die Zeitumkehr, ferner Isospin, Baryonenzahl, Leptonenzahl und Hyperladung. Die tatsächlich beobachtete Massendifferenz der Multipletts erklärt man als Folge einer Brechung der Symmetrie der s.n W. durch die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung, ferner durch eine zusätzliche Brechung der SU(3)-Symmetrie als Folge einer mittelstarken, nicht unitär invarianten Wechselwirkung. Die Einführung einer derartigen mittelstarken Wechselwirkung erscheint in Zusammenhang mit der Nichtuniversalität der s.n W. zweckmäßig, da sich dann die beobachtete s. W. als Resultat einer mittelstarken und einer superstarken Wechselwirkung auffassen läßt, die beide als universal angenommen werden könnten.

Neben der großen Bedeutung der s.n W. für die Erklärung der Kernkraft und damit für die Kerntechnik scheint sie zunächst nur noch für Fragen der Astrophysik, speziell der Sternentwicklung und -entstehung und der Kosmogonie, wesentlich zu sein. Die wirkliche Bedeutung der s.n W. kann aber erst mit einer vollständigen Theorie übersehen werden.

Stark-Kochsche Linien, → Stark-Effekt.

Stark-Verbreiterung, → Spektrallinien.

starre Bindung, → Bindung 1).

starrer Körper, makroskopisches physikalisches System aus miteinander starr verbundenen Massepunkten, das benutzt wird zur Beschreibung der Bewegung von nicht mehr als punktförmig zu betrachtenden Körpern. Während der Bewegung bleibt der Abstand zweier beliebiger Punkte des starren K.s konstant, d. h., Größe und Form eines starren K.s werden von der Bewegung nicht beeinflußt. Der starre K. ist auf Grund dieser geforderten Eigenschaften ein idealisierter Körper, der also unter dem Einfluß von Kräften keine Formänderungen erfährt. In der Praxis gibt es solche Idealkörper nicht, doch es ist mit dieser Annahme möglich, viele physikalische und technische Probleme auf einfache Weise genügend genau zu lösen.

Zur Beschreibung der Bewegung des starren K.s werden ein raumfestes Koordinatensystem Q mit Ursprung R und ein starr mit dem Körper verbundenes System K mit Ursprung O eingeführt. Da mit der Lage von K relativ zu Q auch die Lage des starren K.s vollständig bestimmt ist, folgt, daß der starre K. insgesamt 6 Freiheitsgrade besitzt. Die formale Behandlung des starren K.s wird vereinfacht, wenn dieser nicht als ein Kontinuum, sondern als ein System aus N Massepunkten, die ihren gegenseitigen Abstand nicht ändern können, betrachtet wird. Der Übergang zum Kontinuum kann leicht vollzogen werden, indem in allen Formeln

$$\sum_n m_n \text{ durch } \int_{\text{Körper}} \varrho(\vec{r})\,\mathrm{d}V \tag{1}$$

ersetzt wird. In (1) bedeuten m_n die Masse des n-ten Massepunktes und $\varrho(\vec{r})$ die lokale Dichte des starren K.s am Ort $\vec{r}$. Das Integral braucht nur über den vom starren K. eingenommenen Raum erstreckt zu werden. So ergibt sich z. B. der Ortsvektor des Schwerpunktes $\vec{r}_s'$ im System K als

$$\vec{r}_s' = \frac{1}{M}\sum_n m_n \vec{r}_n' \text{ bzw. } \vec{r}_s' = \frac{1}{M}\int_{\text{Körper}} \varrho(\vec{r}')\,\vec{r}'\,\mathrm{d}V', \tag{2}$$

wobei $M = \sum_n m_n$ die Masse des starren K.s und $\vec{r}_n'$ den Ortsvektor des n-ten Massepunktes im System K bezeichnet.

Die Geschwindigkeit des n-ten Massepunktes (n beliebig) des starren K.s kann aus der Betrachtung einer infinitesimalen Verrückung desselben erhalten werden. Bezeichnet $\vec{r}_n$ den Ortsvektor des betrachteten Massepunktes im raumfesten System Q, so kann die Änderung $\mathrm{d}\vec{r}_n$ ausgedrückt werden als vektorielle Summe einer Verschiebung des Ursprungs O von K um $\mathrm{d}\vec{r}_0$ und einer infinitesimalen Drehung um eine geeignet gewählte Achse A durch O. Ist nun $\mathrm{d}\vec{\alpha}$ der Vektor der infinitesimalen Drehung um diese Achse, dessen Betrag gleich dem Drehwinkel $\mathrm{d}\alpha$ ist und dessen Richtung mit der Drehachse so zusammenfällt, daß die Drehrichtung mit der Richtung von $\mathrm{d}\vec{\alpha}$ eine Rechtsschraube bildet, so wird

$$\mathrm{d}\vec{r}_n = \mathrm{d}\vec{r}_0 + \mathrm{d}\vec{\alpha} \times \vec{r}_n', \tag{3}$$

wobei $\vec{r}_n'$ wieder den Ortsvektor des Massepunktes im System K bezeichnet. Aus (3) folgt unmittelbar

$$\frac{\mathrm{d}\vec{r}_n}{\mathrm{d}t} = \vec{v}_n = \vec{v}_0 + \vec{\Omega} \times \vec{r}_n', \tag{4}$$

wobei $\vec{v}_0 = \frac{\mathrm{d}\vec{r}_0}{\mathrm{d}t}$ die Geschwindigkeit des Ursprungs O im System R und $\vec{\Omega} = \mathrm{d}\vec{\alpha}/\mathrm{d}t$ den Vektor der Winkelgeschwindigkeit bedeutet. (4) gilt für eine beliebige Wahl des Bezugspunktes O des körperfesten Systems, wobei O auch außerhalb des starren K.s liegen kann. Da $\mathrm{d}\vec{\alpha}$ für beliebiges O immer den gleichen Wert hat, ist auch $\vec{\Omega}$ im Gegensatz zu $\vec{v}_0$ unabhängig von der Lage von O. Stehen $\vec{v}_n$ und $\vec{\Omega}$ zu irgendeinem Zeitpunkt senkrecht aufeinander, so läßt sich immer O so wählen, daß $\vec{v}_0 = 0$ gilt. Dann besteht die Bewegung des starren K.s aus einer reinen Rotation um eine Achse durch O, die momentane Drehachse genannt wird. Sind $\vec{v}_n$ und $\vec{\Omega}$ zu einem gegebenen Zeitpunkt nicht orthogonal, so läßt sich O so wählen, daß $\vec{v}_n$ und $\vec{\Omega}$ parallel werden, d. h., die Bewegung des starren K.s besteht in einer infinitesimalen Schraubenbewegung, die sich aus einer Rotation um die Achse A und einer Translation längs dieser Achse zusammensetzt.

Für die kinetische Energie ergibt sich mit (4):

$$T = \sum \frac{m_n}{2}\vec{v}_n^2 = \sum \frac{m_n}{2}\vec{v}_0^2 + \sum m_n \vec{v}_0(\vec{\Omega} \times \vec{r}_n') + \\ + \sum \frac{m_n}{2}(\vec{\Omega} \times \vec{r}_n')^2. \tag{5}$$

Wird nun der Ursprung O von K in den Schwerpunkt des starren K.s gelegt, so wird mit (2)

$$\sum_n m_n \vec{v}_s (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n') = -(\vec{\Omega} \times \vec{v}_s) \sum_n m_n \vec{r}_n' = -(\vec{\Omega} \times \vec{v}_s) M \vec{r}_s' = 0, \quad (6)$$

wobei $\vec{v}_s \equiv \vec{v}_0$ gesetzt wurde.

Bezeichnet ξ_n den Abstand des n-ten Massepunktes von der Drehachse, so folgt wegen $|(\vec{\Omega} \times \vec{r}_n')| = |\vec{\Omega}| \cdot \xi_n$ für das letzte Glied in (5)

$$\sum_n \frac{m_n}{2} (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n')^2 = \frac{1}{2} |\vec{\Omega}|^2 \cdot J(\vec{\Omega}) = \frac{1}{2} \vec{\Omega} \Theta \vec{\Omega},$$

wobei $J(\vec{\Omega}) = \sum_n m_n \xi_n^2$ das Trägheitsmoment des starren K.s um die Drehachse und Θ der Trägheitstensor bezüglich des Schwerpunktes sind. Somit ergibt sich aus (5) und (6)

$$T = \frac{M}{2} \vec{v}_s^2 + \frac{1}{2} \vec{\Omega} \Theta \vec{\Omega} = T_{\text{Transl.}} + T_{\text{Rot.}}, \quad (7)$$

($M = \sum m_n$ ist die Masse des starren K.s) d. h., die kinetische Energie ist die Summe aus der Translationsenergie $T_{\text{Transl.}}$ der im Schwerpunkt konzentriert gedachten Masse des starren K.s und der Rotationsenergie $T_{\text{Rot.}}$ infolge der Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$ um eine Achse durch den Schwerpunkt.

Für den Drehimpuls des starren K.s bezüglich des Ursprungs R des raumfesten Systems Q ergibt sich

$$\vec{L} = \sum m_n \vec{r}_n \times \vec{v}_n.$$

Daraus wird mit (3)

$$\vec{L} = \sum m_n \vec{r}_n' \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}_n') + \vec{L}_s. \quad (8)$$

Wird der Ursprung O wieder in den Schwerpunkt gelegt ($\vec{r}_s \equiv \vec{r}_0$), so ist

$$\vec{L}_s = M \vec{r}_s \times \vec{v}_s$$

gerade der Drehimpuls der im Schwerpunkt konzentriert gedachten Masse M bezüglich R. Unter Verwendung der Identität

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = (\vec{b} \circ \vec{a}) \vec{c} - (\vec{c} \circ \vec{a}) \vec{b}$$

($\circ$ bedeutet das Tensorprodukt) und der Definition des → Trägheitstensors folgt daraus

$$\vec{L} = \vec{\Omega} \Theta + \vec{L}_s = \Theta \vec{\Omega} + \vec{L}_s. \quad (9)$$

Nach (7) und (9) zerfallen kinetische Energie und Drehimpuls des starren K.s in einen Anteil, der von der Translationsbewegung der im Schwerpunkt konzentriert gedachten Masse des starren K.s herrührt und einem von der Rotation um den Schwerpunkt hervorgerufenen Anteil.

Wenn die auf den starren K. einwirkenden äußeren Kräfte keine Koppelung zwischen Translations- und Rotationsbewegung hervorrufen, wie das z. B. bei der Bewegung in einem homogenen Feld der Fall ist, gilt das auch für die potentielle Energie. Dann kann die Bewegung des starren K.s in Translations- und Rotationsbewegung separiert werden. Letztere ist gerade die Bewegung desjenigen → Kreisels, der durch den im Schwerpunkt unterstützten starren K. gegeben ist.

Unter einem *System s. K.* versteht man in der Statik eine Kopplung einzelner Körper zu einem Verband bzw. Tragwerk, es besteht aus beliebig vielen Einzelkörpern, die durch Gelenke miteinander verbunden und an bestimmten Lagerstellen gegenüber dem Bezugssystem gestützt sind. Da für jeden Einzelkörper z. B. in der Ebene drei Gleichgewichtsbedingungen gelten, erhält man nach dem Prinzip des „Freimachens" für ein Körpersystem $3 \cdot n$ Gleichungen für die $3 \cdot n$ unbekannten Zwischen- und Lagerreaktionen. Ist die Anzahl der unbekannten Stütz- und Zwischenreaktionen größer als $3 \cdot n$, dann liegt ein statisch unbestimmtes System vor, im umgekehrten Fall spricht man von einem Mechanismus bzw. von einer kinematischen Kette.

Starrheit, svw. Righeit.

Startreaktion, chemische → Kettenreaktion.

Statik, in der Mechanik die Lehre vom Gleichgewicht, bei dem ein Körper im Zustand der Ruhe oder einer gleichförmigen Translationsbewegung verbleibt. Daraus folgen die Gleichgewichtsbedingungen für verschiedene Situationen: 1) am Massenpunkt: Die Vektorsumme der angreifenden Kräfte muß verschwinden: $\sum_i \vec{F}_i = 0$. Graphische Konstruktion: Das Krafteck muß ein geschlossenes Polygon ergeben.

2) am starren Körper: Die Vektorsumme der angreifenden Kräfte muß verschwinden: $\sum_i \vec{F}_i = 0$. Die Vektorsumme der Drehmomente $\sum_i \vec{M}_i = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i$ muß verschwinden, dabei ist $\vec{r}_i$ der Ortsvektor vom Bezugspunkt zu einem beliebig wählbaren Punkt auf der Wirkungslinie der Kraft $\vec{F}_i$. Relativ einfach sind die Verhältnisse bei einer ebenen Kräftegruppe, da dort die Momente alle senkrecht auf der Kraftebene stehen und algebraisch addiert werden können. Graphische Konstruktion des Momentengleichgewichts: Das Seileck muß geschlossen sein. Für die ebene Kräftegruppe lassen sich verschiedene äquivalente Fassungen der Gleichgewichtsbedingungen angeben: Es herrscht Gleichgewicht, wenn sich die Komponenten der Kräfte in einer beliebigen Richtung aufheben und das resultierende Moment bezüglich zweier verschiedener Punkte verschwindet, die nicht auf einer Senkrechten zu der gewählten Richtung liegen dürfen. Außerdem herrscht Gleichgewicht, wenn die resultierenden Momente bezüglich dreier Punkte verschwinden, die nicht auf einer Geraden liegen.

3) im deformierbaren Kontinuum: → Spannungsgleichgewicht.

stationär, zeitlich unveränderlich als Folge eines dynamischen, statischen oder statistischen Gleichgewichts. In der klassischen Mechanik bezeichnet man als s. z. B. die Bewegung der Planeten um die Sonne. In der Elektrodynamik versteht man unter s.en Strömen zeitunabhängige Ströme. In der Quantenmechanik versteht man unter *s.en Zuständen* die Lösungen der zeitunabhängigen Schrödinger-Gleichung, die z. B. die Bewegung von gebundenen Elektronen im Coulumb-Feld des Atomkerns beschreiben. In der statistischen Mechanik wird der Zustand eines Gases s. genannt, wenn das System trotz statistischer Schwankungen immer wieder in ihn zurückkehrt. In der Hydromechanik heißt eine Flüssigkeitsströmung s., wenn das Geschwindigkeitsfeld der Strömung zeitunabhängig ist.

stationäre Formänderung, Formänderung, bei der sich für jeden festen Raumpunkt innerhalb

des sich verformenden Körpers das Geschwindigkeitsfeld mit der Zeit nicht ändert.

stationärer Zustand, → stationär.

statische Festigkeit, Bruchspannung, die das Material bei langsam anwachsender Belastung erreicht.

statische Gleichgewichtsbedingung, → Gleichgewicht.

statische Grundgleichung, Gleichung für die Änderung des Druckes in ruhenden Flüssigkeiten oder Gasen mit der Höhe. Sie gilt auch in der bewegten Atmosphäre mit hinreichender Näherung. Die s. G. lautet $\frac{\partial p_b}{\partial h} = -g_n \varrho$; dabei ist p_b der Luftdruck, h die Höhe in → geopotentiellen Metern, $g_n = 9{,}8\ \mathrm{m\,s^{-2}}$ ein standardisierter Wert der Schwerebeschleunigung und ϱ die Dichte. Aus der s.n G. folgt die → barometrische Höhenformel.

statischer Druck, → Flüssigkeitsdruck.

statischer Eichfaktor, → Stoßpendel.

Statistik, *statistische Physik, statistische Mechanik*, Teilgebiet der theoretischen Physik, das makroskopische Eigenschaften der Materie auf atomare und molekulare Gesetzmäßigkeiten zurückführt. Grundlegende Voraussetzung ist dabei, daß die betrachteten Systeme aus sehr vielen Teilchen bestehen. Ein solches System, z. B. ein aus ungeheuer vielen Molekülen bestehendes Gas, läßt sich mit den Methoden der klassischen Mechanik wegen der großen Anzahl der zu lösenden Gleichungen und der Unkenntnis der Anfangsbedingungen nicht behandeln. Es genügt jedoch in den meisten Fällen die Kenntnis makroskopisch meßbarer Größen, wie Druck, Temperatur, elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit, die als Mittelwerte über sehr viele Teilchen definiert sind. Die Berechnung dieser Größen ist durch die Ausnutzung spezieller Gesetzmäßigkeiten, die für aus sehr vielen Teilchen aufgebaute Systeme gelten, in relativ einfacher Weise möglich.

Die S. kann nach folgenden drei Möglichkeiten eingeteilt werden: 1) in die *kinetische Theorie* (*S. irreversibler Prozesse, Nichtgleichgewichtsstatistik*) und *statistische Thermodynamik* (*Gleichgewichtsstatistik*). Dabei kann die Gleichgewichtsstatistik als Grenzfall der kinetischen Theorie betrachtet werden, zumal in den meisten praktisch betrachteten Fällen die Abweichung vom Gleichgewicht relativ klein ist. Wesentlich unterscheidet sich die kinetische Theorie jedoch von der Gleichgewichtsstatistik durch die Anwendung andersartiger physikalischer und mathematischer Methoden, die durch den höheren Schwierigkeitsgrad der betrachteten Probleme bedingt ist; 2) in *Γ-Raum-* und *μ-Raum-Statistik* nach dem Gesichtspunkt, ob die Wechselwirkung der Teilchen des betrachteten Systems untereinander wesentlich ist oder ob von ihr abstrahiert werden kann, und 3) in *klassische S.* und *Quantenstatistik*, je nachdem, ob die Gesetze der klassischen Mechanik der Beschreibung zugrunde gelegt werden können oder ob man die Quantentheorie als Ausgangspunkt nimmt.

Ausgangspunkt der statistischen Theorie ist die *statistische Gesamtheit* (*statistisches Ensemble*). Sie setzt sich aus einer Vielzahl von physikalisch gleichartigen, d. h. durch die gleiche Hamilton-Funktion beschriebenen und somit den gleichen mechanischen Bewegungsgleichungen genügenden Systemen zusammen. In der → Gibbs-Statistik (*Γ*-Raum-Statistik) betrachtet man eine *virtuelle statistische Gesamtheit* (*virtuelles Ensemble*), die aus dem konkreten System und einer Vielzahl gedachter, dem konkreten System physikalisch gleichartiger Systeme besteht. Diese virtuellen Systeme bilden neben dem konkreten physikalischen System die Elemente der Gibbs-Statistik. Das konkrete physikalische System wird durch einen Bildpunkt im *Γ*-Raum repräsentiert, seine zeitliche Entwicklung entspricht einer Bewegung dieses Bildpunktes auf der Phasenbahn (→ Phasenraum). Über die Eigenschaften des konkreten Systems brauchen durch die Gibbs-Statistik keine einschränkenden Voraussetzungen gemacht zu werden. Im Gegensatz dazu läßt sich die elementare S. oder *μ*-Raum-Statistik (→ Maxwell-Boltzmann-Statistik, → Fermi-Dirac-Statistik, → Bose-Einstein-Statistik), bei der das interessierende System selbst – im obigen Beispiel also das Gas – die virtuelle Gesamtheit darstellt und die konkret vorhandenen Moleküle Elemente der S. sind, nur auf solche Systeme anwenden, deren Bestandteile – also im betrachteten Beispiel die Moleküle – nicht miteinander in Wechselwirkung stehen, d. h. streng nur auf ideale Gase. Die Phasenbahn im *μ*-Raum stellt den zeitlichen Verlauf der Bewegung eines Moleküls dar.

Die S. berechnet die Verteilung der Systeme im → Phasenraum. Die Verteilung wird durch die → *Verteilungsfunktion* $\varrho(t, q_1, \ldots, q_f, p_1, \ldots, p_f)$ quantitativ dargestellt. Hierbei sind $q_1, \ldots, q_f$ die verallgemeinerten Ortskoordinaten, durch die, wenn f die Anzahl der Freiheitsgrade ist, das betrachtete System beschrieben wird, und $p_1, \ldots, p_f$ die dazu kanonisch konjugierten Impulse. $\varrho(t, q_1, \ldots, q_f, p_1, \ldots, p_f)\, \mathrm{d}q_1 \cdots \mathrm{d}q_f \mathrm{d}p_1 \cdots \mathrm{d}p_f$ ist die Wahrscheinlichkeit, zum Zeitpunkt t ein System im Volumenelement $\mathrm{d}q_1 \cdots \mathrm{d}q_f\, \mathrm{d}p_1 \cdots \mathrm{d}p_f$ des Phasenraums um den Phasenpunkt mit den Koordinaten $q_1, \ldots, q_f$ und den Impulsen $p_1, \ldots, p_f$ zu finden.

Ist die Verteilungsfunktion bekannt, so kann man durch Mittelwertbildung makroskopisch interessante Größen berechnen. Das Wesen der S. besteht darin, das *Zeitmittel* (*zeitlicher Mittelwert*) einer beliebigen Größe $A(q_1, \ldots, q_f, p_1, \ldots, p_f)$ über ein konkretes physikalisches System

$$\bar{A} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A[q_1(t), \ldots, q_f(t), p_1(t), \ldots, p_f(t)]\, \mathrm{d}t,$$

zu dessen Berechnung im Grunde die Lösung der Bewegungsgleichungen nötig ist, durch den Mittelwert über die statistische Gesamtheit, das *Scharmittel*, $\bar{A} = \int A(q_1, \ldots, q_f, p_1, \ldots, p_f) \times \varrho(q_1, \ldots, q_f, p_1, \ldots, p_f)\, \mathrm{d}q_1 \cdots \mathrm{d}q_f\, \mathrm{d}p_1 \cdots \mathrm{d}p_f$ zu ersetzen. Boltzmann untersuchte dieses Vorgehen und stellte 1887 die *Ergodenhypothese* auf, die besagt, daß im Laufe der zeitlichen Entwicklung die Phasenbahn des Systems durch jeden Punkt der Energiehyperfläche des → Phasenraumes läuft. Auf der Grundlage der Ergodenhypothese konnte Boltzmann die Äquivalenz von Zeitmittel und Scharmittel zeigen. P. und T. Ehren-

fest erkannten jedoch die Ergodenhypothese aus mathematischen Gründen als unhaltbar. Sie führten 1911 die *Quasiergodenhypothese* ein, die fordert, daß die Phasenbahn in einer endlichen Zeit jedem Punkt der Energiehyperfläche beliebig nahekommt. Der allgemeine Beweis der Äquivalenz von Zeitmittel und Scharmittel aus der Quasiergodenhypothese ist aber mathematisch äußerst kompliziert und nicht unproblematisch, so daß man heute dazu neigt, die Äquivalenz von Zeitmittel und Scharmittel unmittelbar als axiomatische Grundlage der S. anzuerkennen. Bei der konkreten Berechnung der Verteilungsfunktion geht man vom Liouvilleschen Satz (→ Liouville-Gleichung) im Γ-Raum aus. Ist die Verteilungsfunktion zeitabhängig, dann ist ihre Berechnung Aufgabe der → kinetischen Theorie. Für die Einteilchen-Verteilungsfunktion lassen sich aus der Liouville-Gleichung über die → BBGKY-Hierarchie oder durch äquivalente Methoden kinetische Gleichungen, z. B. Boltzmann-Gleichung, Fokker-Planck-Gleichung und Wlassow-Gleichung, gewinnen, die Ausgangspunkt konkreter praktischer Berechnungen, z. B. von Transportkoeffizienten, wie der elektrischen oder Wärmeleitfähigkeit, in der S. irreversibler Prozesse sind. In der statistischen Thermodynamik (Gleichgewichtsstatistik), d. h. also im Zustand des statistischen Gleichgewichts, ist die Verteilungsfunktion zeitlich konstant. Man kann sie unter Berücksichtigung der für das System vorgegebenen Bedingungen berechnen, z. B. ergibt sich für ein System, dessen Energie vorgegeben ist, die *Gibbssche mikrokanonische Verteilung* und für ein System, dessen Temperatur vorgegeben ist, die *Gibbssche kanonische Verteilung*. Die Berechnung der makroskopisch interessierenden Größen geschieht in der Gleichgewichtsstatistik über die Berechnung von Zustandssummen oder Zustandsintegralen, die die beherrschenden Größen der statistischen Thermodynamik sind. Man kann aus ihnen thermodynamische Potentiale, vor allem die freie Energie, gewinnen, die die Berechnung weiterer thermodynamischer Größen und thermodynamischer Zusammenhänge, wie Zustandsgleichungen, in relativ einfacher Weise durch Differentiation gestatten. Ausgangspunkt vieler Betrachtungen in der statistischen Thermodynamik ist der → Gleichverteilungssatz.

In der Gleichgewichtsstatistik im μ-Raum läßt sich die Verteilungsfunktion und hieraus die Zustandssumme ausgehend von einer Einteilung des Phasenraumes in Zellen durch elementare Abzählmethoden bestimmen. Die klassische Gleichgewichtsstatistik im μ-Raum ist die Maxwell-Boltzmann-Statistik. Die Methoden dieser S. lassen sich näherungsweise mit teilweise recht guten Ergebnissen auch auf Systeme anwenden, deren Teilchen miteinander in Wechselwirkung stehen.

In der → Quantenstatistik tritt an die Stelle der Verteilungsfunktion die *Dichtematrix*. Auch hier kann man die makroskopischen Größen im Gleichgewicht durch Berechnen von Zustandssummen bestimmen. Die Quantenstatistik im μ-Raum, die auf Abzählmethoden aufgebaut werden kann, liefert in Abhängigkeit vom Spin der betrachteten Teilchen entweder eine Bose-Einstein-Verteilung (→ Bose-Einstein-Statistik) oder eine Fermi-Dirac-Verteilung (→ Fermi-Dirac-Statistik).

Die S. auf der Grundlage von Einteilchen-Verteilungsfunktionen beschreibt makroskopische Erscheinungen nicht vollständig. Ausdruck ihres Wahrscheinlichkeitscharakters ist z. B., daß makroskopisch beobachtbare Schwankungen thermodynamischer Größen, die auch im statistischen Gleichgewicht vorkommen, durch die S. nicht erfaßt werden. Der durch die statistische Theorie gelieferte Erwartungswert für das Ergebnis einer Messung wird nur im Mittel über sehr viele Messungen erhalten. Trotzdem sind aber infolge der ungeheuer großen Teilchenzahl der betrachteten Systeme die Schwankungen praktisch meist bedeutungslos. Die Schwankungstheorie oder Fluktuationstheorie (→ Schwankungserscheinungen), die diese Schwankungen näher untersucht und quantitativ beschreibt, gestattet es, ausgehend von den Schwankungen im Gleichgewicht Aussagen über irreversible Prozesse zu machen und bildet somit eine Art Bindeglied zwischen Gleichgewichtsstatistik und S. irreversibler Prozesse.

Die Anwendungsgebiete der S. erstrecken sich über weite Gebiete der Physik. Am weitesten entwickelt ist die Anwendung statistischer Methoden zur tieferen Begründung der Hauptsätze der Thermodynamik und zur Berechnung der thermodynamischen Funktionen, besonders der freien Energie. Vor allem in der kinetischen Theorie verdünnter Gase, jedoch auch in der Theorie von Plasmen, der Theorie der Strahlungs- und Lichtausbreitung, der Theorie des Atomkernes und besonders bei den aus Quasiteilchen bestehenden Systemen in der Festkörperphysik (→ Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität) spielen die statistischen Methoden eine große Rolle.

Geschichtliches. In der zweiten Hälfte des 19. Jh.s entwickelte sich zunächst die kinetische Gastheorie, ein Teilgebiet der kinetischen Theorie. Die dabei von Clausius, Maxwell und Boltzmann eingeführten Methoden waren auch für die anderen Gebiete der S. wegweisend. Der Zusammenhang zwischen Wahrscheinlichkeit und Entropie, der insbesondere für praktische statistische Berechnungen mittels Abzählmethoden grundlegend ist, wurde zuerst von Boltzmann erkannt. Um 1900 führte Gibbs den Begriff der statistischen Gesamtheit ein und baute die allgemeine statistische Theorie im Γ-Raum aus. Bedeutende Erfolge bei der Ausnutzung statistischer Methoden wurden in der Strahlungstheorie durch Planck und in der Theorie der spezifischen Wärmen von Festkörpern durch Einstein und Debye erzielt. Anfang des 20. Jh.s wurde vor allem die Gleichgewichtsstatistik vorangetrieben, z. B. durch Einführung und Anwendung des Begriffes Zustandssumme durch Planck. Gleichzeitig untersuchten P. und T. Ehrenfest die Grundlagen der S. Diese Arbeiten wurden später von v. Neumann und Birkhoff fortgesetzt. Parallel zur Entwicklung der Quantentheorie entwickelte sich Mitte der zwanziger Jahre die Quantenstatistik und zwar zunächst die Bose-Einstein- und Fermi-Dirac-Statistik. In den letzten Jahren hat sich der Schwerpunkt der Forschung auf die S. irreversibler Prozesse verlagert.

Lit. Landau u. Lifschitz: Statistische Physik (Berlin 1966); Macke: S. (Leipzig 1967); Sommerfeld: Thermodynamik und S. (Leipzig 1962).

statistische Auswertung von Experimenten, Verfahren zur quantitativen Auswertung und Beurteilung experimentell gewonnener Meßwerte auf der Grundlage von Häufigkeitsverteilungen. Die Meßwerte x_i der *Urliste*, der ersten Zusammen-

statistische Gesamtheit

stellung der Versuchsdaten im Versuchsprotokoll, werden der Größe nach geordnet. Dabei wird z. B. mittels einer Strichliste die *Häufigkeit* h_l jedes einzelnen Meßwertes erhalten. Zur Übersichtlichkeit werden die Meßwerte intervallweise in *Klassen* eingeteilt, wobei für die Darstellung der aus dem Experiment folgenden Verteilung die Meßwerte durch die jeweiligen Klassenmitten, d. s. die Intervallmitten, ersetzt werden (reduzierte Verteilung). Die *Häufigkeitsverteilung* ist die graphische Darstellung der Häufigkeit als Ordinate über dem Meßwert als Abszisse bzw. der Klassenmitte als Abszisse. Sie wird durch folgende Maßzahlen charakterisiert:

Mittelwerte kennzeichnen Meßreihen durch eine einzige Maßzahl $\bar{x}$. Das *arithmetische Mittel* berechnet sich aus der Summe der einzelnen Meßwerte dividiert durch die Anzahl n der Meßwerte $\bar{x} = (1/n)\sum_{i=1}^{n} x_l$ oder mit Hilfe eines geschätzten Mittelwertes $\bar{x}_0$ zu

$$\bar{x} = \bar{x}_0 + (K/n)\sum_{i=1}^{n} h_l(x_l - \bar{x}_0)/K,$$

wobei K die Klassenbreite (Intervallbreite) bedeutet. Soll aus mehreren (k) Meßreihen verschieden vieler Meßwerte n_k für einen Versuch das arithmetische Mittel angegeben werden, so findet das *gewogene arithmetische Mittel* $\bar{x} = (\sum_k n_k\bar{x}_k)/\sum_k n_k$ Anwendung. Die n_k werden mitunter auch *statistische Gewichte* genannt. Als *Gipfelwert* oder *Dichtewert* wird der Meßwert mit der größten Häufigkeit bezeichnet, während der *Zentralwert* der Meßwert des mittleren Gliedes bzw. bei geradem n zwischen den beiden mittleren Gliedern ist, wenn man die Meßwerte einer Verteilung nach ihrer Größe ordnet.

Streuungs- oder Variabilitätsmaße geben an, wie die einzelnen Meßwerte um den Mittelwert herum streuen. Die *Streuung* oder *Standardabweichung* der Einzelwerte ist gegeben durch $s = \sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_l - \bar{x})^2/(n-1)}$ bzw. bei Verwendung des geschätzten Mittelwertes als

$$s = \sqrt{\left\{\sum_{i=1}^{n}(x_l - \bar{x}_0)^2 - (1/n)\left(\sum_{i=1}^{n}(x_l - \bar{x}_0)\right)^2\right\}\Big/(n-1)}$$

oder mit den Quadraten x_i^2 der Einzelmeßwerte x_l als

$$s = \sqrt{\left\{\sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} x_l\right)^2/n\right\}\Big/(n-1)}.$$

Die Streuung des Mittelwertes, auch *Unsicherheitsmaß* oder *Standardfehler* genannt, wird nach

$$s_{\bar{x}} = s/\sqrt{n} = \sqrt{\sum(x_l - \bar{x})^2/n(n-1)}$$

berechnet. Für die Streuung aus k Meßreihen mit gleich vielen Messungen (gleicher Stichprobenumfang) gilt

$$s = \sqrt{\sum_k s_k^2/k} \quad \text{bzw.}$$

$$s = \sqrt{\sum_k \sum_i (x_{kl} - x_k)^2/k(n-1)},$$

bei ungleich vielen Messungen n_k innerhalb der k Meßreihen

$$s = \sqrt{\{\sum s_k^2(n_k - 1)\}/\{(\sum n_k) - k\}}.$$

Dabei bedeuten s_k die zu den einzelnen Meßreihenmitteln gehörenden Streuungen der Einzelmeßwerte. Anstatt der Streuung wird oft deren Quadrat, die *Varianz*, benötigt. Die Gesamtvarianz V für alle Meßreihen ergibt sich als Summe der Einzelvarianzen $s_{\bar{x}k}^2$ aller Meßreihenmittel $\bar{x}_k$ dividiert durch die Anzahl der Meßreihen k gleich vieler Messungen $V = \sum s_{\bar{x}k}^2/k$, bei ungleich vielen Messungen innerhalb von k Meßreihen folgt $V = \{\sum_k s_{\bar{x}k}^2(n_k - 1)\}/\{(\sum_k n_k) - k\}$. Der Variabilitätskoeffizient $v = s \cdot 100/\bar{x}$ in % ist durch das Verhältnis der Streuung zum arithmetischen Mittel gegeben. Die Streuung der Differenz s_d zwischen zwei Meßreihenmitteln errechnet sich durch Addition der Streuungen der beiden einzelnen Mittelwerte. Für ungleiche Streuung und ungleichen Stichprobenumfang (Meßwertanzahl) ergibt sich $s_d = \sqrt{s_1^2/n_1 + s_2^2/n_2}$, bei gleichem Stichprobenumfang $s_d = \sqrt{(s_1^2 + s_2^2)/n}$ und bei gleicher Streuung $s_d = \sqrt{2s^2/n}$. Es bedeuten s_1 und s_2 die Streuungen der Einzelwerte der beiden zu vergleichenden Meßreihen und n_1 und n_2 deren Umfänge (Meßwertanzahl).

Normalverteilungen. Viele empirisch gewonnene Verteilungen ähneln in ihrer Form einer Gauß-Verteilung (→ Fehler, → Fehlerrechnung). Je nach der Art des Problems treten mitunter auch andere theoretische Häufigkeitsverteilungen wie die → Binomialverteilung und ihre Sonderfälle z. B. die Poisson-Verteilung auf. Zu jeder empirischen Verteilung läßt sich eine Normalverteilung $f(x)$ angeben, die mit ihr in $\bar{x}$ und s übereinstimmt

$$f(x_l) = (n/s\sqrt{2\pi})\exp\{-(x_i - \bar{x})^2/2s^2\}.$$

Diese Gauß-Verteilung ist für verschiedene $\bar{x}$ und s tabelliert.

Weiteres über Korrelation und statistische Prüfverfahren wie Studentscher t-Test, Pearsonscher χ^2-Test, Varianzanalyse und Signifikanzberechnungen ist in der angegebenen Literatur eingehend behandelt. → Studentsche Verteilung.

Lit. Weber: Grundriß der biologischen Statistik (Jena 1957); Weise: Statistische Auswertung von Kernstrahlungsmessungen (München und Wien 1971).

statistische Gesamtheit, → Statistik.

statistische Interpretation, von M. Born eingeführte Deutung des Absolutquadrats $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ der Wellenfunktion als Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden eines Teilchens zur Zeit t am Orte $\vec{r}$. Die Wahrscheinlichkeit dafür, das Teilchen in einem bestimmten Volumen V anzutreffen, ist dann durch $\int_V |\psi(\vec{r}, t)|^2\,d\tau$ gegeben. Da das Teilchen mit Gewißheit, d. h. mit der Wahrscheinlichkeit 1, irgendwo im Raume aufzufinden ist, normiert man die Wellenfunktion gewöhnlich so, daß bei Integration über den gesamten Raum $\int |\psi(\vec{r}, t)|^2\,d\tau = 1$ gilt (*Normierungsbedingung*).

Die s. I. ist für die Quantentheorie von überragender Bedeutung; sie ermöglicht es erst, den Teilchenbegriff konsistent in die Wellenmechanik einzubauen: In einer klassischen Wellentheorie der Materie können Teilchen nur als stark lokalisierte Wellenpakete eingeführt werden, die aber um so eher „zerfließen", je stärker sie lokalisiert sind, und daher gerade für die Dar-

stellung mikrophysikalischer Objekte ungeeignet sind; bei der s.n I. dagegen zerfließt nicht die Materiedichte, sondern die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden des Teilchens. Die s. I. widerspricht den Vorstellungen der klassischen Physik, sie ist aber in Übereinstimmung mit dem Heisenbergschen Unbestimmtheitsprinzip, speziell mit der Tatsache, daß Mikroobjekten keine Bahnkurven im klassischen Sinne zugeschrieben werden können.

Die s. I. wird von einigen Physikern, z. B. von einem Kreis um L. de Broglie, abgelehnt. Die Widersprüche, die sich aus der Deutung von $|\psi|^2$ als Teilchendichte ergaben, sollen nach ihnen durch Einführung von → verborgenen Parametern, aus noch nicht erkannten zusätzlichen physikalischen Größen, aufgelöst werden können. Ein exakter Beweis, der die Existenz verborgener Parameter widerlegt, liegt nicht vor; alle bisherigen theoretischen Untersuchungen schränken die Möglichkeiten des Auftretens verborgener Parameter mathematisch so stark ein, daß ihre Existenz als physikalisch höchst unwahrscheinlich angesehen werden muß. Die Mehrzahl der Physiker hält daher an der s.n I. fest.

statistische Matrix, seltene Bezeichnung für die → Dichtematrix.

statistische Mechanik, svw. Statistik.

statistische Physik, svw. Statistik.

statistischer Operator, svw. Dichtematrix.

statistisches Ensemble, → Statistik.

statistisches Gewicht, → statistische Auswertung von Experimenten.

statistisches Modell, → Phänomenologie der Hochenergiephysik, → Kernmodelle.

statistische Theorie der Atomhülle, von Thomas und Fermi entwickeltes Verfahren zur näherungsweisen Berechnung der Energie und der mittleren Elektronendichte der Atomhülle im Grundzustand. Die s. T. d. A. ist nur auf Atome mit vielen Elektronen anwendbar. Dabei wird die Energie auf die mittlere Elektronendichte zurückgeführt und das → Pauli-Prinzip berücksichtigt. Die gesamte kinetische Energie der Elektronen wird auf Grund der folgenden Vorstellung berechnet: Die Atomhülle unterteilt man in Teilvolumina ΔV_i, in denen sich im Mittel noch genügend viele Elektronen aufhalten sollen, die aber andererseits klein genug sind, um das auf die Elektronen wirkende effektive Potential in jedem Teilvolumen als konstant betrachten zu können. Die in einem Volumen ΔV_i enthaltenen Elektronen behandelt man als *Fermi-Gas*. Die Summation über die kinetischen Energien dieser Elektronen ersetzt man daher durch eine Integration über die entsprechende Fermi-Kugel. Der Radius r der Fermi-Kugel ist proportional zur dritten Wurzel aus der mittleren Elektronendichte in ΔV_i. Schließlich wird auch die Summation über die Teilvolumina durch eine Integration ersetzt. Die Bindungsenergie E der Atomhülle ergibt sich als Funktional der Elektronendichte $\varrho(r)$ zu

$$E\{\varrho\} = \int \mathrm{d}V \frac{\hbar^2}{2m} \frac{3}{5} \varkappa_F(\varrho(r))^{5/3} - Z \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \times$$
$$\times \int \mathrm{d}V \frac{\varrho(r)}{r} + \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0} \iint \frac{\mathrm{d}V\,\mathrm{d}V\,\varrho(r)\varrho(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.$$

Dabei bedeuten $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante, m die Masse des Elektrons, $\varkappa_F = (3\pi^2)^{2/3}$, Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung und ε_0 die Dielektrizitätskonstante. Das erste Integral stellt die kinetische Energie der Elektronen dar, das zweite ihre potentielle Energie im Feld des Atomkerns und das dritte die Energie der Coulomb-Wechselwirkung der Atomelektronen. Die Elektronendichte $\varrho(r)$ wird nun durch ein Variationsverfahren so ermittelt, daß $E\{\varrho\}$ bei festgehaltener Gesamtzahl $N = \int \mathrm{d}V\varrho(r)$ der Elektronen möglichst klein wird. Das Variationsverfahren liefert die als *Thomas-Fermi-Gleichung* bezeichnete Differentialgleichung zur Bestimmung der Elektronendichte $\varrho(r)$. In ihrer ursprünglichen Form liefert die s. T. d. A. einen über die räumliche Schalenstruktur hinweg gemittelten Verlauf der Elektronendichte. Durch gesonderte Anwendung der Methode auf Elektronenzustände mit jeweils festem Bahndrehimpuls kann auch die räumliche Schalenstruktur der radialen Dichte wiedergegeben werden. Der Vorteil der Einfachheit geht dabei allerdings verloren.

Lit. Gombas: Statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen (Wien 1949); Macke: Quanten, ein Lehrbuch der Theoretischen Physik (Leipzig 1965).

statistische Theorie der Flüssigkeiten, → kinetische Theorie.

statistische Thermodynamik, → Statistik.

Stator, → elektrische Maschine, → Kondensator.

statute mile, Tabelle 2, Länge.

Stau, die Verzögerung des Strömungsmediums vor → Staupunkten. Bei Flüssigkeitsströmungen in offenen Gerinnen kommt es durch den S. zu einer örtlichen Erhöhung des Wasserspiegels.

Staubnebel, → interstellare Materie.

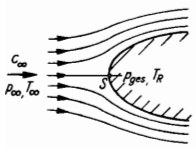
Stauchung, die Verkürzung eines Prüfkörpers durch Druck, bezogen auf die ursprüngliche Meßlänge L_0: $\varepsilon_d = \dfrac{L_0 - L}{L_0}$ (L ist Länge des Prüfkörpers bei Druckbeanspruchung). Oft gibt man die S. in Prozent an. Wie bei der Dehnung ε unterscheidet man elastische S. $\varepsilon_{d\,el}$, bleibende S. $\varepsilon_{d\,bl}$ und Gesamtstauchung $\varepsilon_{d\,ges}$.

Staudinger-Index, $[\eta]$, früher *Grenzviskositätszahl* oder *intrinsic-viscosity*, eine nach H. Staudinger benannte Größe der Dimension Volumen/Masse (meist cm^3/g), die ein Maß für das von den Knäuelmolekülen eines Polymeren in der Lösung eingenommene Volumen und damit für das Molekulargewicht M darstellt: $[\eta] = K \cdot M^{\alpha}$. Hierbei sind K und α Konstanten; die Werte von α liegen je nach Polymeren und Lösungsmittel zwischen etwa 0,5 und 0,8, in einigen Fällen bei 1 und darüber. Der S.-I. kann experimentell relativ einfach und ziemlich genau bestimmt werden. Dabei werden die Viskositäten η einer Reihe von Lösungen mit verschiedenen Konzentrationen c gemessen. Unter Heranziehung der Viskosität η_0 des reinen Lösungsmittels werden die Viskositätszahlen $(\eta - \eta_0)/\eta_0 c$ über der Konzentration aufgetragen und auf $c = 0$ extrapoliert. Dieser Grenzwert ist der S.-I.

Staudruck, → Staupunkt.

Staupunkt, ein Punkt an der Oberfläche eines umströmten Körpers, in dem die Geschwindigkeit auf Null verzögert wird. Befindet sich ein Körper in einer gleichförmigen Strömung mit

Staurand



Strömung um einen Körper

der Geschwindigkeit c_∞, so staut sich die Strömung vor dem Körper auf, verzögert sich und umströmt das Hindernis (Abb.). Im Zentrum des Staugebietes liegt der S., in dem die Strömung vollkommen zur Ruhe kommt. Im Staupunkt S verzweigt sich die zu ihm führende *Staustromlinie*, sie steht senkrecht auf der stetig gekrümmten Wand.

Im S. herrscht der Gesamtdruck oder Ruhedruck, der für inkompressible Strömung $p_{ges} = p_\infty + (\varrho/2)\, c_\infty^2$ ist; dabei bedeutet p_∞ den Druck und ϱ die Dichte des Strömungsmediums (→ Kesselzustand) der ungestörten Anströmung. Die Druckdifferenz $p_{ges} - p_\infty = (\varrho/2)\, c_\infty^2$ wird als *Staudruck* bezeichnet und mit q_∞ abgekürzt. Der Staudruck kann auch für jeden Punkt des Strömungsfeldes gebildet werden. Es ist der Druckanstieg, der sich bei verlustfreier Verzögerung der Strömungsgeschwindigkeit auf den Wert Null einstellen würde.

In kompressibler Strömung muß der Staudruck $q_\infty = p_{ges} - p_\infty$ nach den Beziehungen der Gasdynamik berechnet werden.

Bei isentroper Strömung eines kompressiblen Mediums um einen nichtwärmeleitenden Körper ist die *Staupunktstemperatur* gleich der Ruhetemperatur $T_R = T_\infty + c_\infty^2 \cdot A/(2g \cdot c_p)$; dabei bedeutet T_∞ die Temperatur der Anströmung, A das mechanische Wärmeäquivalent, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, g die Erdbeschleunigung (→ Kesselzustand). Analog zur Definition des Staudruckes wird die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_R - T_\infty = c_\infty^2 \cdot A/(2g \cdot c_p)$ als *Stautemperatur* bezeichnet. Bei nichtisentroper Strömung muß das i,s-Diagramm zur Bestimmung der Temperaturerhöhung verwendet werden.

Staurand, svw. Drosselscheibe.

Staurohr, → Strömungssonden.

Stauscheibe, svw. Drosselscheibe.

Staustrahltriebwerk, → Strahltriebwerk.

Staustromlinie, → Staupunkt.

Stautemperatur, → Staupunkt.

Stavermann-Effekt, der nach A. J. Stavermann benannte Befund, daß der osmotische Druck einer Lösung dann niedriger ist als der aus der gesamten molaren Konzentration zu errechnende, wenn die Lösung solche gelösten Komponenten enthält, die die Membran zu permeieren vermögen, und zwar auch dann, wenn eine solche Permeation noch gar nicht erfolgt ist.

stay-down-time, → Kupferfalle.

steady-state-Kosmologie, die aus dem perfekten kosmologischen Postulat entwickelte Kosmologie. Dabei versteht man unter dem perfekten kosmologischen Postulat die Annahme, daß der Kosmos nicht nur in jedem Punkt und in jeder Richtung des dreidimensionalen Raumes den mit der Materie bewegten Beobachtern denselben Anblick bietet, sondern daß ihnen der Kosmos auch zu allen Zeiten ähnlich erscheint. In Kosmen mit → Robertson-Walkerschem Linienelement ist die Zunahme der Zahl der Galaxien mit der Entfernung von $\varepsilon/S^2(t)$ abhängig. Sie ist also eine Funktion der Zeit, wenn der dreidimensionale Raum gekrümmt ist. Um dem perfekten kosmologischen Postulat Rechnung zu tragen, ist daher $\varepsilon = 0$ zu setzen, d. h., der dreidimensionale Raum ist in der s.-s.-K. eben.

Entsprechend dem perfekten kosmologischen Postulat hat man ferner zu fordern, daß die → kosmologische Rotverschiebung zu allen Zeiten dieselbe ist. Das bedeutet, daß $h = S^{-1} \cdot \mathrm{d}S/\mathrm{d}t$ konstant sein und mit der Hubble-Konstanten (→ Hubble-Effekt) übereinstimmen muß. Damit ergibt sich für die Funktion $S(t)$ der Ausdruck $S(t) = \mathrm{e}^{ht}$ (e ist die Basis der natürlichen Logarithmen). Aus dem perfekten kosmologischen Postulat folgt als kosmologisches Modell der → De-Sitter-Kosmos mit ebenem dreidimensionalem Raum.

Im Gegensatz zur Einsteinschen Theorie ist dieser Kosmos aber mit Materie gefüllt, deren Dichte zeitlich konstant sein und den Wert 10^{-28} g/cm^3 haben soll. Das ist möglich, weil in der s.-s.-K. nicht mehr die Einsteinschen Gleichungen zugrunde gelegt wurden.

Wegen der Expansion des Weltalls muß ständig herkömmliche Materie erzeugt werden, damit die Materiedichte konstant bleibt. Es muß je Liter und alle 10^{11} Jahre die Masse eines Wasserstoffatoms neu entstehen.

Die schon existierenden Galaxien entfernen sich, und die neuentstandene Materie sammelt sich in neuen Galaxien. Damit ergibt sich für die Galaxien ein mittleres Alter von $\approx 10^9$ Jahren. Es soll also nicht so sein wie nach der Einsteinschen Theorie, daß die ältesten Galaxien am weitesten voneinander entfernt sind.

Im De-Sitter-Kosmos gibt es einen Ereignishorizont (→ Horizont). Ein Beobachter erhält von Galaxien, die in seiner Umgebung entstanden sind, keine Strahlung mehr, wenn sie das Alter von ungefähr 10^{10} Jahren haben.

Nach der s.-s.-K. hat der Kosmos keinen zeitlichen Anfang und kein zeitliches Ende. Je ferner die Vergangenheit ist, um so kleiner sind die Abstände zwischen zwei mit der Materie bewegten Beobachtern. Dieser Abstand wird in der unendlich fernen Vergangenheit in der Weise Null, daß die Masse in einem endlichen Eigenvolumen Null wird und die Dichte konstant bleibt.

Es gibt also nach dieser Theorie keinen singulären Zustand des Kosmos, wie er nach der Einsteinschen Theorie existiert haben kann (→ Ursprung des Weltalls).

Der s.-s.-Kosmos ist auch eine Lösung von abgeänderten Einsteinschen Gleichungen. Um diese Lösung zu erhalten, muß man den → Energie-Impuls-Tensor einer druckfreien Flüssigkeit durch einen Term ergänzen, der aus einem Skalarfeld, dem C-Feld, aufgebaut ist, das die Erzeugung von herkömmlicher Materie beschreibt. Diese Feldgleichungen gestatten weitere kosmologische Lösungen, die gegen den s.-s.-Kosmos in der unendlich fernen Vergangenheit und Zukunft konvergieren. Nach diesen Lösungen ist der Abstand zwischen zwei mit der Materie bewegten Beobachtern in der unendlich fernen Vergangenheit unendlich groß, erreicht zu einem bestimmten Zeitpunkt ein von Null verschiedenes Minimum, um dann wieder gegen einen unendlichen Wert zu wachsen. Die Materiedichte ist dabei für alle Zeiten annähernd konstant.

Gegen den strengen s.-s.-Kosmos sprechen in letzter Zeit radioastronomische Beobachtungen. Man findet nämlich „zu viele" schwache Radioquellen. Dafür scheint es nur zwei Erklä-

rungsmöglichkeiten zu geben: 1) Es gab in der Vergangenheit im Vergleich zu den Galaxien mehr Radioquellen als „heute". 2) Die Radioquellen hatten in der Vergangenheit eine größere mittlere Helligkeit.

Der Geist des perfekten kosmologischen Postulats ist mit beidem nicht vereinbar.

Der ständig schwarze Charakter der → kosmischen Urstrahlung schließt eine Erzeugung von Photonen aus.

Steenbeck-Bedingung, → Fokussierung.

Stefan-Boltzmannsche Konstante, die im Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetz (→ Planckschen Strahlungsformel) auftretende Konstante $\sigma = 1{,}355 \cdot 10^{-12}$ cal cm^{-2} s^{-1} K^{-4} $= 5{,}669 \cdot 10^{-5}$ erg cm^{-2} s^{-1} K^{-4}.

Stefan-Boltzmannsches Strahlungsgesetz, → Plancksche Strahlungsformel.

Stefanscher Satz, besagt, daß das Verhältnis zwischen molarer innerer Verdampfungswärme L_i und gesamter molarer Grenzflächenenergie U_g einer Flüssigkeit gleich 2 ist. Die Ableitung des Stefanschen S.es beruht auf der Annahme, daß auf ein Molekül der Grenzfläche halb so viele Molekülnachbarn wirken wie im Phaseninneren. Die experimentellen Werte sind meist größer als 2, im allgemeinen 3 bis 4, bei Metallschmelzen 6. Eine Rechnung unter Berücksichtigung der Größe und Anordnung der Moleküle sowie der Reichweite der van-der-Waalsschen Kräfte ergibt $L_i/U_g = (L - p_s V)/V^{2/3}N^{1/3}(\sigma - T \cdot \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}T) > 2$. Dabei ist L die molare Verdampfungswärme, V das Molvolumen, σ die Oberflächenspannung, p_s der Sättigungsdruck und N die Loschmidtsche Zahl.

Stehschwund, → Schwunderscheinungen.

Steilheit, → Elektronenröhre.

Steilschuß, → Wurf.

Steinerscher Satz, svw. Satz von Steiner.

Stellarastronomie, → Astronomie.

Stellarator, an der Princeton University/USA entwickeltes Gerät zum Studium der → Kernfusion. Der S. ist ein Komplex mehrerer Torusanlagen, welche durch die Verwendung von hohen äußeren Magnetfeldern zur Plasmastabilisierung geeignet sind.

stellare Energie, → Kernfusion, → Stern.

Stellarstatistik, → Astronomie.

Stengelkristall, unerwünschte Wachstumsform von Kristallen innerhalb eines metallischen Gußgefüges. Bei der Erstarrung in einer Gußform bildet sich bei starkem Temperaturgefälle von einer dünnen Randzone mit feinkristallinem Gefüge ausgehend eine Zone aus, in der keine Keimbildung stattfindet, dafür aber einzelne günstig orientierte Kristallite der Randzone in Richtung des Wärmeflusses zu langgestreckten Kristallen, den S.en, auswachsen. Die Bildung von S.en nennt man *Transkristallisation*.

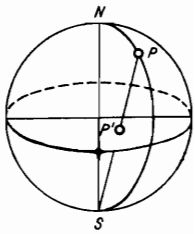
Stenosches Gesetz, die von N. Steno 1669 entdeckte Tatsache, daß bei verschiedenen Individuen einer Kristallart Paare analoger Flächen stets die gleichen Winkel einschließen. Das Stenosche G. ist eine Folge der Tatsache, daß bei verschiedenen Kristallindividuen derselben Substanz und Modifikation meist gleichindizierte Flächen auftreten. Als Materialkonstanten können die Winkel zwischen Kristallflächen zur Identifizierung von kristallinen Substanzen dienen.

Steradiant, sr, SI-Ergänzungseinheit für den Raumwinkel. Der S. ist der Raumwinkel, dessen Scheitelpunkt im Mittelpunkt einer Kugel liegt und aus der Kugeloberfläche eine Fläche gleich dem Quadrat mit der Seitenlänge des Kugelradius ausschneidet. Vorsätze erlaubt.

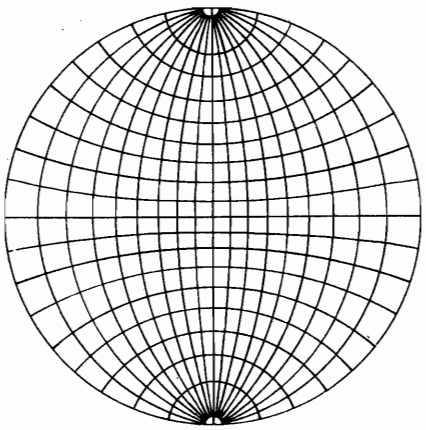
Stereochemie, befaßt sich mit der Untersuchung der räumlichen Anordnung der Atome in den Molekülen. Hauptgebiet der Untersuchungen ist die *Stereoisomerie* (→ Isomerie).

Stereoentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

stereographische Projektion, 1) in der Kristallographie die Abbildung einer Kugelfläche auf eine Ebene durch den Kugelmittelpunkt (Projektionsebene). Der Bildpunkt P' eines Punktes P der Kugelfläche ist der Schnittpunkt der Geraden durch P und einen Pol mit der Projektionsebene (Abb. 1). Häufig wird die eine Halbkugel vom Südpol, die andere vom Nordpol aus projiziert und die Schnittpunkte verschieden gekennzeichnet. Die s. P. ist winkeltreu und bildet jeden Kreis als Kreis oder Gerade ab. Als Hilfsmittel beim Arbeiten mit s.n P.en wird häufig das Wulffsche Netz (Abb. 2) verwendet. Es ist die s. P. eines Netzes von Längen- und Breitengraden, dessen Äquatorebene senkrecht zur Projektionsebene liegt.



1 Prinzip der stereographischen Projektion



2 Wulffsches Netz

2) in Mathematik und Geographie die Projektion der Kugeloberfläche auf eine Tangentialebene vom Gegenpol des Berührungspunktes aus (→ Riemannsche Zahlenkugel).

Stereomechanik, → Mechanik.

Stereophonie, ein elektroakustisches Übertragungsverfahren unter Wahrung der räumlichen Schallfeldverhältnisse am Aufnahme- und Wiedergabeort, wodurch ein weitgehend natürlicher Richtungs- und Klangeindruck erzielt wird. Dies ist bei einer stereophonischen Kopfhörerübertragung möglich, wenn im Originalschallfeld zwei die Ohren des Hörers nachbildende Mikrophone aufgestellt werden und jeweils ein Mikrophon über einen Verstärker an eine Kopfhörerseite angeschlossen wird.

Nach dem Aufnahmeverfahren unterscheidet man Laufzeit- und Intensitätsstereophonie. Ersteres Verfahren benutzt möglichst viele im Raum verteilte Mikrophone zur Aufnahme und in gleicher räumlicher Anordnung aufgestellte

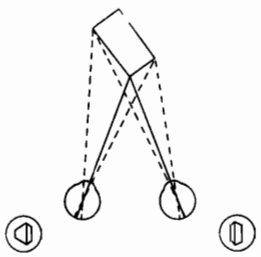
Lautsprecher im Wiedergaberaum. Die exakte Übertragung des Schallfeldes ist dann möglich, wenn im Originalschallfeld unendliche viele unendlich kleine Mikrophone aufgestellt werden, die jeweils einen kleinen Lautsprecher in einer gleichen Fläche im Wiedergaberaum speisen. Ausreichende Annäherung erzielt man bereits mit 2 oder 3 Kanälen.

Bei der Intensitätsstereophonie werden 2 Mikrophone gemeinsam aufgestellt, die infolge unterschiedlicher Richtcharakteristiken oder bei gleicher Richtcharakteristik und verschiedenen Aufnahmerichtungen die von verschiedenen Schallquellen im Raum kommenden Signale mit unterschiedlicher Intensität aufnehmen.

Stereopsis, → stereoskopisches Sehen.

stereoskopisches Sehen, beidäugiges → Sehen unter künstlichen Bedingungen des Experimentes, indem durch Fusion aus ebenen Halbbildern ein räumliches Gesamtbild erzeugt wird. Der wahrgenommene Eindruck entspricht bei Einhaltung geeigneter Versuchsbedingungen dem des üblichen beidäugigen Sehens ohne Hilfsmittel, läßt sich aber durch Änderung der Versuchsbedingungen variieren.

Unter dem *beidäugigen* oder *binokularen Sehen* wird ein Sehen mit beiden Augen verstanden, wenn es dabei möglich ist, einen gegenüber dem einäugigen oder monokularen Sehen unterschiedlichen Raumeindruck wahrzunehmen, der auch als *Stereopsis* bezeichnet wird und eine besondere Tiefenqualität oder Plastik darstellt (plastisches Sehen). Die beiden von den Augen empfangenen Bilder eines betrachteten räumlichen Objektes unterscheiden sich etwas voneinander infolge der durch den Augenabstand bedingten Lage der beiden Aufnahmezentren (Abb. 1). Es ist dabei gleichgültig, ob



1 Unterschiedliche Netzhautbilder (Kreise links und rechts) bei der Betrachtung eines Körpers (Quader) mit beiden Augen. Aufsicht des Betrachtungsstrahlenganges

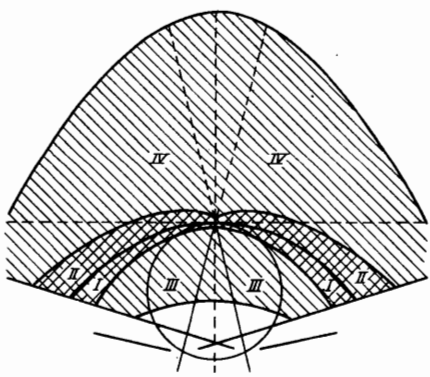
der Beobachter selbst in der Lage ist, diese Stereopsis wahrzunehmen, wenn nur die äußeren Bedingungen dazu gegeben sind. Die Ophthalmologie unterscheidet nämlich in der Fähigkeit der Vereinigung der beiden vom rechten und linken Auge wahrgenommenen Bilder drei Grade des binokularen Sehens. Beobachter mit binokularem Sehen ersten Grades können nur gleiche Bilder, die dem rechten und linken Auge getrennt dargeboten werden, zu einem Bild vereinigen. Beobachtern mit binokularem Sehen zweiten Grades gelingt die Vereinigung zweier verschiedener Bilder, die aber zusammengehören, z. B. rechts Hund und links Hütte. Beobachter mit binokularem Sehen dritten Grades nehmen einen plastischen Tiefeneindruck wahr.

Wenn beiden Augen das gleiche Bild dargeboten wird, so daß ein sterischer Tiefeneindruck nicht möglich ist, z. B. bei der Betrachtung einer Photographie, spricht man von *zweiäugigem Sehen*.

Beim binokularen Sehen wenden sich die Blicklinien beider Augen zum angeblickten Objekt, so daß dieses Objekt in der Fovea (→ Auge) beider Augen abgebildet wird und die Bilder des rechten und linken Auges zu einem wahrgenommenen Bild vereinigt werden. Diese Bildvereinigung durch Blickwendung wird als *motorische Fusion* bezeichnet, da sie durch eine Bewegung der Augen zustandekommt.

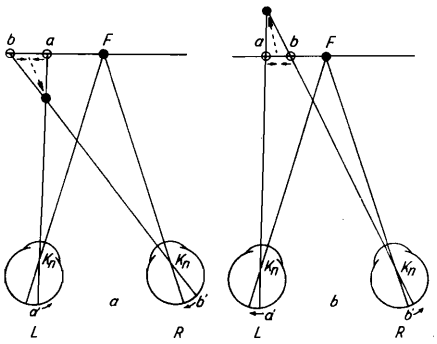
Gleichzeitig mit dem angeblickten Objekt werden weitere Objekte im Raum durch diese motorische Fusion einfach gesehen. Es sind dies alle jene Objekte, deren Bilder auf den Netzhäuten beider Augen auf korrespondierende, d. h. einander entsprechende Netzhautstellen fallen. Dies sind nun aber nicht die Netzhautstellen, die man bei einem gedachten mechanischen Aufeinanderlegen beider Netzhäute als geometrisch sich deckende Punkte (Deckpunkte) erhalten würde, wie auch nicht die Raumpunkte einfach gesehen werden, die rein geometrisch-optisch gleiche Abbildungsverhältnisse haben wie der angeblickte Raumpunkt. Die Gründe hierfür liegen darin, daß die Netzhaut nicht einen über ihre Gesamtfläche gleichen Maßstab besitzt, so daß gleiche seitliche Abstände im Raum nicht gleichen Netzhautabständen entsprechen. Man kann dies selbst feststellen, wenn man versucht, monokular eine vor dem Auge befindliche angeblickte waagerechte Strecke ohne Maßstab freihändig in zwei gleiche Teile zu teilen. Die scheinbar gleichen Teile werden sich beim Nachmessen als ungleich herausstellen. Im allgemeinen wird der auf der Nasenseite gelegene Teil der Strecke zu klein, der auf der Schläfenseite gelegene Teil zu groß sein.

Alle zugleich mit einem angeblickten Punkt auf Grund der motorischen Fusion einfach gesehenen Punkte liegen im Raum auf einer Raumfläche, die man als *empirischen* oder *wahren Horopter* bezeichnet. Die auf Grund einer rein geometrisch-optischen Abbildung einfach abgebildeten Punkte würden auf einer Raumfläche liegen, die man als *geometrischen* oder *mathematischen Horopter* bezeichnet. Geometrischer und empirischer Horopter weichen voneinander ab. Der empirische Horopter ändert seine Form mit Änderung der Entfernung des angeblickten Objektes.



2 Der stereoskopische Sehraum (schematisch nach Sachsenweger)

Es werden nun aber nicht alle außerhalb des empirischen Horopters liegenden Raumpunkte doppelt gesehen, wie es auf Grund rein geometrisch-optischer Abbildung bei Fixation eines Raumpunktes der Fall sein müßte. Für einen bestimmten Raum vor und hinter dem empirischen Horopter (Abb. 2, Gebiet I und II) erfolgt ebenfalls Einfachsehen, diesmal aber nicht durch Augenbewegungen (die Blicklinien behalten ihre Fixation dabei bei), sondern durch eine Fusion in der Wahrnehmung, die als *sensorische Fusion* bezeichnet wird. Diese verursacht den plastischen Eindruck, daß Objekte vor oder hinter dem angeblickten Objekt liegen, je nachdem, ob sich die Netzhautbilder kreuzen (Abb. 3a) oder nicht (Abb. 3b). Erst außerhalb dieses Raumes



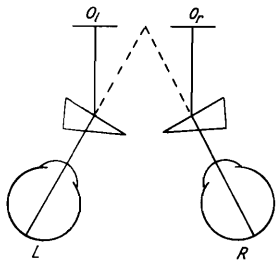
3 Die Verlagerungsvorgänge bei gekreuzter (*a*) und ungekreuzter (*b*) Disparation. K_n Knotenpunkte der Augen, *a* und *b* Projektion des in der Entfernung gegenüber dem Fixationspunkt *F* verlagerten Punktes in die Ebene des Fixationspunktes *F*, *a'* und *b'* Abbildung im Auge

entstehen Doppelbilder, die aber allgemein beim üblichen Sehen nicht als Doppelbilder zu Bewußtsein kommen. Von diesen Doppelbildern tragen noch die in einem Gebiet (Abb. 2, III und IV) vor und hinter dem Gebiet der sensorischen Fusion liegenden Objekte zum räumlichen Sehen bei. Erst Objekte davor und dahinter werden so abgebildet, daß mit den Doppelbildern nichts anzufangen ist und sie beim Sehen dagegen nur stören würden; daher wird eines von ihnen unterdrückt.

In der Literatur wird oft das stereoskopische S. unmittelbar dem binokularen Sehen gleichgesetzt, sofern hierbei die sterische Tiefenqualität wahrgenommen wird.

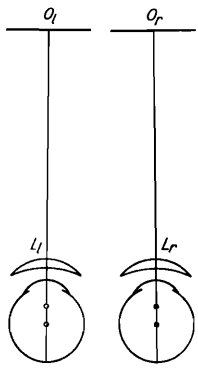
Abgesehen von der Anwendung für wissenschaftliche Untersuchungen und für medizinische Zwecke, z. B. bei der Schielbehandlung, wird das stereoskopische S. bei der Betrachtung von Bildern oder Filmen zur Erreichung eines wahrheitsgetreuen Eindruckes benutzt. Hierzu ist erforderlich, daß jedem Auge ein nur ihm zukommendes Bild vermittelt wird, das zwar die gleiche Raumsituation wie das dem anderen Auge vermittelte Bild darstellt, sich von diesem jedoch dadurch unterscheidet, daß es von einem anderen Standpunkt aus aufgenommen wurde. Entspricht der Abstand der Aufnahmezentren beider Bilder und der Abstand der Bilder bei der Darbietung dem Augenabstand, so hat man bei der Betrachtung den gleichen Eindruck wie beim binokularen Betrachten des räumlichen Objektes.

Das Verfahren der Zuordnung der Bilder zu den Augen nennt man *Bildtrennung*. Haben die Bilder eine seitliche Ausdehnung unter 60 mm (etwa Augenabstand), so kann man sie nebeneinander anordnen und unter einem Stereoskop betrachten. Hierbei gibt es durch die Kopplung der Entfernungseinstellung der Augen, der Akkommodation, mit der Konvergenzeinstellung der Blicklinien zwei Möglichkeiten. Die eine Möglichkeit ist die, daß die Akkommodation auf die Betrachtungsnähe beibehalten bleibt, die sich auf die Betrachtungsentfernung von etwa 25 bis 35 cm einstellt, und daß die Konvergenz der Blicklinien mit Hilfe von Prismen aufgehoben wird, so daß die Blicklinien hinter den Prismen wieder parallel verlaufen (Abb. 4).

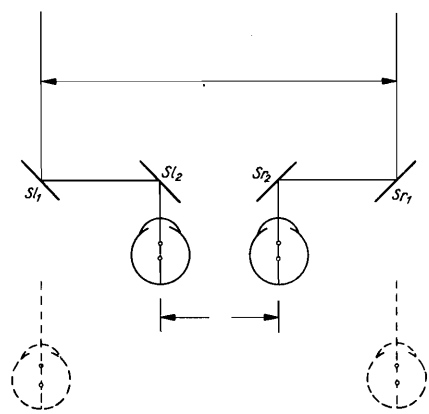


4 Prismenstereoskop. O_l und O_r Bilder

Die zweite Möglichkeit ist die, daß mit Hilfe von zwei Sammellinsen die Bilder betrachtet werden, wobei dann die Akkommodation auf Unendlich geht und die Blicklinien sich parallel einstellen (Abb. 5). Geübten Betrachtern gelingt es, Akkommodation und Konvergenzen der Blicklinien so voneinander zu lösen, daß die Halbbilder auch ohne Stereoskop betrachtet werden können. Für die Betrachtung größerer Bilder muß ein Spiegelstereoskop benutzt werden (Abb. 6).



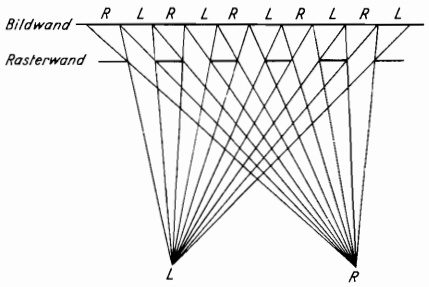
5 Linsenstereoskop, Strahlengang. L_l und L_r Sammellinsen, O_l und O_r Bilder



6 Spiegelstereoskop, Strahlengang. Sl_1 und Sl_2, Sr und Sr_2 Spiegel

Bei der Darbietung eines Diapositivs oder eines plastischen Films werden die Halbbilder übereinander projiziert. Die Bildtrennung erfolgt hier im allgemeinen durch Polarisation (*Polarisationsverfahren*), wobei der Beobachter eine Polarisationsbrille tragen muß.

Ein anderes Verfahren sieht vor, die Trennvorrichtung in Form einer Rasterwand unmittelbar vor die Projektionsfläche zu legen (*Rastertrennung*). Durch die Rasterwand hindurch werden beide Halbbilder auf die Projektionswand projiziert. Projektoren, Rasterwand und Projektionsfläche sind in solchen Abständen angeordnet, daß sich die Bildstreifen des Bildes für das rechte Auge und die des Bildes für das linke Auge auf der Projektionsfläche aneinanderschließend abwechseln (Abb. 7). Der Beobachter muß sich so hinsetzen, daß für ihn bei der Beobachtung die gleichen Bedingungen wie bei der Projektion gegeben sind. Damit die Zuschauer im Saal hintereinander sitzen können, wird die Rasterwand etwas geneigt.



7 Bildtrennung durch Raster

Die Trennung durch Polarisation oder mittels Rasterwand gestattet auch die Darbietung farbiger Bilder.

Das *Anaglyphenverfahren*, das noch mitunter für Druckzwecke und technische Bildtrennungen verwendet wird, ist im Gegensatz dazu nicht für farbige Darbietungen geeignet. Das Verfahren beruht auf der Verwendung von Farbfiltern kompensativer Farben vor beiden Augen und auf der gleichfalls mit entsprechenden Farben hergestellten Darbietung der beiden Halbbilder, so daß die Farbfilter vor den Augen jeweils das eine Bild auslöschen, das andere dagegen dem Auge sichtbar werden lassen. Der Vorgang ist ein rein physikalischer Selektionsvorgang auf Grund der unterschiedlichen Wellenlängen; er hat mit der physiologischen Wahrnehmung von Farben nichts zu tun und funktioniert daher auch bei Farbuntüchtigen.

Die Anwendung der Stereoskopie im Spielfilm hat sich vorläufig im größeren Umfange nicht durchsetzen können. Der Aufwand bei der Rastertrennung ist groß, der Anwendung des Polarisationsverfahrens sind angesichts der Benutzung der Polarisationsbrille durch jeweils viele Kinobesucher Grenzen in hygienischer Hinsicht gesetzt. Der Erwerb der Brille selbst durch den Filmbesucher ist zu kostspielig. Weiterhin verursacht die Aufnahmetechnik stereoskopischer Filme höhere Kosten als die einfacher Filme; Kunstgriffe der Aufnahmetechnik, z. B. die Rückprojektion, können nur in geringem Ausmaß eingesetzt werden, da sie im Stereobild keine räumliche Wirkung liefern und daher bald erkannt werden. Bei der Vorführung ist die Synchronisation zweier Filme bei Anwendung dieses Verfahrens schwierig, insbesondere dann, wenn ein Film reißt. Bei der Vorführung wirken sich darüber hinaus Höhenbewegungen des Filmbildes, die beim einfachen Film überhaupt nicht auffallen, sehr störend aus, weil sie bei zwei Filmen nicht gleichlaufen. Die Aufnahme beider Filme auf einen Filmstreifen setzt die Bildbreite herab.

Stern, *Fixstern*, ein selbstleuchtender Himmelskörper; im allgemeinen, nicht wissenschaftlichen Sprachgebrauch Bezeichnung für jedes am nächtlichen Himmel sichtbare Gestirn außer dem Mond, also auch für die Planeten, die auch als Wandelsterne bezeichnet werden. Wegen ihrer großen Entfernungen von der Erde erscheinen außer der Sonne selbst die nächsten und größten S.e auch in den größten Fernrohren mit höchster Auflösung punktförmig.

Zustandsgrößen. Die der Beobachtung zugänglichen Parameter Masse, Durchmesser, Leuchtkraft, Spektralklasse, effektive Temperatur, mittlere Dichte, mittlere Energiefreisetzung, Schwerebeschleunigung an der Oberfläche, Rotationsgeschwindigkeit, Magnetfeld und chemische Zusammensetzung werden als *Zustandsgrößen* bezeichnet. Die mittleren Variationsbereiche dieser Werte sind in der Tabelle aufgeführt.

mittlere Variationsbereiche der Zustandsgrößen von Sternen, auf die der Sonne bezogen

Masse m	0,05··· 50
Durchmesser D	0,01···500
Leuchtkraft L	10^{-3} ··· 10^{5}
effektive Temperatur T_{eff}	0,5 ··· 12
mittlere Dichte $\bar{\varrho}$	10^{-7} ··· 10^{5}
mittlere Energiefreisetzung $\bar{E}$	10^{-2} ··· 10^{4}
Schwerebeschleunigung an der Oberfläche g	10^{-3} ··· 10^{3}

S.e mit Durchmessern in der Größe der Planetendurchmesser werden als Weiße Zwerge bezeichnet, die Durchmesser der Überriesen entsprechen denen der Planetenbahnen um die Sonne. Die Dichten der Weißen Zwerge werden von denen der → *Neutronensterne* noch weit übertroffen. Es existieren auch S.e, deren Leuchtkraft die obere Grenze des Wertes in der Tabelle zeitweilig weit übertreffen kann, die Novae und Supernovae. Bei den Infrarotsternen wurden auch geringere Temperaturen, bei den Wolf-Rayet-Sternen auch größere gemessen, als die Tabelle angibt. Für die meisten S.e liegt die Rotationsgeschwindigkeit unter der Nachweisgrenze. Dies gilt auch für das Magnetfeld, doch wurden auch S.e mit einer Magnetfeldstärke bis zu $3{,}5 \cdot 10^{4}$ G gefunden, wobei sich die Feldstärke aber vielfach als variabel herausstellte. Die chemische Zusammensetzung kann für hellere S.e mit Hilfe der Spektralanalyse bestimmt werden, sie bezieht sich jedoch nur auf die Sternatmosphäre. Es zeigt sich, daß die → Elementenhäufigkeit bei den S.en in großen Zügen ähnlich ist. Bei den physischen veränderlichen S.en variieren einige Zustandsgrößen, vor allem die Leuchtkraft.

Sternatmosphäre. Die äußersten, dünnen Schichten eines S.s werden als Sternatmosphäre bezeichnet. In ihr werden dem Licht die charakteristischen Eigenheiten aufgeprägt, so daß aus der Analyse des Sternspektrums der physikalische Zustand der Sternatmosphäre erschlossen

werden kann. Innerhalb der Sternatmosphäre herrscht eine Druck-, Dichte- und Temperaturschichtung. Ihre Bestimmung ist kompliziert, da einerseits zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung die Schichtung und zur Bestimmung der Schichtung die chemische Zusammensetzung bekannt sein muß. Darüber hinaus befindet sich auch die Sternatmosphäre nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Das geht z. B. daraus hervor, daß man ganz unterschiedliche Werte für die Temperatur erhält, je nachdem, ob man sie aus der Intensitätsverteilung in einem bestimmten Spektralbereich (→ *Farbtemperatur*), aus der Steigung der Energiekurve bei einer bestimmten Wellenlänge (*Gradationstemperatur*) oder aus dem Ionisationsgrad bestimmter Elemente (*Ionisationstemperatur*) bestimmt. Die *effektive Temperatur* stellt die physikalisch aussagekräftigste Größe in diesem Zusammenhang dar. Sie ist diejenige Temperatur, die ein scharzer Körper haben müßte, der je Flächen- und Zeiteinheit die gleiche Energiemenge wie der S. ausstrahlt. Der Aufbau der Sonnenatmosphäre ist am besten untersucht, → Sonne.

Innerer Aufbau. Im Gegensatz zur Sternatmosphäre ist das Sterninnere nicht direkt beobachtbar. Der Aufbau des Sterninnern, also die Bestimmung des Druck-, Dichte- und Temperaturverlaufes sowie der chemischen Zusammensetzung in Abhängigkeit von der Entfernung vom Sternzentrum, kann daher nur theoretisch erschlossen werden. Die S.e befinden sich normalerweise in einem hydrodynamischen und thermischen Gleichgewicht. Dies bedeutet: 1) In jedem Volumenelement trägt der nach außen wirkende Druck (Gas- und Strahlungsdruck zusammen) die gesamte über dem Volumenelement lagernde Masse. 2) Es herrscht Gleichgewicht zwischen der in den zentralen Gebieten freigesetzten und von der Sternatmosphäre ausgestrahlten Energie. Die Energiefreisetzung erfolgt im wesentlichen über Kernprozesse, bei denen schwerere Atomkerne aus leichteren aufgebaut werden. Der wesentlichste Prozeß ist dabei die Bildung von Helium aus Wasserstoff, wobei diese Bildung in der *Proton-Proton-Reaktion* oder *H-H-Reaktion* direkt oder im Kohlenstoff-Stickstoff-Sauerstoff-Zyklus auch als *C—N—O-Zyklus* oder *Bethe-Weizsäcker-Zyklus* bezeichnet, über die Mitwirkung von Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffkernen erfolgt (→ Kernfusion). Da die Temperaturabhängigkeit dieser Prozesse außerordentlich hoch ist, sind die Energiequellen im allgemeinen ziemlich stark um das Sternzentrum konzentriert. Wenn es gelingt, die bei den Kernprozessen freiwerdenden Neutrinos für die Erforschung des Sterninnern auszunutzen, besteht die Möglichkeit, diese Prozesse direkt sichtbar zu machen (Neutrinoastronomie, → Astrophysik). Falls im Laufe der Sternentwicklung der gesamte Wasserstoff in den Zentralgebieten verbraucht ist, erfolgt die Energiefreisetzung in einer Schale um den „leergebrannten" Kern. Durch Kontraktion der Kerngebiete wird potentielle Energie frei. Dabei steigt die Temperatur in Zentrumsnähe so weit an, daß Helium in Kohlenstoff umgewandelt wird (*Salpeter-Prozeß*, nach seinem Entdecker E. E. Salpeter). Nach Verbrauch des gesamten Heliums muß wieder eine Kontraktion der Zentralgebiete erfolgen, bevor die Umwandlung von Kohlenstoff in noch schwerere Elemente erfolgen kann. Das Sterngas gehorcht im allgemeinen der idealen Gasgleichung. Wegen der hohen Temperaturen herrscht fast vollständige Ionisation der Elemente. Nur bei extremen Dichten und nicht entsprechend hohen Temperaturen, wie sie im Innern von Weißen Zwergen herrschen, muß als Zustandsgleichung für das Elektronengas diejenige für entartete Materie benutzt werden. Der Energietransport erfolgt in der Hauptsache durch Strahlung, doch kann in Teilgebieten eines S.s auch Konvektion herrschen. Innerhalb der entarteten Materie ist die Wärmeleitung ausschlaggebend. Es zeigt sich, daß der innere Aufbau und damit auch die beobachtbaren Zustandsgrößen eines S.s eindeutig durch seine Masse und seine chemische Zusammensetzung bestimmt sind (*Vogt-Russell-Theorem*). Es läßt sich ein vollständiger Satz von Differentialgleichungen angeben, die unter Zuhilfenahme von drei Materialgleichungen und entsprechenden Randbedingungen die Berechnung von Sternmodellen gestattet.

Sternentwicklung. Die Energiefreisetzung durch Kernprozesse bedingt eine Änderung der chemischen Zusammensetzung eines S.s. Nach dem Vogt-Russell-Theorem ist damit eine Änderung des inneren Aufbaus, also eine Sternentwicklung verbunden. Sie läßt sich auch weitgehend rechnerisch verfolgen. Wenn die Energiefreisetzung durch Umwandlung von Wasserstoff erfolgt, befinden sich die S.e auf der Hauptreihe im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Massereiche Sterne haben in diesem Zustand eine höhere Zentraltemperatur (etwa $2 \cdot 10^7$ bis $3 \cdot 10^7$ K) und eine geringere Zentraldichte (wenige $g \cdot cm^{-3}$) als die massearmen Sterne. Bei ihnen betragen die entsprechenden Werte etwa $1{,}5 \cdot 10^7$ K und etwa 10^2 g/cm^3. In späteren Entwicklungsphasen, beginnend mit der Umwandlung von Helium, befinden sich die S.e im Bereich der Riesen. Massereiche S.e entwickeln sich schneller als massearme, in ihnen erfolgen also die chemischen Änderungen rascher. S.e entstehen aus interstellarer Materie, doch ist über diesen Prozeß noch wenig bekannt, → Kosmogonie. Die S.e ordnen sich in → Sternsystemen an, die Sonne gehört zum → Milchstraßensystem.

Sternassoziation, → Sternhaufen.

Sternatmosphäre, → Stern.

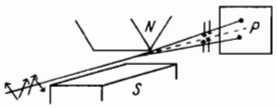
Stern-Dreieck-Anlauf, ein Anlaufverfahren für Drehstromasynchronmotoren (→ elektrische Maschine). Durch einen Stern-Dreieck-Schalter wird die Ständerwicklung zuerst in → Sternschaltung an das Drehstromsystem geschaltet; nach Hochlauf wird auf → Dreieckschaltung umgeschaltet. Mit Hilfe einer Schützenschaltung kann der S.-D.-A. automatisiert werden. Durch den S.-D.-A. werden der Anlaufstrom, aber auch das Anlaufmoment auf $^1/_3$ des Wertes bei Direktanlauf in Dreieckschaltung herabgesetzt. Deshalb wird der S.-D.-A. nur angewendet, wenn die Netzverhältnisse größere Einschaltströme nicht zulassen.

Sternentartung, → Bandentartung.

Sternferne, → Apsiden.

Stern-Gerlach-Versuch

Stern-Gerlach-Versuch, von Stern und Gerlach 1921 durchgeführter Versuch, durch den die Existenz des Spinmagnetismus nachgewiesen und gleichzeitig die quantenmechanische Theorie der Richtungsquantelung von Drehimpulsen bestätigt wurde. Ein Strahl von Silberatomen, die sich praktisch alle im Grundzustand befinden, wird durch ein stark inhomogenes Magnetfeld geleitet (Abb.). Es wird eine Aufspal-



Aufspaltung eines Atomstrahls im inhomogenen Magnetfeld beim Stern-Gerlach-Versuch. Die Pfeile quer zum Strahl charakterisieren die Richtungen der magnetischen Momente der einzelnen Atome

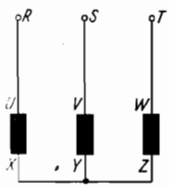
tung des Strahls in zwei Teile beobachtet, obwohl nach anderen Erfahrungen der Grundzustand von Silber ein S-Zustand ist und daher kein Bahnmagnetismus auftritt. Die Einbeziehung des Elektronenspins führt auf einen Zustand mit dem Gesamtdrehimpuls $J = 1/2$ der Silberatome entsprechend dem Spin eines unpaarigen Elektrons. Dieser Gesamtdrehimpuls hat im Magnetfeld nur die beiden Einstellungen $M = +1/2$ und $M = -1/2$. Demzufolge wird der Atomstrahl beim Durchlaufen des Magnetfeldes durch die auf die Atome wirkende Kraft $\mu_z \, dH/dz$, die von der Einstellung des Drehimpulses $\vec{J}$ und damit des magnetischen Atommoments zur Feldrichtung abhängt, in zwei scharfe Teilstrahlen aufgespalten. Diese können auf der Photoplatte P sichtbar gemacht werden.

Aus der Größe der Aufspaltung läßt sich das magnetische Moment der Elektronen berechnen. Für die Silberatome ergibt sich ein Bohrsches Magneton.

Ähnliche Experimente erfolgen mit anderen Atomarten. Die Anzahl der Aufspaltungen $2J + 1$ liefert die Quantenzahl J des Gesamtdrehimpulses im Grundzustand. Aus der Stärke der Aufspaltung entnimmt man das magnetische Dipolmoment des Atoms.

Durch Stern, Frisch, Breit, Rabi u. a. wurde die Stern-Gerlachsche Versuchsanordnung zur Bestimmung der Dipolmomente von Atomkernen angewendet. Dabei wurde z. T. an Stelle des Atomstrahles ein Strahl von Molekülen, die kein resultierendes Elektronenmoment haben, verwendet, oder man benutzte Atomstrahlen und bestimmte die Kernmomente aus komplizierteren Aufspaltungsbildern, die infolge der magnetischen Wechselwirkung zwischen den Kern- und Elektronenmomenten auftreten. Mit diesen Methoden gelang es, die magnetischen Momente von Protonen, Deuteronen sowie anderer Kerne zu messen.

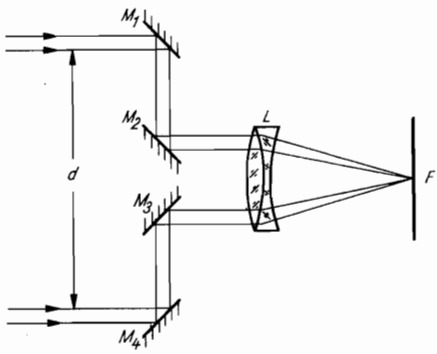
Eine bedeutsame Erweiterung des S.-G.-V.s führte zu den Atomstrahl- und Molekülstrahlresonanzen.



Schaltung eines Drehstromverbrauchers in Sternschaltung. R, S und T Leiter des Drehstromsystems, U, V und W Anfänge und X, Y und Z Enden der Wicklungsstränge des Verbrauchers

Sternhaufen, die lokale Ansammlung einer mehr oder minder großen Zahl wahrscheinlich gleichalter Sterne. Die *offenen S.* haben zwischen 10 und einigen 10^3 Mitgliedsterne und Durchmesser zwischen 1 und 20 pc. Offene S., die bei der Beobachtung nicht als Sternansammlung in Erscheinung treten, deren Mitglieder aber nach Größe und Richtung gleiche Raumgeschwindigkeit haben, werden als *Bewegungssternhaufen* bezeichnet. *Sternassoziationen* sind S. mit physikalisch einander ähnlichen Sternen. So bestehen die O-Assoziationen im wesentlichen aus Sternen der Spektralklasse O bis B2. Offene S. und Sternassoziationen befinden sich vorwiegend in der Nähe der Milchstraßenebene und gehören zur Population I. Die *Kugelsternhaufen* besitzen eine sehr regelmäßige Struktur mit einer starken zentralen Konzentration. Die Zahl der Mitgliedsterne läßt sich nur abschätzen, sie dürfte zwischen $5 \cdot 10^4$ und $5 \cdot 10^7$ liegen. Die Durchmesser der Kugelsternhaufen betragen im Mittel 30 pc. Alle Kugelsternhaufen bilden ein sphärisches System mit einem Durchmesser von etwa $5 \cdot 10^4$ pc, das das gesamte Milchstraßensystem umgibt. Die Kugelsternhaufen gehören zur Population II.

Sterninterferometer, in der Astronomie verwendetes Interferometer zur Messung des Winkelabstandes eines Doppelsternes sowie zur Bestimmung des Durchmessers eines Sternes. Durch zwei in veränderlichem Abstand von dem Fernrohr L befindliche Spalte läßt man über ein System von Spiegeln (Abb.) das Sternenlicht in



Veränderung des Spaltabstands d durch ein Spiegelsystem M_1 bis M_4. L Fernrohrobjektiv, F Brennebene

das Fernrohr eintreten. Wird das Licht aus zwei Komponenten eines Doppelsterns gebildet, sieht man zwei Streifensysteme. Jedes dieser Systeme entsteht für sich durch die Interferenz der durch die beiden Spalte ankommenden Bündel einer Komponente. Der Abstand der Spalte wird nun so verändert, daß die hellen Streifen des einen Systems mit den dunklen Streifen des anderen zusammenfallen, die Interferenzen also verschwinden. Aus dem Spaltabstand läßt sich der Winkelabstand der Sternkomponenten berechnen. Bei sehr großem Spaltabstand können noch Winkelabstände von 0,01″ gemessen werden.

Die Messung des Sterndurchmessers erfolgt auf dieselbe Weise, indem man aus beiden Hälften des Sternscheibchens je ein Streifensystem erzeugt. Dies gelang bis jetzt bei einigen Riesensternen.

Sternkunde, svw. Astronomie.

Sternnähe, → Apsiden.

Sternschaltung, eine bei Drehstrom angewandte Schaltung. Die drei Wicklungen des Drehstromerzeugers oder Drehstromverbrauchers werden einseitig an die Leiter R, S und T

des Drehstromsystems angeschlossen und die anderen Enden zu einem Punkt, *dem Sternpunkt*, verbunden. An diesem kann der Sternpunkt- oder Mittelleiter angeschlossen werden. Zwischen den Leitern des Drehstromsystems steht dann eine um den Faktor $\sqrt{3}$ höhere Spannung als zwischen einem Leiter und dem Sternpunktleiter zur Verfügung.

Sternschnuppe, → Meteor.

Sternsystem, *Galaxie*, eine Ansammlung von einigen 10^9 bis 10^{11} Sternen sowie großer Mengen interstellarer Materie zu einer entwicklungs- und bewegungsmäßig zusammengehörigen Einheit. Auch das Milchstraßensystem, dem die Sonne angehört, stellt ein S. dar. Die meisten S.e erscheinen wegen ihrer großen Entfernungen als Nebelflecken an der Himmelskugel, man bezeichnet die S.e (mit Ausnahme des Milchstraßensystems) daher auch als *extragalaktische* oder *außergalaktische Nebel*.

Man unterteilt die S.e in *regelmäßige S.e* mit Rotationssymmetrie und *unregelmäßige S.e*, bei denen auch kein zentraler Kern feststellbar ist. Die regelmäßigen S.e gliedern sich in die *elliptischen Nebel*, bei denen die Flächenhelligkeit vom Zentrum nach außen hin gleichförmig abnimmt und die kreisförmig oder elliptisch erscheinen, sowie in die *Spiralsysteme* oder *Spiralnebel*, bei denen zwei oder mehrere Spiralarme um einen zentralen Kern gewunden sind. Eine besondere Form der Spiralsysteme sind die *Balkenspiralen*, bei denen zwei Spiralarme zunächst radial nach außen laufen und so einen zentralen Balken bilden, der in Spiralarme übergeht. Die elliptischen Nebel werden vermutlich nur von Sternen der Population II gebildet. Bei den Spiralsystemen bestehen die Kerne aus Sternen der Population II, während die Spiralarme durch interstellare Materie und Sterne der Population I markiert werden. Die Spiralsysteme werden im allgemeinen von einem sphärischen System von Kugelsternhaufen umgeben, also den ältesten Mitgliedern der Population II.

Die elliptischen Nebel haben im Mittel einen Durchmesser von etwa 10^4 pc, die Spiralsysteme von $3 \cdot 10^4$ bis $5 \cdot 10^4$ pc, die unregelmäßigen S.e aber nur von etwa $5 \cdot 10^3$ pc; diese Werte sind jedoch alle recht unsicher.

Aus den Spektren einiger S.e konnte auf deren Rotation geschlossen werden. Es lassen sich damit auch Massenabschätzungen durchführen. Für die normalen elliptischen S.e ergeben sich etwa 10^9, für die Spiralsysteme etwa 10^{10} bis einige 10^{11} Sonnenmassen. Die Entfernung der S.e bestimmt man aus der gemessenen scheinbaren Helligkeit einzelner Mitgliedsterne und deren absoluter Helligkeit, die man z. B. bei den Delta Cephei-Sternen aus der Periode des Lichtwechsels ableitet. Können keine Einzelsterne beobachtet werden, benutzt man die Gesamthelligkeit oder den scheinbaren Durchmesser der S.e zur Entfernungsbestimmung. Bis auf örtliche Haufenbildungen scheinen die S.e gleichförmig im Raum verteilt zu sein.

Wegen der großen Entfernungen der S.e lassen sich nur Radialbewegungen auf Grund von Linienverschiebungen im Spektrum nachweisen. Dabei zeigt es sich, daß eine der Entfernung proportionale Rotverschiebung, der → Hubble-Effekt, existiert. Für die dieser Rotverschiebung entsprechende Radialgeschwindigkeit v und die Entfernung r gilt $v = H \cdot r$. Dabei ist H die Hubble-Konstante, die den Wert von ungefähr 75 km/s · Mpc besitzt. Dieser Beobachtungsbefund läßt sich als Expansion des Universums interpretieren.

Sterntag, → Zeitmaße.

Stern von $\vec{k}$, die Menge aller Vektoren $\alpha\vec{k}$, wobei α eine beliebige Operation der Punktgruppe des Kristalls und $\vec{k}$ ein reduzierter Ausbreitungsvektor ist.

Sternzeit, → Zeitmaße.

stetig, → Funktion.

Steuerelektrode, eine auf bestimmtem Potential liegende Elektrode, die die Steuerung des Anodenstroms einer Elektronenröhre bzw. des Zündeinsatzpunktes einer Gasentladungsröhre gestattet. Die wichtigste S. ist das → Steuergitter.

Steuergitter, Elektrode in Verstärkerröhren, die auf Grund der zwischen ihr und der Katode liegenden Spannung die Höhe des Anodenstromes beeinflußt. Durch die negative Vorspannung des S.s erfolgt die Anodenstromsteuerung leistungslos. Neben dem S. üben auch die anderen Elektroden der Röhre einen Einfluß auf den Anodenstrom aus. → Elektronenröhre.

Steuerkennlinie, → Thyratron.

Steuerspannung, → Elektronenröhre.

Steuerstäbe, → Reaktorregelung.

Steuerung, Kybernetik: im engeren Sinne Eingriff in ein System über eine Steuerkette mit dem Ziel, das Sollverhalten einer Aufgabengröße zu gewährleisten. Die *Steuerkette* erfaßt über einen Meßfühler den Verlauf einer Hauptstörgröße oder einer Führungsgröße und vermittelt diesen an ein Programmgerät; dieses erzeugt einen dosierten Eingriff, der über ein Stellglied in den Versorgungsstrom, z. B. den Massenstrom oder den Energiefluß, des Systems eingreift. Da über den Erfolg des Eingriffs keine Information ermittelt wird, ist die Steuerung störgrößenabhängig, jede zusätzliche Störung beim dosierten Eingriff wird nicht berücksichtigt und wirkt sich voll aus. Ist z. B. die Temperatur 18 °C in einem Raum die Sollgröße und die Außentemperatur die Hauptstörgröße, so wird das Ergebnis ihrer Messung einem Stellmechanismus zugeleitet, der die Energiezuführung dosiert.

Im weiteren Sinne ist S. die Beeinflussung des Zustandes eines Systems durch steuernde Eingriffe mit dem Ziel, eine vorgeschriebene Zustandstrajektorie zu durchlaufen, z. B. um einen vorgegebenen Kraftverlauf zu erreichen, der ein mechanisches System in einen vorgeschriebenen Zustand bringt. In der Regel wird bei Optimalsteuerungen verlangt, daß diese Zustandstrajektorie ein Gütekriterium erfüllt. Die durchlaufene Zustandsfolge beeinflußt die Ursache-Wirkung-Beziehung des Systems in determinierter Weise. Dieser Sachverhalt wird durch die Theorie der endlichen Automaten erfaßt.

S.en haben besondere Bedeutung bei elektronisch gesteuerten Antrieben und bei der numerischen S. von Werkzeugmaschinen. Digitale S.en muß man so sicher auslegen, daß mögliche Fehler durch den Störgrößeneinfluß auf ein Minimum reduziert werden. Wegen der hohen Anforderungen an die Signalverarbeitungsgeschwindigkeit werden in wachsendem Maße

elektronische Halbleiterbausteine zur Realisierung der logischen Operationen eingesetzt. Bei nicht zu hohen Anforderungen kommt pneumatischen Bausteinsystemen große Bedeutung zu.

Die höchste Form der numerischen S. ist der Einsatz von Prozeßrechnern zur Führung und Kontrolle der Produktionsabläufe. In numerisch gesteuerten Werkzeugmaschinen führt man die Informationen über das Einrichten der Maschine, die Werkzeugauswahl und die Daten des Bearbeitungsprozesses über Lochkarten, Lochbänder oder Stelleinrichtungen in die Maschine ein. Die Steuereinrichtung der Maschine entschlüsselt diese Informationen und bewirkt über eine entsprechende Folgeschaltung sofort die befohlene Operation. Die Informationen über die Ausführungen der Arbeitsgänge erhält man über Kodelineale bzw. Endtaster oder aus einem digitalen Regelkreis, der ständig den Fortgang der Bearbeitung überwacht. Digitale Regelkreise werden wegen des großen meßtechnischen Aufwandes selten angewandt. Die Haupteinrichtungen sind Vergleicher, Addierer und Zähler sowie entsprechende Steuergeräte für Operationen und Antriebe. Eine wichtige Rolle bei *Bahnsteuerungen* spielen die Interpolatoren. Soll die Bearbeitung des Werkstücks längs einer bestimmten Bahnkurve erfolgen, so kann man nur endlich viele Informationen über Stützstellen dieser Kurve an die Maschine übergeben. Die Bearbeitung soll aber möglichst frei von Sprüngen erfolgen, es muß somit zwischen je zwei Stützstellen interpoliert werden. Hierzu verwendet man üblicherweise die lineare Interpolation und die Interpolation durch Kreisbögen und Parabeln.

Die Entwicklung schreitet in Richtung der numerischen Steuerung ganzer Maschinensysteme fort, durch die auch die Werkzeug- und Materialzuführung, die Übergabe der Werkstücke u. a. automatisiert werden sollen. Der erste Schritt hierzu sind numerische Großmaschinen, in denen viele Bearbeitungsvorgänge wie Bohren, Fräsen, Schleifen, Drehen von einer Maschine durchgeführt werden. Dies ebnet den Weg für den Einsatz von Prozeßrechnern im Werkzeugmaschinenbau zur S. ganzer Produktionsabläufe; das Endziel ist die vollautomatisch arbeitende Fabrik, deren Produktionsprogramm über die Änderung von Rechnerprogrammen flexibel umgestellt werden kann.

Sthen, Krafteinheit im Mieschen → Maßsystem. Nicht mehr gesetzlich zulässig, 1 Sthen = 1 VAs/cm = 10^2 N.

sthène, Symbol sn, französische Krafteinheit des MTS-Systems. 1 sn = 1 t · m/s² = 10^3 N.

Stia-Zähler, → Voltameter.

Stickstoffnormdichte, die Dichte des molekularen Stickstoffgases unter Normalbedingungen, d. h. 0 °C und 1 atm. Die S. kann als Ausgangspunkt für die Bestimmung des Molnormvolumens (→ Molvolumen) dienen. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß N_2 ein reales und kein ideales Gas ist. Man erhält für die S. $(1{,}25049 \pm 0{,}00006) \cdot 10^3$ g/cm³. Bei Extrapolation auf den idealen Gaszustand folgt dagegen $(1{,}24992 \pm 0{,}00006) \cdot 10^3$ g/cm³.

Stieltjessches Integral, Verallgemeinerung des aus der → Integralrechnung bekannten Riemannschen Integrals: Sind $f(x)$ und $g(x)$ zwei zunächst beliebige Funktionen in einem abgeschlossenen Intervall $[a, b]$, so ist das Stieltjessche I.

$$\int_a^b f(x)\,\mathrm{d}g(x) \qquad (1)$$

der Funktion $f(x)$ nach der auch *Belegungsfunktion* genannten Funktion $g(x)$ durch den Grenzwert

$$\lim_{\varepsilon \to 0} \sum_{i=0}^{N-1} f(\xi_i)\,[g(x_{i+1}) - g(x_i)] \qquad (2)$$

mit $a = x_0 < x_1 \leq \cdots < x_{N-1} < x_n = b$, $\varepsilon =$ Maximum von $(x_{i+1} - x_i)$ für $i = 0, 1, \ldots, n-1$ und $x_i \leqq \xi_i \leqq x_{i+1}$ gegeben, falls dieser existiert und unabhängig von der Wahl der x_i und ξ_i ist. Das ist erfüllt, d. h., das Integral (1) existiert, wenn $f(x)$ eine im Intervall $[a, b]$ stetige Funktion und $g(x)$ eine Funktion beschränkter Variation ist. Eine Funktion $v(x)$ heißt von beschränkter oder endlicher Variation, wenn es eine Konstante K gibt, so daß für jede beliebige Zerlegung $a = y_0 < y_1 < \cdots < y_{N-1} < y_N = b$ des Intervalls $[a, b]$ die Ungleichung

$$\sum_{i=0}^{N-1} |v(y_{i+1}) - v(y_i)| \leqq K$$

erfüllt ist.

Falls $g(x)$ eine stetige Ableitung $g'(x)$ besitzt, folgt mit der Definition des Riemannschen Integrals

$$\int f(x)\,\mathrm{d}g(x) = \int f(x)\,g'(x)\,\mathrm{d}x,$$

so daß in diesem Fall das Stieltjessche I. durch ein Riemannsches Integral gegeben ist.

Mit dem Stieltjesschen I. lassen sich Verteilungen (Masse, Ladung o. ä.), die sowohl kontinuierlich als auch punktförmig sein können, in einheitlicher Weise behandeln. So gilt z. B. für das mit $f(x)$ gewichtete Mittel über eine Masseverteilung, die durch einen kontinuierlichen Anteil $m(x)$ und durch Punktmassen m_i in Orten x_i gegeben ist

$$\int f(x)\,m(x)\,\mathrm{d}x + \sum_i f(x_i)\,m_i = \int f(x)\,\mathrm{d}g(x)$$

wenn $g(x)$ die Gesamtmasse im Bereich $x' < x$ ist.

Als S. I. wird auch das Integral

$$\hat{A} = \int f(x)\,\mathrm{d}\hat{P}(x) \qquad (3)$$

bezeichnet, wobei $\hat{P}(x)$ ein von x abhängiger Operator ist. Dieses Stieltjessche I. ist durch die gleiche Definition wie (1) gegeben, wenn in dieser anstelle von $g(x)$ der Operator $\hat{P}(x)$ verwendet wird. (3) spielt eine wichtige Rolle bei der Spektraldarstellung von Operatoren (→ Eigenwertproblem).

stigmatische Abbildung, svw. punktförmige → Abbildung. Als Wirkung von optischen → Abbildungsfehlern wird die s. A. gestört.

Stigmator, → Abbildungsfehler 2).

Stilb, sb, inkohärente Einheit der Leuchtdichte. Vorsätze erlaubt. 1 sb = 1 cd/cm² = 10^4 cd · m^{-2}.

Stimme, die physikalische Voraussetzung des Sprechvorganges, welcher über die Lautbildung (Vokal- und Konsonantenbildung) zur Wort- und Satzbildung führt und wesentlich auf den drei Elementen — zentrale Auslösung des Sprechreizes im Gehirn, periphere Reizbeantwortung mit Hilfe des Stimmorgans sowie dem Hör-Sprech-Rückkopplungsmechanismus — be-

ruht. Stimmorgan für die Bildung einer großen Anzahl von Lauten ist der *Kehlkopf* (Larynx), er liegt am Eingang der Luftröhre und ist aus gegeneinander freibeweglichen Knorpeln, Bändern und Muskeln aufgebaut. Im Mittelteil des Kehlkopfes befinden sich je zwei Faltenpaare, die Taschenfalten und die Stimmfalten. Der freie Rand der Stimmfalten begrenzt die Stimmritze, durch die die Atemluft strömt und die Stimmbänder (oder Stimmlippen) in Schwingungen versetzt. Wird der Druck unterhalb der Stimmfalten durch Anspannung des Brustkorbs erhöht, so werden die Stimmbänder auseinandergepreßt, die Luft strömt mit hoher Geschwindigkeit durch die entstandene Öffnung. Infolge des sich einstellenden niedrigen statischen Druckes vermag die Elastizität der Stimmfalten die Stimmbänder wieder gegen die Mitte zusammenzuführen; dadurch sinkt die Strömungsgeschwindigkeit, der statische Druck steigt an, und der einer Kippschwingung entsprechende Vorgang wiederholt sich von neuem. Der von den Stimmbandschwingungen erzeugte Schall wird in dem über den Stimmbändern liegenden, aus dem oberen Teil des Kehlkopfes, dem Rachen, der Mundhöhle und den Nasenhöhlen gebildeten Hohlraumsystem (wegen seiner Resonanzwirkung als *Ansatzrohr* bezeichnet) zum Klang entwickelt. Die Grundtöne, zwischen denen sich die menschliche S. bewegt, liegen für die Gesangsstimme zwischen Kontra-F (F_1 = 43 Hz) als tiefstem und dem viergestrichenen e (e^4 = 2607 Hz) als höchstem Ton. Die Grundtöne der Sprechstimme liegen bei Männern etwa im Frequenzbereich zwischen 80 und 170 Hz (ungefähr E bis f), bei Frauen etwa zwischen 160 und 340 Hz (ungefähr e bis f^1).

Je nach Mundstellung und anatomischen Gegebenheiten im Ansatzrohr treten bestimmte Teilschwingungen mit besonderer Stärke auf, es entsteht ein Spektrum mit Stellen maximaler Intensität, den *Formanten*, und Stellen minimaler Intensität, den *Antiformanten*. Beide „formen" den Klang der Sprachlaute (Vokale).

Gebiete der Hauptformanten für die Vokale der deutschen Hochlautung (nach W. Tscheschmer)

[u]	240···360 Hz
[o]	340···460 Hz
[a]	520···1050 Hz
[e]	340···460 Hz und 2,4···2,5 kHz
[i]	250···360 Hz und 2,4···2,5 kHz
[y]	220···340 Hz und 1,8···2 kHz
[ø]	300···450 Hz und 1,6 kHz
[ɛ]	460···580 Hz

Stimmgabel, Schallquelle geringen Obertongehaltes, die aus einem U-förmig gebogenen Metallstab besteht. Die beiden Schenkel der S. können durch Anschlagen oder Anstreichen zu Biegeschwingungen angeregt werden. Die entstehenden Schwingungsknoten (Abb.) befinden sich nahe des Scheitels der S., in dem ein Haltestiel angebracht ist. Wird der Stiel auf einen Resonanzboden aufgesetzt, kann der Ton auf Kosten der Schwingungsenergie der S. verstärkt werden. S.n einer Eigenfrequenz von 440 Hz (→ Normstimmton) werden zum Stimmen von Musikinstrumenten verwendet. Fehlende Schwebungen zeigen eine exakte Stimmung an.

Bei elektrischer Anregung der S. und Gegenkopplung können ungedämpfte Schwingungen erzeugt werden, z. B. im Stimmgabelsender.

Stimmung des Auges, → Farbensehen.

Stirlingsche Formel, → Fakultät, → Gammafunktion.

Stirlingsche Luftmaschine, periodisch arbeitende Wärmekraftmaschine. Der Kreisprozeß der S.n L. setzt sich aus je zwei Isothermen und Isochoren zusammen.

Stockbarger-Verfahren, → Kristallzüchtung.

Stockpunkt, die Temperatur, bei der zähe Flüssigkeiten infolge ihrer eigenen Schwere nicht mehr fließen.

Stoffgesetz, im mechanischen Sinn die Spannungs-Temperatur-Verzerrungs-Zeit-Beziehung eines Materials. Hauptuntergliederung in elastische, plastische und viskoelastische S.e. Allgemein kann sich daher ein Stoff viskoelastisch-plastisch verhalten. → Spannungs-Dehnungs-Beziehungen.

Stoffkonstanten, *Materialkonstanten*, feststehende, für einen Stoff charakteristische Zahlenwerte, die die physikalischen Eigenschaften des betreffenden Stoffes widerspiegeln, die allein vom Stoff abhängen, durch seine Struktur bedingt sind. Demgegenüber hängen die universellen Naturkonstanten nicht von Stoffen ab.

Die S. geben Aufschluß über die physikalischen Eigenschaften der betrachteten Stoffe.

Beispiele: Innerhalb gewisser Grenzen ist an Dichtewerten (oder auch Wichtewerten) zu erkennen, ob es sich um einen festen Körper oder um ein Gas handelt. Ebenso ist aus der Größe des spezifischen elektrischen Widerstandes bzw. aus der elektrischen Leitfähigkeit abzulesen, ob der Stoff ein Isolator oder ein Leiter ist. Die Dielektrizität, die Permeabilität und der Feldwellenwiderstand geben Auskunft über die Wechselwirkungen eines Mediums mit dem elektromagnetischen Feld.

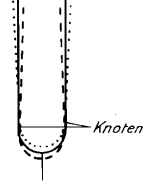
Kinematische Eigenschaften von Medien beinhalten die S. Viskosität, Schubmodul, Elastizitätsmodul, Torsionsmodul (→ Hookesches Gesetz) u. a. m.

Magnetische Eigenschaften eines Stoffes werden unter anderem durch die relative Permeabilität, magnetische Suszeptibilität, die Sättigungsmagnetisierung, das gyromagnetische Verhältnis angegeben.

Die optischen Eigenschaften spiegeln die S. Brechzahl, Materialdispersion, Absorptionsindex, Abbesche Zahl, Remissionsgrad u. ä. wider. Spezielle S. bezüglich der Doppelbrechung sind die Cotton-Moutonsche Konstante, die Kerr-Konstante, die Verdetsche Konstante und die spannungsoptische Konstante (→ Spannungsoptik).

S. werden häufig zur phänomenologischen Beschreibung der verschiedensten Vorgänge in Medien benutzt, z. B. die Durchschlagsfeldstärke beim elektrischen → Durchschlag, die Temperaturkoeffizienten bezüglich des elektrischen Widerstandes oder auch bezüglich der linearen Ausdehnung. Manche Kennzahlen, z. B. die Lewiszahl, die Prandtlzahl und die Schmidtzahl, sind S.; ebenso ist die → Lethargie, die die Bremswirkung eines Mediums auf thermische Neutronen charakterisiert, eine Stoffkonstante.

stoffliche Schwächung, → ionisierende Strahlung 1.1).



Schwingungsform der Stimmgabel

Stoffmenge, *Teilchenmenge*, Grundgrößenart der Atomistik und des Diskontinuums. Die S. bezeichnet die Anzahl der in einem Stoff als System gleicher Individuen im Verhältnis zu der in einer bestimmten Masse reinen Kohlenstoffs ^{12}C vorhandenen Teilchen. Als Individuen in diesem Sinne gelten z. B. Atome, Moleküle, Ionen, Elementarteilchen, Photonen. SI-Einheit ist das → Mol.

Stokes, St, inkohärente Einheit der kinematischen Viskosität. Vorsätze erlaubt. 1 St = 1 cm^2/s = $10^{-4}\ m^2 \cdot s^{-1}$. Bevorzugt Zentistokes (1 cSt = 10^{-2} St).

Stokessche Flüssigkeit, eine isotrope Substanz, bei der der Spannungsdeviator nur eine Funktion des Deformationsgeschwindigkeitstensors ist und bei der der Deviator verschwindet, wenn die Flüssigkeit in Ruhe ist.

Stokessche Formel, → Kugelumströmung.

Stokessche Linien, → Raman-Effekt.

Stokessche Parameter, → Polarisationszustand.

Stokesscher Ansatz, → Newtonscher Schubspannungsansatz.

Stokessche Regel, besagt, daß die Wellenlänge der Photolumineszenzstrahlung in der Regel größer ist als die des anregenden Lichtes. Das bedeutet, daß das Maximum des Lumineszenzspektrums (d. i. das Spektrum der ausgesandten Strahlung) bezüglich des Maximums des Spektrums der einfallenden Strahlung nach größeren Wellenlängen hin verschoben ist. Die Energie $h\nu$ des einfallenden Lichtquants gliedert sich auf in $h\nu = h\nu_{lum} + A$, so daß $\nu_{lum} < \nu$ bzw. $\lambda_{lum} > \lambda$ gilt. $A > 0$ stellt den Energieanteil dar, der für Nicht-Photolumineszenzprozesse aufgebraucht wird.

Bei Natriumdampf oder Dämpfen von anderen Metallen (Li, Ag, Hg) tritt der Grenzfall ein, daß die Wellenlänge bzw. Frequenz des Lumineszenzlichtes gleich der des aufgenommenen Lichtes ist. Man bezeichnet diesen Vorgang deshalb als *Resonanzfluoreszenz*.

Als *antistokessche Linien* oder *antistokessche Strahlung* bezeichnet man die Anteile im Lumineszenzspektrum mit kürzeren Wellenlängen, als sie das anregende Licht hat. Hierbei tritt zur Photonenenergie $h\nu$ noch ein Beitrag akT aus der Energie der Wärmebewegung der Atome oder Moleküle des lumineszierenden Stoffes (Luminophors) hinzu, der größer als A ist. k ist die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und a ein den Luminophor charakterisierender Koeffizient.

Stokesscher Integralsatz, → Integralrechnung.

Stokesscher Satz, der Zusammenhang zwischen → Zirkulation und → Drehung in Strömungen. Die Zirkulation Γ längs der geschlossenen Begrenzungslinie K einer beliebigen Fläche A ist gleich dem doppelten Flächenintegral über die Drehung $\vec{\omega} = (1/2)\ \mathrm{rot}\ \vec{c}$ in dieser Fläche: $\Gamma = \oint_{(K)} \vec{c}\,d\vec{s} = \iint_{(A)} \vec{\omega}\,d\vec{A} = \iint_{(A)} \mathrm{rot}\ \vec{c}\,d\vec{A}$; dabei bedeuten $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor, $d\vec{s}$ den Vektor des Wegelementes und $d\vec{A}$ den Vektor des Flächenelementes.

Stokes-Verschiebung, der energetische Abstand zwischen den Maxima von Absorptionsbande und Emissionsbande, die zum gleichen elektronischen Übergang gehören. Die Absorptionsbande einer Störstelle in einem Kristall liegt im allgemeinen bei größeren Photonenenergien als die entsprechende Emissionsbande. Die S.-V. ist um so größer, je stärker die Kopplung zwischen Störstellenelektron und Gitterschwingungen im Kristall ist.

Stolperdraht, svw. Turbulenzdraht.

Stöpselwiderstand, → Meßwiderstand.

Störabstand, *Rauschabstand, Signal-Rausch-Verhältnis*, Maß zur Charakterisierung des durch Rauschen erzeugten Störpegels. Es wird durch das Verhältnis von Signalleistung zu Rauschleistung gebildet. Ein bestimmter S. ist erforderlich, damit Signalleistungen sinnvoll verstärkt werden können, d. h. ohne im Störpegel zu verschwinden. Der benötigte S. ist von den verschiedenen Empfangsarten abhängig, z. B. sind folgende Erfahrungswerte bekannt: S. für Musik guter Qualität 10^3, für reine Sprachübertragung 10^2 und für Telegrafie 2.

Störfunktion, → Störungstheorie.

Störgröße, → Meßgröße.

Störkörper, Bezeichnung für Körper, die durch ihre Wirkung örtliche Unterschiede der Meßwerte eines geophysikalischen Feldes auch nach Abzug des → Normalfeldes hervorrufen und somit eine → Anomalie erzeugen.

Störleitung, → Halbleiter.

Störparameter, → Störungstheorie.

Störpegel, *Rauschpegel*, Stärke des meist auf Rauschen beruhenden Störeffektes bei Empfang oder Übertragung von Signalen. Der S. kommt durch das Rauschen in den Bauelementen des Empfängers oder Verstärkers und durch das Rauschen des Generators zustande.

Störstelle, eine Abweichung von der streng periodischen Struktur kristalliner Festkörper in einem Bereich von atomarer Größenordnung. Bei *atomaren S.n* ist jeweils nur ein isoliertes Atom im Kristallgitter fehlgeordnet, in der näheren Umgebung befinden sich keine weiteren S.n. Man kann dabei zwischen Eigen- und Fremdstörstellen unterscheiden. *Eigenstörstellen* entstehen durch Fehlordnung von gittereigenen Atomen. Es sind entweder Leerstellen, bei denen ein Gitterplatz nicht mit einem entsprechenden Atom besetzt ist, oder Zwischengitteratome, bei denen ein gittereigenes Atom sich auf Zwischengitterplatz befindet. *Fremdstörstellen* sind Atome, die nicht zum Kristall gehören und sich entweder auf Gitterplatz (*Substitutionsstörstellen*) oder ebenfalls auf Zwischengitterplatz befinden. Eine besondere Art von Substitutionsstörstellen sind → isoelektronische Störstellen.

S.n erweisen sich unter Umständen schon in geringen Konzentrationen im Bereich von 10^{12} bis $10^{20}\ cm^{-3}$ wirksam, und zwar 1) als *Donatoren* oder *Akzeptoren*, die die Konzentration der Ladungsträger und so den Leitungstyp des Halbleiters bestimmen (→ n-Leitung); 2) als *Streuzentren*, die den Ladungsträgertransport im Halbleiter beeinflussen (→ Streuung B5); 3) als *Rekombinationszentren* oder als *Haftstellen*. Hierbei bilden die S.n Energieniveaus in der verbotenen Zone, die bei vom thermischen Gleichgewicht abweichenden Konzentrationen der freien Ladungsträger für zusätzliche quantenmechanische Übergänge verantwortlich sind in Form von Rekombination über S.n und Einfang freier Ladungsträger mit der Konsequenz einer Umladung der S.n.

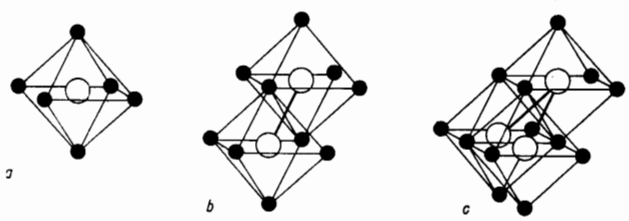
Bei hinreichend geringen Konzentrationen können die S.n als voneinander unabhängig betrachtet werden; die durch sie verursachten Effekte setzen sich additiv zusammen. Bei höheren Konzentrationen treten infolge der Wechselwirkung zwischen den S.n auch *molekulare S.n* (oft auch *Aggregatzentren* genannt) auf, bestehend aus zwei oder mehreren (gleichen oder verschiedenen) atomaren S.n mit minimalem Abstand, die ein „Störstellen-Molekül" im Kristall bilden.

Eine jede S. bewirkt eine Störung des periodischen Potentials des Kristalls und damit das Entstehen neuer erlaubter Zustände für die Kristallelektronen zusätzlich zu den im idealen Kristall, d. h. im Kristall ohne S.n bereits vorhandenen. Die Verteilung der Elektronen über diese Zustände wird durch die Fermi-Statistik gegeben. Die Besetzung der Elektronenzustände von S.n ist also stark von der Temperatur des Kristalls abhängig. Der Einfluß von S.n auf die optischen Eigenschaften eines Festkörpers kommt dadurch zustande, daß die Elektronenzustände der S. zusätzliche (reelle und virtuelle) Elektronenübergänge ermöglichen. Dabei sind meist nur diejenigen gebundenen Elektronenzustände von S.n von Bedeutung, deren zugehörige Energieniveaus innerhalb der verbotenen Zone, d. h. außerhalb der Energiebänder des idealen Kristalls liegen. Daraus ergibt sich, daß der Einfluß von S.n auf die optischen Eigenschaften bei Ionenkristallen, Halbleitern, Molekülkristallen und festen Edelgasen relativ groß, bei Metallen dagegen gering ist.

Elektronenzustände von S.n. Eine allgemeine Theorie für die Elektronenzustände von S.n in kristallinen Festkörpern existiert noch nicht, in wichtigen Spezialfällen ist jedoch eine theoretische Behandlung gelungen. Man unterscheidet dabei zweckmäßigerweise zwischen flachen und tiefen S.n.

a) Die *flachen S.n* sind dadurch charakterisiert, daß ihre Energieniveaus vom Leitungs- bzw. Valenzband des Kristalls einen Abstand haben, der klein gegen die Breite der verbotenen Zone ist. Zu diesem Störstellentyp gehören die meisten Donatoren und Akzeptoren in Halbleitern. Ihre elektronischen Energieniveaus liegen in der Nähe der Bandkanten (etwa 10^{-2} eV von diesen entfernt), und zwar entweder unterhalb der Leitungsbandkante (Donator) oder oberhalb der Valenzbandkante (Akzeptor). Bei flachen S.n führt die Methode der → effektiven Masse im allgemeinen zu Aussagen über die Lage der Energieniveaus, die mit experimentellen Ergebnissen gut übereinstimmen. Bei einem einfachen Donator (z. B. Substitutionsstörstelle P in einem Ge-Kristall) besteht das Modell in der Annahme einer punktförmigen positiven Ladung e am Ort der S., deren Coulomb-Potential auf ein Kristallelektron mit der Ladung $-e$ und der effektiven Masse m^* wirkt. Die Abschirmung dieses Potentials durch die anderen Kristallelektronen wird durch Einführung der Dielektrizitätskonstanten ε berücksichtigt. Die zugehörige Schrödinger-Gleichung hat dann große Ähnlichkeit mit der des H-Atoms, die möglichen Energieniveaus dieses wasserstoffähnlichen Donators ergeben sich zu $E_n = E_L - \frac{m^*}{m} \cdot \frac{I_H}{\varepsilon^2} \cdot \frac{1}{n^2}$, wobei $I_H = 13{,}55$ eV die Ionisierungsenergie des H-Atoms, m die Masse eines freien Elektrons und E_L die Energie des unteren Randes des Leitungsbandes sind. $n = 1, 2, 3, \ldots$ numeriert die verschiedenen Energieniveaus. Der Grundzustand ($n = 1$) eines Donators in Ge liegt danach etwa 10 meV unter dem Leitungsband. Der Bohrsche Radius für die zugehörige lokalisierte Eigenfunktion beträgt ein Vielfaches der Gitterkonstanten des Kristalls.

b) Bei *tiefen S.n* sind die Eigenfunktionen auf einen Bereich der Größenordnung der Gitterkonstanten konzentriert, was die theoretische Behandlung sehr kompliziert. Der Abstand der Energieniveaus der S. von den Bandrändern ist hier von der gleichen Größenordnung wie die Breite der verbotenen Zone. Tiefe S.n sind die meisten Eigenstörstellen in Ionenkristallen, insbesondere die Farbzentren in Alkalihalogeniden. Das F-Zentrum als einfachste derartige S. besteht aus einer Anionenleerstelle, an die ein Elektron gebunden ist. Weitere Beispiele sind das M-Zentrum, das aus zwei assoziierten Anionenlücken, und das R-Zentrum, das aus drei assoziierten Anionenlücken in bestimmter räumlicher Anordnung besteht (Abb. 1). Zur theoretischen Bestimmung der Energieniveaus und zugehörigen Elektroneneigenfunktionen dieser S.n wurde eine Reihe von Näherungsverfahren entwickelt, darunter das → Punktionengittermodell.



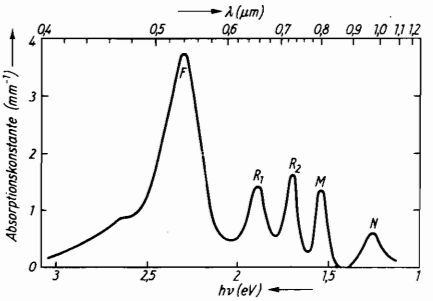
1 Modelle für das F-Zentrum (*a*), das M-Zentrum (*b*) und das R-Zentrum (*c*) in Alkalihalogeniden. ○ Anionenlücke, ● Kationen

Ein weiteres Beispiel tiefer S.n sind Substitutionsstörstellen in Halbleiter- und Ionenkristallen, bei denen ein Gitteratom durch ein Übergangsmetall- oder Lanthanidatom ersetzt ist. Diese Atome haben keine abgeschlossenen inneren Schalen, was ebenfalls zur Entstehung von stark lokalisierten Elektronenzuständen führt.

Optische Eigenschaften von S.n. Bei den optischen Elektronenübergängen an S.n ist zu unterscheiden zwischen *inneren Übergängen*, bei denen der Elektronenübergang zwischen zwei diskreten Energieniveaus einer S. erfolgt, und *Band-Term-Übergängen*, bei denen der Elektronenübergang aus einem diskreten Energieniveau in das Leitungs- bzw. Valenzband des Kristalls (→ Energieband) oder umgekehrt erfolgt. Optische Elektronenübergänge werden ferner zwischen räumlich getrennten S.n beobachtet, insbesondere von einem Donator zu einem um ein Vielfaches der Gitterkonstanten entfernten Akzeptor. Eine besondere Form optischer Übergänge kommt bei Wechselwirkung

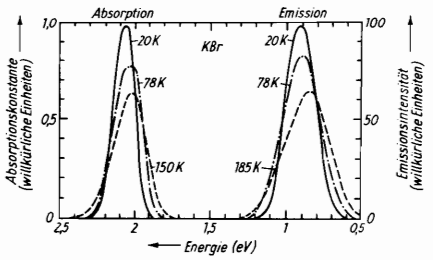
von S.n mit Exzitonen zustande (→ Exziton-Störstellen-Komplex).

Optische Elektronenübergänge an S.n sind von besonderer Bedeutung für die Erscheinung der optischen Absorption und Lumineszenz von Festkörpern. Als Beispiel für Absorptionsbanden von S.n sind in Abb. 2 die F-, M- und $R_{1,2}$-



2 Optisches Absorptionsspektrum des F-Zentrums und verschiedener Aggregatzentren (R_1-, R_2-, M-, N-Zentrum) in KCl bei 77 K

Bande des F-, M- und R-Zentrums in KCl angegeben. Die Lage des Maximums der F-Bande für verschiedene Alkalihalogenidkristalle gibt die → Mollwo-Ivey-Relation an. Für die F-Bande ist ein optischer Elektronenübergang aus dem Grundzustand der S. in den ersten angeregten Zustand verantwortlich, es handelt sich also um einen inneren Übergang. Die Stärke der Absorptionsbande wächst mit zunehmender Störstellenkonzentration, im einfachsten Fall wird dieser Zusammenhang durch die → Smakula-Gleichung gegeben. Die Form der Absorptions- bzw. Emissionsbanden von S.n wird wesentlich durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung bestimmt, deren Stärke der → Huang-Rhys-Faktor angibt. Bei schwacher Wechselwirkung sind die Banden sehr schmal (→ Null-Phonon-Übergang); ein solcher Fall liegt z. B. bie Substitutionsstörstellen vor, die aus Übergangsmetall- bzw. Lanthanidionen bestehen. Entsprechende optische Übergänge können daher im Festkörperlaser zur induzierten Emission ausgenutzt werden. Bei starker Elektron-Phonon-Wechselwirkung ergeben sich dagegen breite Banden, deren Form meist gut durch eine Gauß-Kurve approximiert werden kann und deren Halbwertsbreite mit wachsender Temperatur zunimmt (Abb. 3). Zwischen dem Maximum der Absorptionsbande und dem Maximum der Emissionsbande, die beide zum gleichen elektronischen Übergang gehören, tritt infolge



3 Absorptionsbande und Emissionsbande des F-Zentrums in KBr für verschiedene Temperaturen

der Elektron-Phonon-Wechselwirkung eine → Stokes-Verschiebung auf. Das → Konfigurationskoordinatenmodell liefert zusammen mit dem → Franck-Condon-Prinzip eine vereinfachte Erklärung dieser Effekte.

Absorptions- bzw. Emissionsbanden von S.n zeigen oft charakteristische Polarisationseigenschaften, aus denen auf die Symmetrie der S. geschlossen werden kann. Auch für die → Photoleitung und die → Photoemission von Festkörpern sind optische Elektronenübergänge an S.n von Bedeutung. S.n bewirken auch Änderungen im Spektrum der Gitterschwingungen des Kristalls und wirken sich daher auch auf die inelastische Streuung von Licht durch den Kristall aus (→ Raman-Effekt).

Störstrahlung, im weiteren Sinne Strahlung, die die Beobachtung des gewünschten Effektes stört, z. B. der γ-Untergrund bei Neutronennachweis; im engeren Sinne gestreute Röntgenstrahlung, die in der gesamten Umgebung nachweisbar ist, bzw. eine → Streustrahlung allgemein.

Störung, kurzzeitige oder ständige, unter Umständen auch zeitabhängige Änderung oder Beeinflussung eines bestimmten physikalischen Systems durch Wechselwirkung mit anderen Systemen oder die Einwirkung äußerer Kräfte. Je nach Art des Systems kann bereits eine kleine S. zu erheblichen Änderungen führen, z. B. bei nichtlinearen Systemen. Ist der Einfluß der S. klein, so kann er in vielen Fällen mit Hilfe der → Störungstheorie behandelt werden; bei einer großen S. oder im Falle einer nichtrenormierbaren Wechselwirkung (→ Renormierung) muß man andere Verfahren zur Behandlung heranziehen (→ Dispersionsrelation, → Quasiteilchen), im allgemeinen spricht man dann jedoch selten von einer S.

Störungsausbreitungseffekt, svw. Substituenteneffekt.

Störungstheorie, 1) Himmelsmechanik: Theorie zur Bestimmung von Abweichungen der Planetenbahnen von der „ungestörten" Kepler-Bewegung als Folge der störenden Gravitationswirkung anderer Planeten oder Himmelskörper. Neben periodischen können auch säkulare Störungen auftreten, die proportional mit der Zeit anwachsen. Der Einfluß der Störung auf die ungestörte Kepler-Bewegung bezüglich des Zentralkörpers kann durch Reihenentwicklung nach Potenzen der störenden Massen bestimmt werden, wobei sich in erster Näherung die Berechnung der Störungen auf das → Dreikörperproblem reduziert; eine andere Möglichkeit ist die Variation der (sechs) die ungestörte Bahn bestimmenden Konstanten, wobei sich die wahre Bahn als Einhüllende einer Schar oskulierender Ellipsen ergibt.

Das Dreikörperproblem selbst ist nicht allgemein lösbar und wird ebenfalls mit Hilfe der S. behandelt. Seien m_i bzw. $\vec{r}_i$ $(i = 1, 2)$ die Massen bzw. die Ortsvektoren zweier Himmelskörper bezüglich des Zentralkörpers der Masse $m = 1$, dann lautet die Bewegungsgleichung (für den Körper 1) $\ddot{\vec{r}}_1 + \gamma(1 + m_1)\vec{r}_1/r_1^3 = \gamma m_2 \left(\frac{\vec{r}_2 - \vec{r}_1}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|^3} - \frac{\vec{r}_2}{r_2^3} \right)$; die Größe $R = \gamma m_2 (1/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1| - \vec{r}_1\vec{r}_2/r_2^3)$ heißt *Störfunktion*,

man wählt für sie und ihre partiellen Ableitungen zweckmäßig trigonometrische Reihen, die nach Vielfachen der mittleren Anomalien fortschreiten. Dieses durch Entwicklung der Störfunktion und analytische Bestimmung der Störung nach steigender Ordnung des Störparameters fortschreitende Verfahren bezeichnet man als *absolute* oder *allgemeine S.*; als *spezielle S.* werden die verschiedenen Verfahren der numerischen Integration des Drei- bzw. n-Körperproblems bezeichnet. Obwohl die spezielle S. beliebig genaue Bahnbestimmungen ermöglicht, gelten diese nur für die konkreten Konstellationen; trotzdem lassen sich daraus auch Aussagen über die allgemeine S. gewinnen.

Die S. der Himmelsmechanik bestätigte durch ihre guten Erfolge bei der Bahnbestimmung der Planeten und anderer Himmelskörper die Gültigkeit des Newtonschen Gravitationsgesetzes und der aus der allgemeinen Relativitätstheorie sich ergebenden Korrekturen. Sie diente in ihren wesentlichen Zügen als Vorbild der quantenmechanischen S.

2) → Ballistik.

3) Quantentheorie: häufig benutzte Methode zur näherungsweisen Berechnung von Eigenfunktionen und Eigenwerten des Hamilton-Operators und damit zur genäherten Bestimmung der Bewegung quantenphysikalischer Systeme (→ Schrödinger-Gleichung). Die S. ist anwendbar, wenn die Lösung eines Problems mit dem Hamilton-Operator $\hat{H}_0$, d. h. die Bewegung des ungestörten „freien" Systems, bereits bekannt ist und wenn der Hamilton-Operator $\hat{H}$ des wechselwirkenden, gestörten Systems die Gestalt $\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda\hat{H}'$ hat, wobei $\lambda \ll 1$ ein kleiner Parameter, der *Störparameter*, und $\hat{H}'$ der Hamilton-Operator der „Störung" ist. Je nachdem, ob man Lösungen der zeitabhängigen oder der zeitunabhängigen (stationären) Schrödinger-Gleichung konstruiert, spricht man von der zeitabhängigen oder Diracschen bzw. der zeitunabhängigen oder Schrödingerschen S.; die → Bornsche Näherung ist ebenfalls eine S. speziell für Streuprobleme (→ quantenmechanische Streutheorie).

1) Die *Schrödingersche* (*zeitunabhängige*) *S.* gestattet nur die Behandlung stationärer Probleme. Man macht für die Eigenfunktionen ψ_n bzw. die Eigenwerte E_n von $\hat{H}$ einen Potenzreihenansatz in λ, d. h.,

$$\psi_n = \sum_{\nu=0}^{\infty} \lambda^\nu \psi_n^{(\nu)} = \psi_n^{(0)} + \lambda\psi_n^{(1)} + \lambda^2\psi_n^{(2)} + \cdots$$

bzw.

$$E_n = \sum_{\nu=0}^{\infty} \lambda^\nu E_n^{(\nu)} = E_n^{(0)} + \lambda E_n^{(1)} + \lambda^2 E_n^{(2)} + \cdots,$$

wobei $\psi_n^{(0)}$ bzw. $E_n^{(0)}$ Eigenfunktion bzw. Eigenwert von $\hat{H}_0$ ist, d. h., es gilt $(\hat{H}_0 - E_n^{(0)})\,\psi_n^{(\nu)} = 0$. Das Eigenwertproblem $(\hat{H} - E_n)\,\psi_n = 0$ für den Hamilton-Operator $\hat{H}$ wird dann sukzessive gelöst, indem man nur Potenzen erster, zweiter usw. Ordnung von λ betrachtet und die Annahme macht, daß sich die zugehörigen Funktionen $\psi_n^{(\nu)}$ mit $\nu = 1, 2, \ldots$ der ersten, zweiten usw. Näherung als Linearkombinationen der Eigenfunktionen nullter Näherung $\psi_n^{(0)}$ schreiben lassen, d. h., $\psi_n^{(\nu)} = \sum_m{}' c_{nm}^{(\nu)} \psi_m^{(0)}$, wobei der Strich an der Summe bedeutet, daß bei der Summation $n = m$ auszulassen ist, da $\psi_n^{(0)}$ bereits durch die spezielle Gestalt des Ansatzes berücksichtigt ist. Die S. ist nur anwendbar, wenn der Hilbert-Raum des gestörten mit dem des ungestörten Systems zusammenfällt; diese Annahme ist in der → Quantenmechanik gewöhnlich erfüllt, dagegen nicht in der → Quantenfeldtheorie (→ axiomatische Quantentheorie).

Liegt keine Entartung vor, so erhält man in 1. Näherung

$$E_n^{(1)} = \int \psi_n^{(0)*}\, \hat{H}'\psi_n^{(0)}\, \mathrm{d}t = \langle n\,|\hat{H}'|\,n\rangle$$

und

$$\psi_n^{(1)} = \sum_m{}' \langle m\,|\hat{H}'|\,n\rangle\, \psi_m^{(0)}/(E_n^{(0)} - E_m^{(0)});$$

in 2. Näherung folgt

$$E_n^{(2)} = \sum_m{}' \langle n\,|\hat{H}'|\,m\rangle\, \langle m\,|\hat{H}'|\,n\rangle\, (E_n^{(0)} - E_m^{(0)})^{-1}.$$

Liegt dagegen Entartung vor, dann haben einige (etwa N) der Zustände $\psi_n^{(0)}$ dieselbe Energie $E_n^{(0)}$, und man hat eine geeignete Linearkombination

$$\psi_n^{(0)} = \sum_{\varrho=1}^{N} c_\varrho \psi_{n,\varrho}^{(0)}$$

zu wählen und in 1. Näherung das Eigenwertproblem

$$\sum_{\varrho=1}^{N} \langle n, \sigma\,|\hat{H}'|\,n, \varrho\rangle\, c_\varrho = E_n^{(1)}\, c_\sigma$$

mit

$$\langle n, \sigma\,|\hat{H}'|\,n, \varrho\rangle \equiv \int \psi_{n,\sigma}^{(0)*}\, H'\psi_{n,\varrho}^{(0)}\, \mathrm{d}\tau$$

zu lösen; Lösungen dieses linearen Gleichungssystems für die unbekannten Koeffizienten c_ϱ existieren nur für die aus der Säkulardeterminante

$$||\langle n, \sigma\,|\hat{H}'|\,n, \varrho\rangle - E_n^{(1)}\,\delta_{\sigma\varrho}\,|| = 0$$

folgenden Eigenwerte $E_{n,\varrho}^{(1)}$ ($\varrho = 1, \ldots, N$), die zugleich die Beiträge der 1. Näherung zur Energie E_n sind; die Beiträge der 1. Näherung zur Wellenfunktion ψ_n ergeben sich durch Einsetzen der mit den zugehörigen c_ϱ folgenden Linearkombinationen in die obige Formel für $\psi_n^{(1)}$. Im allgemeinen spaltet also ein N-fach entarteter Eigenwert $E_n^{(1)}$ bei Störung in N verschiedene Eigenwerte $E_n^{(0)} + \lambda E_{n,\varrho}^{(1)}$ auf.

Im Prinzip kann auch die exakte Wellenfunktion des gestörten Problems mit Hilfe eines Operators $\hat{\Omega}$ angegeben werden: $\psi = \hat{\Omega}\psi^{(0)}$, wobei $\hat{\Omega}$ der Gleichung

$$\hat{\Omega} = \mathbf{1} + (E^{(0)} - \hat{H}_0)^{-1}\,(\hat{H}' - E')\,\hat{\Omega}$$

mit $E' = E - E^{(0)}$ genügt; diese Gleichung liegt der Bornschen Näherung zugrunde, sie kann iterativ gelöst werden. In dieser Form ist die S. Ausgangspunkt vielfältiger, den speziellen Problemen angepaßter Näherungsverfahren.

2) Die *Diracsche* (*zeitabhängige*) *Störungstheorie* gestattet die näherungsweise Bestimmung der Übergänge von quantenphysikalischen Systemen unter dem Einfluß einer möglicherweise zeitabhängigen Störung $\hat{H}'(t)$. Man macht hierbei den Ansatz

$$\psi(t) = \sum_n a_n(t)\,\psi_n^{(0)} \exp(-\mathrm{i}E_n^{(0)}\,t/\hbar), \text{ mit}$$

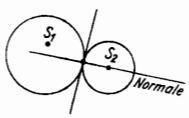
$$a_n = \sum_{\nu=0}^{\infty} \lambda^\nu a_n^{(\nu)} = a_n^{(0)} + \lambda a_n^{(1)} + \cdots;$$

aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung ergibt sich die Bewegungsgleichung der zeitabhängigen Koeffizienten $a_n(t)$ zu

$$i\hbar\, da_n(t)/dt = \sum_m \lambda \langle n|\hat{H}'|m\rangle a_m(t),$$

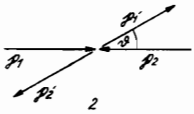
und in 1. Näherung folgt

$$a_n^{(1)}(t) = -(i/\hbar)\sum_m a_m^{(0)}(t) \cdot \int_0^t \langle n|\hat{H}'(t')|m\rangle \exp\{i(E_n^{(0)} - E_m^{(0)})t'/\hbar\}\, dt';$$



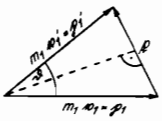
1

in dieser Form wurde die zeitabhängige S. von Dirac 1926 entwickelt und auf die halbklassische Strahlungstheorie angewandt.



2

Eine formale Vervollkommnung fand diese S. durch Tomonaga und Schwinger in der Quantenfeldtheorie, speziell in der Quantenelektrodynamik, durch die Formulierung des Verfahrens im Wechselwirkungsbild, in dem die zeitliche Entwicklung der Zustände ψ durch einen Operator $\hat{U}(t, t_0)$ charakterisiert wird: $\psi(t) = \hat{U}(t, t_0)\psi(t_0)$; dieser Operator genügt der Bewegungsgleichung $i\hbar\, \partial\hat{U}/\partial t = \lambda\hat{H}'\hat{U}$. Man macht den Ansatz $\hat{U}(t, t_0) = \mathbf{1} + \lambda\hat{U}^{(1)} + \lambda^2\hat{U}^{(2)} + \ldots$ und erhält



3

Stoß

$$\hat{U}^{(1)} = (-i/\hbar)\int_{t_0}^{t} \hat{H}'(t')\, dt',$$

$$\hat{U}^{(2)} = (-i/\hbar)^2 \int_{t_0}^{t} \hat{H}'(t') \int_{t_0}^{t'} \hat{H}'(t'')\, dt''\, dt',$$

usw.; formal kann man die Reihe aufsummieren zu

$$\hat{U}(t, t_0) = T[\exp\{-(i\lambda/\hbar)\int_{t_0}^{t} \hat{H}'(t')\, dt'\}],$$

wobei T die Operation der Zeitordnung (→ zeitgeordnetes Produkt) ist. In dieser Form wird die S. vor allem in der quantenmechanischen Streutheorie benutzt, wo der ungestörte Zustand zur Zeit $t = -\infty$ (einlaufender Zustand) durch den Operator $\hat{S} = \hat{U}(\infty, -\infty)$ in den ungestörten Zustand zur Zeit $t = \infty$ (auslaufender Zustand) übergeführt wird (→ axiomatische Quantentheorie); $\hat{S}$ heißt dort Streuoperator oder → S-Matrix.

Stoß, 1) im weiteren Sinne Vorgang, bei dem sich die Bewegungsrichtungen zweier (oder auch mehrerer) aufeinander zu bewegender Objekte, der Stoßpartner, unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen Wechselwirkung plötzlich oder stetig ändern. Dabei kann auch einer der Stoßpartner allein durch das von ihm ausgehende Kraftfeld, z. B. das elektromagnetische Feld, ersetzt werden, wobei er dann gewöhnlich als ruhend angenommen bzw. festgehalten wird. Derartige Stöße sind Einzelakte der → Streuung von Teilchen aneinander oder in einem Kraftfeld.

S. im engeren Sinne ist ein Vorgang, bei dem zwischen zwei oder mehreren starren Körpern (z. B. Billardkugeln) oder kleinen Teilchen (Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen, → Stoß zweiter Art) während der sehr kurzen Stoßzeit sehr große Stoßkräfte wirken, die zu einer fast momentanen Änderung der Impulse der beteiligten Stoßpartner führen. Gewöhnlich stoßen nur jeweils zwei Körper zusammen (*Zweierstoß*), seltener ist die Zahl der Stoßpartner gleich drei (*Dreierstoß*) oder größer (*Mehrfachstoß*). Dreier- und Mehrfachstöße spielen in der kinetischen Gastheorie und in der Plasmaphysik eine Rolle (→ Rekombination). Der S. zweier starrer Körper heißt *zentraler S.*, wenn die *Stoßnormale*, d. i. die gemeinsame Normale beider Körperflächen im Berührungspunkt (Abb. 1), in Richtung der Verbindungsgeraden der Schwerpunkte beider Körper weist; bei homogenen Kugeln ist dies immer der Fall. Beim *geraden S.* haben die Impulse der beiden Körper kurz vor dem S. dieselbe, beim *schiefen S.* unterschiedliche Richtung.

Beim S. gilt in jedem Fall der Impulssatz. Sind $\vec{v}_1$ und $\vec{v}_2$ die Geschwindigkeiten der Stoßpartner vor, $\vec{v}_1'$ und $\vec{v}_2'$ die Geschwindigkeiten nach dem S. und sind die Massen m_1 und m_2 unveränderlich, so lautet der Impulssatz $m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2 = m_1\vec{v}_1' + m_2\vec{v}_2'$, d. h., der Schwerpunkt der Teilchen ändert seine Geschwindigkeit nicht. Den Impuls $m\vec{v}'$, den ein Körper nach dem Stoß (auf einen im allgemeinen als ruhend angenommenen anderen Körper) erhält, bezeichnet man häufig als → Rückstoß. Gilt außerdem der Energiesatz $\frac{1}{2}(m_1v_1^2 + m_2v_2^2) = \frac{1}{2}(m_1v_1'^2 + m_2v_2'^2)$, so handelt es sich um einen *vollkommen elastischen S.*, was dann der Fall ist, wenn die infolge des S.es eintretende Deformation der Körper vollkommen zurückgeht, andernfalls spricht man von einem *unelastischen S.* Beim *vollkommen unelastischen* oder *plastischen S.* bleibt die Deformation völlig bestehen, und die in Richtung der Stoßnormale fallenden Geschwindigkeiten stimmen überein: $v_{1n}' = v_{2n}'$. Bei den Stößen realer Körper führt man daher den empirischen *Restitutionskoeffizienten* (*Stoßzahl*)

$$\varepsilon = \frac{v_{1n}' - v_{2n}'}{v_{1n} - v_{2n}}$$

ein. Für den elastischen S. ist $\varepsilon = 1$, für den vollkommen unelastischen ist $\varepsilon = 0$. Beim geraden S. fällt die Richtung der Geschwindigkeiten mit der der Stoßnormale zusammen, es ist daher $v_i' = v_i = |\vec{v}_i|$. Man erhält damit aus dem Impulssatz

$$v_1' = \{(m_1 - \varepsilon m_2)v_1 + (1 + \varepsilon)m_2v_2\}/(m_1 + m_2)$$

und

$$v_2' = \{(m_2 - \varepsilon m_1)v_2 + (1 + \varepsilon)m_1v_1\}/(m_1 + m_2)$$

für die Geschwindigkeiten nach dem S.; der *Stoßverlust* oder *Carnotsche Energieverlust*, d. i. der Verlust an kinetischer Energie ΔT, die zum großen Teil in Wärme umgewandelt wird, ist $\Delta T = \mu(1 - \varepsilon^2)(v_1 - v_2)^2/2$, wobei $\mu = m_1m_2/(m_1 + m_2)$ die reduzierte Masse der beiden Stoßpartner ist. Die Geschwindigkeiten nach einem schiefen S. lassen sich, wenn die Stoßnormale bekannt ist, aus den obigen Gleichungen für den geraden S. bestimmen. Diese Gleichungen geben dann die Änderung der Normalkomponenten der Geschwindigkeiten an, während die Tangentialkomponenten keiner Änderung unterworfen sind, d. h., $v_{it}' = v_{it}$ $(i = 1, 2)$. Ist jedoch die Stoßnormale unbekannt, so bleibt die Richtung der Geschwindigkeiten nach dem S. unbekannt; aus den Erhaltungssätzen sind lediglich ihre Beträge eindeutig zu bestimmen.

Am einfachsten sind die Verhältnisse im Schwerpunktsystem zu überschauen, da hier die Summe der Impulse vor und – wegen der Erhaltung des Gesamtimpulses – auch nach dem S. Null ist, d. h. $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1' + \vec{p}_2' = 0$ (Abb. 2). Der Impulsübertrag (Kraftstoß) $\vec{k} = \vec{p}_1' - \vec{p}_1$

hängt von den Stoßkräften ab und kann nur bei genauer Kenntnis derselben bestimmt werden. Von $\vec{k}$ hängt der Streuwinkel ϑ ab (Abb. 3): $|\vec{k}| = 2\,|\vec{p}_1| \sin(\vartheta/2)$. Beim elastischen S. gilt $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_1'|$, und daher sind dann mit ϑ (bzw. $|\vec{k}|$) alle Größen bestimmt.

2) svw. Stoßfront.

Stoßdruck, der Druckimpuls, der durch das Wirken momentaner Druckkräfte in Strömungen entsteht. Die Druckkräfte wirken während einer sehr kurzen Zeitdauer τ, sind aber von erheblicher Größe. Um die Wirkung dieser momentanen Druckkräfte bei Fehlen von Massenkräften auf Strömungen zu untersuchen, wird die reibungsfreie instationäre → Bernoullische Gleichung

$$\partial\Phi/\partial t + c^2/2 + p/\varrho = \text{konst.} \qquad (1)$$

verwendet, bei der das Geschwindigkeitspotential Φ eingeführt wurde. Es bedeuten t die Zeit, c die Strömungsgeschwindigkeit, p den Druck, ϱ die Dichte des Mediums. Der Einfluß der Trägheitskraft kann wegen seiner Kleinheit gegenüber der Druckkraft vernachlässigt werden. Damit ergibt sich die Beziehung

$$\partial\Phi/\partial t + p/\varrho = 0. \qquad (2)$$

Für die Initialströmung, die in sehr kurzer Zeit aus der Ruhe heraus entsteht, kann Gleichung (2) für inkompressible Medien integriert werden:

$$\int_0^\tau p\,\mathrm{d}t = -\varrho\Phi = \pi. \qquad (3)$$

Eine durch das Potential Φ gekennzeichnete wirbelfreie Strömung kann aus dem Ruhezustand nach der Einwirkung momentaner Druckkräfte mit dem Impuls $\pi = -\varrho\Phi$ entstehen. Da die Strömung im Anfangspunkt wirbelfrei ist, muß sie nach den → Wirbelsätzen auch weiterhin wirbelfrei bleiben. Damit ist auch die physikalische Bedeutung des Geschwindigkeitspotentials gegeben.

Der S. ist z. B. wesentlich für das Entstehen der Wellenbewegungen einer idealen Flüssigkeit.

stoßefreies Plasma, *Wlassow-Plasma,* Plasma, in dem die Stoßweglänge kleiner ist als die räumlichen Ausmaße des Plasmas, in dem also Stoßwechselwirkungen keine Rolle spielen.

Stoßerregung, → Erregung.

Stoßfrequenz, *Stoßzahl,* → kinetische Theorie.

Stoßfront, oft kurz *Stoß* genannt, die Fläche, entlang der der Verdichtungsstoß erfolgt. Die S. ist eine Diskontinuitätsfläche, die unterschiedliche Strömungszustände trennt.

Stoßintegral, → Boltzmann-Gleichung.

Stoßinvariante, → Boltzmann-Gleichung.

Stoßionisation, 1) Halbleiterphysik: die Entstehung eines Elektron-Loch-Paares (bzw. Ladungsträger und ionisierte Störstelle) durch einen Ladungsträger mit genügend hoher Energie in bezug auf die Kante des Bandes, in dem er sich bewegt. Die notwendige Energie für diese auch als *Auger-Prozeß* bezeichnete Interbandanregung kann der primäre Ladungsträger durch optische Einstrahlung oder Aufheizung im elektrischen Feld (heiße Ladungsträger) erhalten. Die Zahl der Stoßprozesse je Zeiteinheit hängt vom Wellenvektor des primären Ladungsträgers, der Bandstruktur des betrachteten Halbleiters und den übrigen Streuprozessen, die zur Relaxation des hochangeregten Primärteilchens beitragen, sowie von der Gesamtzahl der nach dem zuerst aufgetretenen Auger-Prozeß in Gestalt von Ionisationskaskaden noch erzeugten Teilchen ab.

Die Stoßionisation führt zur Erzeugung von Nichtgleichgewichtsplasma (→ Plasma) und wurde besonders detailliert für InSb untersucht, sie kann bei auftretender Lawinenbildung einen Durchbruch bewirken.

2) Gasentladungsphysik: → Ionisation, → Plasma.

Stoßmodell, svw. Modellstoßterm.

Stoßnormale, → Stoß.

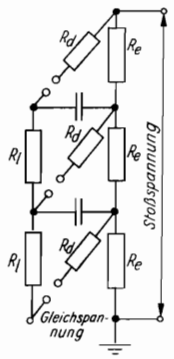
Stoßparameter, Abstand, mit dem ein geladenes Teilchen an einem Kern vorüberliefe, wenn dieser es nicht ablenkte (→ Streuung, → Streuquerschnitt).

Stoßpendel, *ballistisches Pendel,* Schwerependel, das durch einen Kraftstoß aus der Ruhelage ausgelenkt wird. Bei plastischem Pendelkörper der Masse m kann es bequem zur Geschwindigkeitsbestimmung benutzt werden. Bewegt sich ein Körper K der Masse M und unbekannter Geschwindigkeit v auf das S. zu, so bewegt sich der zuvor ruhende Pendelkörper zusammen mit K nach dem Stoß auf Grund des Impulssatzes mit der Geschwindigkeit $v' = \dfrac{M}{M+m}$ und erreicht eine maximale Elongation a aus der Ruhelage, den *ballistischen Anschlag.* Aus der einfach zu bestimmenden Schwingungsdauer T des S.s, die bei kleinen Anschlägen von der Masse und der Stoßkraft unabhängig ist, ergibt sich dessen Kreisfrequenz $\omega = 2\pi/T$ und damit $v' = \omega a$, also für die gesuchte Geschwindigkeit $v = \dfrac{M+m}{M} \cdot \omega a$. Das S. ist Urbild aller ballistischen Meßinstrumente, z. B. des ballistischen Galvanometers. Ist die Schwingungsdauer T des S.s groß gegen die Dauer des Kraftstoßes, dann ist $v = \int K\,\mathrm{d}t/m$ praktisch gleich der Geschwindigkeit v_0, mit der es die Ruhelage verläßt, d. h., $v_0 = \omega a$, und daher gilt $\int K\,\mathrm{d}t = m\omega a$, wobei a der durch den Kraftstoß erfolgte Ausschlag ist; die Konstante $\int K\,\mathrm{d}t/a = m\omega = B$ bezeichnet man als *ballistischen Eichfaktor.* Damit kann das S. zur Messung von Kraftstößen herangezogen werden. B kann noch durch die Kraftkonstante k des Pendels, die man auch als *statischen Eichfaktor* bezeichnet, bestimmt werden. Da $\omega = \sqrt{k/m}$ gilt, ist $B = k/\omega$.

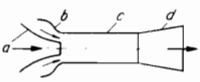
Stoßpolare, Kurve in der Hodographenebene, → Hodographenmethode. Auf der S.n liegen die Endpunkte aller von einem festen Anfangspunkt aus aufgetragenen Geschwindigkeitsvektoren $\vec{c}$, die hinter einem Verdichtungsstoß bei vorgegebenem Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ einer Überschallströmung vor dem Stoß abhängig vom Ablenkwinkel ϑ bzw. dem Stoßwinkel σ auftreten können, → Verdichtungsstoß.

Stoßpolarendiagramm, → Verdichtungsstoß.

Stoßquerschnitt, Wirkungsquerschnitt für Stöße z. B. zwischen Gasmolekülen, Atomen, Ionen oder Elektronen. Der S. liegt für einfache Moleküle in der Größenordnung des geometrischen Querschnittes von $10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$. → Streuquerschnitt.



Schaltbild einer Stoßspannungsanlage. R_l Ladewiderstände, R_d Dämpfungswiderstände, R_e Entladewiderstände



Schema eines Strahlapparates

Stoßspannung, eine Spannungswelle mit sehr steiler Stirn. Sie wird in der Hochspannungsprüftechnik von einer → Stoßspannungsanlage erzeugt und zum Prüfen von Isolationen auf Stoßspannungsfestigkeit angewendet. Der Spannungsanstieg erfolgt in 1 μs, die Rückhalbwertszeit beträgt 50 μs. Mit der S. wird eine Wanderwelle angenähert, wie sie bei Blitzeinschlag u. dgl. auf Leitungen auftritt.

Stoßspannungsanlage, *Stoßspannungsgenerator,* elektrische Einrichtung zum Erzeugen von → Stoßspannungen. Eine Anzahl von Kondensatoren wird in Parallelschaltung über hohe ohmsche Widerstände aufgeladen und nach Erreichung eines bestimmten Spannungswertes durch Zünden von Kugelfunkenstrecken in Reihe geschaltet. Am Prüfling liegt dann die Summe der Kondensatorenspannungen an, wobei man bis zu 10 Millionen Volt Spannung erreicht. Größere Anlagen weisen eine Ladeenergie bis 100 kJ auf. S.n dienen zur Prüfung von Isolatoren, Durchführungen, elektrischen Maschinen, Transformatoren u. a. Bauteilen mit Spannungsstößen kurzer Dauer, wie sie vor allem bei atmosphärischen Entladungen auftreten.

Stoßverbreiterung, → Spektrallinien.

Stoßverlust, → Stoß.

Stoßwelle, → Druckwelle, → Welle.

Stoßzahl, → Stoß, → kinetische Theorie, → Neutronenbremsung.

Stoßzahlansatz von Boltzmann, → Boltzmann-Gleichung.

Stoß zweiter Art, im engeren Sinne ein inelastischer Wechselwirkungsprozeß atomarer Teilchen (Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen), wobei sich die gesamte kinetische Energie der in Wechselwirkung tretenden Partner auf Kosten ihrer inneren Energie vergrößert. So sind z. B. Stöße zweiter Art Prozesse, bei denen auf ein Elektron e die Anregungsenergie eines angeregten Atoms A^* oder Moleküls übertragen wird, wobei sich die kinetische Energie des Elektrons erhöht und sich das Atom bzw. Molekül danach im Grundzustand bzw. in einem niedrigen Anregungszustand befindet. In Form einer Reaktionsgleichung kann man diesen Vorgang folgendermaßen schreiben: $A^* + e_{langsam} \rightarrow A + e_{schnell}$.

Stöße zweiter Art im weiteren Sinne sind solche, bei denen ein angeregtes Atom A^* oder Molekül ein nicht angeregtes B stößt und seine Energie auf dieses überträgt: $A^* + B \rightarrow A + B^*$. Voraussetzung dafür ist allerdings Energieresonanz zwischen A^* und B^*. Stöße zweiter Art haben Bedeutung bei Atomen oder Molekülen mit metastabilen Zuständen. Sie spielen bei Prozessen, die in ionisierten Gasen verlaufen, eine wichtige Rolle, z. B. bei der Energieübertragung von Helium- auf Neongas im Helium-Neon-Gaslaser.

Straggling, → ionisierende Strahlung 2.2).

Strahl, 1) Mathematik: einseitig begrenzte, gerichtete Gerade, z. B. die positive x-Achse eines kartesischen Koordinatensystems, die auf der einen Seite durch den Nullpunkt begrenzt wird.

2) Physik: kontinuierlicher, gerichteter, räumlich begrenzter Teilchen- oder Energiestrom, z. B. Flüssigkeits-, Elektronen- oder Lichtstrahl; in der Quantentheorie Gesamtheit der ein und denselben Zustand eines physikalischen Systems repräsentierenden Vektoren des dem System entsprechenden Hilbert-Raumes; mit ψ beschreibt jeder Vektor $\lambda\psi$ ($\lambda \neq 0$ beliebig komplex) denselben Zustand. Als *Einheitsstrahl* bezeichnet man die Gesamtheit aller $\lambda\psi$ mit der Norm $||\lambda\psi|| = 1$ bei festgehaltenem ψ. → Strahlenbündel.

Strahlabsorber, → Separator.

Strahlantrieb, svw. Strahltriebwerk.

Strahlapparat, Vorrichtung, in der der Gesamtdruck einer auch als Saugstrahl bezeichneten Strömung durch Einwirkung eines Treibstrahles höherer Energie vergrößert wird. Die Energieübertragung erfolgt durch turbulentes Vermischen der Strömungen. Die Hauptbauteile des S.es (Abb.) sind die Düse des Treibstrahles (a), die Düse des Saugstrahles (b), die Mischkammer (c) und der Diffusor (d). In die Mischkammer treten Treib- und Saugstrahl als getrennte Strömungen ein, deren Geschwindigkeit, Temperatur, Gesamtdruck und chemische Zusammensetzung im allgemeinen unterschiedlich ist. Infolge fortwährenden Mitreißens von Teilchen der angesaugten Strömung durch den Treibstrahl wird am Eintritt in die Mischkammer der zum Ansaugen erforderliche Unterdruck erzeugt. Das Verhältnis des Massendurchsatzes je Zeiteinheit des Saugstrahles $\dot{m}_2$ zu dem des Treibstrahles $\dot{m}_1$ ergibt sich mit Hilfe des → Impulssatzes der Strömungslehre bei Vernachlässigung der Reibungskräfte zu $\dot{m}_2/\dot{m}_1 = \sqrt{\varrho_2 \cdot A_2/(\varrho_1 \cdot A_1)}$; ϱ ist die Dichte, A ist die Querschnittsfläche der Düse. Index 1 bedeutet Treibstrahl, Index 2 Saugstrahl.

Der S. findet breite Anwendung in der Technik, z. B. als Wasserstrahlluftpumpe, als Gebläse zur Förderung von Gasen, als Exhaustor zur Erzeugung von Unterdrücken, als Injektor zur Förderung von Speisewasser in Kessel mittels Dampfes.

Strahlausbreitung, → Freistrahl.

Strahldichte, → Strahlungsgrößen.

Strahldichtefunktion, → Farbe.

Strahlenbegrenzung, → Strahlenraum der optischen Abbildung.

Strahlenbrechung, svw. Brechung.

Strahlenbündel, *Lichtbündel, Strahlsystem,* die Gesamtheit der von einem selbst- oder nichtselbstleuchtenden Objektelement kommenden und zur optischen Abbildung beitragenden Lichtstrahlen. Ein S. kann divergent (von einem Punkt ausgehend) oder konvergent (zu einem Punkt zusammenlaufend) sein. Solche S. werden als *homozentrisch* bezeichnet. Ein Parallelstrahlenbündel ist ein Sonderfall, bei dem der Ursprung im Unendlichen liegt. Ein S. wird durch Blenden oder deren Bilder begrenzt, wobei auch Fassungsteile u. ä. als Blende wirken.

Ein sich in einer Ebene ausbreitendes (z. B. durch einen Spalt begrenztes) S. wird auch als *Strahlenbüschel* bezeichnet.

Die von allen abgebildeten Objektelementen ausgehenden S. bilden gemeinsam durch ihre äußere Begrenzung den → Strahlenraum.

Strahlenbüschel, → Strahlenbündel.

Strahlenfläche, nach Fresnel auch als *Wellenfläche* bezeichnet, der geometrische Ort aller Punkte, in denen die von einem leuchtenden

Punkt ausgehende Lichtwirkung nach einer bestimmten Zeit eingetroffen ist. In einem isotropen Medium ist die S. im Idealfall eine Kugel, in einem anisotropen Medium (z. B. Kristalle der nichtregulären Systeme) ist die S. zweischalig.

In der geometrischen Optik bezeichnet man als S. auch eine Schnittfläche, die aus den Symmetriestrahlen (Hauptstrahlen) der zur Abbildung beitragenden Strahlenbündel und der optischen Achse gebildet wird.

Strahlenindex, → Kristalloptik.

Strahlenoptik, svw. geometrische Optik.

Strahlenraum der optischen Abbildung, der Raum, der von der Gesamtheit der zur geometrisch-optischen → Abbildung beitragenden Strahlen ausgefüllt wird. Die Begrenzung des S.s erfolgt durch → Blenden bzw. durch deren vom abbildenden optischen System erzeugte Bilder, die Pupillen und Luken. Unmittelbar begrenzend wirken die Öffnungsblende und die Feldblende.

a) Die *Öffnungsblende* (*Aperturblende*) ist diejenige Blende, deren Bild — vom axialen Objektpunkt gesehen — unter dem kleinsten Winkel erscheint. Sie begrenzt den Öffnungswinkel der zur Abbildung beitragenden Strahlenbündel, d. h. die wirksame Lichtenergie (Bildhelligkeit), nicht aber das Gesichtsfeld. Ihre Meßgröße ist das → Öffnungsverhältnis bzw. die Apertur. Diejenigen Bilder der Öffnungsblende, die durch die vor- oder nachgeordneten Elemente des abbildenden Systems erzeugt werden, sind die *Pupillen*, und zwar die Eintrittspupille (objektseitig) bzw. die Austrittspupille (bildseitig). Diese sind die eigentlich strahlenraumbegrenzenden Elemente.

b) die *Feldblende* (*Gesichtsfeldblende*) ist eine körperliche Blende am Objekt- oder Bildort des abbildenden Systems. Sie begrenzt die Winkelgröße des Objekt- und Bildfeldes, d. h. die Größe des abgebildeten Objekts oder Bildes, nicht aber die Bildhelligkeit. Die Bilder der Feldblende durch das abbildende System heißen *Luken*, und zwar die Eintrittsluke am Objektort bzw. die Austrittsluke am Bildort. Als Meßgröße dient der Feldwinkel (Gesichtsfeldwinkel), wobei je nach Zugehörigkeit zum Objekt oder Bild zwischen Objektfeld- und Bildfeldwinkel unterschieden wird. Der Begriff Luke wird auch für Blenden oder ihre Bilder angewendet, die nicht an definierten Stellen der Abbildung stehen, aber abschattend auf den Strahlenraum einwirken. Derartige Abschattblenden machen sich im Bilde durch Helligkeitsabfall bemerkbar.

Lit. Hodam: Technische Optik (Berlin 1967); Tiedeken: Lehrb. für den Optikkonstrukteur (Berlin 1963).

Strahlenschäden, summarische Bezeichnung für Veränderungen, die Personen oder Stoffe durch Strahlungseinwirkung erfahren:

1) medizinisch nachweisbare Beeinträchtigung der Gesundheit einer *Einzelperson*, die im kausalen Zusammenhang mit einer Einwirkung ionisierender Strahlung (→ biologische Strahlenwirkung) steht, bzw. die allgemeine oder lokale Schädigung von Gewebe und Zellen eines Organismus durch energiereiche Strahlung, wenn es zu einem Zellzerfall, zur Bildung bösartiger Geschwülste u. dgl. kommt.

2) statistisch nachweisbare Zunahme von Erkrankungen in einer bestrahlten *Populationsgruppe* bzw. bei deren Nachkommen, die auf die Bestrahlung zurückzuführen ist.

3) Als *genetischen Strahlenschaden* bezeichnet man eine durch Strahlungseinwirkung hervorgerufene Veränderung der Erbsubstanz des Menschen, eine Punktmutation oder eine Chromosomenaberration, die an die Nachkommen weitergegeben wird. Die Häufigkeit natürlicher Erbänderungen infolge der natürlichen Strahlung und anderer Umweltfaktoren würde verdoppelt, wenn die Population eine Dosis von 10 bis 100 rd empfangen würde. Für bestimmte Chromosomenaberrationen kann die Verdopplungsdosis sogar unter 10 rd liegen.

4) Als *somatische S.* bezeichnet man krankhafte Veränderungen einer Einzelperson infolge einer Bestrahlung. Bei einer bestimmten Dosis sind die somatischen S. am größten, wenn der ganze Körper bestrahlt und die Gesamtdosis innerhalb kurzer Zeit empfangen wurde. Bei akuter Ganzkörperbestrahlung mit γ-Strahlung gelten 25 rd als *Gefährdungsdosis*, bei der meist keine Symptome auftreten, 100 rd als *kritische Dosis*, die Strahlenkrankheit auslöst, 400 rd als *halbletale Dosis* mit 50% Todesfällen und 700 rd als *Letaldosis* mit nahezu 100% Todesfällen. Bei Teilkörperbestrahlung oder Aufteilung der Dosis über längere Zeit können die somatischen S. wesentlich geringer sein. Bei Einhaltung der → Strahlenschutzgrenzwerte werden die S. auf ein für den einzelnen und die Bevölkerung als Ganzes akzeptables Maß begrenzt.

5) Die wichtigsten durch S. hervorgerufenen Veränderungen in (unbelebten) Stoffen sind Änderung der geometrischen Abmessungen, Zersetzung, z. B. Knallgasbildung bei Wasser, Erhöhung von Festigkeit und Härte, Versprödung, Verringerung der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit usw. Das Ausmaß der beobachtbaren Veränderungen hängt von der Art, Energie, Dauer und Intensität der auftreffenden Strahlung ab, vom Zustand und von der Temperatur des betreffenden Stoffes usw.

Bei Metallen sind die S. i. a. um so geringer, je höher die Temperatur ist, bei der die Bestrahlung vorgenommen wird. Kunststoffe können bei kleinen Bestrahlungsdosen in ihren Eigenschaften verbessert werden, weil durch Reaktionen zwischen Radikalen, die infolge der Einwirkung ionisierender Strahlung oder auch Neutronenstrahlen entstehen, eine Vernetzung von Ketten stattfinden kann; bei höheren Bestrahlungsdosen überwiegt jedoch der Kettenabbau, der schließlich zur völligen Zerstörung unter Bildung von Kohlenstoff und Gasen führt.

6) *Strahlenschäden in Festkörpern* sind dauerhafte Eigenschaftsänderungen durch die Einwirkung energiereicher Strahlung, z. B. Protonen, α-Teilchen, Deuteronen, Neutronen, Elektronen oder Photonen. Die S. beruhen hauptsächlich auf der durch die Bestrahlung erzeugten strukturellen Fehlordnung (→ Gitterfehlstellen), sie äußern sich jedoch auch in Ionisierungs- und Anregungsprozessen und in Fremdatomeinlagerungen.

a) Bildung struktureller Fehlordnung. Der Grundprozeß ist die Verlagerung eines regulär eingebauten Gitterbausteins auf einen Zwischengitterplatz, die eine Folge eines Stoßprozesses zwischen einem eingeschossenen Teil-

chen und dem im Kristall gebundenen Atom ist. Als Fehlordnung entstehen Paare von Leerstellen und Zwischengitteratomen, die Frenkel-Defekte (→ Eigenfehlstellen).

Die Stoßvorgänge werden durch folgende Modellvorstellungen beschrieben: Beim elastischen Stoß zwischen einem Teilchen der Masse M_1 und der Energie E_1 und einem ruhenden Atom der Masse M_2 wird auf dieses eine Energie ΔE übertragen, die im Höchstfalle beim zentralen Stoß

$$\Delta E = E_1 \frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} \text{ beträgt.}$$

Für schwere Teilchen ist die Energieübertragung maximal, wenn die Masse der Stoßpartner gleich groß ist. Die Übertragbarkeit von Energie beim Stoß mit Elektronen ist wesentlich geringer. Das stoßende Teilchen kann den getroffenen Gitterbaustein aus seinem Gitterplatz herausschleudern. Dazu muß durch den Stoß auf den Gitterbaustein eine Mindestenergie E_d, die *Wigner-Energie*, übertragen werden. Diese ist wesentlich größer als die in einem reversiblen thermodynamischen Prozeß zur Bildung eines Frenkel-Defektes aufzuwendende Energie (etwa 3 bis 5 eV), da bei der dynamischen Erzeugung des Frenkel-Defektes durch einen elastischen Stoß die Relaxation des Gitters erst erfolgt, nachdem das verlagerte Atom schon weit von seinem ursprünglichen Gitterplatz separiert ist. Die bei der thermischen Erzeugung der Fehlstelle auftretende Verminderung der Bildungsenergie durch die Gitterrelaxation ist deshalb hier nicht wirksam. E_d liegt für die meisten Metalle bei 10 bis 40 eV.

Wenn der primär angestoßene und verlagerte Gitterbaustein (primäres Rückstoßatom) eine kinetische Energie hat, die wesentlich größer ist als die Wigner-Energie, so kann er weitere Gitterbausteine auf Zwischengitterplätze verlagern. Im Gitter entstehen Verlagerungskaskaden, d. s. inselförmige Gebiete mit einer hohen Dichte von Leerstellen und Zwischengitteratomen. Die Gesamtzahl ν der von einem einfallenden Teilchen verlagerten Atome ist durch die Energie T des primären Rückstoßteilchens bestimmt und ergibt sich für Metalle näherungsweise zu

$$\nu(T) = \begin{cases} T/2E_d & \text{für } T > 2E_d \\ 1 & \text{für } E_d < T < 2E_d \\ 0 & \text{für } T < E_d. \end{cases}$$

Neben den Frenkel-Defekten können bei der Bestrahlung mit Korpuskularstrahlen weitere, für die dynamische Erzeugung charakteristische Gitterdefekte gebildet werden. Bei ihrer Behandlung müssen die periodische Anordnung der Kristallbausteine im Gitter und die Wechselwirkung der erzeugten Fehlstellen untereinander berücksichtigt werden. Fällt die Impulsrichtung der stoßenden Teilchen etwa mit der Richtung einer dichtgepackten Gittergeraden zusammen, so kann das primär angestoßene Atom den größten Teil seiner Energie auf den nächsten Nachbarn dieser Reihe übertragen, wenn beide Atome die gleiche Masse haben. Dieser Prozeß kann sich innerhalb der Gittergeraden so fortsetzen, daß der Winkel zwischen Impulsrichtung und Gitterrichtung mit Fortschreiten der Stoßfolge abnimmt (*fokussierende Stoßfolge*). Die an der Stoßfolge beteiligten Atome laufen nach dem Stoß unter dem Einfluß der benachbarten Atomreihen wieder in die ursprünglichen Gitterplätze zurück, es findet also lediglich ein fokussierter Energietransport entlang der Gittergeraden statt.

Fokussierende Stoßfolgen können auch mit Materietransport verbunden sein, wenn das primär angestoßene Atom seinen Gitterplatz verläßt und den des benachbarten Stoßpartners einnimmt.

Während am Ausgangspunkt der Stoßfolge eine Leerstelle zurückbleibt, erhält die Gittergerade, in der sich der Stoß fortsetzt, ein zusätzliches Atom. An der Spitze des Fokussierungsstoßes haben die Atome eine crowdion-Anordnung (→ crowdion).

Bei der Erzeugung der strukturellen Fehlordnung wird ein großer Teil der eingestrahlten Energie in Gitterschwingungen, also in Wärme, umgewandelt, da einerseits die zur Erzeugung eines Frenkel-Defektes aufzubringende Wigner-Energie wesentlich größer als die Fehlordnungsenergie der Fehlstelle ist und die Differenz der Energien bei der Relaxation des Gitters als Wärme abgegeben wird und andererseits die kinetische Energie all der Teilchen, die eine kleinere Energie als die Wigner-Energie haben, in Form von Gitterschwingungen dissipiert (verbraucht) wird, da diese Teilchen keine strukturellen Fehlstellen mehr produzieren können. Bei der Bildung einer Verlagerungskaskade in einem eng begrenzten Kristallgebiet kann die dissipierte Wärme zu sehr großen Temperaturerhöhungen führen. In den erwärmten Gebieten können dann durch thermische Aktivierung weitere Fehlstellen gebildet werden oder Phasenumwandlungen stattfinden.

Diese Vorgänge werden als thermische '*spikes*' bezeichnet. Bei der Bestrahlung können 'spike'-Phänomene auch auf andere Art ausgelöst werden.

b) Ionisierungs- und Anregungsprozesse. Bei Bestrahlung mit energiereichen geladenen Teilchen wird der größte Teil der Energie zur Ionisierung und Anregung verbraucht. Zur Ionisierung muß das Teilchen eine Mindestenergie E_i haben, die von Seitz unter der Annahme, daß Teilchen mit einer im Vergleich zur langsamsten Bahngeschwindigkeit der Elektronen kleinen Geschwindigkeit keine Anregung bewirken, zu $E_i = ME_0/(8\, m_e)$ bestimmt wurde. Hierbei ist m_e die Elektronenmasse, M die Masse des eingestrahlten Teilchens und E_0 die Fermi-Energie des Metalls. Teilchen mit einer Energie $E > E_i$ verlieren ihre Energie hauptsächlich durch die Ionisierungs- und Anregungsprozesse, die weitere Energieabgabe erfolgt dann ausschließlich durch Stöße mit den Gitterbausteinen. Bei Bestrahlung mit Neutronen erfolgt die Ionisierung nicht direkt, sondern die von den Neutronen angestoßenen Atome besitzen im allgemeinen eine große kinetische Energie und haben beim Stoß Teile der Elektronenhülle verloren, so daß sich diese nach dem Stoß wie geladene Teilchen verhalten.

c) Der Einbau von Fremdatomen in eine bestrahlte Probe kann auf zwei Arten erfolgen: Die einfallenden Teilchen, z. B. Protonen, Deuteronen, α-Teilchen, können selbst in das Gitter eingebaut werden, wenn die Reichweite

der Strahlung geringer als die Dicke der Probe ist.

Außerdem können die eingestrahlten Teilchen durch Atomkerne eingefangen werden, die sich dadurch in stabile oder instabile Kerne umwandeln. Die Zahl der eingebauten Fremdatome ist um Größenordnungen kleiner als die Zahl der gebildeten Frenkel-Defekte, da die primären Rückstoßatome zwar Fehlstellen erzeugen, aber praktisch keine Kernreaktionen mehr auslösen können. Maximal kann also je einfallendes Teilchen ein Fremdatom im Kristall eingebaut werden.

Die in Festkörpern durch Bestrahlung erzeugten Eigenschaftsänderungen werden meist durch die eingeführte strukturelle Fehlordnung verursacht. Beobachtet werden vor allem Änderungen der Gitterkonstanten, der elektrischen Leitfähigkeit, der plastischen Eigenschaften und des Diffusionskoeffizienten, eine Erhöhung der gespeicherten Energie und in speziellen Systemen Veränderungen der Mikrostruktur oder Phasenumwandlungen, z. B. bei Legierungen.

Die Ionisierungsprozesse bewirken in Metallen wegen der hohen elektrischen Leitfähigkeit keine Eigenschaftsänderungen. Sie haben hauptsächlich Bedeutung bei den Halbleitern, da sie die Konzentrationen der Ladungsträger beeinflussen. In Ionenkristallen führen sie zur Verfärbung (→ Farbzentrum). Äußerst wichtig sind die Untersuchungen der S. bei den im Reaktorbau verwendeten Werkstoffen, besonders im Hinblick auf ihre mechanischen Eigenschaften. Hier ist neben der strukturellen Fehlordnung der Einbau von Edelgasen durch Kernreaktionen wesentlich.

Lit. Diehl: Atomare Fehlstellen und Strahlenschädigung in Moderne Probleme der Metallphysik, Bd 1 (Berlin, Heidelberg, New York 1965).

Strahlenschutz, ein komplexes Gebiet mit der Zielstellung, die somatische und genetische Strahlungsbelastung des Menschen auf ein unvermeidliches Minimum zu begrenzen, bei Strahlenhavarien Erste Hilfe zu leisten und Sachgüter vor der schädigenden Einwirkung ionisierender Strahlung zu schützen. Zum S. gehören medizinische, biologische, chemische, physikalische und technische Aufgabenstellungen (→ biologische Strahlenwirkung, → Strahlenschäden, → Dekorporation, → Dekontamination, → Abschirmung). Praktisch besonders wichtig sind Strahlenschutzvorschriften, Strahlenschutztechnik und Strahlenschutzkontrolle.

Strahlenschutzvorschriften. Von internationalen Gremien (→ ICRP, → IAEA) werden Empfehlungen zum S. gegeben, die insbesondere maximal zulässige Dosen und andere → Strahlenschutzgrenzwerte enthalten. Davon ausgehend werden nationale Gesetze erlassen, z. B. die Strahlenschutzverordnung der DDR (GBl. II Nr. 76, 1964). Darüber hinaus existieren in allen Betrieben, die Quellen ionisierender Strahlung anwenden, spezielle Arbeitsvorschriften. Die wichtigsten allgemeinen Regeln sind: Jede Bestrahlung ist zu kontrollieren! Die Bestrahlungszeit ist so kurz wie möglich zu halten! Die Entfernung zur Strahlungsquelle ist möglichst groß zu wählen! Strahlungsquellen sind ausreichend abzuschirmen! Der Bestrahlung sollen möglichst wenig Personen ausgesetzt werden! Es ist möglichst mit niedriger Aktivität und Radionukliden niedriger → Radiotoxizität zu arbeiten! Bei der Arbeit ist auf größte Sauberkeit und Ordnung zu achten, Kontaminationen von Arbeitsflächen, Kleidung und Personen sind zu vermeiden! Außergewöhnliche Ereignisse sind sofort zu melden!

Strahlenschutztechnik. Beim Auftreten äußerer Strahlungsbelastung gehören zum technischen S. → umschlossene radioaktive Quellen, deren aktive Substanz dicht abgekapselt ist, so daß jeder Aktivitätsaustritt verhindert ist, → Abschirmungen, die fest installiert oder mobil sein können, Manipulatoren für die Handhabung und Umladung der Quellen, Kontainer für Lagerung und Transport, Einrichtungen zur Prüfung der Quellen auf Dichtigkeit und Kontamination. Beim Arbeiten mit offenen Strahlungsquellen verwendet man außerdem je nach Arbeitstechnologie und Aktivität am Arbeitsplatz Schleusen zur Trennung von sauberen und kontaminationsverdächtigen Zonen einer Anlage, Handschuhboxen und → heiße Zellen zur hermetischen Trennung der aktiven Substanz von den Beschäftigten, Schutzkleidung wie → Skafander, → Atemschutzfilter, spezielle Lüftungssysteme mit Druckgefälle zwischen einzelnen Räumen sowie Zuluft- und Abluftfilterung, Rückhaltebecken für radioaktive Abwässer und Behälter für die Sammlung von → radioaktivem Abfall. In Kernanlagen (z. B. Kernkraftwerken) sind außerdem technische Einrichtungen für die nukleare Sicherheit notwendig, die beim Umgang mit Kernbrennstoffen das unerwünschte Eintreten kritischer Zustände verhindern sollen.

Strahlenschutzkontrolle. Die Strahlenschutzkontrolle umfaßt die Personen-, die Arbeitsplatz- und die Umgebungskontrolle. Zur Personenkontrolle gehört außer der medizinischen Überwachung die Erfassung der beruflichen äußeren und inneren → Strahlungsbelastung. Zur Arbeitsplatzkontrolle gehört bei der ausschließlichen Anwendung umschlossener Strahlungsquellen die Kontrolle der Quellen selbst, z. B. auf Dichtigkeit, sowie die Messung von Ortsdosisleistungen, z. B. zur Festlegung von maximal zulässigen Aufenthaltsdauern. Bei der Anwendung offener Strahlungsquellen sind auch Kontaminationsmessungen erforderlich, die insbesondere an Arbeitsflächen und Händen, je nach eingesetzter Aktivität und Arbeitstechnologie, aber auch an Ausrüstungen und Maschinen, Fußböden, Kleidung sowie an der Luft in Arbeitsräumen durchzuführen sind. Zur Umgebungskontrolle gehört die Messung der mit Abluft und Abwasser aus einer Einrichtung abgegebenen Aktivität und bei Kernanlagen die Messung der Aktivität von Luft, Wasser, Boden und Biomedien in der näheren und weiteren Umgebung der Anlage. Zusätzlich wird meist das gesamte Territorium eines Landes kontrolliert, um das Ausmaß der Kontamination durch Fallout (→ radioaktiver Niederschlag) zu erfassen.

Messungen zur Personen-, Arbeitsplatz- und Umgebungskontrolle dienen neben der Dokumentation der Werte insbesondere der Beurteilung der technischen Sicherheitsmaßnahmen und des Arbeitsverhaltens. Zum Signalisieren akuter Gefährdung werden Warngeräte einge-

Strahlenschutzgrenzwerte

setzt, die z. B. bei plötzlichen Anstiegen der Ortsdosisleistung oder der Aktivitätskonzentration der Luft Alarm auslösen (→ Monitor).

Strahlenschutzgrenzwerte, Zahlenangaben für die Begrenzung der → Strahlungsbelastung zwecks Vermeidung von → Strahlenschäden.

1) *Maximal zulässige Äquivalentdosis (MZD).* Die MZD-Werte geben die → Äquivalentdosen an, bei deren Einhaltung für das Auftreten somatischer oder genetischer Strahlenschäden nur eine vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit besteht. Sie sind gesetzlich vorgegeben und fußen auf internationalen Empfehlungen (→ IAEA, → ICRP).

Für die berufliche Strahlungsbelastung gelten folgende Werte:

MZD in rem/Jahr	Bestrahlte Organe
5	Ganzkörper, Gonaden, blutbildendes System
15	Einzelne Organe außer Gonaden, Knochen, blutbildendem System, Schilddrüse und Haut
30	Knochen, Schilddrüse, Haut (außer der von Händen, Unterarmen, Füßen)
75	Hände, Unterarme, Füße

Für alle Strahlungsbelastungen außer der durch medizinische Maßnahmen und durch natürliche Strahlung gilt für Einzelpersonen aus der Bevölkerung $^1/_{10}$ dieser Werte. Für die Bevölkerung als Ganzes soll dabei jedoch das *genetische Dosislimit* von 5 rem in 30 Jahren nicht überschritten werden. Für chronische berufliche Strahlungsbelastung während 2000 h je Jahr ergeben sich 2,5 mrem/h als maximal zulässige Äquivalentdosisleistung. Für akute Strahlungsbelastung ist je Quartal die halbe Jahresdosis als Einzeldosis zulässig; dabei muß aber die Jahresdosis eingehalten werden. Nur zur Hilfeleistung nach Strahlungsunfällen sind einmalig akute Belastungen bis zu 12 rem, zur Lebensrettung auch mehr als 12 rem zulässig. Diese Angaben beziehen sich auf die friedliche Anwendung von Quellen ionisierender Strahlung, nicht auf Kernwaffenanwendung.

2) *Maximal zulässige inkorporierte Aktivität (MZIA), maximal zulässige Menge (MZM).*

Die MZIA-Werte geben die → Aktivitäten an, die bei ständiger Anwesenheit im Ganzkörper gerade die in den betreffenden Organen maximal zulässigen Äquivalentdosisleistungen hervorrufen. Die MZIA-Werte für berufliche Belastungen liegen je nach Radiotoxizität zwischen etwa 0,001 μCi und 1000 μCi.

3) *Maximal zulässige jährliche Aktivitätszufuhr (MZZ).*

Die MZZ-Werte geben die Aktivitäten an, die je Jahr insgesamt vom Organismus aufgenommen werden dürfen, ohne daß infolge innerer Strahlungsbelastung die MZD-Werte überschritten werden. Bei gegebenem MZIA-Wert ist die MZZ um so kleiner, je größer die effektive → Halbwertszeit des betreffenden Nuklids ist. Die MZZ-Werte für berufliche Belastung liegen je nach Radiotoxizität zwischen etwa 0,001 μCi und 10^5 μCi.

4) *Maximal zulässige Konzentration (MZK).*

Die MZK-Werte geben die Aktivitätskonzentration von Luft, Wasser, Nahrungsmitteln und anderen Medien an, bei deren Einhaltung zu keinem Zeitpunkt die MZIA-Werte im Organismus überschritten werden. Sie gelten für chronische innere Strahlungsbelastung bei gleichmäßiger Aufteilung der MZZ über das ganze Jahr, wenn die tägliche Aufnahme einer Standardmenge von Luft und Wasser angenommen wird. Die MZK-Werte für berufliche Belastung liegen je nach Radiotoxizität für Luft zwischen etwa 10^{-15} Ci/l und 10^{-8} Ci/l. Bei akuter innerer Strahlungsbelastung ist als Einzelzufuhr in einem Quartal die halbe MZZ eines Jahres zulässig. Die MZK-Werte dürfen dabei beliebig überschritten werden, wenn in jedem Jahr die MZZ-Werte eingehalten werden.

5) Die *maximal zulässige Oberflächenkontamination* stellt die Flächenaktivität (→ Aktivität) dar, bei deren Einhaltung die Aktivitätsaufnahme durch Abwischen kontaminierter Oberflächen die MZZ-Werte und außerdem die äußere Strahlungsbelastung durch die Gesamtaktivität auf den Arbeits-, Fußboden- und sonstigen Flächen die MZD-Werte nicht überschreitet. Schutzkleidung darf z. B. eine Oberflächenkontamination von maximal 10^{-5} μCi/cm^2 an α-Aktivität oder 10^{-4} μCi/cm^2 an β-Aktivität aufweisen.

6) *Kombinierte Strahlungsbelastung.*

Bei gleichzeitiger äußerer und innerer, chronischer und akuter Strahlungsbelastung sind die S. für die Einzelkomponenten so zu reduzieren, daß insgesamt die MZD-Werte nicht überschritten werden. Man kann z. B. für chronische Belastung 50% der MZD-Werte einkalkulieren, indem an Arbeitsplätzen ständig 25% der maximal zulässigen Äquivalentdosisleistung und 25% der MZK-Werte zugelassen werden. Die restlichen 50% der MZD bleiben dann für akute äußere oder innere Belastungen verfügbar. In jedem Fall ist jedoch die Strahlungsbelastung nicht nur unterhalb der zulässigen Werte, sondern so gering wie irgend möglich zu halten.

7) Als *Aktivitätsfreigrenze* wird die Aktivität eines Nuklids bezeichnet, die beim genehmigungsfreien Umgang mit radioaktiven Stoffen nicht überschritten werden darf. Bei sachgemäßem Umgang mit Aktivitäten unterhalb der Freigrenze ist eine Überschreitung von $^1/_{10}$ der MZD-Werte für berufliche Belastung äußerst unwahrscheinlich. Die Freigrenzen liegen zwischen 0,1 μCi für die toxischsten und 1000 μCi für die am wenigsten toxischen Radionuklide.

Strahlensystem, svw. Strahlenbündel.

Strahlentherapie, Disziplin der Radiologie zur Behandlung meist bösartiger Geschwülste mit ionisierender Strahlung. Das Tumorgewebe soll unter weitgehender Schonung des Normalgewebes geschädigt werden. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Tumorzellen auf Grund ihrer größeren Wachstums- und Teilungsrate strahlenempfindlicher als Normalzellen sind. Diesem Ziel dient die Bestrahlungsplanung durch die Ausarbeitung der Bestrahlungstechnik für eine optimale räumliche Dosisverteilung im Patienten und des Fraktionierungsschemas. Um das Produkt aus der Masse bzw. dem Volumen des bestrahlten Gewebes in der Umgebung eines Krankheitsherdes und der von diesem Gewebe erhaltenen Dosis zu charakterisieren, werden die

Volumendosis und Integraldosis benutzt (→ Dosis 4.2). Die Auswahl der Strahlungsart erfolgt hauptsächlich entsprechend ihrer Tiefendosisverteilung, die der Lage des Tumors angepaßt sein muß: Grenzstrahlung mit ultraweicher Röntgenstrahlung wird in der Dermatologie zur Therapie der äußersten Hautschichten, z. B. bei Ekzemen, verwendet; mit Nahbestrahlungs- und Körperhöhlen-Röntgenröhren werden Kleinraumbestrahlungen mit hohen Dosen, z. B. bei Hautkarzinomen, vorgenommen. Halbtiefentherapie erfolgt bei Röhrenspannungen von 80 bis 120 kV. Für die Tiefentherapie von Karzinomen kommen Röntgenstrahlungen ab 150 kV in Frage, heute in zunehmendem Maße γ-Strahlung aus Teletherapieanlagen mit Cs-137 und Co-60, Elektronen- und ultraharte Röntgenstrahlung von Betatrons mit Energien im Bereich von 20 bis 50 MeV, gegebenenfalls auch Neutronen. Die Behandlung erfolgt mit einem oder bei Kreuzfeuerbestrahlung mit mehreren Feldern als Stehfeldtherapie oder durch Bewegungsbestrahlung. Diese kann mit einer Kontakttherapie, dem Einführen radioaktiver Präparate von Radium oder Co-60 in Körperhöhlen, kombiniert werden.

Strahler, → Kugelstrahler, → Lambertsches Gesetz, → schwarzer Körper.

Strahlführungssystem, in der Hochenergiephysik die Gesamtheit aller Geräte und Anlagen, die aus einem Teilchenstrahl, der aus verschiedenen Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen besteht, monoenergetische Teilchen eines bestimmten Typs aussondert und sie bis zum Target lenkt. Das S. besteht im wesentlichen aus → Ablenkmagneten, → Quadrupollinsen, → Separatoren und → Kollimatoren. Die häufig im S. angebrachten Zähler beeinflussen die Strahlführung nicht, sind jedoch für Separationszwecke sowie für Querschnittsbestimmungen notwendig.

Strahlkontraktion, Verminderung des Strahlquerschnittes gegenüber dem Querschnitt einer Austrittsöffnung. Die S. beruht darauf, daß die Flüssigkeit im Gefäß radial auf die Öffnung zuströmt und am scharfkantigen Lochrand nicht plötzlich von der radialen Richtung in die Richtung der Strahlachse umlenken kann. Die *Kontraktionsziffer*, das Verhältnis α von Freistrahlquerschnitt zu Lochquerschnitt, beträgt bei der kreisförmigen Öffnung (Abb. 1) $\alpha = 0{,}61 \cdots 0{,}64$. Bei gut abgerundeter Öffnung (Abb. 2), erfolgt die Strömungsumlenkung innerhalb der Mündung, deshalb ist $\alpha \approx 1$.

Strahlrohr, → Strahltriebwerk.

Strahlstärke, → Strahlungsgrößen.

Strahlstrom, 1) Meteorologie: *Jet* [engl. 'jet stream'], an höheren atmosphärischen Schichtgrenzen auftretender röhrenförmiger 3000 und mehr km langer Luftstrom mit Spitzengeschwindigkeiten von mehreren 100 km/h. Der S. ist vertikal einige km mächtig, horizontal etwa 1000 km breit und gekennzeichnet durch starke Windgeschwindigkeitsunterschiede quer zur Stromrichtung. Diese Starkwindfelder sind Begleiterscheinungen der Frontalzonen, Grenze zwischen Tropik- und Polarluft bzw. zwischen gealterter Polarluft und frischer Arktikluft. Den an der Polarfront auftretenden S., dessen Achse (Linie maximaler Geschwindigkeit) ungefähr im Tropopausenniveau, d. h. an der Grenze der Troposphäre und Stratosphäre liegt, nennt man *Tropopausenjet vom Polarfronttyp.*

Lit. Reiter: Meteorologie der Strahlenströme (Jet Streams) (Wien 1961).

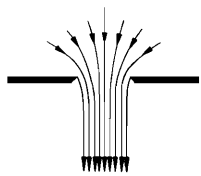
2) Kernphysik: der von einem Strahl beschleunigter, geladener Teilchen (Elektronen, Protonen, Ionen u. ä.) transportierte elektrische Strom. Die Größe des S.s ist vom Typ des Beschleunigers abhängig und liegt im μA- bis mA-Bereich.

Strahltriebwerk, *Strahlantrieb*, *Düsenantrieb*, *Rückstoßantrieb*, ein Flugtriebwerk für hohe Fluggeschwindigkeiten (über 800 km/h), das auf der Reaktionskraft eines austretenden Strahles beruht. Man unterteilt die S.e in Luftstrahltriebwerke und Raketentriebwerke (→ Flugtriebwerk, Übers.). Der Betrieb von Luftstrahltriebwerken (s. u.) ist an den in der Luft vorhandenen Sauerstoff gebunden, die Funktion der → Raketentriebwerke ist dagegen von der Erdatmosphäre unabhängig.

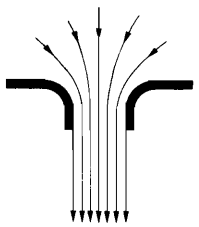
In den *Luftstrahltriebwerken* wird der eintretende Luftstrom komprimiert, durch Verbrennen des kontinuierlich eingespritzten Brennstoffes erhitzt und im Verlaufe der darauffolgenden Expansion als Gasstrom beschleunigt. Dieser verläßt das Triebwerk in zur Flugrichtung entgegengesetzter Richtung. Erfolgt die Verdichtung des Luftstromes durch einen mechanisch angetriebenen Kompressor, so dient zum Antrieb des Kompressors eine Gasturbine, und es liegt ein Gasturbinentriebwerk vor. Im Falle einer reinen gasdynamischen Verdichtung des Luftstromes werden weder Kompressor noch Turbine benötigt; derartige Triebwerke werden Strahlrohre genannt. Die Gasturbinentriebwerke können sowohl im Standbetrieb als auch im Fluge arbeiten, dagegen sind die Strahlrohre (mit Ausnahme von Pulsostrahlrohren, s. u.) nur im Fluge betriebsfähig; ihnen muß erst eine hohe Fortbewegungsgeschwindigkeit erteilt werden, damit sie ihrer Rolle als S. gerecht werden können.

a) Die *Gasturbinentriebwerke* werden eingeteilt in Strahlturbine, Zweistromturbine und Propellerturbine. Die *Strahlturbine*, oft als *Turbinen-Luftstrahltriebwerk* (abg. TL) bezeichnet, und die *Zweistromturbine*, oft als *Zweistrom-Turbinen-Luftstrahltriebwerk* (abg. *ZTL*) bezeichnet, weisen im Bereich schallnaher Fluggeschwindigkeiten gute Wirkungsgrade auf. Bei kleineren Fluggeschwindigkeiten erweist sich die *Propellerturbine*, oft *Propeller-Turbinen-Luftstrahltriebwerk* (abg. *PTL*) genannt, wirtschaftlich vorteilhafter.

b) bei den *Strahlrohren* unterscheidet man zwischen Staustrahltriebwerk und Pulsostrahlrohr. Das *Staustrahltriebwerk*, oft *Lorin-Triebwerk* genannt, tritt bei hohen Überschallfluggeschwindigkeiten wirtschaftlich in den Vordergrund. Bei diesen hohen Fluggeschwindigkeiten erfolgt die gasdynamische Verdichtung des Luftstromes durch Verdichtungsstöße. Das *Pulsostrahlrohr* oder *Verpuffungsstrahlrohr* arbeitet intermittierend; es kann im Stand betrieben werden, ist jedoch im Vergleich zu anderen Flugtriebwerken unwirtschaftlich (hoher spezifischer Brennstoffverbrauch).



1 Freistrahl an einer scharfkantigen kreisförmigen Öffnung



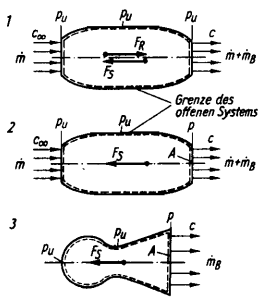
2 Freistrahl an einer abgerundeten Mündung

Die Wirkung eines S.s beruht im Prinzip auf der Reaktion eines durch ein Gefäß fließenden oder aus einem Gefäß ausfließenden Massestromes. Die Größe der Reaktionskraft wird mit Hilfe des Impulssatzes in seiner Anwendung auf stationäre Prozesse in offenen Systemen bestimmt. Der Impulssatz lautet: Die Änderung des Impulsstromes ist der Resultierenden aller an den Grenzen des Systems angreifenden äußeren Kräfte gleich. Betrachtet man ein in Abb. 1 dargestelltes Luftstrahltriebwerk als ein ruhendes offenes System, das in der angegebenen Weise durchströmt wird, so gilt für die Änderung des Impulsstromes $(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c - \dot{m} \cdot c_\infty$. Dabei bedeutet $\dot{m}$ den Massenstrom der Luft, der in das System in der Zeiteinheit mit konstanter Geschwindigkeit, die der Fluggeschwindigkeit c_∞ entspricht, eintritt; $\dot{m}_B$ ist der absolute Betrag der in der Zeiteinheit im Triebwerk verbrannten Brennstoffmasse, und c ist die konstante Geschwindigkeit, mit der das Gas das offene System verläßt. Diese Änderung des Impulsstromes ist gleich der Resultierenden F_R aller an den Grenzen des offenen Systems angreifenden äußeren Kräfte, die wie die Änderung des Impulsstromes von links nach rechts zeigt. Unter dem Schub wird die Reaktionskraft $F_S = -F_R$ bezeichnet, die nach dem Prinzip von actio und reactio vom System auf die Triebwerkswände und damit auf die Elemente der Flugzeugkonstruktion wirkt. Daher ist $F_S = -(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c + \dot{m} \cdot c_\infty$. Bei der Ableitung dieser Formel wurde vorausgesetzt, daß auf alle Grenzen des Systems der Umgebungsdruck p_u wirkt, wodurch sich alle von diesem Druck herrührenden Kräfte notwendigerweise aufheben müssen. Für den Fall aber, daß im Austrittsquerschnitt A des Triebwerkes, d. h. im Austrittsquerschnitt der Schubdüse, ein Druck $p > p_u$ herrscht, folgt aus Abb. 2 die Gleichung

$$F_S + A(p - p_u) = -(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c + \dot{m} \cdot c_\infty$$

oder für den Schub im Fluge die Gleichung

$$F_S = -(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c + \dot{m} \cdot c_\infty - A(p - p_u).$$



Darstellung der Strömungsverhältnisse bei Strahltriebwerken: *1* und *2* bei Luftstrahltriebwerken, *3* bei Raketentriebwerken

Beim Antrieb eines Luftstrahltriebwerkes im Stand gilt für den Schub wegen $c_\infty = 0$ die Beziehung $F_S = -(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c - A(p - p_u)$. Die letzte Formel kann mit $\dot{m} = 0$ zur Bestimmung des Schubes von Raketentriebwerken mit chemischen Treibstoffen (→ Rakete) sowohl im Standbetrieb als auch im Fluge verwendet werden (Abb. 3). Man erhält $F_S = -\dot{m}_B \cdot c - A(p - p_u)$ oder, wenn $p = p_u$ ist, $F_S = -\dot{m}_B \cdot c$. Da bei den Luftstrahltriebwerken $\dot{m} \gg \dot{m}_B$ ist, kann näherungsweise $(\dot{m} + \dot{m}_B)\, c = \dot{m} \cdot c$ gesetzt werden, woraus dann für den Schub im Fluge $F_S \approx -\dot{m}(c - c_\infty) - A(p - p_u)$ und im Standbetrieb $F_S \approx -\dot{m} \cdot c - A(p - p_u)$ folgt.

Lit. Inosemzew: Wärmekraftmaschinen, Bd 3 (dtsch Berlin 1953); Theorie der Flugzeugtriebwerke, Bd 2 (dtsch Berlin 1962).

Strahlturbine, → Strahltriebwerk.

Strahlung, Erscheinungsform der freien, d. h. nicht geleiteten, räumlichen (und zeitlichen) Ausbreitung der Energie durch Wellen oder durch Teilchen im leeren oder mit einem Medium erfüllten Raum. Die S. kann als Überlagerung von (möglicherweise unendlich) vielen Einzelstrahlen verstanden werden, die sich, von der Strahlungsquelle ausgehend, linienhaft ausbreiten; die Gesamterscheinung der S. hängt dann außer von den Bewegungsgesetzen des Energieträgers von der geometrischen Beschaffenheit der Strahlungsquelle und den Eigenschaften des umgebenden Raumes ab. Die Unterscheidung von Wellenstrahlung und Korpuskularstrahlung (Teilchen- oder Partikelstrahlung) hat wegen des → Dualismus von Welle und Korpuskel vor allem praktische Gründe.

Zur Wellenstrahlung zählt die elektromagnetische S. mit ihren vielfältigen speziellen Formen, wie der Mikrowellenstrahlung (→ Radar, → Maser), der Wärme- oder Infrarotstrahlung, der Lichtstrahlung (Sonnenstrahlung, → Laser), der UV-Strahlung, der → Röntgenstrahlung, → Gammastrahlung, die sich hauptsächlich durch die verschiedenen Methoden ihrer Erzeugung, ihre Wirkung auf die Materie und die damit verbundene Nutzung, physikalisch jedoch nur durch ihren verschiedenen Frequenzbereich im elektromagnetischen → Spektrum unterscheiden. Primäre Quelle elektromagnetischer S. sind beschleunigt bewegte elektrische Ladungen, deren Bewegung durch die Abstrahlung der elektromagnetischen Wellen gebremst wird (Strahlungsdämpfung). Die beschleunigte Bewegung der Ladungen kann verursacht werden durch an geeignete Leiter angelegte elektrische Wechselspannungen (→ Antenne, → Sender), vor allem im langwelligen Bereich, und durch Strahlungsübergänge in Atomen und Molekülen (Übergänge der Elektronen von einem angeregten Zustand in einen energetisch niedrigeren Zustand oder in den Grundzustand), vor allem im kurzwelligen Bereich, z. B. nach erfolgter thermischer, elektrischer oder mechanischer Anregung (Stoß). → Rekombinationsstrahlung.

Die Grundlage der theoretischen Beschreibung der Abstrahlung elektromagnetischer Wellen ist die klassische Elektrodynamik bzw. die Quantenelektrodynamik (vor allem für den atomaren Bereich); eine Zwischenstellung nimmt die halbklassische oder Diracsche Strahlungstheorie ein. Je nach der räumlichen Intensitätsverteilung der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke unterscheidet man (je nach möglicher Zerlegung in Kugelfunktionen) elektrische und magnetische Dipol-, Quadrupol- und allgemein 2^l-Pol-Strahlung. Elektromagnetische S., die allein durch die Temperatur des Strahlers, nicht aber durch seine Materialeigenschaften bedingt ist, nennt man Temperaturstrahlung (Gegensatz: → Lumineszenz). Über die Beziehung zwischen der Temperatur eines

strahlenden Körpers und der spektralen Intensitätsverteilung der Strahlung sowie der globalen Strahlungsleistung (d. h. der gesamten abgestrahlten Energie) geben die Strahlungsgesetze Auskunft. Für alle Temperaturstrahler gilt im Strahlungsgleichgewicht, d. h., wenn jedes Flächenelement des Strahlers bei konstanter Temperatur T genauso viel Energie abstrahlt, wie es aufnimmt (falls andere Formen des Energietransports außer der S. ausgeschlossen sind), das → Kirchhoffsche Strahlungsgesetz, wonach das Verhältnis der Emission zur Absorption eine für alle Körper gleiche Funktion der Wellenlänge und Temperatur ist. Eine besonders wichtige Form der elektromagnetischen Temperaturstrahlung ist die Hohlraumstrahlung (schwarze Strahlung); sie entsteht bei der Erwärmung der Wände eines Hohlraums auf eine feste Temperatur T im Innern dieses Hohlraums, wenn sich das Strahlungsgleichgewicht eingestellt hat. Unter der Voraussetzung, daß die Phasen und Amplituden der unendlich vielen, den Hohlraum erfüllenden, rein monochromatischen Wellen, in die sich die Hohlraumstrahlung nach Fourier zerlegen läßt, vollständig unabhängig voneinander, d. h., statistisch ungeordnet sind (Plancksche Hypothese der natürlichen Strahlung), konnte Planck die Strahlungsgesetze für die Hohlraumstrahlung ableiten (→ Plancksche Strahlungsformel). Ein die S. ideal absorbierender und emittierender Körper, ein *schwarzer Strahler*, kann durch eine kleine Öffnung in den oben genannten Hohlraum imitiert werden. Natürliche Strahler weichen in ihrem Verhalten von dem des schwarzen Strahlers z. T. beträchtlich ab, müssen also durch andere Strahlungsgesetze beschrieben werden; sie werden häufig als graue Strahler bezeichnet. Die Sonne ist ein fast idealer schwarzer Strahler.

Eine andere Wellenstrahlung ist die akustische Strahlung, d. h. die Ausbreitung von Schallwellen, die stets an ein Medium gebunden ist.

Zur Korpuskularstrahlung gehören alle (mehr oder weniger gerichteten) einheitlichen Ströme kleinster Teilchen, etwa von Elektronen (Elektronenstrahlung, z. B. als Katodenstrahlung, Betastrahlung), Neutronen (als Neutronenstrahlung), Atomkernen (z. B. als Alphastrahlung), Ionen (als Kanalstrahlung), Atomen und Molekülen (→ Molekülstrahlen). Jeder dieser einheitlichen Korpuskularstrahlungen kann prinzipiell ein Strahlungs- oder Wellenfeld zugeordnet werden, als dessen Quanten die entsprechenden Teilchen interpretiert werden (→ Quantenfeldtheorie). Eine sehr komplex zusammengesetzte Korpuskularstrahlung ist die kosmische S. oder Höhenstrahlung, deren primäre Komponente (Primärstrahlung) eine Nukleonenstrahlung kosmischen Ursprungs ist, die als sekundäre und tertiäre Komponente eine Mesonenstrahlung (aus K- und π-Mesonen) und Müonstrahlung (harte oder durchdringende S.) sowie eine Elektron-Positron-S. und eine hochenergetische Photonenstrahlung (weiche S.) auf Grund von Wechselwirkung mit den Atomkernen der Atmosphäre zur Folge hat.

Jede S. transportiert nicht nur Energie und Masse (auf Grund der Einsteinschen Äquivalenz von Energie und Masse), sondern auch Impuls, ferner weitere Eigenschaften der Energieträger, wie z. B. Ladung, Spin, Isospin (→ Quantenzahlen). Auch die elektromagnetische S. führt Impuls mit sich, der sich als Strahlungsdruck (z. B. Lichtdruck) äußert.

Die Wechselwirkung der S. mit Materie hängt außer von der Energiedichte des Strahlungsfeldes von den Eigenschaften der Energieträger ab. So führt energiereiche elektromagnetische S. (z. B. Röntgenstrahlung und γ-Strahlung) und S. aus geladenen Teilchen zur Ionisation.

Als → ionisierende S. bezeichnet man eine S. beliebiger Herkunft, die bei Durchgang durch Materie deren Atome oder Moleküle ionisiert (z. B. durch Stoßionisation). Hochenergetische S. führt zu den verschiedensten Kernreaktionen. Auf Grund der Wechselwirkung mit der Materie wird die S. je nach der Dicke der durchstrahlten Materie ganz oder teilweise absorbiert (Strahlungsabsorption). Wegen des schädlichen Einflusses vor allem der Ionisation der S. in biologischem Gewebe ist beim Umgang mit hochenergetischer S. ein z. T. aufwendiger Schutz vor der S. (→ Strahlenschutz) notwendig, der das Überschreiten einer bestimmten Strahlendosis weitgehend ausschließt.

Als *Stärke* einer S. wird die Strahlungsdichte bzw. Strahlungsflußdichte (Strahlungsintensität), d. i. die in 1 cm^3 des Strahlungsfeldes enthaltene bzw. die je Sekunde durch eine Fläche von 1 cm^2 hindurchtretende Energie, gemessen, die gelegentlich auch auf das Frequenzintervall ν bis $\nu + d\nu$ bezogen wird; bei Korpuskularstrahlung gibt man auch die Teilchenenergie und die Teilchenzahl je Sekunde und je cm^2 senkrecht durchstrahlter Fläche oder bei geladenen Teilchen auch die durch den Teilchentransport verursachte elektrische Stromstärke an.

Strahlungsabsorption, → ionisierende Strahlung 1.3).

Strahlungsäquivalent, → spektraler Hellempfindlichkeitsgrad.

Strahlungsarbeit, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsausbruch, → Sonne.

Strahlungsbelastung, die von Einzelpersonen oder von der Gesamtbevölkerung in einem bestimmten Zeitraum durch natürliche Strahlung oder durch andere Quellen ionisierender Strahlung empfangene Äquivalentdosis. Die *innere S.* wird von radioaktiven Stoffen, die infolge Inkorporation in den Organismus gelangten, die *äußere S.* von außerhalb des Organismus befindlichen Strahlungsquellen verursacht. Die natürliche äußere S. umfaßt die Einwirkung der kosmischen und der terrestrischen Umgebungsstrahlung und beträgt an der Erdoberfläche in Normalgebieten 90 bis 120 mrem je Jahr. In Ausnahmefällen, z. B. in bestimmten Gebieten Indiens und Brasiliens mit hohen Radium- und Thoriumkonzentrationen im Boden, kann die terrestrische S. auf 1 bis 3 rem/Jahr ansteigen. Die natürliche innere S. umfaßt die Einwirkung von K-40, C-14 sowie von Ra-226 und Th-228 und von deren Folgeprodukten. Sie beträgt für die Gonaden etwa 25 mrem/Jahr und für die Knochen etwa 90 mrem/Jahr. Für die Lunge ist sie infolge der Inhalation von Radon und Thoron und dessen kurzlebigen Folgeprodukten von

allen Organen am größten und beträgt etwa 120 mrem/Jahr. Die künstliche S. umfaßt die Bestrahlung infolge der Kontamination der Biosphäre sowie infolge der medizinischen, der beruflichen und der übrigen zivilisationsbedingten Anwendung ionisierender Strahlung. Sie beträgt für die Gonaden im Mittel 25 bis 55 mrem/Jahr, wobei mit 20 bis 50 mrem/Jahr der größte Anteil durch die medizinische Anwendung von Röntgenstrahlung verursacht wird. Mit Ausnahme der natürlichen und der medizinischen S. sind alle zusätzlichen S.en durch Strahlenschutzgrenzwerte eingeschränkt, um das Auftreten von Strahlenschäden zu verhindern.

Strahlungsdämpfung, in der Elektrodynamik durch Abstrahlung elektromagnetischer Wellen verursachte Dämpfung schwingender Systeme, da infolge der Abstrahlung dem schwingungsfähigen Gebilde Energie entzogen wird (→ Hertzscher Oszillator, → Schwingkreis 1 d).

In der Spektroskopie wird unter S. der bei Atomen und Molekülen infolge der Strahlungsaussendung hervorgerufene Energieverlust verstanden, der die endliche Breite der Spektrallinien bewirkt (→ Spektrallinien).

Strahlungsdetektor, → Detektor, → Strahlungsempfänger.

Strahlungsdichte, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsdiffusion, diffusionsartige langsame Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung bestimmter Frequenzen im Plasma. Weil die bei den Emissionsprozessen entstandene Strahlung vom Plasma mehrfach absorbiert und emittiert wird und zwischen jedem Absorptions- und dem nachfolgenden Emissionsakt eine gewisse Zeit vergeht, um bei größerer Ausdehnung des Plasmas aus dem Inneren an die Oberfläche und damit nach außen zu gelangen, braucht die elektromagnetische Strahlung mehr Zeit als im Vakuum.

Strahlungsdruck, der Druck, der auf von elektromagnetischen Wellen getroffene Körper infolge der durch die Wellen transportierten Energie ausgeübt wird. Man erhält für den Druck auf einen absorbierenden Körper, auf den in x-Richtung eine elektromagnetische Welle einfällt, einen S., der der Abnahme der elektromagnetischen Energiedichte von $x = 0$ bis $x = a$ entspricht, wenn $x = 0$ an der bestrahlten Oberfläche liegt und a die Ausdehnung des Körpers in x-Richtung ist. Sind w_e die Energiedichte des elektrischen Feldes, w_m die Energiedichte des magnetischen Feldes, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke, $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebung und $\vec{B}$ die magnetische Induktion, so erhält man für den S.

$$p_0 = (w_e + w_m)_{x=0} - (w_e + w_m)_{x=a} = \frac{1}{2}[\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B}]_{x=0} - \frac{1}{2}[\vec{E}\vec{D} + \vec{H}\vec{B}]_{x=a}.$$

Der S. auf einen absorbierenden Körper ist also gleich der Abnahme der Energiedichte des elektromagnetischen Feldes. Für einen Körper, der die Strahlung ideal reflektiert, ergibt sich (→ Newtonsche Axiome) $p = 2p_0$, d. h. ein doppelt so großer S. wie für einen vollständig absorbierenden Körper. Allgemein ergibt sich für einen Körper des Reflexionsvermögens ϱ die Beziehung $p = p_0(1 + \varrho)$.

Der S. kann besonders einfach im korpuskaren Bild des Lichts erklärt werden, er entsteht durch die Impulsänderung der von der Körperoberfläche reflektierten Lichtquanten (Lichtquantenimpuls, → Photon). Der Druck des Sonnenlichts, der *Lichtdruck*, auf letztere beträgt etwa 0,5 mp · m^{-2}; er wird durch im Vakuum drehbar gelagerte leichte Körper (erstmals 1899 durch Lebedew) nachgewiesen. Das → Radiometer jedoch beruht nicht auf dem Lichtdruck. Der S. spielt eine wichtige Rolle in der Astrophysik, da er für kleine Teilchen die Größenordnung der Massenanziehung erreicht, sowie in kosmogonischen Modellen. Der S. verhindert so die Existenz von Sternen mit Massen über 10^{31} kg. Auch der Schweif der Kometen ist eine Folge des S.s der Sonne auf die Teilchen des Schweifs, der immer von der Sonne abgewandt ist. Der kugelförmige amerikanische Erdsatellit Vanguard I mit 16 cm Durchmesser ist durch den S. in 28 Monaten um 1600 m aus seiner Bahn gedrückt worden.

Strahlungseinfang, Eindringen eines Teilchens, z. B. eines Nukleons, in einen Kern mit nachfolgender Aussendung eines γ-Quants. Der S. ist eine Kernreaktion, die über einen Compoundkern verläuft. Der Wirkungsquerschnitt des S.s zeigt charakteristische Resonanzen, die Einfangresonanzen. Der am häufigsten auftretende und somit bekannteste S. ist der → Neutroneneinfang.

Strahlungselement, 1) → Dosimeter. **2)** → Antenne.

Strahlungsempfänger, sämtliche Geräte zum Nachweis und zur Messung von Strahlung.

A) Elektromagnetische Strahlung:

1) Allgemeines. Die elektromagnetische Strahlung läßt sich nachweisen und messen durch ihre Wechselwirkung mit der Materie. Die thermischen S. beruhen auf der Umwandlung der Strahlungsenergie in Wärme, deren Wirkung meist in einer Temperaturerhöhung besteht. Sie registrieren eingestrahlte Energie und sind weitgehend unabhängig von der Wellenlänge. Die andere Gruppe von S.n benutzt den äußeren oder inneren photoelektrischen Effekt, d. h. die Abtrennung von Elektronen vom Atom oder Molekül. Diese Art des Nachweises erfordert eine Mindestenergie der eingestrahlten Lichtquanten, die gleich $h \cdot \nu$ ist. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Strahlungsfrequenz. Photoelektrische S. messen oder zählen die Zahl der absorbierten Lichtquanten (*Photonenzähler*). Die minimale Nachweisgrenze und Genauigkeit der Strahlungsmessung hängt ab vom Verhältnis Signal zu Untergrund. Der Untergrund wird bedingt durch das Rauschen in der Meßanordnung. Bei thermischen S.n kann das Rauschen im thermischen Rauschen des Detektors (Empfängers) im Rauschen der Detektorströme, im Widerstandsrauschen in Metallen und Halbleitern und im Kontaktrauschen bestehen. Bei den photoelektrischen S.n gibt es folgende Rauschquellen: Schrotrauschen der Elektronenemission, Rauschen infolge thermischer Bewegung von Ladungsträgern, Rauschen infolge Schwankungen der Austrittsarbeit, Fermi-Dirac-Schwankung der Zahl der Ladungsträger, Widerstandsrauschen in Metallen und Halbleitern und Kontaktrauschen.

Von einem *selektiven* S. spricht man, falls nicht das ganze Spektrum, sondern nur ein enger Teil ausgemessen werden soll. Der S. muß innerhalb eines hinreichend großen Spektralbereiches alle auftreffende Strahlung möglichst vollständig absorbieren, d. h. in guter Näherung ein → schwarzer Körper sein. Dazu verwendet man *Schwärzungsmittel*, z. B. Ruß, Platinschwarz oder kolloiden Graphit im kurzwelligen Ultrarotbereich, Glaspulver oder Natronwasserglas im langwelligen Ultrarotbereich, Selen, Tellur, Wismut oder Zinn oberhalb 5 μm.

2) Thermische S. Die durch die Strahlung bedingte Temperaturerhöhung oder die durch die Einstrahlung bedingte Phasenumwandlung können in Strahlungskalorimetern gemessen werden. Wärmeverluste und Zeitkonstante sind zu berücksichtigen. Kalorimeter sind vor allem bei hohen Momentanleistungen der Strahlung, wie sie z. B. bei Lasern vorkommen, geeignet. Als Kalorimetersubstanz sind Flüssigkeiten gut anwendbar. Strahlungsenergien von etwa 0,1 Joule sind mit dem Kalorimeter erfaßbar. Strahlungskalorimeter zur Messung der Sonnenstrahlung werden auch → Pyrheliometer genannt.

Beim → *Bolometer* wird die durch Temperaturerhöhung eines bestrahlten Körpers bewirkte Widerstandsänderung gemessen. Es können sowohl Metalle als auch Halbleiter als Meßfühler verwendet werden. Germaniumbolometer dienen zur Strahlungsmessung von 20 bis 1000 μm, Kohlenstoffbolometer von 50 bis 1000 μm, Metallbolometer für alle Wellenlängen. Ein Halbleiterbolometer ist auch der *Thermistor*, bei dem die Widerstandsabnahme z. B. von Uran(IV)-oxid oder von Mangan-Titan-Spinell mit wachsender Temperatur zur Strahlungsmessung ausgenutzt wird.

Zur Strahlungsmessung dienen auch *Thermoelemente*, deren eine Lötstelle der Strahlung ausgesetzt wird. Durch die entstehende Temperaturdifferenz zu der anderen Lötstelle entsteht im Kreis ein elektrischer Strom, dessen Stärke der Strahlungsleistung proportional ist.

Temperaturdifferenzen von 10^{-3} °C können mit einer Genauigkeit von 2% gemessen werden. Thermoelemente und Thermosäulen (viele zusammengekoppelte Thermoelemente) werden zur Strahlungsmessung von 0,8 bis 50 μm verwendet. Besonders für IR-Strahlung wird als Strahlungsdetektor mit Erfolg die *Golay-Zelle* eingesetzt, d. i. eine Gasdruckkammer, in der die einfallende Strahlung von einer geschwärzten Membran absorbiert wird. Die Temperaturerhöhung teilt sich dem Kammergas mit und bewirkt in ihm eine Druckerhöhung. Dadurch wird ein Membranfenster ausgewölbt, so daß die Strahlung auf lichtoptischem Wege gemessen werden kann. Weitere thermische S. sind das → Radiometer, das → Radiomikrometer und das → Pyrometer.

3) Auf dem äußeren Photoeffekt beruhende S. Beim äußeren Photoeffekt bewirkt ein auf ein Target fallendes Photon die Ablösung von einem Elektron, das gezählt bzw. registriert wird. Das zu messende Lichtquant muß mindestens die Energie der Ablösearbeit des Elektrons haben, die eine Materialkonstante des Targetmaterials ist. Herabsetzung der Austrittsarbeit für Elektronen erhöht die Wellenlänge der langwelligen Grenze.

In der *Vakuumphotozelle* fällt der vom Lichtstrahl ausgelöste Elektronenstrom unter angelegter Spannung auf die Vakuumanode. Der Anodenstrom ist proportional der einfallenden Lichtleistung. Metalle als Photokatodenmaterial haben eine geringe Elektronenausbeute und hohe Austrittsarbeit, sie sind nur zur Messung von UV-Licht brauchbar. Manche Halbleiter haben Elektronenausbeuten bis zu 30% und sehr viel geringere Austrittsarbeiten als die Metalle. Die Elektronenausbeute läßt sich verbessern und die Austrittsarbeit verringern durch Ausbildung der Oberflächen als Metalloxid-Mehrfachschichten, z. B. Ag-O-Cs, Ag-O-Rb, Cs-Sb, Cs-Rb-O-Ag, Cs-Bi, Ag-Bi-O-Cs, Na_2-K-Sb. So kann man Photokatoden herstellen, die für UV, sichtbares Licht und nahes IR hochempfindlich sind. Vakuumphotozellen eignen sich auch für Kurzzeitmessungen; durch hohe Beschleunigungsspannungen lassen sich die Ansprechzeiten verkürzen. Man erreicht Anstiegzeiten des Stromes von 1 ns. Mit Vakuumphotozellen können Strahlungsleistungen bis maximal 1 Watt gemessen werden. Die spezifische thermische Emission von IR-empfindlichen Photokatoden ist etwa 10^{-12} A/cm². Die Quantenausbeute läßt sich bis etwa 30% steigern.

Auch die *Photoionisation in Gasen* ist als Lichtmeßprozeß angewandt worden. Hierzu eignen sich besonders Edelgase und Distickstoffoxid N_2O.

4) Maßnahmen zur Verstärkung des Elektronenstromes. Um die Empfindlichkeit der Photozellen auf die durch das Rauschen bedingte natürliche Nachweisgrenze zu steigern, sind Maßnahmen zur Verstärkung des Elektronenstromes entwickelt worden. Neben der Möglichkeit der Elektronenstromverstärkung im äußeren Stromkreis mit den üblichen Verstärkern wurde eine Verstärkung bereits im Inneren des Diodenrohres nach verschiedenen Methoden entwickelt. Am weitesten verbreitet ist der *Photomultiplier*. In ihm werden die Photoelektronen nachbeschleunigt und auf eine Reihe von Prallplatten gelenkt (Dynoden), an denen je auftreffendes Elektron eine gewisse Anzahl von Sekundärelektronen ausgelöst werden, so daß im Ganzen die Elektronenzahl vervielfacht wird (Sekundärelektronenvervielfacher) und die Elektronen der Anode zugeführt werden. Die Photomultiplier sind zum Strahlungsnachweis und zur Messung von Licht der Wellenlängen unter 100 nm bis etwa 700 nm geeignet. Photomultiplier sind auch zur Zählung einzelner Photonen einzusetzen. Doch treten als Rauschquelle bei solchen Messungen die Impulse durch von Höhenstrahlen in den Fenstern erzeugte Tscherenkow-Impulse auf.

Eine Verbesserung der Elektronenausbeute und eine Laufzeitverkürzung der Elektronen im Rohr für Kurzzeitmessungen läßt sich durch elektronenoptische Fokussierung der Elektronen auf die Dynoden erreichen. Das Dunkelrauschen von Photomultipliern läßt sich merklich verringern durch Kühlung der Photokatode.

Eine andere Art der Verstärkung benutzt Methoden der Ultrahochfrequenztechnik: Beim *Photoklystron* durchsetzt der (modulierte) Elek-

tronenstrom den Hohlraum eines Klystrons, bei der *Wanderwellenphotoröhre* die Wendel eines Wanderwellengenerators. Beim *optischen Heterodyn-Empfänger* wird die Nachweisempfindlichkeit der Photozelle dadurch erhöht, daß neben dem Signal-Lichtstrom ein zusätzlicher phasenkohärenter Lichtstrom der Photokatode zugeführt wird. Am Detektor wird dann eine Photonenzahl registriert, die den direkten Empfang um den Faktor 2 übertrifft. Im Sichtbaren können so Strahlungsenergien bis herunter zu $3 \cdot 10^{-19}$ Joule nachgewiesen werden.

5) Anwendung der Bildwandlertechniken. Die in der Bildwandlertechnik entwickelten Methoden lassen sich mit Vorteil auch für den Nachweis und die Messung elektromagnetischer Strahlung anwenden, vor allem, wenn auch eine räumliche Verteilung der Lichtquellen registriert werden soll, z. B. in der Astronomie oder der Spektroskopie (Scanning-Verfahren). Wesentlich ist, daß hierbei zunächst auf einer (rückseitig bestrahlten) Photokatodenebene ein räumliches Bild der Lichtquelle erzeugt wird, das in jedem Punkt intensitätsproportional Elektronen aussendet. Diese werden nachbeschleunigt und in eine zweite Ebene elektronenoptisch abgebildet. Hier können die Elektronen auf Empfangselemente wirken (z. B. direkt auf eine photographische Emulsion), auf fluoreszierende Stoffe oder Szintillatorkristalle fallen und neue sekundäre Lichtimpulse erzeugen, die ihrerseits wieder in einer Photokatode Elektronen auslösen und zu einer Kaskadenverstärkung benutzt werden; die Photoelektronen können auch als Ladungsbild auf einer Trägerschicht gespeichert und von einem Elektronenstrahl zeilenweise abgetastet werden, so daß ein elektrisches, dem Fernsehsignal analoges Signal entsteht, das auf einem Tonband gespeichert oder oszillographisch registriert wird.

Bei dem *TSEM-Bildverstärker* (engl. *T*ransmission *S*econdary *E*lectron *M*ultiplication) erfolgt eine Sekundäremissionsverstärkung des Photoelektronenstroms in Transmission. Die Dynoden bestehen aus dünnen Aluminiumfolien, auf die als Sekundärelektronenemitter eine Kaliumchloridschicht von 50 nm Dicke aufgedampft ist.

Eine Verstärkung der Sekundärelektronenemission erfolgt durch hohe elektrische Felder, die durch positive Oberflächenladungen erzeugt werden. Man erhält so Ausbeuten von 10^5 : 1. Die Potentiale werden erzeugt durch Fluten der Dynoden mit hohen Primärstromdichten (Elektrodenpolarisation).

Beim *SEC-Target* (engl. *S*econdary *E*lectron *C*onduction) handelt es sich um einen Speicherabtastvorgang. Der Ladungstransport im Target erfolgt durch freie Sekundärelektronen in den Hohlräumen des hochporösen Dielektrikums. Das Verfahren zeichnet sich durch kurze An- und Abklingzeiten aus und ist mit einer Zäsium-Tellur-Katode auf Nickel-Unterlage anwendbar im Bereich von 160 bis 320 nm. Es ist besonders geeignet für extraterrestrische Anwendungen. – Als Fluoreszenzerreger eignet sich vor allem das Natriumsalizylat, als Szintillatormaterial kommen organische Kristalle, z. B. Anthrazen und Stilben, sowie Flüssigkeiten und Kunststoffe in Betracht.

6) S., die auf dem inneren Photoeffekt beruhen. Erfolgt die Ablösung der Elektronen von ihrem Atomverband im Inneren eines Körpers – meist eines Festkörpers, Isolators oder Halbleiters –, so handelt es sich um den inneren Photoeffekt. Die Ablösearbeit ist hierbei meist geringer als beim äußeren Photoeffekt, so daß die auf dem inneren Photoeffekt beruhenden S. längerwellige Grenzen haben. Die Ausbeuten kommen vielfach nahe an 1 heran. Durch die innere Ionisierung entstehen nicht nur Elektronen, sondern auch positive Ionen oder positiv geladene Fehlstellen (Löcher) im Festkörper, die sich beide an der Leitung des elektrischen Stromes beteiligen können. Somit erzeugt der innere Photoeffekt vielfach eine Erhöhung der Leitfähigkeit, die darauf beruhenden Empfänger sind die *Photoleitungsempfänger*. Vielfach handelt es sich um geeignet dotierte Halbleiter, so z. B. mit Indium dotierte Germaniumphotoleiter. Diese haben eine Reaktionszeit von 0,1 μs, und man kann mit ihnen Strahlung der Wellenlänge 100 nm bis 100 μm nachweisen. Je absorbiertes Lichtquant kann mehr als 1 Elektron-Loch-Paar wandern. Im Vergleich zur Vakuumphotokatode ist die Empfindlichkeit geringer. Photoleitungsdetektoren sind in folgenden Wellenlängenbereichen empfindlich: PbS 0,8 bis 4 μm, PbTe 1 bis 5 μm, PbSe 1 bis 7 μm, GeCu 8 bis 30 μm, GeB 20 bis 50 μm. – Die Erzeugung von Trägerpaaren durch inneren Photoeffekt in Halbleitern nutzt man zum Strahlungsnachweis in den *Photodioden* aus. Hierbei liegt an einem Übergang zwischen Material mit überschüssigen positiven Ladungsträgern (p-Material) und Material mit überschüssigen negativen Ladungsträgern (n-Material), die man durch geeignete Dotierung erzeugt, eine von außen angelegte Vorspannung. Die in der Übergangsschicht durch Absorption von Lichtquanten erzeugten Trägerpaare verstärken den Strom in Sperrichtung proportional zur eingestrahlten Lichtleistung. Schon eine einfache Germaniumdiode (Gleichrichter) mit negativer Vorspannung wirkt als Photodiode. Der Stromanstieg beträgt bis zu 30 mA/lm gegenüber einer Empfindlichkeit von 50 μA/lm bei einer Vakuumphotozelle.

Der *Phototransistor* ist eine Kombination von Photodiode und Transistor. Ein als (npn) oder als (pnp) geschichteter Halbleiterkreis wirkt als Transistor, bei dem die durch inneren Photoeffekt erzeugten Trägerpaare den Emitter ersetzen. Im äußeren Kreis fließt ein von der Strahlungsleistung linear abhängiger Sperrstrom. Die Empfindlichkeit im IR reicht bis 2 μm.

Eine Verstärkung des Trägerstromes wird erreicht in den *Avalanche-Dioden* (*Avalanche-Lawine*). In dem hohen elektrischen Feld einer gegen Sperrichtung vorgespannten pn-Übergangszone erfolgt Stoßionisation. Auch in einer Silizium-Punkt-Kontakt-Diode gibt es Lawinenverstärkung. Im Sichtbaren erreicht man Quantenausbeuten von nahezu 1 und Zeitkonstanten von 1,5 bis $3 \cdot 10^{-12}$ s. Die *Photoelemente* bestehen aus 2 Materialien, die in einer Übergangsschicht miteinander in Kontakt

stehen (Metall – Halbleiter, Halbleiter – Halbleiter). Ohne angelegte äußere Spannung entsteht an der Übergangszone eine Kontakt-Potentialdifferenz. Bei Belichtung fließen die durch inneren Photoeffekt geschaffenen Ladungsträger durch die Kontaktzone und erzeugen im äußeren Kreis einen elektrischen Strom. Bekannt sind die Silizium-Sonnenzellen der Raumfahrzeuge. Gebräuchliche Halbleiter für Photoelemente sind z. B. Ge, Si, InAs, InSb, PbS, GeZn, GeCu. Die Wellenlänge der größten Empfindlichkeit liegt zwischen 2,5 μm (PbS) und 20 μm (GeCu).

Die *Photodetektoren* beruhen auf Effekten der nichtlinearen Optik. Dies sind Effekte, die bei sehr hohen elektrischen Feldstärken auftreten, wie sie z. B. in den von Lasern ausgestrahlten Lichtwellen herrschen. Hier treten in der Polarisation der Materie in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke höhere als lineare Glieder auf, was zu neuen Effekten, wie Erzeugung von halben und doppelten Frequenzen, Zwei-Quanten-Absorptionsprozessen, führt. So entsteht, wenn eine plane Laserwelle durch einen Quarzkristall mit $\vec{E} \| x$ geht, eine Spannung in y-Richtung ($x \perp y$), die ein Maß ist für die Leistung im Laserstrahl. Leistungen von 10^3 Watt können so leicht nachgewiesen werden.

7) Ein *supraleitender S.* ist ein Gerät zum empfindlichen Nachweis elektromagnetischer Strahlung, das supraleitende Elemente, z. B. Josephson-Tunnelelemente oder supraleitende Bolometer, enthält.

B) Ionisierende Strahlung (Atom- und Kernstrahlung): → Detektor.

C) Schallwellen: → Schallempfänger.

Strahlungsenergie, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsfeld, Raumgebiet, in dem jedem Punkt zu jeder Zeit eine oder mehrere Strahlungsgrößen zugeordnet sind.

Im Spezialfall der ionisierenden Strahlung benutzt man dazu meist die → Energieflußdichte oder die Teilchenflußdichte $\Phi(T, \vec{\Omega})$ (→ Dosis 2). Die mathematische Behandlung erfolgt durch Lösung der Transportgleichung bei Kenntnis der örtlichen und zeitlichen Verteilung der Strahlungsquellen sowie der absorbierenden und streuenden Medien. Die Kenntnis der totalen und der differentiellen Wirkungsquerschnitte reicht gegenwärtig in vielen Fällen, z. B. bei Neutronen, noch nicht zu genügend genauen Näherungslösungen aus. Von besonderer Bedeutung sind die zeitunabhängigen Lösungen der Transportgleichung. Die Theorie des Strahlungsfeldes gehört zu den Grundlagen der Dosimetrie. Es gilt z. B. im zeitunabhängigen Fall:

$$D = E \cdot Q = \frac{1}{\varrho} \nabla \cdot \int \mathrm{d}T \int \mathrm{d}\Omega \, \vec{\Omega} \Phi(T, \vec{\Omega}) \, T$$

für die Energiedosis D (→ Dosis 1.1.1), für die je Masseeinheit des Mediums durch Quellen emittierte Energie E der Strahlung, für das Energieäquivalent Q irgendeiner Vergrößerung der Ruhemasse infolge von Wechselwirkungsakten zwischen Strahlung und Medium je Masseeinheit des Mediums, für die Dichte ϱ, für die Strahlungsenergie T, bei Teilchenstrahlung kinetische Energie, für die Fluenz $\Phi(T, \vec{\Omega})$ der Strahlung, wenn $\vec{\Omega}$ den Einheitsvektor in Strahlungsrichtung und ∇ den Nablaoperator bedeuten.

Strahlungsfluß, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsflußdichte, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsfunktion, → Farbe.

strahlungsgeheizte Katode, indirekt geheizte Katode meist einer Diode, bei der der Heizfaden seine Wärme vorrangig durch Wärmestrahlung und kaum durch Wärmekontakt an die Katode abgibt. Heizfaden und Katode sind elektrisch voneinander getrennt, so daß die Katode auf der gesamten Emissionsfläche das gleiche elektrische Potential aufweist.

Strahlungsgesetze, Beziehungen zwischen der Temperatur und der Strahlungsdichte von Wärmestrahlern oder Temperaturstrahlern. Eine allgemeine Aussage für beliebige Strahler stellt das → Kirchhoffsche Strahlungsgesetz dar. Ein umfassendes Strahlungsgesetz für den schwarzen Körper ist die → Plancksche Strahlungsformel.

Strahlungsgleichgewicht, der Zustand, den ein System von strahlenden Körpern erreicht hat, wenn alle Strahler die gleiche Temperatur angenommen haben.

Strahlungsgrößen, Größen zur quantitativen Messung der von einer Strahlungsquelle ausgesandten elektromagnetischen Strahlung.

Der *Strahlungsfluß* $\Phi = \mathrm{d}W/\mathrm{d}t$ ist die je Zeiteinheit t von der Strahlungsquelle in Form von Strahlung abgegebene Energie W. Er hat die Dimension einer Leistung, wird in Watt gemessen und deshalb auch als *Strahlungsleistung* bezeichnet. Die Stärke des Strahlungsflusses ist die *Strahlungsintensität*. Die entsprechende photometrische Größe ist der *Lichtstrom*.

Die *Strahlungsmenge* (*Strahlungsarbeit*, *Strahlungsenergie*) ist das Produkt aus Strahlungsfluß und Zeit. Sie wird in Ws gemessen. Die entsprechende photometrische Größe ist die *Lichtmenge*. Unter der *spezifischen Ausstrahlung* R, gemessen in $\mathrm{W/cm^2}$, versteht man den auf die Flächeneinheit der Strahlungsquelle bezogenen Strahlungsfluß im Halbraum. Im allgemeinen ist die Ausstrahlung einer Strahlungsquelle nach verschiedenen Richtungen verschieden.

Die *Strahlstärke* $J = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}\Omega$, wobei $\mathrm{d}\Omega$ das Raumwinkelelement ist, ist ein Maß für die Richtungsabhängigkeit der Ausstrahlung. Bei Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes gilt $R = \pi J$. Die der Strahlstärke entsprechende photometrische Größe ist die *Lichtstärke*.

Unter der *Strahldichte* (*Strahlungsdichte*) versteht man den Quotienten $B = \mathrm{d}J/(\mathrm{d}F \cdot \cos\varepsilon)$. Dabei sind $\mathrm{d}F$ das Flächenelement der Strahlungsquelle und ε der Winkel zwischen der Flächennormalen und der Strahlrichtung. Die entsprechende photometrische Größe ist die *Leuchtdichte*.

Als spektrale Strahldichte S_λ bezeichnet man den Differentialquotienten $S_\lambda = \mathrm{d}B/\mathrm{d}\lambda$. Dabei ist λ die Wellenlänge der Strahlung. Die Funktion $S_\lambda = f(\lambda)$ wird als *spektrale Energieverteilung* der Strahlungsquelle bezeichnet.

Unter der *Strahlungsflußdichte* D versteht man den Differentialquotienten $D = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}F_\perp$, wobei $\mathrm{d}F_\perp$ ein zur Strahlrichtung senkrechtes, in den Strahlengang gebrachtes Flächenelement ist. Eine in den Strahlengang gebrachte Empfangsfläche F, deren Normale um den Winkel ε gegen die Strahlungsrichtung geneigt ist, erhält dann die *Bestrahlungsstärke* $E = D \cdot \cos\varepsilon$. Die ent-

sprechende photometrische Größe ist die *Beleuchtungsstärke*.

Strahlungsgürtel, svw. Van-Allen-Gürtel.

Strahlungsintensität, → Strahlungsgrößen.

Strahlungskalorimeter, → Kalorimeter 9).

Strahlungskorrektur, Korrekturglieder höherer störungstheoretischer Ordnung zu den in niedrigster, nichtverschwindender Näherung gegebenen Prozessen der Quantenelektrodynamik. Die S.en sind eine Folge der Selbstwechselwirkung (→ Selbstenergie) der Teilchen.

Strahlungskosmos, kosmologisches Modell, dem die Vorstellung zugrunde liegt, daß Strahlung die überwiegende Komponente der den Kosmos füllenden Materie ist, gegen die alle anderen zu vernachlässigen sind.

Der S. kann statisch (→ Einstein-Kosmos) oder zeitabhängig sein.

Für Strahlung gilt die Zustandsgleichung $u = p_s/3c^2$, wobei u die Energiedichte der Strahlung, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und p_s der Strahlungsdruck sind.

Nach der Einsteinschen Theorie gilt in einem S. die Beziehung $uS^4(t) = \text{konst.}$ (→ Robertson-Walkersches Linienelement). Die Energie in einem endlichen Eigenvolumen des S. nimmt also proportional $S^{-1}(t)$ ab. Umgekehrt steigt sie, wenn wir in die Vergangenheit gehen. Da für die Materie mit von Null verschiedener Ruhmasse $\varrho S^3 = \text{konst.}$ gilt, sollte nach der Einsteinschen Theorie der Kosmos in der Frühzeit seiner Entwicklung ein S. gewesen sein (→ kosmische Urstrahlung).

Strahlungslänge, allgemein die mittlere Weglänge, bei der ein hochenergetisches Elektron beim Durchgang durch Materie die Hälfte seiner Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung verliert. In der Hochenergiephysik wird die S. häufig als die mittlere Weglänge definiert, nach der ein Gammaquant im Kernfeld eines Atoms des durchquerten Mediums in ein Elektronenpaar umgewandelt wird.

Strahlungsleistung, → Strahlungsgrößen.

strahlungsloser Übergang, 1) in Festkörpern ein Übergang von Elektronen aus einem energetisch tieferen in einen höheren Zustand oder umgekehrt ohne gleichzeitige Absorption oder Emission von Photonen. Die Energiebilanz wird durch Absorption oder Emission von Phononen erfüllt. Strahlungslose Übergänge treten stets in Konkurrenz zu strahlenden Übergängen auf. Bei hinreichend tiefen Temperaturen erfolgen strahlungslose Übergänge wegen der geringen Zahl vorhandener Phononen jedoch praktisch nur aus energetisch höheren in tiefere Elektronenzustände. Strahlungslose Übergänge bestimmen wesentlich die Quantenausbeute der Lumineszenz von Festkörpern, d. h. das Verhältnis der Zahl der emittierten Photonen zur Zahl der absorbierten Photonen. Strahlungslose Übergänge an Störstellen können stark vereinfacht im → Konfigurationskoordinatenmodell erklärt werden. Eine besondere Form strahlungsloser Übergänge bei Störstellen ist durch einen dem Auger-Effekt analogen Mechanismus möglich (→ Exziton-Störstellen-Komplex).

2) im Atomkern, → Übergänge, → Übergangswahrscheinlichkeit.

Strahlungsmenge, → Strahlungsgrößen.

Strahlungsmessung, → Strahlungsempfänger.

Strahlungspolymerisation, eine Polymerisationsart, bei der die Startreaktion (Initiierungsreaktion) durch Absorption energiereicher Strahlung ausgelöst wird. Die Übertragung der Strahlungsenergie verläuft über die Bildung von Sekundärelektronen, die ihrerseits weitere Ionisation und/oder Anregung von Atomen oder Molekülen bewirken. Die bei Rekombination von Ionen und Elektronen oder bei Rückkehr eines angeregten Systems in den Grundzustand frei werdende Energie kann die Trennung von Einfachbindungen oder die Aufspaltung von Doppelbindungen bewirken. Die entstehenden Produkte haben Radikal- oder Biradikalcharakter. Für den gesamten strahleninduzierten Startmechanismus stellt sich ein stoffspezifisches Gleichgewicht zwischen Radikalen, Biradikalen, Radikalionen, Ionen und Elektronen ein, das für die nachfolgenden Verknüpfungsreaktionen, die Wachstumsphase der polymeren Kette, und auch für den Abbruch mitverantwortlich ist. Diese weiteren Reaktionen verlaufen bei der S. genau so wie bei den anderen Polymerisationsarten (→ Polymerisation).

Bis auf Effekte 2. Ordnung ist die Strahlungsinitiierung nicht von der verwendeten Strahlenqualität, sondern nur von der absorbierten Energie abhängig. Damit wird ausgesagt, daß bei gleicher absorbierter Energie gleiche Mengen Polymerisat mit gleichem Polymerisationsgrad bzw. Molekulargewicht entstehen, unabhängig davon, ob beschleunigte Elektronen, radioaktive Strahlung, Röntgenstrahlung o. ä. zur Initiierung verwendet werden.

Aus der Tatsache, daß die Bruttopolymerisationsgeschwindigkeit v_p im allgemeinen proportional der Wurzel aus der Strahlenintensität ist ($v_p \sim I^{0,5}$), schließt man auf vorwiegenden Radikalkettenmechanismus bei strahleninduzierten Polymerisationen.

Bei zu hohen Strahlungsleistungen ist die Konzentration der gebildeten Startspezies so hoch, daß infolge Rekombination dieser Spezies und mangels reaktionsfähiger Monomerer in der Umgebung dieser Spezies keine oder nur niedermolekulare Produkte entstehen. Effektive Reaktionen laufen bei absorbierten Energien der Größenordnung einige krad bis einige Mrad ab.

Der Startmechanismus der S. ist temperaturunabhängig, so daß dadurch auch Polymerisationen bei tiefen Temperaturen möglich werden. Die Produkte der S. sind im allgemeinen sauberer als durch andere Polymerisationsarten erzeugte, da sie keine Reste von Katalysatoren enthalten.

Infolge der Allgemeingültigkeit der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Medien und der damit verbundenen unspezifischen Bildung von Startspezies lassen sich durch Strahlungsinitiierung viele Stoffe leichter oder überhaupt erst polymerisieren als durch konventionelle Initiierung.

Strahlungsprozesse in der Atmosphäre. Für die wetter- und klimabildenden Prozesse in der Atmosphäre energetisch bedeutsam ist die ultraviolette, sichtbare und infrarote Sonnenstrahlung im Wellenlängenbereich von etwa 0,2 μm bis 3 μm und die langwellige thermische Eigenstrahlung der Erdoberfläche und der Atmosphäre im Wellenlängenbereich von etwa 3 bis

100 μm. Beide Strahlungsarten unterliegen in der Atmosphäre der Streuung an den Luftmolekülen und dem Aerosol einschließlich der Wolken- und Niederschlagselemente sowie der Absorption hauptsächlich in den dreiatomigen Gasen Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon und an einigen Bestandteilen des Aerosols, insbesondere an Wolkentropfen und Dunstpartikeln. Im Falle der langwelligen thermischen Strahlung kommt die Emission – wiederum hauptsächlich durch Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Aerosol und an der Erdoberfläche – hinzu.

Die Energie der Sonneneinstrahlung wird nur zu einem kleinen Teil – etwa 15 bis 20% – der Atmosphäre durch Absorption unmittelbar als Wärme zugeführt; allerdings ist die Absorption der kurzwelligsten Anteile infolge der mit ihr verbundenen Dissoziations- und Ionisationsprozesse für die höhere Atmosphäre (→ Atmosphäre) von großer Bedeutung. Der größere Teil der Sonnenstrahlung jedoch wird teils durch Rückwärtsstreuung in der Atmosphäre und Reflexion an der Erdoberfläche in den Weltraum zurückgeworfen, teils wird er als Globalstrahlung von der Erdoberfläche absorbiert.

Im Bereich der thermischen Eigenstrahlung durchsetzen ein aufwärts gerichteter Ausstrahlungsstrom und ein abwärts gerichteter Gegenstrahlungsstrom die Atmosphäre (→ Himmelsstrahlung, → effektive Ausstrahlung); im globalen Mittel verliert dabei die Atmosphäre mehr Wärmeenergie, als sie durch Absorption von Sonnenstrahlung gewinnt, während die Erdoberfläche durch die Absorption von Global- und Gegenstrahlung um den gleichen Betrag mehr Wärme zugeführt erhält, als sie durch Ausstrahlung verliert. Die so entstehende positive Strahlungsbilanz der Erdoberfläche bzw. die negative Strahlungsbilanz der Atmosphäre wird durch den Übergang fühlbarer und latenter Wärme (des Wasserdampfes) ausgeglichen, → Austausch.

Neben ihrer wichtigen Rolle im Wärmehaushalt der Erdoberfläche und der Atmosphäre gewinnen die Strahlungsprozesse neuerdings große Bedeutung als Informationsträger, da Strahlungsmessungen durch Wettersatelliten Rückschlüsse auf die Temperatur- und Feuchteverteilung an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre, auf die Ozonverteilung, die Luftverunreinigung und die Lage von Wolkenschichten erlauben, was im Rahmen einer weltweiten Wetterüberwachung vor allem für unbewohnte Gebiete (Ozeane) wichtig ist, → Wettervorhersage.

Strahlungsquant, svw. Photon.

Strahlungsquelle, jedes physikalische System, das → Strahlung aussendet. So ist die Sonne eine Quelle für elektromagnetische Strahlung, aber auch für Partikelstrahlung, die einen Bestandteil der kosmischen Strahlung ausmacht. Kernreaktoren sind Quellen einer intensiven Neutronenstrahlung. Für praktische Zwecke und wissenschaftliche Experimente verwendet man meist künstliche S.n, die vor allem eine möglichst hohe und in gewissem Bereich regulierbare Intensität und eine fixierte, dem Verwendungszweck angemessene Spektralverteilung der Strahlung aufweisen. Die Konstruktion der S. hängt daher wesentlich von der Art der zu emittierenden Strahlung und dem Verwendungszweck ab.

S.n für das elektromagnetische Spektrum. Beginnend mit den S.n langwelliger (d. h. niederfrequenter) elektromagnetischer Strahlung sind hier zunächst die *Radiosender*, speziell die Sendeantennen (→ Antenne), für die lang-, mittel-, kurz- und ultrakurzwellige Radiostrahlung zu nennen. S.n für Mikrowellen sind Klystrons und Magnetrons; eine natürliche S. in diesem Frequenzbereich ist die bekannte, vom Wasserstoff des interstellaren Gases ausgehende Strahlung im 21-cm-Bereich. Weitere natürliche S.n in diesem Bereich sind die Radiosterne.

S.n für ultrarote Wellen (Wärmestrahlung) sind alle Körper (mit einer von 0K verschiedenen Temperatur), insbesondere alle *Heizquellen* (wie Öfen, Tauchsieder, UR-Strahler), aber auch Glühlampen, belebte Körper und exotherme chemische Reaktionen. → schwarzer Körper.

S.n für den sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums (*Lichtquellen*) sind außer den leuchtenden Fixsternen und offenen Flammen z. B. Glühlampen und → Gasentladungslichtquellen wie Neonlampen und Leuchtstoffröhren der verschiedensten Konstruktion, ferner die Laser und lumineszierende Stoffe (→ Lumineszenz). S.n für ultraviolette Strahlung sind z. B. Quarz- und Hg-Hochdrucklampen, aber auch die Synchrotronstrahlung des Elektrons kann in diesem Bereich liegen. Röntgenstrahlen (γ-Strahlen) werden von den Röntgenröhren, aber auch von vielen radioaktiven Präparaten (→ umschlossene radioaktive Quelle) emittiert.

Wie aus dem Vorstehenden ersichtlich wird, unterteilen sich die elektromagnetischen S.n in solche, die elektromagnetische Strahlung durch gemeinsame Bewegung (Schwingung) vieler Elektronen erzeugen (z. B. Antennen), und in solche, die elektromagnetische Strahlung infolge von Elektronen- oder Nukleonenübergängen in Molekülen, Atomen und Atomkernen emittieren (z. B. Lichtquellen, γ-Strahler).

S.n für Teilchenstrahlung. Elektromagnetische Wellen können auch als Photonenströme aufgefaßt werden und sind in diesem Sinne auch als Teilchenstrahlung zu bezeichnen. Teilchenstrahlung kann aber auch für jede Sorte von Elementarteilchen und zusammengesetzten Teilchen (wie z. B. von Atomen und Ionen) entweder natürlich vorkommen oder mittels Teilchenbeschleunigern erzeugt werden.

S.n für Elektronen sind in → Elektronenröhren die (Glüh)Katoden, wobei die als Katodenstrahlen aus der Röhre herausgeführten Elektronen noch beschleunigt werden können (Betatron, Elektronensynchrotron); als β-Strahlen werden sie von bestimmten radioaktiven Elementen emittiert.

S.n für Protonen, d. s. Wasserstoffionen, und andere Ionen entstehen durch Ionisierung der entsprechenden Atome in einer Gasentladungsröhre, wenn die sich auf die Katode hin bewegenden Ionen diese durchqueren können (→ Kanalstrahlen); eine Nachbeschleunigung kann ebenfalls erfolgen (Protonensynchrotron).

S.n für andere Elementarteilchen ergeben sich, wenn sehr intensive, hochenergetische Elektronen- oder Protonenstrahlen auf Materie auf-

Strahlungsrekombination

treffen und dabei durch Kernreaktionen die gewünschten Teilchen erzeugen; man kann heute Neutronen-, Kaonen-, Pionen-, Müonen- und Neutrinoströme geeigneter Qualität auf diese Weise herstellen.

S.n für ionisierende Strahlung sind die offenen oder → umschlossenen radioaktiven Quellen, die kosmische Strahlung mit ihren Folgeprodukten, Röntgenröhren und Teilchenbeschleuniger auf Grund der ionisierenden Wirkung der beschleunigten Teilchen. Außerdem entsteht ungewollt bei Beschleunigern eine S. infolge der Wechselwirkung der beschleunigten Teilchen mit dem Target oder mit den Reaktorteilen, die infolge Aufaktivierung der Bauteile (z. B. bei Deuteronenbetrieb) γ-Strahlung oder Bremsstrahlung (bei Elektronenbetrieb) aussenden.

Sehr intensive S.n für Neutronen sind ferner die Kernreaktoren.

Während sich diese künstlichen S.n durch hohe Intensität und Selektivität auszeichnen, erweist sich die kosmische Strahlung als S. für Teilchen vor allem höchster, experimentell bisher unerreichter Energie.

Wegen der im allgemeinen hohen ionisierenden Wirkung sehr kurzwelliger elektromagnetischer und Teilchenstrahlung (→ ionisierende Strahlung) ist bei intensiven S.n ein hinreichender Schutz zur Verhütung gesundheitlicher Schäden beim Umgang mit solchen S.n erforderlich (→ Strahlenschutz). Diese S.n sind daher gewöhnlich weitgehend mit Blei oder Spezialbeton umgeben, um die Emission der schädlichen Strahlung in unerwünschte Richtungen möglichst zu unterbinden.

S.n für akustische Strahlung (*Schallquellen*) sind schwingungsfähige Körper wie Saiten, Membranen, Metallstäbe, aber auch Luftsäulen wie in → Pfeifen im hörbaren Frequenzbereich und Ultraschallsirenen, Sellwandler und Piezoquarze im Ultraschallbereich, wobei die piezoelektrischen Wandler wie Quarzplatten geeigneter Orientierung zur (elektrostriktiven) Anregung sowohl longitudinaler (x-Schnitt) als auch transversaler (y-Schnitt) Wellen im gesamten Ultraschallfrequenzbereich geeignet sind. Als piezoelektrische Materialien für Ultraschallquellen eignen sich auch Turmalin sowie polarisierte künstliche polykristalline Ferroelektrika, die bei bestimmter Schnittrichtung und apparativer Anordnung auch Torsionsschwingungen im Ultraschallbereich anzuregen erlauben. Zur Ultraschallerzeugung auf magnetostriktivem Weg bis zu etwa 100 kHz werden Nickel, allgemein ferromagnetische Metalle und deren Legierungen, aber auch ferrimagnetische Sinterkeramiken verwendet.

Strahlungsrekombination, → kontinuierliche Atomspektren, → Rekombination 1).

Strahlungsschäden, svw. Strahlenschäden.

Strahlungstemperatur, Temperatur, die einem Strahler durch Vergleich mit dem → schwarzen Körper zugeordnet wird. Die wichtigsten S.en sind: Die *schwarze Temperatur* ist diejenige Temperatur, die sich bei Messungen mit einem Pyrometer für eine bestimmte Wellenlänge bei einem realen glühenden Körper ergibt. Die tatsächliche Temperatur des glühenden Körpers ist höher als die vom Pyrometer angezeigte schwarze Temperatur, weil die Emission eines realen glühenden Körpers nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz stets kleiner als die des schwarzen Körpers bei dieser Temperatur ist, d. h., damit der reale Strahler dem Beobachter ebenso hell erscheint wie der schwarze Strahler, muß er eine höhere Temperatur als dieser besitzen.

Die *Farbtemperatur* eines (nicht schwarzen) Strahlers ist die Temperatur des schwarzen Körpers, bei der dieser unter derselben Farbe erscheint wie der zu untersuchende Strahler. Manchmal wird die Farbtemperatur auch in einem engeren Sinne verstanden, indem man Proportionalität der Strahlungsdichten des schwarzen Körpers und des realen Strahlers im sichtbaren Bereich fordert. Die Messung der Farbtemperatur erfolgt mit dem Farbpyrometer (→ Pyrometer).

Die *Gesamtstrahlungstemperatur* ist die Temperatur des schwarzen Körpers, bei der dieser die gleiche Gesamtleistung ausstrahlt wie der reale Strahler. Die Gesamtstrahlungstemperatur ist stets kleiner als die wirkliche Temperatur des Strahlers.

Strahlungstheorie, Theorie der Strahlungsübergänge quantenphysikalischer Systeme, z. B. von Atomen, d. h. der Übergänge von einem stationären Zustand in einen anderen stationären Zustand unter Emission oder Absorption elektromagnetischer Wellen.

In der halbklassischen Theorie der induzierten Absorption und Emission, d. h. der Übergänge unter dem Einfluß eines äußeren elektromagnetischen Feldes, wird das Feld als ein rein klassisches Feld durch sein skalares Potential φ und sein Vektorpotential $\vec{A}$ beschrieben, die im Hamilton-Operator $\hat{H} = (-i\hbar \operatorname{grad} - e\vec{A})^2/2m + e\varphi + V$ des Elektrons auftreten; V ist ein Potential, das die Bindung des Elektrons im Atom beschreibt. Wenn $\vec{A}$ als kleine Störung angesehen werden kann, läßt sich die zeitabhängige → Störungstheorie anwenden: Die zeitliche Entwicklung wird durch

$$\psi(\vec{r}, t) = \sum_n a_n(t)\, \psi_n^{(0)}(\vec{r}) \exp(-i\, E_n^{(0)} t/\hbar)$$

beschrieben, wobei $\psi_n^{(0)}$ die Wellenfunktionen der stationären Zustände des Atoms und $E_n^{(0)}$ deren Energien sind und die Koeffizienten $a_n(t)$ der Gleichung

$$da_n/dt = (-i/\hbar) \sum_m \langle n|\hat{H}_1|m\rangle\, a_m(t)$$

genügen, wobei $\hat{H}_1$ die durch $\vec{A}$ und φ in $\hat{H}$ bewirkten Zusatzterme darstellt und

$$\int \psi_n^{(0)*} \hat{H}_1 \psi_m^{(0)}\, d\tau \equiv \langle n|\hat{H}_1|m\rangle$$

gesetzt wurde. Die Größen $|a_n(t)|^2$ geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, das Atom zur Zeit t im Zustand $\psi_n^{(0)}$ zu finden, und stehen daher in direktem Zusammenhang mit den Übergangswahrscheinlichkeiten W_{nm} vom Zustand $\psi_n^{(0)}$ in den Zustand $\psi_m^{(0)}$. Befindet sich das System anfangs im Zustand $\psi_n^{(0)}$, d. h., wenn $a_n(t_0) = 1$ und alle anderen Koeffizienten $a_m(t_0) = 0$ für $m \neq n$ sind, so ergibt sich für die Koeffizienten $a_m(t)$ zur Zeit $t > t_0$ in erster Näherung $a_m^{(1)}(t) =$

$$(-i/\hbar) \int_{t_0}^{t} \langle m|\hat{H}_1(t')|n\rangle \exp\{i\,(E_m^{(0)} - E_n^{(0)})\, t'/\hbar\}\, dt',$$

und $W_{nm}(t) = d\,|a_m^{(1)}(t)|^2/dt$ ist die Übergangswahrscheinlichkeit von n nach m je Zeiteinheit.

Zu den Matrixelementen $\langle m|\hat{H}_1|n\rangle$ trägt nur der zu $\vec{A}\hat{p} = -i\hbar\vec{A}\nabla$ proportionale Anteil von H_1 bei. Entwickelt man $\vec{A}$ nach ebenen Wellen $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$, dann geben bei nochmaliger Entwicklung $e^{i\vec{k}\vec{r}} = 1 + i\vec{k}\vec{r} + \cdots$ die Matrixelemente $\langle n|(\vec{k}\vec{r})^l\hat{\vec{p}}|m\rangle$ die Beiträge zur Dipol- und Quadrupol-, allgemein zur 2^l-Pol-Strahlung. Diese Entwicklung ist natürlich nur für kleine $\vec{k}$, d. h. große Wellenlängen $\lambda = 2\pi/|\vec{k}|$ der emittierten Strahlung gültig.

Die spontane Emission angeregter Atome kann ohne zusätzliche Annahmen auf diese Weise nicht behandelt werden. Dazu muß man die Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} bzw. B_{nm} für die spontanen bzw. induzierten Übergänge vom Zustand $\psi_n^{(0)}$ nach $\psi_m^{(0)}$ einführen, für die Einstein zeigte, daß $B_{nm} = B_{mn}$ und $A_{nm}/B_{nm} = (\hbar/\pi^2c^3)\,\omega_{nm}^3$ mit $\omega_{nm} = |E_n - E_m|/\hbar$ für $n > m$ gilt; es ergibt sich dann für den allgemeinen Fall $W_{nm} = U_{nm}B_{nm}$ für $n < m$ und $W_{nm} = U_{nm}B_{nm} + A_{nm}$ für $n > m$. $U_{nm} = U(\omega_{nm})$ ist die Energiedichte der Strahlung mit der Frequenz ω_{nm}. Wegen der Verwendung der klassischen Feldgrößen für das äußere elektromagnetische Feld bezeichnet man diese Form der S. auch als *halbklassische S.*; sie wird gelegentlich auch als *Diracsche S.* bezeichnet. Sie berücksichtigt ferner keine relativistischen Effekte. Eine korrekte S. muß aber sowohl die korpuskulare Natur der elektromagnetischen Strahlung als auch relativistische Effekte berücksichtigen. Dies kann nur im Rahmen der Quantenelektrodynamik erfolgen, die Elektron-Positron-Feld und Photonfeld gleichberechtigt behandelt. Sie gestattet die konsistente Behandlung sowohl der induzierten als auch der spontanen Übergänge. Die spontane Emission kann im Rahmen der Quantenelektrodynamik in Analogie zur induzierten Emission interpretiert werden, wenn man die Selbstwechselwirkung der Elektronen mit dem eigenen Strahlungsfeld in Rechnung zieht.

Strahlungsübergänge, → Übergänge, → Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeit.

Strahlungsumwandlung, die Umwandlung von Strahlen einer bestimmten Frequenz in Strahlung einer anderen Frequenz gemäß der Stokesschen Regel. Bekannt ist die S. von ultravioletter Strahlung in längerwellige, sichtbare Strahlung (Lichtumwandlung) durch Lumineszenzstoffe. Diese S. ist z. B. in der Lichttechnik bei der Umwandlung der unsichtbaren Hg-Resonanzstrahlung von 253,7 nm in sichtbares Licht für Leuchtstofflampen von großer Bedeutung. Auch die Umwandlung von Röntgenstrahlung in sichtbare Strahlung eines Leuchtschirmbildes z. B. beim Durchleuchten in der medizinischen Diagnostik gehört zur S. In den Bildwandlern hingegen wird infrarote Strahlung in sichtbare Strahlung umgewandelt. Dabei wird die Energiedifferenz zwischen der sichtbaren und infraroten Strahlung einer fremden Energiequelle entnommen. Für diese Art der Strahlung ist die Stokessche Regel nicht anwendbar.

Strahlungswarngerät, Meßgerät für den → Strahlenschutz, das die Überschreitung vorgegebener Schwellenwerte signalisieren soll. Außer den → *Monitoren* für ionisierende Strahlung, die meist stationäre Geräte darstellen, gehören zu den S.en auch *Taschengeräte* für den individuellen Strahlenschutz. Diese geben bei Überschreiten einer Dosis- oder Dosisleistungsschwelle optische bzw. akustische Signale ab und ermöglichen so eine Anpassung des Arbeitsverhaltens an die jeweiligen Strahlungsbedingungen.

Strahlungswiderstand, → Antenne, → Hertzscher Oszillator.

Strainseismometer, → Seismograph.

Strangeness [engl.], *Seltsamkeit, Fremdheitsquantenzahl, S,* ladungsartige Quantenzahl, die 1953 von Gell-Mann und Nishijima unabhängig voneinander eingeführt wurde, um einen überraschenden Effekt beim Zerfall der Hyperonen und K-Mesonen zu erklären. Diese Teilchen werden bei Stößen hochenergetischer „gewöhnlicher" Teilchen, z. B. von π-Mesonen und Protonen, über die starke Wechselwirkung in sehr kurzer Zeit ($\approx 10^{-23}$ s) erzeugt, zerfallen aber erst nach 10^{-10} s über die schwache Wechselwirkung und nicht, wie zunächst erwartet wurde, in ebenfalls 10^{-23} s über die starke Wechselwirkung. Die Erzeugung eines solchen „fremden" Teilchens erfolgt stets zusammen mit einem „fremden" Antiteilchen; daher konnte man den Effekt durch die Einführung der S. erklären: Die S. nimmt für Teilchen und Antiteilchen entgegengesetzte Werte an, bleibt bei der starken Wechselwirkung erhalten und kann sich bei der schwachen Wechselwirkung ändern, so daß der Zerfall der „fremden" Teilchen [engl. 'strange particles'] über die starke Wechselwirkung verboten ist, nicht aber über die schwache. Die Einführung der S. führte zur Aufstellung des → Gell-Mann-Nishijima-Schemas der Elementarteilchen. S. und → Hyperladung hängen eng miteinander zusammen.

strange particles, → Hyperonen, → Kaon.

Stratocumulus, → Wolken.

Stratopause, → Atmosphäre.

Stratosphäre, → Atmosphäre.

Stratus, → Wolken.

Straumanis-Methode, → Pulvermethoden.

Streamer, → Zündmechanismus.

Streamerkammer, eine → Gasspurkammer.

Streamermechanismus, → Zündmechanismus.

Streckenspektrum, → Eigenwertproblem.

Streckung, svw. Seitenverhältnis.

Streichlinie, → Strömungsfeld.

Streuabsorptionskontrast, → elektronenmikroskopischer Bildkontrast.

Streuamplitude, für die vielfältigen, komplizierten Reaktionen in der Atom-, Kern- und Elementarteilchenphysik charakteristische, von den Eigenschaften der Teilchen und den speziellen physikalischen Voraussetzungen abhängende Größe, deren Absolutquadrat ein Maß für die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten der jeweiligen Wechselwirkung, wie Streuung, Kernreaktion u. dgl., ist. Die S. steht in engem Zusammenhang mit den Elementen der S-Matrix und ist keineswegs nur für die Beschreibung der Streuprozesse geeignet, obwohl sie im Zusammenhang mit diesen Prozessen eingeführt wurde. In der → quantenmechanischen Streutheorie ergibt sich die S. $f(k, \vartheta)$ aus der asymptotischen Lösung $\psi \approx e^{ikz} + f(k, \vartheta)\,r^{-1}\,e^{ikr}$ der Schrödinger-Gleichung als die vom Streuwinkel ϑ abhängende Amplitude der vom Streuzentrum auslaufenden Kugelwelle $r^{-1}\,e^{ikr}$, wenn dieses von einer ebenen Welle e^{ikz} mit der Wellenzahl

Streuexperiment

k angeregt wird. Im Fall der Potentialstreuung kann $f(k, \vartheta)$ genähert durch die Bornsche → Streuformel aus dem Potential $V(\vec{r})$ bestimmt werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung in den Raumwinkel $d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi$ ergibt sich zu $d\sigma = |f(k, \vartheta)|^2\, d\Omega$, der totale Streuquerschnitt nach Integration über $d\Omega$ zu

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sin\vartheta\, |f(k, \vartheta)|^2\, d\vartheta.$$

Die Entwicklung der S. nach Legendreschen Polynomen $f(k, \vartheta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) f_l(k) \times$ $\times P_l(\cos\vartheta)$ liefert die partiellen S.n $f_l(k)$. — Die relativistische Verallgemeinerung der quantenmechanischen Streutheorie führt auf die → analytische S-Matrix-Theorie. Hier betrachtet man die S. als analytische Funktion insbesondere bezüglich der Variablen Gesamtenergie und Impulsübertrag. Man kann dann mit einer S. mehrere Prozesse beschreiben (Crossingsymmetrie) und Dispersionsrelationen aufstellen. Die Betrachtung komplexer Drehimpulse führte bisher zu speziellen Modellen, dem Regge-Pol-Modell und dem Veneziano-Modell. Eine geschlossene, für den hochenergetischen Bereich gültige Theorie der S., die zugleich eine Theorie der Elementarteilchen wäre, konnte bisher nicht aufgestellt werden.

Streuexperiment, Versuch, mittels → Streuung homogener, scharf gebündelter Teilchenstrahlen, bestehend aus Teilchen eines bestimmten Impulses, Aufklärung über die Struktur der Materie und ihre Wechselwirkungen zu gewinnen. S.e sind für die Atom-, Kern- und Elementarteilchenphysik von großer Bedeutung, da sie eine Analogie der optischen Mikroskopie sind und in weiten Grenzen die einzige Möglichkeit zur Untersuchung der Materie darstellen. So wurde zu Beginn dieses Jahrhunderts durch S.e mit Elektronen (durch Lenard) bzw. α-Strahlen (durch Rutherford) der räumliche Bau der Atome aufgeklärt. Durch S.e mit Neutronen und Protonen wurden wesentliche Beiträge zur Aufklärung der Kernstruktur erzielt, und schließlich gelang mit Hilfe der Streuung sehr energiereicher Elektronen die Entdeckung der Nukleonstruktur (durch Hofstadter).

Speziell für die Elementarteilchenphysik spielen S.e eine zentrale Rolle, da beliebige Prozesse der Wechselwirkung von Elementarteilchen als Streuung interpretiert werden können. Vor der Entwicklung leistungsstarker Beschleuniger standen der Hochenergiephysik nur die intensitätsarmen und inhomogenen Höhenstrahlen zur Verfügung, mit deren Hilfe trotzdem eine beträchtliche Anzahl von Teilchen (Positron, Müon, Kaon und verschiedene Hyperonen) entdeckt wurden. Heute verwendet man für S.e die hochenergetischen Primär- oder Sekundärteilchenstrahlen, die in den großen Teilchenbeschleunigern erzeugt, an ausgewählten Materieproben, den Targets [engl., 'Zielscheibe'] gestreut und mit Hilfe besonderer Nachweisgeräte (Blasenkammern, Funkenkammern, Photoemulsionen, Zählergeräte) registriert werden. Aus der räumlichen Winkelverteilung werden der totale und die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Streuprozesse bestimmt, aus denen über die S-Matrix Rückschlüsse auf die Struktur der Wechselwirkung möglich sind. Charakteristisch für S.e mit Elementarteilchen ist, daß hauptsächlich inelastische Streuung als Folge der mit wachsender Energie immer größer werdenden Anzahl von Reaktionen zwischen den Elementarteilchen vorliegt. Bei elastischer Streuung werden lediglich Impulse zwischen den Teilchen übertragen, bei inelastischer Streuung dagegen auch Ladung, Isospin und andere Quantenzahlen ausgetauscht, wobei die Erhaltungssätze dieser Quantenzahlen für das gesamte S. erfüllt sind, d. h., die Gesamtquantenzahlen im Anfangs- und Endzustand müssen gleich sein. Da die verschiedenen Reaktionsmöglichkeiten der Streupartner auch als *Kanäle* bezeichnet werden, die sich beim Anwachsen der Energie bei ganz charakteristischen Schwellenenergien, die im wesentlichen gleich der Summe der Ruhenergie der erzeugten Teilchen ist, öffnen, d. h., daß bestimmte Reaktionen ablaufen, spricht man von *Mehrkanalstreuung*, wenn bei einer festen Gesamtenergie der Streupartner mehrere Kanäle offen sind; bei der Streuung ergibt sich z. B. folgendes Bild:

$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ (elastisches S.)
$\rightarrow \pi^0 + n$ (Ladungsaustausch)
$\rightarrow \pi^- + p + \pi^0$
$\rightarrow \pi^- + n + \pi^+$
$\rightarrow \pi^- + p + \pi^-$ (Erzeugungsprozesse)
$+ \pi^+$
$\rightarrow \pi^- + p + 2\pi^0$
$\rightarrow K^0 + \Lambda^0$
} inelastische S.e

usf.; bei der letztgenannten Reaktion werden Ladung, Isospin und Hyperladung zwischen dem Meson (π^-) und dem Baryon (p) ausgetauscht. Als Strahlteilchen kommen außer den direkt zu beschleunigenden Elektronen und Protonen die in einem ersten S. erzeugbaren Positronen, Müonen, Pionen, Kaonen und Antiprotonen in Frage, da bei hochenergetischen S.en nahezu alle erzeugten Teilchen nur einen kleinen Winkel mit der ursprünglichen Strahlrichtung einschließen, d. h., im wesentlichen liegt Vorwärtsstreuung vor, so daß das zu untersuchende Target, ungefähr in die ursprüngliche Strahlrichtung gestellt, von diesen im ersten S. erzeugten Elementarteilchen getroffen werden kann. Als Targetteilchen eignen sich besonders die als nahezu frei anzunehmenden Protonen gasförmigen oder flüssigen Wasserstoffs bzw. die Neutronen des Deuteriums (wobei allerdings der Effekt der Protonen durch Vergleich mit einem Wasserstofftarget eliminiert werden muß).

Neben der Entdeckung verschiedener Elementarteilchen wurden mit Hilfe von S.en die Resonanzen, charakterisiert durch ein starkes Ansteigen der Wirkungsquerschnitte der Reaktion in der Nähe der Masse der Resonanzen und bestimmte von den Quantenzahlen der Resonanzen abhängende Phasenverschiebungen der Streuamplitude, entdeckt und untersucht. Für sehr hohe und höchste Energien verwischen sich die Beiträge der einzelnen Resonanzen zum totalen Streuquerschnitt (Dualität im Mittel), der dann einen glatten Verlauf nimmt, und zwar streben diese Wirkungsquerschnitte im Limes unendlicher Energien vermutlich gegen einen (für jedes S. im allgemeinen verschiedenen) kon-

stanten Wert, die *asymptotischen Streuquerschnitte*. Zwischen dem asymptotischen Streuquerschnitt von Teilchen- und Antiteilchenstreuung besteht ein gewisser Zusammenhang (Pomeranchuk-Theorem, → analytische S-Matrix-Theorie).

In dem asymptotischen Bereich verhält sich die mittlere Anzahl der je Reaktion erzeugten Teilchen wie $\bar{n} \sim \ln s$, wobei s das Quadrat der Gesamtenergie (im Laborsystem) ist (→ Phänomenologie der Hochenergiephysik). Die gegenwärtigen Protonenbeschleuniger mit einer maximalen Laborenergie $E \lesssim 70$ GeV erreichten diesen *asymptotischen Energiebereich* noch nicht.

Streufaktor, in der Wechselstromlehre eine Größe, die ein Maß für die magnetische Kopplung zweier Stromkreise darstellt. Je größer der S. ist, um so geringer ist die Kopplung, und umgekehrt. Durch jeden der beiden betrachteten Stromkreise wird ein magnetischer Fluß erzeugt, der den anderen Kreis im allgemeinen nicht vollständig, sondern nur zu einem Teil durchsetzt. Der restliche Teil des Flusses, der also nicht mit dem anderen Stromkreis verkettet ist, wird als → Streufluß bezeichnet.

Als S. σ wird definiert:

$$\sigma = 1 - \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} = 1 - k^2.$$

Dabei sind L_1, L_2 die Selbstinduktivitäten der beiden Kreise, L_{12} je ihre Gegeninduktivität (→ Induktionskoeffizient). Die Größe $k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{1-\sigma}$ heißt *Kopplungsfaktor*.

Für ideale Kopplung, d. h. für $k = 1$, ist $\sigma = 0$. Im Falle, daß nur Streuflüsse vorliegen, ist $k = 0$ und $\sigma = 1$.

Lit. Küpfmüller: Theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); v. Weiss: Übersicht über die theoretische Elektrotechnik, Tl 1 (2. Aufl. Leipzig 1959).

Streufluß, durch Integration der Flußdichte des Streufeldes (→ induktive Streuung) über der Windungsfläche gewonnener magnetischer Fluß. Um bei N Windungen der Spule einer Zweiwicklungsanordnung ebenfalls mit $U = -N\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$ rechnen zu können, wird, falls die einzelnen Leiterschleifen mit unterschiedlichen Flüssen verkettet sind, meist auf einen Streufluß umgerechnet, der mit allen $\frac{N}{m}$ Windungen verkettet ist (→ Streufaktor).

Streuformel, Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt σ der Streuung bestimmter Teilchen in Abhängigkeit von der Primärenergie und weiteren Eigenschaften (z. B. Quantenzahlen) der einfallenden Teilchen (→ Streuquerschnitt).

a) Die *Rutherfordsche S.* beschreibt die Streuung *geladener* Teilchen an Atomkernen. Sie gibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_R(\vartheta)$ für die Streuung von Teilchen der Ladung Ze und der Masse m mit der Geschwindigkeit v an einem Coulomb-Potential der Ladung $Z'e$ in den Raumwinkel $\mathrm{d}\Omega$ an:

$$\mathrm{d}\sigma_R(\vartheta) = (e^2 ZZ'/2mv^2)^2\, \mathrm{d}\Omega/\sin^4(\vartheta/2). \quad (1)$$

Dabei ist ϑ der Streuwinkel. Bei n streuenden Atomkernen je cm³ ergibt sich daraus der (experimentell beobachtbare) makroskopische Streuquerschnitt $\Sigma = n\,\mathrm{d}\sigma_R$ zu

$$\Sigma = n(e^2 ZZ'/2mv^2)^2\, \mathrm{d}\Omega/\sin^4(\vartheta/2). \quad (2)$$

Wenn N Teilchen je Sekunde auf ein Target geschossen werden, so werden demnach

$$\mathrm{d}N = N\Sigma = Nn(e^2 ZZ'/2mv^2)^2\, \mathrm{d}\Omega/\sin^4(\vartheta/2) \quad (3)$$

Teilchen in den Raumwinkel $\mathrm{d}\Omega = \sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta\,\mathrm{d}\varphi$ gestreut. Wegen des winkelabhängigen Gliedes nimmt die Rutherford-Streuung gemäß S. (1) bei Rückwärtswinkeln ($\vartheta > 90°$) stark ab. Die Rutherfordsche S. folgt streng aus der → quantenmechanischen Streutheorie und berücksichtigt allein die niederenergetische Coulomb-Wechselwirkung bei der Teilchenstreuung unter Vernachlässigung der Wechselwirkungen der Teilchen mit der Atomhülle. Bei höheren Teilchenenergien (einige MeV), wenn die Teilchen in den Bereich der Kernkräfte kommen, wird zunächst abweichend von der Rutherfordschen S. die Intensität der gestreuten Teilchen geringer, um bei weiter zunehmenden Teilchenenergien anzusteigen und gegebenenfalls den Wert gemäß S. (1) sogar zu überbieten.

b) *Die Bornsche S.* beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\vartheta)$ der Streuung von Teilchen der Ladung Ze und der Masse m mit der Geschwindigkeit v an Atomen der Ordnungszahl Z'. Die Bornsche S. berücksichtigt die Abschirmung der Kernladung $Z'e$ durch die Elektronenhülle und korrigiert damit die Rutherfordsche S., indem in letzterer als effektive Kernladung $Z'e \cdot F(\vartheta)$ statt $Z'e$ zu verwenden ist, wobei

$$F(\vartheta) = 4\pi \int_0^\infty \varrho(r)\, K^{-1}\, r \sin(Kr)\, \mathrm{d}r \quad (4)$$

mit $K = (2mv/\hbar)\sin(\vartheta/2)$ den Atomformfaktor, $\varrho(r)$ die Ladungsverteilung im Kern und ϑ den Streuwinkel bedeutet.

c) Die *Mottsche S.* bestimmt ursprünglich den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_M(\vartheta) = \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ für die Streuung identischer Teilchen mit dem Spin s aneinander:

$$\mathrm{d}\sigma_M/\mathrm{d}\Omega = |f(\vartheta)|^2 + |f(\pi - \vartheta)|^2 + \frac{1}{2s+1} \cdot \cdot (f(\vartheta) f^*(\pi - \vartheta) + f^*(\vartheta) f(\pi - \vartheta)), \quad (5)$$

wobei $f(\vartheta)$ die vom Streuwinkel ϑ abhängende komplexe Streuamplitude ist (→ quantenmechanische Streutheorie) und das positive bzw. negative Vorzeichen zu wählen ist, wenn der Gesamtspin beider Teilchen gerade bzw. ungerade ist. Sie berücksichtigt die Interferenz zwischen dem Rutherford-Anteil und dem Austauschterm, der wegen der Ununterscheidbarkeit identischer Teilchen quantenmechanisch z. B. bei der Streuung von Elektronen an Elektronen oder von α-Teilchen an He-Kernen möglich wird.

Die Mottsche S. wurde auf die hochenergetische Streuung von Elektronen an Protonen erweitert und liefert die relativistische Korrektur zur Rutherfordschen S.:

$$\sigma_M(\vartheta) = \sigma_R(\vartheta)\cos^2(\vartheta/2)/[1 + 2v^2\sin^2(\vartheta/2)], \quad (6)$$

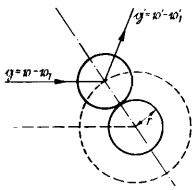
wobei $\sigma_R(\vartheta)$ der Rutherfordsche differentielle Wirkungsquerschnitt ist. Die Struktur der Nukleonen, die z. B. bei der hochenergetischen Elektron-Nukleon-Streuung eine Rolle spielt,

wird hierbei durch die Rosenbluthsche S. (→ elektromagnetische Formfaktoren) widergespiegelt.

d) Die *Thomsonsche S.* drückt den Wirkungsquerschnitt der kohärenten Streuung von monochromatischem Licht der Wellenlänge λ an freien Elektronen aus:

$$\sigma = (8\pi/3)\, r_0^2[1 + (4\pi r_0/3\lambda)^2]^{-1}, \qquad (7)$$

wobei $r_0 = e^2/mc^2\, 4\pi\varepsilon_0$ der klassische Elektronenradius ist und die Wellenlänge λ sehr groß gegenüber r_0 sein muß, so daß in guter Näherung $\sigma \approx 8\pi r_0^2/3 = 6{,}65 \cdot 10^{-25}$ cm folgt. Wenn λ von der gleichen Größenordnung wie r_0 oder sehr viel kleiner als r_0 wird, versagt die klassische Elektrodynamik; die Thomsonsche S. ist dann durch die → Klein-Nishina-Formel zu ersetzen, die mit Hilfe der Quantenelektrodynamik abgeleitet werden kann.



1 Streuung elastischer, starrer Kugeln im Massenmittelpunktsystem

Streukoeffizient, → ionisierende Strahlung 1.2.).

Streulänge, *Fermische Streulänge*, die für niederenergetische elastische Streuung durch den Grenzwert des totalen Streuquerschnitts $\lim_{k\to 0} \sigma_{el}(k) = 4\pi a^2$ bei verschwindendem Impulsübertrag k definierte Größe a, die im Fall der Streuung an einer undurchdringlichen Kugel mit deren Radius $R = a$ zusammenfällt. Da für niedere Energien von den partiellen Streuamplituden $f_l = \dfrac{1}{2ik}(\exp(2i\delta_l) - 1)$ nur f_0 wesentlich von Null verschieden ist, gilt $f \approx f_0 \approx \delta_0/k = -a$, wobei δ_l die Streuphasen sind; genauer gilt $k \operatorname{ctg} \delta_0(k) = -1/a + bk^2/2$, wobei b als *effektive Reichweite des Streupotentials* bezeichnet wird (→ quantenmechanische Streutheorie).

Lit. Brink: Kernkräfte (Berlin, Oxford, Braunschweig 1971).

Streulichtmessung, → Tyndall-Effekt.

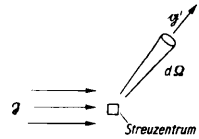
Streumatrix, svw. S-Matrix.

Streumessung, → Coulomb-Vielfachstreuung.

Streuoperator, svw. S-Matrix.

Streuparameter, → Streuung.

Streuphasen, Phasenverschiebungen δ_l im asymptotischen Verlauf der radialen Wellenfunktionen gegenüber den Radialfunktionen eines freien Teilchens als Folge des Streupotentials bei der Potentialstreuung eines quantenmechanischen Teilchens. Die energieabhängigen S. für alle zu verschiedenen Drehimpulsquantenzahlen l gehörenden Partialwellen bestimmen vollständig den asymptotischen Verlauf der Wellenfunktion und damit die im allgemeinen energie- und winkelabhängige Streuamplitude, aus der der differentielle Streuquerschnitt $\dfrac{d\sigma}{d\Omega}$ je Raumwinkelelement berechnet werden kann. Es gilt $\dfrac{d\sigma}{d\Omega} = \left|\sum_{l=0}^{\infty} \dfrac{2l+1}{k} e^{i\delta_l} \sin\delta_l\right|^2$, wobei k die Wellenzahl ist (→ quantenmechanische Streutheorie).

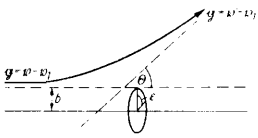


3 Zur Definition des Streuquerschnitts

Streuphasenanalyse, → quantenmechanische Streutheorie.

Streuquerschnitt, der Wirkungsquerschnitt für einen Streuprozeß. Der S. dient zur quantitativen Beschreibung der → Streuung.

Bei der Streuung von Teilchen stehen die beiden Teilchen mit den Massen m_1 und m_2 miteinander in Wechselwirkung. Dieses (klassische) Zweikörperproblem wird als Streuung eines Teilchens mit der reduzierten Masse $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ an einem festen Streuzentrum auf ein Einkörperproblem zurückgeführt, indem man den Streu- oder Stoßprozeß im Schwerpunktsystem beschreibt: Im Falle elastischer gleich großer Kugeln mit dem Radius r tritt eine Streuung dann ein, wenn sich die Massenmittelpunkte auf eine Entfernung, die gleich dem doppelten Kugelradius ist, einander annähern, oder mit anderen Worten, wenn die ursprüngliche Bahn des Massenmittelpunktes des zweiten als elastische Kugel gedachten Moleküls innerhalb des gestrichelten Kreises mit dem Radius $2r$ liegt (Abb. 1). Der S. hat dann die Größe $4\pi r^2$, ist also unmittelbar durch die geometrischen Abmessungen der Kugeln gegeben. Im allgemeinen sind die Wechselwirkungskräfte, die zwei Teilchen, z. B. zwei Elektronen oder zwei Moleküle, aufeinander ausüben, stetige Funktionen des Abstandes der Teilchen (→ Molekülmodelle der Gastheorie) und besitzen eine Reichweite, die über die geometrischen Abmessungen der Teilchen hinausgeht. Der Streuprozeß wird durch den Stoßparameter b und den Streuwinkel θ charakterisiert. Der *Stoßparameter* ist der Abstand, in dem die beiden betrachteten Teilchen bei fehlender Wechselwirkung aneinander vorbeifliegen würden. Der *Streuwinkel* ist der Winkel zwischen den Relativgeschwindigkeiten der wechselwirkenden Teilchen vor bzw. nach dem Stoß $\vec{g} = \vec{v} - \vec{v}_1$ und $\vec{g}' = \vec{v}' - \vec{v}_1'$ oder mit anderen Worten der Winkel der Bahnasymptoten der beiden am Stoß beteiligten Teilchen (Abb. 2). Infolge der Invarianz der Gleichungen der klassischen Mechanik gegen Zeitumkehr ist auch ein inverser Stoß möglich, bei dem die Rollen von $\vec{g}$ und $\vec{g}'$ vertauscht sind. Man kann in der klassischen Mechanik durch Integration der Bewegungsgleichung den Streuwinkel θ in Abhängigkeit vom Stoßparameter b berechnen und dadurch den Streuprozeß quantitativ charakterisieren.



2 Stoß zweier Teilchen im Massenmittelpunktsystem

Der *differentielle S.* ist das Verhältnis der Zahl der Teilchen, die in der Zeiteinheit in den Raumwinkel $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varepsilon$ gestreut werden, zur Zahl der Teilchen, die in der Zeiteinheit durch eine Fläche von 1 cm² auf das Streuzentrum auftreffen (Abb. 3). ε ist der Azimutwinkel (s. Abb. 2). Integration des differentiellen S.s über alle Winkel liefert den *totalen S.* Der so definierte S., manchmal auch *Stoßquerschnitt* genannt, hat die Dimension einer Fläche und wird mitunter, da er nicht wie beim Stoß starrer Kugeln unmittelbar mit den geometrischen Ausmaßen der betrachteten Teilchen zusammenhängt, als *effektiver S.* bezeichnet. In der klassischen Mechanik kann man den S. aus der Abhängigkeit des Streuwinkels vom Stoßparameter berechnen.

In der Quantenmechanik wird der Begriff Stoßparameter sinnlos, da sich Teilchenbahnen

nicht angeben lassen. Die Angabe des S.s ist die einzige Möglichkeit, den Streuprozeß quantitativ zu charakterisieren. Die quantitative Beschreibung der Stärke der Streuung und der Winkelverteilung der gestreuten Teilchen wird im Falle einer elastischen Streuung, bei der die ursprünglichen Teilchen erhalten bleiben und der Energiesatz gilt, durch den effektiven S. geliefert. Bei unelastischer Streuung, z. B. bei Anregungs-, Ionisations- oder Rekombinationsprozessen, die vor allem in der Plasmaphysik eine große Rolle spielen, ist die Bezeichnung *Wirkungsquerschnitt* als Verallgemeinerung des Begriffes S. üblich.

Die Berechnung des S.s in der Quantentheorie erfolgt durch die quantenmechanische Streutheorie. Der explizite Ausdruck für den S. wird mitunter als *Streuformel* bezeichnet. Am bekanntesten ist die Rutherfordsche → Streuformel für die Streuung elektrisch geladener Teilchen infolge der Coulomb-Wechselwirkung.

Streuspannung, bei Transformatoren und anderen Wechselstrommaschinen und -geräten die vom Streufluß in der erregenden Spule induzierte Spannung. Entsprechend ihrer Wirkung auf das Strom-Spannungs-Verhalten einer Zweiwicklungsanordnung wird die S. auch als induktiver Spannungsabfall oder Streuspannungsabfall bezeichnet und eine entsprechende Streuinduktivität bzw. Streureaktanz definiert.

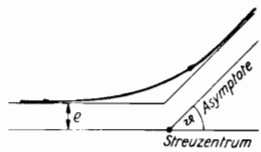
Streustrahlung, jede Art Strahlung, die infolge von materiellen Hindernissen aus ihrer ursprünglichen Richtung nach vielen verschiedenen Richtungen gestreut, d. h. abgelenkt wird. Röntgen- oder γ-Strahlen, aber auch Teilchenstrahlen bilden nach ihrem Durchgang durch Materie als Ergebnis ihrer Wechselwirkung eine S. Beim Durchstrahlen von kolloidalen Lösungen, Dunst, geringem Nebel u. a. mit Licht entsteht eine S. Als S. bezeichnet man auch das (unerwünschte) Austreten der in einem bestimmten Volumen (z. B. Hohlraumresonator, Antennenrichtstrahl) konzentrierten elektromagnetischen Wellen. → Streuung, → Störstrahlung.

Streutheorie, → quantenmechanische Streutheorie.

Streuung, 1) Physik: A) allgemein die Ablenkung eines Teils eines in einer bestimmten Richtung laufenden, scharf gebündelten Teilchenstrahls bzw. einer ebenen Welle mit fester Wellenzahl beim Durchgang durch Materie, wobei sich die Intensität in der ursprünglichen Strahlungsrichtung zugunsten der Intensität der Streustrahlung vermindert. Dabei kann die streuende Materie sowohl als korpuskulares als auch als kontinuierlich zu behandelndes Objekt angesehen werden; in diesem Sinne ist z. B. auch die Beugung elektromagnetischer Wellen (s. u.) als S. aufzufassen. Einengend spricht man daher gewöhnlich von S., wenn, die streuende Materie korpuskular aufgefaßt, der Elementarvorgang der S., die *Einzelstreuung*, als Wechselwirkung der Strahlung mit einem einzelnen „Streuzentrum", etwa einem Atom, einem Atomkern oder einem Korpuskel, erfolgt, das mathematisch oft durch ein (meist kugelsymmetrisches) Potential charakterisiert werden kann (Potentialstreuung). Die S. kann je nach den Umständen im Teilchen- oder im Wellenbild betrachtet werden.

Im Teilchenbild besteht der einzelne Streuvorgang in der Ablenkung der einzelnen Teilchen um den *Streuwinkel* ϑ (der streng genommen als Symmetrieachse eines Raumwinkelelements zu verstehen ist). Im Ergebnis vieler Einzelstreuungen resultiert eine bestimmte Winkelverteilung der gestreuten Teilchen (→ Wirkungsquerschnitt, → Streuquerschnitt, → Streuformel).

Die Einzelstreuung kann auch in Verallgemeinerung des Begriffs als Stoßvorgang des Teilchens am (ruhenden) Streuzentrum aufgefaßt werden; der Abstand ϱ der Asymptote des einfallenden Teilchens von der durch das Streuzentrum gehenden Parallelen wird daher häufig als *Stoß-* oder *Streuparameter* bezeichnet (Abb. 1).



1 Teilchenstreuung (schematisch)

Im Teilchenbild kann die Ablenkung eines Teilchens, das nahe an einem anderen Teilchen vorbeifliegt, aus seiner ursprünglichen Flugbahn auch klassisch beschrieben werden (*Teilchenstreuung*). Die Stärke der Ablenkung hängt dabei vom Grad der Annäherung der Teilchen und von den Wechselwirkungskräften ab, die die Teilchen aufeinander ausüben. Man kann deshalb durch Streuuntersuchungen Aufschluß über die Wechselwirkungskräfte der Teilchen untereinander gewinnen. In der Praxis wird bei derartigen Streuexperimenten ein Teilchenstrahl auf ein als Streuzentrum wirkendes Materiestück gerichet und die Intensität der gestreuten Teilchen in den verschiedenen Richtungen gemessen. Auf diesem Wege gelang es Rutherford 1911 durch den Vergleich von experimentellen Ergebnissen mit der Rutherfordschen Streuformel, Aussagen über die Größenordnung des Atomkerns zu erhalten.

Im Wellenbild besteht der einzelne Streuvorgang dagegen in der Emission einer Kugelwelle (*Streuwelle*) aus dem Streuzentrum mit einer richtungsabhängigen Amplitude (*Streuamplitude*) als Folge des Überstreichens des Zentrums durch die ebene Welle des einlaufenden Strahls. Die Winkelverteilung der S. ergibt sich dann aus der Richtungsabhängigkeit der Intensität der Streuwelle, die übrigens das direkte Analogon der Huygensschen Sekundärwellen im Falle des Lichts ist. Bei der quantenmechanischen Beschreibung der S. werden beide Bilder in gleicher Weise benutzt (→ quantenmechanische Streutheorie).

Arten der S. Je nach Art des Energieaustausches spricht man von *elastischer S.*, wenn bei den Einzelstreuungen weder die Teilchen noch das Streuzentrum außer der Änderung des Impulses keine inneren Änderungen, wie Anregungen, Ionisierung o. ä., erleiden und die ursprünglichen Teilchen also erhalten bleiben; andernfalls heißt die S. *unelastisch oder inelastisch*. Die elastische S. kann über einen Compoundzustand verlaufen, d. i. die *compoundela-*

stische S., oder auch nicht, d. i. die *formelastische S.* Erfolgt die elastische S. am Potentialsprung an der Kernoberfläche, so wird sie als *Potentialstreuung* bezeichnet. Bei der unelastischen S. überträgt das einfallende Teilchen einen Teil seiner Energie dem Kern des Streumediums, der sich dadurch nach der S. z. B. in einem angeregten Zustand befindet und von diesem Zustand aus möglicherweise unter γ-Emission zerfällt.

Die S. heißt *kohärent*, wenn die verschiedenen Streuwellen feste Phasenbeziehungen zur einlaufenden Welle – und damit auch untereinander – haben, so daß sie miteinander interferieren können; andernfalls heißt die S. *inkohärent*.

Man spricht bei der Lichtstreuung von kohärenter S., wenn die Frequenz des Lichtes beim Streuprozeß konstant bleibt. Wird dagegen die Frequenz des Lichts beim Streuprozeß geändert und die Energie mit dem Streuzentrum ausgetauscht, wie beim Compton-Effekt, heißt diese S. inkohärent.

Bei dicken Materieschichten werden die einzelnen Teilchen nicht nur einmal gestreut (*Einfachstreuung*), sondern die Teilchen erleiden mehr als eine einzige Wechselwirkung, d. h., sie werden mehrfach gestreut; man spricht dann von *Mehrfach-* oder *Vielfachstreuung*. Mit der Vielfachstreuung von Neutronen- oder Elektronenwellen befaßt sich die → dynamische Theorie. Die *Rückstreuung*, eine Art der Mehrfachstreuung, bewirkt, daß in einem Kernstrahlungsdetektor nicht nur Strahlung registriert wird, die unmittelbar zum Detektor gelangt, sondern auch Teilchen oder Quanten, deren ursprüngliche Richtung nicht auf den Detektor gerichtet war. Die Rückstreuung muß vor allem bei β-Präparaten berücksichtigt werden. Sie ist von der Art und Dicke des Präparates, der Energie seiner Strahlung und der Schichtdicke des Präparatträgers abhängig (→ ionisierende Strahlung 2.3). Sie wird minimal bei Verwendung sehr dünner Präparate mit dünnen, leichten Trägern. Eine Vielfachstreuung von Elementarteilchen in Spurennachweisinstrumenten kann gegebenenfalls zu fehlerhaften Interpretationen führen, da sie möglicherweise eine gleichmäßige Bahnkrümmung infolge des anliegenden Magnetfeldes vortäuschen kann und dann etwa zu falschen Masseberechnungen der Teilchen führt; die Kenntnis der Vielfachstreuung ist auch für die Theorie der Abschirmung strahlender Objekte, z. B. von Kernreaktoren, von Bedeutung.

Als *Zweifach-* oder auch *Doppelstreuung* bezeichnet man die Ablenkung eines Teilchenstrahls an zwei verschiedenen Targets. Dabei fliegt das am ersten Target abgelenkte Teilchen auf ein zweites Target, wo es nochmals gestreut wird. Mit dieser Methode der Zweifachstreuung läßt sich bei Vorhandensein einer Spin-Bahn-Kopplung die Kernpolarisation nachweisen.

In der Elementarteilchenphysik spielen Streuprozesse (Stoßprozesse) zwischen den Elementarteilchen eine zentrale Rolle, wobei man allgemeiner nicht nur die S. zweier, sondern mehrerer Teilchen verschiedener oder gleicher Sorte an zwei oder mehreren Teilchen betrachtet, die nicht notwendig mit den einlaufenden Teilchen identisch sein müssen (inelastische S.). Auch die Zerfälle der Elementarteilchen können in dieses Bild eingefügt werden, da die zerfallenden Teilchen als infolge eines inelastischen Stoßes angeregte Teilchen aufgefaßt werden können und tatsächlich auch so bei Elementarteilchenreaktionen entstehen (→ Streuexperiment, → S-Matrix).

B) speziell je nach den beteiligten Teilchen oder Quanten bezeichnete kernphysikalische Vorgänge.

1) *Rutherford-Streuung* besteht in der S. eines elektrisch geladenen Teilchens an einem anderen unter der Wirkung der elektrostatischen Coulomb-Kraft (deshalb auch als *Coulomb-Streuung* bezeichnet) zwischen beiden. Die Rutherford-Streuung von α-Teilchen an Atomen führte Rutherford zur Konzeption des Rutherfordschen Atommodells. Sowohl die klassische Mechanik als auch die Quantenmechanik führen übereinstimmend zu der Rutherfordschen → Streuformel für den partiellen Wirkungsquerschnitt. Wenn bei hinreichend hoher kinetischer Energie (einige MeV) das α-Teilchen die Coulomb-Schwelle des beschossenen Kerns überschreitet, tritt zusätzlich zur Rutherford-Streuung am elektrostatischen Feld des Atomkerns noch eine S. am Kernkraftpotential auf, so daß der Wirkungsquerschnitt von der Rutherfordschen Streuformel abweicht. Aus dem Einsatzpunkt dieser wegen der Abweichung von der Rutherford-Streuung als anomal bezeichneten S. kann der → Kernradius bestimmt werden.

2) Als *Kernstreuung* wird die Ablenkung eines Teilchens aus seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung durch Wechselwirkung mit einem Atomkern bezeichnet. Die Winkelverteilung der Intensität $I(\vartheta)$ der gestreuten Teilchen in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ liefert Informationen über den Streuprozeß und den Kern. Bei kleinen Energien überwiegt die Rutherford-Streuung stark, bis bei einigen MeV Energie der geladenen Teilchen wegen der Kernkräfte Abweichungen auftreten. Wird das Teilchen vom Kern absorbiert, so beobachtet man neben Kernreaktionen auch *compoundelastische S.*, d. h., ein Teilchen gleicher Art und gleicher Energie wie das eindringende wird vom Kern wieder emittiert. Compoundelastische S. tritt resonanzartig auf. Bei Energien von 1 bis 5 MeV beobachtet man sehr schmale Resonanzen, die sich auf einem hohen Untergrund befinden, der durch Kernpotential- und Rutherford-Streuung gebildet wird. Diese drei Anteile der S. geladener Teilchen interferieren. Dabei bilden sich charakteristische Resonanzen des Wirkungsquerschnitts. Den Teil der elastischen Streuung, der nicht über die Bildung eines Compoundkerns verläuft, bezeichnet man als *Potentialstreuung* oder *formelastische* S.

Da es keine Feldtheorie der Kernkräfte gibt, die alle experimentellen Daten quantitativ richtig beschreibt, wird in der phänomenologischen Behandlung der Kernstreuung mit Kernpotentialen willkürlicher Größe, Radialabhängigkeit u. dgl. gearbeitet, um die theoretische Beschreibung mit den experimentellen Daten in Übereinstimmung zu bringen. Die Kernstreuung ist wesentlich spinabhängig, gestattet also in Experimenten der Doppelstreuung Aussagen über die Polarisation des Kerns und des gestreuten

Teilchens. Der Kernstreuung ist stets eine Coulomb-Streuung überlagert.

3) Trifft ein Neutronen- oder Protonenstrahl auf ein Target aus Wasserstoff, dann beobachtet man eine Neutron-Proton-Streuung oder eine Proton-Proton-Streuung. Beide S.en werden mit dem Oberbegriff *Nukleon-Nukleon-Streuung* bezeichnet, weil in beiden Fällen Nukleonen an Nukleonen gestreut werden. Bei niedrigen und mittleren Energien tritt ausschließlich elastische S. auf, während bei Energien der einfallenden Teilchen von etwa 300 MeV auch inelastische Prozesse einsetzen. Bei diesen Energien werden Mesonen ausgesendet. Man bestimmt experimentell den Wirkungsquerschnitt, die Winkelverteilung und die Polarisation der gestreuten Protonen und Neutronen in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Strahls. Damit erhält man Aussagen über das Potential und somit über die Nukleon-Nukleon-Kräfte. Weil kein Target genügend hoher Neutronendichte zur Verfügung steht, ist eine *Neutron-Neutron-Streuung* bisher nicht praktisch verwirklicht worden.

Die Wechselwirkung zwischen zwei Protonen läßt sich nur mit Hilfe der *Proton-Proton-Streuung* untersuchen, weil kein gebundenes Diproton ($^2_2$He) existiert. Bei niedrigen Energien liefert die Proton-Proton-Streuung Aussagen über die Kernkräfte. Es tritt hier neben der S. am Coulomb-Potential eine S. am Kernpotential und Interferenz zwischen beiden Anteilen auf. Der Einfluß der Kernstreuung nimmt mit wachsender Energie zu. Ein Vergleich von Neutron-Proton-Streuung und Proton-Proton-Streuung zeigte nach Subtraktion der Coulomb-Wechselwirkung keine wesentlichen Unterschiede zwischen beiden, woraus zu schließen ist, daß die Kernkräfte unabhängig von der Nukleonenladung sind. Bei hohen und höchsten Energien wird die de-Broglie-Wellenlänge der Protonen so klein, daß man mit diesen Protonen das innere Kraftfeld eines Nukleons untersuchen kann. Für Protonenenergien von 100 MeV beträgt die Wellenlänge $\lambda \approx 10^{-13}$ cm. Deshalb ist die hochenergetische Proton-Proton-Streuung besonders für Nukleonenstrukturuntersuchungen bedeutungsvoll. Oberhalb einer Energie von 300 MeV treten neben der elastischen S. auch Anregungen der Nukleonen und Emission von Mesonen auf. Bei einer Schwerpunktsenergie von $\approx$ 290 MeV hat der Wirkungsquerschnitt der unelastischen Wechselwirkung eine Resonanz. Nach der Gleichung $p + p \rightarrow p + \pi^+$ kommt es zur Erzeugung von π-Mesonen. Bei höheren Energien sind noch eine Vielzahl anderer unelastischer Prozesse möglich, die zur Erzeugung mehrerer Mesonen führen. Es handelt sich dabei z. B. um folgende Reaktionen: $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$; $p + p \rightarrow p + p + \pi^0 + \pi^0$; $p + p \rightarrow n + n + \pi^+ + \pi^+$; $p + p \rightarrow n + p + \pi^+ + \pi^0$.

4) Die *Neutronenstreuung* geschieht an den Atomkernen. Während bei niedrigen Neutronenenergien ($\lesssim$ 1,5 MeV) elastische Streuung mit nahezu isotroper Winkelverteilung stattfindet, tritt bei höheren Neutronenenergien auch → unelastische Neutronenstreuung, eventuell von Kernreaktionen begleitet, mit stark veränderlicher Winkelverteilung auf. Neben Untersuchungen über die Kernstruktur, z. B. mit Hilfe der bei → Resonanzstreuung entstehenden → Neutronenresonanzen, erlaubt die Neutronenstreuung mit hinreichend langsamen Neutronen die Aufklärung der Struktur bzw. der inneren Dynamik von Festkörpern, Makromolekülen u. a. (→ Neutronenstreuung in Festkörpern) und mittels der → Kleinwinkelstreuung die Untersuchung von Volumenbereichen unterschiedlicher Elektronendichte. Dabei ist eine direkte Ausmessung der Dispersionsrelation von Gitterschwingungen und Spinwellen möglich. Bei diesen Untersuchungen ist die Neutronenstreuung allerdings nicht mehr scharf von der → Neutronenbeugung zu trennen.

Die *magnetische Neutronenstreuung* beruht auf der Wechselwirkung des magnetischen Momentes des Neutrons mit den atomaren magnetischen Momenten, d. h. mit der Atomhülle. Mit ihrer Hilfe werden vor allem Festkörper untersucht. a) Bei der *elastischen magnetischen Neutronenstreuung* wird die Winkelverteilung möglichst polarisierter Neutronen, die ohne Energieverlust gestreut werden, gemessen. Die Auswertung erfolgt analog zu Röntgenstrukturuntersuchungen. Bei einem magnetisch geordneten Kristall erhält man im allgemeinen zusätzliche, vom Magnetfeld und von der Polarisation der Neutronen abhängige Reflexe. Es können die Größe der magnetischen Momente, ihre Orientierung gegeneinander und gegenüber den Kristallachsen (→ magnetische Struktur) sowie ihre räumliche Verteilung (Lokalisierung) bestimmt werden. b) Bei der *inelastischen magnetischen Neutronenstreuung* werden → Spinwellen angeregt. Wegen des Energie- und Impulssatzes kann man aus der Energie- und Impulsänderung der Neutronen die Dispersionsrelation der Spinwellen bestimmen. c) Die *kritische magnetische Neutronenstreuung* tritt in der Umgebung des Curie- oder Néel-Punktes auf. Sie zeigt, daß die magnetischen Reflexe der elastischen magnetischen Neutronenstreuung an diesem Punkt nicht verschwinden, d. h., daß kurz oberhalb der kritischen Temperatur die Ordnung noch nicht vollständig zerstört ist, sondern daß zunächst noch eine starke Nahordnung zwischen benachbarten Momenten besteht. Auch die durch die Spinwellen bedingten Reflexe bleiben erhalten. Da die Spinwellen aber stark gedämpft sind, sind die Reflexe sehr schwach und verwaschen.

5) Die *S. von Ladungsträgern in Festkörpern* besteht im Einfluß der dynamischen und statischen Gitterirregularitäten auf die Bewegung der freien Ladungsträger im Kristallgitter und ist ein wichtiger Teilaspekt des Ladungstransports im Festkörper. Jede Störung der genauen räumlichen Periodizität des Kristallpotentials führt zu dieser S.; Ladungsträger im völlig ungestörten idealen Gitter würden unter der Wirkung eines äußeren elektrischen Feldes keine stationäre mittlere Geschwindigkeit annehmen. Erst durch *Streuprozesse* können die Ladungsträger die aus dem elektrischen Feld aufgenommene Energie an das Gitter abgeben, wodurch eine stationäre Geschwindigkeitsverteilung möglich wird.

Der Streu- oder Stoßprozeß wird durch die Übergangswahrscheinlichkeit beschrieben, mit

der die Ladungsträger unter der Wirkung einer bestimmten Störung aus einem Quantenzustand $|\vec{k}\nu\rangle$ in einen Zustand $\langle\vec{k}'\nu'|$ übergehen. Dabei sind ν und ν' die Bandindizes vor und nach dem Stoß, $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ die Ausbreitungsvektoren vor und nach dem Stoß.

Interbandstreuung ist durch Übergänge mit $\nu \neq \nu'$, *Intrabandstreuung* durch solche mit $\nu = \nu'$ gekennzeichnet. Die *elastische S. von Ladungsträgern* enthält nur solche Übergänge, bei denen die Ausbreitungsvektoren $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ auf einer Fläche konstanter Energie liegen; alle übrigen Übergänge werden als *unelastische S.* bezeichnet. Die Annahme elastischer S. vereinfacht zwar die Berechnung des Stoßterms, ist aber nur dann eine gute Näherung, wenn die Energieänderungen bei den Übergängen klein im Vergleich zur thermischen Energie der Ladungsträger sind.

S. an Gitterschwingungen. Die Wechselwirkung der Kristallelektronen mit den Gitterschwingungen, die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, wird durch den Operator $\hat{H}_{EP}$ beschrieben. Dies ist die Potentialdifferenz für das Elektron im durch Gitterschwingungen verzerrten und unverzerrten Kristall. In den zu berechnenden Übergangsmatrixelementen

$$\langle f|\hat{H}_{EP}|i\rangle \qquad (1)$$

enthalten die Wellenfunktionen $|i\rangle = |\ldots n_{w\alpha}\ldots; \vec{k}\nu\rangle$ und $\langle f| = \langle\vec{k}'\nu'; \ldots n'_{w\alpha}\ldots|$ neben den Elektronenanteilen noch Phononanteile $n_{w\alpha}$ und $n'_{w\alpha}$, die die Anzahl der Phononen der Sorte $(\vec{w}, \alpha)$ vor und nach dem Stoß angeben. Dabei ist $\vec{w}$ der Phonon-Ausbreitungsvektor, und α kennzeichnet den Schwingungszweig des beteiligten Phonons. In linearer Näherung, d. h. näherungsweise als lineare Funktion der Verrückungen der Atome aus ihren Gleichgewichtslagen betrachtet, eignet sich der Operator $\hat{H}_{EP}$ zur Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten für Übergänge $\vec{k} \to \vec{k}'$, wobei sich die Zahl der Phononen um 1 ändert: $n'_{w\alpha} = n_{w\alpha} \pm 1$, d. h., ein Phonon der Sorte $(\vec{w}, \alpha)$ wird emittiert oder absorbiert. Bei diesen Übergängen müssen Energie- und Quasiimpulssatz erfüllt sein: $E_k - E_{k'} \pm \hbar\omega_{w\alpha} = 0$, $\vec{k} - \vec{k}' \pm \vec{w} = 0$ bzw. $\vec{K}$. Dabei ist $\vec{K}$ ein Vektor im reziproken Gitter, $\hbar\omega_{w\alpha}$ ist die Energie des emittierten bzw. absorbierten Phonons, wobei $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante ist. Wenn $\hbar\omega_{w\alpha}$ im Vergleich zu den Bandabständen klein ist, sind alle Streuprozesse Intrabandübergänge.

Die Formel für die Übergangswahrscheinlichkeit $W(\vec{k}', \vec{k})$ stellt eine Summe über alle mit dem Quasiimpulssatz verträglichen Möglichkeiten dar. Streuprozesse ohne Beteiligung eines Vektors im reziproken Gitter werden *Normalprozesse* genannt; alle übrigen Streuprozesse, also Übergänge unter Mitbeteiligung eines Vektors im reziproken Gitter in der Impulsbilanz, heißen *Umklappprozesse*. Typische Halbleiter, wie Silizium und Germanium, haben mehrere äquivalente Minima im gleichen Leitungsband (→ Bändermodell), die mit Elektronen besetzt sind, also Täler (Valleys). Durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung können Elektronen von einem Tal in ein anderes gestreut werden. Dieser Streuvorgang heißt *Intervalleystreuung*. In Silizium kann Intervalleystreuung nur in Form von Umklappprozessen stattfinden. Bei *Intravalleystreuung* liegen $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ im gleichen Tal. Die Valenzbänder in Halbleitern weisen bei $\vec{k} = 0$ Bandentartung auf, so daß in p-Leitern neben *Intrabandstreuung* auch → *Interbandstreuung* zu berücksichtigen ist.

Die detaillierte Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten wurde mit verschiedenen Modellen für $\hat{H}_{EP}$ ausgeführt. Für Halbleiter mit kovalenter Bindung hat sich die *Deformationspotentialtheorie* von Bardeen und Shockley zur Beschreibung der Streuung an langwelligen Phononen bewährt. Der Kristall wird als elastisches Kontinuum mit annähernd gleicher Deformation in benachbarten Raumbereichen aufgefaßt. Man geht davon aus, daß die potentielle Energie der Ladungsträger eines Bandes durch die mit den Gitterschwingungen einhergehende Kristalldeformation beeinflußt wird. Experimentelle Anhaltspunkte hierfür geben z. B. durch statische Druckanwendung hervorgerufene Bandkantenverschiebungen. Die Energiekorrektur wird im allgemeinen in erster Näherung bezüglich der Entwicklung in der Umgebung einer Bandkante berücksichtigt. Einfache Symmetrieüberlegungen zeigen, daß für sphärische Energieflächen des ungestörten Kristalls die Energieänderung in dieser Näherung nur von der Form $\hat{H}_{EP} = C_1 \operatorname{div} \vec{s}$ sein kann. Der Vektor $\vec{s}(\vec{r})$ gibt die Verschiebung des Punktes $\vec{r}$ unter der Wirkung der homogenen Deformation an. Die Bildung $\operatorname{div} \vec{s}$ entspricht der relativen Volumenänderung, der Gitterdilatation. Die Konstante C_1, die Deformationspotentialkonstante, ist die Verschiebung der Bandkantenenergie, bezogen auf die Gitterdilatation. Für nichtsphärische Energieflächen, z. B. in der Umgebung der Leitungsbandtäler von Silizium oder Germanium, sind zwei Deformationspotentialkonstanten zur Beschreibung von $\hat{H}_{EP}$ erforderlich. In Silizium und Germanium sind die Deformationspotentialkonstanten von der Größenordnung 10 eV.

Um die Berechnung von $\hat{H}_{EP}$ auszuführen, muß bei akustischen Phononen für $\vec{s}$ einer der 3 Zweige der akustischen Wellen eingesetzt werden: $\vec{s}_\lambda(\vec{r}) = s_\lambda \vec{e}_\alpha e^{i(\vec{w}\vec{r}-\omega t)}$; $(\alpha = 1, 2, 3)$. Dabei sind $\vec{e}_\lambda$ orthogonale Polarisationsvektoren. Aus der Bildung $\operatorname{div} \vec{s}_\lambda = i\vec{w}\vec{s}_\lambda$ erkennt man, daß nur der longitudinale Schwingungszweig $\vec{e}_\lambda \| \vec{w}$ zu $\hat{H}_{EP}$ beiträgt. Innerhalb der hier eingeführten Näherungen treten die Elektronen also nur mit longitudinalen Phononen in Wechselwirkung. Für die quantenmechanische Übergangswahrscheinlichkeit in erster Näherung der *Diracschen Störungstheorie*

$$W(\vec{k}', \vec{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|\hat{H}_{EP}|i\rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \qquad (2)$$

ergibt sich bei alleiniger Berücksichtigung der Normalprozesse $W(\vec{k}', \vec{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} C_1^2 |\vec{w}|^2 s_1^2$.

Hierbei ist s_1 die longitudinale Schallamplitude. Nach der strengen Theorie der Schallquanten entspricht das Quadrat der Schallamplitude der Größe $\frac{\hbar}{2\varrho\omega_w} \cdot \begin{cases} \bar{n}_w & \text{für Phononenabsorption,} \\ \bar{n}_w + 1 & \text{für Phononenemission.} \end{cases}$

Dabei ist ϱ die makroskopische Dichte des Kristalls und $\bar{n}_w \quad \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_w}{k_B T}\right) - 1\right]^{-1}$ die Phono-

nendichte im thermodynamischen Gleichgewicht, wobei k_B die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur ist. In der Näherung $\hbar\omega_w \ll k_B T$ ist $\bar{n}_w \approx \bar{n}_w + 1 \approx \frac{k_B T}{\hbar\omega_w}$; der Streuprozeß kann in dieser Näherung als elastisch betrachtet werden. Emissions- und Absorptionsprozeß zusammengefaßt ergeben somit $W(\vec{k}', \vec{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} C_l^2 \frac{k_B T}{\varrho v_l^2}$. Dabei wurde $\frac{\omega_w}{|\vec{w}|}$ durch die Schallgeschwindigkeit v_l der longitudinalen Wellen ersetzt.

In Kristallen mit mehr als einem Atom je Elementarzelle müssen die dort möglichen optischen Phononen in der Elektron-Phonon-Wechselwirkung mit berücksichtigt werden. Bei ihrer Behandlung im Deformationspotentialmodell sind zwei Besonderheiten zu berücksichtigen, und zwar sind die beteiligten Phononenergien im allgemeinen zu groß, um eine elastische S. annehmen zu können; ferner ist die Darstellung des Operators $\hat{H}_{Ep}$ als reine Gitterdilatation eine unbrauchbare Näherung, da gerade die divergenzfreien Anteile von $\vec{s}(\vec{r})$ wichtig sind. In Verbindungshalbleitern, z. B. in GaAs, ist den Bestandteilen eine unterschiedliche elektrische Ladung zuzuordnen. Dadurch erzeugen die bei optischen Schwingungen im wesentlichen gegeneinander schwingenden Bestandteile einer Elementarzelle eine Polarisation. Die Wechselwirkung der Elektronen mit dieser Polarisation wird durch ein Coulomb-Potential beschrieben, das um so größer ist, je stärker der Ionenbindungscharakter der Verbindung ausgeprägt ist. Nimmt man eine Ionenladung $\pm eZ$ an, so daß Z^2/a von der Größenordnung der Deformationspotentialkonstanten ist (a sei die Gitterkonstante des Kristalls), so ist die Übergangswahrscheinlichkeit für polare optische S. um $(a|\vec{w}|)^{-2}$ größer als für Deformationspotentialstreuung. Der Betrag $|\vec{w}|$ des Phonon-Ausbreitungsvektors liegt in einem mit den Erhaltungsbedingungen für Energie und Quasiimpuls verträglichen Intervall. Für hohe Temperaturen T mit $k_B T \gg \hbar\omega_{opt}$ gilt $|\vec{w}| \leq 2|\vec{k}|$. Bei einem Größenvergleich für polaroptische S. und Deformationspotentialstreuung an akustischen Phononen ist außerdem noch der stark von der Temperatur abhängige Einfluß der Phononbesetzungsdichte $\bar{n}_{opt}$ und $\bar{n}_{ak}$ zu berücksichtigen. Im allgemeinen kann sich die Deformationspotentialstreuung gegenüber der polaren optischen S. nur unter der Bedingung $\bar{n}_{opt} \ll 1$, $\bar{n}_{ak} \gg 1$ durchsetzen. Die Wechselwirkung mit optischen Phononen findet dann nur in Form von Emissionsprozessen statt. *Mehrphononübergänge* sind theoretisch zu erwarten a) bei Berücksichtigung auch von nichtlinearen Anteilen des in Gleichung (1) eingehenden Potentials, b) bei Berücksichtigung der höheren Näherungen in Gleichung (2). Nach Herring kompensieren sich die durch a) und b) in $W(\vec{k}', \vec{k})$ eingehenden Mehrphononanteile teilweise.

Störstellenstreuung. Der wichtige Einfluß, den statische Gitterirregularitäten, an erster Stelle ionisierte Störstellen, auf den Ladungsträgertransport ausüben, erklärt die extrem hohen Anforderungen bezüglich Reinheit und Perfektion des Kristallgitters in Halbleitern. Er ist im Gegensatz zur „kristalleigenen" Wirkung der Gitterschwingungen durch Herstellungsbedingungen der Halbleiterkristalle beeinflußbar. Ionisierte Störstellen sind elektrisch geladene Zentren, vorwiegend bedingt durch Fremdatome, die im Kristall statistisch verteilt in Konzentrationen von 10^{11} bis 10^{20} cm^{-3} eingelagert sind. Die Konzentration der ionisierten Streuzentren entspricht bei völliger Ionisierung im allgemeinen der Konzentration der Donatoren bzw. Akzeptoren im Halbleiter. Die Wechselwirkung $\hat{H}_{El}$ der Elektronen mit dem Streuzentrum ist durch ein abgeschirmtes Coulomb-Potential $V = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0} e^{-\lambda r}$ zu beschreiben. Dabei ist ε die statische Dielektrizitätskonstante, e die Elementarladung, ε_0 die Influenzkonstante und r der Abstand zwischen Elektronen und Streuzentrum. Der Abschirmradius λ beschreibt den Einfluß der restlichen Elektronen auf das Streupotential und hängt von ihrer Konzentration n ab; er ist im Fall der Nichtentartung des Ensembles der Ladungsträger durch die Debye-Länge $\lambda = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 k_B T/e^2 n}$ gegeben.

Die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeit in erster Näherung nach der Störungstheorie erfolgt unter Verwendung von → Bloch-Funktionen. Die Übergangsmatrixelemente für die S. eines Elektrons am abgeschirmten Coulomb-Potential ergeben sich daraus zu

$$\langle \vec{k}'\nu' | \hat{H}_{El} | \vec{k}\nu \rangle = \int_{\Omega} \mathrm{d}^3\vec{r}\; U^*_{\vec{k}'\nu'}(\vec{r})\, U_{\vec{k}\nu}(\vec{r}) \times$$

$$\times \exp[\mathrm{i}(\vec{k} - \vec{k}')\vec{r}]\, \frac{e^2}{\Omega\varepsilon\varepsilon_0} \sum_{\vec{K}} \frac{\exp \mathrm{i}\vec{K}\vec{r}}{|\vec{K}|^2 + \lambda^2}.$$

Der letzte Faktor im Integral ist die Fourier-Entwicklung des Streupotentials. Wegen der im Vergleich zur Elektronenmasse großen Ionenmasse erfolgt die S. an Störstellen näherungsweise elastisch. Nach Integration wird

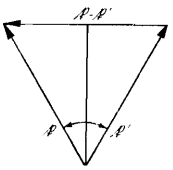
$$\langle \vec{k}'\nu' | \hat{H}_{El} | \vec{k}\nu \rangle = \frac{e^2}{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot \frac{J(k'\nu; \vec{k}\nu)}{|\vec{K}|^2 + \lambda^2}\, \delta_{\vec{K}, \vec{k}'-\vec{k}}$$

erhalten.

$$J(k'\nu; k\nu) = \Omega^{-1} \int_{\Omega} \mathrm{d}^3\vec{r}\; U^*_{\vec{k}'\nu}(\vec{r})\, U_{\vec{k}\nu}(\vec{r})$$

wird im weiteren näherungsweise gleich 1 gesetzt, was der Ersetzung der Bloch-Funktionen durch ebene Wellen entspricht. Die $\vec{k}$-Auswahlregel ist nicht maßgeblich für den Endzustand $\vec{k}'$, sondern für die im Streuprozeß wirksame Fourier-Komponente des Potentials. Wenn λ klein ist, hat das Übergangsmatrixelement des Operators für Intrabandstreuung ein scharfes Maximum bei $\vec{k} \approx \vec{k}'$. Im Fall der Interbandstreuung gibt es kein derartiges Maximum, da das Maximum von $|\vec{k} - \vec{k}'|$ wegen der Energieerhaltung im allgemeinen von Null verschieden ist. Nach Gleichung (2) erhält man die Übergangswahrscheinlichkeit $W(\vec{k}', \vec{k})$. In der Theorie der Störstellenstreuung ist es üblich, $W(\vec{k}', \vec{k})$ in Form des differentiellen Streuquerschnitts anzugeben; hierzu werden Polarkoordinaten mit $\vec{k}$ als Polarachse eingeführt. Für sphärische Energieflächen mit parabolischer $\vec{k}$-Abhängigkeit ist der differentielle Streuquerschnitt nur von der Energie E der Elektronen und dem Winkel θ zwischen $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ abhängig:

$$\sigma(E, \theta) = \left(\frac{me^2}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{1}{|\vec{k} - \vec{k}'|^2 + \lambda^2}\right)^2,$$



2 Vektordiagramm zur Erläuterung der Beziehung zwischen $|k-k'|$ und dem Streuwinkel Θ

wobei

$$|\vec{k} - \vec{k}'| = 2\,|\vec{k}| \sin(\theta/2) = 2\sqrt{2mE}\sin(\theta/2)$$

gilt (Abb. 2); für $\lambda = 0$ erhält man die Rutherfordsche Streuformel. Daraus wurde eine Formel für die Beweglichkeit der Elektronen bei Störstellenstreuung abgeleitet. Zur Vermeidung der bei $\theta \to 0$ auftretenden Divergenz in $\sigma(E, \theta)$ für $\lambda = 0$ wurde ein maximaler Stoßparameter $b_{max} = \frac{1}{2}N_I^{-1/3}$ eingeführt. Dabei ist N_I die Konzentration der Streuzentren. Aus der Festlegung von b_{max} folgt für die Integration über θ eine Beschränkung auf Winkel $> \theta_{min}$. Ohne diese Beschränkung gelangt man zu fast dem gleichen Resultat für die Beweglichkeit, indem man die Abschirmung des Coulomb-Potentials in Rechnung stellt. Die Berechnung des differentiellen Streuquerschnitts in erster Näherung der *Diracschen Störungstheorie* oder in der hierzu völlig äquivalenten *Bornschen Näherung* wird für tiefe Temperaturen ungenau, da die mittlere Energie der Elektronen nicht mehr als groß gegen die Wechselwirkungsenergie angenommen werden kann. Die genaue Behandlung des Streuquerschnitts nach der *Partialwellenmethode*, numerisch für isotrope effektive Masse der Elektronen berechnet, führt auf kleinere Werte als das Näherungsverfahren. Ferner ergeben sich nach der genauen Theorie deutliche Unterschiede für repulsive und attraktive Wechselwirkung.

Träger-Träger-Wechselwirkung. Die S. der Ladungsträger untereinander kann in ähnlicher Weise wie die S. an geladenen Zentren theoretisch behandelt werden. Durch Träger-Träger-Wechselwirkung wird der Gesamtimpuls eines Ladungsträgerensembles nicht beeinflußt; die Impulsverteilung der Ladungsträger, genauer die Reaktion der Impulsverteilung auf andere Wechselwirkungen, erfährt durch Träger-Träger-Wechselwirkung eine wesentliche Modifikation. Im Temperaturgebiet der Eigenleitung ist außerdem die Träger-Träger-Streuung zwischen Elektronen und Löchern zu berücksichtigen.

Die *S. an neutralen Störstellen* kann sich gegenüber der S. an geladenen Störstellen nur in stark kompensierten Halbleitern oder bei so tiefen Temperaturen durchsetzen, daß die Akzeptoren oder Donatoren im deionisierten Zustand vorliegen.

S. an Versetzungen. Für Gitterversetzungen wurde ein Streupotential nach dem Modell des Deformationspotentials abgeschätzt. Sein Einfluß auf die S. der Elektronen konnte in n-leitendem Germanium mit einer Versetzungsdichte von $3 \cdot 10^6\ cm^{-2}$ nachgewiesen werden.

Der unterschiedliche Temperatureinfluß auf die einzelnen Streumechanismen bedingt, daß in der gleichen Halbleiterprobe in verschiedenen Temperaturbereichen verschiedene Streumechanismen dominieren können. Mit wachsender Temperatur nimmt der Einfluß der S. an ionisierten Störstellen ab, während die Gitterstreuung stärker wird. Die S. an neutralen Störstellen ist temperaturunabhängig.

Lit. Anselm: Einführung in die Halbleitertheorie (dtsch Berlin 1964); Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (Leipzig u. Braunschweig 1966); Madelung: Grundlagen der Halbleiterphysik (Berlin, Heidelberg, New York 1970).

6) Die *S. elektromagnetischer Wellen* erfolgt an Atomen oder Molekülen der durchstrahlten Medien.

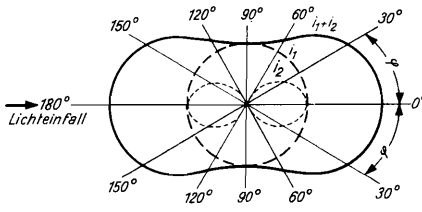
a) Die *S. von Röntgenstrahlen* tritt an Elektronen der Atomhüllen der streuenden Medien auf und wird speziell als *Compton-Streuung* bezeichnet (→ ionisierende Strahlung 1.2), wenn Energie- und Impulssatz gelten, die streuenden Atome also weder angeregt werden noch fluoreszieren. Die durch S. von Röntgenstrahlen im allgemeinen angeregten Fluoreszenzfrequenzen sind für das bestrahlte Medium charakteristisch, so daß andererseits aus dem Beobachten der Fluoreszenzstrahlung auf die Struktur geschlossen werden kann. Eine spezielle Art der S. von Röntgenstrahlen ist die → Kleinwinkelstreuung.

b) Die *S. von Licht* an Teilchen, die klein gegen die Wellenlänge des Lichtes sind, heißt *Rayleigh-Streuung*, während die Lichtstreuung an kugelförmigen Teilchen, deren Radien in der Größenordnung der Lichtwellenlänge liegen, als *Mie-Streuung* bezeichnet wird. Lichtstreuung umfaßt außer der Ablenkung des Lichtstrahls auch die Erzeugung sekundärer Lichtwellen beim Auftreffen des Lichtes auf Materie.

Angeregt durch Tyndall leitete Lord Rayleigh ausgehend von den Maxwellschen Feldgleichungen für die Intensität $\sigma(\varphi)$ des gestreuten natürlichen Lichtes der Wellenlänge λ an einander sich nicht beeinflussenden Teilchen in Richtung des Streuwinkels φ an 1 cm^3 Luft die Beziehung

$$\sigma(\varphi) = \frac{2\pi^2}{N\lambda^4}(n^2(\lambda) - 1)^2(1 + \cos^2\varphi)$$

ab, die als *Rayleighsche Streufunktion* bezeichnet wird. N ist die Zahl der Luftmoleküle in einem cm^3, $n(\lambda)$ der Brechungsexponent der Luft bei der Wellenlänge λ. Die Rayleigh-Streuung erfolgt an kolloidalen Teilchen bis etwa 50 nm Durchmesser und vor allem an Gasen, besonders an den Molekülen reiner Luft, und wird darum auch als *Luftstreuung* bezeichnet. Die streuenden Teilchen als isotrop und kugelförmig vorausgesetzt, ist diese Streuung symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur Einstrahlungsrichtung. Das einfallende Licht wird also gleich stark nach vorn und nach hinten gestreut. Das unter 90° bezüglich der Einfallsrichtung, also in die ebengenannte Symmetrieebene gestreute Licht ist vollständig linear polarisiert. Im allgemeinen ist das Streulicht in beliebigen Richtungen teilweise polarisiert; entsprechend dem letzten Klammerausdruck hat die eine Komponente den Wert 1, die senkrecht dazu polarisierte Komponente den Wert $\cos^2\varphi$. Die beiden Komponenten werden mit i_1 bzw. i_2 bezeichnet. Das Streudiagramm ist in der Abb. 3 dargestellt.



3 Polardiagramm der Streuanteile i_1 und i_2 sowie deren Summe $i_1 + i_2$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ

Für $\varphi = 0°$ und $\varphi = 180°$ ist $\cos^2\varphi = 1$, also $i_2 = i_1$; d. h., lediglich das Streulicht in diesen beiden Richtungen ist unpolarisiert. Für $\varphi = 90°$ dagegen ist $\cos^2\varphi = 0$, das Licht ist also vollständig polarisiert. Der Vektor der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ steht senkrecht auf der durch einfallenden und gestreuten Strahl gebildeten Ebene, liegt also in der genannten Symmetrieebene. Die Verhältnisse am Himmel geben diese Tendenz angenähert wieder, besonders im dunstarmen Hochgebirge. Abweichungen werden durch Streuvorgänge am immer vorhandenen Aerosol auf Grund der Mie-Streuung (s. u.) und durch die Mehrfachstreuung verursacht. Integriert man $\sigma(\varphi)$ über alle Streuwinkel φ, so erhält man den *Rayleighschen Streukoeffizienten* oder *Luftstreukoeffizienten* $b(\lambda) = \frac{8\pi^3}{3N\lambda^4}(n^2(\lambda) - 1)^2$.

Es wird $b(\lambda)$ auch *Rayleighscher Extinktionskoeffizient* genannt. Das Bemerkenswerte bei $b(\lambda)$ ist die vierte Potenz der Wellenlänge im Nenner. Diese Abhängigkeit von λ^{-4} wird häufig nach ihrem Entdecker *Tyndall-Phänomen* genannt, und zuweilen wird auch diese S. als *Tyndall-Streuung* bezeichnet. So ist $b(\lambda)$ für blaues Licht mit $\lambda = 0{,}42\ \mu m$ etwa 10mal so groß wie für rotes Licht mit $\lambda = 0{,}72\ \mu m$ und dieses wiederum 10mal so groß wie das für das nahe Infrarot mit $\lambda = 1{,}2\ \mu m$. Aus der Rayleigh-Streuung läßt sich somit die Blaufärbung des Himmels erklären.

Ausgang der Mieschen Theorie sind die Maxwellschen Feldgleichungen, umgeformt auf Polarkoordinaten mit dem Mittelpunkt des Kügelchens (z. B. des Nebeltröpfchens, Dunstteilchens) als Ursprung. Mie berechnete die beiden senkrecht zueinander polarisierten Streuanteile

$$i_1(\varphi) = |\sum_1^\infty a_\nu f_1 + p_\nu f_2|^2 \quad \text{und}$$

$$i_2(\varphi) = |\sum_1^\infty a_\nu f_2 + p_\nu f_1|^2.$$

Dabei sind f_1 und f_2 vom Streuwinkel φ abhängige Funktionen, während die Mie-Koeffizienten a_ν und p_ν vom Streuparameter oder Größenparameter $\alpha = 2\pi r/\lambda$ (r ist der Radius des Kügelchens, λ = die Wellenlänge) abhängige Funktionen sind. Die Berechnung der Streuanteile i_1 und i_2 für verschiedene Brechungsexponenten n der Teilchensubstanz muß mit Rechenautomaten durchgeführt werden. Aus der Summe der beiden Streuanteile erhält man die *Miesche Streufunktion* $\sigma_M(\varphi)$. Das Bemerkenswerte an der Mie-Streuung ist eine sehr starke Bevorzugung der Vorwärtsstreuung und auch der Rückwärtsstreuung, wodurch sie sich von der Rayleigh-Streuung an sehr kleinen Teilchen unterscheidet. Durch Integration der Streufunktion über den ganzen Streuraum erhält man den *Streukoeffizienten der Mie-Streuung* $d_M = 2\pi \int_0^\pi \sigma_M \sin\varphi\, d\varphi$, der mit dem Streuquerschnitt $K(\alpha)$ durch die Beziehung $d_M = \pi r^2 K(\alpha)$ zusammenhängt. $K(\alpha)$ läßt sich auch unter Umgehung der σ_M-Werte unmittelbar berechnen und liegt für zahlreiche n-Werte tabelliert vor. Es stellt eine oszillierende Funktion dar und bildet die Grundlage zur Beschreibung der spektralen Extinktionsvorgänge der verschiedensten Art in Natur und Technik, unter anderem auch des atmosphärischen Aerosols. Oft liegen derartige Teilchenansammlungen gemäß Größenverteilungen nach logarithmischen Normalverteilungen vor; es können dann gleichfalls tabellierte kollektive $K(\alpha)$-Werte für die jeweilige Größenverteilung herangezogen werden. So kann nach diesem Verfahren die auffallende, wenn auch seltene Erscheinung der *blauen Sonne* (die Sonne erscheint kräftig blau auf gelbem Grund) durch Mie-Streuung an besonderen logarithmisch-normalverteilten atmosphärischen Aerosolteilchen erklärt werden.

Die Lichtstreuung in Kristallen oder auch in Flüssigkeiten erfolgt wegen der im Vergleich zu Gasen hohen Teilchendichte nicht mehr an einander sich gegenseitig nicht beeinflussenden Teilchen wie bei der Rayleigh-Streuung.

Neben der S. von Licht an massebehafteten Teilchen, wie Atomen u. a., ist auch die *S. von Licht an Licht* möglich, die in einer wechselseitigen Streuung von Photonen, den Bestandteilen des Lichtes im Teilchenbild, an Photonen besteht und als *Photon-Photon-Streuung* bezeichnet werden kann. Diese S. ist theoretisch unter der Annahme virtueller Elektron-Positron-Paarbildung in der Quantenfeldtheorie erklärbar. Dabei wird das eine Elektron-Positron-Paar des primären Lichtquants im Felde des anderen gestreut, woraus ein sehr kleiner Wirkungsquerschnitt errechnet wird (günstigstenfalls $\approx 3 \cdot 10^{-6}$ b bei 1 MeV Photonenenergie), so daß diese S. bisher experimentell noch nicht beobachtet worden ist.

c) Die *Raman-* und *Brillouin-Streuung* treten auf, wenn elektromagnetische Wellen Medien durchlaufen. Es finden neben Streuverlusten durch die normale Rayleigh- bzw. Tyndall-Streuung noch weitere Streuprozesse statt, die durch ihre um einige Größenordnungen geringere Intensität, durch das völlige Fehlen bzw. starke Vermindern ihrer Kohärenz und durch ihre gegenüber der ursprünglichen Welle verschobenen Frequenz gekennzeichnet sind. Das bei der Wechselwirkung von Strahlung und Materie auftretende Anwachsen bzw. Abklingen von Molekülschwingungen, das mit einer Veränderung der Polarisierbarkeit der Moleküle verknüpft ist, führt zur *Raman-Streuung* (→ Raman-Effekt). Die Wechselwirkung mit akustischen Wellen in Medien führt zur *Brillouin-Streuung*. Aus der Raman-Streuung können ähnliche Aussagen wie aus der Infrarotspektroskopie gewonnen werden, nämlich das Schwingungs- und Rotationsspektrum eines Moleküls oder Kristalls. Da das Raman-Spektrum durch Frequenzverschiebungen (ungefähr 10 bis 5000 cm^{-1}) gegenüber der Frequenz einer „erregenden" Welle entsteht, kann es im Prinzip durch Wahl geeigneter Erregerfrequenzen in einen meßtechnisch gut zugänglichen Spektralbereich gelegt werden. Dies ist bei farbigen Substanzen allerdings durch ihre Absorptionsstellen begrenzt. Ihre gegenüber der Erregerstrahlung äußerst geringe Intensität (1 : 10^{-5} bis 1 : 10^{-7}) ruft andererseits große technische Schwierigkeiten hervor. Eine ideale Erregerstrahlung für die Raman-Spektroskopie wird durch die intensive monochromatische Strahlung der Laser erzeugt.

Mit ihrem Einsatz gewinnt die Raman-Spektroskopie zunehmende Bedeutung für Probleme der chemischen Industrie.

Durch die geringe Linienbreite eignet sich die Laserstrahlung besonders gut für die Untersuchung der äußerst gering frequenzverschobenen Brillouin-Streuung. Die hier auftretende Streustrahlung ist meist weniger als 1 cm^{-1} gegenüber der Erregerstrahlung verschoben.

Der Einsatz von sehr intensiven Lasern hat neuartige Erscheinungen dieser Effekte verursacht. Oberhalb einer bestimmten Mindestleistung wächst die Intensität der Streustrahlung auf über $^1/_{10}$ der Erregerstrahlung an. Man spricht dann von *stimulierter Brillouin-Streuung*, *stimulierter Rayleigh-Streuung* und *stimulierter Raman-Streuung*.

Im Gegensatz zur normalen Rayleigh-Streuung ist die stimulierte S. gegenüber der Erregerstrahlung ebenfalls frequenzverschoben. Dies hängt mit Resonanzeigenschaften zusammen, die durch Relaxationsmechanismen erzeugt werden. Durch die stimulierte Rayleigh-Streuung können Dichteschwankungen und in Mischungen Konzentrationsschwankungen im Bereich der intensiven Strahlung verursacht werden.

Die stimulierte Brillouin-Streuung ist vorwiegend eine Rückstreuung. Unter günstigen Bedingungen können dabei über 90% der ursprünglichen Welle in Brillouin-Strahlung umgewandelt werden, damit wird dann praktisch die Strahlung fast völlig reflektiert. Durch nochmalige Verstärkung dieser reflektierten Strahlung beim Eintritt in den Laserkristall während dessen stimulierter Emission treten häufig in diesem sehr hohe Intensitäten auf, die zu Zerstörungen des Kristalls führen können. Die stimulierte Raman-Streuung unterscheidet sich außer durch ihre hohe Intensität von der normalen Raman-Streuung insbesondere durch die geringe Zahl von frequenzverschobenen Komponenten. In der Regel ist im Spektrum der stimulierten Raman-Streuung das Auftreten von nur einer, höchstens von zwei Komponenten der meist relativ hohen Zahl ramanaktiver Molekülschwingungen zu verzeichnen. Dafür werden von der stimuliert auftretenden Schwingungsfrequenz mehrere Harmonische auf der langwelligen und kurzwelligen Seite (Stokessche und Antistokessche Strahlung) der Laserlinie erzeugt. Insbesondere die Antistokessche Strahlung wird nur innerhalb definierter schmaler Kegel ausgesendet.

Meist treten gleichzeitig mit der stimulierten Raman-Streuung andere nichtlineare optische Effekte auf (Zwei-Photonenabsorption, Selbstfokussierung, stimulierte Rayleigh- und Brillouin-Streuung), die das Studium der reinen stimulierten Raman-Streuung komplizieren.

Abgesehen von der Möglichkeit, mit diesen stimulierten Effekten neue Strahlungen mit Lasereigenschaften und veränderten Frequenzen herzustellen, werden diese Effekte voraussichtlich ihre speziellen und vorteilhaften Anwendungen in der Spektroskopie finden.

2) Mathematik: die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert (→ Wahrscheinlichkeitsrechnung, → statistische Auswertung von Experimenten).

Streuweglänge, diejenige Strecke, die ein Teilchen in einem Streumedium durchschnittlich zwischen zwei Streuakten durchläuft. Es gilt die wichtige Beziehung, daß die mittlere freie S., meist mit λ_s bezeichnet, das Reziproke des makroskopischen Streuquerschnitts Σ_s ist: $\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} = \frac{1}{N \cdot \sigma_s}$; dabei bedeuten N die Anzahl der streuenden Kerne je cm^3 und σ_s den Wirkungsquerschnitt für die Streuung. Z. B. ist in Graphit mit der Dichte $\varrho = 1{,}6\ g/cm^3$ der Streuquerschnitt für thermische Neutronen $\sigma_s = 4{,}8$ barn, d. h. mit $N = L\varrho/A = 6{,}024 \cdot 10^{23} \cdot 1{,}6\ g/mol \cdot cm^3 \cdot 12 \cdot g \cdot mol^{-1} = 0{,}802 \cdot 10^{23}\ cm^{-3}$ folgt $\Sigma_s = 0{,}802 \cdot 10^{23}\ cm^{-3} \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-24}\ cm^2 = 0{,}38\ cm^{-1}$ und damit ist die S. $\lambda_s = 2{,}6$ cm, wobei L die Loschmidtsche Zahl und A das Grammatom bzw. Mol des Streumediums bedeuten (→ Absorptionsweglänge).

Über die S. von Neutronen → Neutron (Abschn. Diffusion und Einfang thermischer Neutronen).

Streuwelle, → Streuung, → quantenmechanische Streutheorie.

Streuwinkel, → Streuung, → Streuquerschnitt.

Streuzentrum, → Streuung, → quantenmechanische Streutheorie.

stripped neutrons, → Strippingreaktion.

Strippingreaktion [engl. to strip 'abstreifen'], *Abstreifreaktion*, Kernreaktion, die durch Wechselwirkung von Deuteronen mit Atomkernen ausgelöst wird. Die S. ist dadurch gekennzeichnet, daß beim Vorbeifliegen des Deuterons an einem Atomkern dem Deuteron ein Nukleon abgestreift wird, ohne daß das andere Nukleon in den Bereich der Kernkräfte dieses Atomkerns gelangt. Ohne daß zunächst ein Compoundkern gebildet wird, werden bei (d, p)- bzw. (d, n)-Prozessen der S. Protonen bzw. bei hohen Energien Neutronen (abgestreifte Neutronen, engl. stripped neutrons) emittiert.

Der *Oppenheimer-Phillips-Prozeß* besteht im Überwiegen der (d, p)-Reaktion gegenüber der (d, n)-Reaktion bei niedrigen Energien. Er kann folgendermaßen verstanden werden: Da das Deuteron eine geringe Bindungsenergie (2,22 MeV) und deswegen einen relativ großen Abstand zwischen seinen Bestandteilen Proton und Neutron hat, wird beim Vorbeifliegen des Deuterons am Atomkern das Proton an der Kernoberfläche auf Grund der Coulomb-Abstoßung leicht abgestreift; das Neutron dagegen kann sich dem Kern so weit nähern, daß es von den Kernkräften eingefangen wird. Die (d, p)-Reaktion, bei der das Neutron eingefangen wird, ist also trotz der Coulomb-Abstoßung auch bei niederen Deuteronenenergien möglich.

Die S. ist eine → direkte Kernreaktion. Sie zeichnet sich durch Vorwärtsmaxima in der Winkelverteilung der Protonen aus. Man wendet sie bei der spektroskopischen Untersuchung von Atomkernen an. Die zur S. inverse Kernreaktion ist der → pick-up-Prozeß.

Stroboskop, optische Vorrichtung zum Messen von Frequenzen und zum Sichtbarmachen periodischer Bewegungsabläufe hoher Frequenz. Beleuchtet man periodische Vorgänge mittels intermittierenden Lichts, das z. B. durch Einschalten einer Drehscheibe mit bekannter Zahl von Schlitzen in den Strahlengang eines Licht-

strahls erzeugt werden kann, so läßt sich durch geeignete Regulierung der Drehgeschwindigkeit erreichen, daß z. B. eine Stimmgabel jeweils im gleichen Schwingungszustand beleuchtet wird und daher unbeweglich erscheint. In diesem Fall stimmen die Frequenz der Stimmgabel und die leicht zu bestimmende Frequenz der Lichtblitze überein. Geringes Abändern der Frequenz der Lichtblitze führt zur Beleuchtung der Stimmgabel in jeweils benachbarten Schwingungszuständen und zu einer scheinbaren Verzögerung der Bewegung (*stroboskopische Zeitdehnung*), die ein Sichtbarmachen derselben ermöglicht. Technisch angewendet wird das S. zur Untersuchung rotierender Maschinenteile und von Stimmband- und Saitenschwingungen. Beim → Ultraschallstroboskop zur Messung von Lumineszenz- und Fluoreszenzerscheinungen wird Licht beim Durchgang durch eine stehende Ultraschallwelle im Rhythmus der regulierbaren Schallfrequenz moduliert.

Strom, *elektrischer S.*, die Bewegung elektrischer Ladungen in einer Vorzugsrichtung. Je nach den die Bewegung verursachenden Kräften unterscheidet man zwischen Konvektions- und Leitungsströmen.

Konvektionsströme sind solche gleichsinnigen Ladungsbewegungen, bei denen die Bewegung des Körpers, auf oder in dem sich die Ladungsträger befinden, durch nichtelektrische Kräfte (z. B. Luftströmungen) hervorgerufen wird. *Leitungsströme* sind elektrische Ströme, die durch Ladungsbewegungen unter dem Einfluß elektrischer Felder entstehen. Im Gegensatz zum Konvektionsstrom und zum Leitungsstrom beruht der Verschiebungsstrom nicht auf dem Transport elektrischer Ladungsträger, sondern wird durch die zeitliche Änderung elektrischer Felder verursacht.

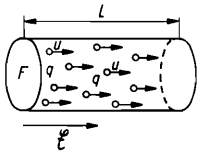
Beim → Gleichstrom führen die Ladungsträger unter dem Einfluß eines elektrischen Gleichfeldes eine im Mittel gleichsinnige Bewegung in einer Richtung aus. Demgegenüber führen sie beim → Wechselstrom unter dem Einfluß eines sich periodisch ändernden elektrischen Feldes schwingende Bewegungen aus. Beim elektrischen S. können die am Transport beteiligten Ladungsträger entweder nur positiv oder nur negativ sein, es können aber auch beide Arten gleichzeitig vorliegen. Die Bewegung der Träger kann sowohl in Festkörpern, Flüssigkeiten und Gasen als auch im Vakuum erfolgen.

Durch Elektronen erfolgt der Ladungstransport in festen und flüssigen Metallen (Leitungselektronen).

In Halbleitern tritt sowohl Elektronenleitung als auch Ionenleitung auf. Dabei können beide Leitungsarten zusammen oder auch einzeln vorliegen. In Elektrolyten sind sowohl negative als auch positive Atom- bzw. Molekülionen am Stromtransport beteiligt. In den Gasen treten neben positiven bzw. negativen Ionen noch freie Elektronen auf. Reine Elektronenleitung findet im Hochvakuum statt.

Unter der *elektrischen Stromstärke i* versteht man die in der Zeiteinheit durch einen Leiterquerschnitt hindurchfließende Ladungsmenge. Gemessen wird die Stromstärke in Ampere A.

Zur Bestimmung der elektrischen Stromstärke betrachtet man ein Leiterstück von der Länge L und vom Querschnitt F (Abb.). In dem Leiter sollen sich nur Ladungsträger eines Vorzeichens mit der Ladung q befinden, die unter dem Einfluß eines von außen angelegten elektrischen Feldes $\vec{E}$ in V/m im Mittel eine Geschwindigkeitskomponente u in m/s in Richtung des Feldes erhalten. Wenn N die Anzahl der Träger in der Volumeneinheit ist, dann gilt für die in der Zeiteinheit durch den beliebigen Querschnitt hindurchfließende Ladungsmenge $i = NFuq$ in A, wobei i die *Stromstärke* des Leitungsstromes ist. Für die durch die Flächeneinheit in der Zeiteinheit hindurchtretende Ladungsmenge folgt daraus $j = \frac{i}{F} = Nuq$. j wird als *Stromdichte* bezeichnet und in A/m² gemessen.



Zur Definition der Stromstärke eines Leitungsstromes

Wird der Leitungsstrom durch positive und negative Ladungsträger der Ladungen q_+ und q_- verursacht, so bewegen sich die einen in Richtung des Feldes mit der Geschwindigkeit u_+ und die anderen in entgegengesetzter Richtung mit u_-. Die zugehörigen Trägerkonzentrationen sind N_+ und N_-. Dann gilt $i = i_+ + i_- = F(N_+u_+q_+ + N_-u_-q_-)$. Aus dieser Beziehung gewinnt man auf einfache Weise das Ohmsche Gesetz. Dazu werden die Feldstärke $|\vec{E}| = U/L$ (U ist die am Leiter liegende Spannung) und die Trägerbeweglichkeiten μ_+ und μ_- eingeführt, die durch folgende Gleichungen definiert sind: $\mu_+ = u_+/|\vec{E}|$ und $\mu_- = u_-/|\vec{E}|$ (in m²/Vs). Durch Einsetzen in die obige Gleichung folgt $i/U = F(N_+q_+\mu_+ + N_-q_-\mu_-)/L$ (in A/V). Die rechte Seite dieser Gleichung ist unter den nachstehenden Bedingungen konstant: 1) Die Trägerkonzentrationen N_+ und N_- sind konstant. 2) Die Trägerbeweglichkeiten μ_+ und μ_- sind konstant. Damit folgt U/i = konst. = R (in V/A = Ω), das Ohmsche Gesetz.

Die Größe $\sigma = (N_+q_+\mu_+ + N_-q_-\mu_-) = 1/\varrho$ wird als *spezifische Leitfähigkeit* bezeichnet und ist der Kehrwert des spezifischen Widerstands ϱ. Führt man die Stromdichte j ein und die elektrische Feldstärke, so erhält man das Ohmsche Gesetz in der Form $\vec{j} = \sigma\vec{E}$.

Kennzeichnend für einen elektrischen Strom ist, daß er ein Magnetfeld erzeugt, dessen geschlossene Feldlinien die Strombahn konzentrisch umgeben. In Stromrichtung gesehen ist dabei die Richtung des Magnetfeldes die des Uhrzeigersinnes. Als *Stromrichtung* wird die der positiven Ladungsträger angesehen. Infolge dieser Kopplung von elektrischem S. und Magnetfeld können die Kraftwirkungen des Magnetfeldes zum Messen elektrischer Ströme verwendet werden.

Über *induzierten S.* → Induktion 2).

Strommessung. Bei Gleichstrom ist lediglich erforderlich, den Betrag der Stromstärke zu messen, und zwar für Präzisionsstrommessung mit der Stromwaage nach Lord Rayleigh. Auch kann aus der Messung des Spannungsabfalls an einem bekannten Widerstand die Stromstärke nach dem Ohmschen Gesetz berechnet werden. Bei der früher meist benutzten Tangentenbussole mit horizontal gelagerter Magnetnadel über einer Spule wurde die Stromstärke aus der Ablenkung der Magnetnadel berechnet. Für allgemein übliche Strommessungen ist das Amperemeter (→ Strommesser) geeignet.

Die Messung von Wechselstrom erfordert die Erfassung verschiedener charakteristischer Werte, wie Momentanwert, Spitzenwert und Effektivwert. Wechselstrommeßwerke messen den Effektivwert nur, wenn die durch den Meßstrom erzeugte Kraft bzw. das Drehmoment quadratisch mit der Stromstärke verknüpft ist. Mit Drehspulmeßwerken wird meist nur der gleichgerichtete Mittelwert gemessen. Als Meßgeräte eignen sich Dreheisenstrommesser, elektrodynamische Strommesser mit Dauermagnet, Thermoumformer mit Drehspulmeßwerk oder mit Hitzdrahtmeßwerk, mit Gleichrichter und Drehspulmeßwerk. Die Messung hoher Ströme erfolgt über Stromwandler, an deren Sekundärseite durch Übersetzung auch niedere Ströme fließen, die mit anderen Meßgeräten gemessen werden können.

Stromalgebra, theoretischer Zugang zur Hochenergiephysik, der die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung auf gleicher Basis behandelt, wobei speziell die Symmetrien dieser Wechselwirkungen, repräsentiert durch die Vertauschungsregeln der Viererstromdichten bzw. der daraus ableitbaren Ladungen, ausgenutzt werden. Um mit dem Experiment vergleichbare Resultate zu erhalten, werden zusätzliche Fakten aus speziellen Symmetriemodellen der Elementarteilchen, vor allem dem SU(3)-Modell, und aus der analytischen S-Matrix-Theorie, vor allem der Regge-Pol-Theorie und der relativistischen Theorie der Dispersionsrelationen, benutzt.

Sei $j_\mu(x)$ mit $\mu = 0, 1, 2, 3$ ein Viererstrom, wobei die nullte Komponente j_0 die zugehörige Ladungsdichte und die übrigen Komponenten entsprechend die räumliche Stromdichte $\boldsymbol{j}$ definieren, dann ergibt sich die zugehörige Ladung durch Integration von j_0 über den ganzen dreidimensionalen Raum:

$$Q(t) = -\int j_0(t, \vec{r})\, \mathrm{d}^3\vec{r}.$$

Derartige Ströme sind z. B. der elektromagnetische (oder elektrische) bzw. schwache Leptonenstrom $j_\mu^{\mathrm{el.}} = \frac{1}{2}\,\mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu(1 + \tau_3)$ bzw.

$$j_\mu^{\mathrm{schw.}} = \mathrm{i}\bar{\psi}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\tau_+\psi \text{ mit } \psi = \begin{pmatrix}\psi_l\\ \psi_{\nu_l}\end{pmatrix},$$ wobei γ_μ und γ_5 die auf die Lepton-Spinoren ψ_l und die entsprechenden Neutrino-Spinoren ψ_{ν_l} (l steht für Elektron e oder Müon μ) wirkenden Diracschen Gammamatrizen, $\vec{\tau} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ die auf die beiden Komponenten von ψ wirkenden Paulischen Spinmatrizen sind und $\tau_+ = \tau_1 + \mathrm{i}\tau_2$ ist.

Die Ströme lassen sich in einen Vektor- und einen Axialvektoranteil $j_\mu^{\mathrm{V}} = \frac{\mathrm{i}}{2}\,\bar{\psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\psi$ und $j_\mu^{\mathrm{A}} = \frac{\mathrm{i}}{2}\,\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\vec{\tau}\psi$ zerlegen (→ schwache Wechselwirkung). Die verschiedenen Ladungen $Q_i(t)$ erweisen sich als infinitesimale Erzeugende von Symmetrietransformationen und sind im allgemeinen nicht unabhängig voneinander. Im Fall der o. a. Ströme genügen die Ladungen q_i^{V} und q_i^{A} den Vertauschungsrelationen $[q_i^{\mathrm{V}}, q_j^{\mathrm{V}}] = \mathrm{i}\sum_k \varepsilon_{ijk}\, q_k^{\mathrm{V}}$, $[q_i^{\mathrm{V}}\, q_j^{\mathrm{A}}] = \mathrm{i}\sum_k \varepsilon_{ijk}\, q_k^{\mathrm{A}}$ und $[q_i^{\mathrm{A}}, q_j^{\mathrm{A}}] = \mathrm{i}\sum_k \varepsilon_{ijk}\, q_k^{\mathrm{V}}$, wobei $i, j, k = 1, 2, 3$ und über k zu summieren ist. Diese Ströme spannen die chirale SU(2) × SU(2)-Algebra auf (→ Chiralität), was daraus ersichtlich ist, daß die $q_j^{\pm} = q_j^{\mathrm{V}} \pm \mathrm{i}q_j^{\mathrm{A}}$ für sich jeweils die Algebra SU(2) aufspannen. Eine ähnliche algebraische Struktur haben auch die Baryonenströme J_μ bzw. die zugehörigen Ladungen Q_i^{V} und Q_i^{A}, die die chirale SU(3) × SU(3)-Algebra erzeugen, wobei hier auf Grund der SU(3)-Symmetrie der Baryonen $i = 1, 2, \ldots, 8$ läuft und der total antisymmetrische Einheitstensor ε_{ijk} durch die Strukturkonstanten f_{ijk} der Lie-Algebra SU(3) zu ersetzen ist (→ unitäre Symmetrie). Eine Verallgemeinerung dieser Vertauschungsregeln auf gleichzeitige Kommutatoren für die Ströme j_μ^{V} bzw. j_μ^{A} ist möglich.

Die wichtigste Anwendung dieser Kommutatoralgebren ist die Ableitung von *Summenregeln*, deren Grundidee darin besteht, die Kommutatoren zwischen bestimmte Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ zu nehmen und zwischen die Produkte einen vollständigen Satz von Zwischenzuständen $\sum_n |n\rangle\langle n| = 1$ einzuschieben:

$$\langle a|\,[Q_i, Q_j]\,|b\rangle = \sum_n(\langle a|\,Q_i\,|n\rangle\langle n|\,Q_j\,|b\rangle - \langle a|\,Q_j\,|n\rangle\langle n|\,Q_i\,|b\rangle) = \mathrm{i}\sum_{k=1}^{8} f_{ijk}\,\langle a|\,Q_k\,|b\rangle,$$

dann ist die Summe über die Zwischenzustände $|n\rangle$ durch die ersten, am stärksten beitragenden Glieder zu approximieren. Als Beispiel sei die Adler-Weisberger-Summenregel genannt, die sich aus dem Kommutator $[Q_+^{\mathrm{A}}, Q_-^{\mathrm{A}}] = 2Q_3$ der beiden Axialladungen $Q_\pm^{\mathrm{A}} = Q_1^{\mathrm{A}} \pm \mathrm{i}Q_2^{\mathrm{A}}$ zwischen Protonzuständen mit festem Impuls, Näherung der Summe über die Zwischenzustände durch Neutronenzustände und Benutzung der PCAC-Hypothese ergibt (→ schwache Wechselwirkung). Weitere Anwendungen bestehen in der Herleitung von Aussagen (*soft-pion-Theoreme* oder *niederenergetische Theoreme*) über die Schwellenenergie für „weiche Pionen", d. s. Pionen mit verschwindendem Viererimpuls, denen daher die Ruhmasse Null zugeordnet werden muß und die demzufolge die realen Pionen nur genähert ersetzen können; es wurden gute Resultate z. B. für die leptonischen und nichtleptonischen Zerfälle der K-Mesonen und für die Streulängen der Pion-Proton-Streuung erzielt.

Eine weitere Klasse von Anwendungen der S. bezieht die Effekte symmetriebrechender Wechselwirkungen ein; so wurde unter anderem die von Gell-Mann und Okubo auf anderem Wege gefundene Massenformel $m_\Sigma + 3m_\Lambda = 2m_\Xi - 2m_{\mathrm{N}}$ für die Masse der Hyperonen Σ, Λ und Ξ und der Nukleonen N mit Hilfe der S. neu abgeleitet.

Als Erweiterung der S. versucht man ihren Ausbau zu einer dynamischen Theorie der starken Wechselwirkung; speziell wurde die Ableitung der Ströme aus nichtlinearen Lagrange-Dichten, den *effektiven Lagrange-Dichten*, angegeben und eine allgemeine Ableitung ihrer Eigenschaften versucht.

Stromarbeit, *elektrische S.*, Symbol W, die in einem stromdurchflossenen Leiter vom elektrischen Feld an den bewegten Ladungsträgern verrichtete Arbeit. Dabei wird die beim Abbau des elektrischen Feldes infolge des Stromflusses frei werdende Energie (Feldenergie) durch die S. in andere Energieformen überführt, in mechanische (z. B. im Elektromotor), chemische Ener-

gie (Elektrolyse), Wärme (Stromwärme) u. a. Für die Gesamtheit aller Energieformen gilt in einem abgeschlossenen System der Energieerhaltungssatz.

Die S. an einem Träger der Ladung Q, der sich unter der Wirkung eines elektrischen Feldes $\vec{E}$ während der Zeit dt mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ um den Weg $d\vec{s}$ bewegt, beträgt $dW = Q(\vec{E}\,d\vec{s}) = Q(\vec{E}\vec{v})\,dt$. Daraus ergibt sich die in einem endlichen Leiter mit dem Volumen V und der Ladungsträgerkonzentration N bei stationären Verhältnissen umgesetzte *elektrische Leistung* $P = \frac{1}{t}\int_0^t dW$ zu $P = QN\int_V (\vec{E}\vec{v})\,dV = \int_V (\vec{E}\vec{J})\,dV = UI$. Dabei ist $\vec{J} = QN\vec{v}$ die Stromdichte, I der Strom durch den Leiter, U die am Leiter abfallende Spannung. Die elektrische S. folgt weiter als $W = \int_0^t P\,dt$ und im Fall eines stationären Stromes speziell zu $W = UIt$.

Diese Arbeit an den Ladungsträgern wird u. a. in Wärme, *Stromwärme*, überführt, da die Ladungsträger bei ihrer Bewegung zwischen den ortsfesten Atomen mit diesen zusammenstoßen und dabei Energie an diese abgeben. Bei Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes ist eine Reibungskraft $\vec{F} = \vec{v}/\mu$ anzusetzen, worin $\mu = \sigma/Q^2N$ die Beweglichkeit der Ladungsträger, σ die spezifische elektrische Leitfähigkeit ist. Während der Zeit dt wird die Strom- oder Joulesche Wärme $dW_J = (\vec{v}^2/\mu)\,dt = (1/\sigma)\,Q^2N\vec{v}^2\,dt$ gebildet, d. h. in einem Volumen V die Leistung $P_J = Q^2N^2\int_V (\vec{v}^2/\sigma)\,dV = \int_V (\vec{J}/\sigma)\,dV = I^2R$ umgesetzt, mit dem vom Strom I durchflossenen Widerstand R. Die in Wärme überführte S. ist dann allgemein $W_J = \int_0^t P_J\,dt$ und speziell im Fall eines stationären Stromes $W_J = I^2Rt$. Das ist das Joulesche Gesetz.

Es sind zwei Fälle zu unterscheiden: a) Der Leiter enthält keine elektromotorischen Kräfte, dann ist $P = P_J$, und es gilt $P_J = UI = I^2R = U^2/R$, d. h., die gesamte elektrische S. wird in Stromwärme überführt. b) Der Leiter enthält elektromotorische Kräfte, dann ist $P \neq P_J$. Z. B. gilt bei einem Elektromotor wegen des Wirkens der zur angelegten Spannung entgegengesetzten induzierten EMK stets $P > P_J$, wobei der Motor die Differenz $P - P_J$ als mechanische Leistung angibt.

Die Einheit der elektrischen S. ist die Wattsekunde Ws, 1 Ws = 1 VAs = 1 Nm = 1 J. Einheit der elektrischen Leistung ist das Watt W, 1 W = 1 VA.

Im Wechselstromkreis berechnet sich die elektrische S. aus den Effektivwerten von Strom und Spannung. Besteht eine Phasenverschiebung zwischen beiden, so tritt noch der Kosinus des Phasenwinkels als Faktor hinzu, → Wechselstromkreis.

Strombegrenzerdiode, → Halbleiterdiode.

Strombelag, die Durchflutung je Längeneinheit des Umfangs von Ständer oder Läufer einer elektrischen Maschine. Bei der Berechnung des S.s wird die Durchflutung einer am Umfang in Nuten verteilten Wicklung auf den Umfang bezogen, die Wicklung also als stetig verteilt am bewickelten Umfang angenommen. Die räumliche Verteilung des S.s am Umfang und seine zeitliche Änderung sind für die Erklärung des Betriebsverhaltens und für die Berechnung elektrischer Maschinen wichtig.

Stromdichte, 1) Quantenfeldtheorie: *S. von Feldern*, der für ein komplexes Feld $\psi(x)$ mit der Lagrange-Dichte $\mathscr{L}[\psi(x), \psi^*(x), \partial\psi/\partial x, \partial\psi^*/\partial x^\mu, \ldots]$ (→ Feldtheorie) durch

$$j_\mu(x) = -iQ\left\{\frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial x^\mu}\right)}\psi - \frac{\partial\mathscr{L}}{\partial\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial x^\mu}\right)}\psi^*\right\}$$

definierte Vierervektor, wenn $\mathscr{L}$ gegenüber der Eichtransformation $\psi \to \exp(i Q\alpha)\psi$, $\psi^* \to \exp(-iQ\alpha)\psi^*$ mit einer beliebigen reellen Funktion $\alpha(x)$ invariant ist (dabei ist $x = (ct, \vec{r})$ eine Abkürzung für die Koordinaten $x^\mu = 0, 1, 2, 3$, der Raum-Zeit); Q ist die durch die Eichtransformation eingeführte Ladung. Die Größe $j_\mu(x)$ heißt Viererstromdichte des Feldes ψ, seine räumlichen Komponenten $\vec{j}(x)$ sind die gewöhnliche Stromdichte der Eigenschaft Q, und $\varrho(x) = j_0(x)/c$ ist die *Ladungsdichte* mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c. Bei der Quantisierung sind ψ und ψ^* als Operatoren zu betrachten; j_μ wird dann der Operator der Viererstromdichte, j_0 der Ladungsdichteoperator, und es ist $Q(t) = \frac{1}{c}\int j_0(\vec{r}, t)\,d^3\vec{r}$ der Operator der Gesamtladung zur Zeit t. Sie sind hier nicht durch Dächer gekennzeichnet. Im Fall des Elektron-Positron-Feldes ist $j_0(x) = e\psi^*(x)\psi(x)$ und $Q = Ne$ mit $N = \int\psi^*\psi\,d\vec{r}$, dem Anzahloperator mit den Eigenwerten $0, \pm1, \pm2, \ldots$ (→ Stromalgebra), und der Elementarladung e.

2) Strömungslehre: das Verhältnis der je Zeiteinheit durch den Querschnitt eines Stromfadens (→ Strömungsfeld) strömenden Masse m zur Querschnittsfläche A. Somit gilt Stromdichte $j_s = m/A = \varrho \cdot c$; dabei bedeuten ϱ die Dichte des Strömungsmediums und c die Geschwindigkeit. Da nach der → Kontinuitätsgleichung $\dot{m}$ entlang des Stromfadens konstant ist, verhält sich die S. umgekehrt proportional zur Querschnittsfläche A, d. h., $\varrho \cdot c = \text{konst.}/A$. Für kompressible Strömung kann damit der Querschnittsverlauf des Stromfadens ermittelt werden. Wenn die Geschwindigkeit des Gases gleich der Schallgeschwindigkeit ist, erreicht die S. ein Maximum und die Querschnittsfläche ein Minimum.

3) Elektrodynamik: *elektrische S.*, bei ausgedehnten Leitern im homogenen Feld der Vektor $\vec{j}$ in Richtung des Ladungsflusses und mit dem Betrag $j = I/A_\perp$ als Quotient aus Stromstärke I und senkrecht zum Stromfluß durchsetzter Querschnittsfläche $A_\perp$. Im allgemeinen Strömungsfeld ist der Betrag $|\vec{j}| = dI/dA$ ein Differentialquotient.

Mit $\vec{j} = \sigma\vec{E}$, wobei σ die Leitfähigkeit bedeutet, ist die S. der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ proportional. Die S. ist eine wichtige Bemessungsgröße für Leiterquerschnitte. Für Spulen haben sich S.n von 2,5 bis 3 A/mm², für Leitungen in Bauelementen von 1,5 bis 10 A/mm², für Freileitungen und Kabel von 1,5 bis 3 A/mm² als wirtschaftlich erwiesen.

4) Kernphysik: *Teilchenstromdichte*, der Vektor $\vec{J}$ in Richtung eines Teilchen- oder Quantenstrahls, dessen Betrag die Anzahl der Teilchen (oder Quanten) angibt, die in der Zeiteinheit eine physikalisch ausgezeichnete Fläche (z. B. den Strahlquerschnitt oder eine Moderatoroberfläche) durchsetzen.

In der Quantenmechanik wird diese Größe z. B. zur Berechnung von Streuexperimenten durch die *Wahrscheinlichkeitsstromdichte* ersetzt, d. i. der Vektor $\vec{J}$ des mittleren zeitlichen Teilchenstroms durch die Flächeneinheit

$$\vec{J} = \frac{i\hbar}{2\mu}(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi),$$

der mit der Teilchenmasse μ multipliziert die mittlere *Massestromdichte* $\vec{J}_\mu = (i\hbar/2)(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi)$ ergibt.

5) Thermodynamik: *Diffusionsstromdichte*, → Diffusion.

Strömen, → Schießen und Strömen.

Stromfaden, → Strömungsfeld.

Stromfadentheorie, → Strömungsfeld.

Stromfläche, → Strömungsfeld.

Stromfunktion, in ebener und rotationssymmetrischer Strömung die Funktion ψ, die für alle Punkte einer Stromlinie (→ Strömungsfeld) einen konstanten Wert besitzt. Für die S. kann eine einfache physikalische Deutung gegeben werden, wenn der Durchsatz zwischen zwei Stromlinien bzw. Stromflächen betrachtet wird. In ebener Strömung ist die Differenz der S. zweier benachbarter Stromlinien für inkompressible Medien gleich dem sich zwischen ihnen bewegenden Flüssigkeitsvolumen und für kompressible Medien gleich dem Massedurchsatz je Zeiteinheit bezogen auf eine Schicht von der Dicke eins. In rotationssymmetrischer Strömung ist die Differenz der S. zwischen zwei konzentrischen Stromflächen multipliziert mit 2π gleich dem Durchsatz. Demnach ist die S. nur bis auf eine willkürliche Konstante bestimmt. Sie erfüllt die → Kontinuitätsgleichung identisch, da folgende Beziehungen zum Geschwindigkeitsfeld bestehen:

1) ebene Strömung: $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$; $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$.

2) rotationssymmetrische Strömung: $u = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r}$; $v = -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial x}$. Dabei sind u, v die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\vec{c}$ in den rechtwinkligen Koordinatenrichtungen x, y bzw. x, r; r ist der Achsabstand. Für kompressible Medien sind in den angeführten und allen folgenden Gleichungen u und v durch $\varrho \cdot u$ und $\varrho \cdot v$ zu ersetzen, wobei ϱ die Dichte des Mediums bedeutet.

Das Differential der S. lautet:

1) $d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot dy$;

2) $d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot dr$.

In Verbindung mit dem Geschwindigkeitsfeld folgt 1) $d\psi = u \cdot dy - v \cdot dx$; 2) $d\psi = r \cdot u \cdot dr - r \cdot v \cdot dx$.

Mit $d\psi = 0$ ergeben sich die Bestimmungsgleichungen für die Stromlinien. Bei Drehungsfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes (→ Drehung 4) ergibt sich für die S. die Bedingung

1) $\Delta\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0$;

2) $\Delta\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = 0$.

Für ebene inkompressible Potentialströmungen gelten außerdem die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen $\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}$; $\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ mit Φ als Potentialfunktion (→ Potentialströmung, → Geschwindigkeitspotential). In rotationssymmetrischen Strömungen gilt entsprechend $\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}$; $\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$.

Für kompressible Medien ergibt sich

1) $\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}$; $\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$.

2) $\frac{1}{\varrho \cdot r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}$; $\frac{1}{\varrho \cdot r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$.

Daraus geht hervor, daß Stromlinien und Potentiallinien ein orthogonales Liniennetz bilden. Die Differenz der S. zwischen zwei Stromlinien $\psi_2 - \psi_1 = \int_1^2 (u \cdot dy - v \cdot dx)$ bzw. $\psi_2 - \psi_1 = \int_1^2 (r \cdot u \cdot dr - r \cdot v \cdot dx)$ und damit auch der Durchsatz sind unabhängig vom Integrationsweg. Im Gegensatz zur Potentialfunktion gilt die S. auch für zähe Flüssigkeiten, da für diese die Kontinuitätsgleichung ebenfalls gültig ist.

In räumlicher Strömung existiert keine S., sondern nur ein Vektorpotential $\mathfrak{A}(x, y, z, t)$, aus dem das Geschwindigkeitsfeld $\vec{c} = \text{rot}\,\mathfrak{A}$ bestimmt werden kann. Besteht nur Abhängigkeit von zwei Ortskoordinaten, wie in ebener und rotationssymmetrischer Strömung, so geht das Vektorpotential in die skalare S. über.

Stromkompensator, → Kompensator.

Stromkreis, *elektrischer S.*, die beliebige Zusammenschaltung von elektrischen Stromquellen und Widerständen einschließlich Transformatoren, Gleich- und Wechselrichtern, Elektronenröhren, Transistoren u. a., so daß ein elektrischer Strom fließt (*geschlossener S.*). Die Berechnung elektrischer S.e erfolgt mit Hilfe der Kirchhoffschen Regeln.

Ein *offener S.* liegt vor, wenn kein Stromfluß möglich ist, z. B. durch einen geöffneten Schalter oder einen Kondensator im Gleichstromkreis.

Stromlinie, → Strömungsfeld.

Stromlinienform, eine speziell gestaltete Form umströmter Körper, die → Grenzschichtablösung vermeiden und geringe → Strömungswiderstände erzielen soll. Stromlinienkörper besitzen eine gut abgerundete Nase, die Rückseite der Körper ist schlank ausgeführt. Die Kontur kann mit Hilfe des Singularitätenverfahrens, der Hodographenmethode und der konformen Abbildung (→ komplexe Methoden 1) ermittelt werden. S. besitzen die Profile von Tragflügeln, Schaufelgittern und Stützstreben, Flugzeugrümpfe, Spindelkörper, Rennwagen usw.

Strommesser, *Amperemeter*, ein elektrisches Meßinstrument zur Messung des Stromes. Ein

S. wird stets mit den Elementen in Reihe geschaltet, deren Strom man messen will (im Gegensatz zum Spannungsmesser). Damit das Einfügen des S.s in die Schaltung den zu messenden Strom nicht verringert, muß sein innerer Widerstand sehr klein gegen den Gesamtwiderstand des Stromkreises sein. Der Meßbereich eines S.s kann durch Parallelschalten eines Widerstandes oder Shunts vergrößert werden, jedoch wird bei n-facher Erweiterung auch die n-fache Leistung für das Meßinstrument mit Parallelwiderstand benötigt. Bei Wechselstrom ist es möglich, mit Stromwandlern (→ Meßwandler) den Meßbereich zu vergrößern, ohne daß zusätzliche Leistungen benötigt werden. Die wichtigsten S. sind → Drehspulinstrument, → Drehmagnetinstrument und Drehspulgalvanometer (→ Galvanometer) für Gleichstrommessungen sowie → Dreheiseninstrument, → Elektrodynamometer, Drehspulinstrument mit → Thermoumformer sowie → Hitzdrahtinstrument für Gleich- und Wechselstrommessungen. Nur für Wechselstrommessungen eignen sich → Gleichrichtermeßinstrumente.

Stromprofil, die graphische Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zur Strömungsrichtung, → Rohrströmung. Gebräuchlicher ist die Bezeichnung Geschwindigkeitsprofil, → Grenzschicht.

Stromquelle, *elektrische S.*, allgemeine Bezeichnung für eine Anordnung, die einen elektrischen → Strom liefern und aufrechterhalten kann. In jeder S. erfolgt eine Trennung der in ihr enthaltenen elektrischen Ladungen durch das Wirken einer für die S. charakteristischen eingeprägten Kraft, der *elektromotorischen Kraft EMK*. Dieser ihrem Wesen nach nichtelektrischen Kraft wird eine ihr äquivalente eingeprägte elektrische Feldstärke $\vec{E}^e$ zugeordnet, unter deren Wirkung die in gleicher Zahl vorhandenen Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens an den Polen (Klemmen) der S. angehäuft werden. $\vec{E}^e$ ist vom negativen zum positiven Pol der S. gerichtet. Infolge der Ladungstrennung baut sich in der S. ein der eingeprägten Feldstärke $\vec{E}^e$ entgegengerichtetes Feld $\vec{E}$ auf, das bis zur gegenseitigen Kompensation beider Felder ansteigt (Gleichgewichtszustand). Als *Urspannung* oder *Leerlaufspannung*, teilweise auch als die EMK selbst, bezeichnet man dann die Größe $U_0 = \int_-^+ \vec{E}^e d\vec{r}$, die Potentialdifferenz zwischen den zwei leitenden Klemmen $-$ und $+$, d. s. die Anschlußkontakte, der unbelasteten, d. h. leerlaufenden S. Während $\vec{E}^e$ nur innerhalb der S. existiert, setzt sich $\vec{E}$ auch im Außenraum fort. Bei leitender Verbindung der Klemmen durch einen äußeren Widerstand erfolgt ein Ladungsausgleich, es fließt ein Strom. Die sich ausgleichenden Ladungen werden durch die EMK laufend erneut getrennt (→ Trennung von Ladungen).

Bei Belastung der S. gilt nach dem Ohmschen Gesetz innerhalb der S. $\vec{J} = \sigma(\vec{E}^e + \vec{E})$ und außerhalb $\vec{J} = \sigma\vec{E}$ und somit unter der Annahme stationärer Verhältnisse bei Umlauf längs einer Stromlinie

$$\oint \vec{E}\, d\vec{r} = \oint (\vec{J}/\sigma - \vec{E}^e)\, d\vec{r} = 0 \quad \text{bzw.}$$

$$\oint (\vec{J}/\sigma)\, d\vec{r} = \oint \vec{E}^e\, d\vec{r},$$

wobei $\vec{J}$ die Stromdichte und σ der spezifische elektrische Leitwert ist. Die rechte Seite der letzten Gleichung ergibt gerade U_0, die linke das Produkt aus dem Strom I und dem Gesamtwiderstand im Kreis, der sich aus dem äußeren Schließungswiderstand R_a und dem im Inneren der S. liegenden, die unvermeidlichen Ohmschen Widerstände der S. zusammenfassenden inneren Widerstand R_i zusammensetzt, so daß die obige Beziehung lautet

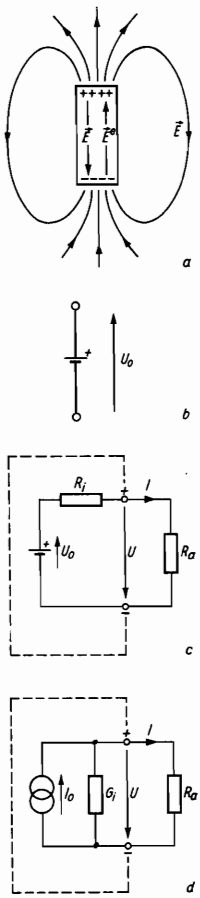
$$I(R_a + R_i) = U_0.$$

Das ist die Aussage der zweiten → Kirchhoffschen Regel. Mit anderen Worten ist die zwischen den Klemmen gemessene Spannung $U = IR_a$, die *Klemmenspannung*, bei Stromentnahme um den Spannungsabfall $I \cdot R_i$ kleiner als die Urspannung, die bei unbelasteter S. ($R_a = \infty$) an den Klemmen auftritt:

$$U = IR_a = U_0 - IR_i.$$

Die an R_a umgesetzte Leistung ist $P_a = UI = I^2R_a$, sie nimmt für $R_a = R_i$ einen Maximalwert an (→ Anpassung). Bei Kurzschluß der S., d. h. $R_a = 0$, fließt der maximal entnehmbare Strom, der Kurzschlußstrom $I_k = U_0/R_i$.

Die S. ist durch eine Ersatzschaltung darstellbar, für die es zwei Möglichkeiten gibt: Die *Ersatzspannungsquelle* besteht aus der Reihenschaltung einer widerstandsfreien S. der Urspannung U_0 mit dem inneren Widerstand R_i. Die *Ersatzstromquelle* enthält die Parallelschaltung aus einer S. mit dem Urstrom I_0 und einem inneren Leitwert G_i. Es ergeben sich an den Klemmen die gleichen Eigenschaften wie bei der Ersatzspannungsquelle, wenn $I_0 = I_k = U_0/R_i$ und $G_i = 1/R_i$ gesetzt wird. Als elektrische S. werden vorwiegend Generatoren (→ elektrische Maschine) für Gleich- und Wechselstrom und galvanische Elemente (→ Elemente 2) für Gleichstrom verwendet.



Elektrische Stromquelle: *a* schematisch, *b* Symbol mit Spannungspfeil, *c* Ersatzspannungsquelle mit äußerem Widerstand, *d* Ersatzstromquelle mit äußerem Widerstand

Stromrauschen, → Rauschen II, 1.

Stromresonanz, → Schwingkreis.

Stromrichter, ein elektrisches Gerät zum direkten Umformen elektrischer Energie von einer Stromart in die andere. Bei den S.n werden für das Umformen elektrische Schaltelemente mit Ventilwirkung verwendet, die bei den beiden möglichen Stromrichtungen durch die Elemente stark unterschiedliche Widerstände aufweisen (→ elektrisches Ventil). Dadurch unterscheiden sie sich von den → Umformern, die zwar dieselben Umformungsfunktionen wie die S. ausführen, jedoch durch mechanische Kopplung eines Elektromotors für die erste Stromart mit einem Generator für die zweite Stromart den Umweg über die mechanische Rotationsenergie benutzen.

Die S. werden unterteilt in → *Gleichrichter* zum Umformen von Wechselstrom in Gleichstrom, → *Wechselrichter* zum Umformen von Gleichstrom in Wechselstrom und → *Umrichter*, die zum Umformen von Wechselstrom in Wechselstrom anderer Frequenz dienen.

Lit. Lappe: Stromrichter (2. Aufl. Berlin 1967).

Stromröhre, → Strömungsfeld.

Strom-Spannungs-Charakteristik einer Gasentladung, → Gasentladung.

Strom-Spannungs-Kennlinie, → Widerstand.

Stromstärke, *elektrische S.*, Zeichen i (Momen-

tanwert), I (Effektivwert und Gleichwert), die in der Zeiteinheit durch einen Leiterquerschnitt hindurchfließende Ladungsmenge. Die S. wird in → Ampere gemessen.

Strom × Strom-Wechselwirkung, → schwache Wechselwirkung.

Stromtor, → Thyratron.

Stromüberhöhung, → Güte, → Schwingkreis 2b).

Strömung, die Bewegung von Flüssigkeiten und Gasen. Die S.en können nach verschiedenen Gesichtspunkten klassifiziert werden. Die *eindimensionale S.* oder *Fadenströmung* ist nur von einer Ortskoordinate abhängig (→ Bernoullische Gleichung). In *ebener* oder *zweidimensionaler S.* liegt Abhängigkeit von zwei Ortskoordinaten vor. Senkrecht zu den Koordinaten in der Ebene ändert sich das Strömungsfeld nicht. In *räumlicher* oder *dreidimensionaler S.* besteht Abhängigkeit von den drei Raumkoordinaten x, y, z (→ Eulersche Gleichungen, → Navier-Stokes-Gleichungen). Bei *axial-* oder *rotationssymmetrischer S.* verläuft die Flüssigkeitsbewegung in Ebenen, die sich sämtlich in einer festen Achse schneiden, völlig gleich. Es braucht deshalb nur in einer Meridianebene der Strömungsverlauf abhängig von zwei Koordinaten bestimmt zu werden. Ist die Strömungsgeschwindigkeit in jedem Punkt des von Flüssigkeit eingenommenen Raumes zeitlich konstant, ist sie also eine reine Ortsfunktion, so liegt *stationäre S.* vor, anderenfalls handelt es sich um *instationäre S.* Eine *quasistationäre S.* ist eine instationäre S., die durch Vernachlässigung der lokalen Beschleunigung $\partial c/\partial t$ in kleinsten Zeitintervallen näherungsweise stationär behandelt werden kann; c bedeutet die Geschwindigkeit, t die Zeit.

Die S. nicht zusammendrückbarer Medien heißt *inkompressible S.* (→ Kompressibilität). Alle tropfbaren Flüssigkeiten sind praktisch inkompressibel. Gase können als inkompressibel betrachtet werden, solange die Strömungsgeschwindigkeit klein ist gegenüber der Schallgeschwindigkeit. Die inkompressible S. wird in der Hydrodynamik behandelt. Ändert sich in der S. die Dichte des Mediums merklich mit dem Druck, so handelt es sich um eine *kompressible S.* Diese unterteilt man in *Unterschallströmung* und *Überschallströmung*, je nachdem, ob die Strömungsgeschwindigkeit kleiner oder größer als die Schallgeschwindigkeit ist. *Transsonische S.en* sind schallnahe S.en, bei denen die Machzahl Ma in den Grenzen Ma = 0,8 bis 1,3 liegt. In *Hyperschallströmungen*, im Englischen auch *Hypersonicströmungen* genannt, ist Ma > 5. Die Behandlung kompressibler S.en ist Gegenstand der Gasdynamik.

Die *Potentialströmung* ist eine S., die ein → Geschwindigkeitspotential besitzt. Sie ist drehungs- und quellenfrei und damit auch reibungsfrei (→ Drehung 4, → Kontinuitätsgleichung). Jede aus der Ruhe heraus entstandene Bewegung einer idealen Flüssigkeit ist eine Potentialströmung. Potentiallinien und Stromlinien (→ Strömungsfeld) bilden ein orthogonales Maschennetz. Durch Überlagerung einfacher Potentialströmungen oder *Elementarströmungen* können komplizierte S.en aufgebaut werden. Elementarströmungen sind → Parallelströmung, → Quellen- und Senkenströmung, → Potentialwirbel und → Dipolströmung. Dabei werden bei Körperumströmungen im allgemeinen stetige Verteilungen der Singularitäten verwendet, um die geforderten Randbedingungen zu erfüllen (→ Singularitätenverfahren). Weitere Methoden zur Ermittlung der Potentialströmung mit bestimmten Randbedingungen sind die konforme Abbildung und die Hodographenmethode (→ komplexe Methoden 1). S.en mit konstanter Drehung, wie sie in rotierenden Systemen auftreten, sind reibungsfrei, besitzen jedoch kein Potential. In reibungsfreier S. gleitet das Medium an festen Wänden. Die reibungsbehafteten S.en werden durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben. Infolge der Zähigkeit haftet die Flüssigkeit an einer festen Wand, d. h., die Tangentialgeschwindigkeit ist gleich Null (→ Haftbedingung). Es tritt ein → Strömungswiderstand auf.

Bei kleinen Reynoldszahlen liegt *laminare S.* oder *Schichtenströmung* vor. Die Flüssigkeitsteilchen bewegen sich in geordneten, übereinander gleitenden Schichten, die sich nicht durchsetzen und kaum miteinander vermischen. Die bei der Laminarbewegung auftretenden Schubspannungen sind durch den → Newtonschen Schubspannungsansatz gegeben (→ Rohrströmung). Bei hohen Reynoldszahlen ist die laminare Strömung instabil, es erfolgt der Umschlag in den turbulenten Zustand. In *turbulenter S.* sind der mittleren Hauptbewegung unregelmäßige Nebenbewegungen überlagert. Selbst bei stationären Randbedingungen sind Geschwindigkeit und Druck in einem festgehaltenen Raumpunkt nicht zeitlich konstant, sondern schwanken mit hoher Frequenz unregelmäßig um einen zeitlichen Mittelwert. Die Schwankungsbewegungen kann man sich vorstellen als ein unregelmäßiges Gemisch von großen und kleinen → Wirbeln, die ständig entstehen und wieder verlöschen (→ Turbulenz).

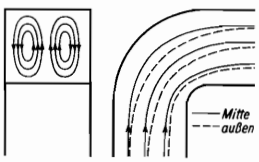
Die großen Wirbel sind verantwortlich dafür, daß in turbulenter S. der Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch einige Größenordnungen stärker ist als in laminarer S., bei der der Austausch durch die thermische Eigenbewegung der Moleküle bewirkt wird. Die großen Wirbel erhalten ihre kinetische Energie aus der mittleren Hauptbewegung und zerfallen in immer kleinere Wirbel, bis schließlich in den kleinsten Wirbeln infolge der Zähigkeit des Mediums die kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird. Daraus resultiert der höhere Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand) in turbulenter S. gegenüber laminarer S. Bei der Berechnung der turbulenten S.en benutzt man im allgemeinen die zeitlichen Mittelwerte, wobei die Schubspannungen mit Hilfe des Prandtlschen → Mischungsweges bestimmt werden. Die turbulente S. wird manchmal auch als *Flechtströmung* bezeichnet, was aber wenig zutreffend ist, da das Flechten einen regelmäßigen Vorgang darstellt, die Turbulenz aber durch unregelmäßige Schwankungen gekennzeichnet ist.

Die allgemeine mathematische Behandlung reibungsbehafteter Strömungsvorgänge gelingt nur für die Grenzfälle sehr kleiner und sehr großer Reynoldszahlen Re sowie für laminare Rohrströmung (→ Navier-Stokes-Gleichungen). In *schleichenden S.en* ist Re < 1, die Reibungskräfte sind wesentlich größer als die Trägheits-

kräfte. Damit können die Bewegungsgleichungen linearisiert werden. Schleichende S.en treten auf, wenn sich kleine Körper langsam in zäher Flüssigkeit bewegen. Für die Bewegung kleiner Kugeln existiert die Lösung von Stokes (→ Kugelumströmung). Wichtiger sind die S.en von Flüssigkeiten sehr kleiner Zähigkeit, bei denen $Re \to \infty$ geht. Der Zähigkeitseinfluß braucht nur in der dünnen Grenzschicht berücksichtigt zu werden. Bei starkem Druckanstieg in Strömungsrichtung kommt es zur → Grenzschichtablösung.

Wenn eine zähe Flüssigkeit an einer Wand entlang strömt und unter einem Druckgefälle quer zur Hauptströmungsrichtung steht, erfahren die wandnahen Schichten infolge ihrer geringeren Geschwindigkeit eine stärkere Ablenkung als die Außenströmung. Dieser Vorgang kann aufgefaßt werden, als ob der Hauptströmung eine senkrecht dazu verlaufende *Sekundärströmung* überlagert ist, die sich aus Kontinuitätsgründen bis in die Außenströmung erstreckt und diese wesentlich beeinflußt (Sekundärströmung erster Art). In unmittelbarer Wandnähe überwiegt der Einfluß von Reibungs- und Druckkraft gegenüber der Trägheitskraft, so daß die Strömungsteilchen dem bestehenden Druckgefälle folgen. Die Strömungsrichtung in den darüberliegenden Schichten geht kontinuierlich in die der Außenströmung über. Damit liegt ein dreidimensionales Strömungsproblem vor.

Die Erscheinung, daß sich Blätter am Boden eines Teeglases beim Umrühren in dessen Mitte sammeln, ist eine Folge von zentripetal gerichteten Sekundärströmungen. In stark umlenkenden Krümmern (→ Krümmerströmung) tritt eine intensive Sekundärströmung auf, da ein radiales Druckgefälle von der konkaven zur konvexen Seite besteht. Die Sekundärströmung verläuft auf den beiden ebenen Deckwänden von außen nach innen, im Kern in umgekehrter Richtung, und nimmt die Form eines Doppelwirbels an (Abb.).



Sekundärströmung im 90°-Krümmer

Die Stromlinien unmittelbar an der Wand verlaufen spiralenförmig und können mit der Anstrichmethode sichtbar gemacht werden (→ Strömungsphotographie). In gekrümmten Flußläufen transportiert die Sekundärströmung Sinkstoffe von der konkaven zur konvexen Seite und führt damit zur Verstärkung der Krümmung, zur Mäanderbildung. Die sich in → Turbomaschinen in der Nähe von Nabe und äußerer Gehäusewand bildenden Sekundärströmungen bewirken eine Verdickung der Grenzschicht auf der Profilsaugseite der Schaufeln. Damit wächst dort die Gefahr der Ablösung, und die Strömungswiderstände sind größer als im ebenen Fall. Die Sekundärströmung besitzt besonders bei kleinem Seitenverhältnis einen großen Einfluß auf den Wirkungsgrad der Maschine. Sekundärströmungen zweiter Art bilden sich beim turbulenten Durchströmen gerader Kanäle mit nichtkreisförmigem Querschnitt aus. Sie laufen in Form länglicher Wirbel in die Ecken des Kanalprofiles hinein und danach wieder in das Kanalinnere zurück. Sekundärströmungen dritter Art ergeben sich in der Umgebung fester Körper, die in Flüssigkeiten Schwingungen kleiner Amplitude ausführen.

Die beschriebenen S.en sind *homogene S.en*, bei ihnen ist jeweils eine Phase am Strömungsvorgang beteiligt. Im Gegensatz dazu spricht man von *Mehrphasenströmungen*, wenn mehrere Phasen an einem Strömungsvorgang beteiligt sind. Die theoretische und experimentelle Behandlung der Mehrphasenströmungen ist wesentlich komplizierter als die der homogenen Strömungen. Steigen z. B. Gasblasen in einer Flüssigkeit auf, so sind im voraus weder Form und Größe noch Geschwindigkeit der Blasen bekannt. An der Grenzfläche gilt auch die Haftbedingung nicht, sondern es kann nur gefordert werden, daß an der Grenzfläche kein Geschwindigkeitssprung auftritt. Im einfachsten Fall, bei den *Zweiphasenströmungen*, sind bereits sieben Stoffgrößen zu berücksichtigen. Durch die Bildung von Kennzahlen (→ Ähnlichkeitstheorie) kann die Anzahl der Variablen vermindert werden. Vereinfachungen ergeben sich, wenn eine Phase fest ist, weil deren Zähigkeit dann keine Rolle spielt und die Form der Teilchen bekannt ist. Sind die beiden beteiligten Phasen ein Gas und eine tropfbare Flüssigkeit, so kann häufig die Gasdichte gegenüber der Flüssigkeitsdichte vernachlässigt werden. Die Mehrphasenströmungen sind von großer Bedeutung für die chemische Verfahrenstechnik.

Lit. → Strömungslehre.

Strömungsanalogie, formale Übereinstimmung zwischen Spannungs- und Strömungsproblem. Beispiel: Reiner elastischer Schub am prismatischen Körper entspricht ebener Potentialströmung, elastische Torsion des prismatischen Stabes entspricht rotierender idealer Flüssigkeit, Torsion des Rotationskörpers entspricht 5dimensionaler Axialströmung. Die S. erlaubt, in der Hydromechanik entwickelte mathematische und experimentelle Methoden zur Behandlung von Problemen der Elastizitätslehre nutzbar zu machen.

Strömungsarten im Vakuum, → Gasströmung unter Vakuum.

Strömungsdoppelbrechung, die durch die in einem Schergefälle eintretende Orientierung anisometrischer Teilchen hervorgerufene optische Doppelbrechung. Ist das orientierte Teilchen selbst optisch isotrop, so handelt es sich um *Formströmungsdoppelbrechung*, die in reiner Ausprägung kaum auftritt, sondern fast immer mit einer *Eigendoppelbrechung* der orientierten Teilchen verknüpft ist.

Diese kommt z. B. auch bei Fadenmolekülen dadurch zustande, daß die Polarisierbarkeiten entlang der Fadenachse und in Querrichtung verschieden sind. Aus der S. kann man über den Auslöschungswinkel χ den mittleren Orientierungswinkel beim Geschwindigkeitsgefälle q bestimmen und die *Orientierungszahl* $\omega = (\pi/4 - \chi)/q\,\eta_0$ errechnen. Dabei ist η_0 der Viskositätskoeffizient des Lösungsmittels. Aus ω kann die

Rotationsdiffusionskonstante D_r nach $D_r = 12\,\eta_0\omega$ ermittelt werden.

Strömungsfeld, das gesamte mit Flüssigkeit angefüllte Gebiet, das durch die Angabe des Geschwindigkeitsfeldes, also des Feldes des Geschwindigkeitsvektors $\vec{c}$, abhängig vom Raumpunkt $\vec{r}$ und von der Zeit t gekennzeichnet ist: $\vec{c} = f(\vec{r}, t)$. Nach Einführen rechtwinkliger Ortskoordinaten $\vec{r} = \vec{\imath}x + \vec{\jmath}y + \vec{k}z$ und der rechtwinkligen Geschwindigkeitskomponenten $\vec{c} = \vec{\imath}u + \vec{\jmath}v + \vec{k}w$ ist das Geschwindigkeitsfeld in der Eulerschen Betrachtungsweise darstellbar durch die Gleichungen

$$u = f_1(x, y, z, t)$$
$$v = f_2(x, y, z, t)$$
$$w = f_3(x, y, z, t).$$

u, v, w sind Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in der x-, y- bzw. z-Richtung.

Analog zur Aufteilung der Bewegung eines festen Körpers in einen Translationsanteil und einen Rotationsanteil kann jedes S. in ein drehungsfreies Feld $\vec{c}_0$ und ein Wirbelfeld $\vec{c}_1$ aufgespalten werden: $\vec{c} = \vec{c}_0 + \vec{c}_1$. Das erste Feld erfüllt die Bedingung der Drehungsfreiheit $\operatorname{rot} \vec{c}_0 = 0$, das zweite die Bedingung der Kontinuität $\operatorname{div} \vec{c}_1 = 0$. Daraus folgt mit

$$\operatorname{div} \vec{c} = \operatorname{div} \vec{c}_0 \text{ und } \operatorname{rot} \vec{c} = \operatorname{rot} \vec{c}_1,$$

daß sich im zweiten Feld alle Wirbel und im ersten Feld bei inkompressibler Strömung alle Quellen und Senken befinden. Nach Einführen des skalaren Potentials Φ und des vektoriellen Potentials $\vec{A}$ wird das Geschwindigkeitsfeld beschrieben durch $\vec{c} = \operatorname{grad} \Phi + \operatorname{rot} \vec{A}$.

Zur anschaulichen Beschreibung einer Strömung verwendet man die *Stromlinien*. Es sind Linien, deren Richtung in jedem Raumpunkt mit der Richtung des Geschwindigkeitsvektors übereinstimmt. Die Differentialgleichungen der Stromlinien lauten $dx : dy : dz = u : v : w$. Bei der substantiellen Betrachtungsweise nach Lagrange interessiert man sich für die Kurven, die von den Flüssigkeitsteilchen durchlaufen werden. Man bezeichnet diese Kurven als *Bahnlinien*. Eine *Streichlinie* ist der geometrische Ort aller Teilchen, die irgendwann einmal ein und dieselbe Stelle im Raum passiert haben. Nur bei stationärer Strömung fallen Stromlinien, Bahnlinien und Streichlinien zusammen. Diese Linien ändern beim Wechsel des Bezugssystems ihr Aussehen. Sie können durch Farbzugabe sichtbar gemacht werden (→ Strömungsphotographie). Die Gesamtheit der durch eine kleine geschlossene Kurve gehenden Stromlinien bildet eine *Stromröhre*. In ihr strömt die Flüssigkeit wie in einem festen Rohr parallel zu den Stromlinien. Durch die Wandung tritt also keine Flüssigkeit hindurch. Der flüssige Inhalt der Stromröhre wird als *Stromfaden* bezeichnet. In stationärer Strömung bleibt die Stromröhre dauernd bestehen, in instationärer Strömung dagegen sind zu einem späteren Zeitpunkt andere Teilchen durch Stromröhren miteinander verbunden als vorher. Bei vielen einfachen Aufgaben, besonders bei Strömungen durch Rohre und Kanäle, kann der gesamte von Strömung erfüllte Raum in guter Näherung als ein einziger Stromfaden betrachtet werden. Die Stromfadentheorie behandelt die eindimensionalen Strömungen und arbeitet mit Mittelwerten der Geschwindigkeit und des Druckes über dem Querschnitt des Stromfadens.

Eine von Stromlinien gebildete zusammenhängende Fläche bezeichnet man als *Stromfläche*. Die Stromröhre wird von einer röhrenförmigen Stromfläche gebildet.

Strömungsfunktion, → komplexe Methoden 1).

Strömungsgetriebe, *hydrodynamisches Getriebe*, *Turbogetriebe*, *Drehmomentwandler*, *Föttinger-Getriebe*, *Föttinger-Wandler*, hydraulische Maschine zur Drehmomentenwandlung. Die wichtigsten Bauteile sind Pumpenlaufrad, Turbinenlaufrad und Leitrad, die sich in einem geschlossenen Strömungskreislauf innerhalb eines Gehäuses befinden. Als Betriebsflüssigkeit dient Öl. Die Leistung des angetriebenen Pumpenanlaufrades wird durch die Strömung auf das Turbinenlaufrad übertragen, das mit einer niedrigeren Drehzahl als das Pumpenanlaufrad umläuft. Für die Drehmomente gilt die Beziehung $M_T = M_P \cdot \omega_p/\omega_T$; dabei bedeuten M_T, M_P das Drehmoment von Turbinen- bzw. Pumpenlaufrad und ω_T, ω_P die Winkelgeschwindigkeit von Turbinen- bzw. Pumpenrad. Die Differenz der beiden Drehmomente wird vom gehäusefesten Leitrad aufgenommen. Die S. ermöglichen eine stufenlose Änderung des Drehmomentes, das im Anfahrzustand sehr groß ist.

Das S. wird angewendet bei von Verbrennungsmotoren angetriebenen Fahrzeugen (z. B. Diesellokomotiven), bei denen es sich automatisch den wechselnden Fahrwiderständen anpaßt, so daß das Schalten wegfällt, ferner bei Fördereinrichtungen, Erdbewegungsmaschinen und stationären Anlagen, um die Übertragung der Schwingungen der Antriebs- auf die Arbeitsmaschine zu vermeiden. Da der Wirkungsgrad eines S.s schlechter ist als bei entsprechenden Zahnradgetrieben, verwendet man es häufig in Verbindung mit einem wenigstufigen Zahnradgetriebe und einer mechanischen Kupplung oder mit einer *Strömungskupplung*, die wie ein S. aufgebaut ist, nur ohne Leitrad.

Strömungskupplung, → Strömungsgetriebe.

Strömungslehre, ein Teilgebiet der Mechanik, die Lehre von der Bewegung der Flüssigkeiten und Gase. Die Bewegung inkompressibler Medien wird in der Hydrodynamik behandelt (→ Hydromechanik), die Bewegung kompressibler Medien in der → Gasdynamik. Die S. beschäftigt sich sowohl mit der Potentialströmung als auch mit der reibungsbehafteten Strömung, die bei großen Reynoldszahlen Gegenstand der Grenzschichttheorie ist (→ Strömung). Zur Lösung verschiedener Aufgaben werden die → komplexen Methoden 1) und Analogien benutzt (→ Analogie 2). Da die theoretische Behandlung aller Strömungsprobleme zur Zeit noch nicht möglich ist, befaßt sich die S. sowohl mit der Theorie als auch mit dem Experiment.

Lit. Albring: Angewandte S. (3. Aufl. Dresden 1966); Prandtl: Führer durch die S. (6. Aufl. Braunschweig 1965); Tietjens: S. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960); → Hydromechanik.

Strömungsmaschinen, svw. Turbomaschinen.

Strömungsmechanik, → Hydromechanik.

Strömungsmesser, 1) ozeanologisches Meßgerät zur Bestimmung der Richtung und Geschwindigkeit von → Meeresströmungen. Zur Rich-

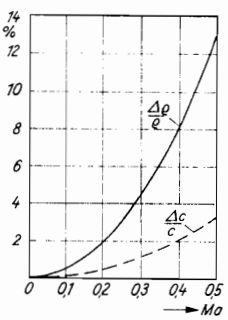
tungsbestimmung dient meist ein Kompaß, zur Messung der Geschwindigkeit werden überwiegend die Umdrehungen eines Rotors registriert. Akustische und magnetische S. befinden sich in der Entwicklung.

2) → Durchflußmessung.

Strömungsphotographie, die zum besseren Studium der durch verschiedene Methoden sichtbar gemachten → Strömungen eingesetzte Photographie. Mit Hilfe der S. können Stromlinien, Streichlinien und Bahnlinien (→ Strömungsfeld) ermittelt werden. Die Strömung an freien Flüssigkeitsoberflächen wird nach Aufstreuen von leichten, gut reflektierenden Teilchen, z. B. Aluminiumpulver, Lykopodium oder Grieß, photographiert. Während der kurzen Belichtungszeit legen die Teilchen einen Weg zurück, der in der Aufnahme als in Strömungsrichtung verlaufender Strich abgebildet wird. Die Strichlänge ist der Strömungsgeschwindigkeit proportional. Das Auge ergänzt die Vielzahl der Striche zu einem Stromlinienbild. Im Inneren der Flüssigkeit benutzt man → Schwebeteilchen und Farbzusätze. An der Oberfläche von Strömungskörpern kann durch Aufkleben von Kaliumpermanganatkristallen die Strömung bei niedrigen Geschwindigkeiten sichtbar gemacht werden. Für größere Geschwindigkeiten wendet man die Anstrichmethode an, wobei die Oberfläche des Strömungskörpers mit einem geeigneten Farbstoff angestrichen wird. Bei Wasser dient Ölfarbe als Anstrich. Nach einer entsprechenden Einwirkzeit hinterläßt die Strömung auf der Wand eine deutlich ausgeprägte Zeichnung, die die Richtung der mittleren Geschwindigkeit angibt. Damit können der Strömungsverlauf beurteilt und Ablösegebiete festgestellt werden. In Gasströmungen verwendet man farbige Nebel zur Sichtbarmachung, auf Körperoberflächen einen Anstrich mit einem Gemisch aus Ruß, Petroleum und Öl. Bei zeitlich sehr schnell ablaufenden Vorgängen bietet die Zeitlupenphotographie beste Möglichkeiten zum Studium des Strömungsablaufes.

Strömungspotential, svw. Geschwindigkeitspotential.

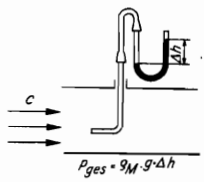
Strömungssonden, Instrumente zur möglichst punktförmigen Messung von Geschwindigkeit nach Größe und Richtung, Druck und Temperatur in Strömungen. Die Druckanzeige erfolgt überwiegend durch Manometer. Kleine Schwankungen des Druckes führen in der Schlauch- oder Rohrverbindung zwischen Meßstelle und Meßgerät zu einer oszillierenden Strömung. Trägheitswirkungen des die Sondenmündung alternierend durchströmenden Mediums bewirken, daß das Meßgerät einen zu großen zeitlichen Mittelwert des Druckes anzeigt. Der Meßfehler kann vermindert werden, wenn man Resonanzstellen im Meßbereich vermeidet und den Leitungsquerschnitt so klein wählt, wie es die Manometereinstellung zuläßt. Bei Messungen von Mittelwerten in Strömungen mit hohem → Turbulenzgrad kommt zusätzlich der Fehler hinzu, der durch die Schräganströmung der Sonde entsprechend den Schwankungen der Anströmrichtung infolge turbulenter Zusatzgeschwindigkeiten hervorgerufen wird. Im allgemeinen sind die Sonden auf Reynolds- und Machzahleinfluß zu eichen. Bis zu einer Anström-Machzahl Ma = 0,2 kann das Gas als inkompressibel betrachtet werden. Die Dichteänderung beträgt dabei $\Delta\varrho/\varrho = 2\,\%$ und der Fehler bei der Bestimmung der Geschwindigkeit $\Delta c/c = 0{,}5\,\%$ (Abb. 1). Bei größeren Machzahlen sind die



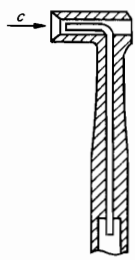
1 Abweichungen bei inkompressibler Betrachtungsweise

gasdynamischen Beziehungen von St. Venant und Wantzel der Auswertung zugrunde zu legen. Mit Annäherung an die Schallgeschwindigkeit treten bei Ma ≧ 0,8 am Sondenkopf → Verdichtungsstöße auf, die das Meßergebnis verfälschen. In Überschallströmungen bildet sich vor stumpfen Sondenköpfen näherungsweise ein senkrechter Verdichtungsstoß aus, an spitzen Köpfen ein schräger Verdichtungsstoß. Das ist bei der Auswertung der Meßergebnisse zu berücksichtigen. Zum Messen zeitlich veränderlicher Drücke muß die Eigenschwingungsdauer des Gerätes einige Zehnerpotenzen kleiner sein als die des zu messenden Vorganges. Als Meßgeräte werden hierfür kapazitive oder induktive Geber verwendet, die die Druckschwankungen in eine Änderung des elektrischen Stromes umsetzen.

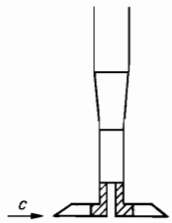
Die S. lassen sich in verschiedene Gruppen einteilen. 1) S. zur Messung des Gesamtdruckes. Das *Pitotrohr* (Abb. 2) ist ein hakenförmig gebogenes Rohr, das mit der Öffnung gegen die Strömung gestellt wird. In dem Rohr ist die Strömungsgeschwindigkeit gleich Null, so daß vom angeschlossenen Manometer der Gesamtdruck angezeigt wird. Bis herab zur Reynoldszahl $\mathrm{Re} = c \cdot d/\nu \approx 500$ werden genaue Werte gemessen, darunter infolge des Barker-Effektes zu große Werte angezeigt. Dabei bedeuten c die Anströmgeschwindigkeit, $d \approx 1$ mm den Röhrchenaußendurchmesser und ν die kinematische Zähigkeit. Wird die Öffnung des Pitotrohres unter einem Winkel von 30° bis 40° angesenkt, so beträgt die Richtungsunempfindlichkeit ±15°. Zur Messung in schwer zugängigen Bauteilen benutzt man ummantelte Pitotrohre (Abb. 3), die bis zu Richtungsabweichungen von ±45° den Gesamtdruck genau messen. *Kammsonden* enthalten mehrere nebeneinander angeordnete Pitotröhrchen und dienen zur schnellen Ausmessung von Querschnitten. Für Grenzschichtmessungen wird die kreisförmige Öffnung des Pitotrohres so abgeplattet, daß die geradlinigen Seiten des erhaltenen Querschnittes parallel zur Begrenzungswand der Strömung liegen. Mit den in den Abschn. 3 und 4 beschriebenen kombinierten Sonden kann neben dem statischen Druck bzw. der Strömungsrichtung auch der Gesamtdruck gemessen werden.



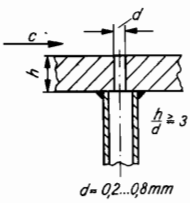
2 Pitotrohr mit angeschlossenem U-Rohr-Manometer. p_{ges} Gesamtdruck, ϱ_M Dichte der Meßflüssigkeit, g Erdbeschleunigung, c Ausströmgeschwindigkeit, Δh Höhendifferenz der Flüssigkeitsspiegel



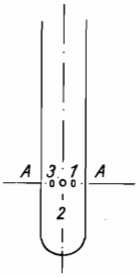
3 Ummanteltes Pitotrohr



5 Sersche Scheibe

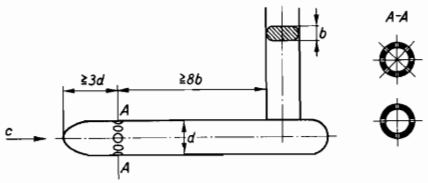


6 Statische Druckanbohrung



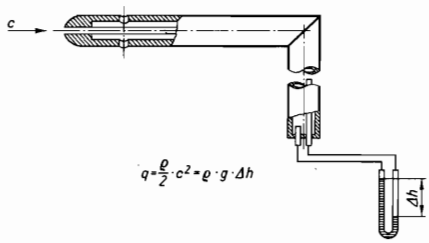
8 Zylinderdreilochsonde

2) S. zur Messung des statischen Druckes. Die Messung des statischen Druckes in Strömungen ist bei starken Stromlinienkrümmungen und hohem Turbulenzgrad besonders schwierig. Sie erfolgt mit einer Sonde, die im Abstand von drei Durchmessern *d* von der Vorderkante statische Druckbohrungen bzw. Schlitze enthält (Abb. 4). Bis zu Winkelabweichungen von $\pm 5°$ zwischen Sondenkopfachse und Strömungsrichtung liefert diese Sonde einigermaßen genaue Werte. Die *Sersche Scheibe* (Abb. 5) wird auf Grund ihres großen Meßfehlers bei Richtungsabweichungen kaum noch verwendet. Der Druck an der Oberfläche umströmter Körper wird mit statischen Druckanbohrungen (Abb. 6) ermittelt, die nach dem Prinzip der statischen Drucksonde arbeiten. Die Anbohrungen müssen senkrecht zur Oberfläche und gratfrei ausgeführt werden.



4 Statische Drucksonde. *d* Durchmesser, *b* charakteristische Abmessung, *A* Bezeichnung für die Schnittstelle in der Zeichnung

3) S. zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit. Das *Prandtlsche Staurohr* (*Prandtlrohr, Staurohr*, Abb. 7), eine Kombination von Pitotrohr und statischer Drucksonde, ermöglicht sowohl die Messung des Gesamtdruckes und des statischen Druckes als auch die Anzeige der Differenz beider Größen, des Staudruckes. Aus dem Staudruck kann die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden. Zur Messung kleiner Geschwindigkeiten und der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten ist das *Hitzdrahtanemometer* besonders geeignet (→ Anemometer).



7 Prandtlsches Staurohr mit Manometeranschluß zur Staudruckmessung. *q* Staudruck

4) S. zur Bestimmung der Strömungsrichtung. Bei geringeren Genauigkeitsansprüchen kann die Strömungsrichtung in einfacher Weise mit → Fadensonde und → Windfahne ermittelt werden. Auch Pitotrohr und statische Drucksonde eignen sich zur Richtungsmessung, da sie bei maximaler Anzeige in Strömungsrichtung weisen. Zur genauen Richtungsmessung dienen Spezialsonden, mit denen meistens gleichzeitig der Druck bestimmt werden kann. Man unterscheidet dabei zwischen S. für ebene und für räumliche Strömungen.

a) S. für ebene Strömungen. Am gebräuchlichsten ist die *Zylinderdreilochsonde* (Abb. 8). Die Bohrungen 1 und 3 werden durch Drehung der Sonde in der Strömung so orientiert, daß sie gleichen Druck anzeigen. Die zur Gesamtdruckmessung dienende Bohrung weist dann in Strömungsrichtung. Die Lage der symmetrisch zur Bohrung 2 anzuordnenden Bohrungen wurde für Potentialströmung so berechnet, daß die Zylinderdreilochsonde bei hoher Empfindlichkeit gleichzeitig zur statischen Druckmessung verwendet werden kann. Nach dem gleichen Prinzip arbeiten die *Keilsonde* und die *Dreifingersonde* (Abb. 9 und 10, S. 1505).

b) S. für räumliche Strömungen haben 5 Bohrungen zur Druckmessung. Der Sondenkopf wird als Kugel, Kegel oder Fünffingerfühler ausgeführt (Abb. 11 und 12, S. 1505). Die Bohrungen 1 und 3 sowie 4 und 5 liegen symmetrisch zur Zentralbohrung 2 in zueinander senkrecht stehenden Ebenen. Durch Drehen der Sonde wird bei Gleichheit der Druckanzeige der Bohrungen 1 und 3 der Strömungswinkel in der Horizontalebene ermittelt. Aus den Druckanzeigen an den Bohrungen 4, 5 und 2 können mit Hilfe von Eichkurven die Strömungsrichtung in der Vertikalebene, der statische Druck und der Staudruck bestimmt werden. Damit sich die räumliche Lage des Sondenkopfes in der Strömung beim Drehen um die Sondenachse nicht ändert, wird der Sondenschaft oft gekröpft ausgeführt.

5) S. für Temperaturmessungen. In Gasströmungen verwendet man zur Temperaturmessung vorwiegend → *Thermoelemente*. Diese sind im Staupunkt einer kleinen, nicht wärmeleitenden Kugel, eines Kreiszylinders oder eines rotationssymmetrischen Stromlinienkörpers angeordnet. Da die Thermoelemente die Ruhetemperatur messen, kann die örtliche Temperatur aus den Grundgleichungen der Gasdynamik berechnet werden, wenn die Machzahl bekannt ist. Lit. Popow: Strömungstechnisches Meßwesen (dtsch Berlin 1958).

Strömungsstrom, → elektrokinetische Erscheinungen.

Strömungswiderstand, die Kraft, die auf einen Körper in Strömungsrichtung wirkt. Es besteht dabei kein Unterschied, ob sich der Körper mit konstanter Geschwindigkeit in ruhendem Medium bewegt oder ob das Medium gleichförmig den ruhenden Körper umströmt. Speziell bei Landfahrzeugen wird im Umgangssprachgebrauch an Stelle von S. die Bezeichnung *Luftwiderstand* verwendet. In einer allseitig bis ins Unendliche reichenden reibungsfreien Unterschallströmung tritt kein S. auf. In zähen Flüssigkeiten setzt sich der S. aus Reibungswiderstand und Druckwiderstand zusammen. Die Summe beider Anteile wird auch als *Profilwiderstand* bezeichnet, er ist bei überwiegendem Druckwiderstand und großer Reynoldszahl proportional dem Produkt aus Fläche *A* und Staudruck. Der Proportionalitätsfaktor ist der *Widerstandsbeiwert* $c_W = F_W/(\varrho c_\infty^2 A/2)$; dabei bedeuten F_W den Strömungswiderstand, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, c_∞ die Anströmgeschwindigkeit, *A* die Bezugsfläche, bei stumpfen Körpern die Stirnfläche senkrecht zur Anströmrichtung, bei Tragflügeln die Projektion der Flügelfläche auf die Anströmebene. Der c_W-

Wert ist neben der Körperform im allgemeinen von der → Reynoldszahl, der → Machzahl, dem → Turbulenzgrad der Strömung und der Oberflächenrauhigkeit des Körpers abhängig. Bei Kenntnis der Geschwindigkeitsverteilung im Nachstrom kann der S. mit Hilfe des → Impulssatzes 2) bestimmt werden. Weiteres über die Größe des Widerstandsbeiwertes → Zylinderumströmung, → Kugelumströmung, → Profilbeiwerte.

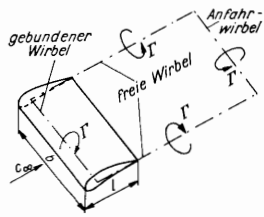
Die Bezeichnung und Definition des Widerstandsbeiwertes erfolgt nicht einheitlich. Bei Schaufelgittern, Krümmern und anderen komplizierten Durchströmteilen benutzt man den Verlustbeiwert $\zeta = \Delta p_{ges}/q$; Δp_{ges} ist der Gesamtdruckverlust, q der Bezugsstaudruck.

Man unterscheidet im einzelnen folgende Arten von Strömungswiderständen: 1) *Reibungswiderstand* (*Oberflächenwiderstand, Schubwiderstand*). Die Zähigkeit der Flüssigkeit verbunden mit der → Haftbedingung an der Wand bedingt Reibungskräfte, die bei großen Reynoldszahlen nur in der → Grenzschicht auftreten. Der Reibungswiderstand F_{wR} ist gleich dem Integral der in Strömungsrichtung weisenden Komponente der Wandschubspannung τ_w über die gesamte Oberfläche O des Körpers (Abb. 1): $F_{wR} = \iint \tau_w \cdot \sin\delta \cdot dO$. Dabei ist δ der Winkel zwischen der Flächennormalen und der Anströmrichtung. Der Reibungsbeiwert ergibt sich daraus zu $c_F = F_{wR}/(\varrho c_\infty^2 A/2)$. Bei rauhen Oberflächen wird eine dem mittleren Verlauf der Fläche angepaßte Idealfläche zugrunde gelegt. Für rein laminare Strömungen läßt sich der Reibungsbeiwert nach der Grenzschichttheorie unter Verwendung des → Newtonschen Schubspannungsansatzes exakt berechnen, bei turbulenter Strömung mit Hilfe von empirisch ermittelten Ansätzen für die Schubspannung nur näherungsweise. Noch komplizierter wird das Problem, wenn die Grenzschicht auf dem Körper vom laminaren in den turbulenten Zustand umschlägt. Deshalb wird der Reibungswiderstand vorwiegend durch Subtraktion des aus Druckverteilungsmessungen bestimmten Druckwiderstandes vom gemessenen Profilwiderstand ermittelt. Der Reibungswiderstand hängt sehr stark von der Reynoldszahl ab und ist bei turbulenter Grenzschicht infolge des starken Impulsaustausches quer zur Hauptströmungsrichtung größer als bei laminarer Grenzschicht. Oberflächenrauhigkeiten und hoher Turbulenzgrad der Zuströmung erhöhen den c_F-Wert. Bei der längsangeströmten ebenen Platte wird der S. nur durch Wandreibung erzeugt, → Plattenströmung.

In durchströmten zylindrischen Rohren führt die Wandreibung zu einem Druckabfall in Strömungsrichtung. Der dimensionslose Widerstandsbeiwert ist hier definiert als $\lambda = \frac{\Delta p}{\varrho \bar{c}^2/2} \cdot \frac{d}{l}$; Δp ist der statische Druckabfall, $\bar{c}$ die mittlere Geschwindigkeit im Rohr, d der Rohrdurchmesser, l die Rohrlänge. Über die Abhängigkeit des λ-Wertes von den Ähnlichkeitskennzahlen → Rohrströmung.

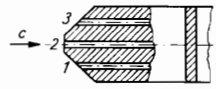
2) *Druckwiderstand* (*Formwiderstand*). Die Integration der in Strömungsrichtung weisenden Komponente des Druckes p über die Körperoberfläche O liefert den Druckwiderstand $F_{wD} = \iint p \cdot \cos\delta \cdot dO$. Der Druckwiderstand entsteht durch das Vorhandensein eines → Nachstromes hinter dem Körper und die damit verbundene Änderung der Druckverteilung gegenüber der in Potentialströmung vorhandenen. Wenn ein breites Totwasser vorhanden ist, bildet der Druckwiderstand den Hauptanteil des Profilwiderstandes (→ Kugelumströmung, → Zylinderumströmung). Bei der Umströmung scharfkantiger Körper, z. B. der quergestellten Platte, ist der Druckwiderstandsbeiwert $c_D = F_{wD}/(\varrho c_\infty^2 A/2)$ praktisch unabhängig von der Reynoldszahl Re, da der Ablösungspunkt der Grenzschicht örtlich festliegt. Für völlige Körper mit stetiger Konturkrümmung vermindert sich c_D mit Erreichen der kritischen Reynoldszahl, d. h. mit dem Grenzschichtumschlag laminar – turbulent, sprunghaft. Weil die turbulente Grenzschicht länger anliegt als die laminare, werden Totwasser und Druckwiderstand kleiner. Im laminaren und turbulenten Strömungsbereich selbst ist die Abhängigkeit $c_D = f(\mathrm{Re})$ unbedeutend. Hoher Turbulenzgrad der Strömung, Oberflächenrauhigkeiten und Stolperdrähte beschleunigen den Grenzschichtumschlag und führen daher im kritischen Reynoldszahlbereich zu einer Herabsetzung des Druckwiderstandes. Zu seiner Bestimmung muß die Druckverteilung auf der Körperoberfläche gemessen werden.

3) *Induzierter Widerstand.* An einem Auftrieb erzeugenden Tragflügel endlicher Spannweite tritt in reibungsfreier Strömung ein Widerstand auf. An seinen seitlichen Begrenzungen bilden sich durch Einrollen der entstehenden → Trennungsfläche zwei Wirbelfäden, die etwa parallel zur Anströmrichtung nach hinten abgehen. Zur dauernden Erzeugung des je Zeiteinheit entstehenden Teiles des Wirbels muß Arbeit verrichtet werden, die sich am Tragflügel als induzierter Widerstand äußert. Das Strömungsmedium weicht auf der Profildruckseite nach außen aus und strömt über die Flügelspitzen zur Saugseite. Die Auftriebserzeugung eines Tragflügels ist mit dem Vorhandensein eines gebundenen Wirbels verbunden, der sich innerhalb des Tragflügels befindet. Nach dem 3. Helmholtzschen Wirbelgesetz (→ Wirbelsätze) kann der gebundene Wirbel an den Tragflügelenden nicht aufhören, sondern setzt sich in den nach hinten gehenden freien Wirbeln, den Randwirbeln, fort (Abb. 2). Gebundener Wirbel, freie

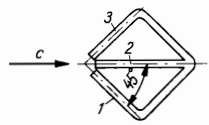


2 Wirbelsystem eines Tragflügels endlicher Spannweite

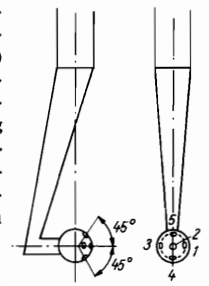
Wirbel und Anfahrwirbel (→ Tragflügel) besitzen jeweils die Zirkulation Γ und bilden entsprechend dem 3. Helmholtzschen Wirbelsatz eine geschlossene Wirbellinie. Bei der Behandlung der Strömungsvorgänge in der Nähe des Tragflügels braucht der Anfahrwirbel nicht be-



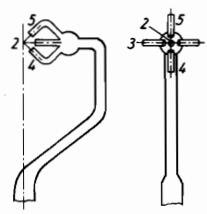
9 Keilsonde



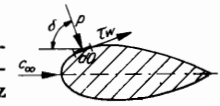
10 Dreifingersonde



11 Kugelfünflochsonde: Links Seitenansicht, rechts Draufsicht

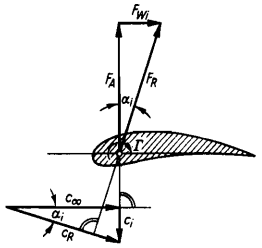


12 Fünffingersonde: Links Seitenansicht, rechts Draufsicht

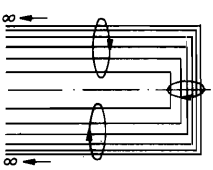


1 Ermittlung von Reibungs- und Druckwiderstand

rücksichtigt zu werden. Es bleibt ein nach hinten offener *Hufeisenwirbel* übrig, der sich in Strömungsrichtung bis ins Unendliche erstreckt. Die freien Wirbel induzieren an dem mit der Geschwindigkeit c_∞ angeströmten Tragflügel eine Abwärtsgeschwindigkeit c_1 (→ Biot-Savartsches Wirbelgesetz). Diese bildet mit c_∞ eine Resultierende c_R, die gegenüber der ursprünglichen Zuströmrichtung um den Winkel α_1 nach unten geneigt ist (Abb. 3). Die resultierende Strömungskraft F_R steht senkrecht auf c_R und besitzt damit eine Komponente in Richtung von c_∞, den induzierten Widerstand F_{wi}. Die Komponente senkrecht zu c_∞ ist der Auftrieb F_A. Es gilt die Beziehung $F_{wi} = F_A \cdot \operatorname{tg} \alpha_i = \varrho \cdot \Gamma \cdot c_\infty \cdot \operatorname{tg} \alpha_i$. Die Rechnung mit dem Hufeisenwirbel, der konstanten Auftrieb über der Spannweite liefert, ist nur eine grobe Näherung, da in Wirklichkeit F_A nach den Flügelenden hin bis auf Null abnimmt. Um das nachzubilden, ist ein verfeinertes Wirbelmodell nötig, das durch Überlagerung vieler Hufeisenwirbel infinitesimaler Stärke mit jeweils verschiedener Spannweite entsteht (Abb. 4). Durch dieses Modell wird die Trennungsfläche näherungsweise dargestellt. Bei vorgegebenem → Seitenverhältnis $\Lambda = b^2/A$ (b ist die Spannweite, A die Flügelfläche) ergibt sich das Minimum des induzierten Widerstandes $F_{wi} = F_A/(\pi \varrho c_\infty^2 b^2/2)$, wenn die Auftriebs- bzw. Zirkulationsverteilung über der Spannweite die Form einer Halbellipse besitzt. Der dimensionslose Beiwert des induzierten Widerstandes $c_{wi} = F_{wi}/(\varrho c_\infty^2 A/2) = c_a^2/(\pi \cdot \Lambda)$; dabei ist c_a der Auftriebsbeiwert. Weiteres → Polare, → Tragflügel.



3 Am Tragflüge endlicher Spannweite angreifende Kräfte



4 Verfeinertes Hufeisenwirbelsystem

Bei zirkulationsfreier Umströmung von Körpern mit endlichem Seitenverhältnis tritt in zähen Flüssigkeiten gegenüber zweidimensionaler Strömung ein Zusatzwiderstand auf, der *Kantenwiderstand*. Die allgemeine Bezeichnung für den durch endliches Λ entstehenden Zusatzwiderstand ist *Randwiderstand*.

4) *Wellenwiderstand*. a) Bewegt sich ein Körper (z. B. ein Schiff) an der freien Oberfläche einer reibungsfreien Flüssigkeit, so entsteht durch die vom Körper ausgehenden Schwerewellen eine spezielle Art des Druckwiderstandes, der Wellenwiderstand. Zu seiner Überwindung muß von dem Schiff eine Arbeit geleistet werden, die in der Wellenenergie steckt und mit der Ausbreitung der Wellen zerstreut wird. Es gilt ein anderes Ähnlichkeitsgesetz als bei den Reibungsvorgängen. Die maßgebende Kennzahl ist die Froudezahl $\mathrm{Fr} = \frac{c}{\sqrt{g \cdot l}}$; c ist die Geschwindigkeit, l die Schiffslänge, g die Erdbeschleunigung (→ Ähnlichkeitstheorie). Der Wellenwiderstand hängt in sehr komplizierter Weise von Schiffsform und -geschwindigkeit ab. In seichtem Wasser nimmt er stark zu, wenn die Schiffsgeschwindigkeit gleich der Grundwellengeschwindigkeit ist (→ Oberflächenwellen). Der Wellenwiderstand kann bis zu 60% des gesamten Strömungswiderstandes des Schiffes betragen.

b) In stationärer reibungsfreier Überschallströmung tritt ein Widerstand auf, der in Analogie zu dem an der freien Flüssigkeitsoberfläche auftretenden Wellenwiderstand ebenfalls als Wellenwiderstand bezeichnet wird. Er entsteht durch den Energieverbrauch zur Erzeugung der vom Körper ausgehenden stetigen Wellen, der → Machschen Wellen, und der → Verdichtungsstöße. Der Wellenwiderstand setzt sich beim Profil der endlichen Dicke d und der Länge l aus zwei Anteilen zusammen: 1) aus dem Widerstand bei fehlendem Auftrieb, der nur abhängig von der Profilform und proportional $(d/l)^2$ ist, 2) aus dem Zusatzwiderstand bei Antriebserzeugung, der unabhängig von der Profilform genau so groß wie bei der ebenen Platte und proportional c_a^2 ist.

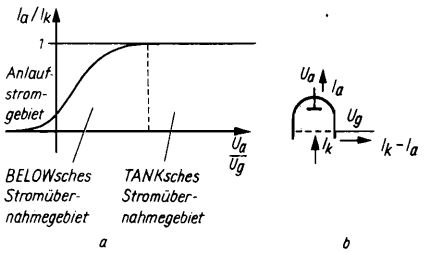
5) Der S. in Vakuumleitungen ist der Reziprokwert des Leitwertes (→ Leitwert 2).

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden und Leipzig 1966); Prandtl: Führer durch die Strömungslehre (6. Aufl. Braunschweig 1965); Schlichting: Grenzschichttheorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965).

Stromverdrängung, svw. Skineffekt.

Stromverdrängungsläufer, → elektrische Maschine.

Stromverteilung, Art und Verhältnis, wie sich der Katodenstrom in einer Elektronenröhre auf die positiven Elektroden verteilt. Das Verhältnis von Anodenstrom zu Katodenstrom als Funktion des Verhältnisses von Anodenspannung zu Schirmgitterspannung weist zwei typische Bereiche auf: Der ansteigende Teil der Funktion wird als Belowsches Stromübernahmegebiet, der konstante Teil als Tanksches Stromübernahmegebiet bezeichnet.



Stromverteilung: *a* I_a/I_k als Funktion von U_a/U_g, *b* Ströme und Spannungen

Stromverteilungsrauschen, → Rauschen II, 2b.

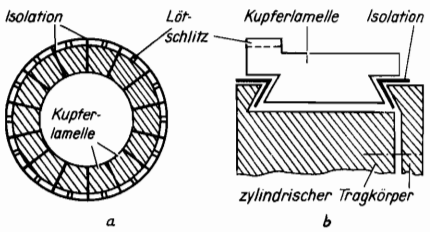
Stromwaage, eine Meßeinrichtung zur fundamentalen Bestimmung der elektrischen Stromstärke. Dabei wird die Kraftwirkung zwischen zwei Spulen, die von dem zu messenden Strom durchflossen werden, mittels einer Waage gemessen und so die Strommessung auf eine Kraftmessung zurückgeführt.

Stromwandler, → Meßwandler.

Stromwärme, → Joulesches Gesetz, → Joulesche Wärme.

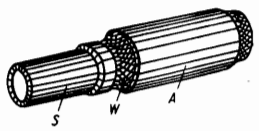
Stromwärmeverluste, die Wärmeenergie, die bei Stromdurchgang durch die Leiter und Wicklungen elektrischer Anlagen, Geräte und Maschinen durch den ohmschen Widerstand entsteht und außer bei Geräten für unmittelbare Wärmeerzeugung nicht zur vorgesehenen Energieumwandlung beiträgt. Nach dem bisher am häufigsten verwendeten Leitungsmaterial werden die S. auch als *Kupferverluste* bezeichnet.

Stromwender, 1) *Kommutator*, ein zylindrisches Konstruktionsteil auf der Welle von Stromwender- oder Kommutatormaschinen (→ elektrische Maschine), das mit den auf seiner Oberfläche schleifenden, feststehenden Bürsten die Verbindung zwischen der rotierenden Läuferwicklung und den ruhenden Zuleitungen herstellt. Der S. dient zur Stromaufnahme und -abgabe und wird deshalb auch als *Kollektor* bezeichnet. Er arbeitet gleichzeitig als Frequenzwandler. Der S. besteht aus Kupferlamellen, die durch Zwischenlagen aus Mikanit (Isolierstoff aus Glimmer und Lack als Bindemittel) voneinander isoliert sind. Die Spulen der Stromwenderwicklung (→ Wicklung) sind zu einer geschlossenen Wicklung hintereinandergeschaltet, die Verbindungsstellen werden an Lötfahnen oder an die Lamellen direkt angelötet.



1 Aufbau des Stromwenders: *a* vereinfachter Querschnitt durch einen Stromwender, *b* Ausschnitt aus einem Längsschnitt: Lamelle und Befestigungseinrichtung

Rotiert die Stromwenderwicklung in einem Gleichfeld, z. B. bei der Gleichstrommaschine, so entsteht in den Wicklungsleitern eine Wechselspannung. Durch S. und Bürsten wird erreicht, daß an einer Bürste immer nur positives Potential bzw. negatives Potential anliegt und damit eine Gleichspannung entsteht. Bei Rotation im Drehfeld erhält man an den Bürsten eine schlupffrequente Spannung, die zur zusätzlichen Einspeisung des Läuferkreises einer Asynchronmaschine (→ Kaskadenschaltung) oder der Läuferwicklung von Drehstromkommutatormaschinen erforderlich ist.



2 Stromwender mit Anker. *S* Stromwender, *W* Ankerwicklung, *A* Anker

Die Umschaltung einer Spule der Stromwenderwicklung erfolgt beim Durchgang durch die neutrale Zone, d. i. die Zone zwischen den Polen. Die Spule ist dabei über die Bürste kurzgeschlossen, und der Strom wechselt von seinem positiven auf den negativen Maximalwert oder umgekehrt (→ Stromwendung).

2) *Polwender*, mechanischer Schalter zur Umkehr der Stromrichtung. Er wird als Stromwippe oder als Drehumschalter ausgeführt.

Stromwendung, *Kommutierung*, bei elektrischen Maschinen Umschaltung des Stromes in der Spule einer Stromwenderwicklung beim Durchgang durch die neutrale Zone durch → Stromwender (Kommutatoren) und → Bürsten. Da die kommutierende Spule durch die Bürste kurzgeschlossen ist, erfolgt die Stromumkehr nur dann einwandfrei, d. h. sie ist nur dann beim Aufheben des Kurzschlusses beendet, wenn in dieser Spule keine Spannung induziert wird. Ist dies nicht der Fall, so entstehen Funken (→ Bürstenfeuer). Auf die Spule einwirkende Felder können durch → Wendepole aufgehoben werden.

Strudel, ein Flüssigkeitswirbel, dessen äußerer Bereich einem → Potentialwirbel entspricht, während der Kern von einem trichterförmigen ruhenden Luftvolumen (→ Hohlwirbel) oder von einer wie ein Festkörper rotierenden Flüssigkeitsmasse gebildet wird.

Struktur, das relative Gefüge von → Systemen. Die S. der Materie als Folge ihrer Wechselwirkungen äußert sich in dem Aufbau der realen Systeme aus Untersystemen. Aufgabe der Wissenschaften ist die Aufdeckung dieser S. der Materie sowie ihrer mathematischen S.en, d. s. Relationen zwischen mathematischen Begriffen, und das Studium dieser Relationen als eines wesentlichen Bestandteils wissenschaftlicher Theorien.

Strukturamplitude, 1) Betrag des → Strukturfaktors 1).

2) svw. Strukturfaktor 1).

strukturempfindliche Kristalleigenschaften, → Realkristall.

Strukturfaktor, 1) Fourier-Koeffizient $F(hkl)$ der dreidimensional periodischen Dichteverteilung eines Kristalls (→ Kristallstrukturanalyse, → Kristallpotential).

2) (weniger gebräuchlich) svw. $|F(hkl)|^2$, d. h. das Betragsquadrat des Fourier-Koeffizienten $F(hkl)$.

Strukturmodell, 1) Vorschlag für die Anordnung der Atome in einem Kristall. Ein solches S. kann sich aus kristallchemischen oder Symmetrie-Überlegungen ergeben, wobei gegebenenfalls experimentelle oder davon abgeleitete Daten, z. B. die → Patterson-Funktion, berücksichtigt werden.

2) räumliche Darstellung der relativen Anordnung der Atome in einem Kristall oder Molekül. a) Atomschwerpunkte werden durch Kugeln, Bindungen durch Stäbchen angegeben. b) An ein Kation gebundene Anionen werden durch Polyeder angezeigt, an deren Eckpunkten die Anionen zu denken sind (*Polyedermodell*). c) Jedes Atom mit seiner Wirkungssphäre wird durch eine Kugelkalotte dargestellt (*Kalottenmodell*).

Strukturstabilitätskoeffizient, Koeffizient, der den *Strukturzusammenbruch* einer strukturviskosen Flüssigkeit charakterisiert. Die Viskosität einer strukturviskosen Flüssigkeit ist um so größer, je komplizierter deren struktureller Aufbau ist. Mit zunehmender Spannung wird die

Struktur reduziert. Dabei nimmt die Fluidität φ zu, bis ein Maximalwert φ_∞ erreicht ist, wenn die Struktur auf den einfachsten Zustand gebracht worden ist. Der strukturelle Zustand bei einer bestimmten Spannung wird durch die Differenz der Fluiditäten $\varphi_\infty - \varphi$ charakterisiert. Der strukturelle Zustand ist proportional der Änderung der Fluidität nach der Änderung der Spannungsgröße $\frac{d\varphi}{d(\tau^2)}$. Der hierbei einzuführende Proportionalitätsfaktor $\varkappa$ ist der Koeffizient der Strukturstabilität oder kurz S. $\varkappa = \frac{\varphi_\infty - \varphi}{d\varphi/d(\tau^2)}$. Ist $\varkappa = 0$, dann wird $\varphi = \varphi_\infty$, oder die Struktur der Flüssigkeit ist so instabil, daß sie sofort und vollständig, sobald Fließen einsetzt, zerstört wird. Ist $\varkappa = \infty$, wird $d\varphi/d(\tau^2) = 0$, d. h., die Fluidität wird während des Fließens überhaupt nicht verändert. Die Struktur ist so stabil, daß sie auch unter großer Beanspruchung nicht zerstört werden kann.

Strukturturbulenz, bei strukturviskosen Flüssigkeiten Turbulenzerscheinungen, die schon vor dem Erreichen der kritischen Reynolds-Zahl auftreten. Durch den Zusammenbruch der inneren Struktur werden Wirbel ausgelöst, die denen der Reynoldsschen Turbulenz ähnlich sind.

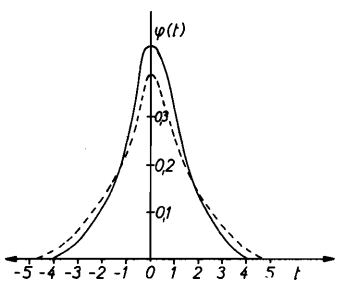
strukturviskose Flüssigkeit, → Strukturviskosität, → Ostwaldsche Kurve.

Strukturviskosität, *Strukturzähigkeit,* ein vom Newtonschen Verhalten abweichendes Verhalten, wobei die Viskosität des Fluids mit zunehmender Beanspruchung geringer wird bzw. die Flüssigkeit leichtflüssiger wird. W. Ostwald schrieb das anomale Verhalten einer solchen Substanz der „Struktur" innerhalb der Flüssigkeit zu und prägte den Ausdruck S.

Strukturzähigkeit, svw. Strukturviskosität.

Strukturzusammenbruch, → Strukturstabilitätskoeffizient.

Studentsche Verteilung, *t-Verteilung,* $\varphi(t)$, statistische Methode zur Beurteilung und Auswertung von Meßergebnissen unter Berücksichtigung der vorliegenden Anzahl von Einzelergebnissen und der Freiheitsgrade des Systems. Demzufolge weicht die Kurve am Anfang und am Ende von der Gaußschen Normalverteilung



Studentsche Prüfverteilung: Normalverteilung (——) und Studentsche Verteilung (– – – –) für $f = 5$ und $P = 5\%$

etwas ab. Die S. V. ist für wachsende Freiheitsgrade f tabelliert, wobei unter f die Anzahl der frei und unabhängig voneinander variablen Meßwerte einer Meßreihe verstanden wird. Von allen k Meßreihen eines Versuches ist $f = (\sum_k n_k) - k$, also gilt bei einer Meßreihe mit $n_k = n_1 = n$ Meßwerten $f = n - 1$, bei zwei Meßreihen gleichen Umfangs $n_1 = n_2 = n$ somit $f = 2n - 2$ und bei zwei Meßreihen unterschiedlichen Umfangs $(n_1 + n_2)$ mithin $f = n_1 + n_2 - 2$. Für den Mittelwert $\bar{x}$ der Meßwerte x_i und die Streuung des Mittelwertes s_x dieser Meßreihe ist das *Vertrauensintervall* durch $J = \bar{x} \pm ts_x$ und die *Irrtums-* oder *Fehlerwahrscheinlichkeit* als $P = 1 - J$ definiert. Durch den t-Wert wird also berücksichtigt, daß der aus einer relativ kleinen Meßreihe errechnete Streuungswert s (→ statistische Auswertung von Experimenten) selbst noch mit einer bedeutsamen Streuung s_x behaftet sein kann. Die Fehlerwahrscheinlichkeit $P\%$ besagt, daß der Wert von $t = (P\% + \bar{x} - 100\%)/s_x$ größer sein wird als in der Tabelle angegeben.

Auszug aus einer Tabelle für $\varphi(t)$

Anzahl der Freiheitsgrade f	P % 50	25	10	5	1
1	1,00	2,41	6,31	12,7	63,7
5	0,727	1,30	2,01	2,57	4,03
10	0,700	1,22	1,81	2,23	3,17
20	0,687	1,18	1,72	2,09	2,85
30	0,683	1,17	1,70	2,04	2,75

Stufenregel, → Ostwaldsche Stufenregel.

Stufenversetzung, → Versetzung.

Stunde, h, inkohärente (internationale) Einheit der Zeit (Zeitdauer). Vorsätze nicht erlaubt. 1 h = 60 min = 3600 s.

Stundenwinkel, → astronomisches Koordinatensystem.

Sturm, *geomagnetischer S.,* 1) Sammelbezeichnung für Störungszustände der → Magnetosphäre, die länger als 15 bis 30 min anhalten. Ausgenommen sind kurzperiodische Fluktuationen (→ Mikropulsationen). Die Stürme zeichnen sich durch starke Änderungen der Komponenten des geomagnetischen Feldes, insbesondere der Horizontalkomponente, aus und können sich entweder auf die gesamte Magnetosphäre oder nur auf die polaren Gebiete der Erde erstrecken. Im ersten Fall wird die magnetische Störung in der Horizontalkomponente auf der gesamten Erdoberfläche verzeichnet, im zweiten Fall nur in hohen Breiten mit einem Maximum in der Nordlichtzone. Ein starker S. kann mit einem SSC beginnen, er wird dann *SC-Sturm* genannt. Fehlt der SSC, so spricht man von einem *gradual storm.* Starke Stürme werden in vier zeitlich aufeinanderfolgende Abschnitte eingeteilt: 1) den SSC; 2) die *Anfangsphase,* während der die Kompression der Magnetosphäre und damit die Erhöhung der Feldstärke auf der Erdoberfläche anhält; 3) die *Hauptphase,* die ein Absinken der Feldstärke unter ihren ungestörten Wert mit sich bringt und mit dem Fließen eines Ringstromes in der äußeren Magnetosphäre in Zusammenhang gebracht wird; 4) die *Recoveryphase,* die das Abklingen des Ringstromes und das Wiedereinstellen des Feldes auf sein ungestörtes Niveau umfaßt. Morphologisch wird das magnetische Störungsfeld in zwei Anteile — Dst und DS — aufgetrennt. Dabei entspricht → DS ungefähr dem in der Ionosphäre hervorgerufenen Elektro-

jetfeld, Dst dem Feld des Ringstromes. Diese Zuordnung ist aber nicht eindeutig, da die Auftrennung in DS und Dst nicht nach physikalischen, sondern nach morphologischen Gesichtspunkten erfolgte. Der Ringstrom soll durch radiale Diffusion (→ Diffusion geladener Teilchen) bzw. Injektion von Teilchen ins Innere der Magnetosphäre infolge Verletzung der dritten adiabatischen Invarianten entstehen. Er besteht in der Hauptsache aus in der Magnetosphäre bei 3 bis 4 R_e driftenden Protonen (R_e ist der Erdradius). Sein Abklingen infolge von Teilchenverlusten erzeugt die Recoveryphase. Jeder S. wird von starken Nordlichterscheinungen (→ Polarlicht) begleitet, welche auf erhöhte Teilchenprezipitation hinweisen. Diese führt zu einer Erhöhung der ionosphärischen Leitfähigkeit in der Polarlichtzone im Bereich des Nordlichtovals, was wiederum eine Kanalisierung des ionosphärischen Stromes im polaren Elektrojet bewirkt und Störungen der Ionosphäre hervorruft. Starke Stürme haben eine Zeitskala von einigen Tagen, ehe nach Einsatz des S.s der ungestörte Zustand wieder erreicht wird.

Die nur 1 bis 3 Stunden anhaltenden buchtähnlichen Störungen der Magnetosphäre (→ Bay-Störung) werden als *Substürme* oder *substorms* (engl.) bezeichnet. Man unterscheidet magnetosphärische, polare und aurorale Substürme. *Magnetosphärische* Substürme sind kurzzeitige, vorübergehende instabile Magnetosphärenzustände, in deren Gefolge explosiv ein großer Energiebetrag aus dem Magnetosphäreninneren in die polare Ionosphäre entladen wird. *Polare* und *aurorale* Substürme bezeichnen ungefähr das gleiche Phänomen, d. h. die aus der Magnetosphärenentladung entstehende Störung der polaren und auroralen Ionosphäre und die darauf folgende erhöhte polare magnetische Aktivität sowie das verstärkte explosive Auftreten von Nordlichtern und ihre verschiedenen Bewegungen in der polaren Ionosphäre. Polare Substürme als elementare magnetosphärische Störungen scheinen der Schlüssel zum Verständnis der Prozesse in der Magnetosphäre zu sein. Ihre Theorie steckt erst in den Anfängen.

2) → Erdmagnetismus.

Sturmflut, außergewöhnlich hoher Wasserstand an der Küste, hervorgerufen durch Wasseranstau infolge starker auflandiger Winde. Unter S.en im eigentlichen Sinne versteht man die Überlagerung des gezeitenbedingten Hochwassers durch Windstau. Zu besonders hohen S.en kommt es in sich trichterförmig verengenden Flußmündungen.

Sturmzeitvariation, → *DS*.

Stützreaktionen, *Auflagerreaktionen*, *Stützkräfte*, *Auflagerkräfte*, in den Lagern durch die eingeprägten Kräfte verursachte Reaktionen. Körper bzw. Körpersysteme werden durch die Stützung, insbesondere unter dem Einfluß äußerer Belastungskräfte in einer bestimmten Lage so fixiert, daß sie ihre vorgesehene Ruhelage beibehalten. Über geeignete und dem jeweiligen Zweck angepaßte Stützen oder Lager werden dabei auf die Körper bzw. Systeme von Körpern S. ausgeübt, die mit den Belastungskräften im Gleichgewicht stehen müssen. Diese S. haben den Charakter von Reaktionskräften und -momenten und sind als solche zunächst unbekannt. Ihre Größe hängt von der jeweiligen Belastung ab.

Die Berechnung der Stützwiderstände erfolgt mit Hilfe der statischen Gleichgewichtsbedingungen am starren Körper. Demgemäß setzt man an den Lagerstellen entsprechend der Lagerwertigkeit die unbekannten Stützkräfte mit beliebiger Richtung an. Unter *Lagerwertigkeit* versteht man die Anzahl der Stützkomponenten, die das Lager aufnehmen kann. Sie entspricht der Anzahl der Freiheitsgrade, um die der Körper durch das entsprechende Lager in seiner Bewegungsfreiheit eingeengt wird. Die statischen Gleichgewichtsgleichungen liefern sodann bei statisch bestimmter Lagerung die S. nach Betrag und Richtung. Bei ebenen Systemen werden mitunter auch graphische Lösungsverfahren herangezogen. Die resultierende Kraft wird hierbei je nach der Art der Lagerung nach dem Culmann-Verfahren bzw. nach dem Seileckverfahren mit Hilfe der Schlußlinie in Richtung der Wirkungslinie der unbekannten Lagerkräfte zerlegt. Die Reaktionskräfte dieser Größen sind die Stützkräfte. Die Ermittlung der S. ist dann eindeutig möglich, wenn am räumlich gestützten Körper $s_r = 6$ und am in der Ebene gestützten Körper $s_r = 3$ unbekannte Stützgrößen auftreten, man spricht von *statisch bestimmter Lagerung*. *Statisch unbestimmte Lagerung* eines Körpers liegt dann vor, wenn die Anzahl der unbekannten S. $s_r > 6$ bzw. $s_r > 3$, d. h. die Anzahl der unbekannten Stützkomponenten größer als die Zahl der zur Verfügung stehenden Gleichungen ist. Zur Berechnung der S. werden dann außer den Gleichgewichtsgleichungen weitere Beziehungen herangezogen, die z. B. aus den elastischen Verformungen der Körper hergeleitet werden. *Statisch unterbestimmte Lagerung* liegt vor, wenn die Anzahl der unbekannten Stützwiderstände $s_r < 6$ bzw. $s_r < 3$ ist. In diesem Falle sind die Körper nicht gegen jede beliebige Belastungsrichtung abgestützt. Systeme von starren Körpern, die durch räumliche bzw. ebene Gelenke miteinander verbunden sind, sind statisch bestimmt gelagert, wenn $s_r = 6n$ bzw. $s_r = 3n$, da bei Körpersystemen für jeden Einzelkörper die Gleichgewichtsbedingungen zur Bestimmung der $6 \cdot n$ bzw. $3 \cdot n$ unbekannten Lagerreaktionen und Zwischenreaktionen, d. s. die Gelenkkräfte, gelten.

Bei statisch unterbestimmter Lagerung spricht man von einem Mechanismus mit $f = 6n - s_r$ bzw. $f = 3n - s_r$ Freiheitsgraden.

St.-Venantsches Prinzip. Wenn ein in einem Teilbereich eines Körpers angreifendes Kräftesystem eine Gleichgewichtsgruppe bildet, dann klingt seine Wirkung mit der Entfernung von der Angriffsstelle ab.

subharmonische Resonanz, → nichtlineare Schwingungen.

Sublimation, der Übergang vom festen in den gasförmigen Aggregatzustand bei einer bestimmten druckabhängigen Temperatur, der *Sublimationstemperatur* (*Sublimationspunkt*). Die S. ist nicht auf bestimmte Substanzen beschränkt. Alle Stoffe und auch mehrkomponentige Systeme können bei entsprechenden Werten von Druck und Temperatur sublimieren, ohne daß eine flüssige Phase entsteht. Der der S. ent-

Sublimationsdruckkurve

gegengesetzte Vorgang heißt → Kondensation. Die bei der S. aufgenommene Wärme ist die *Sublimationswärme*. Sie ist gleich der Summe von Schmelz- und Verdampfungswärme, da die innere Energie bzw. die Enthalpie eine Zustandsgröße ist und damit unabhängig vom Wege, auf dem das System in den Endzustand, hier den gasförmigen, gelangt (→ Heßsches Gesetz). Für die *Sublimationsdruckkurve* $p(T)$, die Kurve, auf der die feste und die gasförmige Phase im Gleichgewicht sind, gilt die → Clausius-Clapeyronsche Gleichung. Die S. ist ein → Phasenübergang 1. Ordnung.

Sublimationsdruckkurve, → Sublimation.

Sublimationspumpe, svw. Verdampferpumpe.

Sublimationswärme, → Sublimation.

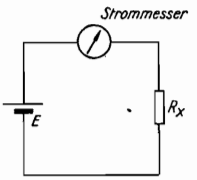
submikroskopisch, für das Lichtmikroskop nicht mehr wahrnehmbar oder auflösbar.

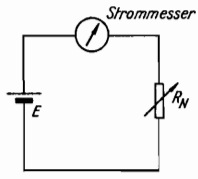
Substituenteneffekt, *Störausbreitungseffekt*, Bezeichnung für die Übertragung der an einer Stelle des Moleküls erzeugten Störung der Elektronenverteilung auf andere Teile des Moleküls. Nach der Art der Störungsausbreitung unterscheidet man den induktiven und den mesomeren S.

Induktionseffekt, induktiver S., abg. *I-Effekt*, im weitesten Sinne ist jede elektrostatische Einwirkung eines kovalent gebundenen Substituenten auf andere Teile des Moleküls. Die Ursache des Induktionseffekts liegt in dem auf verschiedenen Elektronegativitäten der Bindungspartner beruhenden Dipolcharakter der Substituentenbindung mit dem Nachbaratom, der sich auf das Restmolekül in zweierlei Weise übertragen kann: Erfolgt die Übertragung durch eine Induktion gleichgerichteter elektrischer Dipole in aufeinanderfolgenden Atombindungen (z. B. entlang einer aliphatischen Kette), so spricht man von einem *Induktionseffekt* im engeren Sinne, im Falle einer direkten Feldwirkung des Dipols über den leeren Raum oder ein Lösungsmittel hinweg dagegen von einem *Feldeffekt*, abg. *F-Effekt*. In der Regel scheint dem Feldeffekt die größere Bedeutung zuzukommen, doch ist eine quantitative Differenzierung beider Mechanismen schwierig.

Bei ungesättigten Verbindungen tritt außer dem induktiven S. noch der *mesomere S.* auf, der dadurch zustande kommt, daß ein Substituent mit seinen Elektronen in eine Konjugationsbeziehung zu den π-Elektronen der ungesättigten Verbindung tritt und damit die Elektronenverteilung im Molekülrest verändert.

Lit. Staab: Einführung in die theoretische organische Chemie (dtsch 2. Aufl. Weinheim/Bergstraße 1960).





Messung eines Widerstandes R_x nach der Substitutionsmethode

Substitutionsmethode, ein allgemeines Meßprinzip, bei dem das zu messende, in einer Wirkanordnung befindliche Bauelement durch ein bekanntes, einstellbares Normalbauelement ersetzt (substituiert) wird und in der Anordnung wieder gleiche Verhältnisse wie vor der Substitution hergestellt werden. Dann ist das zu messende Element dem Normalbauelement gleich. Man ersetzt z. B. in der Schaltung nach der Abbildung den zu messenden Widerstand R_X durch einen einstellbaren Meßwiderstand (Normalwiderstand) R_N, der so eingestellt wird, daß der Strommesser wieder den gleichen Wert anzeigt. Die Spannungsquelle E bleibt dabei konstant. Dann gilt $R_X = R_N$. Durch die S. wird der Einfluß äußerer Störungen stark reduziert, da sie infolge der praktisch gleichen Anordnung in den beiden Fällen auch gleiche Wirkungen erzielen und somit beim Vergleich herausfallen.

Substitutionsmischkristall, → Mischkristall.

Substrat, in der Dünnschichtphysik und in der Halbleitertechnik das Grundmaterial, auf oder in das andere Werkstoffe mit speziellen gewünschten leitenden, nichtleitenden oder halbleitenden Eigenschaften auf- bzw. eingebracht werden, um Bauelemente oder Schaltkreise mit bestimmten gewünschten Eigenschaften herzustellen. Bei Halbleiterbauelementen besteht das S. meist aus einem Halbleitereinkristall (→ Halbleiter), der mit Akzeptoren oder Donatoren dotiert wird (→ Dotierung). Für gedruckte Schaltungen, in der Dünnschichttechnik und für mikroelektronische Schaltkreise (→ Mikroelektronik, → Festkörperschaltkreis) werden auch isolierende S.e verwendet, die vor der weiteren Bearbeitung z. B. mit einer leitenden Folie kaschiert sind.

Substurm, → Sturm.

Subtraktionskonstante, → analytische S-Matrix-Theorie.

Subtraktionsspektrometer, ein spezielles Szintillationsspektrometer für γ-Strahlung. Das γ-Spektrum wird gleichzeitig mit einem NaJ- und einem Anthrazenkristall aufgenommen. Wegen der niedrigen Ordnungszahl erfolgt die γ-Absorption im Anthrazen fast nur über Compton-Streuung. Wird von dem NaJ-Spektrum das Anthrazenspektrum subtrahiert, so erhält man ein Spektrum der Photolinien praktisch ohne Untergrund. Die Subtraktion wird elektronisch vorgenommen.

Suchtonanalyse, → Schallanalyse.

Südabweichung, → Fall.

Sudden Enhancement of Atmospherics, → Sonneneruptionseffekt.

Sudden Frequency Deviation, → Sonneneruptionseffekt.

Sudden Ionospheric Disturbance, → Sonneneruptionseffekt.

Suhl-Effekt, ein 1949 von Suhl und Shockley angegebener Effekt, der auf dem Zusammenwirken eines äußeren magnetischen und elektrischen Feldes auf die Bewegung von injizierten Ladungsträgern in einem Halbleiter beruht. Durch Feldeinwirkung können die Ladungsträger in die Nähe der Kristalloberfläche oder in andere Kristallgebiete erhöhter → Rekombination geleitet werden; die am Kollektor nachweisbare Ladungsträgerkonzentration ist eine Funktion beider Feldstärken. Der S.-E. ist zur Untersuchung der Rekombinationseigenschaften von Halbleitern geeignet. Technisch wird der S.-E. in einer speziellen Form der Magnetdiode ausgenutzt, die als Verstärkungs- oder Multiplikationsbauelement anwendbar ist.

Sukzessivkontrast, → Farbensehen.

Summationskonvention, *Einsteinsche Summationskonvention*, Übereinkunft, daß über zwei Indizes, die in einem Ausdruck doppelt auftreten, summiert wird, ohne daß ein Summenzeichen ausführlich hingeschrieben wird. Dazu muß natürlich der Wertebereich der Indizes bekannt sein. Deshalb wird die S. vielfach in der

Geometrie angewendet, wo die Summation im allgemeinen über die gegebenen Dimensionen des Raumes läuft.

Beispiele: Im dreidimensionalen euklidischen Raum ist das Skalarprodukt zwischen zwei Vektoren $(\vec{a}, \vec{b}) = a_1b_1 + a_2b_2 + a_3b_3 = a_ib_i$.

Das Matrixprodukt $\{AB\}_{ik} = \sum_l A_{il}B_{lk}$ kann ebenfalls ohne Summenzeichen geschrieben werden. Wesentliche Vereinfachungen ergeben sich bei mehrfachen Summationen und Tensoren höherer Stufe. Allgemeine Verwendung findet die S. in der Relativitätstheorie.

Summationstöne, → Kombinationstöne, → nichtlineare Schwingungen.

Summenregel, → Differentialrechnung.

Sunk, → Schwall und Sunk.

SU(*n*)-Symmetrie, → unitäre Symmetrie.

Superaerodynamik, → Aeromechanik.

Superaktinide, → Transaktinide.

Superaustausch, Form des → indirekten Austauschs.

Superauswahlregel, Auswahlregel, die für alle Arten von Wechselwirkungen streng gilt und auf eine → Supersymmetrie der Naturgesetze zurückgeführt werden kann.

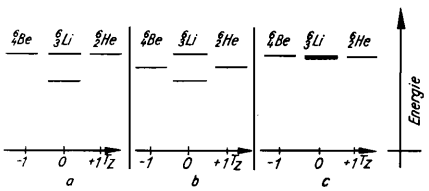
Superflüssigkeit, unexakt für → Supraflüssigkeit.

Superhet, → Überlagerungsempfang.

Superikonoskop, → Ikonoskop.

Superkonvergenzrelation, → analytische S-Matrix-Theorie.

Supermultiplett, unter der Annahme ladungs- und spinunabhängiger Kernkräfte entstehende → Multiplettstruktur im Kern. In der Abb. sind

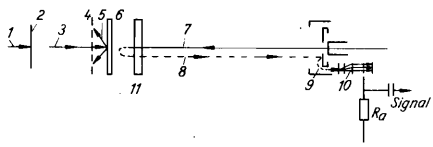


Niveauschema von Isobaren: *a* Kernkräfte spinabhängig, ladungsunabhängig, *b* Kernkräfte spinabhängig, ladungsabhängig, *c* Kernkräfte spinunabhängig, ladungsunabhängig. Die Kernzustände bilden ein Supermultiplett

die untersten Zustände der Isobare ^{6}Be, ^{6}Li und ^{6}He dargestellt. Das unterste ^{6}Li-Niveau hat den Spin 1, das obere den Spin 0. Da die Kernkräfte zunächst als spinabhängig angenommen werden, sind beide Niveaus energetisch getrennt. Die oberen Niveaus der drei Isobare bilden ein Isospintriplett mit den Isospinkomponenten $T_Z = \frac{Z - N}{2} = -1, 0, +1$. Das untere Niveau ist ein Isospinsingulett mit $T = T_Z = 0$. Vernachlässigt man die Spinabhängigkeit der Kernkräfte, dann fallen die beiden ^{6}Li-Niveaus energetisch zusammen. Das Isospintriplett und das Isospinsingulett überlagern sich zu einem S.

Supernova, → Nova.

Superorthikon, eine nach dem Prinzip des äußeren Photoeffekts arbeitende Bildaufnahmeröhre. Beim S. wird im Gegensatz zum → Ikonoskop die Sekundäremission beim Abtasten der Speicherplatte durch Verwendung von „langsamen" Elektronenstrahlen vermieden. Die von der Photokatode emittierten Photoelektronen treffen auf die Speicherplatte, die aus einer dünnen Glasfolie besteht. Ein feinmaschiges Netz saugt die durch Sekundäremission entstehenden Elektronen ab. Auf beiden Seiten der Glasfolie entsteht ein Ladungsbild. Der „langsame" Elektronenstrahl, der durch eine besondere Bremselektrode eine Energie von < 10 eV hat, tastet das dem Strahlerzeugungssystem zugewandte Ladungsbild ab. Die Elektronen des Abtaststrahls bewirken den Ladungsausgleich. Die nicht zum Ausgleich benötigten Elektronen, deren Zahl dem Ladungszustand und damit der Helligkeit jedes Bildpunktes entspricht, werden reflektiert und fliegen zurück. Nach Beschleunigung treffen sie mit hoher Geschwindigkeit auf den Sekundärelektronenvervielfacher. Hier wird der schwache Elektronenstrom um das 1000- bis 5000fache verstärkt und ergibt als Spannungsabfall über dem Arbeitswiderstand R_a die Signalspannung.



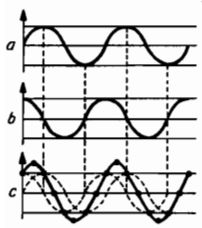
Signalerzeugung beim Superorthikon. *1* Lichteinfall, *2* Photokatode, *3* Photoelektronen, *4* Kollektornetz, *5* Sekundärelektronen, *6* Speicherplatte (Glasfolie), *7* abtastender Elektronenstrahl, *8* rücklaufender Elektronenstrahl, *9* Sekundärelektronen, *10* Sekundärelektronenvervielfacher, *11* Bremselektrode, R_a Arbeitswiderstand

Das S. ist aus dem *Orthikon* hervorgegangen. Beim Orthikon wird das optische Bild unmittelbar auf den Speicher geworfen, der wie beim Ikonoskop aus einer Vielzahl sehr kleiner Photoelemente auf einem Isolator besteht, wobei auf der Gegenseite ein durchsichtiger leitender Belag angebracht ist. Die Speicherplatte stellt damit eine große Zahl sehr kleiner Kondensatoren dar, wodurch bei Belichtung ein Ladungsbild entsteht. Im Gegensatz zum S. ist der leitende Belag unmittelbar mit dem Lastwiderstand am Verstärkereingang verbunden. Wie beim S. haben die Strahlkatode und der leitende Belag der Speicherplatte etwa das gleiche Potential. Durch die Photoemission werden die einzelnen Mikrophotozellen der Speicherplatte positiv aufgeladen. Bei der Abtastung durch den Elektronenstrahl wird die betreffende Stelle der Speicherplatte wieder entladen, es entsteht ein Bildsignal, d. h., es fließt ein Ausgleichsstrom durch den Lastwiderstand. Beim Orthikon entfällt damit auch der Sekundärelektronenvervielfacher.

Superparamagnetismus, magnetisches Verhalten sehr kleiner ferromagnetischer Teilchen, das charakterisiert ist durch einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wert der Magnetisierung M und dem Feld H. Da die für eine Ummagnetisierung erforderliche Energie $M \cdot V \cdot H_c$ wesentlich kleiner ist als die mittlere thermische Energie $k \cdot T$, werden die Teilchen während des Meßprozesses fortwährend ummagnetisiert, so daß die für Ferromagnetika typische Irreversibilität des Ummagnetisierungsprozesses (Hysterese) verlorengeht. Im Energieausdruck ist V das Teilchenvolumen und H_c die

Koerzitivfeldstärke des Teilchens bei $T = 0$, k ist die Boltzmannsche Konstante. Kollektive von superparamagnetischen Teilchen verhalten sich also phänomenologisch wie Paramagnetika.

Superposition, Überlagerung physikalischer Größen, so daß die Gesamtwirkung in jedem Augenblick gleich der Summe der Einzelwirkungen dieser Größe ist. Eine S. physikalischer Größen ist immer dann möglich, wenn diese linearen Differentialgleichungen genügen. In der Mechanik ergibt sich die Resultierende eines Kräftesystems als (vektorielle) Summe der Einzelkräfte (→ Parallelogrammsatz). Die S. von Schwingungen erfolgt durch Überlagerung ihrer Amplituden und führt bei verschiedenen Frequenzen zu komplizierten Schwingungserscheinungen (Umkehrung: harmonische Schwingungsanalyse), bei eng benachbarten Frequenzen zu Schwebungen (→ Schwingung) und bei gleichen Frequenzen, aber verschiedenen Phasen der Schwingungen (Abb. a, b) zu einer Resultierenden derselben Frequenz (Abb. c), die das Ergebnis der Interferenz bei der Schwingung ist. In der Quantenmechanik wird die S. von Zuständen durch das → Superpositionsprinzip geregelt.



Superposition

Superpositionsgesetz der Elastizität, in der linearen Elastizitätslehre gültige Überlagerbarkeit von Spannungen und Verzerrungen, wonach sich die gesamte Verzerrung durch einfache Addition der Teilverzerrungen ergibt, die zu bestimmten Teilspannungen gehören.

Superpositionsprinzip, *Überlagerungsprinzip, Unabhängigkeitsprinzip,* 1) Newtonsche Mechanik: Prinzip der vektoriellen Addition der in einem Punkt angreifenden Kräfte (→ Parallelogrammsatz, → Newtonsche Axiome, → Potential).

2) Klassische Feldtheorie: Prinzip der ungestörten, d. h. additiven Überlagerung der Lösungen der (linearen) Feldgleichungen zur Konstruktion neuer Lösungen. Das S. ist eine Folge der Addivität der Lösungsmannigfaltigkeiten linearer gewöhnlicher oder partieller Differential- bzw. Integralgleichungssysteme. Sind die Feldgleichungen nicht linear, so führt die Superposition zweier Lösungen im allgemeinen aus der Lösungsmannigfaltigkeit heraus. Das S. sichert insbesondere die ungestörte Superponierbarkeit von linearen Schwingungen und Wellen.

3) Quantenmechanik: Prinzip, wonach ein der Zustände ψ_1 und ψ_2 fähiges quantenmechanisches System auch den Zustand $c_1\psi_1 + c_2\psi_2$ mit beliebigen komplexen Koeffizienten c_1 und c_2 einnehmen kann. Das S. der Quantenmechanik ist ebenfalls eine Folge der Linearität der Grundgleichungen (→ Schrödinger-Gleichung). Im Gegensatz zur klassischen Physik, wo bei einer Messung das gleichzeitige Vorhandensein der Zustände ψ_1 und ψ_2 festgestellt werden kann (Abb. → Superposition), wird in der Quantenphysik das System im Ergebnis der Messung jeweils nur in einem der Zustände ψ_1 oder ψ_2 (Eigenzustände der Messung) festgestellt. Sind ψ_1 und ψ_2 normierte und orthogonale Zustände, dann werden sie bei wiederholter Messung mit den Wahrscheinlichkeiten $p_1 = |c_1|^2$ bzw. $p_2 = |c_2|^2$ mit $p_1 + p_2 = 1$ gefunden (→ statistische Interpretation). Das S. erfährt jedoch eine Einschränkung, wenn der Zustandsraum des Quantensystems infolge vorhandener Supersymmetrien in verschiedene, zueinander inkohärente Sektoren zerfällt; dann gilt das S. nur innerhalb der einzelnen Sektoren.

Superpositionsstruktur, fiktive Atomanordnung, die aus der Idealstruktur eines Kristalls entsteht, wenn man sich den Inhalt von n gleichen Teilen der Elementarzelle parallel verschoben in einem Teil überlagert denkt. S.en sind dann von Interesse, wenn ein Teil der Struktur (z. B. Schweratome) für sich betrachtet eine höhere Symmetrie oder kleinere Identitätsperioden hat als die Struktur als Ganzes. In manchen Fällen ist die Bestimmung einer S. ein wichtiger Teilschritt einer → Kristallstrukturanalyse.

superschwere Elemente, → Transaktinide.

superstarke Wechselwirkung, → Quarkmodell.

Supersymmetrie, Symmetrie, die allen Naturgesetzen zugrunde liegt. S.n folgen aus der strengen Erhaltung der die zugehörige Symmetriegruppe erzeugenden physikalischen Größen. Die bisher bekannten S.n sind innere → Symmetrien und werden durch diejenigen Eichtransformationen bestimmt, die durch die elektrische Ladung Q, die Baryonenzahl A und die Statistik-Quantenzahl $(-1)^F$ mit der Fermionenzahl F erzeugt werden; möglicherweise führt auch die Leptonenzahl L auf eine S.

Die S.n haben zur Folge, daß der Zustandsraum von Quantensystemen in zueinander inkohärente Sektoren zerfällt, die durch verschiedene Werte der Quantenzahlen (Q, A, F; L) charakterisiert sind, z. B. (0, 1, 1; 0) und (1, 1, 1; 0), die Teilchen der Ladung $Q = 0$ bzw. 1 beschreiben. Verschiedene Zustände eines Sektors heißen zueinander kohärent und sind superponierbar, während für inkohärente Zustände, die also zu verschiedenen Sektoren gehören, das → Superpositionsprinzip nicht gilt.

Das heißt, daß ein Quantensystem stets eine eindeutig definierte Ladung haben muß und niemals als Überlagerung zweier Zustände mit den Ladungen $Q = 0$ bzw. 1 auftritt, während im Gegensatz dazu Zustände mit verschiedenen Drehimpulsen überlagert werden können. Die S.n führen daher auf Superauswahlregeln, z. B. muß die Änderung ΔQ der elektrischen Ladung stets bei allen physikalischen Prozessen Null sein: $\Delta Q = 0$.

Suprafluidität, → Supraflüssigkeit.

Supraflüssigkeit, Zustand mit verschwindender Zähigkeit und verschwindendem Energieinhalt von Helium II (He II), das sich aus dem flüssigen, bei 4,211 K siedenden Helium I (He I, normales ^{4}He) bei Abkühlung unter 2,186 K, den sogenannten *λ-Punkt,* bildet. Dieses, 1931 von Keesom u. a. entdeckte He II weist eine Reihe ungewöhnlicher, von denen normaler Flüssigkeiten abweichender Eigenschaften auf, die sich im Rahmen eines von Tisza vorgeschlagenen *Zweiflüssigkeitsmodells* zwanglos deuten lassen. Danach besteht He II aus einem völlig wechselwirkungsfreien Gemisch des flüssigen He I (normale Komponente) mit einer idealen S., dem suprafluiden Helium (suprafluide Komponente), die sich durch verschwindenden Energieinhalt und verschwindende Zähigkeit auszeichnet. Am λ-Punkt beginnend wandelt sich He I bei sinkender Temperatur in einem Phasenübergang

2. Art allmählich in suprafluides He um, wobei die Zähigkeit mit T^6 abnimmt und am absoluten Nullpunkt, wo sich das Helium nur in der suprafluiden Phase (Suprafluidität) befindet, den Wert Null erreicht. Die suprafluide Komponente des He II vermag wegen der verschwindenden Zähigkeit als Film von 10^{-3} cm Dicke über den Rand von Gefäßen oder durch engste Kapillaren zu entweichen, wobei der gesamte Wärmeinhalt des He II im Gefäß zurückbleibt. Wirbel in der suprafluiden Komponente bleiben unbegrenzt erhalten. Temperaturunterschiede in He II gleichen sich dadurch aus, daß normalflüssiges Helium zu den Orten niederer Temperatur fließt, wobei es Energie transportiert, sich dort in suprafluides Helium umwandelt und ohne Energietransport zurückfließt; dieser Prozeß und damit auch der Wärmestrom durch das He II ist nicht dem Temperaturgradienten, sondern dem Konzentrationsunterschied beider Komponenten proportional. Die so bedingte Wärmeleitfähigkeit übertrifft die des He I um das 10^8fache. Sind zwei mit He II gefüllte Gefäße durch eine feine Kapillare verbunden, durch die die Normalkomponente nicht fließen kann, führt eine Temperaturdifferenz von nur 10^{-3} K bereits zu beträchtlichen Druckunterschieden und erzeugt z. B. im wärmeren Gefäß eine Fontäne (→ mechanokalorischer Effekt). Periodische Temperaturschwankungen führen dann in He II zu periodischen Konzentrationsschwankungen beider Komponenten; da sich beide reibungsfrei durchdringen, können sich Temperaturwellen (mit Frequenzen bis 10^4 Hz) ungedämpft in He II ausbreiten (*zweiter Schall*, „second sound"), wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit vom Konzentrationsverhältnis abhängt und daher zur Messung des suprafluiden Anteils herangezogen werden kann.

Die Erscheinung der Suprafluidität ist ein reiner Quanteneffekt, der klassisch nicht erklärt werden kann. Nach der klassischen Physik sollten alle Körper am absoluten Nullpunkt kristallin sein. Wegen der äußerst schwachen Wechselwirkung zwischen den Heliumatomen bleibt das Helium bis zu Temperaturen flüssig, bei denen Quanteneffekte wirksam werden und eine Verfestigung nicht mehr einzutreten braucht. Da ^{4}He als System aus je zwei Protonen, Neutronen und Elektronen einen ganzzahligen Gesamtspin hat und daher der Bose-Statistik genügt, können alle ^{4}He-Atome bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt sukzessive in den Zustand mit dem Impuls Null übergehen (→ Bose-Einstein-Kondensation). Diese Atome führen keine thermische Bewegung mehr aus, bilden aber auch kein Kristallgitter.

Die Tatsache, daß andere Bose-Teilchen die Erscheinung der Suprafluidität nicht zeigen, beruht darauf, daß die interatomare Wechselwirkung so groß ist, daß eine Verfestigung vor Einsetzen der geschilderten Quanteneffekte eintritt. ^{3}He, das nur ein Neutron, aber zwei Protonen und zwei Elektronen hat, kann ebenfalls keine Suprafluidität aufweisen, da es einen halbzahligen Gesamtspin hat und somit der Fermi-Statistik genügt; für solche Systeme ist das Pauli-Prinzip wirksam, wonach jeder Zustand, also auch der zum Impuls $\vec{p} = 0$ gehörende, von höchstens einem Teilchen besetzt werden kann. ^{4}He ist daher die einzige Flüssigkeit, die suprafluid werden kann.

Das Zweiflüssigkeitsmodell ist, wie Landau 1941 zeigte, mehr eine Methode zur Beschreibung des He II als ein adäquates Abbild — es handelt sich nicht um die reale Einteilung des He II in zwei Teile, sondern darum, daß in He II zwei unabhängige Bewegungen mit voneinander abweichenden Eigenschaften existieren. Tatsächlich kann man wegen der bei Temperaturen in der Nähe des absoluten Nullpunkts auch für Helium vorliegenden starken Wechselwirkung nur von den stationären Zuständen des Systems als Ganzes und nicht von den Zuständen der einzelnen Atome sprechen. Jeder schwach angeregte Zustand kann als Überlagerung einzelner Elementaranregungen des Gesamtsystems aufgefaßt werden, die sich wie Quasiteilchen mit einer bestimmten Energie und einem bestimmten Impuls innerhalb des vom System eingenommenen Volumens verhalten. Diese Elementaranregungen entstehen und verschwinden einzeln und genügen der Bose-Statistik. Das Dispersionsgesetz dieser Elementaranregungen, d. h. die Abhängigkeit ihrer Energie ε vom Impuls p, hängt von der Wechselwirkung der Heliumatome ab. Bei kleinen Impulsen gilt zunächst $\varepsilon \sim p$. Das entspricht longitudinalen Elementarschwingungen (Schallquanten oder Phononen), die in der Nähe des absoluten Nullpunkts allein angeregt sind. Die Elementaranregungen um ein Minimum der Dispersionskurve werden ***Rotonen*** genannt. Bei den Rotonen handelt es sich jedoch nicht, wie man ursprünglich angenommen hatte, um grundsätzlich von den Phononen etwa durch den Spin unterschiedene Elementaranregungen, da sie sonst zu einer anderen Dispersionskurve gehören müßten. Im thermodynamischen Gleichgewicht hat die Mehrzahl der Elementaranregungen eine Energie um die Minima von $\varepsilon(p)$, d. h., es liegt dann ein „Gas" von Phononen und Rotonen vor, wobei für tiefe Temperaturen ($T < 0{,}8$ K) der Phononenanteil und für höhere der Rotonenanteil überwiegt. Wegen des endlichen Anstiegs der Dispersionskurve im Ursprung können bei nicht allzu großer Geschwindigkeit v der Flüssigkeit keine Phononen erzeugt, d. h. Elementaranregungen hervorgerufen werden, da hierzu $v > \varepsilon/p$ gelten muß; die Flüssigkeit kann daher nicht über Erzeugung von Phononen abgebremst werden und ist somit am absoluten Nullpunkt suprafluid. Für kleine, von Null verschiedene Temperaturen können bei geringen Geschwindigkeiten auch keine neuen Elementaranregungen erzeugt werden, die bereits vorhandenen aber z. B. an den Gefäßwänden Impuls abgeben und so eine von Null verschiedene Zähigkeit der Flüssigkeit bewirken; ein „Teil" der Flüssigkeit verhält sich also wie eine suprafluide, ein anderer „Teil" wie eine normale Flüssigkeit. Genauere Theorien der Superfluidität, die auch die Dispersionskurve zu erklären gestatten, wurden u. a. von N. N. Bogoljubow und R. P. Feynman entwickelt.

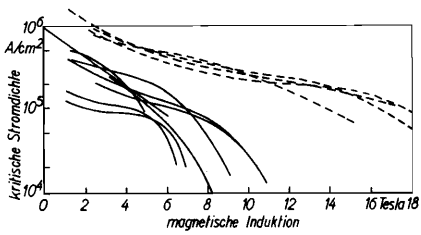
supraleitende Kabel, → Kryoelektrotechnik.

supraleitende Lagerung, eine Lagerung, die entweder die abstoßenden Kräfte ausnützt, die zwischen Supraleitern durch die Verdrängung des magnetischen Feldes beim → Meißner-Ochsen-

supraleitender Magnet

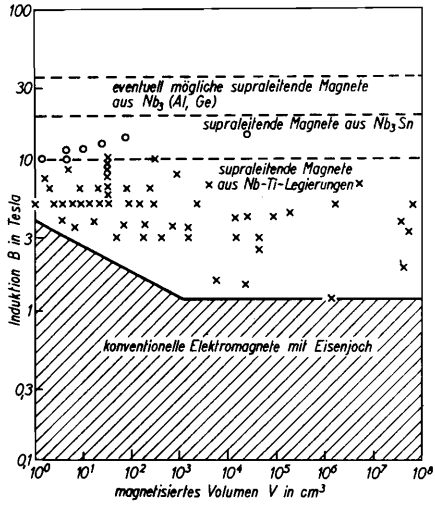
feld-Effekt entstehen können, oder die die Kraftwirkungen benutzt, die zwischen supraleitenden Magneten entstehen. Eine s. L. ist praktisch reibungsfrei, wenn im Hochvakuum gearbeitet wird. Sie ist damit ein wesentlicher Bestandteil eines supraleitenden Beschleunigungsmessers, eines supraleitenden Gravimeters oder eines supraleitenden Kreiselkompasses. Ferner kann die Aufhängung supraleitender Magnetspulen in Versuchsanlagen der Plasmaphysik ohne störende mechanische Verbindung sowie die magnetische Lagerung von Hochgeschwindigkeitszügen der Zukunft mit Vorteil durch eine s. L. erfolgen.

supraleitender Magnet, ein Elektromagnet ohne oder mit Eisenkern, dessen Wicklung aus supraleitendem Material besteht. Da die magnetische Feldstärke in einer langen Spule der Dicke der Wicklung und der auf den Wicklungsquerschnitt bezogenen Stromdichte proportional ist, lassen sich mit Kupferdrahtwicklungen üblicher Art nur geringe magnetische Feldstärken erzeugen. Erst mit Hilfe forcierter Wasserkühlung und unter Einsatz elektrischer Leistungen von mehreren Megawatt gelingt es, dort zu Feldstärken vorzudringen, die die durch die Sättigungsinduktion des Eisens gegebene Grenze wesentlich überschreiten. Derartige Anlagen sind jedoch so aufwendig, daß sie äußerst selten sind.



1 Kritische Stromdichte als Funktion der transversalen magnetischen Induktion *B* für verschiedene supraleitende Werkstoffe auf der Basis verformbarer Niob-Titan- und Niob-Zirkon-Legierungen (———) sowie der intermetallischen Verbindung Nb_3Sn (– – –)

In einigen hochgezüchteten supraleitenden Werkstoffen (Abb. 1), die auf der Basis nichtidealer Supraleiter 2. Art entwickelt wurden, kann man jedoch im supraleitenden Zustand auch noch in sehr hohen Magnetfeldern Stromdichten erhalten, die die in Kupfer normalerweise zulässigen Stromdichten etwa um den Faktor 1000 überschreiten. Deshalb gelingt es, aus derartigem Material Magnetspulen zu wickeln, in denen bei kleinen Abmessungen und ohne dauernde Einspeisung elektrischer Leistungen höchste Feldstärken erzeugt werden können. So kann man z. B. in einer supraleitenden Magnetspule von etwa 10 cm Durchmesser und 10 cm Länge und einer Masse von etwa 2 kg eine magnetische Induktion von etwa 10 Tesla erhalten, während ein konventioneller Elektromagnet mit Eisenjoch, der in einem vergleichbaren Raum nur etwa 1 bis 2 Tesla erzeugt, eine Masse von etwa 200 kg hat. Die mit supraleitenden M.en zugänglichen Bereiche der magnetischen Induktion sowie die Größen der bisher realisierten supraleitenden M.en gehen aus Abb. 2 hervor.



2 Mit verschiedenen Magnetarten zugängliche Bereiche von magnetischer Induktion und magnetisiertem Volumen

Infolge der hohen erzielbaren Feldstärken, der geringen Masse, des verschwindenden Leistungsbedarfs sowie der durch supraleitenden Kurzschluß der Wicklung erzielbaren praktisch absoluten zeitlichen Konstanz und der durch spezielle Gestalt der Wicklungen erreichbaren hohen räumlichen Homogenität der Felder stellen supraleitende M.e ein Hilfsmittel für physikalische Untersuchungen dar, das in vielen Fällen eine neue Qualität ermöglicht. Neben diesen Anwendungen, die sich im wesentlichen im wissenschaftlichen Gerätebau niederschlagen, sind eine Reihe technisch bedeutsamer Anwendungen vorauszusehen, z. B. im magnetohydrodynamischen Generator bzw. ganz allgemein in der → Kryoelektrotechnik. So kann z. B. ein s. M. als Erregerwicklung einer elektrischen Versuchsmaschine dienen.

Als störender Effekt trat bei supraleitenden M.en anfangs die Degradation auf, die durch magnetische Instabilitäten bzw. Flußsprünge in den verwendeten supraleitenden Werkstoffen entsteht. Dabei wird der supraleitende M. unterhalb der projektierten Feldstärke plötzlich normalleitend. In neueren supraleitenden M.en wird die Degradation entweder durch kryogenische Stabilisierung unwirksam gemacht, indem man durch Parallelschalten von Kupfer und gute Kühlung den Stromtransport auch beim kurzzeitigen Auftreten normalleitender Bezirke ermöglicht, oder man vermeidet durch adiabatische Stabilisierung von vornherein Flußsprünge, indem man durch Parallelschalten sehr vieler dünner supraleitender Drähte, die in einer gemeinsamen Kupfermatrix eingebettet sind, die in dem supraleitenden Material selbst gespeicherte magnetische Energie sehr klein macht. Nur bei Werkstoffen, die noch nicht in dieser Form hergestellt werden können, wendet man noch dynamische Stabilisierung an, die darin besteht, einen Teil der im supraleitenden Material gespeicherten magnetischen Energie auf in die Wicklung eingelegte Kupferfolien zu übertragen.

supraleitender Zustand, der Zustand eines Leiters, in dem → Supraleitfähigkeit auftritt, die durch Überschreiten der Übergangstemperatur oder des kritischen Feldes aufgehoben wird, so daß der normalleitende Zustand entsteht.

Sind in einem Zustand zwar supraleitende Ladungsträger vorhanden, aber entstehen trotzdem durch bestimmte Einflüsse elektrische Verluste, die zwar nichts mit einem ohmschen Widerstand zu tun haben, aber durch einen Ersatzwiderstand beschrieben werden können, so liegt ein *widerstandsbehafteter s. Z.* vor. Dieser tritt auf bei Flußbewegung, sowie unter bestimmten Bedingungen beim → Josephson-Effekt.

supraleitendes Tunnelelement, ein Bauelement, bei dem der → Einelektronen-Tunneleffekt an Supraleitern auftritt.

supraleitende Tunneldiode, ein Bauelement für elektrische Schaltungen in der Kryoelektronik.

Supraleiter, ein elektrischer Leiter, der die Eigenschaft der → Supraleitfähigkeit aufweist oder unter bestimmten Bedingungen aufweisen kann. Im Sprachgebrauch wird oft nicht genau unterschieden, ob der betreffende Leiter die Eigenschaft der Supraleitfähigkeit tatsächlich dann aufweist, wenn von ihm als S. gesprochen wird, oder ob er nur bei genügend tiefen Temperaturen die Eigenschaft der Supraleitfähigkeit annimmt. Man sagt z. B.: Blei ist ein S.

Man unterscheidet grundsätzlich zwei verschiedene Arten von S.n: Ein *S. 1. Art* (veraltete Bezeichnungen *idealer S.*, *weicher S.*) ist ein S. mit positiver Oberflächenenergie zwischen supraleitender und normalleitender Phase, dessen → Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ kleiner als $1/\sqrt{2}$ ist. S. 1. Art zeigen den → Meißner-Ochsenfeld-Effekt. Bei örtlicher Überschreitung des kritischen Feldes H gehen sie in den → Zwischenzustand eines Supraleiters über. Die Kohärenzlänge ξ eines S.s 1. Art muß größer als die Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes sein. Das ist nur bei einer großen mittleren freien Weglänge der Leitfähigkeitselektronen im normalleitenden Zustand der Fall. Deshalb sind im allgemeinen nur reine metallische Elemente S. 1. Art.

Ein *S. 2. Art* (veraltete Bezeichnung *nichtidealer S.*) ist ein S. mit negativer Oberflächenenergie zwischen supraleitender und normalleitender Phase, dessen Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ größer als $1/\sqrt{2}$ ist. S. 2. Art zeigen nur unterhalb des unteren kritischen Feldes H_{c1} den → Meißner-Ochsenfeld-Effekt. Zwischen unterem kritischem Feld H_{c1} und oberem kritischem Feld H_{c2} befinden sie sich im gemischten Zustand, in dem sie vom magnetischen Fluß in Form eines Flußschlauchgitters durchsetzt werden; zwischen oberem kritischem Feld H_{c2} und dem kritischen Feld der Oberflächensupraleitfähigkeit H_{c3} sind sie im Zustand der Oberflächensupraleitfähigkeit. Die Kohärenzlänge ξ eines S.s 2. Art ist kleiner als die Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes. Das kann nur bei einer kleinen mittleren freien Weglänge der Leitfähigkeitselektronen im normalleitenden Zustand der Fall sein. Deshalb sind Legierungen im allgemeinen S. 2. Art. Je kleiner die Kohärenzlänge ξ ist, um so größer ist der Ginzberg-Landau-Parameter $\varkappa$ und um so größer damit das obere kritische Feld H_{c2}. Für die entsprechende magnetische Induktion wurden Werte bis zu 42 Tesla gemessen, während man für das kritische Feld von Supraleitern 1. Art nur entsprechende Werte der Induktion von etwa 0,7 Tesla findet.

Ein *idealer S. 2. Art* (*idealer Typ-II-Supraleiter*, *reversibler S. 2. Art*, *reversibler Typ-II-Supraleiter*) ist ein S. 2. Art mit reversiblem Verhalten der Magnetisierung, d. h., die Magnetisierung ist eine eindeutige Funktion der magnetischen Feldstärke (→ GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Der *nichtideale S. 2. Art* (*S. 3. Art*, *nichtidealer Typ-II-Supraleiter*, *irreversibler S. 2. Art*, *irreversibler Typ-II-Supraleiter*, *Typ-III-Supraleiter*, *harter S.*) ist ein S. 2. Art, der ein irreversibles Verhalten der Magnetisierung zeigt. Dieses irreversible Verhalten ist dadurch bedingt, daß die magnetischen Flußschläuche, die den S. 2. Art im gemischten Zustand in Form eines regelmäßigen Flußschlauchgitters durchsetzen, durch Pinning-Zentren festgehalten werden. Deshalb befindet sich ein nichtidealer S. 2. Art im allgemeinen nicht im Zustand thermodynamischen Gleichgewichts. Durch das Festhalten der Flußschläuche wird die Flußbewegung erschwert bzw. verhindert. Ein nichtidealer S. 2. Art kann deshalb mit hohen kritischen Stromdichten belastet werden, ehe der widerstandsbehaftete supraleitende Zustand auftritt. Solche nichtideale S. 2. Art mit sehr hohem oberem kritischem Feld H_{c2} und sehr hoher kritischer Stromdichte werden als *Hochfeld-Hochstrom-Supraleiter* bezeichnet. Sie werden als Werkstoffe für supraleitende Magnete eingesetzt.

Bei nichtidealen S.n 2. Art fließt der Strom nicht nur in der Oberfläche, sondern im gesamten Volumen. Deshalb kann man eine kritische Stromdichte angeben. Der → kritische Zustand eines S.s 2. Art ist dadurch gekennzeichnet, daß ein äußeres Magnetfeld nicht nur durch Oberflächenströme teilweise abgeschirmt wird, sondern auch von Strömen im Innern des S.s, wobei sich an jedem Ort die maximal mögliche kritische Stromdichte einstellt.

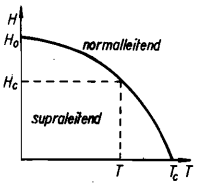
Einige Halbleiter mit elektronischer Leitfähigkeit, z. B. Strontiumtitanat $SrTiO_3$ mit reduziertem Sauerstoffgehalt, die supraleitend werden, jedoch nicht wie Metalle große Ladungsträgerzahlen aufweisen, bezeichnet man als *S. mit kleiner Trägerzahl.*

Bei *S.n ohne Energielücke* liegt im Einelektronenanregungsspektrum keine echte Energielücke vor, in der die Zustandsdichte exakt Null ist, sondern im Bereich der Energielücke ist nur eine kleinere Zustandsdichte als normal vorhanden. In diesem Fall können noch Cooper-Paare (→ BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit) existieren, so daß die Erscheinungen der → Supraleitfähigkeit auftreten. Supraleitfähigkeit ohne Energielücke tritt beim Wirken paarbrechender Mechanismen in einem gewissen Übergangsbereich auf, ehe die Supraleitfähigkeit bei verstärkter Wirkung der paarbrechenden Mechanismen ganz verschwindet.

Bei *Zweiband-Supraleitern* überlappen sich an der Fermi-Grenze zwei Bänder. Unter bestimmten Bedingungen kann es vorkommen, daß

sich auch im zweiten Band Cooper-Paare bilden bzw. daß dort eine zweite Energielücke auftritt. Das macht sich in der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität bzw. der Wärmeleitfähigkeit bemerkbar. Bei Niob z. B. bildet sich eine derartige zweite Energielücke bei 0,143 K, während die erste Energielücke bereits bei 9 K auftritt. Alle diese speziellen S. können entweder S. 1. Art oder 2. Art sein.

In S.n auftretende *Instabilitäten* machen sich durch das plötzliche Zusammenbrechen der induzierten Magnetisierung in Form von Flußsprüngen (→ Flußbewegung) bemerkbar. Magnetische Instabilitäten können in nichtidealen S.n 2. Art auftreten. Wird ein derartiger S. in ein Magnetfeld gebracht, so entsteht infolge der dabei induzierten elektrischen Dauerströme ein magnetisches Moment, das infolge der Verteilung der Ströme über das gesamte Volumen wesentlich größer sein kann als bei S.n. 1. Art. Die in diesem kritischen Zustand gespeicherte magnetische Energie kann deshalb die innere Energie U übersteigen, zumal diese bei tiefen Temperaturen nicht allzu groß ist. Bei einer kleinen Temperaturerhöhung nimmt die gespeicherte magnetische Energie ab, da die kritische Stromdichte mit steigender Temperatur sinkt. Die freigesetzte magnetische Energie wird dabei in Wärmeenergie umgewandelt. Ist diese Wärmeenergie größer als die Wärmeenergie, die der Erhöhung der inneren Energie bei der gleichen Temperaturerhöhung entspricht, so führt die nicht als innere Energie aufnehmbare Wärmeenergie zu einer weiteren Temperaturerhöhung und damit in einem lawinenartigen Vorgang zur → Übergangstemperatur eines Supraleiters und dabei zum völligen Zusammenbrechen des induzierten magnetischen Moments. Nach diesem Erreichen des normalleitenden Zustandes kann wieder durch die folgende Abkühlung des Präparates der supraleitende Zustand auftreten, falls nicht ein von außen aufgezwungener Strom für die ständige Heizung des Präparats sorgt.



2 Phasendiagramm eines Supraleiters. H_c kritisches Magnetfeld, T_c Sprungtemperatur

Magnetische Instabilitäten in S.n sind die Ursache für die Degradation supraleitender Magnete und müssen dort vermieden oder unwirksam gemacht werden.

Supraleitfähigkeit, *Supraleitung*, Erscheinung, die bei sehr tiefen Temperaturen bei einer Reihe von elektrischen Leitern auftritt und im wesentlichen durch das Verschwinden des elektrischen Widerstandes und durch die vollständige oder teilweise Verdrängung eines äußeren Magnetfeldes aus dem Leiter gekennzeichnet ist. Der Übergang zur S. geht in einem sehr engen Temperaturintervall vor sich (→ Übergangskurve eines Supraleiters).

In Abb. 1 sind die kritischen Temperaturen T_c, die den Übergang zur S. angeben, für die supraleitenden chemischen Elemente zusammengestellt. Einige Elemente haben bei sehr hohen Drücken andere Modifikationen mit anderen kritischen Temperaturen. Einige Halbleiter oder Nichtleiter gehen bei sehr hohen Drücken in metallische Modifikationen über, die supraleitend werden können. Nach der → Mathiasschen Regel sind im Periodensystem die Elemente mit ungeraden Valenzelektronenzahlen 3, 5 und 7 bevorzugt supraleitend.

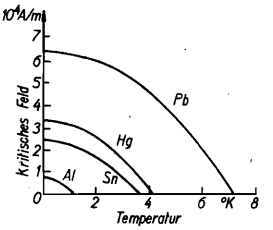
Al	1,19
Cd	0,55
Ga	1,09 ; 6,5*; 7,5
Hg	4,15 ; 3,95
In	3,40
Ir	0,14
La	4,80 ; 5,90
Mo	0,92
Nb	9,2
Os	0,65
Pb	7,20
Re	1,69
Ru	0,49
Su	3,72 ; 5,3
Ta	4,39
Tc	8,22
Th	1,37
Ti	0,39
Tl	2,36 ; 1,7*
U	0,7
V	5,2
W	0,012
As	0,25*; 0,5*
Bi	3,91 ; 7*
Ge	5,3*
P	2* ; 3* ; 3,2*
Sb	3*
Se	6,9*
Si	6,7*
Te	4,3

1 Kritische Temperaturen der supraleitenden Elemente (x = kritische Temperaturen von Hochdruckmodifikationen) in K

Neben den supraleitenden chemischen Elementen sind noch mehr als 1000 supraleitende Legierungen und supraleitende intermetallische Verbindungen bekannt, die zum Teil kritische Temperaturen T_c bis zu 20,9 K besitzen. Nach der → BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit, die den Elektronen-Phononen-Mechanismus der S. beschreibt, sind kritische Temperaturen T_c über 30 bis 40 K kaum möglich. Höchstens der hypothetische → Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit könnte höhere kritische Temperaturen T_c ergeben.

Die S. wird durch ein genügend hohes Magnetfeld aufgehoben. Das kritische Magnetfeld H_c ist das Feld, das die S. gerade aufhebt. Dabei gilt die Beziehung $H_c = H_0\left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]$, Abb. 2.

Die von der gestrichelten Linie umschlossene Fläche gibt den Bereich an, in dem S. existiert. Ein derartiges Diagramm wird in der Thermodynamik als Phasendiagramm bezeichnet. Man kann im thermodynamischen Sinne von einer supraleitenden und einer normalleitenden Phase sprechen, da der Zustand der betreffenden Substanz durch die beiden Zustandsvariablen H_c und T eindeutig bestimmt wird. Die für die einzelnen Supraleiter verschiedenen Phasendiagramme (Abb. 3) kann man durch Normierung



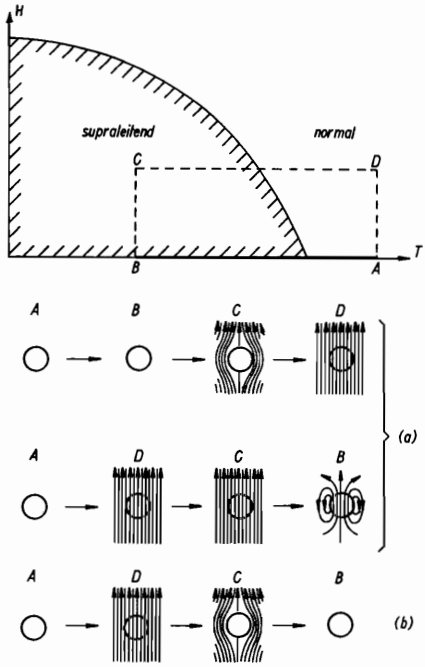
3 Kritische Felder von Supraleitern erster Art

mittels der beiden Parameter H_0 und T_c alle auf eine Kurve zurückführen. Das entspricht einem Gesetz der korrespondierenden Zustände und zeigt, daß die S. durch eine sehr allgemeine Theorie beschreibbar sein muß, in die wenig spezielle Eigenschaften der betreffenden Metalle eingehen.

Die auf dem Phasendiagramm aufbauende Thermodynamik der Supraleiter liefert bereits eine Reihe allgemeiner Erkenntnisse, unter anderem die, daß sich die Leitfähigkeitselektronen in einem Supraleiter in einem hochgeordneten Zustand befinden müssen, dessen Entropie kleiner ist als der entsprechende Wert im normalleitenden Zustand.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Thermodynamik ist, daß der Zustand der betreffenden Substanz tatsächlich eindeutig durch Temperatur und Magnetfeld bestimmt ist. Das folgt nicht aus dem Verschwinden des elektrischen Widerstands, denn aus den Maxwellschen Gleichungen ergibt sich dann nur, daß sich die magnetische Induktion B in einem derartigen Leiter nicht ändern kann. Wie aus den Abb. 4 und 5 folgt, ist der Zustand in diesem Falle nicht eindeutig bestimmt, sondern hängt von der Vorgeschichte ab. Der → Meißner-Ochsenfeld-Effekt zeigt jedoch, daß ein magnetisches Feld aus der supraleitenden Phase verdrängt wird, so daß sich ein Supraleiter so verhält, wie

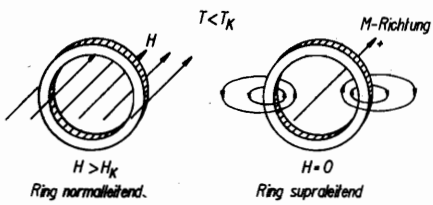
die Abb. 4b und 5b zeigen. Damit ist dann auch die Anwendbarkeit der Thermodynamik gegeben.



4 Das magnetische Verhalten einer supraleitenden Kugel, wenn (*a*) der elektrische Widerstand oder (*b*) die magnetische Induktion Null wird

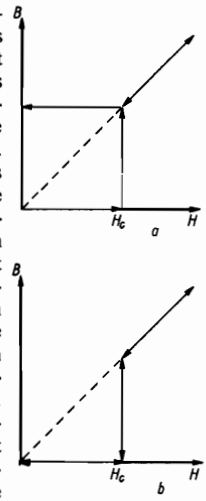
Zur Beschreibung des elektrodynamischen Verhaltens eines Supraleiters genügt dann aber nicht nur die Bedingung, daß die elektrische Feldstärke E im Supraleiter verschwindet, die mit der Bedingung des verschwindenden Widerstands identisch ist, sondern es muß zusätzlich das Verschwinden der magnetischen Induktion B gefordert werden, so daß man die folgende formelmäßige Beschreibung eines Supraleiters erhält: $E = 0$, $B = 0$.

Physikalisch kommt die Verdrängung der magnetischen Induktion B durch Dauerströme zustande, die in der Oberfläche des Supraleiters fließen. Die Konstanz solcher Dauerströme, die bequem in einer supraleitenden Spule (Abb. 6) durch Schließen eines supraleitenden Schalters S_1 oder in einem supraleitenden Ring (Abb. 7)



7 Erzeugung eines Dauerstroms in einem supraleitenden Ring durch Abschalten eines überkritischen Feldes

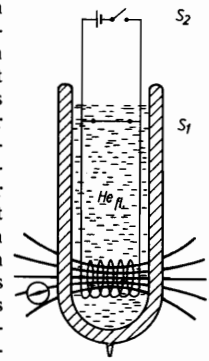
durch Abschalten eines überkritischen Magnetfeldes erzeugt werden können, wurde über mehrere Jahre kontrolliert. Es konnte keine Änderung festgestellt werden. Aus der Meßgenauigkeit ergab sich, daß der elektrische Widerstand im supraleitenden Zustand mindestens 10^{20}mal kleiner sein muß als im normalleitenden Zustand. Da ein solcher abschirmender Dauerstrom aber nicht in einer unendlich dünnen Schicht fließen kann, kommt es zu einer endlichen Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes in einen Supraleiter. Diese Eindringtiefe stellt diejenige Länge dar, nach der die außerhalb des Supraleiters herrschende magnetische Feldstärke auf den e-ten Teil abgeklungen ist. Sie beträgt etwa 10^{-7} m und ist temperaturabhängig. Die Abschirmung des magnetischen Feldes durch Supraleiter kommt durch → elektrische Dauerströme zustande, die in einer Oberflächenschicht des Supraleiters fließen. Infolgedessen sind die Gleichungen $E = 0$ und $B = 0$ nicht ganz exakt und müssen für genauere Betrachtungen durch die Londonschen Gleichungen ersetzt werden. Diese → Londonsche Theorie der Supraleitfähigkeit berücksichtigt aber noch nicht, daß sich auch die Dichte der supraleitenden Ladungsträger nicht plötzlich ändern kann. Dies geschieht erst in der → Ginzburg-Landau-Theorie der Supraleitfähigkeit, die zunächst ohne Kenntnis der quantenmechanischen Ursachen der S. aufgestellt wurde und wie die Londonsche Theorie eine beschreibende *phänomenologische Theorie* darstellt.



5 Magnetische Flußdichte in einem unendlich guten Leiter (*a*) und in einem Supraleiter (*b*)

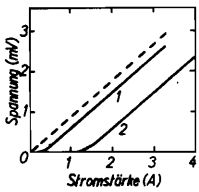
Von den quantenmechanischen Ursachen geht dagegen die *mikroskopische Theorie der S.*, z. B. die BCS-Theorie, aus und leitet daraus die Erscheinungen ab. Es ergibt sich, daß in einem Supraleiter Cooper-Paare aus je zwei Elektronen als supraleitende Ladungsträger auftreten. Man kann einen Supraleiter im Wellenbild als kohärentes Wellenfeld von Cooper-Paar-Materiewellen gleicher Frequenz, Wellenlänge und Phase auffassen. Überzeugende Beweise für diese Auffassung liefern die → Flußquantisierung und die Erscheinungen des → Josephson-Effekts. Die auftretende Energielücke im Einelektronenanregungsspektrum des Supraleiters kann man mit Hilfe des → Einelektronen-Tunneleffekts bei Supraleitern direkt ausmessen.

Die Vorstellungen der quantenmechanischen BCS-Theorie wurden mit der phänomenologischen Ginzburg-Landau-Theorie schließlich zur → GLAG-Theorie der Supraleitfähigkeit vereinigt. Diese Theorie ist ein ausgezeichnetes Hilfsmittel besonders zur Beschreibung aller mit der S. verknüpften Oberflächeneffekte. Insbesondere dient sie zum Verständnis der Unterschiede, die Supraleiter 1. Art mit positiver Oberflächenenergie und Supraleiter 2. Art mit negativer Oberflächenenergie der supraleitenden Phase trennen. Supraleiter 2. Art zeigen den Meißner-Ochsenfeld-Effekt nur unterhalb eines unteren kritischen Feldes H_{c1}. Oberhalb dieses Feldes existiert der gemischte Zustand. Es dringen dann magnetische Flußschläuche (→ Flußschlauch) in Form eines regelmäßigen Flußschlauchgitters in den Supraleiter 2. Art ein. Der Kern dieser Flußschläuche ist normalleitend und enthält jeweils ein Flußquant.



6 Versuchsanordnung zur Erzeugung eines Dauerstroms in einem Supraleiter

Diese Erscheinungen machen sich im Verhalten der magnetischen Induktion B und der Magnetisierung M der betreffenden Substanz bemerkbar. Es gilt dann für die magnetische



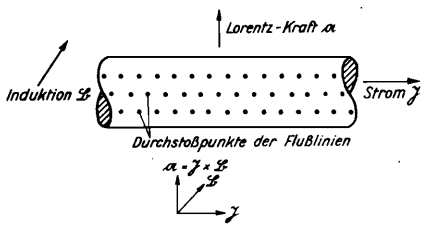
9 Strom-Spannungs-Charakteristik zweier $Nb_{0,5}$-$Ta_{0,5}$-Proben 1 und 2 bei 3 K in einem Feld von 159000 *A/m* im Vergleich zu einem ohmschen Widerstand (- - - -)

Induktion der gesamten Substanz nicht mehr $B = 0$ wie bei einem Supraleiter 1. Art, sondern zunächst nur noch für die supraleitenden Bereiche. In dem Maße, wie das äußere Magnetfeld verstärkt wird, rücken aber die Flußschläuche immer weiter zusammen, so daß infolge der endlichen Eindringtiefe λ eines magnetischen Feldes schließlich die magnetische Induktion an keiner Stelle mehr gleich Null ist, sondern daß nur noch örtliche Unterschiede der magnetischen Induktion bestehen. Schließlich wird beim Erreichen des oberen kritischen Feldes H_{c2} die S. im Innern der Substanz zerstört. Bis zu einem Feld $H_{c3} = 1{,}69\ H_{c2}$ existiert dann noch → Oberflächensupraleitfähigkeit in einer zum äußeren Feld parallelen Oberflächenschicht von der Dicke der Kohärenzlänge ξ, die etwa die Ausdehnung eines Cooper-Paares angibt.

Diese beiden charakteristischen Längen, die Kohärenzlänge ξ und die Eindringtiefe λ, bestimmen den → Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ und damit, ob ein Supraleiter 1. oder 2. Art vorliegt. In reinen Metallen beträgt die Kohärenzlänge ξ etwa 10^{-4} cm, die Eindringtiefe λ etwa 10^{-5} cm. Da für $\xi > \lambda$ Supraleiter 1. Art entstehen, sind die meisten reinen Metalle Supraleiter 1. Art. Störstellen im Kristallgitter verringern die Kohärenzlänge ξ, so daß Legierungen meist Supraleiter 2. Art darstellen. Je mehr Störstellen vorhanden sind, um so größer ist der spezifische elektrische Widerstand ϱ im normalleitenden Zustand, um so kleiner die Kohärenzlänge ξ, um so größer der Ginzburg-Landau-Parameter $\varkappa$ und damit auch das Verhältnis der kritischen Felder $H_{c2} : H_{c1}$. Da die Kohärenzlänge ξ aber nicht kleiner als etwa der Gitterabstand im Kristallgitter werden kann, ergeben sich als theoretische Grenze für die magnetische Induktion, die dem oberen kritischen Feld H_{c2} entspricht, etwa 100 Tesla.

Trotz des Eindringens der magnetischen Induktion B in einen Supraleiter 2. Art ist infolge seines reversiblen Verhaltens der Zustand der Substanz weiter eindeutig durch die Zustandsvariablen äußere magnetische Feldstärke und Temperatur bestimmt, so daß die Methoden der reversiblen Thermodynamik anwendbar bleiben.

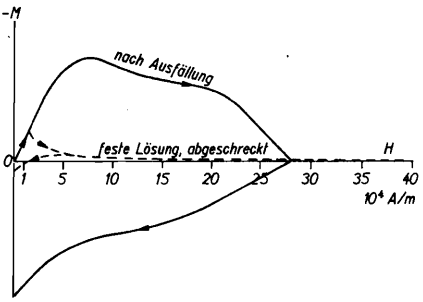
Schickt man im gemischten Zustand einen Strom quer zur Richtung der Flußschläuche durch den Supraleiter 2. Art, so wirkt auf die Flußschläuche die Lorentz-Kraft (Abb. 8), die



8 Richtungszusammenhang zwischen Strom $\vec{I}$, magnetischer Induktion $\vec{B}$ (Längsrichtung der Flußschläuche) und der auf die Flußschläuche wirkenden Lorentz-Kraft

z. B. auch für das Funktionieren der elektrischen Maschinen verantwortlich ist. Es kommt dadurch zu einer Bewegung der Flußschläuche, dem Flußfließen. Infolge von Wirbelstromverlusten im normalleitenden Kern der Flußlinien ergeben sich dabei Verluste, die durch einen Ersatzwiderstand beschreibbar sind. Man spricht deshalb von einem *widerstandsbehafteten supraleitenden Zustand.* Daher tritt beim Fließen eines Stroms auch eine Spannung auf (Abb. 9, Kurve 1).

Das Auftreten dieser Spannung kann man verhindern, indem man → Pinning-Zentren in den Supraleiter einbaut, an denen die Flußschläuche festgehalten werden, z. B. Ausscheidungen anderer Phasen. Das Flußfließen setzt in diesem Falle erst dann ein, wenn die Lorentz-Kraft stärker als die Pinning-Kraft wird (Abb. 9, Kurve 2). Das Haften der Flußschläuche an den Pinning-Zentren bewirkt aber auch, daß der reversible Verlauf der Magnetisierung in einen irreversiblen Verlauf übergeht (Abb. 10), sobald auf irgendeine Weise Pinning-



10 Magnetisierungskurven einer Blei-8-Atomprozent Natrium-Legierung bei 4,2 K. - - - - Na in fester Lösung, ——— nach Ausfällen von Na-Partikeln

Zentren erzeugt werden. Man spricht dann von einem nichtidealen Supraleiter 2. Art, der nur noch mit den Methoden der irreversiblen Thermodynamik beschreibbar ist. Das Verhalten eines solchen Supraleiters läßt sich auch noch nicht vollständig durch die GLAG-Theorie beschreiben, so daß Modelltheorien zu Hilfe genommen werden müssen. Die Bedeutung derartiger nichtidealer Supraleiter 2. Art besteht darin, daß durch geeignete metallurgische Verfahren eine so hohe Dichte und Wirksamkeit der Pinning-Zentren erreicht werden kann, daß man kritische Stromdichten bis zu 10^7 A/cm² erhält, die die in Kupfer zulässigen Stromdichten etwa um das 1000- bis 10000fache übersteigen.

Die geschilderten Eigenschaften der Supraleiter und die an ihnen auftretenden Effekte lassen eine Reihe von Anwendungen mit zum Teil revolutionierendem Charakter realisierbar erscheinen. Zunächst gestatten die auf der Basis der nichtidealen Supraleiter 2. Art entwickelten Werkstoffe, → supraleitende Magnete herzustellen. Sie stellen außerdem eine der Voraussetzungen für die → Kryoelektrotechnik dar. Die verschiedenen mit Supraleitern erzielbaren Schalteffekte, der Einelektronen-Tunneleffekt, der Josephson-Effekt sowie der geringe Oberflächenwiderstand der Supraleiter ermöglichen schließlich zahlreiche Anwendungen in der → Kryoelektronik, insbesondere den Aufbau sehr großer und gleichzeitig sehr schneller Speicher in Datenverarbeitungsanlagen. Daneben ge-

statten die verschiedenen Effekte noch zahlreiche Anwendungen im wissenschaftlichen Gerätebau, z. B. bei supraleitenden Gravimetern, Kreiselkompassen, Strahlungsempfängern, Wärmeschaltern, Bolometern, Galvanometern, Interferometern, Magnetometern und Thermometern.

Geschichtliches. Die S. wurde im Jahre 1911 von Kamerlingh-Onnes in Leyden entdeckt. 1933 wurde der Meißner-Ochsenfeld-Effekt gefunden und darauf 1935 die phänomenologische Londonsche Theorie entwickelt. Etwa 1950 wurde die phänomenologische Ginzburg-Landau-Theorie, die die Londonsche Theorie als Spezialfall enthält, im wesentlichen auf Grund thermodynamischer Betrachtungen abgeleitet. Erst die 1957 veröffentlichte mikroskopische BCS-Theorie gab aber den Schlüssel zum Verständnis der Ursachen der S. und führte 1962 zur theoretischen Vorhersage des Josephson-Effektes, der daraufhin etwa 1964 nachgewiesen werden konnte. Etwa 1960 leitete die GLAG-Theorie die phänomenologischen Gleichungen der Ginzburg-Landau-Theorie aus den mikroskopischen Vorstellungen der BCS-Theorie ab und schuf gleichzeitig die Grundlagen zum Verständnis der Supraleiter 2. Art. Etwa 1962 traten dann die ersten supraleitenden Magnete auf, wobei sich die magnetisierten Volumina von zunächst wenigen cm^3 bis auf über 100 m^3 im Jahre 1971 vergrößerten. Etwa gleichzeitig zur Entwicklung der supraleitenden Magnete setzten entsprechende Entwicklungen auf den verschiedenen Gebieten der anderen Anwendungen der S. ein, wobei sich die Anwendungen größeren Umfangs zur Zeit im Stadium von Pilotanlagen befinden.

Lit. Fastowski, Petrowski, Rowinski: Kryotechnik (dtsch Berlin 1970); Vorträge über Supraleitung (Basel u. Stuttgart 1968); Lynton: Supraleitung (dtsch Mannheim 1966).

Supraleitung, svw. Supraleitfähigkeit.

Suprastrom, der Strom der supraleitenden Ladungsträger, der in Supraleitern widerstandslos fließen kann. In der → Ginzburg-Landau-Theorie der Supraleitfähigkeit wurde zunächst über die elektrische Ladung der supraleitenden Ladungsträger nichts vorausgesetzt. Später stellte es sich heraus, daß es sich um Cooper-Paare mit der Ladung $2e$ handelt (→ Supraleitfähigkeit, → BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit).

Suszeptanz, → Wechselstromwiderstände.

Suszeptibilität, 1) *magnetische S.*, χ_m, der Quotient aus dem Betrag der magnetischen Polarisation $|\vec{J}|$ und dem Produkt magnetische Feldkonstante μ_0 mal Betrag der Magnetfeldstärke $|\vec{H}|$: $\chi_m = J/\mu_0 H$, bzw. der Quotient aus dem Betrag der Magnetisierung $|\vec{M}|$ und dem Betrag der Magnetfeldstärke $|\vec{H}|$, also $\chi_m = M/H$, wobei χ_m in jedem Maßsystem eine dimensionslose Zahl ist, doch ist ihr Betrag in Maßsystemen mit rationaler Schreibweise um den Faktor 4π größer als im praktischen Maßsystem. Gemäß $\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \vec{J} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ und $\vec{J} = \mu_0\chi_m\vec{H}$ lautet mit der Materialgleichung $\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$ der Zusammenhang mit der relativen Permeabilität für isotrope Medien $\chi_m = \mu_r - 1$. Für paramagnetische Stoffe ist $\chi_m > 0$, und für diamagnetische Stoffe ist $\chi_m < 0$, wobei in beiden Fällen $|\chi| \ll 1$ gilt. Ferromagnetika haben eine wesentlich höhere magnetische S. $\chi_m \gg 1$ (→ magnetische Werkstoffe), die zudem noch von der Vorgeschichte und der Magnetisierung (→ Hysteresekschleife) abhängt. Im Gebiet sehr kleiner magnetischer Felder auf der Neukurve mißt man die *Anfangssuszeptibilität*, d.i. die bei der Messung der Hysterese mit verschwindend kleiner Wechselspannung gefundene S. Längs der Hystereseschleife nimmt dann die magnetische S. stetig zu, bis sie in Feldern der Größenordnung der Koerzitivkraft einen Maximalwert, die *Maximalsuszeptibilität*, erreicht. Die *reversible S.* χ_{rev} wird in kleinen, dem Gleichfeld überlagerten Wechselfeldern gemessen und ist gleich dem Quotienten der Wechselmagnetisierung durch die Amplitude des Wechselfeldes. Die *differentielle S.* ist der Differentialquotient $\chi_{diff} = dM/dH$ auf der Neukurve oder der Hystereseschleife. Die *irreversible S.* ergibt sich aus der Differenz $\chi_{irr} = \chi_{diff} - \chi_{rev}$. Unter *idealer S.* versteht man den Quotienten $\chi_{id} = M/H$ auf der idealen Magnetisierungskurve.

Die durch die Dichte dividierte S. bezeichnet man als *spezifische S.* oder *Massensuszeptibilität*, während manchmal die erste Definition von χ_m als *Volumensuszeptibilität* bezeichnet wird.

In der Chemie wird oft die *Massensuszeptibilität* oder *spezifische S.* χ als Quotient von Volumensuszeptibilität und Dichte des Stoffes benutzt. Unter *Atomsuszeptibilität* oder *molarer S.* χ_A ist das Produkt aus Massensuszeptibilität und Atom- bzw. Molgewicht zu verstehen.

2) *elektrische S.*, das Verhältnis der elektrischen Polarisation P zu dem Produkt ε_0 mal elektrisches Feld E: $\chi_{el} = P/\varepsilon_0 E$. Für isotrope Medien gilt gemäß $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ und $\vec{P} = \varepsilon_0\chi_{el}\vec{E}$ mit der Materialgleichung $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$ (→ Verschiebung) und der relativen Dielektrizitätskonstanten: $\chi_{el} = \varepsilon_r - 1$.

Sutherland-Formel, → kinetische Theorie.

Sutherland-Modell, → Molekülmodelle der Gastheorie.

Svedberg, → Sedimentation.

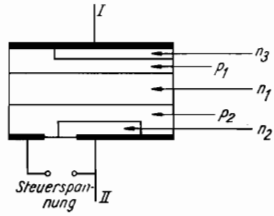
Svedberg-Einheit, ein nach Svedberg benanntes, besonders zur Kennzeichnung von Proteinen (Enzymen und deren Untereinheiten) übliches Maß für die Molekular- bzw. Partikelmasse mit der Einheit 1 S. Die S.-E. ist zahlenmäßig gleich dem Sedimentationskoeffizienten, der die auf ein Gravitationsfeld vom Betrag 1 bezogene und unter Standardbedingungen in der Ultrazentrifuge bestimmte Sedimentationsgeschwindigkeit darstellt.

S-Welle, → seismische Welle.

Symbole, in der Kristallographie: S. der Kristallflächen und -kanten → Indizes, S. der Punkt- und Raumgruppen → Symmetrie.

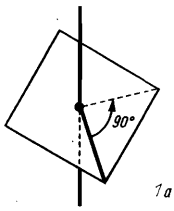
symbolische Wechselstromrechnung, → komplexe Wechselstromrechnung.

Symistor, ein dem → Thyristor ähnliches Halbleiterbauelement mit 5 Schichten wechselnden Leitfähigkeitstyps. Der S. verhält sich elektrisch wie zwei antiparallel geschaltete Thyristoren. Wenn keine Steuerspannung anliegt, so ist der S. in beiden Richtungen gesperrt (Abb.). Bei

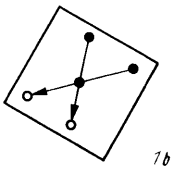


Schematischer Aufbau eines Symistors.

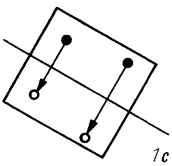
Anliegen einer Steuerspannung beliebiger Polarität fließt ein Strom durch den S. entsprechend der zwischen I und II angelegten Span-



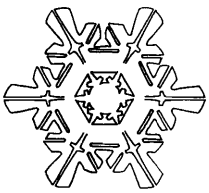
1a



1b



1c



2

Symmetrie

nung, und zwar entweder von I über die pn-Übergänge p_1, n_1 und p_2, n_2 nach II oder von II über n_2, p_2, n_1, p_1, n_3 nach I.

Symmetrie, im allgemeinsten Sinne das Vorhandensein von Regelmäßigkeiten bestimmter räumlicher oder mathematischer Strukturen, z. B. geometrischer Figuren und Kristalle oder der Materie zugrunde liegender Gesetze, derart, daß diese nach Ausführen bestimmter Operationen, der Symmetrieoperationen, wieder in sich übergehen. Die Gesamtheit der Symmetrieoperationen einer bestimmten Art bildet dabei eine Symmetriegruppe.

1) Geometrische und kristallographische S.n sind besonders anschaulich. Die geometrische S. äußert sich in der Invarianz ebener geometrischer Objekte gegenüber Drehungen um einen Punkt oder eine Achse und gegenüber Spiegelungen an einem Punkt, einer Achse oder einer Ebene. So ist z. B. ein Quadrat invariant gegenüber Drehungen um jeweils 90° um die senkrecht zur Zeichenebene durch den Mittelpunkt gehenden Achse (Abb. 1a) und gegenüber Spiegelung am Mittelpunkt (Abb. 1b) sowie an den Diagonalen und den Seitenhalbierenden (Abb. 1c). Schöne Regelmäßigkeiten weist die Struktur von Schneekristallen (Abb. 2) und anderen Kristallen auf. Weniger deutlich ausgeprägt ist die S. biologischer Objekte (Abb. 3), auch ein aufrecht stehender Mensch z. B. hat äußerlich etwa Spiegelsymmetrie, d. h., Spiegelung an einer geeignet gewählten, gedachten Ebene ergibt ein „Bild", das sich mit dem „Original" näherungsweise deckt (was jedoch für die inneren Organe nicht zutrifft).

Im folgenden werden die wichtigsten Begriffe zur Klassifikation der räumlichen S.n und ihrer physikalischen Anwendung, z. B. Symmetrieoperation, Symmetrieelement, Raumbewegung, Raumgruppe, zunächst anschaulich erläutert und dann exakt definiert.

Durch die Bewegung eines starren Körpers kann man jedem der Punkte des Raumes, mit denen Punkte des Körpers vor Beginn der Bewegung zusammenfielen, wieder einen Punkt des Raumes zuordnen, nämlich den, den der betreffende Punkt des Körpers nach Beendigung der Bewegung einnimmt. Eine solche Zuordnung oder Abbildung läßt sich auf beliebige Teile des Raumes ausdehnen, indem man sich den starren Körper entsprechend ergänzt denkt. Die so erhaltene Zuordnung der Punkte des Raums zu Punkten des Raums nennt man eine *eigentliche Raumbewegung*. Eigentliche Raumbewegungen sind Translationen, Drehungen sowie Bewegungen, die sich aus Translationen und Drehungen zusammensetzen. Spricht man von Raumbewegungen schlechthin, so läßt man auch *uneigentliche Raumbewegungen* zu, bei denen die Zuordnung durch eine Spiegelung oder eine Spiegelung mit nachfolgender eigentlicher Raumbewegung bewirkt wird.

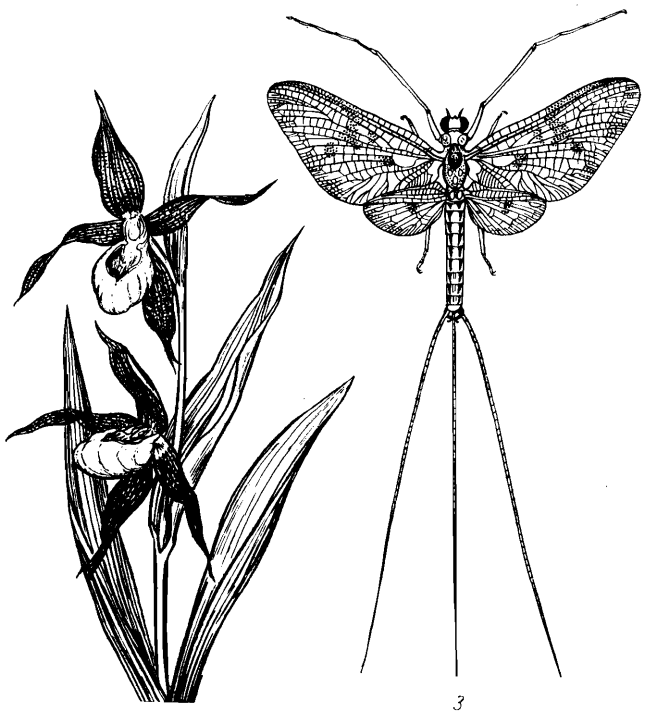
Raumbewegung bedeutet also *abstandstreue Abbildung* eines Teils des Raums auf einen Teil des Raums.

Als *Deckoperation* einer räumlichen Verteilung $\varrho(\vec{r})$ bezeichnet man eine Raumbewegung, die jedem Punkt (Ortsvektor $\vec{r}$) einen solchen Punkt ($\vec{r}'$) so zuordnet, daß die Funktionswerte der Verteilung an diesen Punkten gleich sind, also $\varrho(\vec{r}) = \varrho(\vec{r}')$ gilt. Zeigt z. B. jemand eine „lange Nase", so ist seine rechte Hand mit seiner linken durch die Deckoperation „Gleitspiegelung" (Spiegelung mit nachfolgender Translation) verknüpft. Es kommt durch diese Deckoperation z. B. das Bild des rechten kleinen Fingers mit dem linken kleinen Finger zur Deckung.

Mathematisch ausgedrückt: Sind die Punkte mit Ortsvektor $\vec{r}$ eines Teils I des Raums durch eine Eigenschaft $\varrho(\vec{r})$ charakterisiert, die des Teils II (Ortsvektor $\vec{r}'$) durch $\varrho(\vec{r}')$, und ordnet eine Raumbewegung jedem Punkt $\vec{r}$ einen Punkt $\vec{r}' = f(\vec{r})$ zu, so nennt man diese Raumbewegung immer dann und nur dann eine Deckoperation, wenn für alle $\vec{r}$ aus dem Bereich I $\varrho(f(\vec{r})) = \varrho(\vec{r}') = \varrho(\vec{r})$ gilt. Sind die Bereiche I und II des Raums, für die $\vec{r}$ bzw. $\vec{r}'$ definiert sind, identisch, also z. B. die Punkte ein und desselben Körpers, so heißt die Deckoperation *Symmetrieoperation* des Körpers.

Die Gesamtheit der Symmetrieoperationen eines Körpers bildet eine Gruppe im mathematischen Sinne. Das bedeutet unter anderem: Läßt sich eine Raumbewegung aus Raumbewegungen zusammensetzen, die Symmetrieoperationen eines Körpers sind, so ist die zusammengesetzte Raumbewegung ebenfalls Symmetrieoperation dieses Körpers. Die Gruppe der Symmetrieoperationen eines Körpers bezeichnet man als *Symmetriegruppe* dieses Körpers.

Als *Symmetrieelement* bezeichnet man die von einer Symmetrieoperation erzeugte zyklische Gruppe, d. h. die Gruppe, die die Identität und alle diejenigen Raumbewegungen enthält, die sich durch ein- oder mehrmalige Anwendung dieser Symmetrieoperation ergeben. So z. B. enthält das Symmetrieelement „4zählige Drehachse" die folgenden Symmetrieoperationen:



3

Identität (das Eins-Element), Drehung um 90°, Drehung um 180°, Drehung um 270°. Charakterisiert man z. B. jeden Punkt, der auf einem Blütenblatt liegt (Abb. 4), durch $\varrho(\vec{r}) = 1$, jeden Punkt auf einem Staubgefäß durch $\varrho(\vec{r}) = 2$ und alle Punkte außerhalb der Blüte durch $\varrho = 0$, so ordnen die vier Drehungen (um 0°, 90°, 180°, 270°) sowie die Spiegelungen an vier Spiegelebenen Punkte mit gleichem ϱ-Wert einander zu. Die Symmetriegruppe dieser Blüte enthält 5 Symmetrieelemente: die 4zählige Drehachse und die 4 Spiegelebenen.

Wenn man von der Symmetrie eines geometrischen Gebildes, z. B. eines Polyeders, spricht, so geht man von der Vorstellung aus, daß allen durch dieses Gebilde charakterisierten Punkten $\vec{r}_i$ (z. B. den Punkten der Berandung oder des Inneren des Polyeders) derselbe Wert von ϱ zugeordnet ist, z. B. $\varrho(\vec{r}_i) = 1$, allen anderen Punkten $\vec{r}_a$ der Wert $\varrho(\vec{r}_a) = 0$. Symmetrieoperationen eines Polyeders ordnen also Punkten innerhalb des Polyeders Punkte innerhalb, solchen außerhalb wieder solche außerhalb und Punkten der Berandung Punkte der Berandung zu.

Zur Charakterisierung eines Symmetrieelements verwendet man eine erzeugende Symmetrieoperation, z. B. für die 4zählige Drehachse eine Drehung um 90° oder −90°.

Jede Symmetriegruppe läßt sich durch die Gesamtheit der Symmetrieelemente charakterisieren, die Untergruppen der Symmetriegruppe sind. Auf diesem Prinzip beruhen z. B. die Hermann-Mauguinschen Symbole für Symmetriegruppen. In diesen werden die Hermann-Mauguinschen Symbole für die Symmetrieelemente angegeben (Abb. 5, S. 1522).

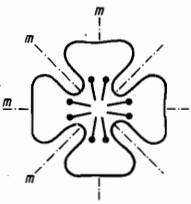
Beachte: Symmetrieelemente sind *nicht* Elemente (im mathematischen Sinn) einer Symmetriegruppe, sondern ihre Untergruppen, andererseits sind die Elemente (im mathematischen Sinn) einer Symmetriegruppe die Symmetrieoperationen.

Von besonderer Bedeutung sind *Punktsymmetriegruppen* oder *Punktgruppen*, die die S. endlicher starrer Körper beschreiben. Die Symmetrieoperationen einer Punktgruppe heißen *Punktsymmetrieoperationen*, weil sie mindestens einen Punkt des Körpers — den geometrischen Schwerpunkt — auf sich abbilden; die entsprechenden Symmetrieelemente heißen *Punktsymmetrieelemente*. Folgende Raumbewegungen können als *Punktsymmetrieoperationen* auftreten: *Drehungen*, *Spiegelungen* und ihre Zusammensetzungen.

Die Punktgruppe eines nicht rotationssymmetrischen Körpers hat endlich viele Elemente. In ihr können nur Drehungen um Winkel $2\pi \cdot m/Z$ (mit m und Z ganzen Zahlen) vorkommen. Sind m und Z teilerfremd, so enthält das dieser Symmetrieoperation entsprechende Symmetrieelement auch eine Drehung um $2\pi/Z$ und heißt *Z-zählige Drehachse*. Die Gerade, deren Punkte bei den Symmetrieoperationen einer Z-zähligen Drehachse in sich übergehen, wird ebenfalls Z-zählige Drehachse genannt.

Setzt man die Raumbewegungen Drehung um 180° und Spiegelung an einer Ebene, die auf der Drehachse senkrecht steht, zusammen, so erhält man die Raumbewegung *Inversion*, die auch *Spiegelung an einem Punkt*, dem Schnittpunkt der Drehachse mit der Spiegelebene, genannt wird. Das entsprechende Symmetrieelement heißt *Symmetriezentrum*, ebenso wie der Punkt, an dem gespiegelt wird. Wählt man diesen Punkt als Ursprung, so geht bei der Inversion ein Punkt mit Ortsvektor $\vec{r}$ in einen solchen mit Ortsvektor $-\vec{r}$ über.

Eine Raumbewegung, die durch Zusammensetzung einer Drehung um $2\pi/Z$ mit einer Inversion entsteht, heißt *Z-zählige Drehinversion*, eine solche, die durch Zusammensetzen einer Drehung um $2\pi/Z$ mit einer Spiegelung an einer zur Drehachse senkrechten Ebene entsteht, *Z-zählige Drehspiegelung*. Jede Drehspiegelung läßt sich als Drehinversion auffassen und umgekehrt (Tab. 1, S. 1523).

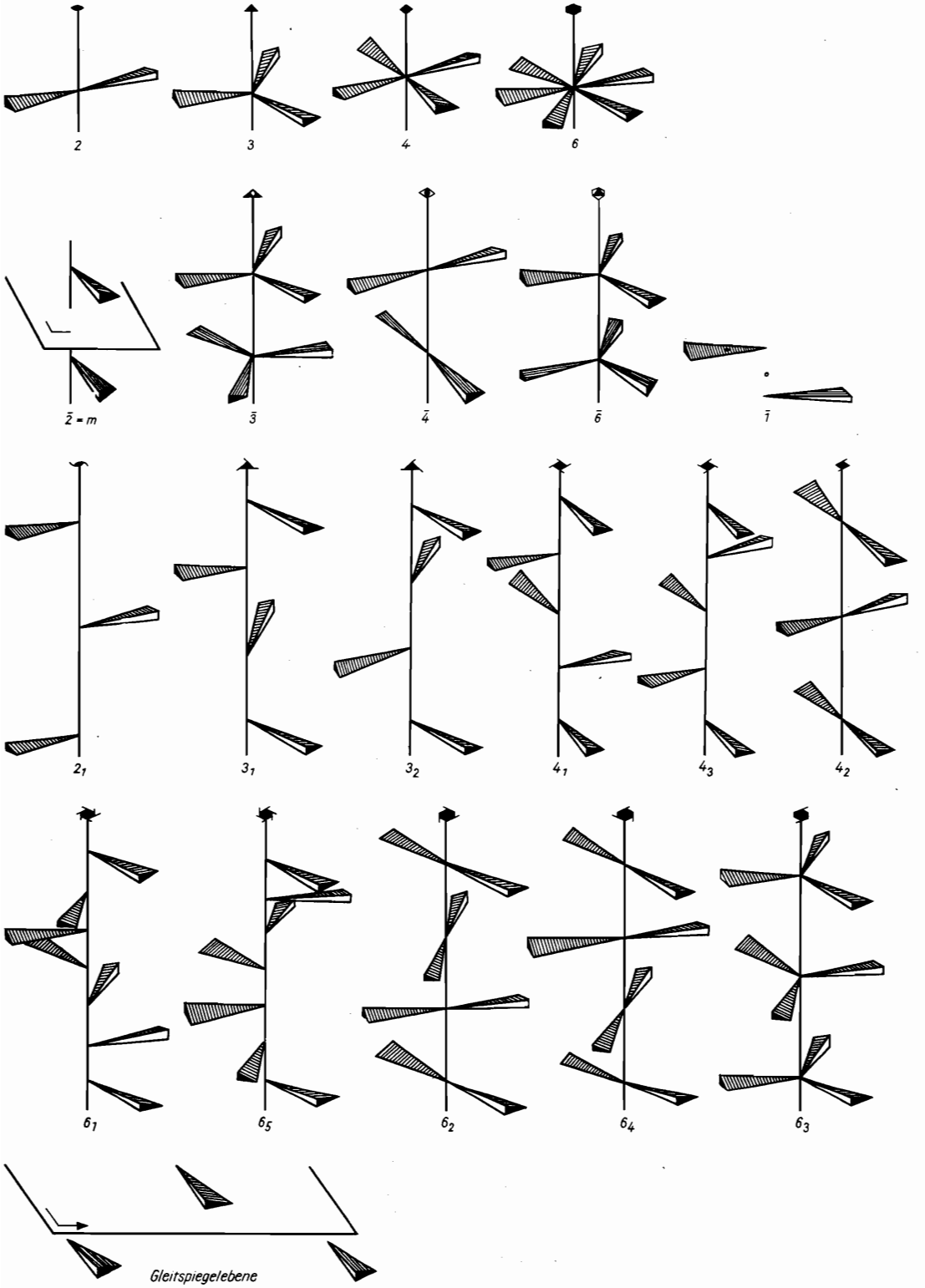


4 Blüte mit folgender Symmetrie: Vierzählige Drehachse und vier zu dieser parallele Spiegelebenen. Punktgruppe 4 mm

Deck- bzw. Symmetrieoperationen, die eigentlichen Raumbewegungen entsprechen, werden als *1. Art*, solche, die uneigentlichen Raumbewegungen entsprechen, als *2. Art* bezeichnet. Andererseits unterscheidet man einfache von zusammengesetzten Deck- bzw. Symmetrieoperationen. Die einfachen Operationen 1. Art sind *Translationen* und *Drehungen*, zusammengesetzte Operationen 1. Art sind die Schraubungen. Als einfache Operation 2. Art wählt man die Inversion an einem Punkt oder — weniger gebräuchlich — die Spiegelung an einer Ebene. Im ersten Fall erscheint die Spiegelung an einer Ebene als zusammengesetzt aus Inversion und 2zähliger Drehung, im zweiten Fall die Inversion als zusammengesetzt aus Spiegelung an einer Ebene und 2zähliger Drehung. In beiden Fällen ergeben sich die höherzähligen Drehinversionen als zusammengesetzte Operationen 2. Art.

Die Symmetriegruppen dreidimensional periodischer Gebilde, die nicht beliebig kleine Translationen als Symmetrieoperationen enthalten, heißen *Raumgruppen*. Die S. der Idealstruktur eines → Kristalls wird demnach durch eine Raumgruppe beschrieben.

Die Gesamtheit der Translationen einer Raumgruppe läßt sich aus einem Tripel von nicht komplanaren Vektoren, den Basisvektoren (→ Elementarzelle), erzeugen und bildet eine Untergruppe der Raumgruppe, ihre *Translationsgruppe*. Raumgruppen, die sich nur durch das Tripel ihrer Basisvektoren unterscheiden, nennt man gleich. Es gibt 230 Raumgruppen (Tab. 2, S. 1524). Im Gegensatz zu den Punktgruppen können in Raumgruppen außer Punktsymmetrieoperationen auch solche Symmetrieoperationen auftreten, deren Raumbewegung sich aus einer Translation und einer Raumbewegung zusammensetzen läßt, die — wie eine Punktsymmetrieoperation — einen bestimmten Punkt des Raumes in sich selbst überführt, wobei weder die Translation noch die zweite Raumbewegung allein Symmetrieoperation der Raumgruppe ist. Derartige Symmetrieoperationen sind *Schraubungen*, d. h. die Zusammensetzungen einer Drehung mit einer Translation, und die *Gleitspiegelung*, d. h. die Zusammensetzung einer Spiegelung mit einer Translation. Die entsprechenden Symmetrieelemente heißen *Schraubenachsen* und *Spiegelebene*. Drehachsen, Schraubenachsen und Drehinversionsachsen (Drehspiegelachsen) werden unter dem Begriff *Symmetrieachsen*, Spiegelebenen und Gleitspie-



5 Darstellung der Symmetrieelemente mit Angabe des Hermann-Mauguin-Symbols (Erläuterungen in Tab. 1)

gelebenen unter dem Begriff *Symmetrieebenen* zusammengefaßt.

Nicht alle Symmetrieoperationen sind mit einer Translationsgruppe verträglich. Insbesondere können von den Symmetrieachsen nur 2-, 3-, 4- und 6zählige zusammen mit einer Translationsgruppe vorkommen, wenn die Translationsgruppe nicht beliebig kleine Translationen enthält. Symmetrieoperationen, die als Elemente einer Raumgruppe auftreten können, Symmetrieelemente und Punktgruppen, die Untergruppen von Raumgruppen sind, nennt man *kristallographische* Symmetrieoperationen bzw. Symmetrieelemente oder Punktgruppen.

Die international gebräuchlichen *Hermann-Mauguinschen Symbole* für kristallographische Symmetrieelemente lassen sich Tab. 1 und Tab. 2 entnehmen. Die 230 Raum- und die 32 kristallographischen Punktgruppen sind in Tab. 2 zusammengestellt, wobei an erster Stelle des Raumgruppensymbols angegeben wird, ob das Basisvektorentripel, das den für das Kristallsystem vorgeschriebenen Bedingungen (Tab. 3, Spalte 3 und 4) entsprechend gewählt wurde, primitiv (P) ist oder in welcher Weise es zentriert ist, d. h., welches Bravais-Gitter der Raumgruppe zuzuordnen ist (→ Elementarzelle, Abb.). Auf welche Richtungen sich die 2., 3., 4. Stelle im Raumgruppensymbol bzw. die 1., 2., 3. Stelle des Punktgruppensymbols bezieht, ist in der letzten Spalte von Tab. 3 angegeben. Durch das Raum- bzw. Punktgruppensymbol sind diese Gruppen eindeutig bestimmt. Eine Erläuterung ist lediglich bei den Raumgruppen I 2 2 2, I 2_1 2_1 2_1, I 2 3 und I 2_1 3 erforderlich: Alle diese Raumgruppen enthalten sowohl 2zählige Dreh- als auch 2zählige Schraubenachsen parallel zu den drei Basisvektoren. Nach Übereinkunft schneiden sich in I 2 2 2 und I 2 3 die 2zähligen Drehachsen in einem Punkt, die Schraubenachsen sind windschief zueinander, in den Raumgruppen I 2_1 2_1 2_1 und I 2_1 3 ist es umgekehrt.

Die 17 Symmetriegruppen, die zweidimensionale, zweifach-periodische Gebilde (z. B. Oberflächen) haben können, heißen *ebene Gruppen*, die 80 Symmetriegruppen, die bei dreidimensionalen, zweifach-periodischen Objekten (z. B. Schichten) auftreten können, werden *ebene Raumgruppen* genannt.

Im Gegensatz zu den kristallographischen Symmetrieoperationen bzw. Symmetrieelementen und Punktgruppen nennt man z. B. eine Drehung um 30°, die entsprechende 12zählige Drehachse sowie die S. des regelmäßigen Ikosaeders (des durch 20 gleichseitige Dreiecke begrenzten Polyeders, das 5zählige Achsen hat) *nichtkristallographisch*.

Nichtkristallographische, z. B. 5- oder 8zählige Achsen sind in Näherung bei manchen biologischen Objekten (z. B. Blüten, Seesterne) und auch Molekülen zu finden.

Obwohl die Idealstruktur der Kristalle anisotrop ist, d. h. physikalische Vorgänge (z. B. die Ausbreitung des Lichts), die von der Idealstruktur abhängen, in verschiedenen Richtungen verschieden verlaufen, verhalten sich Richtungen, die durch Symmetrieoperationen verknüpft sind, gleichartig. Da jede Richtung durch Translationen sich selbst zugeordnet wird, ordnet eine Symmetrieoperation, deren Raumbewegung sich aus einer Punktsymmetrieoperation und einer Translation zusammensetzt, dieselben Richtungen einander zu wie die betref-

Tab. 1. Kristallographische Symmetrieoperationen

	Bezeichnung der Symmetrieoperation	Bezeichnung des entsprechenden Symmetrieelements (Abb. 5)	Hermann-Mauguin-Symbol	Art 1.	Art 2.	einfache	zusammengesetzte
Punktsymmetrieoperationen	2zählige Drehung	2zählige Drehachse	2	+		+	
	3zählige Drehung	3zählige Drehachse	3	+		+	
	4zählige Drehung	4zählige Drehachse	4	+		+	
	6zählige Drehung	6zählige Drehachse	6	+		+	
	Inversion (Spiegelung an einem Punkt	Inversionszentrum (Symmetriezentrum)	$\bar{1}$		+	+	
	Spiegelung an einer Ebene	Spiegelebene	$\bar{2} = m$		+	+	
	3zählige Drehinversion	3zählige Drehinversionsachse	$\bar{3}$		+		+
	(6zählige Drehspiegelung)	(6zählige Drehspiegelachse)					
	4zählige Drehinversion	4zählige Drehinversionsachse	$\bar{4}$		+		+
	(4zählige Drehspiegelung)	(4zählige Drehspiegelachse)					
	6zählige Drehinversion	6zählige Drehinversionsachse	$\bar{6} = 3/m$		+		+
	(3zählige Drehspiegelung)	(3zählige Drehspiegelachse)					
	Translation		.	+		+	
	2zählige Schraubung	2zählige Schraubenachse	2_1	+			+
	3zählige Schraubung	3zählige Schraubenachse	3_1, 3_2	+			+
	4zählige Schraubung	4zählige Schraubenachse	4_1, 4_2, 4_3	+			+
	6zählige Schraubung	6zählige Schraubenachse	6_1, 6_2, 6_3 6_4, 6_5	+			+
	Gleitspiegelung	Gleitspiegelebene mit Gleitkomponente $\vec{a}/2$	a		+		+
		$\vec{b}/2$	b		+		+
		$\vec{c}/2$	c		+		+
		$(\vec{a} + \vec{b})/2$ oder $(\vec{b} + \vec{c})/2$ oder $(\vec{c} + \vec{a})/2$ oder $(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/2$	n		+		+
		$(\vec{a} + \vec{b})/4$ oder $(\vec{b} + \vec{c})/4$ oder $(\vec{c} + \vec{a})/4$ oder $(\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/4$	d		+		+

Tab. 2. Die 230 Raumgruppen und die ihnen zugeordneten Punktgruppen

Kristallsystem	Raumgruppen (Hermann-Mauguinsche Symbole)							Schoenfließsche Symbole*)	Punktgruppen: Hermann-Mauguinsche Symbole	Punktgruppen: Schoenfließsche Symbole
triklin	P1							C_1	1	C_1
	$P\bar{1}$							C_i	$\bar{1}$	C_i
monoklin	P2	$P2_1$	C2					$C_2^{(1-3)}$	2	C_2
	Pm	Pc	Cm	Cc				$C_s^{(1-4)}$	m	C_s
	P2/m	$P2_1/m$	C2/m	P2/c	$P2_1/c$	C2/c		$C_{2h}^{(1-6)}$	2/m	C_{2h}
orthorhombisch	P222 I222	$P222_1$ $I2_12_12_1$	$P2_12_12$	$P2_12_12_1$	$C222_1$	C222	F222	$D_2^{(1-9)}$	222	D_2
	Pmm2 Pba2 Abm2 Ima2	$Pmc2_1$ $Pna2_1$ Ama2	Pcc2 Pnn2 Aba2	Pma2 Cmm2 Fmm2	$Pca2_1$ $Cmc2_1$ Fdd2	Pnc2 Ccc2 Imm2	$Pmn2_1$ Amm2 Iba2	$C_{2v}^{(1-22)}$	mm2	C_{2v}
	Pmmm Pcca Pbca Ccca	Pnnn Pbam Pnma Fmmm	Pccm Pccn Cmcm Fddd	Pban Pbcm Cmca Immm	Pmma Pnnm Cmmm Ibam	Pnna Pmmn Cccm Ibca	Pmna Pbcn Cmma Imma	$D_{2h}^{(1-28)}$	mmm	D_{2h}
tetragonal	P4	$P4_1$	$P4_2$	$P4_3$	I4	$I4_1$		$C_4^{(1-6)}$	4	C_4
	$P\bar{4}$	$I\bar{4}$						$S_4^{(1-2)}$	$\bar{4}$	S_4
	P4/m	$P4_2/m$	P4/n	$P4_2/n$	I4/m	$I4_1/a$		$C_{4h}^{(1-6)}$	4/m	C_{4h}
	P422 $P4_32_12$	$P42_12$ I422	$P4_122$ $I4_122$	$P4_12_12$	$P4_222$	$P4_22_12$	$P4_322$	$D_4^{(1-10)}$	422	D_4
	P4mm $P4_2bc$	P4bm I4mm	$P4_2cm$ I4cm	$P4_2nm$ $I4_1md$	P4cc $I4_1cd$	P4nc	$P4_2mc$	$C_{4v}^{(1-12)}$	4mm	C_{4v}
	$P\bar{4}2m$ $P\bar{4}n2$	$P\bar{4}2c$ $I\bar{4}m2$	$P\bar{4}2_1m$ $I\bar{4}c2$	$P\bar{4}2_1c$ $I\bar{4}2m$	$P\bar{4}m2$ $I\bar{4}2d$	$P\bar{4}c2$	$P\bar{4}b2$	$D_{2d}^{(1-12)}$	$\bar{4}2m$	D_{2d}
	P4/mmm P4/ncc $P4_2/nmc$	P4/mcc $P4_2/mmc$ $P4_2/ncm$	P4/nbm $P4_2/mcm$ I4/mmm	P4/nnc $P4_2/nbc$ I4/mcm	P4/mbm $P4_2/nnm$ $I4_1/amd$	P4/mnc $P4_2/mbc$ $I4_1/acd$	P4/nmm $P4_2/mnm$	$D_{4h}^{(1-20)}$	4/mmm	D_{4h}
trigonal	P3	$P3_1$	$P3_2$	R3				$C_3^{(1-4)}$	3	C_3
	$P\bar{3}$	$R\bar{3}$						$C_{3L}^{(1-2)}$	$\bar{3}$	C_{3i}
	P312	P321	$P3_112$	$P3_121$	$P3_212$	$P3_221$	R32	$D_3^{(1-7)}$	32	D_3
	P3m1	P31m	P3c1	P31c	R3m	R3c		$C_{3v}^{(1-6)}$	3m	C_{3v}
	$P\bar{3}1m$	$P\bar{3}1c$	$P\bar{3}m1$	$P\bar{3}c1$	$R\bar{3}m$	$R\bar{3}c$		$D_{3d}^{(1-6)}$	$\bar{3}m$	D_{3d}
hexagonal	P6	$P6_1$	$P6_5$	$P6_2$	$P6_4$	$P6_3$		$C_6^{(1-6)}$	6	C_6
	$P\bar{6}$							$C_{3h}^{(1)}$	$\bar{6}$	C_{3h}
	P6/m	$P6_3/m$						$C_{6h}^{(1-2)}$	6/m	C_{6h}
	P622	$P6_122$	$P6_522$	$P6_222$	$P6_422$	$P6_322$		$D_6^{(1-6)}$	622	D_6
	P6mm	P6cc	$P6_3cm$	$P6_3mc$				$C_{6v}^{(1-4)}$	6mm	C_{6v}
	$P\bar{6}m2$	$P\bar{6}c2$	$P\bar{6}2m$	P62c				$D_{3h}^{(1-4)}$	$\bar{6}m2$	D_{3h}
	P6/mmm	P6/mcc	$P6_3/mcm$	$P6_3/mmc$				$D_{6h}^{(1-4)}$	6/mmm	D_{6h}
	P23	F23	I23	$P2_13$	$I2_13$			$T^{(1-5)}$	23	T
	Pm3	Pn3	Fm3	Fd3	Im3	Pa3	Ia3	$T_h^{(1-7)}$	m3	T_h
kubisch	P432 $I4_132$	$P4_232$	F432	$F4_132$	I432	$P4_332$	$P4_132$	$O^{(1-8)}$	432	O
	$P\bar{4}3m$	$F\bar{4}3m$	$I\bar{4}3m$	$P\bar{4}3n$	$F\bar{4}3c$	$I\bar{4}3d$		$T_d^{(1-6)}$	$\bar{4}3m$	T_d
	Pm3m Fd3c	Pn3n Im3m	Pm3n Ia3d	Pn3m	Fm3m	Fm3c	Fd3m	$O_h^{(1-10)}$	m3m	O_h

*) Die Schoenfließschen Symbole werden in der Reihenfolge, in der die Hermann-Mauguinschen Symbole angegeben sind, durchnumeriert. So hat z. B. die Raumgruppe mit dem Schoenfließschen Symbol C_2^3 das Hermann-Mauguinsche Symbol $P2_1$.

fende Punktsymmetrieoperation; eine Schraubenachse führt demnach zu derselben S. der Anisotropie wie eine gleichzählige, ihr parallele Drehachse, eine Gleitspiegelebene zu derselben wie eine ihr parallele Spiegelebene. Die S. richtungsabhängiger Eigenschaften eines Kristalls läßt sich demnach durch eine kristallographische Punktgruppe beschreiben, die man aus der Raumgruppe erhält, indem man Translationen und Translationskomponenten von Symmetrieoperationen ignoriert. Die Raumgruppen lassen sich entsprechend dieser Zuordnung zu Punktgruppen in Klassen einteilen, die *Kristallklassen* genannt werden.

Jede Kristallklasse erhält dasselbe Symbol wie die sie charakterisierende Punktgruppe. Diese Zuordnung ist Tab. 3 zu entnehmen.

Die kristallographischen Punkt- und Raumgruppen werden entsprechend den in Spalte 2 der Tab. 3 angegebenen Merkmalen zu *Kristallsystemen* zusammengefaßt. Jeder Kristall, der einem bestimmten Kristallsystem angehört, läßt sich auf ein Tripel von Basisvektoren mit ganz bestimmten Eigenschaften beziehen (Tab. 3, Spalte 3); andererseits ist das so erhaltene Tripel von Basisvektoren für das Kristallsystem meist charakteristisch. Eine Ausnahme bilden lediglich das trigonale und hexagonale Kristallsystem; Kristalle, die diesen Kristallsystemen angehören, lassen sich auf ein hexagonales oder auch auf ein orthohexagonales Achsensystem beziehen. Von manchen Autoren werden daher hexagonale und trigonale Kristalle als zu einem Kristallsystem gehörig angesehen. Kristallen, die bezogen auf ein hexagonales Achsensystem ein primitives, bezogen auf ein orthohexagonales Achsensystem dementsprechend ein C-zentriertes Punktgitter haben, werden daher auch allgemein demselben Bravais-Gitter zugeordnet, unabhängig davon, ob sie 6- oder nur 3zählige Achsen haben. Rhomboedrische Kristalle, d. h. Kristalle mit rhomboedrischem Bravais-Gitter, werden (hauptsächlich in älterer Literatur) auch auf ein rhomboedrisches Vektorentripel bezogen, das eine primitive Elementarzelle aufspannt und dessen Basisvektoren durch die 3zählige Achse verknüpft sind.

2) Verallgemeinerte geometrische und kristallographische S.n, die als *Antisymmetrie* oder *Schwarzweißsymmetrie* bezeichnet werden, haben in letzter Zeit größere Bedeutung erlangt.

Ordnet eine Raumbewegung jedem Punkt $\vec{r}$ eines Bereichs einen Punkt $\vec{r}' = f(\vec{r})$ desselben Bereichs zu, so daß für eine Verteilung $\varrho(\vec{r})$ die Beziehung $\varrho(\vec{r}) = -\varrho(\vec{r}') = -\varrho(f(\vec{r}))$ gilt, so nennt man die Raumbewegung eine *Antisymmetrieoperation* oder *Schwarzweißsymmetrieoperation*. Gibt es für einen bestimmten Körper und die räumliche Verteilung einer Eigenschaft

Tab. 3. Die 7 Kristallsysteme

Kristallsystem	Charakterisierung des Kristallsystems	Wahl der Basisvektoren $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$	Bedingungen für $\lvert\vec{a}\rvert, \lvert\vec{b}\rvert, \lvert\vec{c}\rvert$	Bravais-Gitter (1. Stelle im Raumgruppensymbol*)	Richtungen, auf die sich die 2. bis 4. Stelle im Raumgruppensymbol beziehen: 2. Stelle	3. Stelle	4. Stelle
triklin	außer Translationen und Symmetriezentren keine Symmetrieelemente	reduzierte Elementarzelle	keine Bedingungen	*P*	nur 1 oder $\bar{1}$ möglich	·	·
monoklin	2zählige Achsen parallel oder Symmetrieebenen senkrecht zu einer ausgezeichneten Richtung, sonst (außer Translationen und Symmetriezentren) keine Symmetrieelemente	$\vec{b}$ in der ausgezeichneten Richtung (seltener $\vec{c}$, 1. Orientierung)	$\alpha = \gamma = 90°$ (bzw. $\alpha = \beta = 90°$)	*P, C* (*P, B*)	$\vec{b}$ ($\vec{c}$)	·	·
orthorhombisch	2zählige Achsen parallel oder Symmetrieebenen senkrecht zu 3 aufeinander senkrecht stehenden Richtungen, sonst (außer Translationen und Symmetriezentren) keine Symmetrieelemente	$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ parallel zu Symmetrieachsen oder senkrecht zu Symmetrieebenen	$\alpha = \beta = \gamma = 90°$	*P, C, F, I*	$\vec{a}$	$\vec{b}$	$\vec{c}$
tetragonal	4zählige Achsen parallel zu nur einer Richtung	$\vec{c}$ parallel zu 4zähligen Achsen, $\vec{a}$ kleinster Translationsvektor $\perp \vec{c}$	$\alpha = \beta = \gamma = 90°$ $\lvert\vec{a}\rvert = \lvert\vec{b}\rvert$	*P, I*	$\vec{c}$	$\vec{a}$	$\vec{a} + \vec{b}$
trigonal**)	3zählige Achsen parallel zu nur einer Richtung	$\vec{c}$ parallel zu 3- bzw. 6zähligen Achsen,	$\alpha = \beta = 90°$ $\gamma = 120°$ $\lvert\vec{a}\rvert = \lvert\vec{b}\rvert$	*P, R*	$\vec{c}$	$\vec{a}$	$\vec{a} - \vec{b}$
hexagonal**)	6zählige Achsen parallel zu nur einer Richtung	$\vec{a}$ kleinster Translationsvektor $\perp \vec{c}$		*P*	$\vec{c}$	$\vec{a}$	$\vec{a} - \vec{b}$
kubisch	4- oder 2zählige Achsen parallel zu 3 aufeinander senkrecht stehenden Richtungen, außerdem 3zählige Achsen unter Winkeln von 54,7° zu den ersteren	$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ parallel zu den aufeinander senkrecht stehenden 2- oder 4zähligen Achsen	$\alpha = \beta = \gamma = 90°$ $\lvert\vec{a}\rvert = \lvert\vec{b}\rvert = \lvert\vec{c}\rvert$	*P, F, I*	$\vec{a}$	$\vec{a} + \vec{b} + \vec{c}$	$\vec{a} + \vec{b}$

*) nach Hermann-Mauguin

**) für trigonale Kristalle mit rhomboedrischer Zentrierung wird auch (hauptsächlich in der älteren Literatur) ein „*rhomboedrisches*" Tripel von Basisvektoren $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ verwendet, das eine primitive Elementarzelle aufspannt, wobei diese 3 Vektoren durch 3zählige Achsen verknüpft sind, somit $\lvert\vec{a}_1\rvert = \lvert\vec{a}_2\rvert = \lvert\vec{a}_3\rvert$ und $\alpha = \beta = \gamma$ gilt. Für trigonale und hexagonale Kristalle findet auch ein *orthohexagonales* Achsentripel $\vec{a}_0, \vec{b}_0, \vec{c}_0$ Verwendung; dieses führt zu einer C-flächenzentrierten Zelle mit $\alpha = \beta = \gamma = 90°$ und $\lvert\vec{b}\rvert = \sqrt{3} \cdot \lvert\vec{a}\rvert$. Diese Tripel von Basisvektoren hängen mit dem hexagonalen *a, b, c* wie folgt zusammen:

$\vec{a}_1 = (2\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/3$; $\vec{a}_2 = (-\vec{a} - 2\vec{b} + \vec{c})/3$; $\vec{a}_3 = (-\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/3$
$\vec{a}_0 = \vec{a}$; $\vec{b}_0 = \vec{a} - \vec{b}$; $\vec{c}_0 = \vec{c}$.

$\varrho(\vec{r})$ eine Antisymmetrieoperation, die den Punkt $\vec{r}$ dem Punkt $\vec{r}'$ zuordnet, so daß $\varrho(\vec{r}) = -\varrho(\vec{r}') = -\varrho(f(\vec{r}))$ gilt, und eine weitere, die jedem Punkt $\vec{r}$ einen Punkt $g(\vec{r}) = \vec{r}''$ zuordnet, so daß auch $\varrho(\vec{r}) = -\varrho(g(\vec{r})) = -\varrho(\vec{r}'')$ gilt, so sind die Zuordnungen von $\vec{r}$ zu $g(f(\vec{r})) = g(\vec{r}')$ und von $\vec{r}$ zu $f(g(\vec{r})) = f(\vec{r}'')$ gewöhnliche Symmetrieoperationen, d. h., es gilt $\varrho(\vec{r}) = \varrho(f(g(\vec{r}))) = \varrho(f(\vec{r}'')) = \varrho(g(f(\vec{r}))) = \varrho(g(\vec{r}'))$. Gibt es andererseits eine Antisymmetrieoperation, die $\vec{r}$ dem Punkt $\vec{r}'$ zuordnet, und eine gewöhnliche Symmetrieoperation, die $\vec{r}$ dem Punkt $\vec{r}''' = h(\vec{r})$ zuordnet, so ist die aus diesen zusammengesetzte Zuordnung eine Antisymmetrieoperation: $\varrho(\vec{r}) = -\varrho[h(f(\vec{r}))] = -\varrho[h(\vec{r}')] = -\varrho[f(h(\vec{r}))] = -\varrho[f(\vec{r}''')]$. Derartige Eigenschaften werden vielfach durch die Farben schwarz und weiß symbolisiert. Die aus einer Antisymmetrieoperation als Erzeugende entstehende zyklische Gruppe heißt *Antisymmetrieelement*. Es enthält ebensoviele gewöhnliche Symmetrieoperationen wie Antisymmetrieoperationen. Analog sind Antipunktgruppen, Antikristallklassen und Antiraumgruppen definiert. Es gibt 1651 Antiraumgruppen, die nach dem sowjetischen Kristallographen *Schubnikow-Gruppen* genannt werden.

Von Bedeutung sind die Antisymmetrien und insbesondere die Schubnikow-Gruppen zur Beschreibung von Kristallstrukturen, in denen Atome mit magnetischem Moment vorhanden sind. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das magnetische Moment ein axialer Vektor ist, der durch gewöhnliche Spiegelung oder Gleitspiegelung an einer auf ihm senkrecht stehenden Ebene oder gewöhnliche Drehung oder Schraubung um eine ihm parallele Gerade einem ihm parallelen Vektor zugeordnet wird, während eine Spiegelung oder Gleitspiegelung an einer zu ihm parallelen Ebene oder Drehung um eine zu ihm senkrechte Gerade seinen Richtungssinn umkehrt. Die Antisymmetrieoperationen ergeben den umgekehrten Richtungssinn wie die entsprechenden gewöhnlichen.

Eine weitere Verallgemeinerung des Symmetriebegriffs stellt die *Farbsymmetrie* dar, die man z. B. zur Charakterisierung geordneter Mischkristalle verwenden kann. Hierbei ordnet man verschiedenen Atomsorten verschiedene Farben zu und betrachtet neben den geometrischen Symmetrieoperationen, die jedem Atom ein Atom gleicher Art zuordnen, auch Farbsymmetrieoperationen, bei deren Anwendung manche Arten von Atomen zyklisch vertauscht werden.

3) Die S. der Naturgesetze spiegelt dagegen nicht nur optisch sichtbare Regelmäßigkeiten wider. Diese S. der Materie äußert sich darin, daß die Naturgesetze gegenüber bestimmten Transformationsgruppen, den Symmetriegruppen, kovariant sind. So sind die Maxwellschen Gleichungen der Elektrodynamik kovariant (forminvariant) gegenüber den Koordinatentransformationen der inhomogenen Lorentz-Gruppe; sie haben im ursprünglichen Koordinatensystem und in dem durch diese Transformationen daraus hervorgehenden die gleiche Form. Da die Lorentz-Transformationen auch die Translationen in Raum und Zeit sowie die räumlichen Drehungen enthalten, bedeutet das auch, daß sich die Gesetze der Elektrodynamik nicht ändern, wenn Beobachtungen in einem anderen Raum-Zeit-Punkt gemacht werden oder wenn sich der Beobachter in eine andere Richtung dreht. Das gilt für alle Naturgesetze und ist eine Folge der Homogenität und Isotropie von Raum und Zeit. Diese *äußeren* und *räumlichen S.n* werden in der speziellen Relativitätstheorie untersucht.

Für Elementarteilchen spielen *innere S.n* eine wesentliche Rolle, die auf der → Invarianz der Naturgesetze gegenüber weiteren, nicht räumlichen Transformationen beruhen (→ Erhaltungssätze). Die wichtigste ist die SU(3)-Symmetrie der starken Wechselwirkung (→ unitäre Symmetrie). Sie führte zur Voraussage des Omega-minus-Hyperons und zu einer erfolgreichen Klassifizierung der Elementarteilchen. Darüber hinaus gestatten dynamische S.n auch die Bestimmung der möglichen Zustände von Quantensystemen, d. h., sie enthalten implizit deren Bewegungsgleichungen, die daher nicht extra aufgestellt und gelöst werden müssen.

Die S. der Naturgesetze hat zur Folge, daß die Erzeugenden der zugehörigen Transformationsgruppen in allen abgeschlossenen physikalischen Systemen feste, in verschiedenen Systemen im allgemeinen verschiedene Werte haben, die bei der Bewegung des Systems konstant bleiben. Sie sind die Invarianten, d. h. die unveränderlichen Größen der Bewegung, so ist z. B. die Energie als Erzeugende der zeitlichen Translationen für abgeschlossene Systeme konstant. Allgemein gilt auch die Umkehrung dieses Sachverhalts: Jedem physikalischen Erhaltungssatz entspricht eine S. der Natur. Die Invarianten machen im Grunde die Individualität der einfachsten physikalischen Systeme aus; sie sind ihre eigentlichen natürlichen „Namen". Daher werden die Elementarteilchen erst durch die Angabe ihrer Werte, der Quantenzahlen, eindeutig bestimmt und so einer Klassifizierung zugänglich. Eine besondere Rolle spielen hierbei die → Supersymmetrien.

Die S.n der Materie spiegeln nicht wie die Naturgesetze Korrelationen von Ereignissen wider, sondern umfassen die Naturgesetze; sie spiegeln Korrelationen der Naturgesetze, d. h. Korrelationen von Ereignissen, wider und können als übergeordnetes Prinzip (→ Symmetrieprinzip) das Auffinden von Naturgesetzen erleichtern.

Symmetrieachse, Sammelbegriff für folgende Symmetrieelemente: Dreh-, Schrauben-, Inversions- bzw. Drehspiegelachsen (→ Symmetrie) mit Ausnahme der einzähligen Achsen und der zweizähligen Drehinversions- und Drehspiegelachsen.

symmetrieäquivalent heißen solche Punkte, Geraden, Ebenen, Flächen oder Teile eines Körpers, die durch Symmetrieoperationen (→ Symmetrie) dieses Körpers aufeinander abgebildet werden.

Symmetriebrechung, → unitäre Symmetrie.

Symmetrieebene, *Spiegelungsebene*, ein mögliches Symmetrieelement eines geometrischen Gebildes, auch eines Moleküls oder Kristalls. Bei einer Spiegelung an der S. geht der betreffende Gegenstand in sich über. Weiteres → Symmetrie.

Symmetrieelemente, → Symmetrie.

Symmetriegruppe, Gruppe der Transformationen, die ein aus Punkten, Linien und Flächen bestehendes Gebilde unter Erhaltung aller Abstände und Winkel in sich überführen. Weiteres → Symmetrie.

Symmetriemodelle, in der Elementarteilchenphysik Modelle der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen, die wesentlichen Gebrauch von den Symmetrien der Elementarteilchen machen und mehrere Teilchen als Mitglieder eines gemeinsamen Multipletts aufzufassen gestatten, die eine Darstellung der entsprechenden Symmetriegruppe aufspannen. Die S. haben wesentlich zur Klassifizierung der Elementarteilchen beigetragen. Die Mitglieder eines Multipletts, die im Fall einer exakten Symmetrie alle die gleiche Masse haben, werden oft auch als verschiedene Zustände ein und desselben Teilchens angesehen, wie es sich z. B. bei Proton p und Neutron n, die als die beiden Isospinzustände des Nukleons N aufgefaßt werden, eingebürgert hat. Die wichtigsten S. hängen mit der → unitären Symmetrie der Hadronen (d. s. die stark wechselwirkenden Teilchen) zusammen: a) das auf Fermi zurückgehende Symmetriemodell, wonach die Pionen als gebundene Zustände des Nukleon-Antinukleon-Systems aufgefaßt werden (z. B. $\pi^+ \triangleq p\bar{n}$), und b) seine Erweiterung auf „fremde" Teilchen (→ Strangeness), das Sakata-Modell, in dem sämtliche Baryonen und Mesonen als gebundene Zustände der Nukleonen und des Λ-Hyperons verstanden werden sollen (z. B. $K^+ \triangleq p\Lambda$); dieses Modell führte auf Ergebnisse, die dem Experiment nicht entsprachen, und wurde c) vom "eightfold-way"-Modell bzw. d) vom (unitären) → Quarkmodell abgelöst; die beiden letzten S., die auf der SU(3)-Symmetrie der starken Wechselwirkung und einer Symmetriebrechung durch eine „mittelstarke" Wechselwirkung aufbauen, wurden zu entsprechenden SU(6)-symmetrischen Modellen weiterentwickelt, die den Spin der Teilchen berücksichtigen.

Eine Berücksichtigung der Dynamik erfordert die Verknüpfung mit der Lorentz- bzw. der Poincaré-Gruppe; in diesem Zusammenhang wurden viele verschiedene S. vorgeschlagen, die (im Gegensatz zu den unitären Symmetrien) sämtlich auf nichtkompakte Liesche Gruppen führen. Am weitesten ausgearbeitet sind das SL(6,C)- bzw. das O(4,2)-Modell, die von der speziellen (S) linearen (L) komplexen (C) Gruppe in 6 Dimensionen bzw. der orthogonalen (O) Gruppe in 6 Dimensionen mit der Metrik $(+++{+}{-}{-})$ arbeiten. Diese *höheren* oder *dynamischen Symmetrien* bzw. *S.e* haben jedoch noch nicht zu dem erwarteten Erfolg geführt, so daß man annehmen muß, daß die richtige Verknüpfung zwischen innerer Symmetrie, z. B. SU(3)-Gruppe, und äußerer Symmetrie, d. h. der Poincaré-Gruppe, noch nicht gefunden wurde; die ansprechendsten Resultate liefert das O(4,2)-Modell, das auf der dynamischen O(3,1)-Symmetrie des Wasserstoffatoms aufbaut (→ zufällige Entartung). Letztere rührt daher, daß das Wasserstoffatom außer der Rotationsinvarianz, d. h. Symmetrie bezüglich der dreidimensionalen orthogonalen Gruppe O(3), noch einem „zufälligen" Erhaltungssatz für den Runge-Lenz-Vektor $\vec{p} \times \vec{L} - e^2 m \vec{r}/r = \text{konst.}$ genügt, wobei $\vec{p}$ der Impuls, $\vec{L}$ der Drehimpuls, e die elektrische Ladung, m die Masse, $r = |\vec{r}|$ und $\vec{r}$ der Ortsvektor des Elektrons ist. Die relativistische Verallgemeinerung von $\vec{p} \times \vec{L}$ wird als *Pauli-Lubanski-Vektor* bezeichnet: $W_\mu = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\varrho\sigma} P_\nu M_{\varrho\sigma}$; dabei ist $\varepsilon_{\mu\nu\varrho\sigma}$ der total antisymmetrische Einheitstensor, P_ν bzw. $M_{\varrho\sigma}$ sind die Erzeugenden der raumzeitlichen Translationen bzw. der räumlichen Drehungen und der Lorentz-Drehungen (→ Lorentz-Gruppe), und über die doppelt auftretenden Indizes $\mu, \nu, \varrho, \sigma = 0, 1, 2, 3$ ist zu summieren; $W^2 = W_\mu W^\mu$ ist eine Invariante der Poincaré-Gruppe und hat einen (relativistischen) Erhaltungssatz zur Folge, der in das O(4,2)-Modell wesentlich eingeht.

Weitere S. der Elementarteilchen sind die chiralen SU(2) × SU(2)- bzw. SU(3) × SU(3)-Symmetrien, die von der Zerlegung der Hadronenströme in einen Vektor- und Axialvektor-Anteil herrühren (→ schwache Wechselwirkung) und besonders im Zusammenhang mit der Stromalgebra eine wesentliche Rolle spielen.

Symmetrien der Elementarteilchen, die sich im Verhalten der Elementarteilchen, insbesondere bei Streu- und Zerfallsprozessen, durch gewisse allgemeine Regelmäßigkeiten und Zusammenhänge der Wirkungsquerschnitte und durch Auswahlregeln für bestimmte Reaktionen äußernden Symmetrieeigenschaften der zugrunde liegenden Wechselwirkungen. Die S. d. E. spiegeln sich mathematisch als Kovarianz der Feldgleichungen oder der S-Matrix gegenüber entsprechenden Transformationsgruppen wider, die zur Definition entsprechender Quantenzahlen und zugehöriger Erhaltungssätze führen (→ Noethersches Theorem), und gestatten eine natürliche Charakterisierung und Klassifikation der Elementarteilchen (→ Symmetrie). Die S. d. E. werden getrennt in *äußere*, d. h. raumzeitliche, und *innere*, d. h. vom Raum-Zeit-Kontinuum unabhängige *Symmetrien*; erstere hängen mit der inhomogenen Lorentz-Gruppe, letztere mit bestimmten Eichgruppen und bestimmten unitären Gruppen (→ unitäre Symmetrie) zusammen. Die kontinuierlichen, d. h. durch stetige Transformationen repräsentierten äußeren S. d. E. sind notwendige Symmetrien, sie führen zur Erhaltung von Energie, Impuls, Drehimpuls und Schwerpunktbewegung (als Folge der Invarianz gegenüber zeitlichen bzw. räumlichen Translationen, räumlichen Drehungen bzw. speziellen Lorentz-Transformationen); die diskreten äußeren Symmetrien, die mit der Parität bzw. Zeitumkehr (als Folge der Invarianz gegenüber der räumlichen Spiegelung am Koordinatenursprung bzw. der Umkehr der Zeitkoordinate) zusammenhängen, müssen nicht bei allen Wechselwirkungen auftreten. Die inneren S. d. E. werden ebenfalls durch Symmetrietransformationen, jedoch in abstrakten, mathematischen Koordinatenräumen repräsentiert; die Invarianz gegenüber Eichtransformationen führt zur Erhaltung der verschiedenen Ladungen, und zwar der elektrischen, baryonischen und leptonischen Ladung, während die Invarianz gegenüber der SU(3)-Gruppe zur Erhaltung von Hyperladung, Isospin und weiteren Quantenzahlen führt und die Isospininvarianz

speziell die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte zur Folge hat; die Invarianz gegenüber der Ladungskonjugation hat die Erhaltung der Ladungsparität zur Folge (→ Parität).

Die beobachteten S. d. E. haben, solange noch keine einheitliche, konsistente Theorie der Elementarteilchen existiert, große Bedeutung bei der Konstruktion einer solchen Theorie, da sie, zum allgemeinen Symmetrieprinzip erhoben, zu wesentlichen Einschränkungen der Struktur der Feldgleichungen bzw. der entsprechenden Wechselwirkungsdichten (→ Wechselwirkung), der S-Matrix (→ analytische S-Matrix-Theorie) und anderer Ansätze, z. B. der Stromalgebra, führen.

Symmetrieoperation, Koordinatentransformation, die ein geometrisches Gebilde, insbesondere ein Kristallgitter, in sich überführt. S.en können in diesem Falle Translationen, Drehungen, Spiegelungen, Inversionen ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$), Schraubungen, Drehspiegelungen und Gleitspiegelungen sein. Der Sprachgebrauch ist nicht ganz einheitlich, manchmal werden die S.en auch als Symmetrieelemente bezeichnet (→ Symmetrie).

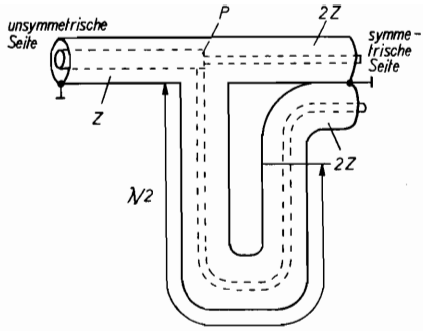
Symmetrieprinzip, auf den Symmetrien der Materie begründetes allgemeines Prinzip, das die möglichen Formen von Naturgesetzen einschränkt und dann zum Tragen kommt, wenn deren explizite Gestalt in einem bestimmten Bereich noch unbekannt ist. So wird z. B. die Grundgleichung der → Heisenbergschen Theorie der Urmaterie auf Grund des S.s festgelegt. Das S. fordert insbesondere die Kovarianz gegenüber den Poincaré-Gruppen.

Symmetrierglieder, Anordnungen, mit deren Hilfe eine einseitig geerdete Schaltung an eine symmetrische Schaltung und umgekehrt angeschlossen werden kann. Die Symmetrierungsschaltungen, besser Umsymmetrierungsschaltungen genannt, spielen in der Koaxialleitertechnik eine besondere Rolle, da mit ihrer Hilfe symmetrische Verbraucher (z. B. Antennen in Sendeanlagen) an unsymmetrische Generatoren (z. B. Sender) oder umgekehrt in Empfangsanlagen symmetrische Antennen (z. B. $\lambda/2$-Faltdipole) an unsymmetrische Koaxialkabel zur Energiefortleitung angeschlossen werden können. S. werden zwischen Generator und Verbraucher angebracht. Außer einer Umsymmetrierung wird bei manchen S.n noch eine Widerstandstransformation durchgeführt.

Neben der vor allem im Bereich nicht zu hoher Frequenzen und Leistungen bestehenden Möglichkeit, eine Umsymmetrierung mit Hilfe von Transformatoren durchzuführen, kann im Bereich der Kurz-, Ultrakurz- und Dezimeterwellen eine Umsymmetrierung mit koaxialen Kabeln bzw. koaxialen Bauelementen vorgenommen werden.

Wichtige S. sind die $\lambda/2$-Umwegleitungen, die Symmetrierungsschleife und der $\lambda/4$-Sperrtopf.

1) Die $\lambda/2$-*Umwegleitung* vermittelt die Umsymmetrierung bei gleichzeitiger Widerstandstransformation von 1 : 4. Die auf der linken Seite befindliche Koaxialleitung mit dem Wellenwiderstand Z gabelt sich am Punkt P in zwei Koaxialleitungen mit dem Wellenwiderstand Z. Dabei ist die eine um $\lambda/2$ länger als die andere, so daß die diese Leitung durchlaufende Welle eine zusätzliche Phasendrehung von 180° erfährt. Anpassung auf der symmetrischen Seite bedeutet auch reflexionsfreien Abschluß der unsymmetrischen Seite. Fehlanpassungen ergeben sich jedoch bei Frequenzabweichungen durch die Änderung der relativen Umweglänge. Die Spannung am symmetrischen Ausgang ist doppelt so groß wie am unsymmetrischen Eingang. An den Leistungsverhältnissen wird dabei nichts geändert, da $P_{uns} = \frac{U^2}{Z} = \frac{(2U)^2}{4Z} = P_s$ ist. Dabei bedeutet P_{uns} die Leistung am unsymmetrischen Eingang, U die Eingangsspannung und P_s die Leistung am symmetrischen Ausgang. Für verschiedene Frequenzen läßt sich die $\lambda/2$-Umwegleitung anwenden, wenn man die um $\lambda/2$ längere Leitung posaunenartig ausziehbar macht.



Schematische Darstellung einer $\lambda/2$-Umwegleitung

2) Bei der *Symmetrierungsschleife*, auch *EMI-Schleife* oder auch *Bazooka* genannt, wird die Umsymmetrierung ohne Widerstandstransformation vorgenommen. Sie besteht aus einer koaxialen Leitung mit dem Wellenwiderstand Z, deren Außenleiter zusammen mit seiner Nachbildung eine Schleife bildet. Ein Mantelstrom über die Schleife, der einen unnötigen Verluststrom darstellt, fließt nur dann nicht, wenn diese genau auf $\lambda/4$ abgestimmt ist. In diesem Fall ist die Schleife sehr hochohmig und verbraucht keine wesentliche Energie. Symmetrierungsschleifen werden in verschiedenen Ausführungsformen angewandt.

3) Der $\lambda/4$-*Sperrtopf* oder *Lindenblad-Topf* stellt eine Anwendung des $\lambda/4$-Resonators dar; er arbeitet ebenfalls ohne Widerstandstransformation. Wichtig ist der den Außenleiter umgebende $\lambda/4$-Sperrtopf, da nur dadurch am Punkt P ein hoher Widerstand gegen Erde vorhanden ist. Eine Verbesserung der Symmetrie des Übergangs kann erreicht werden, wenn man den $\lambda/4$-Sperrtopf doppelt ausführt (*Symmetriertopf*).

Symmetriertopf, → Symmetrierglieder.

Symmetrierungsschleife, → Symmetrierglieder.

Symmetrietransformation, → Gruppentheorie in der Physik, → Symmetrie.

Symmetriezentrum, *Inversionszentrum*, 1) das aus einer Inversion als erzeugender Symmetrieoperation (→ Symmetrie) entstehende Symmetrieelement,

2) ein Punkt mit der Eigenschaft, daß ein Körper, z. B. Kristall, bei Inversion an diesem Punkt auf sich abgebildet wird.

symmetrische Gruppe, Gruppe aller Permuta-

tionen von n Buchstaben; ihre Ordnung ist $n!$. Die Menge der geraden Permutationen bildet eine Untergruppe der s.n G. und hat die Ordnung $n!/2$; diese Gruppe wird auch als *alternierende Gruppe* bezeichnet (→ Permutationsgruppe).

symmetrischer Zustand, → Symmetrisierungsprinzip.

symmetrische Schwingung, → nichtlineare Schwingungen.

symmetrische Theorie der Kernkräfte, → Mesonentheorie der Kernkräfte.

symmetrische Wellenfunktion, → Symmetrisierungsprinzip.

symmetrische Zelle, svw. Wigner-Seitz-Zelle.

Symmetrisierung der Wellenfunktion, → Symmetrisierungsprinzip.

Symmetrisierungsprinzip, Forderung, wonach in der Quantentheorie die Wellenfunktion identischer Teilchen entweder symmetrisch oder antisymmetrisch bezüglich der Vertauschung aller Koordinaten zweier beliebiger Teilchen sein muß. Man spricht auch von einer *Symmetrisierung* oder *Antisymmetrisierung der Wellenfunktion.* Für Teilchen mit Spin bedeutet das, daß die von den Orts- und Spinkoordinaten abhängige Wellenfunktion die geforderte Symmetrie haben muß $\psi(\vec{r}_1, s_1; \vec{r}_2, s_2) = \pm\psi(\vec{r}_2, s_2; \vec{r}_1, s_1)$. Für ein 2-Teilchen-System ohne Spin-Bahn-Kopplung, also mit einer einfachen Produktdarstellung der Wellenfunktion aus Orts- und Spinanteil, bedeutet das $\varphi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \cdot \chi(s_1, s_2) = \pm\varphi(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \cdot \chi(s_2, s_1)$, wenn φ die räumliche Wellenfunktion und χ die Spinwellenfunktion ist. Da der Hamilton-Operator eines Systems identischer Teilchen bezüglich der Teilchenkoordinaten symmetrisch ist, kann er entweder nur symmetrische oder antisymmetrische Wellenfunktionen bzw. Zustände miteinander verknüpfen, d. h., es gilt eine Superauswahlregel des Symmetrietyps, die eng mit der Statistik der Teilchen zusammenhängt. Streng genommen sind S. und Identitätsprinzip, wonach identische Teilchen ununterscheidbar sind, nicht gleichwertig; das S. schränkt die Möglichkeiten weiter ein, als auf Grund des Identitätsprinzips notwendig wäre. Tatsächlich sind neben den beiden eindimensionalen Darstellungen der symmetrischen Gruppe durch symmetrische bzw. antisymmetrische Wellenfunktionen auch mehrdimensionale Darstellungen dieser Gruppe quantenmechanisch erlaubt. Diese Darstellungen entsprechen den *Parastatistiken*, die in der Vielteilchen- und Hochenergiephysik eine gewisse Bedeutung haben.

sympathische Pendel, → Pendel.

Synärese, Bezeichnung für den häufig unter Beibehaltung der Form erfolgenden Rückgang der Quellung (*Entquellung*) eines Flüssigkeit enthaltenden Gels (Lyogels) und die dabei erfolgende Abscheidung der Quellflüssigkeit.

Synchronisierinstrumente, elektrische Meßinstrumente zur Kontrolle der Frequenz und Phasenlage zweier Wechselstrom- bzw. Drehstromgeneratoren, die parallelgeschaltet werden sollen. Zu den S.n gehören das → Synchronoskop, das Synchronisiervoltmeter (Nullspannungsmesser) und die Synchronisierlampen in Dunkel- und Hellschaltung zur Anzeige der Phasengleichheit sowie der Drehfeldanzeiger zur Bestimmung der Phasenfolge in Drehstromnetzen.

Synchronisierlampe, → Synchronisierinstrumente.

Synchronisierung, die Angleichung der Spannung eines Wechsel- oder Drehstromsynchrongenerators in Frequenz, Amplitude und Phasenlage (→ elektrische Maschine) an die Spannung des Netzes oder eines anderen Generators, um Stromstöße bei Parallelschalten zu vermeiden. Die S. erfolgt durch Änderung der Drehzahl und Erregung des Synchrongenerators unter Beobachtung entsprechender Meßinstrumente (→ Voltmeter, → Frequenzmesser, → Synchronoskop) oder mittels einer selbsttätigen Synchronisierungseinrichtung.

Synchronisiervoltmeter, → Synchronisierinstrumente.

Synchronmaschine, → elektrische Maschine.

Synchronoskop, ein elektrisches Meßinstrument zur Kontrolle der Frequenz und Phasenlage zweier Wechselstrom- bzw. Drehstromgeneratoren, die parallelgeschaltet werden sollen. In einem von dem ersten Generator erregten magnetischen Drehfeld befindet sich ein von dem zweiten Generator erregter Anker, der ebenfalls ein Drehfeld erzeugt. Stimmen die Frequenzen nicht überein, so dreht sich infolge der Kraftwirkungen zwischen den Feldern der Anker, der einen Zeiger trägt. Bei Frequenzgleichheit bleibt der Zeiger in einer Stellung stehen, die dem verbliebenen Phasenwinkelunterschied der beiden Spannungssysteme entspricht. Stillstand des Zeigers in der Nullage bedeutet Frequenz- und Phasengleichheit.

Synchronverhalten, → Drehzahlverhalten.

Synchrophasotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Synchrotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

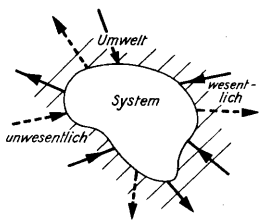
Synchrotronschwingungen, → Fokussierung 3).

Synchrozyklotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

syndiotaktisch, → Isomerie.

synthetische Definition, → Definition.

System, Teil der objektiven Realität, der von seiner Umwelt abgegrenzt wird, indem nur wesentliche Wechselwirkungen mit ihr betrachtet werden, von unwesentlichen aber abgesehen wird (Abb. 1). Alle *konkreten S.e* mit gleicher



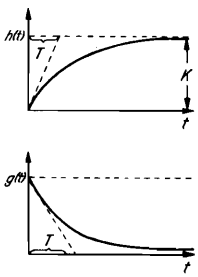
1 Schematische Darstellung eines konkreten Systems

Verhaltensweise definieren ein *abstraktes* oder *kybernetisches S.* Die Abgrenzung des S.s ist allerdings stets ein Eingriff in die dialektische Einheit des Universums und führt zwangsläufig zu einem Verlust an Information. Die nicht als wesentlich ausgewählten Beziehungen zur Umwelt treten als Zufallserscheinungen auf.

In der Physik sind z. B. die meisten → thermodynamischen S.e solche, die als in sich abgeschlossen betrachtet werden. S., bei denen → Dissipation auftritt, werden als *dissipative Systeme* bezeichnet, sie können nur unter Berück-

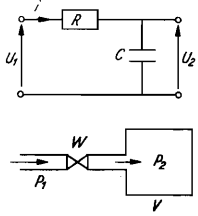
sichtigung dieser Dissipation als abgeschlossene S.e betrachtet werden. Andere nicht abgeschlossene S.e sind z. B. *offene thermodynamische S.e*, das sind S.e, die Energie und Materie mit ihrer Umgebung austauschen. Dazu gehören vor allem alle Organismen, die bekanntlich Wärme und Nahrung aus der Umwelt aufnehmen. Die Berechnung ihres Energiehaushaltes in der Biophysik kann sich auf die Thermodynamik irreversibler Prozesse stützen, indem entweder die Gleichungen für abgeschlossene Systeme durch Austauschterme erweitert werden oder Organismus und Umgebung insgesamt als abgeschlossenes System betrachtet wird.

Der Physiker schafft für die Durchführung seiner Versuche stets idealisierte Versuchsverhältnisse, indem er sich bemüht, die Hauptwirkungen, an denen er interessiert ist, zu verstärken und Nebeneinflüsse auf ein Minimum herabzusetzen, z. B. die der Atmosphäre bei der Bestimmung der Erdbeschleunigung. Jedes konkrete S. hat eine *Struktur*, besteht aus einem Netz (→ Netzplan) von Teilsystemen, die nach der Betrachtungsweise und nach der Aufgabe, die zum S. führten, festgelegt und miteinander verkoppelt sind. Nach der Zielstellung der Strukturen ordnen sich die S.e zu Hierarchien. Physikalisch z. B. sind die Strukturen der Elementarteilchen, die der Atome, der Moleküle und der Stoffe eine solche Hierarchie oder biologisch die Strukturen der Zelle, des Gewebes, der Organe und der lebenden Organismen.



2 Sprungübergangsfunktion eines Einspeichersystems und entsprechender Entladevorgang

Die wesentlichen Beziehungen eines konkreten S.s zur Umgebung werden im allgemeinen durch zeitlich veränderliche physikalische Größen beschrieben. Abgesehen von den Dimensionen dieser Größen lassen sich die Abhängigkeitsbeziehungen durch mathematische Relationen zwischen Funktionen ausdrücken. Das Auftreten gleicher Relationen gibt Hinweise auf ein gleiches abstraktes oder kybernetisches S. Ändert man z. B. die Umgebungstemperatur eines Thermometers sprunghaft, so ändert sich die Standhöhe der Thermometerflüssigkeit (Abb. 2) nach der gleichen Funktion, wie sich die Spannung an dem elektrischen oder der Druck an einem pneumatischen RC-Glied (Abb. 3) bei sprungartigem Anstieg ändern. Spritzt man zur Durchführung von Nierenkontrastaufnahmen intravenös ein Kontrastmittel, so steigt dessen Konzentration in der Niere ebenfalls nach dem gleichen Verlauf, der auch die Abnahme der Strahlungsintensität eines radioaktiven Präparats wiedergibt. Stets besteht zwischen der jeweiligen Eingangsgröße y und der zugehörigen Ausgangsgröße x eine Differentialgleichung der Form $T(dx/dt) + x = Ky$, die ein kybernetisches *Einspeichersystem* beschreibt. Die allgemeinen Eigenschaften kybernetischer S.e untersucht die *Systemtheorie* aus Systemen mit bekannten Übertragungseigenschaften und entwirft neue Schaltungen aus gegebenen Teilsystemen, die vorgeschriebene Eigenschaften haben. Wichtige Teilgebiete der Systemtheorie sind die Zuverlässigkeitstheorie und die sich selbst organisierenden S.e.



3 Elektrisches und pneumatisches RC-Glied

Ein S. unterscheidet sich von anderen durch sein *Verhalten*, durch die Gesamtheit der physikalischen Beziehungen zwischen ihm und der Umwelt. Diese vielseitigen Wechselwirkungen reduzieren sich durch das Aussondern unwesentlicher Größen auf Eingabegrößen $y(t)$ und Ausgabegrößen $x(t)$, die beide von der Zeit t abhängen, da der maßgebende innere Zustand $z(t)$ des S.s sich durch verarbeitete frühere Informationen in der Zeit ändert. Im Normalfall echter Wechselwirkung beeinflussen sich die Größen $y(t)$ und $x(t)$ wechselweitig, ohne daß wie beim Regelkreis für Hinwirkung und Rückwirkung getrennte Wirkungswege angegeben werden können; in einem ohmschen Widerstand z. B. können für die vom Strom i und für die von der Spannung u ausgehenden Wirkungen keine Teilsysteme angegeben werden.

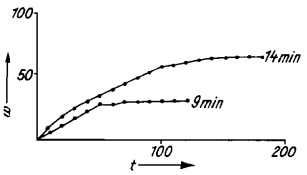
Wenn dagegen, wie im Gravitationsfeld zwischen der Sonne und einem Planeten, eine Wirkung vernachlässigbar klein ist, kann die andere als gerichtete, kausale Wirkung aufgefaßt werden. Zu kausaler Einwirkung von $y(t)$ auf $x(t)$ gelangt man auch, wenn zeitliche Veränderungen von $y(t)$ den entsprechenden Veränderungen von $x(t)$ zeitlich vorangehen.

Bei Meßeinrichtungen setzt man in der Regel eine gerichtete Beeinflussung des Anzeigewertes durch den Meßwert voraus. Die Messung muß so angelegt werden, daß die Beeinflussung des Meßobjekts durch die Meßeinrichtung vernachlässigbar gering ist. Die von einem Rundfunksender abgestrahlten elektromagnetischen Wellen erregen den Empfangskreis im Empfänger. Die dort erzeugte Erregungsspannung bleibt aber ohne Rückwirkung auf den Sender.

Schließlich kann die Wechselwirkung dazu entarten, daß die betrachteten Größen $y(t)$ und $x(t)$ einander nicht beeinflussen. Unabhängig voneinander sind normalerweise Größen, die in räumlich sehr weit auseinanderliegenden S.en wirken oder deren Änderungen in zeitlich weit auseinanderliegenden Intervallen verlaufen, wie die Windgeschwindigkeit in Berlin und der Luftdruck in Nowosibirsk oder die Lufttemperatur heute und die vor einem Jahre.

Lernende S.e können nach Aufnahme von Information ihr Verhalten zur Umwelt verbessern. Dies setzt voraus, daß der innere Zustand $z(t)$ zu einem inneren Modell der Umwelt ausgebaut ist und daß nach einem Gütekriterium vor dem Ausgabesignal $x(t)$ entschieden werden kann, welche von mehreren am inneren Modell erhaltenen möglichen Folgen verschiedener Verhaltensweisen einzuhalten ist. *Adaptive* S.e wählen dabei zwischen verschiedenen in ihnen gespeicherten Verhaltensweisen, z. B. um den Weg nach einem durch das Gütekriterium bestimmten Ziel zu optimieren. Die Adaption ist abgeschlossen, wenn sich ein starres Programm als optimale Ursache-Wirkung-Beziehung ausgebildet hat. *Lernende S.e* im engeren Sinne können selbst neue Verhaltensweisen speichern oder in höheren Formen finden, indem sie ihr inneres Modell durch Erfahrung der Umwelt besser anpassen, besonders, wenn diese sich wandelt. Sowohl das Lernen als auch seine Anwendung sind nur möglich durch die Abstraktion der Klassifizierung, die mehrere Erscheinungsformen, z. B. eines Zeichens, die gleiche Bedeutung zuordnet. Die einfachste Form des Lernens ist das *Speichern*, beim Menschen Auswendiglernen genannt. Das ist ein Zuordnungsprozeß, bei dem gewissen Mustern gewisse Bedeutungen zuge-

ordnet werden und in dem sich das Verhalten des Menschen durch Aufnahme einer *Lernkurve* (Abb. 4) untersuchen läßt. Einer Versuchsperson werden z. B. 10 verschiedene Muster in stochastischer Reihenfolge dargeboten. Jedes dieser Muster muß 40 bis 60mal gezeigt werden, ehe ein Mensch in der Lage ist, jedem Muster die ihm zukommende Bedeutung zuzuordnen. Da der



4 Lernkurven für das sinnfre ie Lernen von Zuordnungen. ω Zahl der falschen Antworten, t Anzahl der Musterdarbietungen. Die obere Kurve zeigt das Lernverhalten der Versuchsperson unter Alkoholeinfluß, die untere im nüchternen Zustand

Versuchsperson zwar die Menge aller möglichen Bedeutungen vor dem Experiment bekannt ist, aber keine der Zuordnungen, müssen zunächst auf gebotene Muster irgendwelche Zuordnungen aus der bekannten Menge erraten werden. Die Wahrscheinlichkeit, die richtige Zuordnung zu erraten, ist $1/N$, wenn N die Zahl der Bedeutungen darstellt. Im Verlauf des Experimentes wird die Versuchsperson einige Zuordnungen gelernt haben und die Wahrscheinlichkeit, eine richtige Antwort zu geben, steigt an. Am Schluß des Lernprozesses ist nur noch eine Bedeutung unbekannt. Die Wahrscheinlichkeit, sie zu finden, beträgt dann 1. Bezeichnen wir mit M die Zahl der vorkommenden Muster und mit w_G die Gesamtzahl der falschen Antworten, so gilt nach A. Rapoport $k = M \cdot \ln N/w_G$. Mit Hilfe der Konstanten k und einer weiteren Angabe über die Art der Zuordnung läßt sich ein einfacher Lernprozeß mathematisch erfassen. Das Lernen durch bedingte Zuordnung mittels bedingter Reflexe setzt beim Automaten eine Begriffshierarchie nach Art eines Thesaurus voraus. Das *Lernen durch Erfahrung* bevorzugt Programmabläufe, für die bei früheren Abläufen im inneren Modell Erfolg gespeichert wurde. Verbunden mit einer Optimierung am inneren Modell kann die Ja-nein-Entscheidung auf Grund der Erfahrung schon nach dem Ablauf eines Teilprogramms dazu führen, daß zu einem anderen Programm übergegangen wird, d. h., daß ein neues Programm aufgestellt wird. Wenn das innere Modell genügend umfangreich und das Abstraktionsvermögen genügend groß ist, sind auch *Lernen durch Nachahmung*, durch *Belehrung* und in der höchsten Form *durch adäquates Erfassen* der Umwelt möglich. Man spricht von *selbstlernenden S.en*, wenn diese Verhaltensexperimente durchführen und Erfolgsprogramme speichern. Zumindest die niederen Formen des Lernens können auch → Automaten erreichen.

Systemanalyse, → Theorie offener Systeme.

Systemfunktion, → physikalische Systeme.

Systemkonstante, → Brennweitenmessung.

Systemtheorie, Teilgebiet der theoretischen Kybernetik. Die *allgemeine S.* befaßt sich mit den Relationen innerhalb von und zwischen Systemen und deren Untersystemen unabhängig von der konkreten Realisierung dieser Systeme. Sie macht daher Aussagen, die auf alle Wissenschaften anwendbar sind, die sich mit der Untersuchung von Systemen befassen, z. B. auf Physik (→ physikalische Systeme), Biologie (→ Theorie offener Systeme), Soziologie und Ökonomie. Eine spezielle S. ist die → Thermodynamik.

SZ → Zeitmaße.

Szilard-Chalmers-Effekt, die Erscheinung, daß sich infolge des nach Neutronenbeschuß und nachfolgender Emission von γ-Quanten oder anderen Elementarteilchen auftretenden Rückstoßes der chemische Bindungszustand radioaktiver Atomkerne ändert, d. h. Aufbrechen der chemischen Bindung u. ä. Die Ursache besteht darin, daß die Rückstoßenergie im allgemeinen größer als die chemische Bindungsfestigkeit des betreffenden Atoms im Molekülverband ist. Szilard und Chalmers entdeckten diesen Effekt bei der Darstellung von (radioaktivem) Jod-128 aus neutronenbestrahltem Äthyljodid C_2H_5J durch chemische Abtrennung. Heute wird der S.-C.-E. zur Erzeugung von weiteren Radionukliden, z. B. S-35, auf kernchemischem Weg angewendet.

Szintillation, 1) Physik: die Leuchterscheinung (Lichtblitz), die in gewissen Materialien bei Anregung durch energiereiche Strahlung, z. B. ionisierende Strahlung, entsteht. Jedes auftreffende Teilchen erzeugt einen Lichtblitz (→ Lumineszenz). Zum Auszählen der Lichtblitze verwendet man den → Szintillationszähler, bei dem die S.en aus Photokatoden Elektronen herausschlagen, die im Sekundärelektronenvervielfacher zum Nachweis vervielfacht werden.

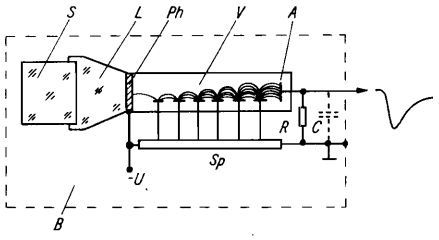
2) Astronomie: Bezeichnung für die Helligkeitsschwankungen und den Farbwechsel der Fixsterne. Die Erscheinung ist um so ausgeprägter, je größer die Zenitdistanz des Sternes ist, und vorwiegend im Zenitbereich von 60° bis 85° wahrzunehmen. Die Farbe besonders von hellen Fixsternen wechselt unregelmäßig von Weiß in Rot, Grün, Blau, wobei die Helligkeit ständigen Schwankungen unterliegt. Die Ursache hierfür sind Luftschlieren mit wechselnder Temperatur und somit auch mit wechselndem Brechungsexponenten in größeren Höhen von einigen Dezimetern bis Metern Durchmesser. Nach dem *Prinzip von Montigny* durchlaufen die vom gleichen Stern ins Auge gelangenden Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge verschiedene Wege in der Atmosphäre sowie außerhalb der Atmosphäre, wo sie einander streng parallel sind. Sie werden dann durch die sich bewegenden Luftschlieren, die wie schwache Linsen wirken, verschieden stark beeinflußt. Infolge der S. sind die durch Fernrohre erzeugten Sternbilder kleine Scheibchen. Die S. ist auch an den Rändern der Planeten und der Sonnenscheibe festzustellen.

Bei einer Sonnenfinsternis treten unmittelbar vor und nach der totalen Verfinsterung als Folge der S. die *fliegenden Schatten* auf. Über die Landschaft huschen dann längliche schwache Schatten in einer Richtung dahin.

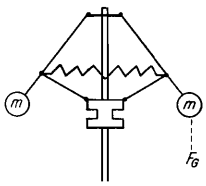
Szintillationsspektrometer, → Betaspektrometrie.

Szintillationszähler, ein → Detektor zum Nachweis von Korpuskeln und Quanten der Kernstrahlung und zur Bestimmung ihrer Energie. Ein S. besteht im Prinzip aus einem Szintillator und einem Photovervielfacher (Abb.). Im → Szin-

Szintillator



Prinzipieller Aufbau eines Szintillationszählers. *S* Szintillator, *L* Lichtleiter, *Ph* Photokatode, *V* Vervielfachersystem, *A* Anode, *R* Arbeitswiderstand, *C* Ausgangskapazität, *U* Spannung, *B* lichtdichte Box, *Sp* Spannungsteiler



Drehzahlmessung mit Fliehkrafttachometer. *m* Schwungmassen, F_G Gewichtskraft

tillator entstehen beim Einfall ionisierender Strahlung durch Anregung der Szintillatoratome Lichtblitze (Szintillationen), deren Intensität der absorbierten Strahlungsenergie proportional ist. Die infolge der Anregungsakte im Szintillator emittierten Lichtquanten werden mit Hilfe eines Lichtleiters auf die Photokatode des Vervielfachers geleitet und lösen dort über den lichtelektrischen Effekt Photoelektronen aus. Diese werden im Vervielfachersystem lawinenartig verstärkt und führen schließlich an der Anode des Systems zur elektrischen Impulsbildung.

Die Größe des Spannungsausgangsimpulses U ergibt sich aus der Beziehung $Q = CU$ bzw. $U = ne/C = (Ef/\varepsilon) \cdot \eta_1 \cdot \delta \cdot \eta_2 \cdot k \cdot (e/C)$. Dabei ist Ef die im Szintillator absorbierte Teilchenenergie, ε die Energie, die zur Bildung eines Photons benötigt wird, η_1 der Lichtüberführungsfaktor auf der Strecke Szintillator – Photovervielfacher, δ die Quantenausbeute der Photokatode, η_2 der Elektronenüberführungsfaktor auf der Strecke Photokatode – Vervielfachersystem, k der Stromverstärkungsfaktor des Photovervielfachers, e die Elementarladung, C die Ausgangskapazität des S.s. Die maximale Ausgangsamplitude erhält man unter der Bedingung, daß die Zeitkonstante $t = RC$ (R Arbeitswiderstand) sehr viel größer ist als die Dauer des Stromimpulses im Photovervielfacher. Dieser Fall wird für eine Energiemessung angestrebt. Die Impulsamplitude ist hier der Energie der Kernstrahlung proportional. Zur Teilchenzählung und für Koinzidenzmessungen werden dagegen kleine Zeitkonstanten gewählt, um hohe Teilchendichten bzw. kleine Zeitintervalle messen zu können.

Szintillator, Stoff, der beim Eindringen ionisierender Strahlung eine Lumineszenzstrahlung im sichtbaren Gebiet aussendet. S.en werden durch ihre Abklingzeiten und die spektrale Verteilung der von ihnen emittierten Strahlung charakterisiert. Nach ihrer chemischen Struktur unterscheidet man anorganische und organische S.en, nach ihrem Aggregatzustand feste, flüssige und gasförmige S.en. S.en sind in der kernphysikalischen Meßtechnik von großer Bedeutung.

t, 1) → Tonne. 2) Triton (→ Tritium). 3) t, → Zeit.

T, 1) → Tera. 2) → Tesla. 3) → Tritium. 4) T, → Temperatur. T_D, → Dampfpunkt.

TACAN, → Funkortung.

Tachometer, *Drehzahlmesser, Winkelgeschwindigkeitsmesser,* ein Gerät zum Messen der Drehzahl bzw. der Winkelgeschwindigkeit, wobei die drehzahlproportionale Kraftwirkung zur Anzeige genutzt wird.

1) Bei *Fliehkrafttachometern* stellen sich auf einer Welle angeordnete Schwungmassen infolge der Drehung gegen die Federkraft auf eine bestimmte Stellung ein. Diese wird auf ein Anzeigewerk übertragen, z. B. über Gestänge und Zahnsegment. Nach einem ähnlichen Prinzip arbeiten *Fliehpendeltachometer.*

2) *Wirbelstromtachometer* sind auf der umlaufenden Welle, deren Drehzahl bestimmt werden soll, mit einem Dauermagneten versehen. Dieser dreht sich in einer elektrisch leitenden Trommel und induziert in einem Ring aus Weicheisen oder aus Dynamoblech Wirbelströme. Ihr Magnetfeld erzeugt ein Drehmoment, das durch eine Rückstellfeder ausgeglichen wird. Die Rückstellkraft ist von der Wirbelstromstärke und damit von der Drehzahl abhängig, sie kann an einer Skale abgelesen werden.

3) *Flüssigkeitstachometer* messen die Drehzahl an Geräten mit senkrechter Achse. Sie bestehen aus einem mit einer Flüssigkeit, z. B. Glyzerin, gefüllten zylindrischen Gefäß, das in Umdrehung versetzt wird. Dabei nimmt die Oberfläche der Flüssigkeit die Gestalt eines Rotationsparaboloids an, wenn die Winkelgeschwindigkeit konstant ist. Mit steigender Drehzahl sinkt der Scheitelpunkt des Rotationsparaboloids. Seine Höhe über der Grundfläche des Gefäßes ist ein Maß für die Drehzahl.

Als Geber zur Fernanzeige der Drehzahl bzw. der Winkelgeschwindigkeit sind Gleich- und Wechselstromgeneratoren geeignet; die Drehzahl derartiger Tachodynamos ist der Ausgangsspannung streng proportional.

Tachyonen, hypothetische Teilchen, die sich von Natur aus stets mit Überlichtgeschwindigkeit bewegen sollen. Die Existenz von T. scheint nicht im Widerspruch zu stehen mit den Prinzipien der speziellen Relativitätstheorie und der Quantentheorie, obwohl sie bisher nicht nachgewiesen werden konnten; auch mit T. sollten sich keine Signale mit Überlichtgeschwindigkeit übertragen lassen, so daß das Kausalitätsprinzip nicht verletzt wird. Der Übergang von „normalen" Teilchen, die zeitartige Viererimpulse haben, zu T., die raumartige Viererimpulse und daher imaginäre Masse und Energie haben, ist unmöglich. Die theoretischen Untersuchungen des Verhaltens von T. sind zunächst reine Spekulation, die durch das Auftreten raumartiger Impulsüberträge bei der Streuung normaler Elementarteilchen angeregt wurde.

Tafelkalorie, *internationale T.,* Symbol $\mathrm{cal_{IT}}$, älteres Wärmemengenmaß, das 1929 von der Internationalen Dampftafelkonferenz als „Wasserkalorie" definiert wurde, d. h. als die Wärmemenge, die zum Erwärmen von 1 g Wasser von 14,5 auf 15,5 °C erforderlich ist. Die Dampftafelkonferenz von 1956 beschloß in Übereinstimmung mit der Festlegung der → Meterkonvention die Definition $1\ \mathrm{cal_{IT}} = 1\ \mathrm{cal} = 4{,}1868\ \mathrm{J}$ (→ Kalorie).

Tafelsche Gleichung, nach W. Tafel genannte Beziehung zwischen der Überspannung ΔP und der Stromdichte i an einer Elektrode (→ Elektrodenvorgänge) der Form $\Delta P = a + b \cdot \log i$.

Dabei sind a und b Konstanten; b hat meist einen Wert von 0,11 bis 0,12 und steigt mit der Temperatur an, während a abnimmt.

Tag, 1) d, inkohärente Einheit der Zeit (international). 1 d = 24 h = 1440 min = 86400 s.

2) in der Astronomie die Dauer einer Erdumdrehung. Je nach der Wahl des Bezugspunktes, gegenüber dem eine volle Umdrehung gezählt wird, ergeben sich unterschiedliche Tageslängen. Für den *Sterntag* ist der Frühlingspunkt Bezugspunkt, für den *siderischen T.* ein Fixstern, für den *wahren Sonnentag* die Sonne, für den *mittleren Sonnentag* eine längs des Himmelsäquators mit gleichbleibender Geschwindigkeit umlaufend gedachte „mittlere Sonne". Tagesbeginn für den Sterntag und den siderischen T. ist der Augenblick der oberen Kulmination, für den Sonnentag der Augenblick der unteren Kulmination des jeweiligen Bezugspunktes. Ein Sterntag ist um 3 min 56,56 s kürzer als der mittlere Sonnentag und um 0,008 s kürzer als der siderische T.

Tageslichtlampe, → Gasentladungslichtquelle mit sonnenlichtähnlichem Spektrum, das erreicht wird durch besondere Füllgase, z. B. Xenon oder Mischungen geeigneter Gase, durch erhöhten Druck, z. B. Hoch- und Höchstdrucklampen mit Xenon, Neon oder Krypton, oder durch Lichttransformatoren, Leuchtstoffbeläge der Wände, die ultraviolettes Licht in langwelligeres umwandeln, z. B. das von Quecksilberdampflampen. T.n werden zur Arbeitsplatzbeleuchtung verwendet.

Tagging [engl. to tag 'auszeichnen, markieren'], in der Hochenergiephysik die Markierung (Energiebestimmung) von γ-Quanten, die bei Stoßexperimenten benutzt werden. Das T. erfolgt meist dadurch, daß man monoenergetische Elektronen auf ein Target schießt, die dabei durch Bremsstrahlung entstehenden γ-Quanten in Vorwärtsrichtung als Primärstrahl benutzt und zur Berechnung ihres Impulses die Rückstoßelektronen einzeln nach Richtung und Impuls nachweist.

Taifun, → tropischer Wirbelsturm.

Takt, *Tastperiode, Schrittweite,* in der Kybernetik der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Zeitpunkte, deren diskreten diskontinuierlichen Signalen ein Signalwert unter der Voraussetzung zugeordnet wird, daß dieser Abstand für den gesamten Signalverlauf konstant ist. Der T. ist eine wichtige Kenngröße für Impulsfolgeschaltungen oder endliche Automaten, die getaktet betrieben werden, weil sein Wert Rückschlüsse auf die Arbeitsgeschwindigkeit des Systems zuläßt. Dies gilt auch für die Digitalrechner. Einen besonderen Aspekt hat die Schrittweite in der numerischen Mathematik bei der Modellierung stetiger Probleme, z. B. der Lösung von Differentialgleichungen durch diskrete Modelle in Form von Differenzengleichungen. Hier ersetzt man die stetigen Signale durch diskontinuierliche. Die Wahl der Schrittweite ist dabei von Einfluß auf die Stabilität und auf die Genauigkeit des entsprechenden Modells.

Taktizität, → Isomerie.

Talwind, → Windsysteme.

Tammsche Oberflächenzustände, → Oberflächenzustand.

Tandembeschleuniger, → van-de-Graaff-Generator.

Tangensverhältnis, svw. Winkelverhältnis.

Tangentenbussole, ein Meßinstrument zur Messung der Horizontalintensität der magnetischen Erdfeldstärke. Eine Magnetnadel mit horizontaler Schwingungsebene ist im Mittelpunkt einer schwachen Spule gelagert, deren Ebene senkrecht zur Nadelebene steht und zum Messen in die magnetische Nord-Süd-Richtung gestellt wird. Bei Stromdurchfluß entsteht senkrecht zum Erdfeld ein Hilfsfeld, das die Magnetnadel in Richtung der Resultierenden ablenkt. Bei einer Auslenkung um 45° sind Erdfeldstärke und Hilfsfeldstärke gleich. Bei bekannter Stromstärke läßt sich somit die Horizontalintensität des Erdfeldes berechnen.

Tangentennäherungsmethode, → Gleitlinientheorie.

Tangentialbeschleunigung, → Beschleunigung.

Tangentialkraft, → Kraft.

Tangentialkraftbeiwert, → Profilbeiwerte.

Tangentialspannung, svw. Schubspannung, → Spannung. 1).

Tanksches Stromübernahmegebiet, → Stromverteilung.

Target [engl., 'Zielscheibe'], in der Hochenergiephysik bei Streuexperimenten ein Medium, dessen Atomkerne als Streuzentren für den Primärstrahl dienen. Als T. werden Metalle, Flüssigkeiten und Gase benutzt, häufig auch Kunststoff-Folien. Manche T.s bestehen nur aus bestimmten Kernen, z. B. das *Protonentarget.* Als Protonentarget dient meist gasförmiger oder flüssiger Wasserstoff, der außer den Protonen nur Elektronen enthält, die jedoch keiner starken Wechselwirkung unterliegen. Aus technischen Gründen werden jedoch auch Polyäthylenfolien oder andere Stoffe mit hohem Gehalt an Wasserstoff benutzt. Für Spin- und Paritätsbestimmungen verwendet man auch *polarisierte T.s,* bei denen die Kernspins durch Anwendung starker Magnetfelder und extrem tiefer Temperaturen eine Vorzugsrichtung haben (→ Polarisation 2).

Tastperiode, svw. → Takt.

Tatsachenwahrheit, → Positivismus.

Tau, unmittelbare Kondensation von Wasserdampf aus der Atmosphäre in Form kleiner Wassertröpfchen an Gegenständen am Erdboden infolge Abkühlung durch intensive nächtliche effektive Ausstrahlung. Günstige Voraussetzungen sind hohe Luftfeuchtigkeit, Wolkenlosigkeit, Windstille und geringes Wärmeleitvermögen des Tauträgers. Der mittlere jährliche Taufall wird auf 20 bis 40 mm geschätzt.

Tauchfaktor, → Schwimmen.

Tau-Meson, → Kaon.

Taupunkt, die Temperatur, bei der durch Abkühlung aus einem Gasgemisch die erste Komponente kondensiert, besonders bei feuchter Luft der Wasserdampf zu Wasser oder Eis. Aus dem T. läßt sich die Luftfeuchtigkeit bestimmen. Man kühlt dazu die zu untersuchende Luft der Temperatur T_1 bis zum T. ab, der bei T_2 liegen soll. Mit der Berücksichtigung der Volumenänderung durch die Abkühlung gilt dann für die absolute Feuchtigkeit f_{T1} die Gleichung $f_{T1} = f_{T2}(T_2/T_1)$. Die Temperaturen sind in K

zu messen. Die absolute Feuchtigkeit beim T. T_2 entnimmt man einer Tabelle.

Tautologie, Doppelbezeichnung, z. B. durch Wortverbindungen wie „runder Kreis". Eine Definition wird als T. bezeichnet, wenn ein Begriff explizit oder implizit durch sich selbst erklärt wird, z. B. „Ein Teilchen ist eine Partikel". Da streng formalisierte Beweise Folgen (Ketten) von T.n sind, enthalten die in einer Theorie abgeleiteten Sätze eigentlich nichts über die Axiome dieser Theorien hinausgehendes Neues. Der Wert wissenschaftlicher Forschung liegt daher im Auffinden der allgemeinen grundlegenden Axiome und der Ableitung der daraus folgenden möglichen Aussagen.

Tautomerie, Bezeichnung für das im Gegensatz zur → Mesomerie echte Reaktionsgleichgewicht zwischen zwei oder mehreren Verbindungen, die sich nur in der Lage eines oder mehrerer beweglicher Atome und in der Elektronenverteilung unterscheiden.

tautozonal, → Zone.

Taylor-Diffusion, die bei der Bewegung einer in einen Flüssigkeitsstrom eingebrachten Substanzprobe in einer Kapillare eintretende Ausbreitung dieser Probe in axialer Richtung. Diese Ausbreitung beruht auf dem Zusammenwirken der parabolischen Geschwindigkeitsverteilung und der radialen Diffusion und führt dazu, daß eine Ausdehnung des von der Substanzprobe eingenommenen Volumens in axialer Richtung umso schneller erfolgt, je kleiner ihr Diffusionskoeffizient ist. Dies kann z. B. bei der Chromatographie zu Verzerrungen des Konzentrationsprofils führen.

Taylor-Langmuir-Effekt, die Ionisation von Atomen beim Aufprall auf glühende Metalloberflächen. Da der Vorgang so abläuft, daß möglichst wenig Energie verbraucht wird, erfolgt die Ionisation nur, wenn die Ionisierungsenergie der aufprallenden Atome kleiner als die Austrittsarbeit für ein Elektron aus dem glühenden Metall ist. Wenn die schweren Alkaliatome, wie Kalium, Rubidium und Cäsium, auf ein glühendes Wolframblech treffen, werden sie ionisiert, die leichten Alkalien, Lithium und Natrium, dagegen nicht, denn ihre Ionisierungsenergie ist größer als die 4,5 eV betragende Austrittsarbeit des Wolframs (→ Elektronenemission 2, Tab. S. 369). An einem glühenden Platinblech ist jedoch die Ionisation aller Alkalien möglich, weil die Ionisierungsenergien sämtlicher Alkalien (→ Elektronenkonfiguration, Tab. S. 370 f. letzte Spalte) kleiner sind als die Austrittsarbeit des Platins.

Taylor-Reihe, → Taylorsche Formel.

Taylorsche Formel, angenäherte Darstellung einer beliebigen Funktion $f(x)$ durch eine rationale Funktion

$$f(x)=f(\xi)+f'(\xi)(x-\xi)+\frac{1}{2!}f''(\xi)\cdot(x-\xi)^2+ + \cdots + \frac{1}{n!}f^{(n)}(\xi)\cdot(x-\xi)^n + R_n;$$

sie ist dann möglich, wenn $f(x)$ stetige Ableitungen bis zur $(n+1)$-ten Ordnung hat. In den meisten Fällen wird die Existenz und Stetigkeit aller Ableitungen der Funktion feststehen, so daß für n jede natürliche Zahl gewählt werden kann. Das durch die T. F. zunächst definierte *Restglied* R_n strebt für viele Funktionen mit wachsendem n gegen Null. Dann kann die Funktion $f(x)$ durch eine rationale Funktion angenähert werden, und die Näherung ist umso besser, je schneller R_n mit wachsendem n verschwindet. In diesem Falle nennt man $f(x) = f(\xi) + \cdots + \frac{1}{n!}f^{(n)}(\xi)(x-\xi)^n + \cdots$ die Entwicklung der Funktion $f(x)$ in eine unendliche *Taylor-Reihe.*

Für das Restglied gilt nach *Lagrange* $R_n=\frac{(x-\xi)^{n+1}}{(n+1)!}f^{(n+1)}[\xi+\vartheta(x-\xi)]$, wobei ϑ eine nicht näher bestimmte Zahl im Intervall $0 \leqq \vartheta \leqq 1$ ist. Die Funktion $f(x) = \exp(-x^{-2})$ z. B. läßt sich nicht in eine unendliche Taylor-Reihe um den Punkt $x = 0$ entwickeln, da bei $x = 0$ alle Ableitungen verschwinden. Falls für alle n für das Restglied $\lim_{x\to\infty}[x^n R_n(x)] = 0$ gilt, spricht man von einer *asymptotischen Reihe,* die vorteilhaft ist zur Berechnung von Funktionswerten bei großem x.

Taylor-Reihen von gebräuchlichen Funktionen sind:

$$\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + \cdots,\ |x| < 1;$$

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \cdots,\ |x| < \infty;$$

$$\sin x = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - + \cdots,\ |x| < \infty;$$

$$\cos x = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - + \cdots,\ |x| < \infty;$$

$$\sinh x = x + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} + \cdots,\ |x| < \infty;$$

$$\cosh x = 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} + \cdots,\ |x| < \infty;$$

$$\tan x = x + \frac{1}{3}x^3 + \frac{2}{15}x^5 + \cdots,\ x < \frac{\pi}{2};$$

$$\tanh x = x - \frac{1}{3}x^3 + \frac{2}{15}x^5 - \frac{17}{315}x^7 + - \cdots,\ |x| < \frac{\pi}{2};$$

$$\ln(1+x) = \frac{x}{1} - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + - \cdots,$$
$$-1 < x \leqq 1.$$

Reguläre Funktionen lassen sich stets in eine Taylorsche Reihe nach der komplexen Veränderlichen entwickeln:
$f(z) = f(z_0) + f'(z_0)(z - z_0) + \cdots$. Diese Reihen konvergieren dann in einem Kreis $|z - z_0| < R$, dessen Radius R gleich dem Abstand vom Kreismittelpunkt z_0 zur nächstgelegenen Singularität der Funktion ist (→ Funktionentheorie, → Potenzreihen).

Taylorsches Theorem, → Theorem von Taylor.

Tc, → Technetium.

t-d-Prozeß, *t-d-Reaktion,* eine Art der Kernfusion, bei der beschleunigte Atomkerne des überschweren Wasserstoffs, die Tritonen, mit Deuteriumatomen, den Atomen des schweren Wasserstoffs, wechselwirken. Es entstehen Neutronen und Kerne des Heliumisotops He-4: $^2D(t, n)^4He + 17{,}6$ MeV. Dieser Prozeß liefert je nach Deuteronenenergie Neutronen mit Ener-

gien ab 14,1 MeV im Schwerpunktssystem und ist mit einem 220- bis 260fachen Wirkungsquerschnitt im Bereich < 100 keV gegenüber dem d-d-Prozeß eine wesentlich ergiebigere Neutronenquelle. Als ^{2}D-Target wird entweder eine Deuteriumgaskammer oder ein ^{2}D-beladenes Metall verwendet.

Tearing-Instabilität (engl.), eine für das Verständnis der Neutralschichtstruktur im Schweif der Magnetosphäre besonders wichtige Instabilität aus der Reihe der Plasmainstabilitäten. Die T.-I. gehört zu den *resistiven Instabilitäten.* Sie tritt in einer Stromschicht auf, in der antiparallele Magnetfelder vorliegen. Die makroskopische Theorie zeigt, daß eine solche Stromschicht infolge des → Pincheffekts in einzelne Filamente zerfällt. Außerdem setzt wegen der endlichen Leitfähigkeit eine Entkopplung der magnetischen Feldlinien und des Plasmas jedes einzelnen Filaments ein. Die auf der → Wlassow-Gleichung basierende lineare mikroskopische Theorie der T.-I. liefert für sie eine Wachstumszeit $t = 2(2\lambda/R_e)^{2/3}(\lambda/V_e)\,T_e/(T_e+T_1)$. Dabei ist λ die Schichtdicke, R_e der Gyrationsradius und v_e die thermische Geschwindigkeit der Elektronen, T_e die Elektronentemperatur und T_1 die Ionentemperatur. Die Wachstumszeiten liegen in der Plasmaschicht im Schweif für $\lambda = 300$ km, $B = 1{,}6 \cdot 10^{-8}$ Vs m^{-2}, $kT_1 = 1$ keV zwischen 5 s $\leqq t \leqq$ 15 s für 1 keV $\leqq kT_e \leqq$ 10 keV. k ist die Boltzmannsche Konstante. Demnach sollte die Plasmaschicht eine multiple Struktur haben. Quasilineare kinetische Rechnungen haben gezeigt, daß die T.-I. im Schweif durch nichtlineare Wechselwirkung von Teilchen und Feld stabilisiert werden kann und die makroskopisch beobachtbaren mittleren antiparallelen Magnetfelder liefert.

Technetium, Tc, radioaktives, nur künstlich darstellbares chemisches Element der Ordnungszahl 43. Bekannt sind 15 Isotope der Massezahlen 92 bis 105 und 107. Das längstlebige Isotop ist ^{97}Tc mit einer Halbwertszeit von $2 \cdot 10^6$ Jahren. T. kann z. B. im Reaktor und durch Beschuß von Molybdänisotopen mit Deuteronen, Protonen oder α-Teilchen hergestellt werden. Es wurde 1937 von Perrier und Segrè erstmals dargestellt.

technische Masseeinheit, → Masseeinheit 3).

technischer elektrischer Widerstand, Leiter, insbesondere seine technische Ausführung als Bauelement, mit der Eigenschaft, einen elektrischen → Widerstand (Größe) zu haben. Technische elektrische Widerstände dienen hauptsächlich zur Einstellung und Regulierung von Spannungen und Strömen, als Widerstandsnormale und zur Erzeugung von Stromwärme. Als Material werden vorwiegend Metalle und Kohle verwendet, für besondere Anforderungen auch Halbleiter (→ Heißleiter, → Varistor) und schlecht leitende Flüssigkeiten, wie Xylol und Wasser (Flüssigkeitswiderstände). Die wichtigsten Eigenschaften eines technischen elektrischen W.es sind sein elektrischer Widerstand (Größe) und dessen Toleranz, dessen zeitliche Änderung infolge Alterung, der Temperaturkoeffizient $\alpha = \dfrac{1}{R}\dfrac{\partial R}{\partial T}$ in K^{-1}, die maximale Belastbarkeit (Verlustleistung), die maximal an den Widerstand anzulegende Spannung (Grenzspannung), die Eigeninduktivität und -kapazität.

1) *Festwiderstände.* 1) *Schichtwiderstände* bestehen aus einer auf einem zylindrischen Träger aus Sinterwerkstoff aufgedampften Metall- oder pyrolytisch abgeschiedenen Glanzkohleschicht. Der Abgleich des Widerstandes erfolgt durch Abschleifen eines Teils der Widerstandsschicht in Längsrichtung oder, insbesondere bei hochohmigen Widerständen, durch einen wendelförmigen Schliff zur Verlängerung des Stromweges. Der Temperaturkoeffizient, der außer vom Material auch vom Widerstandswert und der Belastbarkeit abhängt, liegt für Glanzkohle bei $(-4000$ bis $-200) \cdot 10^{-6}$ K^{-1}, für Glanzkohle mit einer zugesetzten Borverbindung (Borkohle) bei $(-200$ bis $-20) \cdot 10^{-6}$ K^{-1} und für Metalle bei $(-1500$ bis $+200) \cdot 10^{-6}$ K^{-1}. Borkohle- und Metallwiderstände haben eine höhere zeitliche Konstanz. Die Abstufung der Widerstandswerte erfolgt meist in einer geometrischen Folge mit dem Faktor

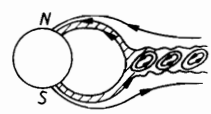
$\sqrt[6]{10}$ für Widerstände mit $\pm 20\,\%$ Toleranz (Reihe E 6)

$\sqrt[12]{10}$ für Widerstände mit $\pm 10\,\%$ Toleranz (Reihe E 12)

$\sqrt[24]{10}$ für Widerstände mit $\pm 5\,\%$ Toleranz (Reihe E 24)

$\sqrt[48]{10}$ für Widerstände mit $\leqq \pm 2\,\%$ Toleranz (Reihe E 48).

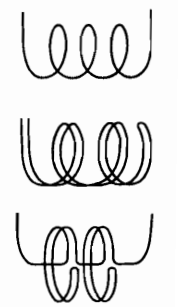
Schichtwiderstände werden mit Werten zwischen wenigen Ω und 10 GΩ und für Verlustleistungen von 0,05, 0,125, 0,25, 0,5, 1, 2, 3, 5, 10, 25, 50, 100, 250 W gefertigt. Die Grenzspannung steigt mit der Verlustleistung und liegt im allgemeinen zwischen 150 V (0,05 W) und 10000 V (250 W). Infolge ihres Aufbaus sind Schichtwiderstände, insbesondere ungewendelte, induktivitäts- und kapazitätsarm. Niederohmige Sonderausführungen (25 bis 240 Ω) sind bis zu Frequenzen von 3000 MHz einsetzbar, luft- oder wassergekühlte Hochlast-Schichtwiderstände als Abschluß von HF-Sendern (künstliche Antenne) mit Leistungen bis 60 kW für 0,1 bis 230 MHz verwendbar. Weitere Sonderausführungen sind Höchstohmwiderstände mit Werten zwischen 10 MΩ und 100 TΩ bei Grenzspannungen z. T. bis 50 kV.



Multiple Struktur der Plasmaschicht im Schweif als Folge der Tearing-Instabilität

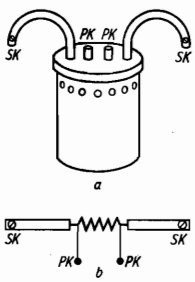
2) *Massewiderstände* bestehen aus einem Pulvergemisch aus leitenden und nichtleitenden, in zylindrische Formen gepreßten Materialien. Sie sind induktivitäts- und kapazitätsarm.

Schicht- und Massewiderstände erzeugen zusätzlich zum thermischen → Rauschen eine Rauschspannung U_R, die bei Stromfluß infolge der sich dauernd ändernden Übergangswege zwischen den kleinsten leitenden Teilchen entsteht. Sie ist proportional dem Strom durch den Widerstand und dem Widerstand selbst, d. h. dem Spannungsabfall am Widerstand. Es gilt $U_R = \varepsilon IR = \varepsilon U$. Der spezifische Proportionalitätsfaktor ε wird in μV/V angegeben; er liegt für gute Widerstände bei 1 μV/V. Massewiderstände zeigen ein stärkeres Rauschen, sie werden deshalb nur selten verwendet.



Drahtwiderstand mit unifilarer Wicklung (*a*), bifilarer Wicklung (*b*) und Chaperon-Wicklung (*c*)

3) *Drahtwiderstände* werden meist unifilar auf Keramikrohre oder -stäbe gewickelt. Zur Iso-



Normalwiderstand: *a* Ansicht, *b* schematische Darstellung. *SK* Stromklemme, *PK* Potentialklemme

lierung benachbarter Windungen wird die Drahtoberfläche oxydiert, der Widerstand selbst zum Schutz gegen äußere Einflüsse lackiert, zementiert oder glasiert. Drahtwiderstände aus geeignet gewähltem Widerstandsmaterial haben einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten und eine hohe zeitliche Konstanz. Nachteilig ist die große Eigeninduktivität, die sich durch eine bifilare Wicklung auf Kosten der geringen Eigenkapazität herabsetzt. Induktivitäts- und kapazitätsarme Widerstände erhält man durch Aufteilung der bifilaren Wicklung, z. B. mit der Chaperon-Wicklung, die bis etwa 100 kHz verwendet werden kann. Drahtwiderstände werden zwischen 0,5 Ω und 100 kΩ und für Leistungen von 0,5 bis 500 W hergestellt.

4) *Normalwiderstände* sind Festwiderstände höchster Genauigkeit und Konstanz zur Realisierung der Einheit des elektrischen Widerstandes. Sie bestehen aus einem Leiter mit praktisch zeitlich unveränderlichem Widerstand, kleinem Temperaturkoeffizienten ($< 25 \cdot 10^{-6}\,K^{-1}$) und einer gegen Kupfer vernachlässigbaren Thermospannung. Gebräuchlich sind durch Tempern gealtertes Manganin und Goldchromlegierungen, aus denen Normalwiderstände zwischen 10^{-5} und $10^{5}\,\Omega$ gefertigt werden, bis 0,1 Ω aus Blech, darüber aus Draht. Die Genauigkeit hängt vom Widerstandswert ab. Die jährliche Änderung des Widerstands liegt bei $< 10^{-6}$. Normalwiderstände werden in Metallgehäuse eingebaut, die Stromzuführung erfolgt, insbesondere bei niedrigen Widerstandswerten, über zwei dicke Kupferbügel (Stromklemmen *SK*), der Spannungsabfall am Widerstand wird direkt am Widerstand über die Potentialklemmen *PK* gemessen. Bei genauen Messungen sind die Eigenerwärmung des Widerstandes und die Umgebungstemperatur zu berücksichtigen. Der Normalwiderstand wird dann zweckmäßig thermostatiert.

Für Normalwiderstände über 1 MΩ verwendet man gealterte Kohle- und Metallschichtwiderstände. Der Temperaturkoeffizient liegt bei $(+200 \text{ bis } -1000) \cdot 10^{-6}\,K^{-1}$, die jährliche Änderung bei $< 10^{-2}$, die Spannungsabhängigkeit des Widerstandes bei etwa $0{,}05\,\%V^{-1}$.

Widerstände mit einem erwünschten Temperaturkoeffizienten sind Heißleiter und Kaltleiter.

II) *Veränderbare Widerstände* (*Rheostat*). 1) *Stufenweise veränderbare Widerstände* werden aus geeignet abgestuften Festwiderständen aufgebaut, die sich durch mehrstufige Schalter zuschalten lassen (*Kurbelwiderstände*). Meßwiderstände in dekadischer Abstufung (Dekadenwiderstände) bestehen aus Widerstandssätzen, die jeweils eine Dekade umfassen, z. B. 0,01 bis 0,1Ω; 0,1 bis 1Ω usw. Jeder Satz enthält derart abgestufte Widerstände, meist 1, 2, 2, 5, daß sich durch geeignete Zusammenschaltung die Werte 0, 1, 2, ... 10 einstellen lassen. Bei Reihenschaltung aufeinanderfolgender Dekaden können im überstreichbaren Bereich alle Widerstände in Stufen der kleinsten Dekade eingestellt werden. Üblich sind Dekaden in Stufen von 0,01 bis 10000 Ω. Die Genauigkeit beträgt für $R > 10\,\Omega$ etwa $\pm 0{,}01\,\%$ und für $R < 10\,\Omega$ etwa $\pm 0{,}1\,\%$. Der *Stöpselwiderstand* enthält ebenfalls geeignet abgestufte Widerstände in Reihenschaltung. Die Enden der Teilwiderstände liegen an dicken, d. h. praktisch widerstandslosen Messingkontaktplatten, die durch konische Stöpsel kurzgeschlossen werden. Zum Einschalten eines Widerstandes ist der betreffende Stöpsel zu ziehen. Der Übergangswiderstand gepflegter Stöpsel beträgt etwa $0{,}5 \cdot 10^{-4}\,\Omega$, der von guten Schalterkontakten etwa $5 \cdot 10^{-4}\,\Omega$.

2) *Stetig veränderbare Widerstände* (→ Potentiometer) werden als Dreh- oder Schiebewiderstände ausgeführt. Schichtdrehwiderstände bestehen aus einem Widerstandsmaterial hoher mechanischer Festigkeit auf einem kreisförmigen Hartpapierträger, über das ein Kohleschleifkontakt gleitet. Diese, insbesondere in der Elektronik eingesetzten Widerstände werden mit Werten zwischen 100 Ω und 10 MΩ in den Abstufungen 1, 2,5, 5 und 10 und für Leistungen zwischen 0,1 und 0,8 W gefertigt. Der Widerstand ändert sich linear, steigend exponentiell (positiv logarithmisch) oder fallend exponentiell (negativ logarithmisch) mit dem Drehwinkel. Für betriebsmäßige Einstellungen benutzt man Einstellregler. Spezielle Ausführungen von Schichtdrehwiderständen erlauben im Bereich 0 bis 1000 MHz eine weitgehend frequenzunabhängige Spannungsteilung, man bezeichnet sie als *ohmsche HF-Spannungsteiler*. Veränderbare Drahtwiderstände sind einlagige unifilare Drahtwicklungen auf rohr- (Schiebewiderstände) oder kreisförmigen (Drehwiderstände) Keramikträgern mit einem entsprechend veränderbaren Abgriff. Sie werden mit Werten zwischen 100 Ω und 100 kΩ und für Leistungen zwischen 0,5 und 500 W hergestellt. Als Meßwiderstände fertigt man sie mit besonders hoher Linearität und kleinem Temperaturkoeffizienten. Zur Erhöhung der Einstellgenauigkeit, bis etwa 0,1 % möglich, verteilt man die Drahtwicklung schraubenförmig über einen längeren Weg, man erhält *Wendelpotentiometer*.

Lit. Bergmann u. Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik, 2. Bd (8. Aufl. Berlin 1970); Grimsehl: Lehrbuch der Physik, 2. Bd (17. Aufl. Leipzig 1967); Kohlrausch: Praktische Physik, 2. u. 3. Bd (22. Aufl. Stuttgart 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, 1. Bd (Berlin 1963); Rumpf: Bauelemente der Elektronik (6. Aufl. Berlin 1968).

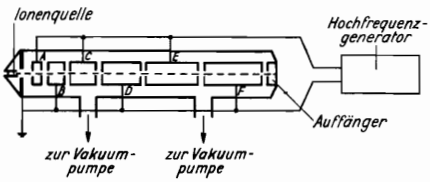
Teilchen, im weiteren Sinne kleiner Körper, z. B. Staubteilchen; im engeren Sinne svw. Korpuskel.

Teilchen-Antiteilchen-Konjugation, in der Quantenfeldtheorie Operation, die die Eigenschaften eines Elementarteilchens in die seines Antiteilchens überführt. Dies erfolgt in begrenztem Maße durch die → Ladungskonjugation. Wegen der Nichterhaltung von Parität und Ladungskonjugation sowie neuerlich auch wegen der Verletzung der Zeitumkehr-Invarianz bei der schwachen Wechselwirkung definiert man die T.-A.-K. durch die *CPT*-Operation (→ *CPT*-Theorem).

Teilchenbeschleuniger, *Beschleuniger*, Anlage zur Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen (meist Elektronen, Protonen oder leichte Kerne) auf sehr hohe Geschwindigkeiten. Die Beschleunigung erfolgt im Vakuum entweder mit Hilfe elektrostatischer Felder (in diesem Sinne sind auch Hochspannungsgeneratoren einfache T.) oder dadurch, daß man die Teilchen unter Einhaltung bestimmter Phasenbeziehun-

gen (→ Fokussierung) wiederholt der Wirkung hochfrequenter elektrischer Wechselfelder ausgesetzt. Der Energiezuwachs ist durch das Produkt aus Teilchenladung und Potentialdifferenz gegeben und wird im allgemeinen in Elektronenvolt ausgedrückt. Nach der Form der Teilchenbahn unterscheidet man zwischen Linearbeschleunigern und zyklischen Beschleunigern.

Im *Linearbeschleuniger* für niedere Energien erfolgt die Beschleunigung durch elektrostatische Felder. Bei höheren Energien werden die Teilchen durch hochfrequente elektrische Wechselfelder beschleunigt (*HF-Linearbeschleuniger nach Wideroe*), die sich bei Ionenbeschleunigung zwischen aufeinanderfolgenden röhrenförmigen Elektroden (Triftröhren) A, B, C, D ... ausbilden, an die hochfrequente Wechselspannung angelegt wird. Das Prinzip eines solchen T.s ist in Abb. 1 dargestellt. Zur Erreichung höherer



1 Schnitt durch einen Linearbeschleuniger nach Wideroe. Die aus der Ionenquelle austretenden Ionen durchlaufen nacheinander die Elektroden A, B, C usw., deren Länge so verändert wird, daß die Teilchen nach Durchlaufen des feldfreien Raumes im Innern der Elektrode im beschleunigenden Spalt die richtige Feldrichtung vorfinden, d. h., daß die Flugzeit einer Halbperiode der Wechselspannung entspricht

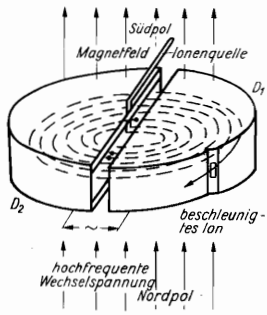
Frequenzen und niedriger Leistungsverluste wird dieser T. meist als Hohlraumresonator (*HF-Linearbeschleuniger nach Alvarez*) konstruiert; die Beschleunigung der Ionen wird durch die zwischen den Spalten ausgebildeten stehenden Wellen verursacht. Während der negativen Phase der Wechselspannung durchfliegen die Ionen den feldfreien Raum im Innern der Triftröhren. Mit HF-Linearbeschleunigern für Protonen wurden bereits Energien von 100 MeV erreicht, z. B. für den Injektor des Protonensynchrotrons in Serpuchow bei Moskau. Solche Energien sind aber nur im Impulsbetrieb zu erreichen, d. h., die Beschleunigung erfolgt nur während eines Bruchteils der gesamten Betriebszeit.

Ein supraleitender Linearbeschleuniger enthält supraleitende Hohlraumresonatoren, benötigt deshalb eine relativ geringe Hochfrequenzleistung und kann dadurch im Dauerbetrieb arbeiten. Außerdem ist die Streuung der Energie der beschleunigten Teilchen um die mittlere Energie viel geringer als bei gewöhnlichen Linearbeschleunigern. Damit wird eine größere Anwendungsbreite erreicht.

Für die bereits bei geringen Energien nahezu mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Elektronen wird der *Wanderwellenbeschleuniger* eingesetzt, der nach dem Wellenreiterprinzip arbeitet: In einer der zylindrischen Röhrenanordnung (Runzelröhren) werden Wanderwellen erzeugt. Wenn die Phasengeschwindigkeit der Wanderwellen der Geschwindigkeit der eingeschossenen Elektronen gleich ist, werden diese von der Welle fortgetragen und erfahren einen ständigen Energiezuwachs, der sich auf die Geschwindigkeit nur wenig auswirkt. Der größte derartige T. in Stanford (USA) beschleunigt Elektronen bis zu 20 GeV. Eine weitere Ausbaustufe sieht 45 GeV vor.

Im *zyklischen T.* durchlaufen die Teilchen spiralförmige oder kreisförmige (*Ringbeschleuniger*) Bahnen. Das für die Beschleunigung benutzte elektrische Feld wird einige hundert bis einige Millionen Mal durchlaufen. Der Energiegewinn ist gleich dem Energiegewinn je Umlauf mal Zahl der Umläufe. Während der Umläufe muß das beschleunigte Teilchen durch Bahnmagneten auf einer stabilen Bahn gehalten werpen. Da die beschleunigende Spannung der zyklischen T. meist eine hochfrequente Wechselspannung ist, muß die Phase dieser Spannung mit dem Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch die Beschleunigungselektroden synchronisiert werden.

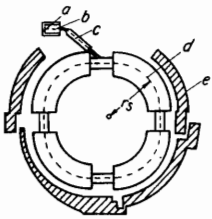
Nach der Stärke der Bahnstabilität unterscheidet man bei zyklischen T.n zwischen solchen mit starker und schwacher Fokussierung. Bei den letzteren ist das magnetische Führungsfeld B azimutalsymmetrisch; es ist nur vom Bahnradius r und gegebenenfalls von der Zeit t abhängig: $B = B(r, t)$. Der erste T. dieser Art war das *Zyklotron* (Abb. 2), wegen der kon-



2 Zyklotron. Die aus der Ionenquelle austretenden Ionen werden durch das Wechselfeld beschleunigt, beschreiben im Innern der D-förmigen Elektroden D_1 und D_2 eine halbkreisförmige Bahn (unter Wirkung des Magnetfeldes) und erreichen den Beschleunigungsspalt nach einer Zeit, die der Halbperiode der Wechselspannung entspricht, so daß sie wieder beschleunigt werden. Mit der Energie wächst der Radius der Bahn, während die Umlaufzeit wegen der höheren Teilchengeschwindigkeit konstant bleibt

stanten Beschleunigungsfrequenz (ω = konst.) auch *Festfrequenzzyklotron* genannt. Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem senkrecht zu einer Bewegungsebene verlaufenden konstanten Magnetfeld B ist durch die Gleichung $RB = Mv/e$ gegeben. Dabei ist v die Geschwindigkeit des Teilchens, M seine Masse, R der Radius der Teilchenbahn und e die Elementarladung. Bei nicht zu großen Energien, bei denen die relativistische Massezunahme des Teilchens noch zu vernachlässigen ist, gilt für den Radius der Teilchenbahn R = konst. $\cdot\, v$. Mit zunehmender Geschwindigkeit vergrößert sich der Bahnradius. Die Umlaufzeit ist konstant: $t = 2R/v$ = konst. Wegen der Konstanz der Umlaufzeit können die Ionen durch ein HF-Feld konstanter Frequenz beschleunigt werden.

Das senkrecht zu den Teilchenbahnen verlaufende Magnetfeld wird durch einen großen Elektromagneten erzeugt. Zwischen den Polschuhen des Magneten befindet sich die Vakuumkammer, in der die Beschleunigung erfolgt. Die Vakuumkammer enthält zwei isoliert angebrachte, halbkreisförmige Elektroden, die Duanten (Tafel 33), wegen ihrer Form auch D's oder Dees genannt, zwischen denen die Beschleunigung der Ionen erfolgt. Innerhalb dieser D's ist der Raum frei von elektrischen Feldlinien, und es wirkt nur das magnetische Führungsfeld. Die HF-Spannung für die Beschleunigung der Ionen wird mit Hilfe von Sendern erzeugt, die eine Leistung bis zu einigen hundert kW haben. Damit erhält man an den D's Beschleunigungsspannungen von einigen zehn bis zu mehreren hundert kV. Die zu beschleunigenden Ionen werden im Zentrum der Vakuumkammer in einer Ionenquelle erzeugt. Nach der Beschleunigung werden sie durch das elektrische Feld eines Ablenkkondensators in den Außenraum gelenkt. Der beschleunigte Teilchenstrahl wird dann zur Erzeugung von Kernreaktionen benutzt. Die Maximalenergie eines Zyklotrons ist im wesentlichen durch die relativistische Massezunahme der Teilchen beschränkt. Man erreicht mit einem Zyklotron Energien von etwa 30 bis 40 MeV.



3 Grundriß eines typischen Protonensynchrotrons. *a* Ionenquelle, *b* Kaskadengenerator oder Bandgenerator zum Einschuß in den Linearbeschleuniger, *c* Linearbeschleuniger zum Einschuß in das Protonensynchrotron, *d* Teilchenbahn, *e* Betonschutzwand r_S Sollkreisradius

Eine Weiterentwicklung des Zyklotrons ist das *Synchrozyklotron*, bei dem sich die Teilchen ebenfalls in einem zeitlichen konstanten Magnetfeld auf spiralförmiger Bahn bewegen, bei dem jedoch die Beschleunigungsfrequenz im gleichen Maß variiert wird, wie sich die Umlauffrequenz während der Beschleunigung ändert: $\omega = \omega(t)$. Dies führt jedoch dazu, daß jeweils nur eine Gruppe von Teilchen beschleunigt wird, bis die Endenergie erreicht ist. Danach muß die Beschleunigungsfrequenz wieder auf den Ausgangswert gebracht wird, wonach eine neue Teilchengruppe beschleunigt werden kann. Das Synchrozyklotron arbeitet daher im Gegensatz zum kontinuierlich arbeitenden Zyklotron im Impulsbetrieb, was mit erheblichen Intensitätsverlusten verknüpft ist. Es werden etwa 100 Teilchenbündel je Sekunde beschleunigt. Die Möglichkeit, Beschleunigungs- und Umlaufsfrequenz mit der notwendigen Genauigkeit zu synchronisieren, ist durch die automatische Phasenstabilität gegeben. Die Variation der Beschleunigungsfrequenz erfolgt durch rotierende Abstimmkondensatoren, die in den Schwingkreis (Resonator) des HF-Generators der Beschleunigungsspannung geschaltet werden. Synchrozyklotrons wurden für Protonen im Energiebereich von 400 bis 1 000 MeV gebaut. Bei noch höheren Energien wird auch dieses Prinzip unökonomisch, hauptsächlich wegen der riesigen Dimensionen der kompakten Bahnmagneten. So wiegt der Magnet des Synchrozyklotrons des Vereinigten Instituts für Kernforschung in Dubna (UdSSR) für 680 MeV Endenergie insgesamt 7000 t. Der Polschuhdurchmesser beträgt 6 m.

Um noch höhere Energien zu erreichen, muß man die zeitliche Konstanz des Magnetfeldes aufgeben. Dies wird im *Synchrotron* realisiert. Die Teilchenbahn beschränkt sich nunmehr auf einen Kreisring. Diese Beschränkung ermöglicht eine Erhöhung der Endenergie um Größenordnungen gegenüber den T.n mit spiralförmiger Bahn, allerdings wiederum auf Kosten der Intensität; denn das nun notwendige zeitlich variable magnetische Führungsfeld erfordert zu seinem Aufbau bzw. Abbau erhebliche Zeit. Das Synchrotron arbeitet also ebenfalls im Impulsbetrieb, jedoch nur mit etwa einem Teilchenbündel je Sekunde. Neben der Phasenstabilität muß nun auch ein bestimmter Zusammenhang zwischen dem Anwachsen des magnetischen Führungsfeldes und der Umlaufsfrequenz, die von der Teilchenenergie abhängt, gewahrt werden. Synchrotrons mit schwacher Fokussierung, die im Russischen als *Phasotrons* oder *Synchrophasotrons* bezeichnet werden, wurden bis zu Endenergien von 12 GeV gebaut. Bei Endenergien über 10 GeV wird der Betrieb unökonomisch, weil die Vakuumkammer und damit das Volumen des magnetischen Führungsfeldes, in dem sich die Teilchen bewegen, wegen der → Betatronschwingungen zu groß dimensioniert werden muß. Die bekanntesten Synchrotrons für Protonen sind das Synchrophasotron in Dubna (UdSSR) mit 10 GeV, das *Bevatron* (von amerikan. BeV = GeV) der Universität California (USA) mit 6,3 GeV und das *Cosmotron* mit 3 GeV, das bis 1968 in Brookhaven (USA) in Betrieb war. Den Grundriß eines Protonensynchrotrons zeigt die Abb. 3. Um noch höhere Energien zu erreichen, wird heute ausschließlich das Prinzip der starken Fokussierung (AG-Prinzip) zur Gewährleistung der Bahnstabilität angewandt. Wegen der viel geringeren Amplitude der Betatronschwingungen können beim *AG-Synchrotron* wesentlich kleinere Querschnitte der Vakuumkammern erreicht werden. Mit AG-Synchrotrons kann man theoretisch unbegrenzte Endenergien erreichen. Das *AG-Elektronensynchrotron DESY* (Abk. für Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg erreicht 7 GeV. Beim *Protonensynchrotron* des CERN in Genf beträgt die Endenergie fast 30 GeV. Der größte T. der Welt, der nach dem AG-Prinzip arbeitet, ist seit 1967 das Protonensynchrotron des Instituts für Hochenergiephysik in Serpuchow bei Moskau, mit dem 76 GeV Endenergie erreicht wurden. Bei den zuletzt genannten T.n sind die Ringmagneten so konstruiert, daß sie gleichzeitig für die Ablenkung der Teilchen auf die Kreisbahn und für die Bahnfokussierung sorgen. Dagegen wurden bei dem in Batavia (USA) im Bau befindlichen T. für 200 GeV aus konstruktiven Gründen die Fokussierung der Teilchen und die Ablenkung auf Kreisbahnen räumlich getrennt. Zwischen den Ablenkmagneten, die die Teilchen auf die Kreisbahn zwingen, sind daher als Fokussierungseinheiten Quadrupollinsen aufgestellt.

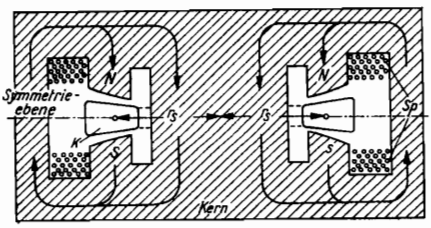
Das AG-Prinzip wird auch mit Erfolg bei niederen Energien zur Erreichung einer höheren Intensität ausgenutzt (*AG-Zyklotron*). Beim *AVF-Zyklotron* (Abk. für azimutal variierendes Feld) und beim *Isochronzyklotron* wird durch die starke Fokussierung erreicht, daß auch bei insgesamt radialer Zunahme des Magnetfelds stabile Teilchenbahnen möglich sind. Daher kann bei konstanter Beschleunigungsfrequenz und mit zeitlich konstantem Magnetfeld gearbeitet werden, was einen kontinuierlichen Be-

trieb gestattet. Mit solchen AG-Zyklotrons lassen sich prinzipiell relativistische Energien erreichen (bis zu etwa 1000 MeV). Wegen der damit verknüpften bedeutenden Steigerung der Intensität können mit diesen Geräten durch sekundäre Wechselwirkungen π-Mesonen in weit größerer Zahl als mit Synchrozyklotrons erzeugt werden, weshalb man die relativistischen Zyklotrons auch *Mesonenfabriken* nennt. Ein derartiger T. ist in der Schweiz im Bau.

Die konsequente Weiterführung dieses Gedankens führte zu dem Vorschlag, auch Ringbeschleuniger mit starker Fokussierung und zeitlich konstantem Magnetfeld zu konstruieren, verwirklicht im *FFAG-Beschleuniger* [Abk. für engl. *F*ixed *F*ield *A*lternating *G*radient 'konstantes Feld mit alternierendem Gradienten']. Das zeitlich konstante Magnetfeld ermöglicht Impulsfolgefrequenzen, die gegenüber dem Ringbeschleuniger mit zeitlich variablem Feld um etwa zwei Größenordnungen höher liegen, was sich wiederum auf die Gesamtintensität dieser T. auswirkt. Protonen aus Ringbeschleunigern haben im allgemeinen so hohe Energien, daß sie beim Stoß mit Atomkernen K-Mesonen in einer Anzahl erzeugen, die nur um eine Größenordnung unter der Anzahl der π-Mesonen liegt. Wegen der viel höheren Intensität der FFAG-Beschleuniger hat man diese deshalb auch *K-Mesonenfabriken* genannt. Es liegt ein Projekt vor, das Synchrophasotron in Dubna zu einem solchen T. umzukonstruieren, wobei die Protonen auf eine Mindestenergie von 300 MeV bei einer Mindeststrahlintensität von 50 μA beschleunigt werden müssen.

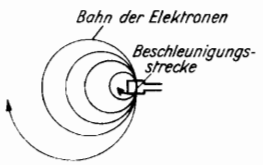
Obwohl für T., die nach dem AG-Prinzip arbeiten, keine obere Energiegrenze existiert, gibt es bei ihrer Konstruktion außerordentliche technische Schwierigkeiten, insbesondere bei der genauen Justierung der magnetischen Führungsfelder. Beim *kybernetischen T.* werden diese Schwierigkeiten umgangen, indem man entlang der Peripherie Elektromagneten aufstellt, die während der Beschleunigung auf Grund der momentanen Teilchenbahnen berechnete Korrekturfelder erzeugen. Die Berechnung muß im Verlauf weniger Umläufe erfolgen, kann also nur mit sehr leistungsfähigen Rechenmaschinen verwirklicht werden. Die direkt angeschlossene Rechenmaschine wird damit integrierter Bestandteil des kybernetischen T.s.

Eine Sonderstellung unter den zyklischen T.n nehmen einige Elektronenbeschleuniger ein. Im *Betatron* (Abb. 4), auch *Elektronenschleuder* genannt, erfolgt die Beschleunigung durch ein elektrisches Wirbelfeld, das durch ein zeitlich anwachsendes Magnetfeld erzeugt wird. Das Magnetfeld dient gleichzeitig als Führungsfeld. Zum stabilen Betrieb ist die Einhaltung der Steenbeck-Bedingung und der Wideroe-Bedingung notwendig. Die erste bestimmt den radialen Verlauf des Magnetfeldes, während die zweite den Zusammenhang zwischen der mittleren Magnetfeldstärke im Innern des Sollkreises und auf der Sollbahn festlegt. Der Magnet wird meist mit einer Wechselspannung von 50 bis 500 Hz gespeist; die Beschleunigung erfolgt in der positiven Anstiegsphase. Das Betatron liefert daher diskrete Elektronenbündel im Rhythmus der Wechselspannung. Nach dem Beschleunigungsvorgang werden die Elektronen herausgeführt oder zur Erzeugung von harter Röntgenstrahlung auf eine metallische Antikatode gelenkt. Betatrons wurden mit Endenergien bis zu 300 MeV gebaut, jedoch ist ein ökonomischer Betrieb wegen der Strahlungsdämpfung der beschleunigten Elektronen nur bis zu etwa 30 MeV sinnvoll.



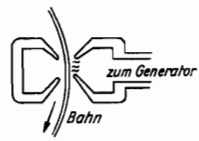
4 Schnitt durch ein Betatron. r_S Sollkreisradius, *Sp* Spulen für die Felderregung (primär), *K* ringförmiges Beschleunigungsrohr (sekundär), *N* und *S* Polschuhe für das Führungsfeld. Die Pfeile deuten die Richtung des magnetischen Flusses an

Im *Mikrotron* werden die zu beschleunigenden Elektronen durch ein räumlich und zeitlich konstantes Magnetfeld auf Kreisbahnen gehalten (Abb. 5). Die Beschleunigung erfolgt in



5 Verlauf der Elektronenbahnen im Magnetfeld des Mikrotrons

einem Hohlraumresonator, durch dessen Öffnungen die Elektronen fliegen. Die Dauer eines Umlaufes im Magnetfeld ist für ein Elektron $\tau = \frac{2\pi m_0}{eB}(1 + E_{kin}/E_0)$. E_0 und m_0 sind Ruhenergie bzw. -masse eines Elektrons, E_{kin} ist seine kinetische Energie, e die Elektronenladung und B die magnetische Induktion. Um an der Beschleunigungsstrecke (Abb. 6) stets die richtige Phase zu erhalten, muß der Energiegewinn bei einmaligem Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke gleich der Ruhenergie eines Elektrons (511 keV) sein. Mit gewöhnlichen Mikrotrons werden Endenergien der Elektronen von maximal 25 MeV erreicht. Es ist nur Impulsbetrieb möglich, da die hohe Beschleunigungsspannung von 511 kV eine außerordentliche Hochfrequenzleistung beansprucht. Durch Anwendung der Supraleitung ist es jedoch gelungen, ein Mikrotron für 600 MeV Endenergie mit hoher Intensität in Betrieb zu nehmen.



6 Beschleunigungsstrecke des Mikrotrons. Im Moment des Teilchendurchgangs muß an den Beschleunigungselektroden die Maximalspannung anliegen

Gegenüber Protonensynchrotrons zeichnen sich Elektronensynchrotrons mit schwacher oder starker Fokussierung dadurch aus, daß Umlaufszeit und Beschleunigungsfrequenz konstant gehalten werden können, da die Elektronen auf Grund ihrer geringen Masse bereits beim Einschuß nahezu Lichtgeschwindigkeit haben.

Der Einschuß der zu beschleunigenden Teilchen in einen T. für hohe Endenergien erfolgt im allgemeinen mit Hilfe eines *Vorbeschleunigers*, auch *Injektor* genannt, für den prinzipiell

jeder T. für niedrigere Energien in Frage kommt. Meist wird ein im Impulsbetrieb arbeitender Linearbeschleuniger benutzt, bei größeren T. auch ein Synchrozyklotron, das dann als *Booster* [engl., 'Starthilfe, Hilfsmotor'] bezeichnet wird.

Ein völlig neues Beschleunigungsprinzip, das der *kollektiven Beschleunigung*, wurde vor einigen Jahren von dem sowjetischen Physiker Weksler vorgeschlagen. Ein nach diesem Prinzip arbeitender T. wird als *Ringtron*, in der engl. Literatur als *Smokatron* [engl. smoke 'Rauch', 'Rauchring'] bezeichnet, da bei diesem T. schwere Teilchen, nämlich positive Ionen oder Protonen, in ringförmige Elektronenbündel eingeführt und dort durch die Coulomb-Kräfte der Elektronenwolke festgehalten werden. Stabilisiert man die Elektronenringe durch Magnetfelder geeigneter Form und beschleunigt die Ringe in Richtung der Ringachse, werden die positiven Teilchen mitgerissen und erhalten die gleiche Geschwindigkeit wie die Elektronen, wegen ihrer viel größeren Masse jedoch weit höhere Energien als die Elektronen. Theoretisch lassen sich mit einem kollektiven T. Energiegewinne von mehr als 1 GeV je Meter Beschleunigungsstrecke erzielen. Das Prinzip ist praktisch noch nicht endgültig erprobt, Versuche werden in Dubna (UdSSR) und in einigen anderen Laboratorien durchgeführt.

Die von den genannten T.n beschleunigten Teilchen werden auf ruhende Targets geschossen, wobei nur ein Bruchteil der Stoßenergie für Kernreaktionen nutzbar wird. Die volle Ausnutzung wird erst mittels → Speicherringen durch den Stoß zweier beschleunigter Teilchenstrahlen aufeinander ermöglicht.

Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik (Bd I, 2. Aufl. Leipzig 1966); Keck: T. (Leipzig, Jena, Berlin 1962); Kollath: T. (2. Aufl. Berlin 1962).

Teilchenbild, modellhaft-anschauliche, aber einseitige Beschreibung von Mikroteilchen, wie Atomen, Atomkernen und Elementarteilchen, als räumlich punktförmig lokalisiertes Objekt, die den Wellencharakter der Materie vernachlässigt. Die Welleneigenschaften der Mikroteilchen müssen nachträglich durch Einführung von Vertauschungsregeln für die als Operatoren aufzufassenden physikalischen Größen des T.es erfaßt werden (→ Quantisierung, → Dualismus von Welle und Korpuskel, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Gegensatz: → Wellenbild.

Teilchendiffusion, → Diffusion geladener Teilchen, → Diffusion.

Teilchendrift, → Drift.

Teilcheneinfang, → eingefangene Teilchen.

Teilchenfluenz, → Dosis 1.3.1).

Teilchenflußdichte, → Dosis 2).

Teilchengrößenbestimmung, Bestimmung der Teilchengröße, wobei unter Teilchen Verschiedenes verstanden werden kann. Licht- oder elektronenoptisch bestimmt man die Größe der getrennt liegenden Teilchen eines Pulvers, mittels Sieb- oder Sedimentationsverfahren die Teilchengröße sich getrennt bewegender Teilchen, mit Kleinwinkelstreuung von Röntgen- oder Neutronenstrahlen oder mittels → Tyndall-Effekts die Größe der Bereiche mit einheitlichem Streuvermögen für die verwendete Strahlung. Aus der → Linienverbreiterung auf Röntgen-, Elektronen- oder Neutronenbeugungsaufnahmen erhält man die Größe der kohärent streuenden Kristallite; durch Auszählen der Reflexpunkte auf röntgenographischen oder elektronographischen Vielkristalldiagrammen bestimmt man die Anzahl der einzelnen Kristallite im durchstrahlten Volumen und damit indirekt ihre Größe, unter dem Polarisationsmikroskop (von kristallinen, nicht kubischen Stoffen) — gegebenenfalls im Schliffbild — die Größe der Einkristallbereiche.

Teilcheninjektion, → Injektion schneller Teilchen.

Teilchenmenge, svw. Stoffmenge.

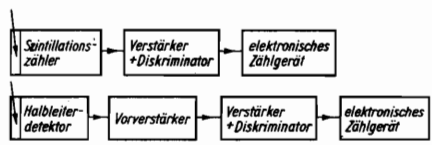
Teilchenseparator, svw. Separator.

Teilchenspektrum, svw. Massenspektrum 1).

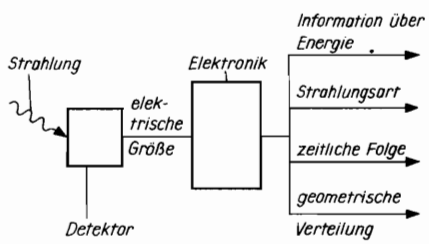
Teilchenzahldarstellung, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Teilchenzahloperator, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Teilchenzählung, in der Kernphysik, vorwiegend bei Stoßexperimenten, die Registrierung von Teilchen durch geeignete Detektoren, nachfolgende Verstärkung der Detektorimpulse und Zählung der Impulse mit elektronischen Zählgeräten (Abb. 1). Teilchenspuren in Photoplatten werden mit Hilfe von Kernspurmeßmikroskopen direkt ausgezählt. Je nach Eignung der elektronischen Hilfsgeräte zur Verarbeitung der Impulse kann z. B. mit Hilfe eines Vielkanalanalysators auf die Energie, mit Hilfe von Koinzidenzschaltungen oder Laufzeitspektrometern auf die zeitliche Folge der Teilchenemission, mit Hilfe von Spezialdetektoren, z. B. Neutronendetektoren auf die Strahlungsart und mit Hilfe geometrisch definiert angeordneter Detektoren auf die geometrische Verteilung der Strahlung bzw. Teilchenemission geschlossen werden (Abb. 2). Diese Informationen bilden die Grundlage z. B. für die Bestimmung der Reaktionsquerschnitte als Ergebnis des Experiments.



1 Typische Apparaturen zur Teilchenzählung



2 Messung von Kernstrahlung und die Information aus dieser Messung

Bei T. mit Hilfe von Blasenkammern wird die T. im Primärstrahl vorgenommen, um nach einer bestimmten Teilchenzahl den Primärstrahl plötzlich mit Hilfe eines Kickermagnets auszu-

lenken und somit eine gleichmäßige Bestrahlungsdichte zu erreichen. Im Gegensatz zum Obengenannten dient die T. hierbei also zur Schaffung reproduzierbarer experimenteller Voraussetzungen.

Teilkörperzähler, Meßgerät zur Bestimmung der in einzelnen Körperteilen abgelagerten radioaktiven Substanzen. → Ganzkörperzähler.

Teiltöne, → Klang.

Telegrafengleichung, *verallgemeinerte Wellengleichung,* eine partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung der Gestalt

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + c_1 \frac{\partial U}{\partial x} + c_2 \frac{\partial U}{\partial t} + c_3 U, \tag{1}$$

worin die c Konstanten sind. Der Name T. beruht auf einer wichtigen Anwendung von Gleichungen dieses Typs; z. B. sind die Spannung U und der Strom I auf einer homogenen elektrischen Doppel- oder Paralleldrahtleitung Funktionen des Abstandes x vom Anfang der Leitung und der Zeit t. Der Strom auf der Rückleitung ist in jedem beliebigen Abstand x gerade dem Strom auf der Hinleitung entgegengesetzt gleich. Betrachtet man ein beliebiges Teilstück der Doppelleitung mit der Länge dx, dann lassen sich, wenn R der Längswiderstand je Längeneinheit (Widerstandsbelag), C die Kapazität je Längeneinheit (Kapazitätsbelag), L die Induktivität je Längeneinheit (Induktivitätsbelag) und G der Isolationsverlust, d. h. der Querleitwert je Längeneinheit (Leitwertsbelag), der Doppelleitung ist, folgende zwei Differentialgleichungen aufstellen:

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = RI + L\frac{\partial I}{\partial t}, \quad -\frac{\partial I}{\partial x} = GU + C\frac{\partial U}{\partial t}.$$

Durch Eliminieren von I erhält man daraus die partielle Differentialgleichung 2. Ordnung

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - LC\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (CR + GL)\frac{\partial U}{\partial t} - GRU = 0, \tag{2}$$

durch Eliminieren von U

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - LC\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} - (CR + GL)\frac{\partial I}{\partial t} - GRI = 0. \tag{3}$$

Sowohl die Gleichung (2) als auch die Gleichung (3) heißt T., da sie erstmals bei der Untersuchung der Ausbreitung von Stromimpulsen auf langen Leitungen eingehend behandelt wurde. Zur Lösung der T. macht man zweckmäßigerweise den Ansatz $U = e^{\alpha t + \beta x} u(x, t)$. Durch Wahl von $\alpha = \frac{c^2}{2}$ und $\beta = -\frac{c_1}{2c^2}$ fallen die ersten Ableitungen heraus und man erhält für u eine Gleichung der Gestalt

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k^2 u \text{ mit } k = \text{konst.}$$

Um die Lösung der T. auf die Lösung der Wellengleichung zurückzuführen, führt man $U = \frac{\partial w}{\partial x}$ und $I = -C\frac{\partial w}{\partial t} - Gw$ ein, so ergibt sich dann für $w(x, y, t) = e^{cy/\alpha} u(x, t)$ die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \Delta w - \frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial w}{\partial t^2} = \Box w = 0.$$

Lit. Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (Berlin 1956); Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik TI II (dtsch Berlin 1970).

Telemeter, svw. Entfernungsmesser.

teleskopisches System, ein optisches → afokales System, das in der Regel aus zwei Linsen besteht, wobei der Bildbrennpunkt der ersten Linse mit dem Objektbrennpunkt der zweiten zusammenfällt. Mindestens eine der beiden Linsen muß eine Sammellinse sein, da ein Brennpunkt reell abgebildet sein muß. An die Stelle der Linsen können auch gekrümmte Spiegel oder Kombinationen aus Spiegeln und Linsen treten. Ein t. S. hat somit die Gesamtbrennweite Unendlich, es verändert lediglich den Neigungswinkel eines Parallelstrahlenbündels zur optischen Achse oder den Abstand eines achsparallelen Strahls von der Achse. Sind σ und σ' die Neigungswinkel, h und h' die Strahlabstände vor und nach dem teleskopischen S. sowie f_1 und f_2 die Brennweiten der beiden Linsen, so gilt

$$\frac{\tan\sigma}{\tan\sigma'} = \frac{h}{h'} = \frac{f_1}{f_2}.$$

Hauptanwendungsgebiet des teleskopischen Systems ist das Fernrohr. Daneben wird ein t. S. beispielsweise zur Vergrößerung des Durchmessers eines von einem Laser erzeugten Bündels sowie für meßtechnische Zwecke benutzt.

telezentrisches System, ein vorwiegend in der optischen Meßtechnik benutztes abbildendes optisches System, bei dem durch eine Blende, die in einem der beiden Brennpunkte eines Objektivs angebracht ist, die Eintritts- oder Austrittspupille (→ Strahlenraum der optischen Abbildung) und damit das zugehörende Perspektivitätszentrum virtuell nach Unendlich verlagert wird. Hierdurch entsteht beispielsweise auf der Objektseite ein achsenparalleler Verlauf der Symmetriestrahlen der abbildenden Strahlenbündel. Eine beim Scharfstellen des Objekts unvermeidliche Unsicherheit seiner Lage in Achsrichtung führt deshalb nur zu mehr oder weniger großer Unschärfe, nicht aber zu Änderungen der Bildgröße.

Lit. Hodam: Technische Optik (Berlin 1965).

Tellurmethode, eine Methode zur Sichtbarmachung und Messung von Wasserströmungen für Geschwindigkeiten $c \leqq 0{,}15$ m/s. Bestimmte Volumenelemente der Wasserströmung werden mittels Tellurdrähten durch einen elektrischen Impuls- oder Dauerstrom kurzzeitig oder laufend angefärbt. Tellur wird als Katode, Elektrolytkohle als Anode und Wasser als Elektrolyt verwendet. Mit der T. können Stromlinien, Streichlinien und Bahnlinien (→ Strömungsfeld) dargestellt sowie Grenzschichtprofile und instabile Grenzschichtschwingungen (→ Grenzschicht) untersucht werden.

Tellurometer, → Entfernungsmessung.

Temperatur, T, Zustandsgröße, die Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht charakterisiert. Im engeren Sinne gilt die T. für Systeme im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, im weiteren Sinne wird der Begriff

T. auch auf Systeme im Nichtgleichgewicht angewendet, z. B. bei der Wärmeleitung, wenn in kleinen, aber noch makroskopischen Raumbereichen ein lokales Gleichgewicht vorhanden ist. Die T. ist in einem gewissen Bereich der unmittelbaren Empfindung des Menschen zugänglich. Der Begriff der T. muß klar von der → Wärme unterschieden werden. Die T. ist eine intensive Größe und nimmt in einem Gleichgewichtssystem überall denselben Wert an.

1) Die dem Temperaturbegriff zugrunde liegenden Erfahrungen formuliert der 0. Hauptsatz der Thermodynamik: Bringt man zwei Körper (thermodynamische Systeme, die sich beide im thermodynamischen Gleichgewicht befinden) in Kontakt, so ändern im allgemeinen beide ihren Zustand. Im sich einstellenden Gleichgewicht des aus beiden Systemen bestehenden Gesamtsystems besteht ein Zusammenhang zwischen den Zustandsparametern beider Systeme. Das Gesamtsystem hat einen thermodynamischen Freiheitsgrad weniger, als es der Summe der Freiheitsgrade der Teilsysteme entspricht, es besteht also eine Bedingungsgleichung zwischen den Zustandsparametern beider Teilsysteme. Sind zwei Körper im Gleichgewicht mit einem dritten, so sind sie auch miteinander im Gleichgewicht, ohne daß ein direkter Kontakt zwischen ihnen zu bestehen braucht. Daraus folgt, daß die oben erwähnte Bedingungsgleichung die Form $\vartheta_1(x_1, x_2 \ldots) = \vartheta_2(y_1, y_2 \ldots)$ haben muß, wobei $\vartheta_{1,2}$ systemspezifische Funktionen der gewählten Zustandsvariablen x_i bzw. y_i (unter denen die Temperatur noch nicht ist!) sind. Die Werte dieser Funktionen sind gleich im thermischen Gleichgewicht. Je nach der Wahl der Funktionen ϑ_i (mit ϑ_1 und ϑ_2 erfüllen auch $f(\vartheta_1)$ und $f(\vartheta_2)$ die obige Beziehung) definiert ϑ eine mögliche Temperaturskala. Im Kontakt zweier idealer Gase gilt z. B. $p_1V_1M_1/m_1 = p_2V_2M_2/m_2$, dabei ist p der Druck, V das Volumen, m die Masse, M das (dimensionslose) Molekulargewicht.

Die *absolute* oder *thermodynamische T.* wird über den Wirkungsgrad des → Carnotschen Kreisprozesses definiert. Danach verhalten sich die mit den beiden Wärmespeichern ausgetauschten Wärmemengen $Q_{1,2}$ wie die absoluten Temperaturen der Speicher: $Q_1/Q_2 = T_1/T_2$. Durch diese Definition wird die Bestimmung von Temperaturverhältnissen auf die Messung von Wärmemengen, also auf Energiemessungen zurückgeführt. Die Definition ist nicht an eine bestimmte Arbeitssubstanz gebunden, da auf Grund des 2. Hauptsatzes der Carnotsche Kreisprozeß einen substanzunabhängigen Wirkungsgrad hat. Eine an sich willkürliche Festlegung ist erforderlich, um nicht nur Temperaturverhältnisse, sondern Temperaturen selbst zu fixieren. In der Kelvin-Skala hat die T. am Tripelpunkt des Wassers den Wert $T = 273{,}16$ K. Auf Grund dieser Festlegung ist die Differenz zwischen Tripelpunkt und Kochpunkt (bei 1 Atmosphäre) des Wassers 100 K, wodurch die Temperaturdifferenzen in der Kelvin- und Celsius-Skala die gleichen Zahlenwerte annehmen (→ Temperaturskala). In den Temperaturbereichen, in denen noch Gase mit in guter Näherung idealem Verhalten existieren, stimmt die thermodynamische Temperatur mit der über die thermische Ausdehnung dieser Gase fixierten absoluten Gasskala überein. Mit der thermodynamischen Temperatur T gilt die Gibbssche Fundamentalgleichung $T\,\mathrm{d}S = \mathrm{d}U + p\,\mathrm{d}V$ der Thermodynamik. U ist die innere Energie und S die Entropie.

Der 2. Hauptsatz verbietet einen Carnotschen Kreisprozeß, bei dem ein Speicher positive und der andere negative T. hätte, da sich auf diese Weise ein Perpetuum mobile 2. Art realisieren ließe. Die in der klassischen Thermodynamik untersuchten Systeme besitzen stets positive T.en, wobei der absolute Nullpunkt $T = 0$ auf Grund des 3. Hauptsatzes nur asymptotisch angenähert werden, aber nie erreicht werden kann. Systeme mit einem (nach oben) begrenzten Energiespektrum können jedoch → negative absolute T.en besitzen.

2) In der Statistik tritt die T. als Verteilungsparameter in der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Systems auf. Aus dem Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik ergibt sich eine einfache Beziehung zwischen der T. und der kinetischen Energie. Bei einem einatomigen Gas ohne Wechselwirkung zwischen den Atomen ist die innere Energie gleich der mittleren kinetischen Energie der Atome, und es gilt $U = (Nm/2)\,\overline{v^2} = N(3/2)\,kT$. Hierbei bedeuten N die Zahl der Atome, m die Masse, $\overline{v^2}$ das mittlere Geschwindigkeitsquadrat der Atome und k die Boltzmannsche Konstante (→ kinetische Theorie).

Weiteres → Debye-Temperatur, → pseudopotentielle Temperatur, → Kernmodell (Kerntemperatur).

Tiefste T.en erhält man 1) mit flüssigem Helium bis 1 K, 2) durch adiabatische → Entmagnetisierung von paramagnetischen Elektronen- bzw. Kernspinsystemen bis 10^{-3} bzw. 10^{-6} K. Solche tiefsten T.en sind wichtig zur Untersuchung der verschiedenartigsten Eigenschaften der Festkörper.

Höchste T.en werden im Plasma erreicht. Für kurze Zeiten können *Kernfusionsplasmen* mit Temperaturen von etwa 10^7 bis 10^8 K erzeugt werden.

Temperaturmessung. Zum Messen der T. eignet sich jede physikalische Größenart, die sich gesetzmäßig mit der T. ändert, z. B. Länge, Druck, Kraft, Strahlung. Zunehmend bevorzugt werden Meßverfahren, mit denen nichtelektrische Größen in elektrische umgewandelt werden können. Bei der Temperaturmessung mit *Thermometern* und mit *Thermoelementen* erfolgt die Übertragung der Wärme auf das Meßgerät durch unmittelbare Berührung; bei Strahlungsmessungen für T.en über 700 °C wird die T. berührungsfrei mit *Pyrometern* gemessen. Temperaturen bis +3000 °C werden mit *Thermopaaren* gemessen, deren Schenkel aus Kohle bestehen. Die *Induktionsmethode* zum Messen tiefer Temperaturen benutzt die Eigenschaft paramagnetischer Salze, daß ihre Suszeptibilität $\varkappa = M/H = C/T$ sowohl dem Verhältnis aus Magnetisierung M und magnetischer Feldstärke H als auch dem Verhältnis ihrer Curie-Konstante C und der Temperatur T gleich ist. Während man durch Entmagnetisierung aus der Änderung von M Temperaturen von $T < 0{,}01$ K erreicht, wird bei der Induktionsmethode aus dem durch eine

Stromstärkemessung bestimmten Betrag von M auf T geschlossen, wenn C bekannt ist; für Zäsium-Titan-Alaun z. B. gilt $C = 0{,}13 \cdot 10^{-2}$, für Gadoliniumsulfat $C = 5{,}85 \cdot 10^{-2}$. Die Meßspule umgibt ein Dewar-Gefäß für das paramagnetische Salz. Sie ist von der Entmagnetisierungsspule umgeben, die mit einer zweiten Spule, in der sich eine Nachbildung der Meßspule befindet, so in Reihe geschaltet ist, daß ein ballistisches Galvanometer beim Kommutieren des Magnetisierungsstromes keinen Ausschlag gibt. Nach dem Einbringen des paramagnetischen Salzes entsteht ein Ausschlag, der der Temperatur T umgekehrt proportional ist. Bei der *Wechselstrom-Induktionsmethode* wird die gegenseitige Induktion von zwei um das Präparat gelegten Spulen mittels einer Wechselstrombrücke bestimmt und daraus die Suszeptibilität berechnet.

Zur *interferometrischen Temperaturmessung* wird eine Anordnung benutzt, die aus zwei halbdurchlässigen justierbaren Planplatten und einer Quecksilberlampe als Lichtquelle besteht. Eine Aufnahmekamera (Brennweite ≈ 1 m) bildet die entstehenden Interferenzstreifen vergrößert ab. Ein Arm des Interferometers enthält den beheizten Körper, während die mittlere T. des Vergleichsarms mit einem Thermoelement festgestellt wird.

Im Bereich oberhalb von 1800 °C kann zur Temperaturmessung eine *elektropneumatische Stromwaage* benutzt werden, die aus einem Waagenhebel mit Tauchspulen besteht. Sie zeigt eine besonders hohe Ansprechempfindlichkeit.

Die T. *elektrischer Lichtbögen* bestimmt man aus der Geschwindigkeit des von kondensierten Funken ausgehenden intensiven Schalls, der an den Druckknoten eine erhöhte Lichtemission erzeugt; diese wird mittels eines rotierenden Spiegels während des Durchlaufens registriert.

Die *magnetische Temperaturmessung* ist eine Methode zur Messung tiefster T.en durch Bestimmung der Suszeptibilität, → Entmagnetisierung 3).

Besonders zur Temperaturmessung auf Flächen eignen sich Aufstriche von → mesomorphen Phasen, die unterschiedliche Doppelbrechung und Färbung verschieden erwärmter Mikro- bzw. Makrobereiche der zu vermessenden Fläche zeigen. Je nach Temperaturbereich müssen chemisch verschieden zusammengesetzte mesomorphe Phasen (Flüssigkristalle) eingesetzt werden. Im Bereich der Körpertemperatur (also um 37 °C) sind bei Unterschieden von $\geqq 1/10$ K die Farbtöne ausreichend unterscheidbar und somit Temperaturen bis auf Zehntelgrad genau bestimmbar.

Temperaturbewegung, svw. thermische Bewegung.

Temperaturdehnkoeffizient, Verhältnis zwischen thermischer Dehnung ε_{th} und Temperaturdifferenz ΔT: $\alpha_{th} = \dfrac{\varepsilon_{th}}{\Delta T}$. Der für kleine Temperaturbereiche konstante Wert nimmt mit steigender Temperatur zu, → Wärmeausdehnung.

Temperaturfaktor, β, Faktor, mit dem der für das ruhende Atom ermittelte → Atomformfaktor zu multiplizieren ist, um den sich im Kristall unter Einfluß der Wärmeschwingungen ergebenden Atomformfaktor zu erhalten. Je stärker die Wärmeschwingungen sind, desto mehr sind die einem Atom entsprechenden Gipfel der Dichteverteilung des Streuvermögens ϱ_j verbreitert (→ Kristallstrukturanalyse). Setzt man harmonische, isotrope Schwingungen voraus, so ergibt sich als T. $\beta = \exp\{-B(\sin\theta)^2/\lambda^2\}$. Dabei ist $B = 8\pi^2 U$ der Debye-Faktor und $U = \overline{u^2}$ das mittlere Amplitudenquadrat der Schwingung eines Atoms, θ der Glanzwinkel der Reflexion und λ die Wellenlänge des Röntgenstrahls. Je größer der Debye-Faktor, desto schneller fallen die Beträge $|F(hkl)|$ der Strukturfaktoren im Mittel mit wachsendem $(\sin\theta)/\lambda$ ab.

Soll eine Struktur durch die Lage und den Schwingungszustand der in ihr enthaltenen Atome charakterisiert werden, so sind demnach je Atom 3 Ortskoordinaten und 6 Schwingungsparameter erforderlich.

Für den Spezialfall eines kubischen Kristalls aus einer Art von Atomen bezeichnet man den T. als *Debye-Waller-Korrektur.*

Temperaturgrad, in den verschiedenen → Temperaturskalen unterschiedlich definierte Differenz von Temperaturwerten. 1) *Kelvin.* Ein Kelvin (Grad der Kelvin-Skala) ist als 273,16ter Teil der Kelvin-Temperatur des Tripelpunkts von Wasser definiert. Es wird durch das Symbol K dargestellt. 2) *Grad Celsius.* In der Celsius-Skala ist ein Grad als der 100ste Teil der Temperaturdifferenz zwischen Eispunkt und Dampfpunkt festgelegt. Betragsmäßig stimmen Kelvin- und Celsius-Grad als Temperaturdifferenzen überein. Für den Celsius-Grad als Temperaturintervall oder -differenz gilt das Symbol K, daneben sind auch noch grd und °C zur Angabe von Temperaturdifferenzen zulässig. Das Kelvin sowie das Symbol K dürfen mit → Vorsätzen verbunden werden. 3) *Grad Fahrenheit.* In der Fahrenheit-Skala beträgt der Fundamentalabstand zwischen Eispunkt und Dampfpunkt 180 Grad, wobei dem Eispunkt die Temperatur +32 °F (degree Fahrenheit) und dem Dampfpunkt die Temperatur +212 °F zugeordnet ist. Temperaturdifferenzen werden in Fahrenheit degree, Symbol degF, angegeben. 4) *Grad Rankine.* In der Rankine-Skala entspricht dem Eispunkt 491,67 °R (degree Rankine) und dem Dampfpunkt 671,67 °R, so daß die Beträge von Temperaturdifferenzen in der Rankine- und in der Fahrenheit-Skala einander gleich sind. Symbole für Temperaturdifferenzen sind degR und degF, für Temperaturpunkte °R und °F.

Temperaturkoeffizient, 1) allgemein: die relative Änderung einer physikalischen Größe bei einer Temperaturänderung um 1 K. Ist A eine physikalische (Meß-) Größe und ist ihre Temperaturabhängigkeit in einem Temperaturintervall Δt näherungsweise durch die Beziehung $A(t) = A(t_0)\,(1 + \alpha(t - t_0))$ gegeben, so ist α der T. für die Größe A. Ein einfacher linearer Zusammenhang wird im allgemeinen nur in einem begrenzten Temperaturintervall vorliegen.

2) Reaktorphysik: → Reaktivität.

Temperaturleitfähigkeit, *Temperaturleitzahl,* a, in der Wärmeleitungsgleichung der Quotient $a = \lambda/\varrho c$ aus Wärmeleitfähigkeit λ und Massedichte ϱ mal spezifischer Wärme c. Die Größe

der T. kann bei 20 °C von $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ m²/s für Wasser bis zu $0{,}9 \cdot 10^{-4}$ m²/s bei Aluminium reichen.

Temperaturleitzahl, exakter svw. Temperaturleitfähigkeit.

Temperaturmeßfarben, spezielle chemische Verbindungen, deren Farbe temperaturabhängig ist. Die T. werden mittels Farbstiften (*Temperaturmeßfarbstifte*) oder — mit einem Bindemittel gemischt — mit dem Pinsel oder der Spritzpistole auf die betreffenden Oberflächen gebracht und zeigen durch ihre Farbänderung die Über- oder Unterschreitung einer bestimmten Temperatur an. Der Meßbereich erstreckt sich bis etwa 1300 °C, bei den Temperaturmeßfarbstiften bis etwa 600 °C. T. werden z. B. zur Kontrolle von Motoren, an Öfen, Kesseln, Rohrleitungen u. a. benutzt.

Temperaturmessung, → Temperatur.

Temperaturnullpunkt, → Nullpunkt.

Temperaturreduktion, Bezeichnung für die Umrechnung physikalischer Größen auf eine Normaltemperatur. Meist muß man neben der T. auch die Umrechnung auf Normaldruck, allgemein auf → Normalbedingungen, vornehmen.

Temperaturskala, auch *Temperaturskale*, zwischen bestimmten Festpunkten (Fix-, Fundamentalpunkten), d. s. gut reproduzierbare Temperaturpunkte, z. B. absoluter Nullpunkt, Eispunkt, Dampfpunkt des Wassers, durch gleichmäßige Unterteilung in Grad definierte Skala zur Angabe von Temperaturen und Temperaturdifferenzen. Dabei gilt der Abstand zwischen Eispunkt und Dampfpunkt als Fundamentalabstand. Eine T. wird immer empirisch bestimmt.

1) *Thermodynamische* oder *absolute Temperaturskalen* beruhen auf dem Carnotschen Kreisprozeß und auf dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik. Sie werden *fundamentale Temperaturskalen* genannt, weil sie vom absoluten Nullpunkt aus zählen. Dies gilt insbesondere für die 1848 von W. Thomson (später Lord Kelvin) aufgestellte *Kelvin-Skala*, die heute die Grundlage der Definition der SI-Einheit der Temperatur, dem Kelvin (K, früher °K), bildet. In dieser T. ist der Fundamentalabstand in 100 gleiche Teile geteilt. Dem Tripelpunkt des Wassers ist die Temperatur 273,16 K, dem Eispunkt die Temperatur 273,15 K und dem Dampfpunkt die Temperatur 373,15 K zugeordnet. In England und USA wird die *Rankine-Skala* benutzt, die ebenfalls vom absoluten Nullpunkt aus zählt. Der Fundamentalabstand ist jedoch in 180 Teile unterteilt, demzufolge hat der Eispunkt die Temperatur 491,688 °R, der Dampfpunkt 671,67 °R und der Tripelpunkt des Wassers 491,682 °R. Dem Temperaturunterschied von 1 degR entsprechen 5/9 K.

2) *Empirische Temperaturskalen* basieren auf der linearen Ausdehnung von Gasen (z. B. Luft) und von Flüssigkeiten in Kapillaren (zuerst Weingeist, später vorwiegend Quecksilber in Glaskapillare). Die erste reproduzierbare T. wurde um 1700 von Fahrenheit aufgestellt, der ein Weingeistgemisch als thermometrische Flüssigkeit benutzte. Der Nullpunkt dieser *Fahrenheit-Skala* 0 °F entspricht 491,688 °R, der Eispunkt 32 °F; der Dampfpunkt +212 °F entspricht 671,67 °R. Temperaturen unterhalb des Nullpunktes versah Fahrenheit mit negativem Vorzeichen, so daß dem absoluten Nullpunkt die Temperatur −459,67 °F entspricht. Die Temperaturdifferenz 1 degF = 1 degR entspricht 5/9 K. Bei Umrechnungen ist die Differenz zum Eispunkt zu beachten. Die Fahrenheit-Skala gilt in England und USA im täglichen Gebrauch.

Der Franzose Réaumur legte als erster den Eispunkt als Nullpunkt einer T. fest und teilte den Fundamentalabstand in 80 Grade. Diese *Réaumur-Skala* hat nur noch historische Bedeutung und wird nicht mehr benutzt, so daß dem Rankine-Grad das Kurzzeichen °R (früher °Rank) zuerkannt wurde.

Der Schwede Celsius schlug 1742 eine 100teilige T. mit 0 °C für den Dampfpunkt und 100 °C für den Eispunkt vor. Erst sein Nachfolger Strömer kehrte die Skala um, womit sie die noch heute gültige Form erhielt. Die *Celsius-Skala* ist in den meisten Staaten der Meterkonvention gesetzliche T., so auch in der DDR. Celsius-Temperaturen sind als Differenz einer Temperatur T und der Temperatur $T_0 = 273{,}15$ K definiert. Sie werden in Grad Celsius (°C) bezeichnet. Die Temperaturdifferenz 1 °C = 1 K (= 1 grd). Nach den Beschlüssen der XIII. Generalkonferenz für Maß und Gewicht sollte die Temperaturdifferenz bevorzugt in Kelvin K angegeben werden. In der Celsius-Skala werden Temperaturen unterhalb des Eispunktes durch ein negatives Vorzeichen gekennzeichnet.

3) Für die Belange der praktischen Temperaturmessung benutzt man die Internationale Praktische T., die den Zusammenhang zwischen der internationalen und der thermodynamischen T. herstellen soll. Bereits 1887 wurde vom BIPM eine T. festgelegt, die auf dem Dampfdruck von reinem Wasserstoff beruhte, die *Wasserstoff-Skala.* 1927 wurde die erste Internationale T. mit 6 Festpunkten beschlossen und 1928 veröffentlicht. Diese T. wurde 1948 durch eine neue T. abgelöst, die auf den 6 Festpunkten 1. Ordnung und einer Anzahl von sekundären Festpunkten beruht. 1958 wurde deren Ergänzung für tiefere Temperaturen vorgeschlagen, die auf dem Zusammenhang zwischen Temperatur und Dampfdruck des Heliums ^{4}He basiert und als *Helium-Skala* bekannt wurde. In der *Internationalen Praktischen T.* von 1968 (IPTS-68) ist dieser Vorschlag realisiert. Daraus ergeben sich jetzt 11 Festpunkte bei einem Luftdruck von einer Normalatmosphäre von 101325 N/m².

Festpunkt	T_{68} K	t_{68} °C
Tripelpunkt des Wasserstoffs	13,81	−259,34
Siedepunkt des Wasserstoffs bei 33330,6 N/m²	17,042	−256,103
Siedepunkt von Wasserstoff	20,28	−252,87
Siedepunkt von Neon	27,102	−246,048
Tripelpunkt von Sauerstoff	54,361	−218,789
Siedepunkt von Sauerstoff (Sauerstoffpunkt)	90,188	−182,970
Tripelpunkt von Wasser	273,16	0,01
Siedepunkt von Wasser	373,15	100
Erstarrungspunkt von Zink (Zinkpunkt)	692,73	419,58
Erstarrungspunkt von Silber (Silberpunkt)	1235,08	961,93
Erstarrungspunkt von Gold (Goldpunkt)	1337,58	1064,43

Die Abweichung Δt gegenüber der Internationalen Praktischen Temperaturskala-48 werden für einige Temperaturen in der folgenden Tabelle angegeben:

t °C	Δt °C	t °C	Δt °C
−180	+0,012	400	+0,076
−150	−0,013	500	+0,079
−100	+0,022	600	+0,150
− 50	+0,029	700	+0,38
0	0,000	800	+0,65
+ 50	−0,010	1000	+1,24
100	0,000	1500	+2,2
200	+0,043	2000	+3,2
300	+0,073	3000	+5,9

Die IPTS-68 beruht auf einer Anzahl reproduzierbarer Gleichgewichtstemperaturen (definierte Festpunkte) und der Anzeige bestimmter Temperaturmeßgeräte, die an die Festpunkte angeschlossen werden. Für die Berechnung der IPTS-68 aus der Anzeige der Meßgeräte sind bestimmte Interpolationsformeln oder -verfahren zu verwenden.

Für die Umrechnung zwischen Kelvin-, Celsius-, Fahrenheit- und Rankine-Temperatur gelten folgende Beziehungen:

$$(T_K)\ \mathrm{K} = (T_K - 273{,}15)\ ^\circ\mathrm{C} =$$
$$= [1{,}80\,(T_K - 273{,}15) + 32)]\ ^\circ\mathrm{F} =$$
$$= (1{,}80\,T_K)\ ^\circ\mathrm{R}.$$

Bei der *logarithmischen T.* wird anstelle der absoluten Temperatur T der natürliche Logarithmus ln T zur Temperaturangabe benutzt. In der logarithmischen T. rückt der absolute Nullpunkt nach $-\infty$.

Die *Avogadrosche T.* ist die T., die ein Gasthermometer liefert, das mit einem „unendlich verdünnten" Gas oder mit einem Gas im Avogadroschen Zustand (→ Avogadrosches Gesetz) arbeitet. Die Avogadrosche T. fällt mit der thermodynamischen T. zusammen.

Temperaturspannung, U_T, diejenige Spannung, die ein eine Elementarladung e tragendes Teilchen durchlaufen müßte, um eine seiner thermischen Energie entsprechende Energie zu erhalten. Die thermische Energie ist von der Größenordnung kT mit der Boltzmannschen Konstante k und der absoluten Temperatur T. Daher definiert man $U_T = kT/e$.

Die T. wird besonders bei den Emissionsprozessen in der Elektronenröhre als Maß für die Geschwindigkeit der thermisch emittierten Elektronen benutzt. Dabei gilt unter Voraussetzung einer Maxwell-Verteilung der Elektronen für deren wahrscheinlichste Geschwindigkeit v die Beziehung $(m/2)\,v^2 = kT$, wobei die kinetische Energie $(m/2)\,v^2 = eU_T$ nach Durchlaufen der T. erreicht wird.

Temperatursprung, sprunghafte Änderung der Temperatur. Bei der Wärmeübertragung zwischen festen Körpern tritt an den Berührungsflächen im allgemeinen ein T. auf. Seine Größe ist abhängig von der Wärmestromdichte und von der Beschaffenheit der Berührungsflächen. In einem sehr stark verdünnten Gas existiert kein Temperaturgradient, da praktisch keine Molekülzusammenstöße erfolgen. Bei dem durch Wärmewellen erfolgenden Wärmetransport durch das Gas liegt an den Begrenzungswänden ein T. vor.

Temperaturstrahlung, → Wärmestrahlung.

Temperaturwelle, svw. Wärmewelle.

TEM-Welle, → Wellenleiter.

Tensor, Größe eines n-dimensionalen Raumes, die auf ein vorgegebenes Koordinatensystem bezogen und als *freies Produkt* bezeichnet wird, weil sie in jedem der m vektoriellen Argumente linear, d. h. homogen und additiv ist. Ihr allgemeines Element hat die Gestalt $a^{ikl}\ldots\vec{e}_i\vec{e}_k\vec{e}_l\ldots = a_{ikl}\vec{e}^i\vec{e}^k\vec{e}^l\ldots$, die angibt, daß ihre Komponenten sich *kontragredient* transformieren wie die Grundvektoren (→ Vektortransformation), d. h., sie transformieren sich wie die Produkte der Koordinaten $x^i x^k x^l \ldots$ bzw. $x_i x_k x_l \ldots$ Neben diesen *reinen T.en* sind auch *gemischte T.en* möglich, z. B. T_i^{ik} oder T_i^{kl} mit Elementen der Gestalt $a_i^{ik}\,\vec{e}_i\vec{e}_k\vec{e}^l$ oder $a_i^{kl}\vec{e}^i\vec{e}_k\vec{e}_l$. Die Zahl m wird als *Stufe* des T.s bezeichnet. Ein Skalar kann als T. 0-ter, ein Vektor als T. erster Stufe aufgefaßt werden. Für einen T. T_{ij} der zweiten Stufe im dreidimensionalen Raum ist das vektorielle Produkt $\vec{a} \times \vec{b} = a_i b_j - a_j b_i$ ein Beispiel, dabei sind die a_i die Komponenten von $\vec{a}$ und b_i die von $\vec{b}$. Von den 9 Komponenten für $i, j = 1, 2, 3$ sind von diesem T. nur 3 unabhängig, T_{12}, T_{13} und T_{23}, da $T_{ij} = -T_{ji}$ ist; ein solcher T. wird *schiefsymmetrisch* genannt. Er kann für bestimmte Zwecke durch einen Vektor ersetzt werden, der im Unterschied zu den echten oder *polaren Vektoren* auch *axialer Vektor* heißt. Zwischen dem schiefsymmetrischen T. zweiter Stufe und dem axialen Vektor treten bei Spiegelungen, d. h. bei der Transformation $x_i \to -x_i$, Unterschiede auf. Von einem *symmetrischen* T. zweiter Stufe spricht man, wenn gilt $T_{ij} = +T_{ji}$. Er hat für $n = 3$ nur die 6 unabhängigen Komponenten T_{11}, T_{12}, T_{13}, T_{22}, T_{23}, T_{33}. Unter einem *Deviator* versteht man einen T. mit verschwindender Spur, also $\mathrm{Sp}\,T_{ij}\ldots = \sum_i T_{ii}\ldots = 0$.

In der Physik sind z. B. der Drehimpuls eines Massepunkts und das Drehmoment einer Kraft axiale Vektoren; symmetrische T.en sind z. B. der Trägheitstensor eines starren Körpers und der Energie-Impuls-T. der relativistischen Mechanik.

Nur zwei T.en vom gleichen Typ können einander gleich sein. Ist aber die *Gleichheit* bezüglich *eines* Systems gewährleistet, so liegt sie auch in allen anderen Systemen vor.

Die *Addition*, z. B. $t_{ij} = a_{ij} + b_{ij}$, ist nur für T.en gleichen Typs erklärt. Diese T.en bilden eine additive abelsche Gruppe. Durch *Verjüngung* $t_{i_1\ldots i_r}{}^{i_1\ldots j_s} \to t_{ki_2\ldots i_r}{}^{ki_2\ldots j_s} \to t_{i_2\ldots i_r}{}^{i_2\ldots j_s}$ wird dem gemischten T. $(r+s)$-ter Stufe ein gemischter T. $(r+s-2)$-ter Stufe zugeordnet; z. B. ist das Skalarprodukt eines kovarianten und eines kontravarianten Vektors ein Skalar; sind b_i und d^i ihre Komponenten, so gilt nach der Einsteinschen Summenkonvention $\vec{b}\cdot\vec{d} = b_i d^i = c$.

Ist $\pi(1), \ldots, \pi(s)$ eine Permutation der Zahlen $1, \ldots, s$ und $\varrho(1), \ldots, \varrho(r)$ eine der Zahlen $1, \ldots, r$, so heißt der T. $t_{i_{\pi(1)}\cdots i_{\pi(s)}}{}^{j_{\varrho(1)}\cdots j_{\varrho(r)}}$ *isomer* zum T. $t_{i_1\ldots i_s}{}^{j_1\ldots j_r}$. Ein *symmetrischer T.* stimmt mit allen seinen Isomeren überein, ein *schiefsymmetrischer, alternierender* oder *antisymmetrischer* T. nur bis auf das Vorzeichen der Permutation.

Das *tensorielle Produkt* T der T.en $t_{i_1\cdots i_r}{}^{j_1\cdots j_s}$ und $h_{l_1\cdots l_m}{}^{k_1\cdots k_n}$ ist definiert durch

$$T_{i_1\cdots i_{r+m}}{}^{j_1\cdots j_{s+n}} \approx \approx t_{i_1\cdots i_r}{}^{j_1\cdots j_s} \cdot h_{l_1\cdots l_m}{}^{k_1\cdots k_n}.$$

Diese Multiplikation ist assoziativ, aber nicht kommutativ. Ein tensorielles Produkt zweier Vektoren wird oft als *dyadisches Produkt* bezeichnet. Werden zwei T.en miteinander multipliziert und dann verjüngt, so spricht man von einer *Überschiebung*.

Das Skalarprodukt $t_i^k \cdot a^l = b^k$ eines zweistufigen gemischten T.s t_i^k mit dem Vektor a^l ist ein Vektor b^k. Sind die Komponenten t_i^k Komponenten δ_i^k des *gemischten Kronecker-Tensors* δ_i^k, für die gilt $\delta_i^k = 1$, falls $i = k$, und $\delta_i^k = 0$, falls $i \neq k$, so erhält man für das Skalarprodukt $\delta_i^k a^l = a^l$, den Ausgangsvektor. Man spricht dann von dem *Einheitstensor* δ_i^k.

Beim Wechsel des Koordinatensystems $(x^1, \ldots, x^n) \to (\bar{x}^1, \ldots, \bar{x}^n)$ liegt folgendes Transformationsverhalten vor:

$$t_{l_1\cdots l_r}{}^{j_1\cdots j_s} = \\ = \frac{\partial \bar{x}^{j_1}}{\partial x^{n_1}} \cdots \frac{\partial \bar{x}^{j_s}}{\partial x^{n_s}} \cdot \frac{\partial \bar{x}^{l_1}}{\partial x^{i_1}} \cdots \frac{\partial \bar{x}^{l_r}}{\partial x^{i_r}} \cdot t_{l_1\cdots l_r}{}^{n_1\cdots n_s},$$

dabei ist in *erweiterter Form der Summenkonvektion* ein oberer Index einer Koordinate, die im Nenner auftritt, wie ein unterer Index einer im Zähler stehenden Koordinate anzusehen. Wie bei der Vektortransformation angedeutet, läßt sich der Zusammenhang zwischen ko- und kontravarianten Tensorkomponenten mittels des kovarianten Metriktensors g_{ik} angeben. Durch ihn wird im n-dimensionalen Raum nach $(\mathrm{d}s)^2 = g_{ik}\mathrm{d}x^i\mathrm{d}x^k$ eine Metrik bestimmt sowie durch $g^{ik}g_{kj} = \delta_j^i$ der kontravariante Metriktensor definiert. Dann lautet der Zusammenhang der ko- und kontravarianten Komponenten

$$T^{i_1 l_2 \ldots j_1 \cdots} = g^{i_1 k} T_{k l_2 \ldots j_1 \cdots}.$$

Hängen die Komponenten eines T.s explizit von den Koordinaten ab, so spricht man von einem *Tensorfeld*. Auf den Einsatz der Differential- und Integralrechnung bei der Behandlung der Tensorfelder kann hier nicht eingegangen werden (→ kovariante Ableitung); metrischer T. → Riemannscher Raum. Riemannscher Krümmungstensor → Krümmungstensor, → Pseudotensor.

Lit. Lagally: Vorlesungen über Vektorrechnung (Leipzig 1956); Reichardt: Vorlesungen über Vektor- und Tensorrechnung (Berlin 1957).

Tensorellipsoid, jedem symmetrischen Tensor $T^{ik} = T^{ki}$ zweiter Stufe inei nem dreidimensionalen Raum zugeordnete Fläche F zweiter Ordnung $F \equiv \sum_{i,k=1}^{3} T^{ik}x^i x^k = \text{konst.}$, die allerdings im allgemeinen kein Ellipsoid ist, sondern irgendeine Fläche zweiter Ordnung.

Tensorfeld, → Feld.

tensorielle Nichtlinearität, die Abhängigkeit des Spannungstensors vom Deformations- und vom Deformationsgeschwindigkeitstensor sowie von dessen Quadraten und den gemischten Tensoren. Im allgemeinen Fall gehen auch noch die räumlichen Ableitungen des Spannungstensors ein. Das kann dazu führen, daß man je nach dem theoretischen Gesichtspunkt ein nicht-Newtonsches Verhalten als solches großer Deformationen oder als ein echt nichtlineares Verhalten des Stoffes betrachtet.

Tensorkraft, nichtzentraler Teil der Kernkraft (→ Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung). Das Potential der zwischen zwei Nukleonen wirkenden T. ist das Produkt $V(r_{12}) \cdot \hat{S}_{12}$ eines Zentralpotentials $V(r)$ mit dem Tensor

$$\hat{S}_{12} = \frac{3\,(\hat{\sigma}_1 \mathring{r}_{12})\,(\hat{\sigma}_2 \mathring{r}_{12})}{\mathring{r}_{12}^2} - \hat{\sigma}_1\hat{\sigma}_2.$$

Dabei ist $\mathring{r}_{12}$ die Differenz der Ortsvektoren der beiden Nukleonen (1) und (2) und $\hat{\sigma}_1 = (\hat{\sigma}_{1x}, \hat{\sigma}_{1y}, \hat{\sigma}_{1z})$ und $\hat{\sigma}_2 = (\hat{\sigma}_{2x}, \hat{\sigma}_{2y}, \hat{\sigma}_{2z})$ deren Spinoperatoren mit den Paulischen Spinmatrizen als Komponenten.

Die über alle Raumrichtungen gemittelte T. ist gleich Null. Parität und Gesamtdrehimpuls des Zwei-Nukleonen-Systems sind auch bei Anwesenheit von Tensorkräften Bewegungsintegrale, gleiches gilt für die Quadrate von Bahndrehimpuls und Spin.

Größe und Reichweite der T. sind mit dem Zentralkraftanteil der Kernkraft vergleichbar, jedoch ist der Beitrag der T. im Singulettzustand ($S = 0$) des Zwei-Nukleonen-Systems gleich Null. Unmittelbare Folge der T. ist die Tatsache, daß das Deuteron ein elektrisches Quadrupolmoment besitzt.

Die Mesonentheorie der Kernkräfte vermag das Zustandekommen der T. theoretisch zu erklären.

Tera, T, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen $= 10^{12}$, → Vorsätze.

Terme, *Spektralterme*, im weiteren Sinne den Energieniveaus eines quantenmechanischen Systems, z. B. eines Atoms oder Moleküls, zugeordnete Größen, aus denen durch Differenzbildung sofort die Wellenzahlen des jeweiligen Spektrums berechnet werden können, im engeren Sinne die durch das Plancksche Wirkungsquantum h mal Lichtgeschwindigkeit c dividierten Energiewerte E_n und E_m: $E_n/(hc)$ und $E_m/(hc)$. Aus der Beziehung $h\nu = E_n - E_m$ und aus $\nu\lambda = c$ folgt für die Wellenzahlen $\bar{\lambda}^{-1} = \frac{E_n - E_m}{hc} = T_m - T_n$, wenn die Termwerte T_n durch $T_n = -E_n/hc$ definiert werden. Es bedeuten ν die Frequenz, E_n und E_m die Energiewerte des Zustandes n bzw. m, $\bar{\lambda}$ die Wellenlänge und T_n und T_m die Termwerte des Zustandes n bzw. m. Das Minuszeichen liefert im allgemeinen positive Termwerte, da die Energien gebundener Zustände negativ sind; bei komplizierteren Systemen treten allerdings auch negative T. (s. u.) auf. Die Termwerte haben die Maßeinheit m^{-1}. Die Darstellung der Wellenzahlen als Termdifferenzen enthält das *Ritzsche Kombinationsprinzip* (→ Atomspektren). Bei der Kombination der T. unter Berücksichtigung der Auswahlregeln erhält man die Wellenzahlen aller Linien des Spektrums.

Man unterscheidet zwischen *geraden T.n* [engl. even] und *ungeraden T.n* [engl. odd] je nachdem, ob die entsprechenden stationären Zustände gerade oder ungerade → Parität haben. Im Rahmen des Schalenmodells ist die Parität eines Zustandes gerade (ungerade), wenn die

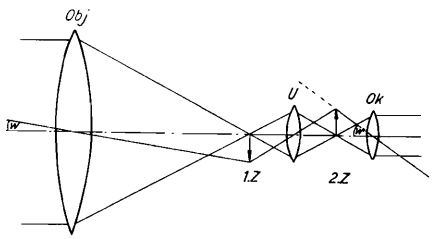
Summe $\sum_i l_i$ gerade (ungerade) ist. Hierbei sind l_i die Quantenzahlen der Bahndrehimpulse der einzelnen Elektronen. Die T., bei denen der Atomrumpf die im → Grundzustand des Atoms vorliegende Konfiguration beibehält, werden, von Fall zu Fall unterschiedlich, als *unverschobene, ungestrichene oder Ritzsche T.* bezeichnet. Bei abweichender Konfiguration des Atomrumpfes spricht man von *verschobenen, gestrichenen* oder *Nicht-Ritzschen T.n.* Da man meist der Seriengrenze der unverschobenen T. den Wert 0 zuordnet, kann ein Teil der verschobenen T. ein negatives Vorzeichen in bezug auf diesen Nullpunkt aufweisen (*negative T.*). Bei den T.n innerhalb eines Multipletts unterscheidet man *regelrechte* (*reguläre*) *T.* und *umgekehrte* (*invertierte*) *T.* Als regelrecht gilt, wenn der Term mit der größeren Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses unter dem mit der kleineren liegt (→ Landésche Intervallregel). Die Gesamtheit aller T. der Atomhülle wird als *Termschema* bezeichnet. In einem solchen Termschema liegen die Röntgenterme besonders hoch. Zwischen den Röntgentermen einschließlich des Grundterms entstehen die → Röntgenspektren der Atome. Die T. sind häufig zu *Termmultipletts* zusammenzufassen, denen eine bestimmte Multiplizität zukommt (Dubletts, Tripletts usw.). So enthält das Termschema des Heliumatoms ein Triplettsystem und ein Singulettsystem. Beim Wasserstoffatom tritt dagegen nur ein Dublettsystem auf.

Termsymbole, zur Kennzeichnung der → Terme eingeführte Symbole. Diese enthalten die bei normaler Kopplung geltenden Quantenzahlen n (Hauptquantenzahl), J (Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses), L (Quantenzahl des Bahndrehimpulses) und S (Quantenzahl des Elektronenspins). Zusammen mit der Elektronenkonfiguration ergibt das Termsymbol zumeist eine hinreichende Beschreibung eines Zustandes der Atomhülle. Im Termsymbol $^{2S+1}L_J$ steht links oben die permanente Multiplizität und rechts unten der *Termindex*, d. i. die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses. Für die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \ldots$ schreibt man die entsprechenden Großbuchstaben $S, P, D, F, G, H, \ldots$ Die entsprechenden kleinen Buchstaben $s, p, d, \ldots$ bezeichnen die Werte für die Einzelelektronen. Der Grundterm des Heliumatoms lautet daher $(1s)^2\,{}^1S_0$, wobei $(1s)^2$ die Elektronenkonfiguration, hier also zwei Elektronen im $1s$-Zustand, kennzeichnet, wobei die Hauptquantenzahl, hier gleich 1, im Symbol an erster Stelle steht, oftmals jedoch auch weggelassen wird.

Termsystem des Kerns, Zusammenfassung aller möglichen Energieniveaus eines Kerns in einem übersichtlichen Schema (→ Kernmodelle, Abb. 2). Die Energien der Zustände und ihre Quantenzahlen sowie Übergänge zwischen den Zuständen sind angegeben. Es ist das Ziel kernspektroskopischer Untersuchungen, das T. d. K. möglichst genau zu erforschen. Dabei werden sowohl Kernzerfälle als auch induzierte Kernreaktionen untersucht. Meist liefert erst eine Vielzahl unterschiedlicher Meßmethoden umfassende Angaben über das T. d. K. Das experimentell gefundene T. d. K. wird mit der Theorie verglichen. Dazu benutzt man Modellvorstellungen, z. B. das Schalenmodell und das Kollektivmodell. Bis zu Anregungsenergien von einigen MeV kann man die Niveaus befriedigend genau berechnen. Eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Energien, wie sie in der Atomhülle erreicht wird, konnte für den Atomkern noch nicht erzielt werden. Vor allem die hoch angeregten Energieniveaus, die durch Anregung vieler Nukleonen gebildet werden, können nur schlecht oder gar nicht berechnet werden.

ternäre Spaltung, → Kernspaltung.

terrestrisches Fernrohr, *Erdfernrohr*, ein → Fernrohr, bei dem zwischen dem Objektiv und dem sammelnden Okular ein Linsensystem zwischengeschaltet ist, das eine Bildumkehr bewirkt. Dadurch entsteht beim terrestrischen F. ein aufrechtes seitenrichtiges Bild, dieses Fernrohr ist deshalb für Erdbeobachtungen geeignet. Das terrestrische F. hat zwei Zwischenbildebenen, die zum Anbringen von Testmarken oder Fadenkreuzen geeignet sind. Nachteilig beim terrestrischen F. ist die große Baulänge gegenüber dem → Keplerschen Fernrohr und dem → Holländischen Fernrohr. Das Umkehrsystem besteht vielfach aus zwei Linsen und einer Mittelblende. Die erste Linse ist eine Feldlinse, die die Hauptstrahlen in der Blende vereinigt; die zweite Linse bringt die Strahlen hinter der Feldlinse eines Huygensschen Okulars zum Schnitt.



Anordnung und Strahlengang beim terrestrischen Fernrohr mit einlinsigem Umkehrsystem und einlinsigem Okular. *Obj* Objektiv, *Ok* Okular, *U* Umkehrsystem, *Z* Zwischenbild

Das Umkehrsystem eines terrestrischen F.s dient oft als Ausgang für pankratische Fernrohre zur kontinuierlichen Änderung der Vergrößerung. Terrestrische F.e werden als Aussichtsfernrohre verwendet.

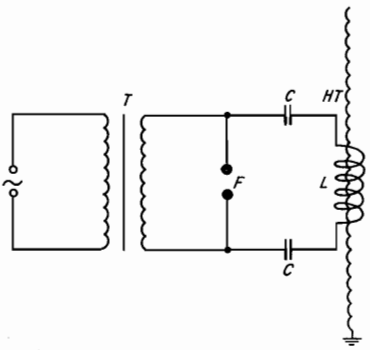
Terz, der dritte Ton der diatonischen Tonleiter, zugleich das Intervall (→ Tonskalen) zwischen diesem und dem Grundton. Man unterscheidet die *kleine T.*, ein Intervall mit einem Halb- und einem Ganz-Tonschritt, deren Frequenzen im Verhältnis 6 : 5 zueinander stehen, und die aus zwei Ganz-Tonschritten bestehende *große T.*, deren Frequenzen sich wie 5 : 4 verhalten.

Terzsieb, → akustisches Filter.

Tesla, T, **1)** SI-Einheit der magnetischen Flußdichte oder der magnetischen Induktion. Der Name Tesla darf durch Weber je Quadratmeter (Wb/m^2) ersetzt werden. Vorsätze erlaubt. Das Tesla ist die Flußdichte oder Induktion eines homogenen magnetischen Flusses von 1 Wb, der eine Fläche von 1 m^2 senkrecht durchsetzt. **2)** SI-Einheit der magnetischen Polarisation. Das Tesla ist die magnetische Polarisation eines

Körpers mit dem Volumen 1 m^3, der ein Coulombsches magnetisches Moment von 1 Wb · m hat. 1 T = 1 Wb · m/m^3 = 1 Wb/m^2 = 1 kg · s^{-2} · A^{-1}.

Tesla-Transformator, eine Anordnung zur Erzeugung hochfrequenter Wechselspannungen von sehr großer Amplitude. Das Prinzip des T.-T.s wird in der Abb. gezeigt. Durch einen Transformator oder Induktor *T* werden die Kondensatoren *C* des Schwingkreises periodisch aufgeladen, bis die an ihnen liegende Spannung so hoch geworden ist, daß ein Durchschlag der Funkenstrecke *F* erfolgt und damit im Schwingkreis gedämpfte hochfrequente Schwingungen entstehen. Die Induktivität *L* des Schwingkreises besteht aus einer Spule mit wenigen Windungen. Diese Spule ist gleichzeitig die Primärspule eines Hochfrequenztransformators *HT*, des eigentlichen T.-T.s, dessen Sekundärspule viele Windungen besitzt. Sind Primär- und Sekundärkreis auf Resonanz abgestimmt, so entsteht an der Sekundärspule eine sehr hohe Hochfrequenzspannung. Man beobachtet starke Sprüherscheinungen und kann elektrodenlose Gasentladungsröhren noch in einiger Entfernung zum Aufleuchten bringen.



Prinzip des Tesla-Transformators

Macht man die Windungszahl der Sekundärspule klein, so entstehen im Sekundärkreis hohe Stromstärken, und es tritt eine hohe Wärmeentwicklung auf. Dieses Prinzip findet Anwendung in der Metallurgie (z. B. beim Schmelzen von Metallen) und in der Medizin (Diathermie).

Lit. Westphal: Physik (20. u. 21. Aufl., Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959).

Testfunktion, 1) → axiomatische Quantentheorie. 2) → Distribution.

Tetmayer-Parabel, Darstellung der kritischen Druckkraft beim Knicken dicker Stäbe, die teils wirklich geknickt, teils gequetscht werden.

Tetradentheorie, Erweiterung der Einsteinschen Gravitationstheorie (→ allgemeine Relativitätstheorie) unter besonderer Berücksichtigung der Existenz von Spinorfeldern. Um Spinorfelder an das Gravitationsfeld anzukoppeln, muß man die Diracschen Spinmatrizen γ_a^0, die die Vertauschungsrelation

$$\gamma_a^0 \gamma_b^0 - \gamma_a^0 \gamma_b^0 = \eta_{ab} \tag{1}$$

erfüllen, wobei η_{ab} der metrische Tensor der Minkowski-Welt (→ Minkowski-Raum) ist, für den Fall des Riemannschen Raumes verallgemeinern. Mit vier Vektorfeldern h_μ^a, den Tetradenfeldern, kann man den metrischen Tensor des Riemannschen Raumes $g_{\mu\nu}$ in der Form

$$g_{\mu\nu} = h_\mu^a h_\nu^b \eta_{ab} \tag{2}$$

(Summation über doppelt auftretende Indizes) darstellen, und die verallgemeinerten Spinmatrizen (→ Dirac-Gleichung)

$$\gamma_\mu = \gamma_a^0 h_\mu^a \tag{3}$$

einführen. Wegen (1) und (2) erfüllen sie die Vertauschungsrelationen

$$\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu = g_{\mu\nu}. \tag{4}$$

Mit diesen Matrizen läßt sich die Dirac-Gleichung bei Vorhandensein eines Gravitationsfeldes in der Form

$$(\gamma^\mu \nabla_\mu - m^2)\, \psi = 0 \tag{5}$$

schreiben, wobei ∇_μ eine Verallgemeinerung der gewöhnlichen Ableitung für Spinoren im gekrümmten Raum ist.

In (2) gehen nur 10 Kombinationen der 16 Größen h_μ^a ein; sie sind durch die Einsteinschen Gravitationsgleichungen bestimmt. Nach Gleichung (5) erscheinen jedoch alle 16 Größen h_μ^a als wesentlich. Es erhebt sich die Frage nach der physikalischen Bedeutung der restlichen 6 Größen, die durch (2) nicht bestimmt werden, und nach den 6 Gleichungen, durch die sie zu bestimmen wären.

In diesem Zusammenhang sind nun mehrere T.n des Gravitationsfeldes vorgeschlagen und untersucht worden. Sie sehen nicht die 10 $g_{\mu\nu}$, sondern die 16 Komponenten der Bezugstetraden h_μ^a als die physikalisch wesentlichen Größen des Gravitationsfeldes an. Die ersten Untersuchungen in dieser Richtung stellte Einstein 1928 in seiner Feldtheorie mit Fernparallelismus an. Während die allgemeine Relativitätstheorie kein Bezugssystem auszeichnet und demgemäß keinen Fernvergleich von Richtungen (Vektoren) gestattet, ist in T.n durch die h_μ^a im ganzen Raum ein ausgezeichnetes Feld von Bezugssystemen definiert. Zwei Vektoren $A^\mu(x)$ und $A^\mu(x')$ in verschiedenen Punkten des Raumes sind gleich, wenn ihre bezüglich h_μ^a gemessenen Komponenten

$$A^a(x) = h_\mu^a A^\mu(x), \quad A^a(x') = h_\mu^a(x')\, A^\mu(x') \tag{6}$$

gleich sind. Dadurch ist es möglich, eine von der Christoffel-Übertragung verschiedene Übertragung anzugeben, bei der ein bezüglich dieser Übertragung kovariant konstanter Vektor so transportiert wird, daß sich seine Komponenten (6) nicht ändern. Insbesondere sind die h_μ^a selbst bezüglich dieser kovarianten Ableitung konstant, so daß für die zugehörige Übertragung $D_{\mu\varrho}^\sigma$ gilt:

$$h_{\mu\,||\varrho}^a = \partial_\varrho h_\mu^a - D_{\mu\varrho}^\sigma h_\sigma^a = 0. \tag{7}$$

Mit den zu h_μ^a inversen Größen h_b^ν erhält man daraus für die Übertragung:

$$D_{\mu\varrho}^\sigma = h_a^\sigma \partial_\varrho h_\mu^a. \tag{8}$$

Physikalisch bedeutet diese in den Indizes μ und ϱ unsymmetrische Übertragung das Auftreten einer Torsion, welche den Schließfehler, der bei einem im torsionsfreien Raum geschlossenen infinitesimalen Parallelogramm auftritt, beschreibt.

Die T.n bieten aussichtsreiche neue Strukturmöglichkeiten, die die Einsteinsche Gravita-

tionstheorie nicht besitzt. Bis jetzt fehlen jedoch durch Messungen fundierte physikalische Prinzipien, um die Tetradenfeldgleichungen eindeutig festzulegen.

Tetraedervalenz, nach Hund auch *q-Valenz*, die tetraedrische Anordnung der kovalenten Bindungen (→ chemische Bindung) bei sp^3-Hybridisation (→ Hybridisation). Ursache der T. ist die bei der sp^3-Hybridisation auftretende Verdichtung der Ladungswolken nach den Ecken eines regulären Tetraeders, die in diesen Richtungen zu einer besonders großen Überlappung mit den Elektronen der Bindungspartner führt.

tetragonal, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, bei denen es vierzählige Symmetrieachsen parallel zu einer Richtung, aber keine dreizähligen Symmetrieachsen gibt (→ Symmetrie, Tab. 3). Der Basisvektor $\vec{c}$ wird parallel zu den vierzähligen Achsen, $\vec{a}$ als der kürzeste Vektor senkrecht zu $\vec{c}$ sowie $\vec{b}$ senkrecht zu $\vec{a}$ und $\vec{c}$ gewählt. Es ist dann $|\vec{a}| = |\vec{b}|$. T.e Raum- und Punktgruppen faßt man zum *t.en Kristallsystem* zusammen.

Einen Kristall mit t.er Raumgruppe, sein Punkt- und Translationsgitter und seine Elementarzelle nennt man ebenfalls t.

Tetragyre, svw. vierzählige → Drehachse.

Tetrode, → Schirmgitterröhre.

TE-Welle, → Wellenleiter.

Textur, *Orientierungsverteilung von Kristalliten*, Häufigkeitsverteilung der Kristallite eines Vielkristalles bezüglich ihrer kristallographischen Orientierung. Die T. ist darstellbar als Funktion $f(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)$ der Eulerschen Winkel zwischen den kristallographischen Achsen und einem festen Bezugssystem (Abb. 1, S. 1550).

Die Messung der T. erfolgt meist durch Beugung von Röntgenstrahlen mit Hilfe von → Texturgoniometern, genauer jedoch durch Neutronenbeugung. Mit beiden Methoden erhält man zunächst nur die Orientierungsverteilungen spezieller *Kristallrichtungen*, die in stereographischer Projektion als *Polfiguren* angegeben werden (Abb. 2). Aus mehreren Polfiguren kann die Funktion $f(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)$ berechnet werden. Häufig werden auch *inverse* (*reziproke*) *Polfiguren* berechnet, d. s. die Orientierungsverteilungen spezieller *Probenrichtungen* (Walz-, Normal- oder Drahtachsenrichtung) relativ zu den Kristallachsen, dargestellt in stereographischer Projektion (Orientierungsdreieck, Abb. 3).

In manchen Fällen ist es möglich, die Orientierungsverteilung durch *Ideallagen* näherungsweise zu beschreiben; so z. B. ist die *Würfellage* dadurch charakterisiert, daß die kristallographische Ebene (001) || zur Walzebene (WE), die kristallographische Richtung [100] || zur Walzrichtung (WR) liegt. Hingegen ist bei der *Goss-Lage* (001) || WE, [100] || WR.

Spezielle T.en sind ferner die rotationssymmetrischen T.en oder Fasertexturen, die in Fasern, Drähten und manchen Aufdampfschichten vorkommen.

T.en entstehen z. B. durch plastische Verformung (*Walztexturen*, *Ziehtexturen*), als *Rekristallisationstexturen* und als *Wachstumstexturen* bei der Erstarrung aus der Schmelze oder der Abscheidung aus Lösungen bzw. der Gasphase.

T.en sind die Ursache für die Anisotropie physikalisch-technischer Eigenschaften vielkristalliner Materialien. Diese kann erwünscht sein, z. B. bei Transformatorenblechen mit Vorzugsorientierung, oder unerwünscht, z. B. bei Tiefziehblechen, wo sie zur Zipfelbildung führen kann. Die Regellosigkeit der Kristallorientierungen führt zu quasiisotropem Verhalten und wird deshalb vielfach angestrebt oder theoretisch vorausgesetzt. Sie ist jedoch praktisch nur schwer zu realisieren.

Lit. Bunge: Mathematische Methoden der Texturanalyse (Berlin 1969); Wassermann u. Grewen: T.en metallischer Werkstoffe (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Texturgoniometer, Gerät zur Messung von Polfiguren (→ Textur) mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen oder von Neutronen. Man unterscheidet T. auf Film- und Zählrohrbasis. Bei *Filmtexturgoniometern* wird jeweils ein Debye-Scherrer-Kreis ausgeblendet, die Probe wird um eine Achse gedreht, und synchron dazu wird der Film bewegt. Es gibt verschiedene T., die sich durch die Lage der Drehachse und die Art der Filmbewegung unterscheiden. Bei *Zählrohrtexturgoniometern* wird nur jeweils ein Punkt eines Debye-Scherrer-Kreises ausgeblendet. Zur vollständigen Abtastung der Polfigur muß die Probe daher um zwei Achsen gedreht werden. Die Abtastung erfolgt entweder auf konzentrischen Kreisen oder spiralförmig.

Lit. → Textur.

$T^{3/2}$-Gesetz, svw. T-hoch-drei-Halbe-Gesetz.

T^3-Gesetz, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

T^4-Gesetz, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität, → Plancksche Strahlungsformel.

T^5-Gesetz, → Bloch-Grüneisen-Gesetz, → Plancksche Strahlungsformel.

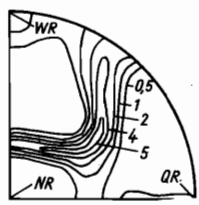
th, → thermie.

Th, → Thorium.

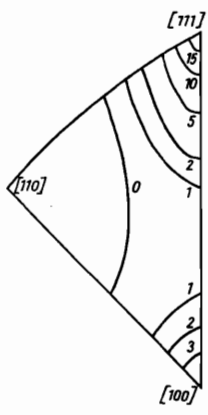
Thallium-204-Standard, → radioaktiver Standard.

ThC″, → radioaktive Familien.

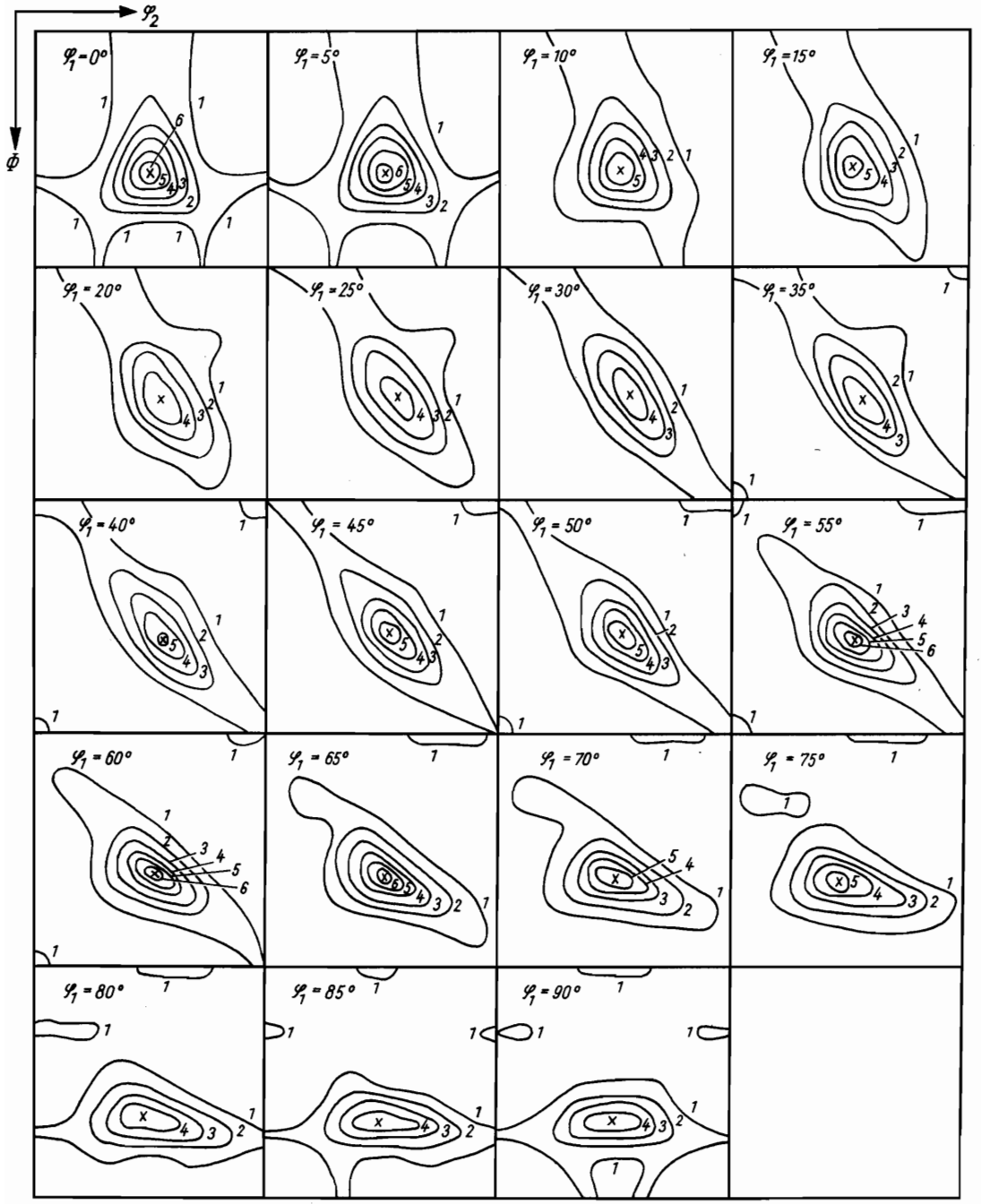
Theodolit, Meßgerät zum Bestimmen von Horizontal- und Vertikalwinkeln in der Geodäsie. Der T. setzt sich zusammen aus dem Unterbau, der durch Verschraubung mit dem Stativ fest verbunden wird oder bei genauesten Winkelmessungen unbeweglich auf einem besonders vorgerichteten Pfeiler ruht, und dem Oberbau, der im Unterbau beweglich gelagert ist. Zum Unterbau des T.en gehört der *Dreifuß* mit Fußschrauben und der horizontal liegende *Teilkreis* (*Horizontalkreis*, *Limbus*) mit einer im Uhrzeigersinn bezifferten Teilung zur Winkelmessung in der Horizontalen. Außerdem ist meist noch ein *Vertikalkreis* für die Bestimmung von Winkeln vorhanden. Zum Oberbau gehört ein *Beobachtungs-* oder *Zielfernrohr* (→ Fernrohr) mit Fadenkreuz, das sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen geschwenkt werden kann. Die genaue horizontale Einstellung der Fernrohrachse beim Teilstrich Null der Höhenteilung wird mittels einer *Libelle* vorgenommen; die senkrechte Einstellung erfolgt, indem das Fernrohr bei aufgesetzter Libelle um die vertikale Achse gedreht wird, bis die Libelle ihre Einstellung nicht mehr ändert. Andere Bauarten sind mit je einer Libelle für die Horizontale und die Vertikale ausgerüstet. Zum



2 (200)-Polfigur eines Kupferblechs. *WR* Walzrichtung, *NR* Normalrichtung, *QR* Querrichtung. Die Werte, auf die sich die Höhenschichtlinien beziehen, sind im relativen Maßstab angegeben



3 Inverse Polfigur eines Aluminiumdrahtes



1 Häufigkeitsverteilung der verschiedenen orientierten Kristallite in einem Stahlblech als Funktion der Eulerschen Winkel. Punkte gleicher Häufigkeit sind durch Höhenschichtlinien verbunden, die Zahlen geben die Häufigkeit in Vielfachen der regellosen Verteilung an

Oberbau gehört ferner die *Alhidade*, eine zentrisch und drehbar über dem Horizontalkreis angebrachte Kreisscheibe mit zwei diametralen Zeigern. Sie hat zwei Stutzen für die Fernrohrachse. Mit dieser Kippachse sind das Zielfernrohr und die Zeigereinrichtung für den zur Fernrohrachse senkrechten Höhenkreis fest verbunden. Mittels der Fußschrauben wird die Alhidade nach der Anzeige der Libelle horizontal gestellt. Danach muß die Standachse des T.en senkrecht stehen, während die Kippachse waagerecht liegt und das Fernrohr senkrecht zu dieser steht.

Die Ablesegenauigkeit beträgt im allgemeinen 0,5°; sie läßt sich mittels Nonien an den Ablesezeigern auf 30″ erhöhen.

Der *magnetische T.* dient zur Messung von Deklination und Horizontalintensität (→ Erdmagnetismus) des Erdmagnetfeldes. Es werden Horizontalwinkel zwischen der Magnetnadel, die frei beweglich um eine Vertikalachse aufgehängt ist, und geographischen Punkten gemessen. Durch die Anbringung eines Magneten mit bekanntem Moment wird die Auslenkung der Magnetnadel verändert und so die Richtwirkung der Horizontalintensität und die des Magneten verglichen.

Theorem der korrespondierenden Zustände, *Theorem der übereinstimmenden Zustände,* Behauptung, daß die thermischen Eigenschaften sämtlicher Stoffe durch eine universelle Zustandsgleichung $f(p_r, V_r, T_r) = 0$ dargestellt werden können, wenn an Stelle der in den individuellen Zustandsgleichungen auftretenden Zustandsgrößen p, V, T die dimensionslosen reduzierten Zustandsgrößen p_r, V_r, T_r eingeführt werden. Diese sind definiert durch: $p_r = p/p_{kr}$, $T_r = T/T_{kr}$, $V_r = V/V_{kr}$, wobei p_{kr}, T_{kr}, V_{kr} die → kritischen Zustandsgrößen sind. Nach dem T. d. k. Z. brauchte man die Funktion $f(p_r, V_r, T_r) = 0$ also nur für einen Stoff experimentell zu bestimmen und könnte dann die Zustandsflächen jedes Stoffes berechnen, wenn seine kritischen Daten bekannt sind. Das T. d. k. Z. ist außer bei chemisch ähnlichen Stoffen jedoch nicht streng erfüllt, was wegen der Verschiedenheit der Gestalt der Moleküle und ihrer Wechselwirkung auch nicht zu erwarten ist. Die aus den bekannten Zustandsgleichungen abgeleiteten reduzierten Zustandsgleichungen $f(p_r, V_r, T_r)$ können eben nur in dem Bereich Gültigkeit haben, in dem die Ausgangsgleichungen gültig sind. So erhält man z. B. aus der van-der-Waalsschen Zustandsgleichung $(p + a/V^2) \times (V - b) = RT$, in der a und b Stoffkonstanten sind, die reduzierte Zustandsgleichung $(p_r + 3/V_r)(3V_r - 1) = 8T_r$.

Theorem der übereinstimmenden Zustände, svw. Theorem der korrespondierenden Zustände.

Theorem von Mittag-Leffler, → meromorphe Funktion.

Theorem von Taylor, Satz über die Verteilungsfunktion f der Leitungselektronen in der → Brillouin-Zone beim Einwirken eines konstanten elektrischen Feldes $\vec{E}$: $f_k = f^0(\vec{k} - e\tau\vec{E}/\hbar)$. Hierbei ist $\vec{k}$ der Wellenvektor der Bloch-Zustände, e die Elementarladung, τ die Relaxationszeit und $\hbar$ die Plancksche Konstante. Die Beziehung gilt für das thermodynamische Gleichgewicht und kann so interpretiert werden, als sei die Fermi-Fläche um $\delta\vec{k} = e\tau\vec{E}/\hbar$ verschoben worden.

Theorie der adiabatischen Invarianten, svw. Adiabatentheorie.

Theorie offener Systeme, durch v. Bertalanffy gegebene Erklärung für das Verhalten lebender Systeme, die in einem ständigen energetischen und stofflichen Austausch mit ihrer Umgebung stehen. Die Abbildung zeigt das Schema eines einfachen *offenen Systems.* Der Transport wird durch die Diffusionskoeffizienten D_1 und D_2 beschrieben. In einer monomolekularen reversiblen Reaktion bildet sich aus dem Stoff A der Stoff B. Die Geschwindigkeitskonstante der Hinreaktion sei k_1, die der Rückreaktion k_2. Außerdem wird A irreversibel in C mit der Geschwindigkeitskonstante k_3 durch eine katabolische Reaktion umgewandelt. Der dabei entstehende Stoff wird nach Maßgabe des Diffusionskoeffizienten D_2 aus dem System entfernt.

Offene Systeme können in ein *Fließgleichgewicht,* einen stationären Zustand, übergehen, bei dem die makroskopischen Größen konstant bleiben, aber die mikroskopischen Prozesse der Aufnahme und Abgabe von Materie und Energie weiterlaufen. Dabei bleibt die stoffliche Zusammensetzung eines Systems konstant, obwohl das Verhältnis der Konzentrationen nicht auf dem chemischen Gleichgewicht reversibler Reaktionen beruht, sondern Reaktionen weiterlaufen und zum Teil irreversibel sind. Das Verhältnis der Stoffkonzentrationen im Fließgleichgewicht hängt nur von den Systemkonstanten der Reaktionen und des Transportes ab, aber nicht von den äußeren Bedingungen.

Ein offenes System wird durch einen Satz von Transportgleichungen beschrieben. Für das i-te Element des Systems gilt: $\frac{\partial x_i}{\partial t} = T_i + P_i$. Dabei sind die T_i Funktionen, die den Transport der betreffenden Komponente beschreiben, während die P_i die Erzeugung oder den Abbau von Komponenten an einer bestimmten Stelle im System erfassen. Die notwendigen Bedingungen für ein Fließgleichgewicht lauten: $\frac{\partial x_i}{\partial t} = 0$ für alle i. Durch die Lösung der algebraischen Gleichungen $T_i + P_i = 0$ erhält man die Konzentrationen x_i der einzelnen Komponenten im Fließgleichgewicht.

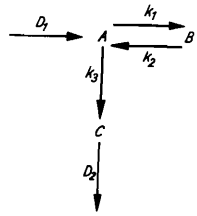
Theorie von Levy, Theorie des idealplastischen Körpers, die elastische Formänderungen vernachlässigt. Im Gegensatz zur Misesschen Theorie wird hier die Trescasche Fließbedingung zur Aufstellung der Spannungs-Dehnungs-Beziehungen verwendet. Untersuchungen zeigen, daß die Form der Spannungs-Dehnungs-Beziehungen, wie sie in der Misesschen Theorie verwendet wurden, geändert werden muß. Es besteht eine gegenseitige Abhängigkeit zwischen Fließbedingung und Spannungs-Dehnungs-Beziehung.

therm, englische Einheit der Wärmemenge. 1 therm = $1{,}056 \cdot 10^8$ J.

thermaktin, → Wärmestrahlung.

thermie, th, französische Einheit der Wärmemenge des MTS-Systems. 1 th = 1 Mcal = $4{,}1868 \cdot 10^6$ J.

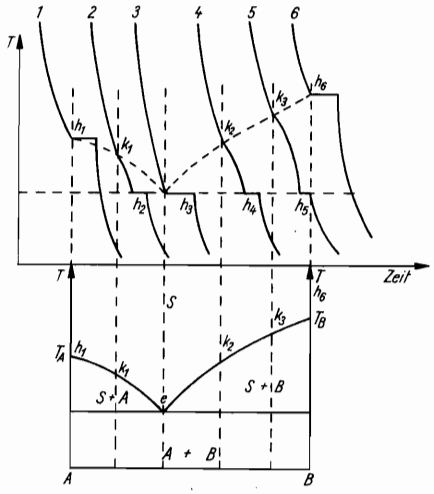
Thermik, Bezeichnung für kleinräumige Vertikalbewegungen in der → Atmosphäre. Als Folge der unterschiedlichen Aufheizung der Erdoberfläche (abhängig vom Einfallswinkel der Sonnenstrahlung, von der Vegetation, von der spezifischen Wärme des Erdbodens, von künstlichen Wärmequellen) erwärmt sich die darüberliegende Luftschicht verschieden stark. Die im Vergleich zur Umgebung wärmere Luft erfährt einen archimedischen Auftrieb und steigt in einzelnen Blasen auf. Die Aufstiegshöhe und Vertikalgeschwindigkeit werden durch die vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphäre bestimmt (→ Trockenadiabate, → Feuchtlabilität). Die T. ist eine wichtige Energiequelle für den → Segelflug.



Beispiel eines einfachen offenen Systems

thermische Analyse, Verfahren, bei dem ther-

mische Effekte ausgenutzt werden, die bei Erwärmung oder Abkühlung von chemischen oder physikalischen Veränderungen hervorgerufen werden. Als Grundlage der t.n Analyse dient das Newtonsche Abkühlungsgesetz. Läßt man eine Schmelze erstarren und trägt ihre Temperatur über der Zeit auf, so bleibt bei einkomponentigen Schmelzen während der Erstarrung die Temperatur konstant. In den Abkühlungskurven ergeben sich dann waagerechte Abschnitte, die *Haltepunkte*. Bei mehrkomponentigen Systemen erhält man einen *Knickpunkt*, wenn die erste Komponente zu erstarren beginnt, und bei vielen Legierungen anschließend einen Haltepunkt, wenn die Schmelze eine für die Legierung charakteristische Zusammensetzung angenommen hat, die wie ein reiner Stoff erstarrt, z. B. bei eutektischer Zusammensetzung. Aus der Lage der Knick- und Haltepunkte läßt sich das Schmelzdiagramm konstruieren (Abb.).



Ermittlung des Schmelzdiagramms einer binären Legierung mit einem Eutektikum aus Abkühlungskurven. *A* und *B* Komponenten, *S* Schmelze, h_1 bis h_6 Haltepunkte, k_1 bis k_3 Knickpunkte, *e* eutektischer Punkt

Sichere Angaben über die Zusammensetzung der vorliegenden Phasen erhält man durch zusätzliche Auswertung der Zeitdauer der Haltepunkte, die der Menge der umgewandelten Masse proportional ist.

Lit. Vogel: Die heterogenen Gleichgewichte (2. Aufl. Leipzig 1959).

thermische Bewegung, *Temperaturbewegung, Wärmebewegung*, ungeordnete Bewegung der Atome und Moleküle, die der makroskopischen Bewegung eines Festkörpers als Ganzes oder einer eventuell vorhandenen geordneten Strömungsbewegung in Flüssigkeiten und Gasen überlagert ist. Ihre Intensität wächst mit steigender Temperatur. Bei Gasen und Flüssigkeiten ist die t. B. in erster Linie eine Translation bzw. Rotation der Moleküle, in Festkörpern dagegen fast ausschließlich eine Schwingungsbewegung.

thermische Dehnung, svw. Wärmeausdehnung.

thermische Energie, → Energie.

thermische Fehlordnung, → Eigenfehlstellen.

thermische Geschwindigkeit, mittlere Geschwindigkeit von Teilchen bei Zimmertemperatur, insbesondere von thermischen Neutronen, bei denen die t. G. häufig mit 2200 m/s angegeben wird.

thermische Gitterbewegung, svw. Gitterschwingungen.

thermische Ionisierung, → Ionisation.

thermische Nutzung, → Vierfaktorenformel.

thermischer Schild, *thermischer Schirm*, der dem Reaktor zunächst gelegene Teil der gesamten Abschirmung gegenüber Neutronen- und γ-Strahlen. Der thermische S. wird so dimensioniert, daß er einen hohen Anteil der vom Reaktor nach außen tretenden Neutronen- und Gammastrahlungsenergie absorbiert, so daß er meistens sogar gekühlt werden muß. Aus diesem Grund ist neben der hohen Dichte des verwendeten Materials sowie dessen großen Neutroneneinfangquerschnitten auch die Wärmeleitfähigkeit des thermischen S.es besonders wichtig. Als Materialien kommen Stahl, borierter Stahl, Boral u. a. Abschirmstoffe in Betracht (→ Abschirmung 2). Da bei Reaktoren Neutronen- und γ-Strahlen-Spektren gleichzeitig auftreten, d. h. in der Abschirmung, dem „Schild", Sekundärstrahlungen, wie Bremsstrahlungen, und außerdem eine beträchtliche Wärmeenergie durch die Umwandlung der Strahlungsenergie entstehen, ist die Berechnung und Konstruktion des thermischen S.s, allgemein der gesamten Abschirmvorrichtung, eine komplizierte Aufgabe. Bei besonders guter Übereinstimmung von strahlenschutztechnischen Erfordernissen einerseits und ökonomischem Aufwand, d. h. Kosten, Gewicht, Abmessungen u. ä. andrerseits spricht man vom *optimalen* Schild.

thermischer Schirm, → thermischer Schild.

thermisches Plasma, Plasma, das sich im thermischen Gleichgewichtszustand befindet und auf das die Gleichungen der Thermodynamik angewendet werden können. Für ein thermisches Plasma, gleichgültig, auf welche Weise die Thermalisierung entsteht, kann stets eine Temperatur definiert werden. Auch stößefreie Plasmen können den thermischen Zustand erreichen, falls sie nur genügend turbulent sind oder falls starke kollektive Wechselwirkungen die Rolle der Stöße übernehmen oder ein sehr starkes Magnetfeld in ihnen existiert.

thermische Strahlung, → Wärmestrahlung.

thermische Untergrundstreuung, der Teil der an einem Kristall gestreuten Strahlung, der in Richtungen austritt, die nicht den Punkten (*hkl*) des reziproken Gitters entsprechen. Die t. U. tritt infolge von durch Wärmeschwingungen hervorgerufenen Abweichungen von der Periodizität auf.

thermische Zustandsgleichung, → Zustandsgleichung.

Thermistor [engl. *therm*ally sensitive res*istor*], *NTC-Widerstand* [engl. *n*egative *t*emperature *c*oefficient resistor], ein als → Heißleiter verwendetes Halbleiterbauelement mit großem negativem Temperaturkoeffizienten. T.en bestehen aus oxidkeramischen Sinterwerkstoffen mit einem temperaturabhängigen Temperaturkoeffizienten von etwa $-0{,}03\ K^{-1}$. Die Temperaturabhängigkeit läßt sich durch $R = a \exp(b/T)$ annähern. Dabei ist a eine von der

Geometrie und der Ladungsträgerkonzentration des Werkstoffes, b eine vom inneren Leitungsmechanismus abhängige Konstante und T die Temperatur.

Thermochemie, Lehre von der Wärmewirkung der chemischen Vorgänge und der chemischen Wirkung der Wärme.

1) Die Wärmewirkung der chemischen Vorgänge umfaßt alle Aussagen über → Reaktionswärmen und deren Abhängigkeit von den Zustandsvariablen (→ Heßsches Gesetz). Die thermodynamische Grundlage ist der 1. Hauptsatz (→ Hauptsätze der Thermodynamik). Das häufigste Meßverfahren ist die → Kalorimetrie.

2) Die Wirkungen der Wärme auf chemische Vorgänge können thermodynamisch und kinetisch untersucht werden. Die thermodynamische Richtung berechnet die Lage der chemischen Gleichgewichte und deren Temperaturabhängigkeit. Grundlage dafür ist der 2. Hauptsatz. Außerdem kann man rein theoretisch ermitteln, ob eine Reaktion überhaupt möglich ist oder nicht. Die kinetische Richtung hat die Aufgabe, die → Reaktionsgeschwindigkeit auf Grund der statistischen Wärmetheorie zu berechnen. Dies ist bisher wenig erfolgreich gewesen.

Lit. Kortüm: Einführung in die chemische Thermodynamik (5. Aufl. Göttingen 1967); Münster: Chemische Thermodynamik (Berlin 1969).

Thermodetektor, Gerät, das die Wärmemenge mißt, die die radioaktive Strahlung beim Durchdringen von Materie erzeugt. Zu den T.en rechnet man Strahlungskalorimeter (→ Kalorimeter) für α- und β-Strahlung und Thermoelemente, die z. B. zur Messung starker Neutronenflüsse in Reaktoren und Blasenkammern verwendet werden.

Im weitesten Sinne wird unter T. jedes Nachweisgerät für Wärme (→ Strahlungsempfänger 2) verstanden.

Thermodiffusion, *Ludwig-Soret-Effekt*, in kondensierten Phasen (Flüssigkeiten, Elektrolyte) *Soret-Effekt*, Art der Diffusion, d. h. Transport atomarer Teilchen durch einen Temperaturunterschied in einer Mischung zweier Gase oder Flüssigkeiten. Der totale Diffusionsstrom J_1, d. h. der Massestrom der Teilchensorte 1, setzt sich in einem solchen Falle aus dem gewöhnlichen Diffusionsstrom und dem Thermodiffusionsstrom zusammen: $J_1 = -\varrho D_{12} \operatorname{grad} c_1 - \varrho c_1 c_2 D'_{12} \operatorname{grad} T$.

Dabei sind $\varrho = \varrho_1 + \varrho_2$ die Gesamtmassedichte, $c_1 = \varrho_1/\varrho$ und $c_2 = \varrho_2/\varrho$ die Massenverhältnisse, T die Temperatur, D_{12} der Diffusionskoeffizient und D'_{12} der *Thermodiffusionskoeffizient*, der das Entstehen des Diffusionsstromes, also eines Massetransports, durch einen Temperaturgradienten in der betreffenden Mischung charakterisiert. Die Indizes 12 zeigen an, daß für jede Kombination von zwei Stoffen ein anderer Koeffizient existiert. Den Ausdruck D'_{12}/D_{12} nennt man auch das *Thermodiffusionsverhältnis*. Durch den Diffusionsstrom wird in der Mischung ein Dichtegefälle erzeugt. Deshalb tritt die T. immer mit ihrem inversen Phänomen auf, dem → Diffusionsthermoeffekt (inverser Thermodiffusionseffekt). Durch den Temperaturunterschied entstehen Thermodiffusionsströme, die entgegengesetzte Richtung haben können, so daß eine Entmischung der beiden beteiligten Stoffe auftreten kann, d. h., die schweren (leichten) Moleküle wandern zu Orten tieferer (höherer) Temperatur. Dieser Effekt wird in Verbindung mit der Thermokonvektion zur Isotopentrennung bzw. zur Anreicherung von Isotopen ausgenutzt. Die T. wurde 1911 von Enskoog theoretisch vorausgesagt und erlangte durch die Arbeiten von Clusius und Dickel (1938), die die Vervielfachung des Elementareffekts der T. im Trennrohr erfanden (*Clusius-Dickel-Verfahren, Trennrohrverfahren*), als Methode zur Isotopentrennung Bedeutung. Die Wirkungsweise des Trennrohres, das bis 20 m lang ist, einige Zentimeter Durchmesser hat und mit einem axial angebrachten Heizdraht oder einem dünnen Heizrohr (300 bis 500 °C) versehen ist, beruht auf der T., deren Effekt noch dadurch verstärkt wird, daß sich in dem senkrecht stehenden Trennrohr infolge Konvektion eine Zirkulation ausbildet, die die Trennung der Isotope verbessert: Am Heizdraht befindet sich heißes und deshalb aufsteigendes Gas, an der gekühlten Außenwand kaltes und deshalb absinkendes Gas. Die leichteren Isotope können oben, die schwereren unten abgezogen werden. Leitet man das an einem Ende entnommene Gas einem weiteren Trennrohr zu, so kann die Trennung verbessert werden.

Thermodiffusionsverhältnis, → Thermodiffusion.

Thermodynamik, ältere Bezeichnung *Wärmelehre*, Teilgebiet der Physik, das sich mit Wärmeerscheinungen, z. B. der Umwandlung von Wärme in andere Energieformen in makroskopischen Systemen, beschäftigt. Innerhalb der T. wird der → Zustand eines thermodynamischen Systems im Gleichgewicht durch einen Satz von thermodynamischen Parametern beschrieben, die im allgemeinen nicht unabhängig voneinander, sondern durch → Zustandsgleichungen miteinander verknüpft sind. Zustandsänderungen aus einem Gleichgewichtszustand in einen anderen Zustand und die dabei frei werdende Arbeit und Wärme können innerhalb der T. unter Verwendung der → Hauptsätze der Thermodynamik berechnet werden. Quantitative Aussagen liefert die T. nur über das thermodynamische Gleichgewicht. Über das Nichtgleichgewicht sind zunächst nur qualitative Aussagen, z. B. über die Richtung einer Zustandsänderung, möglich. Eine quantitative Behandlung von Nichtgleichgewichtsprozessen erlaubt die T. irreversibler Prozesse (s. u.).

Die T. kann einerseits nach ihren Anwendungsgebieten unterteilt werden:

1) Die *technische T.* beschäftigt sich vorwiegend mit der theoretischen und experimentellen Untersuchung von → Wärmekraftmaschinen;

2) die *chemische T.* oder *Thermochemie* behandelt die Wechselbeziehung zwischen der Wärme und chemischen Reaktionen.

Andererseits unterscheidet man je nach der Behandlungsweise der physikalischen Vorgänge folgende Arten der T.:

1) Die *phänomenologische* oder *allgemeine T.* entstand historisch zuerst. Sie untersucht unmittelbar die sichtbaren makroskopischen Eigenschaften und Prozesse, ohne die molekularen Eigenschaften und Prozesse zu betrachten. Die phänomenologische T. liefert daher nur bestimmte allgemeine Verknüpfungen zwischen

den thermodynamischen Parametern und Funktionen (z. B. in den Hauptsätzen der T.), ohne daß die Werte dieser Parameter und Funktionen bestimmbar sind. Insbesondere können keine Materialgrößen und -gleichungen, wie die spezifische Wärmekapazität oder die Zustandsgleichungen, berechnet werden, sondern diese müssen durch Messung oder mit Hilfe der statistischen Mechanik gewonnen werden. Am häufigsten wird die phänomenologische T. mit Hilfe der Hauptsätze der T. formuliert, die Erfahrungssätze sind und zusammen mit den Materialgrößen und -gleichungen eine vollständige Beschreibung thermodynamischer Systeme gestatten. Für thermodynamische Überlegungen und Rechnungen werden dabei oft → Kreisprozesse verwendet. Thermodynamische Systeme können vollständig und bequem mit Hilfe der → thermodynamischen Potentiale beschrieben werden. Caratheodory reduzierte den Inhalt der phänomenologischen T. auf einige wenige Axiome (Caratheodory-Prinzip) und formulierte somit als erster die *axiomatische T.*

2) Der *statistischen T.* (→ Statistik) liegt die Bewegung und Wechselwirkung der Individuen (Atome, Moleküle) zugrunde. Ausgehend von der Hamilton-Funktion oder dem Hamilton-Operator berechnet man zunächst die → Zustandssumme, aus der die thermodynamischen Potentiale und alle weiteren thermodynamischen Funktionen und Parameter folgen. Die statistische T. liefert auch alle Materialgrößen und -gleichungen, z. B. die spezifische Wärmekapazität und die Zustandsgleichungen. Die praktische Berechnung ist im allgemeinen jedoch ein sehr komplexes Problem und kann in vielen Fällen nur numerisch erfolgen. Die statistische T. ermöglicht, den Gültigkeitsbereich der phänomenologischen T. abzustecken.

Oft wird die statistische T. als Verallgemeinerung der → kinetischen Theorie der Wärme betrachtet. Diese behandelt elementare Prozesse der Moleküle und Atome (z. B. ihre Impulsänderung bei Reflexion an der Gefäßwand) und berechnet daraus durch statistische Mittelung interessierende makroskopische Größen, z. B. Druck und innere Energie.

3) M. Planck formulierte als erster die *relativistische* (*phänomenologische*) *T.* Aus der relativistischen Transformation der Energie U und des Impulses $\vec{p}$, die für ein Ensemble von Teilchen ohne äußeres Feld die Formen

$$\vec{p} = \frac{\vec{v}}{c^2} \cdot \frac{U_0 + p_0 V_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{und}$$

$$U = (U_0 + \beta^2 p_0 V_0)/\sqrt{1-\beta^2}$$

hat, folgt bei Beachtung, daß der skalare Druck p invariant ist, und bei Verwendung des 1. Hauptsatzes der T. für die Wärme $\delta W = \delta W_0 \sqrt{1-\beta^2}$. Es bedeuten $\vec{v}$ die Relativgeschwindigkeit der Bezugssysteme, c die Lichtgeschwindigkeit, U die innere Energie im „bewegten" und U_0 im „ruhenden" Bezugssystem, W_0 die Wärme im „ruhenden", W im „bewegten" Bezugssystem und $\beta = v/c$. Für das Volumen V ergibt sich aus der Längenkontraktion unmittelbar $V = V_0\sqrt{1-\beta^2}$. Die Entropie S hängt direkt mit der (thermodynamischen) Realisierungswahrscheinlichkeit zusammen, die offenbar relativistisch invariant ist. Daher gilt $dS = dS_0 = \delta W_{rev}/T = \delta W_{0,rev}/T_0$. Zusammen mit der Transformation der Wärme ergibt sich daraus für die absolute Temperatur T die Transformation $T = T_0\sqrt{1-\beta^2}$. Aus den Transformationen dieser Größen können die Transformationen aller weiteren thermodynamischen Größen gewonnen werden.

4) Die *T. außergewöhnlicher Systeme* ist die T. von Systemen mit negativer absoluter Temperatur. Solche Systeme haben im Vergleich zu Systemen positiver absoluter Temperaturen einige Besonderheiten. Allerdings behalten die Größen äußere Arbeit A und Wärme W ihre Bedeutung, so daß der 1. Hauptsatz der Thermodynamik in seiner ursprünglichen Form $dU = \delta W + \delta A$ gültig bleibt und die innere Energie U als Zustandsfunktion definiert wird. Ebenso bleibt der 2. Hauptsatz, der die Zustandsfunktion Entropie definiert, erhalten, da diese wie auch bei gewöhnlichen abgeschlossenen Systemen ihrem Maximalwert zustrebt und nicht abnehmen kann. Jedoch kann äußere Arbeit nicht mehr vollständig in Wärme umgewandelt werden. Der 3. Hauptsatz muß folgendermaßen ergänzt werden: Ein thermodynamisches System kann den Nullpunkt weder von der Seite positiver absoluter Temperaturen noch von der Seite negativer absoluter Temperaturen erreichen. Eine Folge davon ist, daß die spezifische Wärmekapazität am positiven und negativen absoluten Nullpunkt gegen Null strebt.

5) Die *T. irreversibler Prozesse* befaßt sich mit der makroskopischen Theorie der Zustände und Zustandsänderungen in kontinuierlich ausgebreiteter Materie. Während die klassische T. nur über die Richtung nichtstatistischer Prozesse Aussagen macht, enthält die T. irreversibler Prozesse eine quantitative Beschreibung von deren Zeitablauf. Die T. irreversibler Prozesse ist eine Erweiterung der klassischen T. der Gleichgewichtszustände und eine Vereinheitlichung und Verallgemeinerung von empirischen Gesetzen über Transport- und Ausgleichsprozesse in makroskopischen Körpern. Erklärt und erweitert wird sie durch die vom mikroskopischen Standpunkt ausgehende → Statistik. Ihre Anwendung erstreckt sich auf hydrodynamische und aerodynamische Probleme, auf Erscheinungen der elastischen Medien und der kontinuierlichen Medien in elektromagnetischen Feldern sowie auf Vorgänge in Gasplasmen, Supraleitern und Superfluiden. Besondere Bedeutung besitzt die theoretische Erfassung gekoppelter Erscheinungen vom Typ der Thermodiffusion oder der thermoelektrischen Effekte.

Theorie. Die T. irreversibler Prozesse beruht auf drei wesentlichen Postulaten: a) *Lineare Abhängigkeit der Ströme.* Die bekannten linearen phänomenologischen Gesetze, wie Wärmeleitungsgesetz und Diffusionsgesetz, die z. B. die Proportionalität von Wärmestrom und Temperaturgradient beinhalten, wurden dahingehend verallgemeinert, daß alle Ströme J_l bei irreversiblen Prozessen linear von den sie verursachenden thermodynamischen Kräften X_k abhängen: $J_i = \sum_k L_{ik} X_k$, dabei sind L_{ik} die kinetischen Koeffizienten; X_k charakterisieren die Abweichungen aus dem thermodynamischen

Gleichgewicht und werden als Ursachen der entsprechenden irreversiblen Prozesse angesehen.

b) *Verallgemeinerung der T.* Man nimmt an, daß die Gesetze der T. im nichtstatischen Falle nicht mehr für das ganze System, aber immer noch für kleine räumliche Teilgebiete gelten, die groß genug für eine makroskopische Beschreibung, aber klein genug für die Einstellung eines Gleichgewichtes, das als *lokales Gleichgewicht* bezeichnet wird, sein müssen. Die Gleichung für die zeitliche Änderung der Entropie S lautet $\dot{S} = \sum_i X_i J_i$. Aus ihr können die durch die obige Beziehung für die Ströme J_i noch nicht eindeutig bestimmten X_k abgelesen werden. Es gilt $\dot{S} = \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k$. $\dot{S}$ wird als *Entropieerzeugung* bezeichnet. $\sum_i X_i J_i$ nennt man auch *Dissipationsfunktion.*

c) *Symmetrierelation.* Während die L_{ii} (L_{ik} mit $i = k$) Größen wie Wärmeleitfähigkeit und Diffusionskoeffizienten bestimmen, sind die L_{ik} mit $i \neq k$ für überlagerte Erscheinungen wie die Thermodiffusion wichtig. Unter Voraussetzung der mikroskopischen Reversibilität leitet Onsager für die L_{ik} die Beziehung $L_{ik} = L_{ki}$ ab. Sie wurde von Casimir für die Anwesenheit eines Magnetfeldes $\vec{B}$ und in rotierenden Systemen mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ zu den *Onsager-Casimirschen Reziprozitätsbeziehungen* erweitert: $L_{ik}(\vec{B}, \vec{\omega}) = \pm L_{ki}(-\vec{B}, -\vec{\omega})$. Das negative Vorzeichen tritt auf, wenn entweder X_i oder X_k bezüglich der Zeitumkehr ungerade ist; in diesem Fall heißen dann die L_{ik} Casimirsche Koeffizienten, im anderen häufigeren Falle Onsagersche Koeffizienten. Die Symmetrierelationen vermitteln wesentliche Zusammenhänge zwischen verschiedenen irreversiblen Prozessen.

Im Falle der Wärmeleitung ist J der Wärmestrom und X der Gradient der reziproken Temperatur. Die lineare Beziehung zwischen beiden liefert das Fouriersche Gesetz. Setzt man die lineare Beziehung für den Wärmestrom in die Bilanzgleichung für die Energie ein, erhält man die Wärmeleitungsgleichung. In ähnlicher Weise behandelt man die Diffusion, wo J der Massestrom und X der Konzentrationsgradient ist. Beispiele für überlagerte Erscheinungen sind Thermodiffusion und Diffusionsthermoeffekt. Hier treten gleichzeitig Wärme- und Diffusionsstrom und ihre entsprechenden Kräfte auf. Die Aussage der Onsager-Casimirschen Beziehungen lautet, daß der Thermodiffusionskoeffizient und der Koeffizient für den Diffusionsthermoeffekt gleich sind. Weitere überlagerte Effekte sind die galvanomagnetischen, thermomagnetischen und thermoelektrischen Effekte. Die Onsager-Casimirschen Beziehungen für diese Effekte heißen auch Thomsonsche Beziehungen. Weiterhin können alle Relaxationsprozesse und Transportprozesse im Rahmen der T. irreversibler Prozesse behandelt werden.

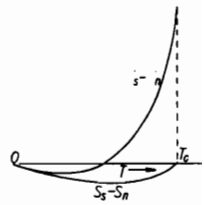
Geschichtliches. Phänomenologische Ansätze für einzelne irreversible Prozesse finden sich vor Ausarbeitung einer einheitlichen Theorie im Newtonschen Reibungsgesetz für viskose Flüssigkeiten, im Fourierschen Wärmeleitungsgesetz, im Fickschen Diffusionsgesetz und im Ohmschen Gesetz. Die heutige Form der T. irreversibler Prozesse geht auf Onsager 1931 zurück. Ihre Symmetriebeziehungen wurden von Casimir 1945 verallgemeinert. Die T. irreversibler Prozesse wurde später von Meixner und von Prigogine weiterentwickelt und auf weitere Ausgleichsvorgänge angewandt.

Lit. Basarow: T. (dtsch Berlin 1964); Becker: Theorie der Wärme (Berlin, Heidelberg, New York 1966); Landau u. Lifschitz: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd 5 (Berlin 1966); Meixner u. Reik in Flügge: Handb. der Physik, Bd III, Tl 2 (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959); Wukalowitsch u. Nowikow: Technische T. (dtsch Leipzig 1962).

6) Die *T. der Supraleiter* ist die Anwendung thermodynamischer Beziehungen auf die Erscheinung der → Supraleitfähigkeit. Diese Anwendung ist dadurch möglich, daß infolge des → Meißner-Ochsenfeld-Effektes der Zustand eines Supraleiters 1. Art eindeutig durch die Variablen Magnetfeld H und Temperatur T gekennzeichnet ist, so daß ein supraleitender Bereich im thermodynamischen Sinne eine Phase darstellt. Diese supraleitende Phase unterscheidet sich in ihrer Energie von der normalleitenden Phase, und zwar um die Energie $\frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 V$ des aus dem Volumen V des Supraleiters beim Übergang zur Supraleitfähigkeit verdrängten Magnetfeldes H_c (μ_0 ist die magnetische Feldkonstante). Diese Energie ist hier mit der freien Enthalpie G gleichzusetzen, so daß gilt: $G_n - G_s = \frac{1}{2}\mu_0 H_c^2 V$. Durch Differenzieren erhält man die Differenz der Entropien S der beiden Zustände $S_n - S_s = -\mu_0 H_c V \frac{dH_c}{dT}$ und durch weiteres Differenzieren und Multiplizieren mit T die Differenz der Wärmekapazitäten C:

$$C_s - C_n = \mu_0 V T \left[H_c \frac{d^2 H_c}{dT^2} + \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \right].$$

Aus der Entropiedifferenz $S_n - S_s = W/T$ erhält man eine Übergangswärme W zwischen supraleitendem und normalleitendem Zustand, die nur im Fall $H_c = 0$ verschwindet und somit einen *magnetokalorischen Effekt* darstellt. Beim Übergang von der Supraleitfähigkeit zur Normalleitfähigkeit und umgekehrt handelt es sich also im allgemeinen um einen *Phasenübergang 1. Art*, bei dem eine Umwandlungswärme auftritt, und nur im Falle eines verschwindenden äußeren Magnetfeldes um einen *Phasenübergang 2. Art*, bei dem nur eine Diskontinuität in der Wärmekapazität auftritt, die aus der Formel für $C_s - C_n$ mit $H_c = 0$ folgt. Diese Diskontinuität ist dem λ-Punkt beim supraflüssigen Helium (→ Supraflüssigkeit) analog. Das so berechnete Verhalten von Entropie und spezifischer Wärmekapazität stimmt mit den gemessenen Größen gut überein (Abb.).



Die Differenz zwischen Supraleitungs- und Normalzustand für die Wärmekapazität ($C_s - C_n$) und für die Entropie ($S_s - S_n$)

Da die Wärmekapazität eines Metalls sich aus dem Beitrag der Leitfähigkeitselektronen und dem Beitrag des Gitters zusammensetzt und letzterer sich beim Übergang zur Supraleitfähigkeit kaum ändert, ist die Differenz der Wärmekapazitäten und damit auch die Differenz der Entropien im wesentlichen durch den Einfluß der Leitfähigkeitselektronen bestimmt. Aus der Tatsache, daß eine kleinere Entropie immer einem Zustand höherer Ordnung entspricht, kann man schließen, daß sich in einem Supraleiter die Leitfähigkeitselektronen in einem Zustand höherer Ordnung befinden müssen als in einem Normalleiter, wie es sich aus der → BCS-Theorie der Supraleitfähigkeit auch ergibt.

thermodynamische Fluktuation, → Schwankungserscheinungen.

thermodynamische Funktion, svw. thermodynamisches Potential.

thermodynamische Kräfte, *Affinitäten*, charakterisieren in der Thermodynamik irreversibler Prozesse die Abweichungen aus dem thermodynamischen Gleichgewicht. Die t.n K., zu denen z. B. Temperaturgradient, Konzentrationsgradient und chemische Affinität gehören, werden als Ursachen der irreversiblen Prozesse, z. B. der Wärmeleitung, Diffusion und Konzentrationsänderung chemisch reagierender Stoffe, angesehen.

thermodynamische Parameter, Sammelbezeichnung für äußere und innere → Parameter zur Charakterisierung thermodynamischer Systeme (→ thermodynamisches Potential).

thermodynamische Relationen, *Maxwell-Relationen*, Beziehungen zwischen partiellen Ableitungen der Zustandsgrößen. Die t.n R. ergeben sich in einfacher Weise aus der Tatsache, daß die thermodynamischen Potentiale Zustandsfunktionen und ihre differentiellen Änderungen daher totale Differentiale sind. *Beispiel*: Die differentielle Änderung der inneren Energie U, die als Funktion der Entropie S und des Volumens V ein thermodynamisches Potential darstellt, kann nach dem 1. und 2. Hauptsatz in der Form $\mathrm{d}U = T\,\mathrm{d}S - p\,\mathrm{d}V$ geschrieben werden, wobei T die Temperatur und p der Druck ist. Aus dieser Differentialform erhält man

$$\frac{\partial^2 U}{\partial V\,\partial S} = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = \frac{\partial^2 U}{\partial S\,\partial V} = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V.$$

Hierbei stellt $\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V$ eine t. Relation dar.

Weitere t. R. → thermodynamisches Potential.

thermodynamischer Prozeß, → Zustandsänderung.

thermodynamischer Zustand, → Zustand.

thermodynamisches Gleichgewicht, → Gleichgewicht.

thermodynamisches Potential, *thermodynamische Funktion*, eine Funktion thermodynamischer Variabler, aus der durch Differentiation alle interessierenden thermodynamischen Größen und Zustandsänderungen beschrieben werden können. Das ist der Grund für die Bezeichnung „Potential". Damit eine Größe ein t. P. ist, muß sie als Funktion ihrer natürlichen Variablen gegeben sein (s. u.). Jedes thermodynamische P. beschreibt ein thermodynamisches System vollständig, d. h., es kann jede andere thermodynamische Größe berechnet werden. Die Existenz der thermodynamischen P.e ist eine Folge der Hauptsätze. Thermodynamische P.e einfacher thermodynamischer Systeme (mit 2 Freiheitsgraden) sind die innere Energie $U(S, V)$, die freie Energie $F(T, V)$, die Enthalpie $H(S, p)$ und die freie Enthalpie $G(T, p)$. Die Argumente sind jeweils die zugehörigen natürlichen Variablen. Dabei bedeutet S die Entropie, V das Volumen, T die absolute Temperatur und p den Druck. Die wichtigsten thermodynamischen P.e sind F und G, da ihre Variablen direkt im Experiment kontrollierbar sind. Mitunter wird die auch als *Gibbssches Potential* bezeichnete freie Enthalpie $G = H - TS$ als t. P. im engeren Sinne bezeichnet.

Beispiel: An der freien Energie $F(T, V)$ soll demonstriert werden, wie weitere Größen und Gleichungen gewonnen werden können. Aus dem 1. und 2. Hauptsatz der Thermodynamik folgt die Beziehung

$$\mathrm{d}U = T\,\mathrm{d}S - p\,\mathrm{d}V. \tag{1}$$

Die freie Energie F ist mit der inneren Energie U durch die Beziehung $F = U - TS$ verknüpft. Daraus folgt $\mathrm{d}F = \mathrm{d}U - T\,\mathrm{d}S - S\,\mathrm{d}T$ und mit (1)

$$\mathrm{d}F = -S\,\mathrm{d}T - p\,\mathrm{d}V. \tag{2}$$

Die totalen Differentiale (1) und (2) sind in ihren natürlichen Variablen aufgeschrieben. Aus dem Differential der freien Energie (2) folgt unmittelbar allein durch Differentiation $p = -(\partial F(T, V)/\partial V)_T = p(T, V)$ (*thermische Zustandsgleichung*). Als weitere Beziehungen erhält man $S = -(\partial F/\partial T)_V = S(T, V)$.

Aus $U = F + T \cdot S = F(T, V) + T \cdot S(T, V) =$
$= F(T, V) - T(\partial F/\partial T)_V = U(T, V)$ (3)

gewinnt man (wiederum nur durch Differentiation) aus der freien Energie $F(T, V)$ die innere Energie $U(T, V)$. Ganz analog kann man alle weiteren thermodynamischen P.e, Parameter und Beziehungen erhalten. Gleichung (3) ist eine der Gibbs-Helmholtz-Gleichungen.

Übersicht über die thermodynamischen P.e:

a) Definitionen und Beziehungen zwischen den thermodynamischen P.en.

$$\left.\begin{array}{ll} U & = F + TS \\ F = U - TS & \\ H = U + pV & = F + TS + pV \\ G = U - TS + pV & = F + pV \\ U = G + TS - pV & = H - pV \\ F = G - pV & = H - TS - pV \\ H = G + TS & \\ G & = H - TS. \end{array}\right\} \tag{4}$$

Oft wird auch das Potential $\Omega = U - TS - \mu N$ benutzt, wobei μ das chemische Potential und N die Teilchenzahl je Mol ist.

Als *Gibbssche Fundamentalgleichungen* bezeichnet man die totalen Differentiale der thermodynamischen P. mit den natürlichen Variablen als unabhängige Variable:

$$\left.\begin{array}{l} \mathrm{d}U = T\,\mathrm{d}S - p\,\mathrm{d}V - \sum\limits_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha + \sum\limits_i \mu_i\,\mathrm{d}N_i \\ \mathrm{d}F = -S\,\mathrm{d}T - p\,\mathrm{d}V - \sum\limits_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha + \\ \qquad + \sum\limits_i \mu_i\,\mathrm{d}N_i \\ \mathrm{d}H = T\,\mathrm{d}S + V\,\mathrm{d}p - \sum\limits_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha + \\ \qquad + \sum\limits_i \mu_i\,\mathrm{d}N_i \\ \mathrm{d}G = -S\,\mathrm{d}T + V\,\mathrm{d}p - \sum\limits_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha + \\ \qquad + \sum\limits_i \mu_i\,\mathrm{d}N_i \\ \mathrm{d}\Omega = -S\,\mathrm{d}T - p\,\mathrm{d}V - \sum\limits_\alpha X_\alpha\,\mathrm{d}x_\alpha - \\ \qquad - \sum\limits_i N_i\,\mathrm{d}\mu_i. \end{array}\right\} \tag{5}$$

Sie wurden in allgemeiner Form für ein thermodynamisches System aus i Komponenten (mehrere Phasen, Gemisch) mit jeweils N_i Teilchen aufgeschrieben. Außerdem wurden zusätz-

liche verallgemeinerte Kräfte X_α und verallgemeinerte Koordinaten x_α eingeschlossen.

Bei magnetischen und dielektrischen Stoffen in einem elektrischen Feld E und magnetischen Feld H ist z. B. $X_1 = E, x_1 = D, X_2 = H, x_2 = B$, wobei D die dielektrische Verschiebung und B die magnetische Induktion bedeuten.

b) Methode der thermodynamischen P.e. Am Beispiel der freien Energie wurde bereits gezeigt, wie aus ihr weitere Größen und Beziehungen gewonnen werden können. Aus der ersten Gleichung von (5) folgen unmittelbar die Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} T &= (\partial U/\partial S)_{V,x_\alpha,N_i} = T(S, V, x_\alpha, N_i)\\ p &= -(\partial U/\partial V)_{S,x_\alpha,N_i} = p(S, V, x_\alpha, N_i)\\ \mu_i &= (\partial U/\partial N_i)_{S,V,x_\alpha} = \mu_i(S, V, x_\alpha, N_i)\\ X_\alpha &= -(\partial U/\partial x_\alpha)_{S,V,N_i} = X_\alpha(S, V, x_\alpha, N_i). \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Aus den weiteren Gleichungen von (5) erhält man entsprechend

$$\left.\begin{aligned} S &= -(\partial F/\partial T)_{V,x_\alpha,N_i} = S(T, V, x_\alpha, N_i)\\ p &= -(\partial F/\partial V)_{T,x_\alpha,N_i}\\ X_\alpha &= -(\partial F/\partial x_\alpha)_{T,V,N_i}\\ \mu_i &= (\partial F/\partial N_i)_{T,V,x_\alpha}\\ T &= \partial H/\partial S,\ V = \partial H/\partial p,\ X_\alpha = -\partial H/\partial x_\alpha,\\ \mu_i &= \partial H/\partial N_i\\ S &= -\partial G/\partial T,\ V = \partial G/\partial p,\ X_\alpha = -\partial G/\partial x_\alpha,\\ \mu_i &= \partial G/\partial N_i,\ S = -\partial\Omega/\partial T,\ p = -\partial\Omega/\partial V \end{aligned}\right\} \quad (6')$$

usw.

Aus den Definitionen und Beziehungen (4) und den Gleichungen (6) folgen die *Gibbs-Helmholtz-Gleichungen*:

$$\left.\begin{aligned} U &= F - T(\partial F/\partial T)_{V,x_\alpha,N_i} =\\ &= H - p(\partial H/\partial p)_{S,x_\alpha,N_i}\\ F &= U - S(\partial U/\partial S) = G - p(\partial G/\partial p)\\ H &= U - V(\partial U/\partial V) = G - T(\partial G/\partial T)\\ G &= F - V(\partial F/\partial V) = H - S(\partial H/\partial S). \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Alle erzeugenden Funktionen, deren Ableitungen auch auftreten, müssen in ihren natürlichen Variablen aufgeschrieben werden.

Die zweiten Ableitungen der thermodynamischen P.e nach den natürlichen Variablen liefern die Materialgrößen: Für die Wärmekapazität bei konstantem Volumen C_V folgt nach der ersten Gibbs-Helmholtz-Gleichung in (7) $C_V \equiv (\partial U/\partial T)_{V,x_\alpha,N_i} = -T(\partial^2 F/\partial T^2)_{V,x_\alpha,N_i}$; für die Wärmekapazität bei konstantem Druck $C_p \equiv (\partial H/\partial T)_{p,x_\alpha,N_i} = -T(\partial^2 G/\partial T^2)_{p,x_\alpha,N_i}$ und für die verschiedenen Spannungskoeffizienten $(\partial V/\partial p)_T = \partial^2 G/\partial p^2$, $(\partial V/\partial p)_S = \partial^2 H/\partial p^2$ und $(\partial p/\partial V)_T = -\partial^2 F/\partial V^2$, $(\partial p/\partial V)_S = -\partial^2 U/\partial V^2$. Ebenso kann man die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(T, V) = -(\partial^2 F/\partial D^2)^{-1}$ oder $\varepsilon(S, V) = -(\partial^2 U/\partial D^2)^{-1}$ und andere Materialgrößen erhalten. Aus den gemischten zweiten Ableitungen der thermodynamischen P. e folgen die thermodynamischen Relationen oder Maxwell-Relationen. Da diese Ableitungen von der Reihenfolge der Differentiation unabhängig sind, liefern die Gleichungen (5)

$$(\partial T/\partial V)_{S,x_\alpha,N_i} = \partial^2 U/\partial V\,\partial S = \partial^2 U/\partial S\,\partial V =$$
$$= -(\partial p/\partial S)_{V,x_\alpha,N_i}$$
$$(\partial S/\partial V)_{T,x_\alpha,N_i} = -\partial^2 F/\partial V\partial T =$$
$$= -\partial^2 F/\partial T\partial V = (\partial p/\partial T)_{V,x_\alpha,N_i}$$
$$(\partial T/\partial p)_{S,x_\alpha,N_i} = \partial^2 H/\partial p\partial S =$$
$$= \partial^2 H/\partial S\,\partial p = (\partial V/\partial S)_{p,x_\alpha,N_i}$$
$$-(\partial S/\partial p)_T \ldots = \partial^2 G/\partial p\partial T =$$
$$= \partial^2 G/\partial T\,\partial p = (\partial V/\partial T)_p \ldots$$
$$(\partial X_\alpha/\partial T)_V \ldots = -\partial^2 F/\partial T\,\partial x_\alpha =$$
$$= -\partial^2 F/\partial x_\alpha\,\partial T = (\partial S/\partial x_\alpha)_{T,V} \ldots$$

usw.

Ist ein t. P. als Funktion seiner natürlichen Variablen bekannt, so ermöglichen also die Gleichungen (6) und (7) die Berechnung aller anderen thermodynamischen P.e, Materialgleichungen, z. B. Zustandsgleichungen, und Materialgrößen, z. B. Wärmekapazitäten, Spannungskoeffizienten u. a., allein durch Differentiation und algebraische Umformungen. Die Methode der thermodynamischen P.e erlaubt somit eine vollständige Beschreibung von thermodynamischen Systemen im Gleichgewicht. Darum werden die thermodynamischen P.e sehr häufig benutzt. Die Statistik gestattet, über die Zustandssumme Z prinzipiell die thermodynamischen P.e zu berechnen. Es gilt z. B. der Zusammenhang $F = -kT \ln Z$, wobei k die Boltzmannsche Konstante darstellt.

Experimentell bestimmt man die thermodynamischen P.e meist aus der thermischen Zustandsgleichung $p = p(T, V) = -(\partial F/\partial V)_T$ und der kalorischen Zustandsgleichung $C_V(T, V) = (\partial U/\partial T)_V$ durch Integration. Neben der Methode der thermodynamischen P.e gibt es noch die Methode der Kreisprozesse (→ Kreisprozeß) zur Beschreibung thermodynamischer Zustandsänderungen.

c) Gleichgewichtsbedingungen. Die thermodynamischen P.e erlauben nicht nur die unmittelbare Beschreibung des Gleichgewichtszustandes, sondern sie liefern außerdem Gleichgewichtsbedingungen. Die Form der Gleichgewichtsbedingungen hängt von den vorliegenden Nebenbedingungen ab, denen das thermodynamische System unterworfen ist. Bei einem abgeschlossenen System lauten die Nebenbedingungen $U = \text{konst.}$, $V = \text{konst.}$, $x_\alpha = \text{konst.}$ und $N_i = \text{konst.}$ In diesem Fall nimmt nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik die Entropie im Gleichgewicht ihren Maximalwert an, d. h. $S = S_{\max}$ bzw.

$$\delta S = 0,\ \delta^2 S < 0. \quad (8)$$

Die Variation δS der Entropie tritt beim Vergleich des Gleichgewichtszustandes mit Nichtgleichgewichtszuständen auf. Bei einem isotherm-isochoren System lauten die Nebenbedingungen $T = \text{konst.}$, $V = \text{konst.}$, $x_\alpha = \text{konst.}$, $N_i = \text{konst.}$ Hierbei folgt aus (8) die Gleichgewichtsbedingung $F = F_{\min}$ bzw. $\delta F = 0, \delta^2 F > 0$, d. h., die freie Energie wird minimal. Bei einem isotherm-isobaren System lauten die Nebenbedingungen $T = \text{konst.}$, $p = \text{konst.}$, $x_\alpha = \text{konst.}$, $N_i = \text{konst.}$ In diesem Fall folgt die Gleichgewichtsbedingung $G = G_{\min}$ bzw. $\delta G = 0$, $\delta^2 G > 0$, d. h., die freie Enthalpie wird minimal. Es nimmt stets dasjenige thermodynamische P. ein Extremum an, dessen natürliche Variablen alle infolge der Nebenbedingungen konstant sind. Für ein einkomponentiges System und $x_\alpha = 0$ erhält man aus der Forderung, daß ein stabiles Gleichgewicht, also wirklich ein Maximum der Entropie, vorliegt, die Bedingungen $C_V > 0$ und $(\partial p/\partial V)_T < 0$.

thermodynamisches System, makroskopisches System, dessen Zustand im thermodynamischen Gleichgewicht durch thermodynamische Parameter, z. B. Temperatur, Druck, Volumen, erfaßt wird. Zustandsänderungen und die mit ihnen verbundenen thermodynamischen Prozesse können mit Hilfe der Hauptsätze der Thermodynamik oder der thermodynamischen Potentiale beschrieben werden. Ein t. S. ist *homogen*, wenn es durchweg gleichartig beschaffen ist. Ein t. S. aus mehreren Phasen, z. B. aus flüssiger und gasförmiger Phase, ist *heterogen*. Prinzipiell muß jeder makroskopische Körper als t. S. behandelt werden.

Ein *abgeschlossenes t. S.* tauscht mit der Umgebung (besser mit anderen Systemen) weder Wärme noch Arbeit aus. Über *offene t. S.e* → System.

Von einem *außergewöhnlichen thermodynamischen S.* spricht man, wenn → negative absolute Temperaturen auftreten. Bei solchen Systemen wächst die innere Energie mit zunehmender Temperatur nicht unbegrenzt wie bei gewöhnlichen thermodynamischen S.en, sondern strebt einem endlichen Grenzwert zu. Das ist durch die Endlichkeit des Energiespektrums bedingt. Außergewöhnliche thermodynamische S.e sind z. B. Kernspinsysteme, da jeder Kernspin nur eine endliche Zahl von Energieniveaus einnehmen kann.

thermodynamische Wahrscheinlichkeit, → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

thermoelastische Erscheinungen, thermische Erscheinungen, die mit elastischen Deformationen eines Stoffes verbunden sind. Besonders charakteristische t. E. sind 1) die Temperaturänderung bei adiabatischer Beanspruchung. Unter Einfluß einer Änderung der Zugspannung $\delta\sigma$ entsteht eine Temperaturänderung nach der Beziehung $\delta T = -\alpha T\delta\sigma/c_\sigma$, wobei α der thermische Ausdehnungskoeffizient und c_σ die Wärmekapazität je Volumen bei konstanter Spannung sind. Die Größe α ist meist positiv — außer bei Elasten — und bei Metallen gegenüber Gasen sehr klein.

2) Isotherme und isobare Längenänderungen: Wärmezufuhr bei konstanter Temperatur oder bei konstanter Spannung bewirkt im allgemeinen eine Verlängerung bzw. Volumenvergrößerung des Körpers, bei Elasten dagegen eine Verkürzung bzw. Volumenverminderung (*Joule-Effekt*).

Thermoelastizität, Gesamtheit der → thermoelastischen Erscheinungen.

thermoelektrische Effekte, → Thermoelektrizität.

thermoelektrischer Homogeneffekt, → Thermoelektrizität.

Thermoelektrizität, Gesamtheit der Erscheinungen, die in metallischen Stromkreisen mit der Wechselwirkung zwischen elektrischem Strom und Wärmestrom bzw. Wärmeerzeugung verbunden sind. Dazu gehören folgende *thermoelektrische Effekte*:

1) Beim *Seebeck-Effekt* wird in einem Leiterkreis aus zwei verschiedenen homogenen, isotropen Metallen eine elektrische Spannung, die *Thermokraft* oder *Thermospannung*, erzeugt, wenn die beiden Lötstellen verschiedene Temperaturen haben. Wird der Stromkreis geschlossen, dann fließt infolge des Temperaturunterschiedes ein elektrischer Strom, der *Thermostrom*. Die integrale Thermokraft E_{21} ist die Spannung des Leiters 2 gegen Leiter 1; sie wird positiv gezählt, wenn der entsprechende Strom im Leiter 1 von der kalten zur warmen Lötstelle fließt. Aus E_{21} wird über $e_{21} = \mathrm{d}E_{21}/\mathrm{d}T$ die differentielle Thermokraft durch Ableitung nach der Temperatur T definiert; ihre Größe liegt bei den meisten Metallen bei 10^{-5} bis 10^{-4} V/K. Der Ursprung der Thermokraft ist darin zu sehen, daß die Ladungsträger unter dem Einfluß des Temperaturunterschiedes neu verteilt werden. Der Seebeck-Effekt wird bei der Temperaturmessung mit → Thermoelementen ausgenutzt. Mit Hilfe des Vergleichs der Thermokräfte zwischen je zwei Metallen läßt sich eine thermoelektrische Spannungsreihe der Metalle aufbauen.

2) Der *Peltier-Effekt* ist die Umkehrung des Seebeck-Effektes. In einem Leiterkreis aus zwei verschiedenen Metallen wird beim Fließen eines elektrischen Stromes an den Lötstellen Wärme, die *Peltier-Wärme*, erzeugt oder vernichtet. Die je Zeiteinheit erzeugte Wärme W_p ist der Stromstärke I proportional und wechselt mit ihr das Vorzeichen: $W_\mathrm{p} = \pi_{12}I$. Dabei ist π_{12} der *Peltier-Koeffizient*, der von der Art der beiden Metalle und stark von der Temperatur abhängt. Die Änderung des Peltier-Effektes eines Leiters durch ein Magnetfeld gegenüber dem feldfreien Zustand wird als *Nernst-Effekt* bezeichnet. Da der Peltier-Koeffizient von dem anliegenden Magnetfeld abhängig ist, wird auch in einem homogenen Leiter, der sich in einem inhomogenen Magnetfeld befindet, außer der Joule'schen Wärme zusätzlich lokal Wärme aufgenommen bzw. abgegeben. Der Nernst-Effekt läßt sich somit als Peltier-Effekt zwischen den verschieden magnetisierten Teilen des Leiters auffassen. Er wurde bisher an Eisen, Nickel und Wismut beobachtet.

Bei dem *inneren Peltier-Effekt* oder *Bridgman-Effekt* wird in stromdurchflossenen, anisotropen Metallen eine Wärme, die *Bridgman-Wärme*, erzeugt, wenn der elektrische Strom seine Richtung gegenüber den Kristallachsen ändert.

3) Beim *Thomson-Effekt* wird ebenfalls in einem homogenen Leiter Wärme, die *Thomson-Wärme*, erzeugt oder vernichtet, wenn ein elektrischer Strom I fließt und im Leiter ein Temperaturgefälle ΔT herrscht. In der Zeit t wird die Thomson-Wärme $W_\mathrm{T} = -\sigma I\Delta Tt$ frei, die wie die Peltier-Wärme und im Gegensatz zur Joule'schen Wärme dem Strom proportional ist. Der stark temperaturabhängige Proportionalitätsfaktor σ ist der *Thomson-Koeffizient*. Seine Größenordnung liegt für Metalle mit Zimmertemperatur bei 10^{-6} V/K. Er wird positiv gezählt, wenn ein in Richtung fallender Temperatur fließender Strom Wärme erzeugt, z. B. bei Kupfer, und negativ, wenn der Strom Wärme verbraucht, z. B. bei Eisen. Bei einer Umkehr der Stromrichtung oder bei Vertauschen der beiden Temperaturen, die das Temperaturgefälle erzeugen, ändert sich auch das Vorzeichen von W_T. Daher sagt man mitunter, der Thomson-Effekt sei umkehrbar. Im thermodynamischen Sinn ist er jedoch irreversibel.

Insgesamt wird beim Fließen eines Stromes im Leiter die Wärme $W = a_1 + a_2I + a_3I^2$ erzeugt, wobei der erste Summand durch Wärme-

leitung, der zweite durch Peltier- und Thomson-Effekt zustandekommen und der dritte die Joulesche Wärme ist. Den Zusammenhang zwischen den ersten drei Effekten, genauer zwischen der differentiellen Thermokraft e_{12}, dem Peltier-Koeffizienten π_{12} und den Thomson-Koeffizienten σ_1 und σ_2 der Metalle 1 und 2 sowie der Temperatur T, beschreiben die *Thomsonschen Beziehungen*:

erste Thomsonsche Beziehung: $d\pi_{12}/dT = e_{12} + (\sigma_1 - \sigma_2)$.

zweite Thomsonsche Beziehung: $\pi_{12} = T \cdot e_{12}$.

Die erste Thomsonsche Beziehung kann mit der zweiten zu $de_{12}/dT = (\sigma_1 - \sigma_2)/T$ umgeformt werden. Die Thomsonschen Beziehungen wurden von Thomson thermodynamisch abgeleitet und ergaben sich später als Spezialfälle der Onsager-Casimirschen Reziprozitätsbeziehungen.

Zu diesen unter 1) bis 3)beschriebenen Effekten kommen noch die Effekte höherer Ordnung in homogenen Metallen, die jedoch sehr klein sind:

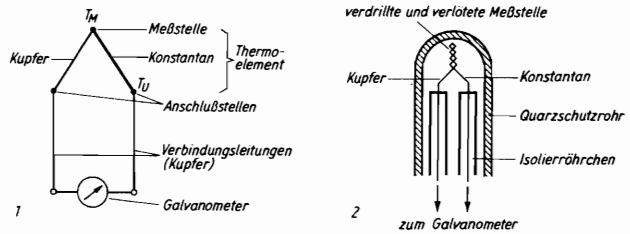
4) Dem *ersten Benedicks-Effekt* (*thermoelektrischer Homogeneffekt*) zufolge entsteht auch in einem Leiterkreis aus einem einzigen Einkristall eine Thermokraft, wenn im Leiter ein extrem hohes Temperaturgefälle herrscht. Ihre Größe ist sehr klein.

5) Der *zweite Benedicks-Effekt* (*elektrothermischer Homogeneffekt*) ist eine Erweiterung des Thomson-Effektes und besagt, daß in einem homogenen, stromdurchflossenen Leiter in der Nähe einer Drosselstelle eine Erwärmung proportional zur Stromstärke auftritt, die aber sehr klein ist.

Thermoelektrische Effekte treten auch im gemischten Zustand der Supraleiter 2. Art auf. Sie sind den normalen thermoelektrischen Effekten analog und mit der → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art verknüpft.

Thermoelement, ein → Meßwandler, der vorwiegend zur Temperaturmessung (auch Fernmessung) im Bereich von etwa −200 °C bis +3000 °C benutzt wird und auf der direkten Umwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie beruht. Nach dem Seebeck-Effekt (→ Thermoelektrizität) ist die Berührungsstelle zweier Metalle oder Metallegierungen mit verschiedenen Elektronenaustrittspotentialen Sitz einer Gleich-EMK, deren Größe annähernd proportional der absoluten Temperatur T der Kontaktstelle ist. Verwendet werden Drahtkombinationen (*Thermopaare*) z. B. aus Kupfer/Konstantan für Temperaturen von −250 °C bis 500 °C, Platin/Platin-Rhodium für Temperaturen bis 1600 °C, Wolfram/Wolfram-Molybdän für Temperaturen bis 3300 °C und Nickel/Nickelchrom, wobei sich die Auswahl nach den gewünschten Meßbereichen richtet. Die Drahtenden werden zusammengelötet und der Meßtemperatur T_M (Abb. 1) ausgesetzt. An der Meßstelle sowie an den der Umgebungstemperatur T_U ausgesetzten Anschlußstellen, an denen wiederum Kupfer und Konstantan verbunden sind, entstehen Thermo-EMK. Sie sind im Stromkreis entgegengesetzt gerichtet, und die resultierende EMK E ist durch $E \approx c(T_M - T_U)$ gegeben. c ist eine Konstante. Die EMK E wird mit empfindlichen Drehspulgalvanometern oder Meßschreibern gemessen, die auch direkt in Temperaturgraden geeicht werden können.

T.e werden in den verschiedensten technischen Ausführungen zur Temperaturmessung in Metallschmelzen, Bädern, auf Oberflächen, in Bohrungen von festen Körpern u. dgl. eingesetzt. Zum Schutz werden sie in der Regel gekapselt (Abb. 2). Eine wichtige Anwendung finden T.e bei den → Thermoumformern.



Thermoelement: *1* Meßprinzip für eine Temperaturmessung mittels Thermoelements. *2* Meßkopf eines geschützten Thermoelements

Das *Vakuumthermoelement* ist ein leistungsfähiges Strahlungsmeßgerät, das insbesondere in der Ultrarotspektroskopie eingesetzt wird. Das T. ist in einem evakuierten Glaskolben untergebracht. Damit der Austrittsspalt des Monochromators möglichst klein auf der Empfängerfläche abgebildet werden kann, ist als Eintrittsfenster eine Linse aus Kaliumbromid angebracht, die Messungen vom sichtbaren Spektralbereich bis zu 25 nm Wellenlänge zuläßt.

Vakuumthermoelemente werden für UV- und UR-Wellenbereiche auch mit Eintrittsfenster als Linse oder Planfenster aus Kaliumbromid, Glas oder Quarz versehen.

Das *Strahlungsthermoelement* ist ein besonders konstruiertes T., bei dem die Temperaturerhöhung infolge Strahlungsabsorption zur Messung elektromagnetischer Strahlung benutzt wird.

Thermographie, unter dem Handelsnamen *Thermofax* bekanntes, nicht licht-, sondern wärmeempfindliches Kopierverfahren. Auf einer transparenten Unterlage sind zwei farblos oder nur schwach gefärbte Komponenten, ein fettsaures Schwermetallsalz (z. B. Eisensalz und Gallussäure), oder andere mit Schwermetallionen farbige Komplexe bildende organische Verbindungen (z. B. aromatische Hydroxyverbindungen) mit einem wachsartigen Bindemittel aufgetragen. Beim lokalen Erwärmen durch eine Vorlage hindurch tritt an den Stellen, an denen das Original eine Stelle höherer Schwärzung oder Dichte aufweist, erhöhte Wärmeabsorption ein, die zu einem lokalen Schmelzprozeß des Bindemittels führt, so daß die zwei Komponenten miteinander unter Bildung eines tiefgefärbten Komplexes reagieren können und aus einem Positiv wieder ein Positiv entsteht. Dieses Verfahren hat seiner Einfachheit wegen in der Bürovervielfältigung weite Verbreitung gefunden, obwohl es nur bei nicht infrarotdurchlässigen Originalen anwendbar ist, blaue und rote Originale nicht kopierfähig sind, das Auflösungsvermögen gering ist und die Kopien wärmeempfindlich sind.

Thermokompression, in der Technik übliche Bezeichnung für parallel laufende Kompression und Erwärmung.

Thermokompressionskontaktierung, ein Verfahren, bei dem zwei Werkstoffe, z. B. ein als Elektrode dienendes Metall und ein Halbleiter, ohne Zwischenphase und ohne Schweißen heiß unter Druckanwendung miteinander verbunden werden. Die T. wird zur Herstellung von Anschlüssen an Halbleiterbauelementen und in der Mikroelektronik angewandt.

Thermokreuz, → Thermoumformer.

Thermolumineszenz, → Lumineszenz.

thermomagnetische Effekte, Gesamtheit der thermischen Effekte, die in Elektronenleitern bei einer Wärmeströmung unter dem Einfluß eines Magnetfeldes H auftreten. Die Wärmeleitung in Elektronenleitern erfolgt zum größten Teil durch die frei beweglichen Elektronen. Demzufolge führt die Wärmeströmung Φ zu analogen Effekten wie die elektrische Leitung (→ galvanomagnetische Effekte). Insbesondere wirkt auf die Elektronen in einem Magnetfeld die zu ihrer Geschwindigkeit proportionale Lorentzkraft. Dadurch erfolgt ein häufigeres Zusammenstoßen mit dem Gitter, d. h., es vergrößert sich in Analogie zum Magnetwiderstand der Wärmewiderstand, wodurch eine longitudinale elektrische Potentialdifferenz entsteht. Da die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen in Richtung des Wärmestromes etwas größer als in der Gegenrichtung ist, werden die Elektronen nicht gleichmäßig in beide Richtungen der Achse senkrecht zu H und Φ durch die Lorentzkraft abgelenkt, so daß sich eine transversale Spannungsdifferenz und eine transversale Temperaturdifferenz einstellen. Fließt durch einen Leiter mit rechteckigem Querschnitt der Fläche $A = bh$ (b Breite, h Höhe) und der Länge l ein Wärmestrom Φ, wobei senkrecht dazu und senkrecht zur Breitenausdehnung des Leiters ein magnetisches Feld H anliegt (→ galvanomagnetische Effekte, Abb.), so treten die folgenden t.n E. auf:

1) der *erste Righi-Leduc-Effekt*, d. h. eine Temperaturdifferenz ΔT quer zur Richtung des Wärmestromes und senkrecht zum magnetischen Feld: $\Delta T = A_{\mathrm{RL1}} H\Phi/A$ mit der ersten Righi-Leduc-Konstante A_{RL1};

2) der *zweite Righi-Leduc-Effekt* oder *Maggi-Righi-Leduc-Effekt*, d. h. eine Temperaturdifferenz längs der Richtung des Wärmestromes $\Delta T = A_{\mathrm{RL2}} H\Phi l/A$ mit der zweiten Righi-Leduc-Konstante A_{RL2} bzw. eine Änderung des Wärmeleitwiderstandes;

3) der *erste Ettinghausen-Nernst-Effekt*, d. h. eine Potentialdifferenz ΔU quer zum Wärmestrom und senkrecht zum magnetischen Feld: $\Delta U = A_{\mathrm{EN1}} H\Phi b/A$ mit der ersten Ettinghausen-Nernst-Konstante A_{EN1}. Dieser Effekt ist das thermische Analogon zum Hall-Effekt.

4) der *zweite Ettinghausen-Nernst-Effekt*, d. h. das Auftreten einer Potentialdifferenz längs der Richtung des Wärmestromes zwischen magnetisiertem und unmagnetisiertem Material des gleichen Leiters.

T. E. treten auch im gemischten Zustand der Supraleiter 2. Art auf. Sie sind den normalen t.n E.n analog und mit der → Flußbewegung in Supraleitern 2. Art verknüpft.

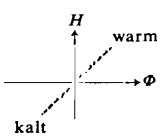
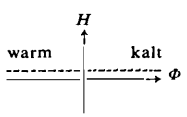
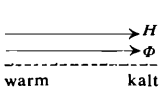
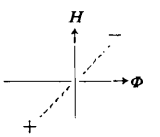
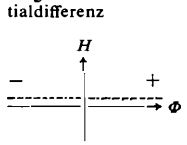
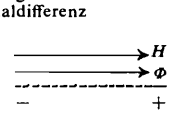
Lit. Handb. der Physik, Bd XX (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956).

thermomechanischer Effekt, Bezeichnung für das Auftreten eines Niveauunterschiedes von Flüssigkeiten in zwei Behältern, die durch eine Kapillare verbunden sind und unterschiedliche Temperaturen aufweisen. In normalen Flüssigkeiten ist der thermomechanische E. irreversibel, in supraflüssigem Helium II gibt es außerdem einen wesentlich stärkeren reversiblen thermomechanischen E., was folgende Ursache hat: Das supraflüssige Helium II kann formal als ein Gemisch aus einer normalen und einer supraflüssigen Komponente angesehen werden. In dem Behälter mit höherer Temperatur ist der Anteil der supraflüssigen Komponente geringer als im anderen Behälter. Die supraflüssige Komponente strömt im Unterschied zur Normalkomponente ungehindert durch die Kapillare. Der „Konzentrationsunterschied" dieser Komponente wird sich daher ausgleichen. Das Resultat ist ein höherer Flüssigkeitsstand im wärmeren Behälter. Quantitativ gilt $\Delta p/\Delta T = s$. Dabei ist Δp der sich einstellende Druckunterschied, ΔT die Temperaturdifferenz und s die Entropiedichte.

Die Umkehrung des thermomechanischen E.es ist der → mechanokalorische Effekt.

Thermometer, Gerät zur Temperaturmessung. Es beruht auf der thermischen Ausdehnung

Übersicht über die entstehenden thermomagnetischen Effekte

Transversaleffekte				Longitudinaleffekte	
es entsteht	Name	es entsteht	Name	es entsteht	Name
Temperaturdifferenz 	1. Righi-Leduc-Effekt	Änderung der thermischen Leitfähigkeit 	2. Righi-Leduc-Effket (Maggi-Righi-Leduc-Effekt)	Änderung der thermischen Leitfähigkeit 	–
Potentialdifferenz 	1. Ettinghausen-Nernst-Effekt	longitudinale Potentialdifferenz 	2. Ettinghausen-Nernst-Effekt	longitudinale Potentialdifferenz 	–

fester, flüssiger und gasförmiger Stoffe oder auf der Widerstandsänderung metallischer Werkstoffe, Halbleiter und Elektrolyte. Die wichtigste Fehlerquelle ist seine *thermische Trägheit*, die unterschiedliche Fehler bei plötzlichen, einmaligen, zeitproportionalen und periodischen Temperaturänderungen bewirkt. *Metallausdehnungsthermometer* haben meist Stabform; ihr Meßbereich reicht von 0···1000 °C bei einer Meßunsicherheit von ±2,5% des Meßbereichsendwerts. Sie werden für Temperaturen bis +300 °C aus Messing, bis +600 °C aus Nickel und bis +1000 °C aus Chromnickel hergestellt. *Bimetallthermometer* bestehen aus zwei miteinander durch Plattieren zusammengewalzten Metallen mit verschiedenem Ausdehnungskoeffizienten. Bei Temperaturänderungen krümmt sich der Bimetallstreifen nach der Seite hin, die den kleineren Temperaturkoeffizienten hat; die dabei entstehende Bewegung wird auf einen Zeiger übertragen, der vor einer nach Temperaturgraden geeichten Skale schwingt. Die Ausbiegung ist um so größer, je dünner und länger der Bimetallstreifen und je größer der Ausdehnungskoeffizient ist. Üblicherweise werden die Bimetalle für T. als Spirale oder als Schraubenfeder gewickelt. Der Ausschlagwinkel $\alpha = kl/d$ ist der Länge l direkt, der Dicke d umgekehrt proportional. Bimetallthermometer werden als Temperaturschalter für selbsttätige Temperaturregelungen eingesetzt. *Flüssigkeitsdruckthermometer* bestehen aus einer vollständig mit Flüssigkeit gefüllten Bourdonfeder, deren Formänderung durch die kubische Ausdehnung der Flüssigkeit zur Anzeige genutzt wird. Eine Abart sind die *Federthermometer* für Messungen im Bereich −35···+550 °C, bei denen sich der Hauptteil der Flüssigkeit, im allgemeinen Quecksilber, in einem Temperaturfühler befindet, der mit der Bourdonfeder des Anzeigewerks verbunden ist.

Flüssigkeitsausdehnungsthermometer, auch oft ungenau kurz *Flüssigkeitsthermometer* genannt, sind Temperaturmeßgeräte für Temperaturen zwischen −200 °C bis 750 °C, die auf der Wärmeausdehnung von Flüssigkeiten beruhen. Als Füllung können sowohl benetzende als auch nichtbenetzende Flüssigkeiten dienen. Je nach dem zu messenden Temperaturbereich werden oft benutzt: Quecksilber (−39 °C bis +750 °C), Quecksilberthallium (−59 °C bis +50 °C), Amylalkohol (−110 °C bis +135 °C), Toluol (−90 °C bis +110 °C), Pentan (−200 °C bis +35 °C).

Die wichtigsten Flüssigkeitsausdehnungsthermometer sind die *Glasthermometer*. Sie besitzen ein zylindrisches Glasgefäß, an das eine Meßkapillare angesetzt ist. Die Flüssigkeit erfüllt das Glasgefäß und einen Teil der Kapillare. Die Lage der Begrenzungskuppe in der Kapillare zeigt die Temperatur des T.s an. Bei den Gasthermometern unterscheidet man Einschluß- und Stabthermometer.

Bei *Einschlußthermometern* ist die Kapillare mit einer dahinterliegenden Skale aus Milchglas, Metall oder Papier in ein Umhüllungsrohr eingeschmolzen, an das sich am unteren Ende das Gefäß mit der Flüssigkeit anschließt. Diese T. sind bis +400 °C einsetzbar, für höhere Temperaturen bis +1200 °C werden sie aus Quarz hergestellt. *Stabthermometer* haben eine dickwandige stabförmige Kapillare, auf der die Skale eingeätzt ist. Die Kapillarrohre der Glasthermometer sind für Bereiche bis +150 °C oberhalb der Flüssigkeit evakuiert, für höhere Temperaturen mit einem Schutzgas, wie Argon, Stickstoff, Kohlendioxid oder Wasserstoff, gefüllt.

Glas zeigt thermische Nachwirkungen, die sich besonders als → Nullpunktsdepression unangenehm bemerkbar machen. Dies gilt insbesondere für T. aus gewöhnlichem Glas, bei dem dieser Fehler 0,2···0,6 K beträgt; bei hochwertigen Gläsern liegt er zwischen 0,01···0,04 K. Glasthermometer, besonders Präzisionsthermometer, werden deshalb meist künstlich gealtert. Durch entsprechende Wahl der verwendeten Glassorten (z. B. Quarzglas) läßt sich der Fehler klein halten.

Bei Glasthermometern wird aus technischen Gründen meist mit herausragendem Faden gemessen, obgleich die Anzeige nur richtig ist, wenn die gesamte thermometrische Flüssigkeit der zu messenden Temperatur ausgesetzt ist. Eine Korrektur ist mittels eines Hilfsthermometers in Gestalt eines *Fadenthermometers* möglich, dessen enge Kapillare mit einem langgestreckten Gefäß etwa mit den Abmessungen der Kapillare des Hauptthermometers übereinstimmt. Befinden sich bei der Messung das obere Ende seines Gefäßes dicht unter der Ablesestelle, der übrige Teil seiner Kapillare aber wenigstens noch einige Zentimeter in der Badflüssigkeit, so zeigt das Fadenthermometer die mittlere Temperatur des Fadens des Hauptthermometers an, dessen Anzeige danach berichtigt werden kann. Um möglichst große Temperaturbereiche mit Glasthermometern erfassen zu können, hat man diese zu Sätzen zusammengestellt, insbesondere als *Normalthermometer*. Dabei wurde der Bereich von −10···+360 °C in je 50 K unterteilt. Die Teilungen der Normalthermometer sind nach 0,5; 0,1; 0,05 K vorgenommen. Bei den T.n für höhere Temperaturen wird der nicht interessierende Anfangsbereich durch eine in das Kapillarrohr eingeblasene Erweiterung unterdrückt.

Zur Bestimmung von kleinen Temperaturdifferenzen dienen die *Beckmannthermometer*, deren Meßbereich dadurch verschoben werden kann, daß ein Teil der Quecksilberfüllung in eine schleifenförmige Erweiterung der Kapillare abgetrennt wird. Die Skale umfaßt nur einen Abschnitt von 5 Grad, der in 0,01 K unterteilt ist. Für direkte Temperaturmessung ist zuweilen in ihre Hülle ein Normalthermometer mit eingeschmolzen. In *Maximumthermometern* reißt der Quecksilberfaden bei Rückgang vom Höchstwert ab, und die Anzeige bleibt bestehen, z. B. in *Fieberthermometern* mit dem Anzeigebereich +35···+42 °C oder in *Frühgeburtsthermometern* von +25···42 °C oder von +33···42 °C. Diese T. sind in jedem Fall eichpflichtig. *Minimumthermometer* haben gewöhnlich Alkoholfüllung. Bei ihnen verschiebt die Flüssigkeit in der Kapillare ein Glasstäbchen, das bei Temperaturanstieg liegen bleibt. Die Kombination *Maximum-* und *Minimumthermometer* ist als Fensterthermometer weit verbreitet. Dabei wird an Stelle des Glasstäbchens ein

Stäbchen in der Kapillare verwendet, das mit Magneten rückgestellt werden kann.

Für Temperaturmessungen in beliebigen Wassertiefen werden → *Umkippthermometer* verwendet.

Das *Unterkühlungsthermometer* ist ein T., dessen Kugel in ein mit Wasser unter Luftabschluß gefülltes Gefäß eingeschmolzen ist. Man kann das Wasser stark unterkühlen und Temperaturen unter dem Gefrierpunkt messen.

Gasthermometer sind T. mit Gas (Helium, Stickstoff, Wasserstoff, Neon) als Meßsubstanz. Man verwendet vorwiegend Gasthermometer konstanten Volumens und mißt mit einem Quecksilbermanometer den Druck in Abhängigkeit von der Temperatur. Wesentlich seltener benutzt man Gasthermometer konstanten Druckes, bei denen die Volumenänderung zur Temperaturmessung dient. Aus der thermischen Zustandsgleichung folgt zwischen dem Druck p und der Temperatur t (in °C) der Zusammenhang $p_t = p_0(1 + \beta t)$. Dabei ist p_0 der Gasdruck bei 0 °C und β der Spannungskoeffizient, der für ideale Gase temperaturunabhängig, für die obengenannten Gase in einem großen Temperatur- und Druckbereich nur schwach temperaturabhängig ist. Bei genauen Temperaturmessungen muß die thermische Ausdehnung des Thermometergefäßes und der schädliche Raum in der Verbindung zum Manometer, in dem das Gas sich nicht auf der Meßtemperatur befindet, berücksichtigt werden. Als Gefäßmaterial erweisen sich bei hohen Temperaturen Iridium (bis 2000 °C), Platin und Platiniridium (bis 1600 °C), Quarzglas (bis 1100 °C) und Jenaer Glas (unter 500 °C) als brauchbar. In der Praxis haben sich die Gasthermometer wegen ihrer schwierigen Handhabung nicht durchgesetzt. Sie spielten und spielen jedoch eine große Rolle bei der Realisierung der thermodynamischen Temperaturskala.

Technische *Tensionsthermometer* beruhen auf dem gleichen Prinzip wie Flüssigkeits-Federthermometer mit einer Bourdonfeder als Anzeigegerät; sie verwenden als Füllflüssigkeiten Äther, Äthylalkohol, Benzol, Chloräthyl u. a. Physikalische Tensionsthermometer können auch verflüssigte Gase als Füllung enthalten. Sie sind äußerst empfindlich und eignen sich besonders für tiefe Temperaturen.

Widerstandsthermometer benutzen die Widerstandsänderung elektrischer Leiter bei sich ändernder Temperatur. Reinstmetalle eignen sich wegen ihres großen Widerstands-Temperaturkoeffizienten von 0,004 bis 0,005 zwischen 0 und 100 °C als Werkstoff besonders gut; bei magnetischen Metallen liegt der Widerstands-Temperaturkoeffizient bei 0,007. Der Widerstand der reinen Metalle steigt bei mittleren und hohen Temperaturen beschleunigt mit der Temperatur, außer bei Platin und Palladium, bei denen er verzögert steigt. Die auf Glimmer oder Keramik gewickelten Widerstände werden geschützt durch Rohre aus Glas, Nickel, bei höheren Temperaturen auch aus Quarzglas oder glasiertem Porzellan. Für die Interpolation der Internationalen Temperaturskala zwischen den Festpunkten werden meist *Normal-Platin-Widerstands-T.* aus spektroskopisch reinem Platin verwendet. Sie können bis +600 °C, in Quarzglas eingebaute T. auch bis zum Goldpunkt benutzt werden. Die Meßunsicherheit beträgt 0,001 K. Für technische Zwecke genügen fabrikmäßig hergestellte Widerstandsthermometer mit einem Sollwiderstand von 100 Ω bei 0 °C, die für 50 und 25 Ω auch mit kleinerer Baulänge hergestellt und auf Glasstäbe aufgewickelt oder in Glas- oder Bleihülsen eingeschmolzen sein dürfen. *Halbleiterthermometer* sind Heißleiter. Wegen der hohen Konstanz verwendet man Halbleiter mit rein elektronischer Leitung, d. h. Gemische von Metalloxiden, oxidischen Mischkristallen und reinem Germanium. Sie können auch mit Halbleiterdioden oder Transistoren gebaut werden. Wegen ihrer verhältnismäßig hohen Fehler müssen sie nachträglich durch konstante Vor- oder Nebenwiderstände abgeglichen werden. Ihr Anwendungsgebiet reicht von −70 bis +150 °C bei weichgelöteten Anschlußdrähten und bis +300 °C bei Ausführungen, die in Glas eingeschmolzen sind. Germaniumhalbleiter sind in der Nähe des absoluten Nullpunkts besonders stabil.

Für *supraleitende T.* lassen sich verschiedene Effekte ausnutzen, z. B. die Abhängigkeit der Übergangstemperatur eines Supraleiters vom Magnetfeld, der Einelektronen-Tunneleffekt an Supraleitern oder der Josephson-Effekt, mit dessen Hilfe sich ein Primärthermometer realisieren läßt.

Einige T. sind speziellen Zwecken angepaßt. Das → *Katathermometer* ist ein Flüssigkeitsthermometer mit verkürzter Skale zur Messung der klimatischen Abkühlungsgröße. *Körperthermometer* sind in einen geschliffenen Metallklotz, meist aus Messing, eingelassene T. für Raumtemperaturen zwischen +16 und 26 °C; sie werden zur Kontrolle im Innern von Meßgeräten und Komparatoren aufgestellt.

Das *Aspirations-Psychrometer-T.* zum Messen der Luftfeuchte besteht aus zwei Quecksilberthermometern. Das eine zeigt die Temperatur t an und bestimmt damit den Partialdruck p_S des Dampfs im Sättigungszustand in der umgebenden Luft. Das andere T. wird feucht gehalten und zeigt wegen der Verdunstungswärme die Temperatur $t_1 < t$ an, der der Partialdruck p_1 bei Sättigung entspräche. Der wirkliche Dampfdruck $p = p_1 - 0{,}00066\, h(t - t_1)$ ergibt sich aus p_1 und dem Barometerstand h in Torr. Die Luftfeuchte ist dann p_S/p. Elektrische Psychrometerthermometer sind nicht nur exakter, sondern auch für Übertragung der Meßwerte zur Fernanzeige oder zur Weiterverarbeitung geeignet. Sie sind entweder mit Thermoelementen oder mit Widerstandsthermometern ausgestattet. Auch Heißleiter kleiner Masse sind für die psychrometrische Messung verwendbar. Ihre Meßunsicherheit beträgt 0,05 K. Sie messen und registrieren die relative Feuchte auf einige Promille.

Differentialthermometer oder *Differentialgasthermometer* sind Gasthermometer mit Differentialmanometern. Sie eignen sich zum Messen tiefer Temperaturen; ihre Meßunsicherheit liegt bei etwa 5%, d. h., bei einer Temperatur von 20 K haben sie eine Meßunsicherheit von 0,02 K. Sie wurden benutzt, um festzustellen, wie gut reale Gase der thermodynamischen Temperaturskala folgen.

Ist der Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Temperatur für einen Stoff bekannt, so kann man mit dem *Dampfdruckthermometer*, auch *Dampfspannungsthermometer* oder *Spannungsthermometer* genannt, durch Messung des Sättigungsdruckes die Temperatur bestimmen. Einfache Anordnungen für genaue Messungen sind nur für Temperaturen unterhalb 0 °C möglich. Je nach der Gasfüllung, z. B. Ar, CO_2, NH_3, O_2, N_2, H_2, He, läßt sich das Dampfdruckthermometer bis zu Temperaturen in der Nähe des absoluten Nullpunkts benutzen. Die Flüssigkeitsmenge, die mit dem Dampf im Gleichgewicht steht, beträgt nur einige Zehntel Kubikzentimeter. Ein spezielles Dampfdruckthermometer ist das *Siedethermometer* oder *Hypsometer*, ein sehr fein unterteiltes T. für Temperaturen zwischen 90 °C und 102 °C zur genauen Bestimmung der Siedetemperatur des Wassers (Genauigkeit $\approx 10^{-3}$ grd). Aus der Siedetemperatur kann man auf den vorhandenen Druck schließen und mit Hilfe der barometrischen Höhenformel die Höhe des Versuchsortes bestimmen. 1 Torr Luftdruckänderung bedingt eine Temperaturänderung von etwa 0,04 K.

Toluolthermometer werden in Thermostaten als *Kontaktthermometer* benutzt. Derartige T. bestehen aus einem wendelartig gebogenen, mit Toluol gefüllten Glasrohr, an das sich eine U-rohrförmige Glaskapillare anschließt. Einer der Schenkel ist mit Quecksilber gefüllt, der zweite hat einen verstellbaren Kontakt. Durch Änderung der Höhe des Quecksilberstands an der Kontaktspitze wird die Temperatur eingestellt. Dieses T. eignet sich zur Temperaturregelung.

Andere Kontaktthermometer werden gewöhnlich als Flüssigkeitsthermometer mit Quecksilberfüllung ausgeführt, in die zwei Kontaktdrähte eingeschmolzen sind. Der verstellbare Kontaktdraht gleitet durch eine als Wendel ausgeführte Stromzuführung, der feste Kontakt ist in der Quecksilberkapillare eingeschmolzen. Diese T. lassen sich für beliebige Bereiche zwischen −30 °C und +600 °C ausführen. Kontaktthermometer werden auch mit Quecksilbertauchrelais verbunden, das eine Leistung von 1000 W hat. Ähnliche Kontaktthermometer werden in verschiedenen Formen für Regelungszwecke eingesetzt.

Thermometerkorrektion, Korrektur der Meßfehler, die aus den Meßbedingungen folgen oder aus den Materialeigenschaften des Thermometerglases bei Flüssigkeitsthermometern (Nullpunktsdepression, herausragender Faden u. ä.).

thermonukleare Reaktion, svw. Kernfusion.

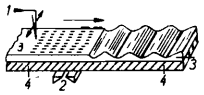
Thermoosmose, Stofftransport durch eine Membran als Folge einer beiderseits verschiedenen Temperatur. Die T. führt bei reinen Phasen zu einer *thermoosmotischen* oder *thermomechanischen Druckdifferenz*, bei Mehrstoffsystemen auch zu *Konzentrationsdifferenzen*.

Thermophon, eine zur Eichung von Mikrophonen geeignete Normalschallquelle. Das T. besteht aus einem Goldfolienstreifen, der von einem Gleichstrom und einem tonfrequenten Wechselstrom durchflossen wird. Die mit der Wechselfrequenz auftretenden Jouleschen Wärmeschwankungen in der Folie führen zu Dichteschwankungen der umgebenden Luft. Die abgegebene Schalleistung läßt sich aus den mechanischen, elektrischen und thermischen Daten des Goldfolienstreifens errechnen.

Thermophor, Gerät, das den Vergleich der Wärmekapazitäten zweier Flüssigkeiten gestattet. Es besteht aus einer mit Quecksilber gefüllten Glaskugel und einer Kapillare mit zwei Meßmarken. Wird das Quecksilber erwärmt, so steigt es in der Kapillare hoch. Taucht man den T. nacheinander in die zu messenden Flüssigkeiten und stellt sicher, daß stets das Quecksilber von der oberen bis zur unteren Meßmarke sinkt, so hat man in jedem Fall die gleiche Wärmemenge übertragen. Die Wärmekapazitäten der Meßflüssigkeiten verhalten sich dann wie die reziproken Temperaturänderungen.

thermoplastische Bildaufzeichnung, elektrostatisches Bildwiedergabeverfahren zur Aufzeichnung von Fernsehaufnahmen.

Das Aufzeichnungsmaterial besteht aus einer thermostabilen Unterlage mit einer leitfähigen Schicht aus Gold oder Chrom und einer darüberbefindlichen thermoplastischen Schicht aus einem geeigneten Hochpolymer. Die optischen Signale werden nach dem Prinzip des Fernsehbildes in elektrische Signale umgewandelt, die einen intensitätsmodulierten Elektronenstrahl steuern, der den im Hochvakuum bewegten Film bildmäßig negativ auflädt; diese Ladung induziert eine entsprechende positive Ladung in der leitfähigen Schicht. Beim anschließenden Erwärmen im Hochfrequenzstrom deformiert sich der Thermoplast durch die Wirkung der Potentialdifferenz bis zum Gleichgewichtszustand zwischen Oberflächenspannung und Coulombscher Kraft und die Deformation durch schnelles Abkühlen fixiert wird. Der Bildinhalt besteht aus „Runzeln", die durch unmittelbare Projektion mit einer Schlierenoptik oder im Dunkelfeld wiedergegeben werden.



thermoplastische Bildaufzeichnung. *1* Elektronenstrahl, *2* Induktionsheizung zur Entwicklung der Aufzeichnung, *3* thermoplastische Schicht – Runzelkorn – und Riffelbild nach Aufladung, Erwärmung und Abkühlung, *4* Filmunterlage

Die t.n B. wird auch zur Speicherung in Rechenautomaten genutzt; infolge schnellerer Aufzeichnung und großer Informationsdichte bietet sie Vorteile gegenüber der magnetischen Speicherung.

Bei der t.n B. von Farbaufnahmen erfährt der Elektronenstrahl durch den Farbinhalt eine weitere Modulation, die sich den Runzeln überlagert, wodurch ein zusätzliches Beugungsgitter erhalten wird. Die Riffelung in Abständen von etwa $^1/_{2500}$ mm entspricht den einzelnen Grundfarben. Durch ein geeignetes Projektionssystem nach dem Prinzip der additiven Farbmischung wird originalgetreue Wiedergabe erreicht.

Der erste Einsatz der t.n B. erfolgte bei Fernsehübertragung von Luftbildaufnahmen aus unbemannten Raketen und Satelliten.

Thermoreflexion, eine einfache und empfindliche Methode der → Modulationsspektroskopie, mit der Änderungen in den optischen Eigenschaften eines Festkörpers mit der Temperatur nachgewiesen und gemessen werden können. Der Grundgedanke der Methode der T. besteht darin, daß mittels einer modulierten Jouleschen Erwärmung eine geringfügige Modulation der Probentemperatur erzeugt wird. Diese bringt infolge der Verschiebung von Resonanzfrequenzen optischer Übergänge mit der Temperatur und infolge der Änderung von Linienbreiten

mit der Temperatur eine Modulation des Reflexionsvermögens der Probe mit sich. In Fällen, in denen die Temperaturverschiebung der Resonanzfrequenzen der dominierende Effekt ist, sind die Spektren der T. sehr ähnlich denen bei Wellenlängenmodulation (→ Modulationsspektroskopie). Die T. wird wegen ihrer einfachen experimentellen Anordnung vielfach zur Aufnahme von wellenlängenmodulierten Spektren angewandt.

Thermorelais, eine Einrichtung zur Verstärkung von Galvanometerausschlägen bei der Messung kleinster elektrischer Ströme. Im Vakuum befindet sich zwischen zwei Konstantanblechen ein Manganinblech. Der Lichtzeiger eines Galvanometers, der auf die Mitte der Anordnung justiert wird, bewirkt bei kleinsten Abweichungen von dieser Lage eine unsymmetrische Erwärmung, die wie beim Thermoelement eine Thermospannung erzeugt. Diese kann mit einem zweiten Galvanometer gemessen werden, wobei der Ausschlag viel größer als beim ersten ist.

Thermospannung, → Thermoelektrizität.

Thermosphäre, oberste Schicht der → Atmosphäre gemäß der auf der Einteilung der Atmosphäre nach Neutralteilchen beruhenden geophysikalischen Nomenklatur. Die T. beginnt oberhalb der Mesopause in 80 bis 100 km Höhe und geht in 2000 bis 3000 km Höhe in die Exosphäre über. Die Temperatur nimmt von etwa −90 °C im Bereich der Mesopause auf über 1000 °C in 500 km Höhe zu. Diese extrem hohen Temperaturen in der T. resultieren aus der sehr geringen Luftdichte, die bereits in der Höhe von 90 bis 100 km nur noch $^1/_{1000000}$ der Luftdichte in Erdbodennähe ausmacht. Entsprechend der kinetischen Gastheorie wächst dadurch die freie Weglänge und infolge der verringerten Zahl der Zusammenstöße auch die Geschwindigkeit der Gasteilchen. Angeregt durch die Wellen- und Korpuskularstrahlung der Sonne (Photoionisation) gehen die atmosphärischen Gase in der T. in den Plasmazustand über. In den hohen Schichten der T. erreichen einzelne Teilchen die 2. kosmische Geschwindigkeit (11,2 km/s) und treten in den interplanetaren Raum über (Exosphäre).

Die T. umfaßt große Teile der Ionosphäre, ist mit dieser aber nicht identisch.

Thermostat, Gerät zur Konstanthaltung von Temperaturen über längere Zeit. Mittels Kontaktthermometern, Relais und elektrischen Heizungen können T.en für jeden gewünschten Temperaturbereich gebaut werden. T.en für tiefe Temperaturen werden → Kryostaten genannt.

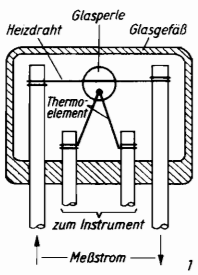
Flüssigkeitsthermostaten bestehen aus einem Flüssigkeitsbad mit Rührwerk zum Mischen der Flüssigkeit, einem Kontaktthermometer in einem wärmeisolierenden Gefäß und einer Temperaturregeleinrichtung. Als Badflüssigkeiten eignen sich nur Flüssigkeiten, die in dem jeweils interessierenden Temperaturbereich große thermische Leitfähigkeit, geringe Viskosität und gute Wärmeübergangseigenschaften haben und sich gut durchmischen lassen. Oberhalb von 0 °C eignen sich außer Wasser bis +56 °C Azeton, bis +148 °C Anilin, bis +218 °C Naphthalin, bis +306 °C Benzophenon, bis +445 °C Schwefel, als nichtsiedende Flüssigkeiten auch verschiedene Öle.

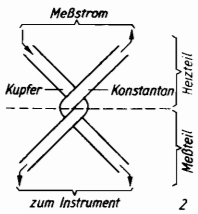
Zwischen +220 und +630 °C ist das Eutektikum von Natron- und Chilesalpeter vorteilhaft zu verwenden (gute Isolierung erforderlich). Für noch höhere Temperaturen (+600···1400 °C) wird eine Mischung von Bariumchlorid und Natriumchlorid in einem Schamottegefäß mit Turbinenrührer benutzt. Die Temperatur kann auf ±0,01 K geregelt werden. Für besonders hohe Temperaturen werden Doppelthermostaten mit Hohlraumstrahler und Meßbrücken oder Thyratronreglern benutzt. *Präzisionsmikrothermostaten* können in Verbindung mit einem Röntgenspektrometer gebraucht werden. Für die Konstanthaltung von Temperaturen unterhalb 0 °C muß entweder ein den Hauptthermostaten umgebendes Bad mit einer niedriger siedenden Flüssigkeit benutzt werden, oder man verwendet eine Flüssigkeit mit niedrigem Siedepunkt, z. B. Schwefeldioxid, Ammoniak oder Äther. *Metallthermostaten* haben gute Temperaturkonstanz. Man verwendet Zylinder, auf deren Endflächen abwechselnd Scheiben aus wärmedämmendem Material (z. B. Filz) und wärmeleitendem Material (z. B. Metall) aufgesetzt sind. Der Innenraum wirkt wie ein Luftthermostat. Die Temperaturkonstanz hängt von der Metallmasse und von der Heizleistung ab; sie wird von einem Kontaktthermometer geschaltet. Häufig werden T.en mit zwei Kontaktthermometern ausgerüstet, von denen eines die Feinregulierung übernimmt. Bei *Luftthermostaten* dient die erwärmte Luft zur Thermostatierung. Luftthermostaten werden z. B. zur Konstanthaltung der Temperatur von Meßbrücken verwendet, die mit Normal-Widerstandsthermometern zur Darstellung der Internationalen Temperaturskala benutzt werden. Bei Hochfrequenzöfen werden als Temperaturmeßorgan und als Steuerelement auch Toroidspulen benutzt.

thermotrope Phase, → mesomorphe Phase.

Thermoumformer, ein mit einem Heizdraht verbundenes → Thermoelement zum Messen von Gleich- und Wechselströmen. Der Heizdraht wird von dem zu messenden Strom durchflossen und erwärmt das Thermoelement, dessen EMK mit einem Drehspulinstrument oder Drehstromgalvanometer gemessen wird. Bei dem *Vakuumthermoumformer* (Abb. 1) legt eine kleine Glasperle den Abstand zwischen dem Heizdraht und dem Thermoelement fest und isoliert den Meßstromkreis von dem Thermoelement und dem daran angeschlossenen Instrument. Heizdraht und Thermoelement sind in einem Glasgefäß eingeschmolzen, das zur Verringerung der Wärmeverluste evakuiert ist. Der Ausschlag des Instrumentes ist eine Funktion des Effektivwertes des Meßstromes. Der T. kann bis zu sehr hohen Frequenzen (10^8 Hz) verwendet werden. Der Leistungsbedarf des Heizdrahtes beträgt 1 mW bis 50 mW bei evakuierten T.n bzw. 0,1 W bis 1 W bei luftgekühlten T.n.

Eine früher häufiger verwendete, konstruktiv sehr einfache Ausführung des T.s ist das *Thermokreuz* (Abb. 2). Es besteht aus zwei Drähten aus verschiedenen Metallen, die ineinandergehängt und verschweißt sind. Die linken Drahthälften dienen als Hitzdraht und erwärmen sich bei Stromdurchfluß, die rechten Drahthälften stel-





Thermoumformer: *1* Aufbau eines Vakuumthermoumformers, *2* Thermokreuz

len ein Thermoelement dar, in dem entsprechend der Erwärmung eine Thermokraft erzeugt wird, die der Stärke des durchfließenden Stromes entspricht. Nachteilig ist die fehlende galvanische Trennung zwischen Heiz- und Meßteil.

Lit. Stanek: Technik elektrischer Meßgeräte (2. Aufl. Berlin 1962).

thermoviskose Flüssigkeit, Flüssigkeit, bei der der Spannungstensor vom Deformationsgeschwindigkeitstensor und vom Temperaturgradienten abhängig ist.

Theta-Meson, → Kaon.

Thetamodell, dreidimensionale Modellvorstellung vom geomagnetischen Schweif (→ Magnetosphäre), bei der angenommen wird, daß der Schweif gegenüber dem Sonnenwind abgeschlossen ist und in seiner Äquatorebene eine Plasmaschicht enthält.

Theta-Tau-Rätsel, → Kaon.

Thetatemperatur, → Polymere.

Thixotropie, die bei mechanischen Einwirkungen (Schütteln) eintretende „Verflüssigung" von Gelen oder Pasten, die vorher steif und zäh waren. Sie beruht in der Hauptsache auf der Zerstörung von Strukturen, die sich im Ruhezustand über Nebenvalenzverknüpfungen ausgebildet haben bzw. nach Aufhören der mechanischen Einwirkungen wiederherstellen. Dabei wird das Verhältnis Schubspannung zu Verformungsgeschwindigkeit infolge der vorangegangenen Verformung zeitweilig reduziert.

Der Begriff der T. wurde zuerst von Freundlich eingeführt, um einen isothermen, umkehrbaren Gel-Sol-Übergang zu bezeichnen, der durch mechanische Arbeit hervorgebracht wird. Der Zeitfaktor ist dabei wesentlich, um die T. von der Strukturviskosität abzugrenzen. Die Viskosität thixotroper Stoffe wird mit zunehmender Beanspruchung kleiner. Dieser Effekt ist reversibel. Während jedoch im Fall der Strukturviskosität die Rückgewinnung sofort eintritt, so bedarf es im Falle der T. zur Ausbildung der Viskosität im Ruhezustand einer gewissen Zeit, die mitunter beträchtlich sein kann.

Antithixotropie, auch als negative T. bezeichnet, liegt vor, wenn das Verhältnis Schubspannung zu Verformungsgeschwindigkeit infolge der vorausgegangenen Verformung zeitweilig erhöht wird. Die Struktur einer Substanz wird somit z. B. unter Scherung aufgebaut und zerfällt während des Ruhens.

***T*-hoch-drei-Gesetz,** → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

***T*-hoch-drei-Halbe-Gesetz,** *$T^{3/2}$-Gesetz*, von F. Bloch 1930 angegebenes Gesetz, das die Temperaturabhängigkeit der spontanen Magnetisierung M eines isotropen Ferromagneten in der Nähe des absoluten Nullpunktes angibt: $M(T) = M(T = 0) - \alpha T^{3/2}$, wobei α vom speziellen Stoff abhängt. Dieses Gesetz gilt, wenn der Magnetisierungsabfall durch die Zahl der angeregten freien Spinwellen bestimmt wird.

***T*-hoch-fünf-Gesetz,** → Plancksche Strahlungsformel, → Bloch-Grüneisen-Gesetz.

***T*-hoch-vier-Gesetz,** → Plancksche Strahlungsformel, → Debyesche Theorie der spezifischen Wärmekapazität.

Thomas-Fermi-Abschirmung, → Abschirmung 4).

Thomas-Fermi-Gleichung, → statistische Theorie der Atomhülle.

Thomas-Fermi-Modell, statistisches Modell des Atoms, das insbesondere gut geeignet ist zur näherungsweisen Beschreibung von Atomen mit hohen Ordnungszahlen Z, bei denen die Hartree-Fock-Methode wegen der großen Zahl von Elektronen praktisch unbrauchbar wird. Die Elektronen der Atomhülle werden dabei als Fermi-Gas behandelt, sie besetzen im Grundzustand des Atoms alle Zellen im Phasenraum bis zu einem Maximalimpuls p_0; zwischen p_0 und der Teilchendichte ϱ der Elektronen ergibt sich $p_0^3 = 3\pi^2\hbar^3\varrho$. Andererseits ergibt sich aus der Energiebilanz der Elektronen $p_0^2/2m = V_0(r) - V(r)$, wobei V_0 die maximale Energie der Elektronen und V das im Unendlichen verschwindende Potential ist. Aus der Poisson-Gleichung der Elektrostatik folgt dann für $V(r)$ die Thomas-Fermi-Gleichung $\Delta V = (8\sqrt{2}/3\pi) \times \frac{m^{3/2} e^{5/2}}{\hbar^3} \cdot V^{3/2}$, die mit $x = rZ^{1/3}/b$, $\chi(x)/x = V(r)\, b/Z^{4/3}$ und $b = \frac{8\sqrt{2}}{(3\pi)^{2/3}} \frac{me^2}{\hbar^2}$ ($b = 0{,}885$ für den kugelsymmetrischen Grundzustand) in die parameterfreie Differentialgleichung $x^{1/2}\chi'' - \chi^{3/2} = 0$ für die universelle, für alle Atome gültige Funktion $\chi(x)$ übergeht; $\chi(x)$ verschwindet erst für $x \to \infty$, d. h., im T.-F.-M. hat das Atom keinen Rand.

Das T.-F.-M. ist für kleine und große Abstände vom Kern unbrauchbar, gibt aber die Schaleneigenschaft des Atoms nach entsprechender Verfeinerung für mittlere Abstände gut wieder und gestattet die Berechnung von Ionisierungsenergien und Röntgen-Niveaus. Das Modell kann in verschiedener Weise verbessert werden; es wird in der Kernphysik (→ Kernmodelle) auch auf die Nukleonen angewandt.

Thompson-Prisma, → Polarisationsprisma.

Thomson-Brücke, → Meßbrücke.

Thomson-Effekt, → Thermoelektrizität, → galvanomagnetische Effekte.

Thomson-Gibbssche Gleichung, *Thomsonsche Beziehung*, Beziehung zwischen der Größe eines Flüssigkeitströpfchens oder Kriställchens und seinem Dampfdruck. Thermodynamisch abgeleitet lautet die T.-G. G.:

$$\mu_\infty - \mu_r = kT \ln (p_r/p_\infty) = v_0\sigma_i/r_i .$$

Hierbei bedeuten μ das chemische Potential, p den Dampfdruck, die Indizes r und ∞ endliche und unendliche Größe des Tropfens oder Kristalls, σ_i die spezifische freie Oberflächenenergie und r_i die Zentraldistanz des Tropfens bzw. der i-ten Kristalloberfläche, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und v_0 das Molekularvolumen.

Der Dampfdruck kleiner Tröpfchen ist größer als bei einer ebenen Flüssigkeitsoberfläche, z. B. bei einem Tropfenradius von 10^{-6} cm um etwa 10%. Daher wachsen in Nebeln die großen Tropfen auf Kosten der kleinen weiter an.

Der Dampfdruck von Flüssigkeiten in benetzenden Kapillaren (konkave Oberfläche) ist geringer als der einer ebenen Oberfläche, so daß in einem porösen Stoff Kondensation stattfinden kann (Kapillarkondensation).

Thomson-Joule-Effekt

Nach der Kossel-Stranskischen Wachstumstheorie (→ Kristallwachstum) nimmt die T.-G. G. mit Hilfe der mittleren Abtrennarbeit die Form

$$kT \ln (p_r/p_\infty) = \bar{\varphi}_\infty - \bar{\varphi}_r$$

an; hierbei sind $\bar{\varphi}_r$, $\bar{\varphi}_\infty$ die mittleren Abtrennarbeiten für eine oberste Netzebene eines endlichen bzw. unendlich großen Kristalls, $\bar{\varphi}_\infty$ ist gleich der Abtrennarbeit der Halbkristall-Lage. Die T.-G. G. gilt auch für einen zweidimensionalen Kristall. An die Stelle der spezifischen freien Oberflächenenergie und der mittleren Abtrennarbeit für eine oberste Netzebene treten die spezifische freie Randenergie und die mittlere Abtrennarbeit für eine Randreihe. Mit Hilfe der T.-G.n G. kann man die Größe des einer bestimmten Übersättigung entsprechenden Kristallkeimes berechnen.

Thomson-Joule-Effekt, → Joule-Thomson-Effekt.

Thomson-Koeffizient, → Thermoelektrizität.

Thomsonsche Beziehung, 1) svw. Thomson-Gibbsche Gleichung. **2)** für thermoelektrische Effekte → Thermoelektrizität.

Thomsonsches Atommodell, → Atommodell.

Thomsonsche Schwingungsformel, → Schwingkreis 1 b).

Thomson-Wärme, → Thermoelektrizität.

Thorex, → Kernbrennstoffzyklus.

Thorium, Th, radioaktives chemisches Element mit der Ordnungszahl 90. In den → radioaktiven Familien treten folgende Isotope auf: ^{234}Th (früher *Uran* X_1), ^{230}Th (früher *Ionium*), ^{231}Th (früher *Uran Y*), ^{227}Th (früher *Radioaktinium*), ^{228}Th (früher *Radiothorium*) und ^{229}Th. Die Muttersubstanz der Thoriumreihe ist das Isotop ^{232}Th. Künstliche Isotope sind mit Massezahlen zwischen 223 und 234 bekannt. Das langlebigste Isotop ist ^{232}Th mit einer Halbwertszeit von $1{,}39 \cdot 10^{10}$ Jahren. Es zerfällt unter α-Emission zu ^{228}Ra (historischer Name *Mesothorium I*, abg. $MsTh_1$), das unter β-Emission in ^{228}Ac (historischer Name *Mesothorium II*, abg. $MsTh_2$) übergeht. Das Endglied der Thoriumreihe ist das Bleiisotop ^{208}Pb (*Thoriumblei* oder *Thorium D*). Das kurzlebigste Thoriumisotop ist ^{223}Th mit einer Halbwertszeit von 0,1 Sekunden. ^{232}Th kann durch schnelle Neutronen gespalten werden. Durch Neutroneneinfang bildet sich ^{233}Th, das durch β-Zerfall in das durch langsame Neutronen spaltbare ^{233}U übergeht. Deshalb dient ^{232}Th als Brutsubstanz in Reaktoren.

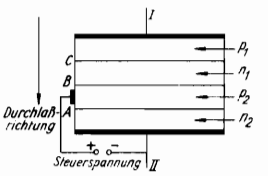
Thoriumblei, → Thorium.

Thoriumreihe, → radioaktive Familien.

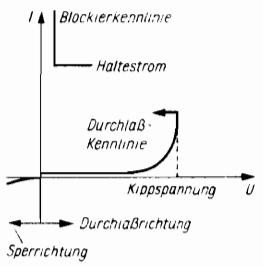
Thoron, → Radon.

Thyratron, *Stromtor*, Gasentladungsröhre, die im einfachsten Falle Anode, Startelektrode und geheizte Katode enthält. Die Startelektrode wirkt ähnlich wie ein Steuergitter. Mit ihr kann die Anodenzündspannung in weiten Grenzen geregelt werden (→ Gasentladungsschalter). Die Betriebsspannung U_b wird geringer als die Anodenzündspannung gewählt, d. h., das T. ist zunächst nicht gezündet. Die Startelektrode bildet mit der Katode eine zweite Entladungsstrecke mit im Vergleich zur Anodenzündspannung wesentlich geringerer Zündspannung. Bei der Zündung der Strecke Startelektrode – Katode wird eine große Zahl von Ladungsträgern freigesetzt (Ionen und Elektronen), die die Zündung der Hauptentladungsstrecke bewirken. Der Anodenstrom wächst über alle Grenzen, falls er nicht durch Außenwiderstände begrenzt wird. Nach der Zündung verliert die Startelektrode ihre steuernde Wirkung, so daß ein Löschen des T.s nur durch Erniedrigen der Anodenspannung unter die Löschspannung möglich ist. Die zur Zündung des T.s erforderliche U_a-U_g-Kombination läßt sich der *Steuerkennlinie* entnehmen. Beim Überschreiten der Steuerkennlinie in umgekehrter Richtung bleibt der Stromfluß erhalten, vorausgesetzt, die Anodenspannung bleibt größer als die Löschspannung. Das T. verwendet man z. B. bei der Impuls- und Kippspannungserzeugung, weiterhin zur Steuerung von Gleichrichterschaltungen und Messung von Impulsamplituden.

Thyristor, ein steuerbares Halbleiterbauelement ähnlich der Vierschichtdiode (→ Halbleiterdiode), jedoch mit einem zusätzlichen Kontakt an der p_2-Schicht (Abb. 1). Bei positiver Spannung der Schicht p_1 sind die pn-Übergänge *A* und *C* in Durchlaßrichtung und *B* wegen negativer Spannung gegenüber n_2 in Sperrichtung gepolt, bei umgekehrter Spannung an p_1 gegen n_2 läßt der pn-Übergang *B* durch, während *A* und *C* sperren. Damit sperrt das gesamte Bauelement in beiden Fällen. Erhält jedoch im ersten Fall die Schicht p_2 eine positive Vorspannung, so erhöht ein durch *A* fließender Strom die Ladungsträgerdichte in p_2. Damit fließt ein Elektronenstrom von p_2 über n_1 und p_1 zum Anschluß I und ein Löcherstrom in umgekehrter Richtung. Der pn-Übergang *B* kann schließlich dabei von so vielen Ladungsträgern durchflossen werden, daß er seine Sperrfähigkeit einbüßt. Damit beginnt ein Strom in Durchlaßrichtung zu fließen, unabhängig davon, ob die Steuerspannung an p_2 erhalten bleibt oder nicht. Erst nach Absinken des Durchlaßstromes auf einen Wert nahe Null, z. B. infolge Vergrößerung eines äußeren Lastwiderstandes und damit verbundenen Absinkens der Spannung zwischen I und II, sperrt der T. wieder. Der T. hat damit zwei stabile Betriebszustände, wie auch die Kennlinie (Abb. 2) zeigt, nämlich einen *Blokkierzustand* vor und einen *Durchlaßzustand* nach der Zündung.



1 Schematischer Aufbau eines Thyristors.



2 Durchlaß- und Blockierkennlinie eines Thyristors

Bei den *Photothyristoren* wird die Zündung mittels Belichtung des unter der Katode des T.s liegenden pn-Überganges ausgelöst. Die Auslösung wird dabei infolge Bildung von Elektronenlochpaaren in dieser Schicht bewirkt, wobei die Vorgänge denen in einer Photodiode (→ Halbleiterdiode, → Halbleiterdetektor) ähneln (→ Ladungsträger). Dem T. ähnlich sind der Binistor und der Symistor.

Lit. Lappe: Thyristor-Stromrichter für Antriebsregelungen (Berlin 1968).

Tiefdruckgebiet, svw. Zyklone.

Tiefenmaßstab, → Maßstab 2).

Tiefenschärfe, svw. Schärfentiefe.

Tiefenverhältnis, α, das Verhältnis des Abstandes benachbarter Bildpunkte zu dem Abstand der ihnen konjugierten Objektpunkte auf der optischen Achse, → Abbildung.

Tiefpaß, → Filter.

Tilgung, die Verringerung der Intensität der Lumineszenz bzw. der Stärke des Photostroms bei der Photoleitung in Halbleitern durch Temperaturerhöhung (*thermische T.*) oder durch zusätzliche Einstrahlung von Licht geeigneter Wellenlänge (*optische T.*). Im Falle eines n-Halbleiters besteht die T. vielfach darin, daß an Störstellen gebundene Löcher thermisch oder durch Absorption eines Photons in das Valenzband angeregt werden, wo sie mit Elektronen des Leitungsbandes über Zwischenzustände strahlungslos rekombinieren. Dadurch wird die Elektronenkonzentration im Leitungsband und damit der Photostrom verringert, gleichzeitig wird der Anteil der strahlungslosen Elektronenübergänge auf Kosten der strahlenden Elektronenübergänge vergrößert. Entsprechend umgekehrt wirkt die T. bei einem p-Halbleiter. Oft sind die der T. zugrunde liegenden physikalischen Prozesse jedoch wesentlich komplizierter.

tilt boundary, → Korngrenze.

***T*-Invarianz,** → Zeitumkehr.

Titius-Bodesche Reihe, *Bode-Titiussche Reihe*, eine von A. K. Titius aufgestellte und später von J. E. Bode allgemein bekanntgemachte Formel, die näherungsweise die mittleren Abstände a der Planeten von der Sonne, gemessen in AE, angibt. Danach gilt $a = 0{,}4 + 0{,}3 \cdot 2^n$, wenn man für Merkur $n = -\infty$, für Venus $n = 0$, für die Erde $n = 1$, für Mars $n = 2$ usw. einsetzt. Eine ursprünglich vorhandene Lücke bei $n = 3$ wurde durch die Entdeckung der Planetoiden geschlossen. Die Übereinstimmung ist bis auf Neptun und besonders auf Pluto recht gut. Die Deutung der T.-B.n R. ist Aufgabe der Kosmogonie des Planetensystems.

***t*-Kanal,** → analytische S-Matrix-Theorie.

TLD, *Thermolumineszenzdosimeter*, → Dosimeter.

T-Matrix, → S-Matrix.

TME, → Masseeinheit 3), 4).

t/min, Tabelle 2, Drehzahl.

TM-Welle, → Wellenleiter.

Tn, Symbol für Thoron, → Radon.

Tochtersubstanz, → radioaktive Familien.

Toeplersche Schlierenmethode, → Schlierenmethoden.

Tokamak, → Kernfusion.

Toleranz, *T*, Unterschied zwischen einem zugelassenen Größt- und einem Kleinstwert einer meßbaren Eigenschaft eines Meßgegenstands, z. B. zwischen einem Größt- und einem Kleinstmaß. T.en spielen eine wichtige Rolle beim Austauschbau. Sie sind meist in einem *Toleranzensystem* zusammengestellt, das die Grundtoleranzen enthält und in jedem Nennbereich 16 Toleranzstufen umfaßt, die auch Qualitäten genannt werden. Das Toleranzfeld ist entscheidend für die Meßunsicherheit, mit der ein Meßgerät benutzt werden kann.

Toleranzdosis, veralteter Begriff für zulässige Strahlungsbelastungen, heute durch die maximal zulässige Dosis ersetzt, → Strahlenschutzgrenzwerte.

Tolman-Versuch, Versuch zum Nachweis der Beweglichkeit von Elektronen in Metallen. Beim T.-V. wird ein metallischer Leiter auf eine hohe Geschwindigkeit gebracht und dann schnell abgebremst. Dabei kann mit einem ballistischen Galvanometer ein Stromstoß gemessen werden, der von der Weiterbewegung der Elektronen infolge ihrer Trägheit verursacht wird. Der Versuch liefert einen Wert für das Verhältnis von Ladung und Masse des Elektrons e/m_0, das befriedigend mit demjenigen aus exakteren Experimenten übereinstimmt.

Tomonaga-Bild, svw. Wechselwirkungsbild.

Tomonaga-Darstellung, svw. Wechselwirkungsbild.

Tomsscher Effekt, die Herabsetzung des (turbulenten) Strömungswiderstands hochpolymerer Lösungen durch Stabilisieren der laminaren Grenzschicht gegenüber dem des reinen Lösungsmittels. Der Effekt der Widerstandsverminderung [engl. drag reduction] läßt sich auch schon in verdünnten Lösungen beobachten, wobei als Lösungsmittel Wasser verwendet wird. Durch Zusetzen von 1 mg „Polyox" (Polyäthenoxid) zu 1 l Wasser kann man den Strömungswiderstand so weit herabsetzen, daß z. B. eine Feuerlöschspritze 54 m statt 36 m weit spritzt und zugleich ihr Durchsatz 1000 l/min statt 900 l/min beträgt. Durch die Zugabe tritt Stabilität der Rohrströmung ein, der Übergang zur turbulenten Strömung wird zu größeren Re-Zahlen verschoben. Die Stabilität der Strömung wird mit steigender Polymerkonzentration erhöht. Außer dem Polyäthenoxid gibt es eine Reihe anderer wasserlöslicher makromolekularer Stoffe, die den Effekt der Widerstandsminderung hervorbringen, z. B. Polymerisate auf der Basis von Akrylamid, teilweise hydrolysierte Kopolymerderivate von Akrylnitril u. a.

ton, Tabelle 2, Masse.

Ton, Gehörsempfindung, die durch eine harmonische Schallwelle hervorgerufen wird. Das Klangspektrum (→ Schallspektrum) eines T.es weist demzufolge nur eine Frequenz auf. Der T. ist das Grundelement aller anderen Gehörsempfindungen, wie → Klang oder → Geräusch, die aus mehreren Teiltönen zusammengesetzt sind. Jeder von Musikinstrumenten erzeugte wie der gesprochene oder gesungene T. ist im physikalischen Sinne kein reiner T., sondern ein Klang.

Physikalisch wird ein T. durch die Angabe von Tonhöhe, d. h. der Frequenz der zugehörigen ungedämpften Schallwelle, sowie der Tonstärke, das ist der als → Lautstärke empfundene Schallpegel, auch Schallstärke, charakterisiert. Nur eine ungedämpfte Schwingung ist die

Grundlage eines reinen Tones; jede Dämpfung bedingt nach der Fourier-Analyse das Auftreten mehrerer harmonischer Wellen.

Tonart, eine charakteristische Auswahl musikalischer Töne, die durch die Lage eines Grundtones innerhalb der chromatischen Tonleiter und die Folge der Halb- und Ganztonschritte innerhalb der auf den Grundton folgenden Oktave bestimmt ist.

Man unterscheidet zwischen den das Tongeschlecht festlegenden Dur- und moll-T.en, je nachdem, ob die große Terz, Sexte und Septime oder die kleine Terz, Sexte und Septime die Tonfolge festlegen.

Nach dieser Einteilung gibt es je 15 Dur- und moll-T.en (→ Tonskalen).

tonf, Tabelle 2, Kraft.

tonf/ft², Tabelle 2, Druck.

ton-force, Tabelle 2, Kraft.

ton-force per square foot, Tabelle 2, Druck.

Tonfrequenz, der Frequenzbereich mechanischer und elektromagnetischer Schwingungen, der dem Frequenzbereich der vom menschlichen Ohr aufnehmbaren, d. h. empfindbaren Schallschwingungen von etwa 16 Hz bis 25 kHz entspricht (→ Frequenz).

Tonintervall, → Tonskalen.

Tonkonservierung, → Schallaufzeichnung.

Tonleiter, → Tonskalen.

Tonmodulation, Modulation einer hochfrequenten Trägerwelle mit Tonfrequenz (→ Modulation).

Tonne, t, inkohärente Einheit der Masse, Eigenname für 10^3 kg. Vorsätze erlaubt. 1 t = 10^3 kg = 10^6 g. 1 dt = 10^2 kg.

Tonnenflechtwerk, → Fachwerk.

Tonpilz, ein die Grundform eines mechanisch-akustischen Wandlers darstellender Schallsender, bestehend aus zwei meist ungleichen und durch ein elastisches Medium verbundenen Massen. Das elastische Verbindungsstück kann ein magnetostriktiver Nickelstab sein, der durch einen eine umliegende Spule durchfließenden Wechselstrom zu mechanischen Schwingungen angeregt wird. Verwendung finden derartige Anordnungen als Wasserschallsender, wobei die kleine Masse in Luft, die große im Wasser schwingt.

Tonskalen, Tonfolgen, die durch bestimmte Frequenzverhältnisse der einzelnen Töne zu einem Grundton definiert sind.

Unterschiede zwischen T. treten dadurch auf, daß, vom Grundton ausgehend, unterschiedliche Intervallschritte zum Aufbau der T. verwendet wurden. Besondere Bedeutung in allen T. haben die Intervalle, die durch einfache Zahlenverhältnisse bezeichnet sind. Sie stellen grundlegende Akkorde dar, die in Konsonanzen und Dissonanzen eingeteilt werden, wobei diese Trennung jedoch physikalisch nicht definierbar ist; sie wird durch das musikalische Empfinden weitgehend bestimmt.

Tonintervall	Frequenzverhältnisse	
Prime	1 : 1	Konsonanz
kleine Terz	6 : 5	
große Terz	5 : 4	
Quarte	4 : 3	
Quinte	3 : 2	
große Sexte	5 : 3	
Oktave	2 : 1	
Duodezime	3 : 1	
kleiner Halbton	25 : 24	Dissonanz
großer Halbton	16 : 15	
kleiner Ganzton	10 : 9	
großer Ganzton	9 : 8	
kleine Sexte	8 : 5	
kleine Septime	9 : 5	
große Septime	15 : 8	

Grundsätzlich zu unterscheiden sind die diatonischen T. von der chromatischen Tonskala. *Diatonische T.* enthalten in einer Oktave sieben Töne mit ungleichen Intervalldifferenzen. Die *pythagoräische Tonskala*, die älteste der diatonischen T., wird aus aufeinanderfolgenden Quintenschritten aufgebaut. Diese werden zu T., wenn von den markierten Tönen aus in entsprechenden Oktavschritten das dem Grundton folgende Oktavintervall gefüllt wird. Für mehrstimmige Musik ist die pythagoräische Tonskala ungeeignet, da nur Quarte und Quinte Konsonanzen darstellen.

Die *diatonische Dur-Tonskala* wird aus dem Dur-Dreiklang (1 : 1, 5 : 4, 3 : 2) abgeleitet, in-

Tabelle 1. Diatonische Tonskalen in reiner Stimmung

Pythagoräische Tonskala				Dur-Skala			moll-Skala		
Intervallbezeichnung	Tonsymbol	Frequenzverhältnis zum Grundton A	Frequenzverhältnis aufeinanderfolgender Töne B	Tonsymbol	A	B	Tonsymbol	A	B
Prime	c	1 : 1	9 : 8	c	1 : 1	9 : 8	c	1 : 1	9 : 8
Sekunde	d	9 : 8	9 : 8	d	9 : 8	10 : 9	d	9 : 8	16 : 15
Terz	e	81 : 64	256 : 243	+e	5 : 4	16 : 15	−es	6 : 5	10 : 9
Quarte	f	4 : 3	9 : 8	f	4 : 3	9 : 8	f	4 : 3	9 : 8
Quinte	g	3 : 2	9 : 8	g	3 : 2	10 : 9	g	3 : 2	16 : 15
Sexte	a	27 : 16	9 : 8	+a	5 : 3	9 : 8	−as	8 : 5	9 : 8
Septime	h	243 : 128	256 : 243	+h	15 : 8	16 : 15	−b	9 : 5	10 : 9
Oktave	c′	2 : 1		c′	2 : 1		c′	2 : 1	

\+ große Terz, Sexte und Septime, − kleine Terz, Sexte und Septime

dem unterhalb und oberhalb dieses Akkords je zwei weitere Töne gefunden werden, die mit ihren Nachbartönen des ursprünglichen Akkords wieder einen Dreiklang bilden.

Ein Vergleich der beiden genannten T. zeigt, daß sich Terz (81 : 64), Sexte (27 : 16) und Septime (243 : 128) der pythagoräischen Tonskala von den gleichbezeichneten Intervallen der diatonischen Dur-Skala durch das Intervall 80 : 81, das sogenannte syntonische Komma, unterscheiden.

Die *diatonische moll-Skala* wird in gleicher Weise wie die Dur-Skala aufgebaut, jedoch geht man vom moll-Dreiklang (1 : 1, 6 : 5, 3 : 2) aus.

In diesen T. treten wiederkehrende Intervalle zwischen aufeinanderfolgenden Tönen auf, die als großer Halbton (16 : 15), kleiner Halbton (25 : 24), großer Ganzton (9 : 8) und kleiner Ganzton (10 : 9) bezeichnet werden. Die in der Tabelle 1 aufgeführte Intervallfolge der 3 T. in der ursprünglichen, nach den oben aufgeführten Aufbauprinzipien entwickelten Form bezeichnet man als T. mit reiner Stimmung. Die diatonische Dur- und moll-Skala wurden später erheblich erweitert, damit jeder der ursprünglichen sieben Töne als Grundton einer eigenen Tonskala verwendet werden konnte. Diese erweiterte diatonische Tonskala entstand durch Erhöhung der tieferen Töne der Ganztonintervalle um einen kleinen Halbton bzw. durch Erniedrigung der höheren Töne der Ganztonintervalle um einen kleinen Halbton. Dabei decken sich jedoch die erhaltenen, enharmonisch erhöhten und vertieften Zwischentöne nicht vollständig. Derart erweiterte T. werden auch als *chromatische T.* bezeichnet.

Die möglichen enharmonischen Verwechselungen bei derartigen Nachbarschaften wurden durch eine entsprechende, korrigierte Mittelwertbildung ausgeglichen. Die so entstandene erweiterte diatonische Tonskala, die heute noch gebräuchlich ist, wird als 12stufig gleichteilig temperiert bezeichnet (Tab. 2). In ihr besteht die Oktave aus 12 gleichgroßen Halbtonschritten der Größe $\sqrt[12]{2} = 1{,}05946$ (→ Cent). Der Unterschied zwischen großen und kleinen Ganz- und Halbtönen verschwindet. Jeder der 12 Töne ist nun gleichberechtigter Grundton einer Tonleiter. Insbesondere für den Bau von Musikinstrumenten mit festen Tönen, z. B. Klavier, Orgel oder Gitarre, ist diese von Werckmeister 1691 eingeführte Tonskala von grundlegender Bedeutung. Erst durch sie wurde eine universelle Verwendung dieser Instrumente möglich. J. S. Bach unterstützte ihre Anwendung und Verbreitung

Tabelle 2. Erweiterte diatonische Tonskalen

reine Stimmung			gleichteilig temperierte Stimmung		
Tonsymbol	Frequenzverhältnis zum Grundton	Frequenzverhältnis aufeinanderfolgender Töne	Tonsymbol (zusammengefaßt)	Frequenzverhältnis zum Grundton nach korrigierter Mittelwertbildung	Intervallmaß i in cent
c	1 : 1	25 : 24	c	1,00000 = 1	0
cis	25 : 24	128 : 125	cis = des	$1{,}05946 = 2^{1/12}$	100
des	16 : 15	25 : 24			
d	9 : 8	25 : 24	d	$1{,}12246 = 2^{2/12}$	200
dis	75 : 64	128 : 125	dis = es	$1{,}18921 = 2^{3/12}$	300
es	6 : 5	25 : 24			
e	5 : 4	128 : 125	e = fes	$1{,}25992 = 2^{4/12}$	400
fes	32 : 25	3125 : 3072			
eis	125 : 96	128 : 125	f = eis	$1{,}33484 = 2^{5/12}$	500
f	4 : 3	25 : 24			
fis	25 : 18	648 : 625	fis = ges	$1{,}41421 = 2^{6/12}$	600
ges	36 : 25	25 : 24			
g	3 : 2	25 : 24	g	$1{,}49831 = 2^{7/12}$	700
gis	25 : 16	128 : 125	gis = as	$1{,}58740 = 2^{8/12}$	800
as	8 : 5	25 : 24			
a	5 : 3	25 : 24	a	$1{,}68179 = 2^{9/12}$	900
ais	125 : 72	648 : 625	ais = b	$1{,}78189 = 2^{10/12}$	1000
b	9 : 5	25 : 24			
h	15 : 8	128 : 125	h = ces'	$1{,}88775 = 2^{11/12}$	1100
ces'	48 : 25	3125 : 3072			
his	125 : 64	128 : 125	his = c'	$2{,}00000 = 2^{12/12}$	1200
c'	2 : 1				

Tabelle 3. Frequenzen der C-Töne

Bezeichnung je nach Oktavlage	Tonsymbol	physikalische Stimmung $f_{c'} \equiv 256$ Hz Hz	internationale gleichteilig temperierte Stimmung $f_{a'} \equiv 440$ Hz Hz
Subcontra-C	c^{-3} oder C	$2^4 = 16$	16,35
Contra-C	c^{-2} oder C''	$2^5 = 32$	32,70
Großes C	c^{-1} oder C'	$2^6 = 64$	65,41
Kleines C	c^0 oder c	$2^7 = 128$	130,81
1 gestrichenes C	c^1 oder c'	$2^8 = 256$	261,63
2 gestrichenes C	c^2 oder c''	$2^9 = 512$	523,25
3 gestrichenes C	c^3 oder c'''	$2^{10} = 1024$	1046,5
4 gestrichenes C	c^4 oder c^{IV}	$2^{11} = 2048$	2093,0
5 gestrichenes C	c^5 oder c^V	$2^{12} = 4096$	4186,0

durch seine Komposition „Wohltemperiertes Klavier".

Alle bisher behandelten Prinzipien der T. gelten für jeden beliebig zu wählenden Grundton. Sobald mehrere Instrumente gemeinsam erklingen sollen, ist eine Vereinbarung über die Absoluthöhe der T. erforderlich. Man unterscheidet die physikalische und die internationale, gleichteilig temperierte Stimmung. Erstere wird durch die Frequenz des einfach gestrichenen c (c') von $f_{c'} \equiv 2^4 \cdot 16$ Hz $= 256$ Hz festgelegt. Das einfach gestrichene a (a') hat dann den Wert $f_{a'} = 5/3 \cdot 256 = 426{,}6$ Hz. Die internationale, gleichteilig temperierte Stimmung wird durch die Frequenz von a' mit $f_{a'} \equiv 440$ Hz definiert (→ Normstimmton). Die Tabelle 3 enthält die von diesen Grundtönen abgeleiteten Frequenzwerte aller C-Töne.

Lit. Bergmann-Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd 1 (Berlin 1961).

Tonverwandtschaft, die durch eine mögliche gemeinsame Zugehörigkeit zu einem Akkord ausgedrückten Beziehungen zwischen musikalischen Tönen. Insbesondere gibt es Terzverwandtschaften, wobei der Grunddreiklang zweier Tonarten zwei gemeinsame Töne enthält, und Quintenverwandtschaften, bei denen nur ein Ton übereinstimmt.

Topatron, ein von Varadi angegebenes HF-Resonanzspektrometer, das nach dem Prinzip des Linearbeschleunigers aufgebaut ist. Das Analysatorsystem besteht aus 12 äquidistanten Trenngittern, denen eine Hochfrequenzspannung im Gegentakt zugeführt wird. Nur die Ionen, die auf Grund ihres e/m-Verhältnisses in dem Hochfrequenzfeld beschleunigt worden sind, gelangen auf den Auffänger. Die gemessenen Ionenströme sind ein Maß für den Partialdruck einer Gasart.

Mit dem T. können gleichzeitig Totaldrücke und Partialdrücke gemessen werden. Der kleinste nachweisbare Partialdruck beträgt etwa 10^{-9} Torr; Totaldrücke werden vom T. im Bereich zwischen 10^{-6} und 10^{-3} Torr (Stickstoff-Äquivalent) gemessen. Es erfaßt den Massenbereich zwischen $M = 2$ und $M = 100$. Das T. wird als Partialdruck-Meßgerät bevorzugt für die Restgasanalyse, insbesondere in technischen Anlagen, Lecksuche sowie in der Desorptionsspektrometrie eingesetzt.

Topfkreis, → Resonator.

Topotaxie, chemische Reaktion innerhalb eines Festkörpers, bei der die kristallographischen Orientierungen des Endproduktes in Beziehung zu denen des Ausgangsmaterials stehen.

Topside-Sondierung, → Sondierung der Ionosphäre.

torische Fläche, ein für brechende oder reflektierende Flächen angewandter Flächentyp, der in zwei aufeinander senkrecht stehenden Schnitten verschiedene Krümmungen aufweist. Eine t. F. entsteht, wenn ein Kreisbogen oder eine andere Kurve als Meridianschnitt um eine in seiner Ebene liegende, jedoch nicht durch den Krümmungsmittelpunkt verlaufende Achse rotiert. Liegt der Krümmungsmittelpunkt des Meridianschnittes zwischen Meridianschnitt und Rotationsachse, so entsteht eine *wurstförmige t. F.* (wegen der Ähnlichkeit der Fläche mit der Außenfläche einer zu einem Ring zusammengebundenen Wurst). Liegt die Rotationsachse zwischen dem Krümmungsmittelpunkt des Meridianschnittes und dem Meridianschnitt, so entsteht eine *tonnenförmige t. F.*

Die Herstellung t.r F.n erfolgt in den meisten Fällen auf Tori-Ringmaschinen. T. F.n werden z. B. für Brillengläser zur Korrektion astigmatischer Augenfehler benötigt.

Tornado, → Trombe.

Toroid, → Spule.

Toroidfalle, → Magnetfalle.

Toroidspektrometer, → Betaspektrometrie.

Torr, Kurzz. Torf, inkohärente Einheit des Druckes. Vorsätze erlaubt. Das Torr ist der 760ste Teil der physikalischen Atmosphäre (atm). $1\ \text{Torr} = 1{,}316 \cdot 10^{-3}\ \text{atm} = (101\,325/760)\ \text{N/m}^2 = 1{,}333 \cdot 10^2\ \text{N/m}^2 = 133{,}3\ \text{Pa}$.

Torricelli-Theorem, → Ausströmen.

Torsion, 1) Verdrillung von Stäben, Platten und Schalen. Bei der T. von Stäben wird jeder Querschnitt um einen Winkel φ gedreht, für dessen Änderung $d\varphi/dz$ in Stablängsrichtung bei einem Kreisquerschnitt gilt $d\varphi/dz = M/GJ_p$, dabei ist z die Koordinate der Stabachse, M das Torsionsmoment, G der Schubmodul und J_p das polare Flächenträgheitsmoment des Kreisquerschnitts. Die Verdrillung ruft im Material Schubspannungen hervor, die auf der Stabachse verschwinden und mit wachsendem Abstand von ihr anwachsen, und zwar beim Kreiszylinderstab einfach proportional zum Abstand. Bei nichtkreisförmigen Querschnitten (prismatischer Stab) muß anstelle von J_p ein allgemeinerer *Torsionswiderstand* J_T gleicher Dimension berechnet werden, der vom Verlauf der Spannungsfunktion über dem Querschnitt abhängt. Das Produkt $G \cdot J_T$ heißt *Torsionssteifigkeit* und

stellt ein Maß für den Widerstand des Stabes gegen Verdrillung dar.

2) → Raumkurve.

Torsionsinstrumente, solche → elektrische Meßinstrumente, bei denen das bewegliche Organ an einem Torsionsfaden aufgehängt oder zwischen solchen aufgespannt ist. Im letzteren Fall spricht man auch von Spannbändern. Die bei Drehung des beweglichen Organs entstehende Verdrillung oder Torsion des Drahtes bewirkt infolge dessen elastischer Eigenschaft ein winkelabhängiges Rückstellmoment.

Torsionsmagnetometer, → Magnetometer.

Torsionsmittelpunkt, Durchstoßpunkt der Drehachse durch den Querschnitt des Torsionsstabes, beim allgemein prismatischen Querschnitt nicht identisch mit dem Flächenschwerpunkt. Soll an einem Stab mit beliebigem prismatischem Querschnitt eine Querkraft nur reinen Schub (und Biegung), jedoch keine zusätzliche Torsion verursachen, dann muß die Wirkungslinie der Kraft durch den *Schubmittelpunkt* gehen, dessen Lage mit der des T.s identisch ist.

Torsionsmoment, eine → Schnittreaktion. Das T. $M_t = M_x = M_x(x)$ hält an der Stelle x der resultierenden Torsionswirkung der äußeren Kräfte und Momente beiderseitig der Schnittstelle x das Gleichgewicht.

Torsionsschwingung, → Pendel.

Totaldruck, → Partialdruck.

totale Ableitung, → Differentialrechnung.

totales Differential, → Differentialrechnung.

Totalintensität, → Erdmagnetismus.

Totalisator, Gerät zur Bestimmung der Niederschlagsmenge an solchen Orten, an denen nicht täglich gemessen werden kann (höhere Gebirgslagen, die im Winter unzugänglich sind). Salzzugaben setzen den Gefrierpunkt herab, eine Ölschicht verhindert die Verdunstung des gesammelten Wassers. Die Messung erfolgt mittels Meßstabes. → Niederschlagsmesser.

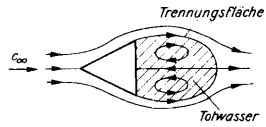
Totalreflexion, vollständige Reflexion einer Welle an der Grenzfläche eines Mediums mit kleinerer Brechzahl n' als die Brechzahl n im Medium der einfallenden Welle. T. entsteht, wenn der Einfallswinkel ε einen Grenzwinkel ε_g überschreitet, bei dem der gebrochene Strahl streifend austritt, d. h. $\varepsilon' = 90°$ bzw. $\sin \varepsilon' = 1{,}0$ wird. Wird $\varepsilon > \varepsilon_g$, tritt die Welle nicht in das zweite Medium ein, sondern wird gemäß dem Reflexionsgesetz (→ Reflexion) reflektiert. Im Fall $\varepsilon \leqq \varepsilon_g$ folgt die Welle dem Brechungsgesetz (→ Brechung 1).

Der Grenzwinkel der T. ergibt sich wegen $\sin \varepsilon' = 1$ zu $\varepsilon_g = \arcsin (n'/n)$. In der Lichtoptik wird die T. z. B. zum Umlenken von Strahlrichtungen beim Reflexionsprisma, in der Meßtechnik zur Brechzahlbestimmung, bei der Lichtleitung durch Faserbündel usw. angewendet. T. kann jedoch auch bei Elektronen- oder Neutronenwellen oder Röntgenstrahlung auftreten.

Die genauere wellenoptische Theorie der T. zeigt, daß sich im zweiten Medium ein Wellenfeld ausbildet, das beim Weiterschreiten senkrecht zur Grenzfläche exponentiell gedämpft wird und keine Energie in dieser Richtung transportiert. Ersetzt man das zweite Medium durch eine hinreichend dünne Schicht des gleichen Materials, so tritt auf der anderen Seite wieder eine durch die Dämpfung in der Schicht geschwächte Welle auf; die T. ist also nicht mehr vollständig. Diese Erscheinung ist das optische Analogon des quantenmechanischen „Tunneleffekts".

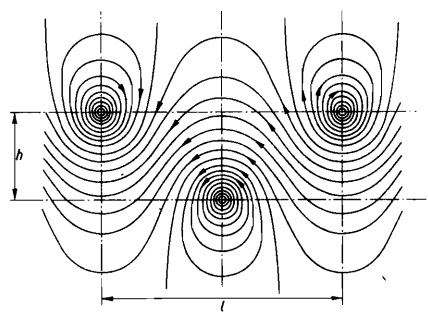
toter Gang, → Fehler.

Totwasser, ein Gebiet abgelöster Strömung (→ Grenzschichtablösung), in dem die Flüssigkeit stark abgebremst ist. Ein großes T. tritt hinter Körpern mit stumpfer Rückseite, z. B. Kugel, Zylinder und Keil, auf. Im T. befinden sich → Wirbel, die infolge Reibung Strömungsenergie in Wärme umwandeln. Der im T. herrschende Unterdruck bedingt große Druckwiderstände (→ Strömungswiderstand). Der zeitlich mittlere Druck in dem von T. benetzten Teil der Oberfläche des Strömungskörpers ist nahezu konstant. Das T. ist durch eine → Trennungsfläche von der „gesunden" Strömung getrennt und beeinflußt die → Druckverteilung im Gebiet anliegender Grenzschicht (Abb. 1).



1 Stromlinien der zeitlich gemittelten Strömung um einen Keil

In größerem Abstand hinter stumpfen Körpern bildet sich eine regelmäßige Anordnung rechts- und linksdrehender Wirbel, die *Karmansche Wirbelstraße* (Abb. 2). Sie ist stabil, wenn das Verhältnis $h/l = 0{,}281$ beträgt. Die Wirbelstraße bewegt sich mit einer kleineren Geschwindigkeit als die Anströmgeschwindigkeit c_∞ und ist nur bei Reynoldszahlen $\mathrm{Re} = 60$ bis $5 \cdot 10^3$ vorhanden. Bei kleineren Reynoldszahlen ist der → Nachlauf laminar, bei größeren liegt völlige turbulente Vermischung vor.



2 Karmansche Wirbelstraße

In einigen Fällen ist die theoretische Berechnung des durch das T. hervorgerufenen Strömungswiderstandes gelungen, → Kirchhoffsche Strömung.

Totzeit, allgemein die Zeit zwischen dem Auftreten eines Ereignisses und eines dadurch bewirkten Effekts. In der Meßtechnik ist die T. die Zeit zwischen der Veränderung einer Meßgröße und ihrer Nachweisbarkeit durch einen Meßfühler. Beim Detektor ist die T. die Zeit, die nach einem Registrierakt vergehen muß, bis er für weitere Messungen bereit ist. In dieser Zeit werden Ereignisse, die im Detektor auftreten,

nicht registriert (*Zählverluste*). Die T. ist bei gleichbleibender Impulsrate um so geringer, je kürzer die Impulse sind, die der Detektor abgibt und je schneller die nachfolgende Elektronik ist. Moderne Vielkanalanalysatoren haben zusätzliche Einrichtungen, um Zählverluste während der Messung ständig zu korrigieren. Die T. wird vorzugsweise zur Charakterisierung der Eigenschaften solcher Detektoren angegeben, bei denen der Verstärkungsmechanismus Zeiten in der Größenordnung von Millisekunden und mehr beansprucht (z. B. Zählrohr und Blasenkammer) und die dadurch für Messungen bei großen Strahlungsintensitäten nicht geeignet sind.

Townsend-Koeffizient, svw. Ionisierungskoeffizient.

Townsend-Mechanismus, → Zündmechanismus.

tpm, 1) → transmutations per minute. **2)** turn per minute, vgl. Tabelle 2, Drehzahl.

***T*-Produkt,** svw. zeitgeordnetes Produkt.

tps, → transmutations per second.

Trabant, svw. Satellit.

Tracer [englisch to trace 'nachspüren, verfolgen, nachweisen'], Stoffe (Atome, Moleküle, makroskopische Teilchen), mit denen sich physikalische, chemische, biologische oder technische Vorgänge verfolgen lassen. Als T. verwendete Stoffe müssen markiert werden. Die Markierung erfolgt durch Zugabe (bei Elementen) oder Einbau (bei Molekülen) von Radionukliden (*Radioindikatoren*, auch *Leitisotope* genannt) oder von stabilen Isotopen, die sich in ihren relativen Häufigkeiten von der natürlichen isotopen Zusammensetzung deutlich unterscheiden, wobei das seltenere Isotop meist angereichert ist (als *Indikatormethode* oder *Leitisotopenmethode* bezeichnet). Die markierten Substanzen verhalten sich hinsichtlich des zu untersuchenden Vorgangs genau so wie unmarkierte Substanzen, d. h., sie sind an allen Veränderungen, die die markierte Substanz erfährt, mit beteiligt und gestatten so, diese Veränderungsvorgänge zu verfolgen. Die Markierung bedient sich folgender grundsätzlicher Methoden: Im *analytischen Verfahren* wird mit der gleichen spezifischen Aktivität im gesamten untersuchten System gearbeitet; so wird bei Löslichkeitsuntersuchungen die Substanz markiert und die spezifische Aktivität des Lösungsmittels bestimmt. Im *kinetischen Verfahren* werden nur Teile des untersuchten Systems markiert, so daß die innere Kinetik des Systems untersucht werden kann; bei Austauschreaktionen wird dabei also nur ein Partner markiert. Der Nachweis der Radionuklide ist mit Strahlungsdetektoren oder mit Hilfe der Autoradiographie direkt an der Probensubstanz oder am lebenden Organismus möglich. Stabile Isotope können nicht direkt am zu untersuchenden Objekt nachgewiesen werden. Sie werden z. B. mit einem Massenspektrometer gemessen.

Anwendung. Radionuklide werden mit Vorteil dort angewendet, wo Untersuchungen direkt am Objekt erforderlich sind. Nachteilig ist der mehr oder weniger große Aufwand für den Strahlenschutz. Stabile Isotope eines Elements werden dann eingesetzt, wenn von diesem Element keine oder nur sehr kurzlebige Radioisotope zur Verfügung stehen oder wenn Strahlenschädigungen, z. B. bei Untersuchungen am lebenden Objekt, unbedingt ausgeschlossen werden sollen. In der Biologie und in der Medizin (→ Nuklearmedizin) können z. B. zur Verfolgung von Stoffwechsel- und Transportvorgängen mit Deuterium (D), Tritium (T), Kohlenstoff-13 (C-13), Kohlenstoff-14 (C-14), Stickstoff-15 (N-15), Sauerstoff-18 (O-18), Phosphor-32 (P-32) und Jod-131 (J-131) markierte T. verwendet werden.

So kann man z. B. Stoffwechselvorgänge im menschlichen Körper mit Hilfe eines Zuckers studieren, in dessen Moleküle das radioaktive Kohlenstoffisotop C-14 substituiert wurde. Es läßt sich der Übertritt des Zuckers in die Blutbahn verfolgen und anschließend C-14 im ausgeatmeten Kohlendioxid nachweisen. Die Strahlenbelastung des lebenden Organismus muß dabei so niedrig wie möglich gehalten werden. Bei Pflanzen läßt sich der Stoffwechsel z. B. mit dem radioaktiven Phosphorisotop P-32 verfolgen (Tafel 47). In der Chemie dienen T. zur Klärung von Reaktionsmechanismen und Austauschvorgängen, wie Löslichkeitsuntersuchungen, Komplexbildung, Phasenumwandlung, Adsorption, Diffusion, Reaktionskinetik u. ä. In der Landwirtschaft sind Untersuchungen zur Pflanzen- und Tierernährung, zur Bodenkunde und zur Schädlingsbekämpfung erprobt. In der Technik setzt man vor allem Radionuklide ein, z. B für Verschleißuntersuchungen. Durch Messung der von ihnen ausgesandten Strahlung lassen sich bereits geringe Mengen des abgeriebenen Materials (z. B. im Schmieröl) nachweisen. Außerdem lassen sich mit T.n Strömungs-, Verlust- und andere Verteilungsmessungen durchführen.

Lit. Broda u. Schönfeld: Die technischen Anwendungen der Radioaktivität (Leipzig 1962); Hanle: Isotopentechnik (München 1964); Hartmann: Meßverfahren unter Anwendung ionisierender Strahlung (Leipzig 1969); Hertz: Lehrb. der Kernphysik, Bd 3 (Leipzig 1962); Koch u. Löffler: Markierte Atome in der Technik (Leipzig 1962).

Tracer-Laboratorien, → heiße Zelle.

Tracht, → Kristallgestalt.

träge Masse, → Trägheit, → Masse 1), → Masseveränderlichkeit.

Träger, svw. Ladungsträger.

Trägerbeweglichkeit, → Driftgeschwindigkeit.

Trägerpaar, → Ladungsträger.

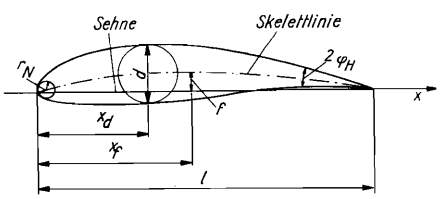
Tragfähigkeitsreserve, → Traglastverfahren.

Tragflügel, aerodynamische Körperform, bei der ein großes Verhältnis von → Auftrieb zu → Strömungswiderstand erreicht wird. Die Dicke des T.s ist wesentlich kleiner als seine Tiefe in Strömungsrichtung; die seitliche Erstreckung, die Spannweite, ist wiederum beträchtlich größer als die Tiefe. Die geometrische Form des T.s ist bestimmt durch seinen Grundriß, seine als *Tragflügelprofil* bezeichnete Querschnittsform in Strömungsrichtung und die Verwindung der Tragflügelprofile gegeneinander. T. finden breite Anwendung in der Flugtechnik, bei Tragflügelbooten und zur Energieübertragung in Turbomaschinen (→ Schaufelgitter). Die Untersuchung der Flügel von Vögeln und Insekten in bezug auf Geometrie und Strömungseigenschaften hat die Entwicklung günstiger Tragflügelformen außerordentlich befruchtet.

Nach der → Kutta-Joukowsky-Gleichung ist zur Auftriebserzeugung an einem T. eine → Zirkulation des Geschwindigkeitsfeldes in dessen Umgebung erforderlich. Diese entsteht beim Anfahren des T.s aus der Ruhe heraus. Eine flüssige Linie, die den T. im Ruhezustand umschließt, besitzt die Zirkulation $\Gamma = 0$ und behält diesen Wert nach dem → Wirbelsatz von Thomson für alle späteren Zeiten bei (Abb. 1 a). Unmittelbar nach dem Anfahren bildet sich die zirkulationsfreie Potentialströmung aus, bei der die Hinterkante so umströmt wird, daß der Staupunkt S auf der Profilsaugseite liegt (Abb. 1 b). Infolge der Reibung auf der Profiloberfläche (→ Grenzschicht) bildet sich eine → Trennungsfläche aus, die zur Bildung eines linksdrehenden Wirbels mit der Zirkulation $-\Gamma$ führt. Dieser als *Anfahrwirbel* bezeichnete Wirbel bleibt am Ausgangsort des T.s zurück. Da nach dem Thomsonschen Wirbelsatz die Zirkulation der geschlossenen flüssigen Linie (Abb. 1 c) Null ist, muß sich um den T. eine Zirkulation $+\Gamma$ bilden, die entgegengesetzt gleich groß wie die Zirkulation des Anfahrwirbels ist und diese kompensiert. Die Zirkulation um den T. entspricht der Zirkulation der in seinem Inneren befindlichen gebundenen Wirbel. Der Anfahrwirbel ist nach einiger Zeit so weit hinter dem T. zurückgeblieben, daß er keinen Einfluß mehr auf den Strömungsverlauf in Flügelnähe besitzt. Zur Ausbildung der Zirkulation um den T. ist die Reibung erforderlich. Nachdem dieser Vorgang beendet ist, kann der Auftrieb nach der für reibungsfreie Flüssigkeiten gültigen Kutta-Joukowsky-Gleichung berechnet werden.

Bei der Umströmung des T.s entsteht eine Zirkulation von der Größe, daß sich der hintere Staupunkt an der scharfen Profilhinterkante einstellt und die Flüssigkeitsteilchen an dieser glatt abströmen. Die am T. angreifenden Kräfte und Momente werden durch die dimensionslosen → Profilbeiwerte erfaßt. Der → Auftriebsbeiwert c_A und der Widerstandsbeiwert c_W (→ Strömungswiderstand) sind bei festliegender Geometrie des Tragflügelprofils, bei bestimmtem Seitenverhältnis, bei konstanter Reynoldszahl und konstanter Machzahl sowie bei bestimmtem Turbulenzgrad der Außenströmung eine Funktion des → Anstellwinkels (→ Polare). Bei großen Anstellwinkeln reißt die Grenzschicht auf der Profilsaugseite ab, es bildet sich ein breites → Totwasser. Damit verbunden ist eine starke Verminderung von c_A und eine steile Zunahme von c_W. Es wird eine möglichst kleine → Gleitzahl $\varepsilon = c_W/c_A$ angestrebt. Aufgabe der *Tragflügeltheorie* ist es, die am T. endlicher Spannweite induzierte Geschwindigkeit zu ermitteln (→ Strömungswiderstand).

Zur Charakterisierung der Form des Tragflügelprofiles (Abb. 2) werden folgende dimensionslose geometrische Profilparameter verwendet: 1) *relative Dicke* d/l, 2) *relative Wölbung* f/l, 3) *relative Dickenrücklage* x_d/l, 4) *relative Wölbungsrücklage* x_f/l, 5) *relativer Nasenradius* r_N/l, 6) *Hinterkantenwinkel* $2\varphi_H$. Dabei bedeuten d die Profildicke (größter Durchmesser der einbeschriebenen Kreise), l die Sehnenlänge bzw. Flügeltiefe, f die Wölbungshöhe (größte Erhebung der Skelettlinien über der Sehne), x_d und x_f den Abstand der maximalen Dicke bzw. Wölbungshöhe von der Profilvorderkante, r_N den Nasenradius. Die Skelettlinie ist die Verbindungslinie aller Mittelpunkte der einbeschriebenen Kreise und die Sehne die Verbindungslinie vom vordersten und hintersten Punkt der Skelettlinie.



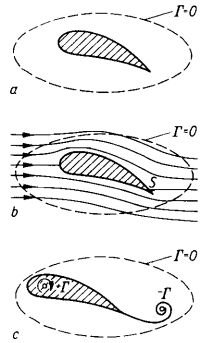
2 Erläuterung der Tragflügelprofilparameter

Mit symmetrischen ungewölbten Profilen können nur kleine c_A-Werte erreicht werden, da sich an der Vorderkante große Saugspitzen ausbilden mit nachfolgendem steilem Druckanstieg, der zur Grenzschichtablösung führt. Diese Nachteile vermeidet man bei gewölbten Profilen. Hier ergeben sich bei stoßfreier Zuströmung völligere → Druckverteilungen mit nur schwachen Verzögerungsgebieten. Allerdings wandert der → Druckpunkt mit Änderung des Anstellwinkels ziemlich stark. Mit großem Nasenradius können größere Anstellwinkel ohne Grenzschichtablösung verwirklicht werden. Ein kleiner Nasenradius ist im kritischen Reynoldszahlbereich $Re = 10^4$ bis 10^5 vorteilhaft anzuwenden, da der Umschlag gefördert wird.

Tragflügelprofile für inkompressible Strömung werden gewöhnlich mit einer Dicken- und Wölbungsrücklage von 30 bis 40% der Flügeltiefe ausgeführt. Für hohe Unterschallgeschwindigkeiten ist eine etwas größere Rücklage vorteilhaft. Laminarprofile besitzen eine Dickenrücklage von 50 bis 65%, dadurch wird der Umschlag laminar/turbulent weit zur Profilunterkante verschoben. Da der Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand) bei laminarer Grenzschicht wesentlich geringer ist als bei turbulenter Grenzschicht, kann man den Strömungswiderstand des T.s wesentlich herabsetzen. Im Reynoldszahlbereich $Re = 3 \cdot 10^6$ bis 10^7 beträgt die Widerstandsverminderung bis 50%.

Tragflügelprofile und deren Druckverteilungen können mit Hilfe der konformen Abbildung (→ Joukowsky-Profil, → Karman-Trefftz-Profile) und des → Singularitätenverfahrens ermittelt werden. Es existieren ganze experimentell untersuchte Profilfamilien. Am bekanntesten sind die Göttinger Profile und die NACA-Profile. Die Eignung günstiger hydrodynamischer Profile auch für kompressible Unterschallströmungen wird mit der → Prandtlschen Regel abgeschätzt. Tragflügelprofile für Überschallgeschwindigkeiten werden sehr dünn und mit spitzer Vorder- und Hinterkante ausgeführt.

Der für die Landung von Flugzeugen wichtige Maximalauftrieb der T. kann durch → Grenzschichtbeeinflussung mittels Absaugens und Ausblasens, durch Verwendung eines Vor- bzw. Spaltflügels sowie einer an der Profilhinterkante nach unten auslenkbaren Klappe erhöht werden. Man erreicht dabei Auftriebsbeiwerte $c_{A\max} = 3$ bis 4.



1 Entstehung der Zirkulation beim Anfahren des Tragflügels

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Prandtl: Führer durch die Strömungslehre (6. Aufl. Braunschweig 1965); Riegels: Aerodynamische Profile (München 1958).

Tragflügeltheorie, → Tragflügel.

Trägheit, *Beharrungsvermögen*, die Eigenschaft aller Körper, die eine → Masse haben, ihren Bewegungszustand in Inertialsystemen nur unter dem Einfluß äußerer Kräfte zu verändern. Die T. ist für einen Massepunkt durch das 1. Newtonsche Axiom, das *Trägheitsgesetz* (→ Newtonsche Axiome), charakterisiert, wonach der Massepunkt bei Kräftefreiheit im Zustand der Ruhe oder der gleichförmig geradlinigen Bewegung verharrt. Der aus dem 2. Newtonschen Axiom folgende Proportionalitätsfaktor zwischen der Kraft $\vec{F}$ und der Beschleunigung $\vec{a}$ ist für unveränderliche Körper ein Maß für die T. und wird daher als *träge Masse* m_t bezeichnet. Da träge und schwere Masse einander gleich sind ($m_t = m_s = m$), erhält man $\vec{F} = m\vec{a}$ für das 2. Newtonsche Axiom.

In nichtinertialen Bezugssystemen, d. s. solche Bezugssysteme, in denen eine kräftefreie Bewegung nicht dem 1. Newtonschen Axiom genügt, treten zusätzliche Beschleunigungen und daher auch zusätzliche Kräfte, die Scheinkräfte, auf (→ Trägheitswiderstand).

Trägheit der Energie. Jede Energieform hat träge Masse $m = \frac{E}{c^2}$ in gleichem Maße (*Masse-Energie-Äquivalenz*). Mit der Änderung der Energie E ändert sich auch die träge Masse m (→ Masseveränderlichkeit, → Vierimpuls).

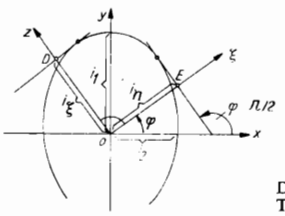
Die Energie eines ruhenden Systems heißt *Ruhenergie*, d. i. die gemäß dem Energieäquivalent (→ Energie) mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c multiplizierte Ruhmasse m_0 eines physikalischen Systems: $E_0 = m_0c^2$. Die Ruhenergie wird in demjenigen Bezugssystem gemessen, in dem das System ruht. Sie kann in andere Energieformen umgewandelt werden. Dann ist die Summe der Ruhmassen der Teilsysteme eines Systems keine Konstante. Die gesamte träge Masse eines abgeschlossenen Systems bleibt dagegen wie die Gesamtenergie erhalten. Die Gesamtenergie eines Systems von Teilchen bleibt auch bei unelastischen Stößen erhalten. Die Ruhenergie nimmt dann am Prozeß teil, sie verwandelt sich in kinetische Energie bzw. entsteht aus kinetischer Energie.

Die Ruhenergie enthält also die gesamte innere Energie eines Körpers, d. h. thermische Energie, Anregungsenergie, Bindungsenergie usw. Erhöht sich die innere Energie eines Systems, so erhöht sich auch seine Ruhmasse. Ein angeregtes Atom ist daher schwerer als ein Atom im Grundzustand.

Meßbar wird die Abhängigkeit der Ruhmasse von der inneren Energie bei der Bindung der Kernteilchen (Protonen, Neutronen) zum Atomkern. Ein System freier Neutronen und Protonen verliert durch die Bindung zum Atomkern innere Energie, was sich durch eine Verringerung der Ruhmasse des Systems ausdrückt. Die Bindungsenergie im Atomkern ist so groß, daß sie direkt durch den → Massedefekt gemessen werden kann. Prinzipiell ist auch bei der chemischen Bindung die Wärmeentwicklung mit einem Massendefekt der Moleküle gegen die einzelnen Atome verbunden. Aber hier liegt der Massendefekt an der Grenze der Nachweisbarkeit.

Trägheit der Masse, → Trägheit.

Trägheitsellipse, zweidimensionale Methode zur Darstellung der Trägheitsradien für ein gedrehtes Koordinatensystem, wenn die Hauptträgheitsradien i_1 und i_2 bekannt sind. Die gesuchten Trägheitsradien entsprechen den Längen der Lote (Strecken $\overline{OD} = \sqrt{I_{\xi\xi}/A} = i_\xi$ und $\overline{OE} = \sqrt{I_{\eta\eta}/A} = i_\eta$) des Ellipsenmittelpunktes auf die Tangenten an die Ellipse mit den Halbmessern i_1 und i_2, die um φ bzw. $\varphi + \pi/2$ gegen die x-Achse geneigt sind.



Darstellung der Trägheitsellipse

Trägheitsellipsoid, → Trägheitsmoment, → Trägheitstensor.

Trägheitsgesetz, 1) → Newtonsche Axiome, **2)** → hermitesche Form.

Trägheitsindex, → hermitesche Form.

Trägheitskraft, svw. Trägheitswiderstand.

Trägheitskreis nach Mohr, ein Verfahren zur graphischen Ermittlung der Hauptträgheitsmomente und Hauptträgheitsachsen.

Die Konstruktion des Trägheitskreises nach diesem Verfahren geschieht analog zum → Mohrschen Spannungskreis, in dem die Spannungen σ_x, σ_y, τ_{xy} durch die Flächenträgheitsmomente I_{yy}, I_{zz} und das Zentrifugalmoment I_{yz} ersetzt werden. Der Trägheitskreis nach *Mohr-Land* ist ein Verfahren zur graphischen Ermittlung der Hauptträgheitsmomente und -achsen sowie der Flächenmomente zweiter Ordnung für ein beliebig um O gedrehtes Achsenkreuz.

Trägheitsmoment, θ, bezüglich einer vorgegebenen Drehachse A die Summe der mit dem Quadrat r_i^2 ihres jeweiligen senkrechten Abstandes zur Drehachse multiplizierten Masseelemente Δm_i eines starren Körpers, $\theta = \sum_i r_i^2 \Delta m_i = \int \varrho(\vec{r}) r^2 \, dV$, wobei $\varrho(\vec{r})$ die Massendichte des Körpers und das Integral über das vom Körper eingenommene Volumen zu bilden ist. Mit der Einführung des T.s kann bei gleichförmiger Rotation des Körpers um eine feste Achse A seine kinetische Energie $W_{kin}^{Rot} = \frac{1}{2}\theta\omega^2$ in Analogie zur gleichförmigen Translation ($W_{kin}^{Trans} = \frac{1}{2}Mv^2$) geschrieben werden: der Masse M des starren Körpers entspricht das T. θ, der Geschwindigkeit $\vec{v}$ die Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$; weitere Entsprechungen bestehen zwischen Kraft $\vec{F} = M\dot{\vec{v}}$ und Drehmoment $\vec{M} = \theta\dot{\vec{\omega}}$ sowie Impuls $M\vec{v}$ und Drehimpuls $\vec{L} = \theta\vec{\omega}$.

Zwischen den T.en um parallele Achsen besteht ein einfacher Zusammenhang: Das T. θ_A eines Körpers um die Achse A ergibt sich aus dem T. dieses Körpers um die dazu parallele, durch seinen Schwerpunkt S gehende Achse zu

$\theta_A = \theta_S + Ma^2$, wobei a der senkrechte Abstand von S zu A ist (*Steinerscher Satz*). Bei einfacher geometrischer Gestalt des Körpers und homogener Massedichte kann θ_S gewöhnlich einfach berechnet werden; für eine homogene Kugel vom Radius R folgt $\theta_S = \frac{2}{5} MR^2$ für jede beliebige Achse durch den Schwerpunkt. Im allgemeinen muß das T. experimentell bestimmt werden, wozu man gewöhnlich Drehschwingungen um eine durch den Schwerpunkt gehende Achse benutzt, da $\theta = DT^2/4\pi^2$ aus dem Richtmoment D der die Schwingung bewirkenden Schneckenfeder und der Schwingungsdauer T einfach bestimmt werden kann. Eine andere Bestimmung von θ ist über die Messung der Schwingungsdauer des physikalischen → Pendels möglich, da für dieses $D = Mga$ ist, wobei g die Erdbeschleunigung ist.

Ganz analog zum (Körper-) T. ist das *Flächenträgheitsmoment* definiert, wobei statt über das Körpervolumen jeweils nur über eine Querschnittsfläche integriert (bzw. summiert) wird; es ist für alle Biegungsrechnungen wesentlich und geht in die Hauptformeln der Knickfestigkeit ein. Entsprechend lassen sich auch Linienträgheitsmomente definieren.

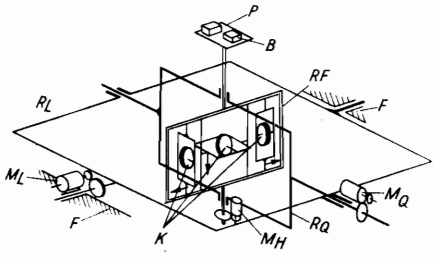
Bei einer allgemeinen → Drehbewegung reicht die Charakterisierung eines Körpers durch ein T. nicht aus, es müssen die T.e für alle durch den Schwerpunkt gehenden Achsen bekannt sein. Trägt man, vom Schwerpunkt ausgehend, in Richtung der jeweiligen Achse A die Größe $1/\sqrt{\theta_A}$ auf, so entsteht ein Ellipsoid, das *Trägheitsellipsoid* (*Poinsot-Konstruktion*). Dieser Fläche 2. Ordnung entspricht eine Bilinearform $\sum_{i,k=1}^{3} \theta_{ik} x_i x_k = 1$, wobei $(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$ die Koordinaten in einem beliebigen kartesischen Koordinatensystem mit dem Ursprung S und $\theta_{ii} = \theta_i$ $(i = 1, 2, 3)$ die T.e um die drei senkrecht zueinander stehenden Koordinatenachsen sind, während die θ_{ik} $(i \neq k)$ als Deviations- oder auch Zentrifugalmomente bezeichnet werden; allgemein gilt

$$\theta_{ik} = \int \varrho(\vec{r})\,(r^2\delta_{ik} - x_i x_k)\,\mathrm{d}V,$$

i, k beliebig, d. h., θ_{ik} sind die Komponenten eines symmetrischen Tensors, des → Trägheitstensors. Da das Trägheitsellipsoid aus θ_{ik} rekonstruiert werden kann, charakterisiert der Trägheitstensor das Verhalten des starren Körpers bei beliebigen Drehbewegungen vollständig. — Die T.e eines Körpers in Richtung der Hauptachsen mit den Halbmessern $a \geqq b \geqq c$ heißen *Hauptträgheitsmomente* des Körpers, für die $\theta_a \leqq \theta_b \leqq \theta_c$ gilt; fallen zwei der Halbmesser zusammen, z. B. $a = b$ (rotationssymmetrisches Trägheitsellipsoid), stimmen alle diejenigen T.e überein, die zu Achsen in der durch a und b aufgespannten Ebene gehören (Beispiele: Kinderkreisel, Quader); für $a = b = c$ (kugelsymmetrisches Trägheitsellipsoid) fallen alle T.e zusammen (Beispiele: Kugel, Würfel). Die Achsen mit dem größten bzw. kleinsten (Haupt-)T. sind *freie Achsen*, da eine Rotation um diese Achsen auch ohne äußere Fixierung der Achsen stabil bleibt, während die Rotation um die mittlere Hauptachse (falls $a > b > c$ ist!) nicht stabil ist, wie die Theorie des → Kreisels mit unsymmetrischem Trägheitsellipsoid — oder ein Versuch mit einem Ziegelstein oder einer (vollen) Streichholzschachtel — lehrt.

Trägheitsnavigation, *Inertialnavigation*, Verfahren zur bordautonomen Navigation in der Luft-, Raum- und Seefahrt auf Grund des automatisch ermittelten zurückgelegten Weges und des momentanen Standortes. Das Verfahren beruht auf den klassischen Newtonschen Gesetzen der Bewegung im absoluten oder inertialen Raum.

1) Wirkungsprinzip. An Bord des Fahrzeuges werden die Beschleunigungskomponenten in NS-Richtung b_N und in OW-Richtung b_O gemessen. Durch zweimalige Integration über die Zeit t ergeben sich daraus die Komponenten des in der Zeit t zurückgelegten Weges in NS-Richtung s_N und in OW-Richtung s_O; $s_N = \int_0^t \int_0^t b_N \,\mathrm{d}t^2$; $s_O = \int_0^t \int_0^t b_O \,\mathrm{d}t^2$. Aus diesen beiden Komponenten läßt sich die Resultierende bilden, die den tatsächlich zurückgelegten Weg darstellt. Bei bekannten Koordinaten des Startortes, das ist der Standort zur Zeit $t = 0$, können damit die Koordinaten des momentanen Standortes zur Zeit t berechnet werden. Die beiden Beschleunigungsmesser müssen stets genau in NS- bzw. OW-Richtung liegen, und zwar unabhängig von der Fortbewegungsrichtung und den Drehbewegungen des Fahrzeuges. Jede Abweichung in der Lage der Beschleunigungsmesser führt zu einem entsprechenden Komponentenfehler bei der Wegbestimmung und damit zu einem Positionsfehler bei dem jeweils berechneten Standort. Die Beschleunigungsmesser werden deshalb auf einer kreiselstabilisierten Plattform befestigt. Die Plattform ist ein um die drei Raumachsen beweglicher Rahmen (Abb. 1).

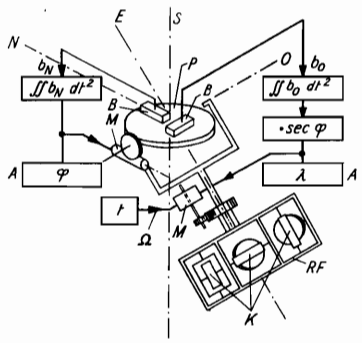


1 Raumfeste Plattform mit Beschleunigungsmessern. *F* Luftfahrzeug, *RF* raumfester Rahmen, *K* Kreisel, *P* Plattform, *B* Beschleunigungsmesser, R_L Kardanring für Längsachse, R_Q Kardanring für Querachse, M_L Servomotor für Drehung um Längsachse, M_Q Servomotor für Drehung um Querachse, M_H Servomotor für Drehung um Hochachse

Jeder Achse ist ein stabilisierender Kreisel zugeordnet, so daß die Plattform raumfest gemacht werden kann. Diese Stabilisierungsart ist für die Luftfahrt und Seefahrt nicht ausreichend. Da die Erde eine Kugel ist, die Plattform aber raumfest stabilisiert wird, würde sich die Plattform bei einer Bewegung des Fahrzeuges längs der Erdoberfläche in bezug zur Erdoberfläche neigen. Auch bei ruhendem Fahrzeug würde sich die Plattform infolge der Erddrehung relativ zur Erde neigen. Infolge der Neigung würde dann auf die Beschleunigungsmesser zusätzlich die Erdbeschleunigungskomponente wirken, so daß die gemessenen Beschleunigungen einen entsprechenden Fehler aufweisen würden. Es muß

deshalb eine Horizontierung der Plattform erfolgen, d. h., die Plattform muß stets so nachgedreht werden, daß sie parallel zur Erdoberfläche oder senkrecht zur örtlichen Vertikalen steht.

2) Ausrichtung und Horizontierung der Plattform. Um die Plattform sowohl in der NS-OW-Richtung als auch in der Horizontalen zu halten, werden die Ausgangswerte der Integratoren benutzt (Abb. 2). Mit Hilfe der von ihnen gelieferten Wegkomponenten erfolgt eine Drehung der Plattform, die der Drehbewegung des Fahrzeuges entgegengesetzt ist.



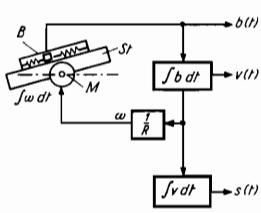
2 Schema einer Trägheitsnavigationsanlage für die Luftfahrt. *N* Nord-Süd-Richtung, *O* Ost-West-Richtung, *E* Achse parallel zur Erdachse, *S* Schwerkraftrichtung, *RF* raumfester Rahmen, *K* Kreisel, *P* horizontierte Plattform, *B* Beschleunigungsmesser, *M* Motorantrieb, *A* Anzeige, b_N Beschleunigung in Nord-Süd-Richtung, b_O Beschleunigung in Ost-West-Richtung, *t* Zeit (Uhrwerk), Ω Erdwinkelgeschwindigkeit, φ geographische Breite, λ geographische Länge

Die durch die Erdkrümmung bedingte Winkeländerung der Plattform läßt sich aus dem Erdradius R, aus der Höhe h des Fahrzeuges über der Erdoberfläche und aus dem vom Fahrzeug zurückgelegten Weg bestimmen. Der Weg s ergibt sich aus der zweifachen Integration der Beschleunigungen, die von den auf der Plattform liegenden Beschleunigungsmessern gemessen werden. Bewegt sich das Fahrzeug beispielsweise längs eines Längenkreises, so wird eine Beschleunigung b_N in Richtung der geographischen Breite, d. h. in NS-Richtung, gemessen. Zum Ausgleich der Erdkrümmung muß die Plattform über die für die geographische Breite zuständige Stellvorrichtung gedreht werden. Der Winkel ξ (in Bogenmaß), um den die Plattform zurückgedreht werden muß, ist gleich $\xi = \int_0^t \int_0^t b_N \, dt^2/R + h$. Bewegt sich das Fahrzeug auf einem Breitenkreis, so tritt eine Beschleunigung b_O in Richtung der geographischen Länge, d. h. in OW-Richtung, auf. Zum Ausgleich der Erdkrümmung muß in diesem Fall die Plattform über die für die geographische Länge zuständige Stellvorrichtung gedreht werden. Der zu einer bestimmten Weglänge in OW-Richtung gehörende Winkel ζ, um den die Plattform gedreht werden muß, hängt von der geographischen Breite φ ab; er ist gleich $\zeta = \int_0^t \int_0^t b_O \, dt^2/(R + h) \cdot \cos\varphi$.

Bewegt sich das Fahrzeug in beliebiger Richtung, so sind Drehungen um ξ und ζ erforderlich.

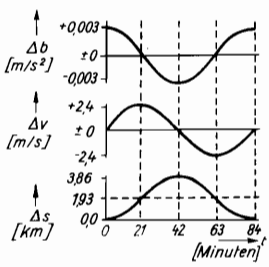
Zur Berücksichtigung der Erddrehung muß die Plattform um eine parallel zur Erdachse liegende Achse mit der Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, d. h. mit 15° je Stunde, in Richtung der geographischen Länge gedreht werden.

3) Horizontierung nach dem Prinzip des Schuler-Pendels. Das Steuerungssystem für die Horizontierung arbeitet nicht immer genügend exakt, deshalb ist eine ständige Korrektur mit Hilfe eines Indikators notwendig. Dazu ist eine Einrichtung erforderlich, um an jedem beliebigen Punkt des vom Fahrzeug zurückgelegten Weges die wahre Vertikale bestimmen zu können. Mit einem an Bord des Fahrzeuges befindlichen einfachen Pendel läßt sich während einer beschleunigten Bewegung die Vertikale, d. h. die Richtung zum Erdmittelpunkt, nicht feststellen, da sich das Pendel stets auf die Richtung der Resultierenden aus den beiden Beschleunigungsvektoren, nämlich Erdanziehung und Beschleunigung des Fahrzeuges, einstellt. Wie indessen Schuler nachgewiesen hat, bleibt ein Pendel, dessen Länge gleich dem Erdradius ist, gegen alle seitlichen Beschleunigungen seines Aufhängepunktes unempfindlich. Es wird mit einer Periodendauer von 84 min um eine Mittellinie schwingen, die genau in Richtung des Erdmittelpunktes weist. Die gleiche Wirkung läßt sich mit einem schwingenden System erreichen, das eine Periodendauer von 84 min besitzt. Ein solches System liegt vor, wenn die Plattform mit den Beschleunigungsmessern und den Hilfseinrichtungen so dimensioniert wird, daß sie wie ein physikalisches Pendel mit einer Schwingungszeit von 84 min arbeitet. Man bezeichnet ein derartiges System als *Schuler-Pendel* und eine entsprechend dimensionierte Plattform als *Schuler-abgestimmte Plattform* (Abb. 3). Der



3 Regelkreis nach dem Prinzip des Schuler-Pendels. *St* stabile Plattform, *B* Beschleunigungsmesser, *M* Motorantrieb, *R* Erdradius, ω Winkelgeschwindigkeit, *b* Beschleunigung, *v* Geschwindigkeit, *s* Weg, *t* Zeit

besondere Vorteil einer solchen Plattform liegt darin, daß bestimmte Meßfehler der Geräte sich nicht einseitig auswirken, da sie mit der halben Periode der 84-min-Schwingung ihr Vorzeichen ändern (Abb. 4).



4 Geschwindigkeits- und Entfernungsfehler für Regelkreis nach Abb. 3 bei einem Fehler der Beschleunigungsmessung von $\Delta b = 0{,}003$ m/s²

4) Sonstige Einflußgrößen. Die *effektive Beschleunigung durch die Erdanziehung* setzt sich aus zwei Vektoren zusammen: der Beschleunigung durch die Erdmassenanziehung und der Beschleunigung infolge der Zentrifugalkraft durch die Erdrotation. Es entsteht eine Abweichung von der wahren Vertikalen; die Abweichung hat am 45. Breitenkreis ihr Maximum von etwa 11 Bogenminuten. Durch eine Vorspannung am NS-Beschleunigungsmesser läßt sich die Abweichung kompensieren.

Die *Anomalien der Erde*, insbesondere die *Erdabplattung*, aber auch Gebirgsmassive u. a. bewirken ebenfalls eine Abweichung von der wahren Vertikalen. Die Einflüsse der Erdabplattung auf das Navigationsergebnis lassen sich durch eine Korrektur bei der rechnerischen Auswertung der Daten berücksichtigen. Dazu werden entsprechende ortsabhängige Zahlenwerte in den Rechner der Anlage eingegeben.

Die → *Corioliskraft* bewirkt, daß ein Fahrzeug, das sich in gleichbleibender Höhe auf einem Großkreisbogen mit konstanter Geschwindigkeit längs der Erdoberfläche bewegt, von der vorgegebenen Bahn abgelenkt wird. Die Beschleunigungsmesser zeigen in diesem Fall eine zusätzliche Komponente an, die zu Fehlern führt. Zur Kompensation des Fehlers wird den Beschleunigungsmessern eine Vorspannung erteilt.

5) Technische Ausführung. Das vereinfachte Schema einer Trägheitsnavigationsanlage für die Luftfahrt geht aus Abb. 2 hervor. Es enthält den mit drei Kreiseln stabilisierten Rahmen, der die Drehbewegungen des Luftfahrzeuges um seine Achsen von den auf der Plattform befindlichen Beschleunigungsmessern fernhält. Die Plattform ist um zwei Achsen drehbar, und zwar um eine zur Erdachse parallele Achse, die von dem raumfesten Rahmen getragen wird, und um eine dazu senkrechte Achse. Die vom NS-Beschleunigungsmesser gemessene Beschleunigung b_N wird zweimal integriert, woraus sich der zurückgelegte Weg auf dem Längenkreis ergibt. Dieser Weg wird zur geographischen Breite des Startortes addiert oder von ihr subtrahiert, um die geographische Breite φ des momentanen Standortes des Luftfahrzeuges zu erhalten. Der Stellmotor der Breitenachse erhält eine dem zurückgelegten Flugweg proportionale Steuerspannung; damit wird die Plattform um einen entsprechenden Winkel gedreht.

Die vom OW-Beschleunigungsmesser gemessene Beschleunigung wird ebenfalls zweimal integriert. Da die Beziehung zwischen Weg und geographischer Länge λ von der geographischen Breite φ abhängt, muß der Ausgangswert des zweiten Integrators mit $1/\cos\varphi$ multipliziert werden. Das Ergebnis wird dann zur geographischen Länge des Startortes addiert oder von ihr subtrahiert. Mit einer Steuerspannung, die der sich ergebenden Differenz der geographischen Längen proportional ist, wird ein Stellmotor angetrieben und die äquatoriale Aufhängevorrichtung mit der Plattform um die parallel zur Erdachse ausgerichtete Achse gedreht. Zur Berücksichtigung der Erddrehung erfolgt eine zusätzliche Steuerung mit Hilfe eines Uhrwerkes; der Drehwinkel beträgt 15° je Stunde.

Die Maßnahmen, die zum Ausgleich der in Abschn. 4) genannten Einflußgrößen erforderlich sind, wurden in Abb. 2 nicht berücksichtigt.

Die von den Integratoren gelieferten Daten werden in einem systemeigenen Rechner verarbeitet. Der Rechner bestimmt alle zur Navigation erforderlichen Größen, wie momentaner Kurs, Kursabweichung, Abdriftwinkel, Standortkoordinaten, Länge des zurückgelegten Weges, Länge des noch zurückzulegenden Weges bis zu einem vorgegebenen Zielort, noch zurücklegbarer Weg auf Grund des vorhandenen Kraftstoffs u. a.

Der Vorteil der T. liegt darin, daß sie völlig unabhängig von technischen Einrichtungen außerhalb des Fahrzeuges ist. Nachteilig ist, daß der Fehler der Ausgangsdaten mit zunehmender Zeit ansteigt. Es ist daher notwendig, in gewissen Zeitabständen einen Vergleich des Meßergebnisses mit dem Ergebnis eines anderen Ortungssystems vorzunehmen, um den angewachsenen Fehler auf Null zu reduzieren.

Mit handelsüblichen Trägheitsnavigationsanlagen mittleren Umfanges ergeben sich in der Praxis etwa folgende Standardabweichungen bei der Angabe des momentanen Standortes: nach einer Betriebszeit von 1 Stunde weniger als 4 km, nach einer Betriebszeit von 10 Stunden weniger als 20 km.

Trägheitstensor, auch *Tensor der Trägheitsmomente*, ein symmetrischer Tensor zweiter Stufe, mit dessen Hilfe die → Trägheitsmomente eines starren Körpers bezüglich beliebiger Achsen berechnet werden können. Der T. Θ ist in Tensorschreibweise durch

$$\Theta = \int_{\text{Körper}} \varrho(\vec{r})\,(\vec{r}^2 E - \vec{r} \circ \vec{r})\,\mathrm{d}V \qquad (1\,\mathrm{a})$$

bzw. in Komponentendarstellung durch

$$\Theta_{ik} = \int_{\text{Körper}} \varrho(\vec{r})\,(x_j^2 \delta_{ik} - x_i x_k)\,\mathrm{d}V \qquad (1\,\mathrm{b})$$

definiert. Über alle doppelt auftretenden Indizes ist hier und im folgenden zu summieren. In (1) bezeichnet $\vec{r} = \{x_1, x_2, x_3\}$ den Ortsvektor in einem Koordinatensystem K, dessen Ursprung O mit dem Schwerpunkt des starren Körpers zusammenfällt, $\varrho(\vec{r})$ die Dichte des starren Körpers, E den Einheitstensor und $\circ$ das Tensorprodukt (oder dyadisches Produkt). Das Integral wird über den vom starren Körper erfüllten Raumbereich erstreckt. Mit der Definition (1) ergibt sich für das Trägheitsmoment $\Theta(\vec{a})$ bezüglich einer Achse A, die parallel zu dem Einheitsvektor $\vec{a}$ durch den Koordinatenursprung O verläuft,

$$\Theta(\vec{a}) = \vec{a}\Theta\vec{a} = a_i \Theta_{ik} a_k, \qquad (2)$$

wobei a_i die Komponenten von $\vec{a}$ im System K sind. (2) folgt direkt aus der Definition des Trägheitsmomentes $\Theta(\vec{a}) = \int \xi^2 \varrho(\vec{r})\,\mathrm{d}V$, wenn berücksichtigt wird, daß der Abstand ξ des Ortes $\vec{r}$ von der Achse durch $\xi^2 = (\vec{a} \times \vec{r})^2$ gegeben ist und daß allgemein

$$(\vec{a} \times \vec{b})\,(\vec{c} \times \vec{d}) = \vec{a}(\vec{c} \circ \vec{b})\,\vec{d} - \vec{a}(\vec{d} \circ \vec{b})\vec{c} \qquad (3)$$

und somit

$$(\vec{a} \times \vec{r})^2 = \vec{a}(\vec{a} \circ \vec{r})\,\vec{r} - \vec{a}(\vec{r} \circ \vec{r})\,\vec{a}$$

gilt.

Wie jedem symmetrischen Tensor, so kann auch dem T. eine charakteristische Fläche zugeordnet werden. Diese ist durch

$$1 = x_i \Theta_{ik} x_k = \vec{r}(\Theta)\vec{r} \qquad (4)$$

gegeben und stellt ein Ellipsoid, das *Trägheitsellipsoid*, dar. Mit $\vec{r} = \zeta(\vec{a})\,\vec{a}$, wobei $\zeta(\vec{a})$ der Abstand zwischen O und dem Durchstoßpunkt der Achse A durch das Ellipsoid ist, folgt aus (2) und (4)

$$1 = \vec{r}\Theta\vec{r} = \zeta^2(\vec{a}) \cdot \vec{a}\Theta\vec{a} = \zeta^2(\vec{a}) \cdot \Theta(\vec{a}) \text{ also}$$
$$\Theta(\vec{a}) = [\zeta(\vec{a})]^{-2} \text{ bzw. } \zeta(\vec{a}) = 1/\sqrt{\Theta(\vec{a})}. \qquad (5)$$

Aus der Gestalt des Trägheitsellipsoids kann nach (5) somit das Trägheitsmoment bezüglich einer beliebigen Achse durch den Schwerpunkt erhalten werden.

Durch eine Hauptachsentransformation kann die quadratische Form (4) auf Hauptachsengestalt gebracht werden, d. h., das Koordinatensystem K wird so gedreht, daß der T. Diagonalgestalt annimmt. Die Achsen von K fallen nach der Drehung mit den Hauptachsen des Trägheitsellipsoids zusammen und heißen deshalb *Hauptträgheitsachsen*. Die Diagonalelemente von Θ werden dann *Hauptträgheitsmomente* genannt, weil sie, wie aus (1) und (2) folgt, gerade die Trägheitsmomente um die entsprechenden Hauptachsen darstellen. Weil alle Hauptträgheitsmomente endliche positive Zahlen sind, folgt aus (5) unmittelbar, daß die charakteristische Fläche (4) ein Ellipsoid ist.

Fällt der Ursprung O des Koordinatensystems K nicht mit dem Schwerpunkt zusammen, so muß Θ neu definiert werden, damit (2) auch weiterhin gültig bleibt. Mit dem Ortsvektor $\vec{q} = \sum_n m_n \vec{r}_n / M$ des Schwerpunkts in K folgt für die Komponenten Θ'_{ik} des T.s bei beliebiger Lage von O

$$\Theta'_{ik} = \Theta_{ik} + M(q_j^2 \delta_{ik} - q_i q_k). \qquad (6)$$

Dabei sind Θ_{ik} die nach (1b) bestimmten Komponenten des T.s bezüglich des Schwerpunkts. (6) ist der *Steinersche Satz* für die Komponenten des T.s.

In der Rheologie werden zur Beschreibung von Drehungen folgende Invarianten des Flächenträgheitstensors I für die Fläche A mit den Komponenten

$$I_{kl} = -\int_A (x_k x_l - \delta_{kl} r^2)\,\mathrm{d}A \quad \text{und} \quad r^2 = x^2 + y^2$$

häufig gebraucht:

1) $I_{xx} + I_{yy} = I_p = I_{\xi\xi} + I_{\eta\eta}$
2) $I_{xx} \cdot I_{yy} - I_{xy}^2 = I_{\xi\xi} \cdot I_{\eta\eta} - I_{\xi\eta}^2$,

wobei die ξ, η die Koordinaten des gedrehten Systems bedeuten.

Trägheitswiderstand, *Trägheitskraft, Scheinkraft*, Widerstand eines Körpers gegenüber Änderungen seines Bewegungszustandes, der sich bei kräftefreier Bewegung in der → Trägheit äußert. Vor allem äußert er sich in rotierenden und translatorisch beschleunigten Bezugssystemen in den dabei auftretenden Führungskräften (→ Relativbewegung), deren bekannteste die → Zentrifugalkraft und die → Corioliskraft sind. Diese Trägheitskräfte sind insbesondere bei irdischen Problemen zu berücksichtigen, wenn die Erdrotation nicht vernachlässigt werden kann; ihr Auftreten kann als Nachweis dafür gelten, daß kein Inertialsystem vorliegt (→ Foucaultsches Pendel). Beim Übergang zu einem Inertialsystem verschwinden die Trägheitskräfte, d. h., sie können wegtransformiert werden, während dies für die eingeprägten Kräfte nicht gelingt, da ja die physikalischen Konstanten nicht von der Wahl des Bezugssystems abhängen. Durch die Einführung des T.s können dynamische Probleme formal auf statische zurückgeführt werden (→ d'Alembertsches Prinzip).

Die Einheiten des T.s sind Kilogramm mal Meter/Quadratsekunde und Gramm mal Zentimeter/Quadratsekunde.

Traglast, → Traglastverfahren.

Traglastverfahren, Verfahren zur Bestimmung der Traglast starr-plastischer Kontinua.

Innerhalb der Erarbeitung dieser Verfahren lassen sich nach Prager Fundamentaltheoreme angeben, die es ermöglichen, zu entscheiden, ob die vorgegebenen Lasten die Tragfähigkeit eines starr-plastischen Kontinuums erschöpfen oder nicht:

1) In einem starr-plastischen Kontinuum können keine plastischen Formänderungen unter Lasten auftreten, für die ein stabiles, statisch zulässiges Spannungsfeld angegeben werden kann.

2) In einem starr-plastischen Kontinuum müssen plastische Formänderungen unter jedem Lastsystem auftreten, für das ein instabiles, kinematisch zulässiges Feld von Verschiebungsgeschwindigkeiten angegeben werden kann.

Die *Traglast* ist hierbei die Last, bei der mindestens ein Bauteil eines Tragwerkes aus starr-idealplastischem Material vollplastisch wird und zu fließen beginnt. Ein Bauteil kann also über die elastische Grenzlast (bei der die Randfaser plastisch wird) hinaus bis zur Traglast belastet werden, ohne daß ein uneingeschränktes plastisches Fließen eintritt. Die hierin liegende Belastungsreserve wird *Tragfähigkeitsreserve* genannt.

Trajektorie, der von einem Teilchen oder Projektil verfolgte Weg. Als T.n werden weiterhin die Kurven bezeichnet, deren Schnittwinkel mit den ebenen Kurven einer vorgegebenen Schar S immer einen festen Wert α haben. Ist $\alpha = \pi/2$, so werden die T.n als orthogonale, allgemein als isogonale T.n bezeichnet. Die Aufgabe, die T.n $y = y_1(x)$ zu einer Schar S zu finden, führt auf die Lösung einer Differentialgleichung, die sich aus der Forderung ergibt, daß nach Definition der T. für jeden beliebigen Wert x_1 des betrachteten Intervalls

$$\operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi) = \operatorname{tg}\alpha$$

gelten muß, wobei

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \left.\frac{\mathrm{d}y_1}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_1}$$

der Anstieg der gesuchten T. und $\operatorname{tg}\varphi$ der Anstieg einer Kurve der Schar S im Punkt (x_1, y_1) ist.

Transaktinide, die im → Periodensystem der Elemente auf das letzte Aktinid Lawrentium folgenden Elemente, von denen z. Z. das Element 104, „Eka-Hafnium" (Kurtschatovium, Ku) und 105 „Eka-Tantal" (Bohrium, Bo) bekannt sind. Vorausgesagt werden kann eine Reihe, die sich analog wie in der darüberstehenden Reihe von Hafnium bis Radon fortsetzt, so daß mit Nr. 118 wieder ein Edelgas (Eka-Radon) erreicht ist. Mit Nr. 122 beginnt wahrscheinlich eine bis Nr. 153 reichende Reihe der *Superaktinide*. Die Trans-

superaktinide ab Nr. 154 setzen dann den „normalen" Verlauf des Periodensystems fort, bis mit Nr. 168 erneut ein Edelgas erreicht würde. Es gibt Anzeichen dafür, daß um Nr. 114 (Eka-Blei), Nr. 126 (ein Superaktinid) und Nr. 164 (Eka-eka-Blei) Gebiete mit relativ stabilen Kernen liegen. Diese Elemente werden als *superschwere* Elemente bezeichnet. Die Existenz der Elemente Nr. 110 und Nr. 114 in der Natur wird für wahrscheinlich gehalten.

Transduktor, svw. magnetischer Verstärker.

trans-Form, → Isomerie.

Transformation, eine Operation, durch die einer gewissen Menge, der Urbildmenge, eine andere Menge, die Bildmenge, eindeutig zugeordnet wird. Führt man mehrere T.en nacheinander aus, so erhält man ihr *Produkt*. Ist das Produkt zweier T.en die *Identität*, die jedes Element der Urbildmenge in sich überführt, so ist die eine T. die *inverse* der anderen. Eine Menge von T.en bildet eine Transformationsgruppe, wenn sie mit jeder T. deren Inverse und zu je zwei T.en deren Produkt enthält. Faßt man die Operation $\sim$ als eine Abbildung der Ebene oder des Raumes auf sich selbst auf, so definiert jede T. eine Gruppe und macht eine Einteilung aller geometrischen Gebilde a, b, c, ... in Äquivalenzklassen möglich; in der Gruppe der Bewegung z. B. sind *kongruente* Gebilde einander äquivalent, bei *äquiformen* Abbildungen einander *ähnliche* Gebilde. Die Äquivalenzrelation ist 1) *transitiv*, d. h., aus $a \sim b$ und $b \sim c$ folgt $a \sim c$, da das Produkt zweier Abbildungen existiert, sie ist 2) *reflexiv*, d. h., es gilt $a \sim a$, da die identische Abbildung existiert, und 3) sie ist *symmetrisch*, d. h., aus $a \sim b$ folgt $b \sim a$, da die inverse bzw. reziproke Abbildung existiert. Zu jeder Operation als Abbildung gehört dann eine Geometrie, die alle für die zugehörige Gruppe gemeinsamen Begriffe und Eigenschaften äquivalenter Gebilde untersucht. Man spricht von Eigenschaften, die *invariant* gegenüber der Gruppe sind, und versteht unter der Geometrie die *Invariantentheorie* der betreffenden Gruppe. → Transformationsgruppe, → Geometrie des physikalischen Erfahrungsraums.

Transformationsformeln, in der Kristallographie solche Formeln, die den Zusammenhang kristallographischer Größen zum Ausdruck bringen, wenn man sie einerseits auf Basisvektoren $\vec{a}_1$, $\vec{b}_1$, $\vec{c}_1$, andererseits auf Basisvektoren $\vec{a}_2$, $\vec{b}_2$, $\vec{c}_2$ bezieht (→ Elementarzelle). Besonders wichtig sind die T.en von hexagonalen zu rhomboedrischen bzw. orthohexagonalen Achsen und umgekehrt (→ Symmetrie, insbes. Tab. 3).

Transformationsgruppe, von einem oder mehreren Parametern abhängige Abbildungen, die eine Gruppe bilden und jedem Punkt eines n-dimensionalen Raumes einen Bildpunkt desselben Raumes zuordnen.

Werden die Punkte des n-dimensionalen Raumes durch Koordinaten x^i beschrieben, so ist eine T. durch Gleichungen

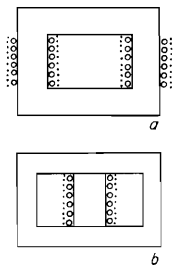
$$\bar{x}^i = f^i(x^1, x^2, \ldots, x^n, a) \qquad (1)$$

gegeben, wobei a der die Elemente der Gruppe bezeichnende Parameter ist und Kombinationen der Funktionen f^i wieder Transformationen (1) sein müssen und die identische sowie die inverse Transformation jeder Transformation umfassen müssen. → Gruppentheorie in der Physik.

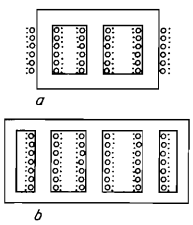
Transformationstheorie, wesentlicher Bestandteil der Quantenmechanik, der vor allem Aussagen über die Wahrscheinlichkeiten des Auftretens bestimmter Meßwerte a einer physikalischen Größe A macht, wenn sich das System in einem festen Zustand ψ befindet. Da die Zustände eines physikalischen Systems durch die Vektoren ψ eines Hilbert-Raumes $\mathfrak{H}$ und die physikalischen Größen durch hermitesche Operatoren in $\mathfrak{H}$ repräsentiert werden (→ Quantenmechanik) und ferner sich beliebige Vektoren aus $\mathfrak{H}$ nach einer vollständigen orthogonalen und normierten Basis $\{\varphi_n : n = 1, 2, \ldots\}$ mit dem Skalarprodukt $\langle\varphi_n|\varphi_m\rangle = \delta_{nm}$ gemäß $\psi = \sum_{n=1}^{\infty} c_n\varphi_n$ und $c_n = \langle\varphi_n|\psi\rangle$ entwickeln lassen, kann man für die φ_n gerade die Eigenfunktionen des Operators $\hat{A}$ wählen, die der Eigenwertgleichung $\hat{A}\varphi_n = a_n\varphi_n$ mit den Eigenwerten a_n von $\hat{A}$ genügen; man spricht dann von der A-Darstellung von ψ. Die Wahrscheinlichkeit, bei einer Messung der Eigenschaft A am System im Zustand ψ den Wert a_n vorzufinden, ist dann gegeben durch $P_n = |c_n|^2 = |\langle\varphi_n|\psi\rangle|^2$. Irgendwelche Operatoren $\hat{B}$ haben in dieser Darstellung die Matrixelemente $\hat{B}_{nm} = \langle\varphi_n|\hat{B}|\varphi_m\rangle$.

Von besonderer Bedeutung für die Quantentheorie sind die Ortsdarstellungen, die Impulsdarstellung und die Energiedarstellung, wenn man für $\hat{A}$ den Ortsoperator, den Impulsoperator bzw. den Hamilton-Operator wählt; die Wellenfunktionen des Systems hängen dann von den Orts- oder Impulskoordinaten bzw. der Energie ab. Da das Spektrum dieser Operatoren kontinuierlich ist bzw. im Fall des Hamilton-Operators im allgemeinen auch einen kontinuierlichen Anteil hat, hat man für φ_n auch die nicht normierbaren Eigenfunktionen des kontinuierlichen Spektrums einzusetzen und die Summation durch eine Integration zu ersetzen; der Eigenwert a kann kontinuierliche und diskrete Werte annehmen. Man spricht in diesem Zusammenhang von der T. der Quantentheorie, weil der Übergang von einer Basis $\{\varphi_a\}$ zu einer anderen Basis $\{\varphi'_a\}$, d. h. von einer A-Darstellung zu einer A'-Darstellung, durch eine unitäre Transformation im Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ erfolgt.

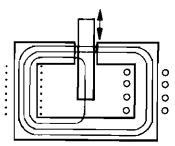
Mit der T. zeigte sich bald nach der Aufstellung der verschiedenen Formulierungen der Quantenmechanik durch Heisenberg bzw. Schrödinger, daß beide nur verschiedene Darstellungen derselben abstrakten Quantentheorie, und zwar in der Energie- bzw. Ortsdarstellung, waren und somit inhaltlich identisch sind. Während in der Energiedarstellung die Operatoren durch Matrizen repräsentiert werden, sind sie in der Ortsdarstellung durch Differentialoperatoren wiederzugeben. Gelegentlich spricht man von einem Matrix- bzw. einem Differentialoperator als Heisenberg- bzw. Schrödinger-Darsteller der zugehörigen abstrakten Observablen $\hat{A}$. Diese Bezeichnung wird manchmal auch bei Darstellungen von Gruppen benutzt, wo man die spezielle konkrete Realisierung eines Gruppenelements als Darsteller bezeichnet.



1 Querschnitt durch einen Einphasentransformator: *a* Kernausführung, *b* Mantelausführung. o Unterspannungswicklung, • Oberspannungswicklung



2 Bauformen des Drehstromtransformators: *a* Dreischenkeltransformator, *b* Fünfschenkeltransformator. o Unterspannungswicklung, • Oberspannungswicklung



3 Querschnitt durch einen Schweißtransformator mit verstellbarem magnetischem Nebenschluß. • Primärwicklung, o Sekundärwicklung

Transformator, 1) Elektrotechnik: eine den elektrischen Maschinen zugeordnete elektromagnetische Anordnung zur Umformung elektrischer Energie in elektrische Energie mit anderen Amplituden der Ströme und Spannungen bei gleichbleibender Frequenz.

1) Aufbau und Arten. Der *Einphasentransformator* als einfachste Ausführungsform besteht aus zwei Wicklungen, die auf dem Kern eines magnetischen Kreises untergebracht sind. Die Wicklungen werden nach der Höhe ihrer Spannungen als Oberspannungs- und Unterspannungswicklung bezeichnet bzw. nach der Energierichtung als Primär- und Sekundärwicklung, wobei die Primärwicklung die Energie aufnimmt und an die Sekundärwicklung weitergibt. Zur Verminderung der Streuung müssen beide Wicklungen sehr nahe zusammen liegen. Bei der Zylinderwicklung werden sie dazu konzentrisch angeordnet, bei der Scheibenwicklung werden scheibenförmige Teile der Primärwicklung und der Sekundärwicklung abwechselnd übereinandergeschichtet. Der → magnetische Kreis ist zur Verringerung des Magnetisierungsstromes ein geschlossener Eisenkreis und besteht zur Herabsetzung der Wirbelströme aus lackisolierten Blechen. Nach der Ausführungsform dieses Blechpaketes unterscheidet man *Kerntransformatoren* und *Manteltransformatoren* (Abb. 1).

In der Starkstromtechnik wird wegen der Vorrangstellung des Drehstroms vorwiegend der *Drehstrom-* oder *Dreiphasentransformator* verwendet (Abb. 2). Beim *Dreischenkeltransformator* tragen die drei Kerne (Schenkel) eines gemeinsamen magnetischen Kreises je Phase eine Unter- und Oberspannungswicklung. Der *Fünfschenkeltransformator* besitzt zusätzlich zwei unbewickelte Rückschlußschenkel. Damit vermindert sich die Joch- und Bauhöhe, und die Leistungsgrenze für den Bahntransport wird heraufgesetzt. Betriebsfertige, bahntransportfähige T.en bezeichnet man als *Wandertransformatoren*. Die Zusammenschaltung von drei Einphasentransformatoren zu einer Drehstromeinheit (*Transformatorenbank*) hat den Vorteil einer einfachen Reservehaltung; sie wird bei hohen Spannungen (ab 380 kV) und sehr hohen Leistungen ausschließlich angewendet. Die Schaltung der Primär- und Sekundärwicklungen (→ Sternschaltung, → Dreieckschaltung und → Zickzackschaltung) ergibt die Schaltgruppe, von der die Phasenverschiebung der Sekundärspannung zur Primärspannung abhängt; sie ist deshalb beim Parallelschalten von T.en zu beachten.

Die in der Schwachstromtechnik verwendeten T.en sowie T.en kleiner Leistung in der Starkstromtechnik werden als *Trockentransformatoren* (seltener als *Lufttransformatoren* bezeichnet) ausgeführt. Die entstehenden Eisen- und Wicklungsverluste werden unmittelbar an die umgebende Luft abgegeben. T.en größerer Leistungen führt man als *Öltransformatoren* aus, bei denen Wicklungen und Eisenkern zur besseren Isolierung und Wärmeabgabe in einem Kessel mit Isolieröl untergebracht sind. Bei erhöhten Sicherheitsanforderungen kann das Öl durch nichtbrennbares Clophen ersetzt werden. Die Abführung der Verlustwärme über Öl und Kessel an die umgebende Luft kann durch künstlichen Ölumlauf und Vergrößerung der Kesseloberfläche verbessert werden.

In der Schwachstromtechnik werden auch T.en für hohe Frequenzen benötigt. Zur Verminderung der Wirbelströme muß im Tonfrequenzgebiet der magnetische Kreis aus sehr dünnen Blechbändern aufgebaut werden. Bei höheren Frequenzen werden Masse- und Ferritkerne eingesetzt, die aus sehr kleinen, voneinander isolierten ferromagnetischen Teilchen bestehen. Bei höchsten Frequenzen muß auf den Kern ganz verzichtet werden (Lufttransformatoren).

2) Wirkungsweise. Da durch den Eisenkern und die Wicklungsanordnung die Streuung zwischen den Wicklungen sehr klein gehalten wird, durchsetzt der bei Anlegen einer Wechselspannung in der Primärwicklung entstehende magnetische Fluß auch die Sekundärwicklung praktisch in gleicher Höhe. Somit verhalten sich die in den Wicklungen induzierten Spannungen nach dem Induktionsgesetz etwa wie ihre Windungszahlen (*Spannungsübersetzungsverhältnis*). Da der Magnetisierungsstrom sehr klein ist, folgt aus dem Durchflutungsgesetz, daß sich die Ströme der beiden Wicklungen etwa umgekehrt wie ihre Windungszahlen verhalten (*Stromübersetzungsverhältnis*). Die Produkte aus Strom und Spannung der beiden Wicklungen liefern etwa den gleichen Wert, d. h., die Leistung, die auf der Primärseite aufgenommen wird, wird bis auf die Verluste von der Sekundärwicklung wieder abgegeben. Die Verhältnisse von Spannung zu Strom der beiden Wicklungen verhalten sich zueinander etwa wie das Quadrat der Windungszahlen (*Widerstandsübersetzungsverhältnis*). Das Verhältnis der Windungszahlen wird als *Übersetzungsverhältnis* des T.s bezeichnet.

3) Verwendung. In der Starkstromtechnik dient der T. vor allem dazu, die verschiedenen Spannungsebenen der Elektrizitätsversorgung zu verbinden. In diesem Fall wird der T. auch *Umspanner* oder *Leistungstransformator* genannt. Der in Kraftwerken unmittelbar mit dem Generator verbundene T. wird als *Blocktransformator* bezeichnet. Eine besondere Form des Umspanners ist der *Dreiwicklungstransformator*, der außer der Primärwicklung und der Sekundärwicklung noch die Tertiärwicklung besitzt und drei Netze verschiedener Spannungen miteinander verbindet. T.en mit besonderen Eigenschaften werden für die Speisung spezieller Geräte eingesetzt, z. B. *Gleichrichtertransformatoren* zur Speisung von Gleichrichteranlagen und *Ofentransformatoren* zur Speisung von Elektroöfen. *Schweißtransformatoren* zur Lichtbogenschweißung (Abb. 3) dienen zum Umspannen von Netzspannung auf Lichtbogenspannung. Sie müssen eine stark fallende Strom-Spannungs-Kennlinie besitzen, um von der Zündspannung im Leerlauf die relativ niedrige Lichtbogenspannung zu erreichen und den Kurzschlußstrom gering zu halten. Dieses Betriebsverhalten kann durch hohe Streuspannungsabfälle, z. B. durch teilweise eisengeschlossene Streuwege zwischen den Wicklungen, erreicht werden. *Prüftransformatoren* sind T.en oder Transformatorenkombinationen (→ Kaskadenschaltung) zur Gewinnung hoher Wechselspannungen.

Spartransformatoren sind mit einem für Primärwicklung und Sekundärwicklung gemeinsamen Wicklungsteil versehen. Da in diesem Wicklungsteil praktisch nur die Differenz zwischen Primärstrom und Sekundärstrom fließt, können die Abmessungen des Spartransformators geringer gehalten werden. Nachteilig ist die fehlende galvanische Trennung der Sekundärwicklung von der Primärwicklung. *Stelltransformatoren*, früher auch als *Regeltransformatoren* bezeichnet, sind T.en, deren Übersetzungsverhältnis unter Last in einem bestimmten Bereich veränderlich ist. Man unterscheidet Schubtransformatoren mit veränderlicher Lage der Primärwicklung zur Sekundärwicklung und Spartransformatoren mit blanker Wicklung und Kohlerollen als Abgriff. Unter *Drehtransformatoren* versteht man Stelltransformatoren für Wechsel- und Drehstrom, die wie Asynchronmotoren mit Schleifringläufer aufgebaut sind. Der Läufer ist festgebremst, aber in seiner Winkelstellung veränderlich. Ständer- und Läuferwicklungen liegen in Reihe. Bei Drehung des Läufers ändert sich die Spannungshöhe, gleichzeitig aber auch die Phasenlage gegenüber der Primärspannung. *Quertransformatoren* sind Stelltransformatoren in der Elektrizitätsversorgung. Sie liefern eine Zusatzspannung, die gegenüber der Netzspannung um 90° phasenverschoben ist und vor allem ihre Phasenlage beeinflußt. Die von *Reihentransformatoren* gelieferte Zusatzspannung liegt in Phase mit der Netzspannung und verändert nur ihren Betrag. *Impulstransformatoren* werden zum Erzeugen hoher Spannungsimpulse für Steuer- und Regelschaltungen gebaut. *Trenntransformatoren* werden in der Schutztechnik zur galvanischen Trennung (Schutztrennung) von Netzteilen eingesetzt. In der Schwachstromtechnik dient der T. als *Netztransformator* für die Energieversorgung der schwachstromtechnischen Geräte. Beim *Anpassungstransformator*, auch als *Übertrager* bezeichnet, wird die Transformation des Widerstands zur Anpassung an Spannungsquellen ausgenutzt. In der Meßtechnik dient eine Sonderbauform des T.s als → Meßwandler.

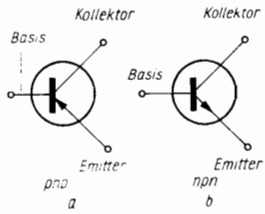
Bei einem *supraleitenden T.* sind Primärwicklung und/oder Sekundärwicklung aus supraleitendem Material gefertigt. Ein supraleitender T. für Meßzwecke ist der *supraleitende Übertrager*, der z. B. zur Anpassung eines niederohmigen bzw. supraleitenden Meßkreises an einen Verstärker dienen kann. → Kryoelektrotechnik.

Lit. Handb. der Elektrotechnik, Bd 2 (Berlin 1965), Bd 3 (Berlin 1967); G. Müller: Elektrische Maschinen, Grundlagen (Berlin 1970); Handb. T.en und Meßwandler (Berlin 1958).

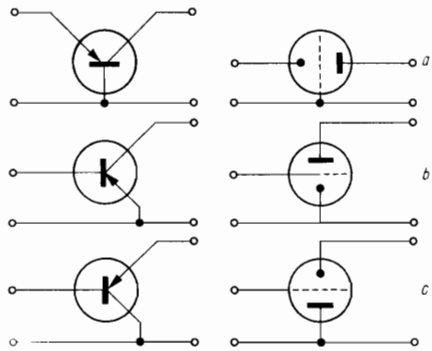
Transistor, ein Halbleiterbauelement mit drei Elektroden, das als Verstärker, Gleichrichter, Schalter, zur Messung oder zum Nachweis von Strahlung, in Oszillatorschaltungen u. a. verwendet wird.

Die drei Elektroden des T.s heißen *Emitter*, *Basis* und *Kollektor*. Zwischen Emitter und Basis sowie zwischen Basis und Kollektor bestehen → pn-Übergänge. Je nach deren Anordnungsfolge gibt es pnp- und npn-Transistoren. Der T. läßt sich auch mit einer Serienschaltung zweier gegeneinandergeschalteter → Halbleiterdioden vergleichen.

Da T.en ähnlich wie Elektronenröhren in elektronischen Schaltungen eingesetzt werden, lassen sich ihre Grundschaltungen mit den Grundschaltungen der Elektronenröhre vergleichen (Abb. 1 und 2).



1 Schaltsymbole für Transistoren: *a* pnp-Transistor, *b* npn-Transistor



2 Grundschaltungen des Transistors im Vergleich zu äquivalenten Röhrenschaltungen. Links: *a* Basisschaltung, *b* Emitterschaltung, *c* Kollektorschaltung. Rechts: *a* Gitterbasisschaltung, *b* Katodenbasisschaltung, *c* Anodenbasisschaltung

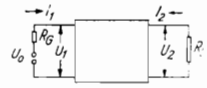
Das Vierpolverhalten des T.s läßt sich mittels *Ersatzschemata* beschreiben (Abb. 3). Bei Signalen mit kleiner Amplitude gelten dafür folgende, wegen ihrer unterschiedlichen Dimensionen *Hybridparameter* oder *h-Parameter* genannte Größen h_{11}, h_{12}, h_{21} und h_{22}:

$h_{11} = (U_1/I_1)_{\underbrace{U_2=0}} =$
= Eingangswiderstand in Ω bei kurzgeschlossenem Ausgang

$h_{12} = (U_1/U_2)_{\underbrace{I_1=0}} =$
= Spannungsrückwirkung (dimensionslos) bei offenem Eingang

$h_{21} = (I_2/I_1)_{\underbrace{U_2=0}} =$
= Stromverstärkung (dimensionslos) bei kurzgeschlossenem Ausgang

$h_{22} = (I_2/U_2)_{\underbrace{I_1=0}} =$
= Ausgangsleitwert in $S = \Omega^{-1}$ bei offenem Eingang



3 Vierpolersatzbild eines Transistors. $U_1 = h_{11} \cdot I_1 + h_{12} \cdot U_2$; $I_2 = h_{21} \cdot I_1 + h_{22} \cdot U_2$

Die Umrechnung der *h*-Parameter für die drei Grundschaltungen des T.s liefert für die h_{ikb} (*h*-Parameter in Basisschaltung) näherungsweise folgende h_{ike} (*h*-Parameter in Emitterschaltung) und h_{ikc} (*h*-Parameter in Kollektorschaltung):

$$h_{11e} \approx \frac{h_{11b}}{1 + h_{21b}}; \quad h_{11c} \approx \frac{h_{11b}}{1 + h_{21b}}$$

$$h_{12e} \approx \frac{\Delta h_b - h_{12b}}{1 + h_{21b}}; \quad h_{12c} \approx 1$$

$$h_{21e} \approx \frac{-h_{21b}}{1 + h_{21b}}; \quad h_{21c} \approx \frac{-1}{1 + h_{21b}}$$

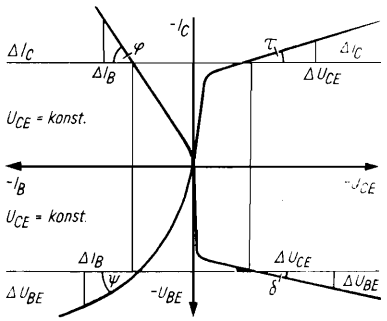
$$h_{22e} \approx \frac{h_{22b}}{1 + h_{21b}}; \quad h_{22c} \approx \frac{h_{22b}}{1 + h_{21b}}$$

mit $\Delta h_b = h_{11b} \cdot h_{22b} - h_{12b} \cdot h_{21b}$

In der Emitterschaltung sind Ströme und Spannungen an Eingang und Ausgang gegenphasig, in Basis- und Kollektorschaltung gleichphasig. Die *h*-Parameter lassen sich näherungsweise aus dem Kennlinienfeld bestimmen (Abb. 4). So ergibt sich z. B. für die Emitterschaltung

$$h_{11e} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} \triangleq \tan\psi; \quad h_{21e} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \triangleq \tan\varphi$$

$$h_{12e} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta U_{CE}} \triangleq \tan\delta; \quad h_{22e} = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CE}} \triangleq \tan\tau$$



4 Kennlinienfeld eines Transistors in Emitterschaltung zur Bestimmung der *h*-Parameter

Dabei ist U_{BE} die Basis-Emitter-Spannung, I_B der Basisstrom, U_{CE} die Kollektor-Emitter-Spannung und I_C der Kollektorstrom.

Bei eingangsseitiger Spannungsquelle U_0 mit Widerstand R_0 und ausgangsseitigem Lastwiderstand R_L ergibt sich für die Stromverstärkung G_i, die Spannungsverstärkung G_u, den Eingangswiderstand R_1, den Ausgangswiderstand R_2 und die Leistungsverstärkung G_p für alle Grundschaltungen:

$$G_i = \frac{I_2}{I_1} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_L}$$

$$G_u = \frac{U_2}{U_1} = \frac{-h_{21}R_L}{h_{11} + R_L\Delta h}$$

$$R_1 = \frac{U_1}{I_1} = \frac{h_{11} + R_L\Delta h}{1 + R_L h_{22}}$$

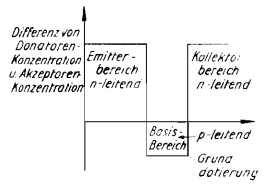
$$R_2 = \frac{U_2}{I_2} = \frac{h_{11} + R_0}{\Delta h + R_0 h_{22}}$$

$$G_p = G_u G_i = -\frac{h_{21}^2 R_L}{(1 + h_{22}R_L)(h_{11} + R_L\Delta h)}$$

mit $\Delta h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$.

Nach ihrem Aufbau unterscheidet man zunächst Spitzentransistoren und Flächentransistoren. Beim *Spitzentransistor* drücken z. B. auf die aus einem Germaniumeinkristall bestehende Basis der Emitter und der Kollektor in einem Abstand von größenordnungsmäßig 0,1 mm als feine Drahtspitzen auf. Beim *Flächentransistor* hat ein Halbleitereinkristallplättchen drei Zonen unterschiedlichen Leitfähigkeitstyps, wobei sich die Basis in der Mitte zwischen Kollektor und Emitter befindet.

Nach dem Herstellungsverfahren unterscheidet man zwischen Legierungstransistoren, Diffusionstransistoren, diffusionslegierten T.en, Mesatransistoren, Planartransistoren, Epitaxialtransistoren und T.en, bei denen mehrere Herstellungstechniken kombiniert angewendet sind. Bei dem mittels → Legierungstechnik hergestellten *Legierungstransistor* (Abb. 5) werden



5 Verteilung der Konzentration von Donatoren und Akzeptoren beim Legierungstransistor (npn)

die Dotierungselemente (Indium oder Aluminium) in Form von Perlen einlegiert. Dieser T. wird hauptsächlich im NF-Bereich verwendet, denn für eine hohe obere Grenzfrequenz sind eine möglichst kurze Laufzeit der Ladungsträger und deshalb eine möglichst dünne Basisschicht erforderlich. Bei einer Dicke des Halbleiterplättchens um 100 µm – aus fertigungstechnischen Gründen sind diese Werte kaum zu unterscheiden – kann man den Legierungsprozeß bis zu Basisschichtdicken von etwa 25 µm noch beherrschen. Störend sind Variationen der Legierungstiefe, und damit treten örtliche Schwankungen der stehenbleibenden Basisschichtdicke auf. Diese werden beim *Philco-Transistor* verringert, indem das Halbleitermaterial an den Stellen, an denen Emitter bzw. Kollektor einlegiert werden sollen, elektrolytisch möglichst dünn abgeätzt wird, um die Grenzfrequenz zu erhöhen. Man hat damit Basisschichtdicken von unter 5 µm erreicht und so Grenzfrequenzen von um 50 MHz ermöglicht.



6 Verteilung der Konzentration von Donatoren und Akzeptoren beim Doppeldiffusionstransistor (npn)

Beim *Diffusionstransistor* (Abb. 6), der durch die → Diffusionstechnik hergestellt wird, ändert sich die Konzentration des Dotierungselementes im Basisbereich stetig. Damit entsteht bei Anlegen einer Spannung ein die Ladungsträger beschleunigendes und damit deren Laufzeit verkürzendes Driftfeld, weshalb diese deshalb auch *Drifttransistoren* genannten T.en auch noch bei höheren Frequenzen verwendet werden können. Auch läßt sich bei Diffusionstransistoren eine sehr dünne Basisschicht erreichen, wenn verschiedene Dotierungselemente mit unterschiedlicher Diffusionsgeschwindigkeit gleich-

zeitig dotiert werden, weil das schneller eindiffundierende Dotierungselement innerhalb einer vorgegebenen Dotierungszeit tiefer eindringt als das langsamer diffundierende. Speziell als Drifttransistoren ausgebildet werden auch *diffusionslegierte T.en*, d. s. mittels Kombination von Diffusions- und Legierungstechnik hergestellte T.en. Bei ihnen wird durch Diffusion eine n-leitende Schicht in einem p-leitenden Material erzeugt, in das dicht nebeneinander ein Anschlußkontakt für die diffundierte Basisschicht und ein p-leitender Rekristallisationsbereich als Emitter einlegiert werden.

Diffusionslegierte T.en, die mittels → Mesatechnik geätzt sind, heißen *Mesatransistoren*. Ihre obere Grenzfrequenz liegt z. Z. bei etwa 1 GHz mit Basisschichtdicken von weniger als 0,3 μm.

Die durch → Planartechnik gefertigten *Planartransistoren* zeichnen sich durch extrem geringe Restströme und hohe Stromverstärkungsfaktoren aus. *Epitaxialtransistoren*, die mittels Planar- oder Mesatechnik hergestellt werden, erreichen wegen ihrer kurzen Kollektorspeicherzeit obere Grenzfrequenzen von mehreren GHz.

Mehrschichttransistoren oder *Sandwichtransistoren* bestehen aus zwei getrennten Siliziumscheiben (Emitter-Basis-Scheibchen und Basis-Kollektor-Scheibchen), die, Basis an Basis liegend, unter Erwärmung und Druck geschmolzen werden. Daher entsteht in einer mittleren Ebene eine Basis, die des späteren T.s, an die sich Kollektor bzw. Emitter nach außen anschließen, während sie sich beim Planar- oder Mesatransistor an der Oberfläche befinden.

Ähnlich wie bei den → Halbleiterdioden gibt es auch eine Reihe von Sonderformen von T.en. So hat z. B. der *Avalanchetransistor* oder *Lawinentransistor*, der der Avalanchediode entspricht, einen Lawinendurchbruch (→ Stoßionisation). Er wird zur Impulserzeugung mit extrem steilen Impulsflanken verwendet. Für den Avalanchebetrieb eignen sich nur spezielle T.en, insbesondere Silizium-Epitaxial-Planartransistoren.

Der *Phototransistor* ist ein Flächentransistor mit einem Lichteintrittsfenster über der Basis. Der zwischen Basis und Kollektor bestehende pn-Übergang verhält sich ähnlich wie der einer Photodiode; das Licht beeinflußt den Kollektorstrom. Phototransistoren lassen sich gleichzeitig mittels einfallenden Lichtes und mittels Ansteuerung der Basis steuern.

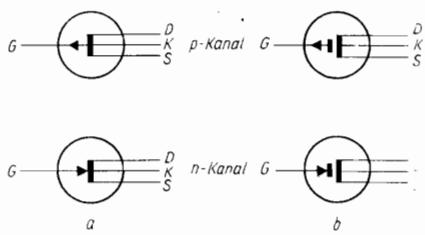
Der *Lichtstrahltransistor* oder *Leuchttransistor* besteht aus einer Kombination einer GaAs-Leuchtdiode als Lichtemitter und einer n-GaAs-p-Ge-Heterodiode (Photodiode) als Lichtkollektor (→ Optoelektronik).

Während bei den bisher beschriebenen *Bipolartransistoren* die Funktionsweise hauptsächlich durch beide Ladungsträgerarten bestimmt wird, erfolgt bei den zu den *Unipolartransistoren* gehörenden *Feldeffekttransistoren*, kurz *FET* genannt [engl. *f*ield *e*ffect *t*ransistor], der Ladungstransport nur mittels einer Ladungsträgerart durch einen *Kanal*, dessen Widerstand und damit der hindurchfließende Strom mittels eines elektrischen Feldes verändert werden können (→ Feldeffekt). Dieses Feld wird von einer Steuerelektrode, dem *Gate* oder *Gitter*, erzeugt. Die Eintrittselektrode des Kanals heißt *Source* oder *Quelle*, die Austrittselektrode *Drain* oder *Senke*. Der Kanal kann p- oder n-leitend sein. Das Gate ist beim Sperrschicht-Feldeffekttransistor aufgedampft oder einlegiert, so daß sich zwischen ihm und dem Kanal ein pn-Übergang ergibt. Dieser wird in Sperrichtung vorgespannt und trennt den Kanal vom Gate. Der Widerstand des Kanals wird infolge des sich in der Umgebung der Sperrschicht in Abhängigkeit von der Gatespannung bildenden Raumladungsgebietes verändert (Abb. 7).

Der *MESFET* [engl. *me*tal-*s*emiconductor-*FET*] hat anstelle des pn-Überganges einen Metall-Halbleiter-Übergang. Als Substratmaterial wird p-leitendes Silizium verwendet. Der auch bei sehr hohen Frequenzen anwendbare MESFET dient als Kleinsignal-Breitbandverstärker, für Eingangsstufen in Mikrowellensystemen, für Tiefpaßschaltungen, für logische Schaltkreise und auch zur Verwendung anstelle von Wanderwellenröhren.

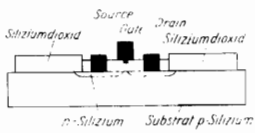
Hetero-Feldeffekttransistoren sind Feldeffekttransistoren mit Heteroübergängen (→ Epitaxialtechnik). Bei geeigneter Dotierung tritt bei diesen T.en an der Heterogrenzfläche eine Ladungsträgerinversion auf. Im Inversionskanal fließt zwischen Source und Drain ein Löcherstrom. Das Gate ist gegenüber dem Silizium negativ vorgespannt und besteht aus p-leitendem Material.

Der *MOSFET* [engl. *m*etal-*o*xide-*s*emiconductor-*FET*] hat als Sperrschicht zwischen Gate und Kanal keinen pn-Übergang, sondern eine isolierende Metalloxidschicht, z. B. Siliziumdioxid.



7 Schaltsymbole für Feldeffekttransistoren: *a* Sperrschicht-FET, *b* MOSFET. *G* Gate, *D* Drain, *S* Source, *K* Kanal

Je nachdem, ob der Kanal bereits vor Anlegen einer Gatespannung leitend ist und die Leitfähigkeit infolge des angelegten Feldes verringert wird, oder ob ein nur schwach leitender Kanal infolge der Gatespannung stärker leitet, spricht man von einem *Verarmungs-* bzw. *Anreicherungstyp*. MOSFET lassen sich bis zu Frequenzen von 100 MHz betreiben und haben Eingangswiderstände bis zu $10^{30}\,\Omega$, sie eignen sich deshalb besonders für hochohmige Eingangsstufen (Abb. 8).



8 Schematischer Schnitt durch einen MOSFET

Beim *DSA-MOSFET* [engl. *d*iffusion-*s*elf-*a*ligned-*MOSFET*] lassen sich mittels einer Doppeldiffusionsmethode Kanallängen von

weniger als 25 μm erreichen. Infolge der geringen Kapazität zwischen Gate und Kanal ergeben sich obere Grenzfrequenzen von 10 GHz.

Eine durch Auftrennung von Gate und Kanal gewonnene Kombination zweier Feldeffekttransistoren ist die *Feldeffekttetrode* oder *FET-Tetrode*.

Unter der Trennstelle des Gate ist der Kanal durch einen eindiffundierten n-leitenden Bereich unterbrochen, der gleichzeitig als Drain eines ersten und als Source eines zweiten Feldeffekttransistors wirkt. Die FET-Tetrode läßt sich z. B. für Kaskode-Schaltungen verwenden.

Lit. Otto u. Müller: Flächentransistoren (Berlin 1962); Paul: T.en (2. Aufl. Berlin 1969); Pfeifer: Elektronik für den Physiker, Bd 6 (Berlin 1967).

Transistorrauschen, → Rauschen II, 7.

Transitionsenergie, → Fokussierung 3).

Transkristallisation, Bildung von → Stengelkristallen.

Translation, 1) Parallelverschiebung eines Körpers, → Translationsbewegung.

2) Raumbewegung (→ Symmetrie), die der Bewegung gemäß 1) entspricht. Dabei wird jedem Punkt mit Ortsvektor $\vec{r}$ ein um einen konstanten Vektor $\vec{a}$ verschobener Punkt $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{a}$ zugeordnet.

3) Deckoperation oder Symmetrieoperation, die durch die Raumbewegung 2) charakterisiert ist. Ist eine T. Symmetrieoperation eines Körpers, so ist der Körper periodisch. Ist $\vec{a}$ der kürzeste Vektor dieser Richtung, der eine derartige Symmetrieoperation charakterisiert, so nennt man den Betrag $|\vec{a}|$ *Identitätsperiode* oder *Identitätsabstand.*

translationsäquivalent heißen Punkte, Geraden, Ebenen oder Teile eines Körpers, die durch solche Translationen aufeinander abgebildet werden, die Symmetrieoperationen dieses Körpers sind (→ Symmetrie).

Translationsbewegung, räumliche Bewegung von Massepunktsystemen in einer bestimmten Richtung, der *Translationsrichtung*, wobei alle Massepunkte des Systems jeweils gleiche *Verschiebungen* erfahren, d. h. das System dabei als starr angesehen werden kann. Andernfalls liegen T.en der einzelnen Massepunkte in verschiedenen Richtungen bzw. mit verschiedenen gleichzeitigen Geschwindigkeiten vor. Die allgemeine Bewegung starrer Körper setzt sich aus T.en und → Drehbewegungen zusammen. Die T. eines Systems um eine bestimmte Strecke heißt auch *Parallelverschiebung.*

Translationsenergie, → Energie.

Translationsfreiheitsgrad, → Freiheitsgrad.

Translationsgitter, → Gitter, → Elementarzelle.

Translationsgruppe, die von den Translationen gebildete kommutative kontinuierliche Gruppe. In einem n-dimensionalen euklidischen Raum sind die Translationen T durch die Koordinatentransformationen $x_i \xrightarrow{T} x_i' = x_i + a_i$ $(i = 1, \ldots, n)$ definiert. Die Hintereinander-Ausführung der Translationen, d. i. die Gruppenmultiplikation, ist vertauschbar (kommutativ), und die Translationen können auch um einen infinitesimalen Vektor mit den Komponenten δa_i erfolgen. Von physikalischer Bedeutung sind die räumlichen und zeitlichen Translationen, die auch als Translation des Vierervektors des Raum-Zeit-Kontinuums, d. h. im Minkowski-Raum, angesehen werden können. Viele physikalische Systeme haben die Eigenschaft der *Translationsinvarianz*, d. h., bei einer raum-zeitlichen Translation ändern sie ihre physikalischen Eigenschaften nicht. So ergibt z. B. ein heute in der DDR und morgen in einem anderen Land an ihnen ausgeführtes Experiment unter sonst gleichen Voraussetzungen dieselben Meßwerte. Diese Invarianz spiegelt sich in der → Symmetrie der dem System zugrunde liegenden Naturgesetze wider. Man kann die Translationsoperationen auch $T_a(x) = x + a$ schreiben, wobei T_a die Translation um die Strecke a bedeutet; für die T_a gilt dann $T_a \cdot T_b = T_b T_a$ (Kommutativität). Neben der Darstellung der T. in den sie definierenden euklidischen Räumen spielen für die Physik die folgenden eine besondere Rolle: $\hat{T}_a = e^{ia\hat{p}}$, wobei $\hat{p} = -i\,d/dx$ der Operator der infinitesimalen Verschiebung (*Translationsoperator*) ist. Es gilt

$$e^{ia\hat{p}} e^{ib\hat{p}} = e^{i(a+b)\hat{p}} = e^{ib\hat{p}} e^{ia\hat{p}}$$

(Kommutativität) und

$$\hat{T}_a f(x) = e^{a\frac{d}{dx}} f(x) = \left(f + a\,\frac{df}{dx} + \frac{a^2}{2!}\,\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{a^3}{3!}\,\frac{d^3 f}{dx^3} + \cdots \right) = f(x + a),$$

wobei f eine beliebig differenzierbare Funktion von x ist, d. h., $\hat{T}_a$ bewirkt eine Verschiebung des Arguments von f um a (→ Taylorsche Formel).

Ist $f(x_\mu)$ eine Funktion des Vierervektors x_μ, dann bewirkt $\hat{T}(a_\mu) = e^{i a \cdot p}$ mit $a \cdot \hat{p} = \sum_{\mu=1}^{4} a_\mu \hat{p}_\mu$, wobei $\hat{p}_\mu = -i\partial/\partial x_\mu$, eine analoge Verschiebung des Arguments: $\hat{T}(a_\mu) f(x_\mu) = f(x_\mu + a_\mu)$. Der Operator der infinitesimalen Translation $\hat{p}_\mu$ wird in der Quantentheorie (nach Multiplikation mit $\hbar$) mit dem → Impulsoperator identifiziert.

Translationsinvarianz liegt vor, wenn $\hat{T}(a_\mu) f = f$ gilt, z. B. dann, wenn f nicht von x_μ abhängt. Die physikalischen Zustände translationsvarianter Systeme sind demnach in Übereinstimmung mit der obigen Bemerkung von den Koordinaten x_μ, d. h. von den Raum-Zeit-Punkten, unabhängig.

Translationsinvarianz, → Translationsgruppe.

Translationsoperator, → Translationsgruppe.

Translationsrichtung, → Translationsbewegung.

Transmissionsfaktor, → Absorptionsfaktor.

Transmissionsgitter, → Beugungsgitter.

Transmissionsgrad, → Farbe.

Transmissionskoeffizient, → Extinktion.

Transmissometer, → Sichtweite.

Transmitter, svw. Meßwandler.

transmutations per minute, tpm, nicht mehr zulässige Einheit der Aktivität für Zerfallsakte je Minute. 1 tpm = $(1/60)\ s^{-1}$.

transmutations per second, tps, bisherige Einheit der Aktivität radioaktiver Strahlung, wurde durch die SI-Einheit Eins je Sekunde oder 1 Zerfallsakt je Sekunde (s^{-1}) abgelöst. 1 tps = $1\ s^{-1}$.

Transparenz, → photographische Schwärzung.

Transponder, → Radar.

Transponierung, svw. Mischung 2).

Transportgleichung, im weitesten Sinne die mathematische Formulierung eines Transportprozesses, die meist die → Boltzmann-Gleichung spezialisiert (→ Transporttheorie).

Transportgleichung im Plasma, aus der Boltzmann-Gleichung (→ Plasmastatistik) folgende Integrodifferentialgleichung zur Berechnung der zeitlichen und örtlichen Änderung von Plasmaeigenschaften. Spezialfälle der allgemeinen T. i. P. sind die Kontinuitätsgleichung (Massen- bzw. Ladungstransport), die Bewegungsgleichung (Impulstransport) und die Energietransportgleichung (Energietransport). → Magnetohydrodynamik.

Transportkoeffizienten, → Transportprozesse, → Boltzmann-Gleichung.

Transportprozesse, Vorgänge in Vielteilchensystemen, wie Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern, bei denen durch Bewegung der Teilchen die Transportgrößen Energie, Impuls, Masse oder Ladung von einer Stelle des Raumes zu einer anderen transportiert werden. Die Vielteilchensysteme kann man makroskopisch als kontinuierliche Medien ansehen. Eigenschaft und Verhalten beschreibt man dann phänomenologisch mit Hilfe der Thermodynamik irreversibler Prozesse und der Hydrodynamik. Diese Theorien enthalten noch experimentell zu bestimmende Größen, z. B. *Transportkoeffizienten*, d. s. stoffabhängige Koeffizienten, zu denen die Wärmeleitfähigkeit, die Diffusionskoeffizienten, die Scher- und Volumenviskositäten gehören und die ein Maß dafür sind, wie schnell ein Vielteilchensystem in den Gleichgewichtszustand übergeht. Mikroskopisch gesehen bestehen die Vielteilchensysteme aus vielen diskreten Teilchen, deren Anzahl $N \approx 10^{26}$ eine statische Beschreibung erfordert. Die Statistik liefert die mikroskopische Begründung der phänomenologischen Gesetze und ermöglicht die Berechnung der experimentellen Größen aus den mikroskopischen Eigenschaften der Teilchen. Die wichtigsten phänomenologischen Gesetze zur Beschreibung der T. sind die *Transportgleichungen*. Sie lassen sich von den Bilanzgleichungen der Transportgrößen ableiten, die im allgemeinen ihre Zeitableitung, ihren Strom und einen Erzeugungsterm enthalten. Die speziellen Transportgleichungen entstehen unter Hinzunahme der linearen phänomenologischen Zusammenhänge zwischen den Strömen und den sie hervorrufenden Kräften und unter Beachtung des vorliegenden Spezialfalles. Die Transportgrößen führen zu folgenden Gleichungen: Energie zur Wärmeleitungsgleichung, Impuls zu den Navier-Stokesschen Gleichungen und Masse zu Diffusionsgleichungen. Die erwähnten Gleichungen sind Näherungen für den Fall nicht zu großer Abweichungen aus dem Gleichgewicht, die in den meisten Fällen genügen. Höhere Näherungen, wie die Burnetschen Gleichungen, haben keine praktische Bedeutung.

Transportpumpen, Vakuumpumpen, die Gasteilchen aus einem zu evakuierenden abgeschlossenen Behälter über eine oder mehrere Kompressionsstufen entfernen und in die atmosphärische Luft befördern. Zu den T. gehören sowohl die mechanischen Vakuumpumpen als auch die Treibmittelpumpen. *Mechanische Vakuumpumpen* sind die Hubkolbenpumpe mit zylindrischem, in seiner Achsrichtung hin- und herbewegtem Kolben, → Turbopumpe, → Rootspumpe, → Drehschieberpumpe, → Drehkolbenpumpe, → Flüssigkeitsringpumpe. *Treibmittelpumpen* benutzen ein schnell bewegtes, flüssiges, gas- oder dampfförmiges Treibmittel. Zu ihnen gehören die → Treibdampfpumpen, → Gasstrahlpumpen, → Wasserstrahlpumpen, die → Ejektorpumpe.

Transporttheorie, im engeren Sinne die Beschreibung des räumlichen und zeitlichen Verhaltens eines Neutronenfeldes bei Berücksichtigung der Änderungen der Neutronendichte infolge von

1) Abfluß von Neutronen aus dem betrachteten Volumen bzw. Streumedium,

2) Verlust von Neutronen durch Streuung in andere als die ursprünglichen Richtungen und durch Absorptionen,

3) Gewinn von Neutronen durch Streuung aus anderen Richtungen und Geschwindigkeitsintervallen in die betrachteten,

4) Entstehung von Neutronen aus Quellen im betrachteten Volumen.

Die T. berücksichtigt also *Ort, Zeit, Energie und Flugrichtung der Neutronen*. Das Resultat all dieser Beiträge ergibt die zeitliche Änderung der Neutronendichte im Volumen; mathematisch ist diese Neutronenbilanz eine Boltzmann-Gleichung, eine Integrodifferentialgleichung, die man auch Transportgleichung nennt. Ihre Lösung, d. h. die Angabe der Neutronendichte bzw. des Neutronenflusses als Funktion von Ort, Zeit usw., muß die gegebene Quellverteilung und die evtl. auftretenden Randbedingungen befriedigen. Typische Randbedingungen gibt es an der Grenzfläche zwischen zwei Streumedien und an der Oberfläche eines Streumediums zum Vakuum. Die Lösung der Transportgleichung ist im allgemeinen Fall schwierig; auch der wichtige stationäre Fall läßt sich nicht elementar behandeln. Der spezielle Fall einer stationären und energieunabhängigen Transportgleichung, d. h. die Behandlung eines zeitlich unveränderlichen Neutronenfeldes mit konstanter Geschwindigkeit der Neutronen, läßt sich näherungsweise lösen und führt auf die elementare Diffusionstheorie. Insofern ist die Bezeichnung der T. als strenge Theorie der *Neutronendiffusion* in streuenden, absorbierenden und wie im Falle der Kernkettenreaktion multiplizierenden Medien berechtigt; die → Neutronendiffusion ist somit zugleich auch als Spezialfall der T. anzusehen.

Transportweglänge, ein angenähertes Maß für diejenige Strecke, auf der ein Teilchen, z. B. ein Neutron, seine Bewegungsrichtung einmal ändert. Für die Neutronenstreuung an sehr schweren Atomkernen ist die T. λ_{tr} etwa gleich der mittleren freien Streuweglänge λ_s. Der größte Unterschied zwischen λ_{tr} und λ_s ergibt sich bei der Streuung von Neutronen an Wasserstoffkernen. Es gilt der Zusammenhang $\lambda_{tr} = \lambda_s/(1 - \overline{\cos\vartheta})$, der bei allen Diffusionsvorgängen in nicht isotrop streuenden Medien berücksichtigt werden muß. Der Streuwinkel ϑ ist im Laborsystem gemessen: Es gilt $\overline{\cos\vartheta} = 2/(3A)$, wobei A die Massezahl des Atomkerns bedeutet. Nur wenn die Streuung auch im La-

borsystem isotrop ist, wie es für große A i. a. zutrifft, gilt $\lambda_{tr} = \lambda_s$. Im Falle starker Anisotropie trägt die Streuung wegen der dann wirksamen großen T. kaum zur Abschirmung bei (→ Neutronenbremsung). In der Praxis wird die T. λ_{tr} experimentell z. B. über die aus dem Neutronendichteverlauf ermittelte → Extrapolationslänge bestimmt. In der Tabelle sind für einige Substanzen bei Zimmertemperatur die gemessenen T.n angegeben.

	H_2O	D_2O	Beryllium	Graphit
λ_{tr} in cm	≈ 0,43	≈ 2,5	≈ 1,48	≈ 2,6

Transurane, radioaktive chemische Elemente mit Ordnungszahlen größer als 92. Bisher wurden folgende T. künstlich hergestellt: Neptunium (Np), Plutonium (Pu), Amerizium (Am), Curium (Cm), Berkelium (Bk), Kalifornium (Cf), Einsteinium (Es), Mendelevium (Md), Nobelium (No), Lawrencium (Lw), Kurtschatovium (Ku) und Bohrium (Bo). Durch Kernreaktionen schwerer Ionen mit T.n hofft man noch T. nachweisbarer Lebensdauer im Gebiet der Ordnungszahlen 112 bis 114 zu finden.

Mit Ausnahme des Amerizium spalten die Transurane spontan. Die Halbwertszeiten für spontane Spaltung werden um so kleiner, je schwerer der Kern wird. Sie sinken von 10^{11} Jahren bei Plutonium auf 10^{-4} Jahre bei Fermium. Von den T.n haben bisher einige Isotope des Plutoniums und des Amerizium technische Bedeutung erlangt.

transversale Masse, → Masseveränderlichkeit.

Transversalität der elektromagnetischen Wellen, → Hertzsche Versuche 4).

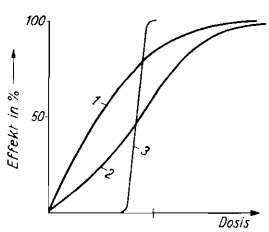
Transversalwelle, → Welle.

trapped particles, svw. eingefangene Teilchen.

trapping limit, → Magnetosphäre (Abschn. 3).

Travelling-wave-Röhre, → Wanderfeldröhre.

Trefferfunktion, durch die Treffertheorie (→ biologische Strahlenwirkung) beschriebener mathematischer Zusammenhang zwischen Strahlenwirkung und Strahlendosis. Das geometrische Bild der T. hängt von der Zahl der Trefferereignisse ab, die im Treffbereich erfolgen müssen, um eine beobachtbare Strahlenwirkung auszulösen. Eintreffereignisse führen zu einem logarithmischen Zusammenhang zwischen Strahlenwirkung und Dosis; bei Mehrtreffereignissen entstehen s-förmig gekrümmte Kurven (Abb.).



Trefferkurve für ein Eintrefferereignis (1) und ein Mehrtrefferereignis (2). Die Kurve (3) zeigt die Dosis-Effekt-Kurve für eine Giftwirkung

Treffertheorie, → biologische Strahlenwirkung.

Trefferwahrscheinlichkeit, → Binomialverteilung.

Treibdampfpumpe, *Booster*, eine Treibmittelpumpe, die als Treibmittel schnellströmenden Dampf benutzt. Die T. wird zur Vakuumerzeugung im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-5} Torr eingesetzt und hat hohes Saugvermögen und hohe Saugleistung bei 10^{-3} Torr. Sie wird daher besonders in solchen Apparaturen eingesetzt, aus denen im Druckbereich um 10^{-3} Torr größere Gas- und Dampfmengen möglichst schnell abgesaugt werden sollen. Dies ist vor allem erforderlich, wenn ein häufiges Belüften der Anlage infolge Chargenwechsels notwendig ist.

Die obere Grenze des für den Betrieb der T. zulässigen Verdichtungsdruckes heißt *Vorvakuumbeständigkeit.*

Treibmittel, die in Treibmittelpumpen (→ Transportpumpen) verwendeten Arbeitsmittel in flüssiger, gas- oder dampfförmiger Form. Die im Ultrahochvakuum-Bereich verwendbaren T. müssen einen besonders niedrigen Dampfdruck und große chemische Stabilität bei hohen Temperaturen aufweisen. In diesem Druckgebiet werden daher bevorzugt hochausraffinierte, sehr eng geschnittene Mineralölfraktionen, Silikonöle und Polyphenyläther eingesetzt.

Treibmitteldampfrückströmung, der direkte Flug von Dampfmolekülen aus dem heißen Dampfstrahl oder ausgehend von erhitzten Düsenteilen in Richtung auf den Ansaugstutzen einer Treibmittelpumpe.

Treibmittelpumpen, → Transportpumpen.

Tremolo, rasche Amplitudenschwankungen des Schalldrucks bei einem musikalischen Ton, hervorgerufen durch eine niederfrequente Modulation der Frequenz des Tonerzeugers oder durch Erzeugung einer Schwebung bei Verwendung zweier ein wenig gegeneinander verstimmter Tonerzeuger. Als *wogendes T.* wird der schnelle Wechsel zweier Töne eines konstanten Intervalls (Terz, Quinte, Oktave) bezeichnet.

Trennanlage, → Anreicherung von Isotopen.

Trennfaktor bei der Isotopentrennung, → Anreicherung von Isotopen.

Trennrohrverfahren, → Thermodiffusion.

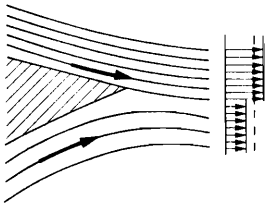
Trennstufe, → Anreicherung von Isotopen.

Trennungsenergie, Energiebetrag. der zur Spaltung eines Moleküls in zwei in ihren energetischen Grundzuständen befindliche Bruchstücke erforderlich ist. Die T. errechnet sich als Differenz aus der wahren Bindungsenergie und der Umordnungsenergie (→ Bindungsenergie 1). Für die CH-Bindung im Methan und die OH-Bindung im Wasser nehmen die Trennungsenergien folgende Werte an:

Bruchstücke	Trennungsenergie in kcal/mol
$CH_3 \cdots H$	105 ± 2
$CH_2 \cdots H$	100 ± 5
$CH \cdots H$	62 ± 5
$C \cdots H$	80
$OH \cdots H$	118,5 ± 1
$O \cdots H$	100,4 ± 1

Trennungsfläche, *Diskontinuitätsfläche, Unstetigkeitsfläche*, eine Fläche in Strömungen, deren beiderseitige Geschwindigkeiten sich um endliche Beträge und in der Richtung voneinander unterscheiden. Helmholtz hat als erster Strömungsaufgaben mit T.n behandelt. Man spricht deshalb bisweilen auch von der *Helmholtzschen T.* In der T. ändert sich die Tangentialgeschwindigkeit sprunghaft, während Druck und Nor-

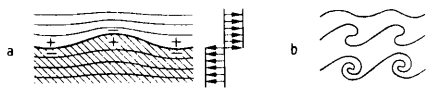
malkomponente der Geschwindigkeit in inkompressibler Strömung auf beiden Seiten gleich groß sind. Nur in kompressiblen Gasen ist eine sprunghafte Erhöhung des Druckes durch einen → Verdichtungsstoß möglich. T.n entstehen, wenn reibungsfreie Flüssigkeitsströme verschiedener Herkunft zusammentreffen, wie es in Abb. 1 hinter einer scharfen Kante dargestellt



1 Bildung einer Trennungsfläche hinter einer scharfen Kante

ist. Gewöhnlich ist die Bernoullische Konstante (→ Bernoullische Gleichung) beider Ströme verschieden groß. In realen Flüssigkeiten wird der Geschwindigkeitssprung durch die Zähigkeit zu einem stetigen Übergang in einer endlich dicken Trennungsschicht abgebaut. Für Flüssigkeiten und Gase geringer Zähigkeit ist die sprunghafte Geschwindigkeitsänderung eine gute Näherung.

Die T. ist instabil. Zufällige Ausbuchtungen der T., wie sie für ein Bezugssystem, das sich mit der mittleren Geschwindigkeit der beiden Teilströme mitbewegt, in Abb. 2 a dargestellt sind, verstärken sich. In den Wellenbergen beider Teilströme herrscht unter der Voraussetzung stationärer Strömung Überdruck, in den Tälern dagegen Unterdruck. Die Wellung wird dadurch immer stärker, bis die T. in einzelne → Wirbel zerfällt, in denen die ursprünglich linienförmig verteilte Drehung konzentriert ist (Abb. 2 b).



2 Entwicklung einer gewellten Trennungsfläche (*a*) und Entstehung von Wirbeln (*b*)

Die T. kann durch eine Wirbelschicht dargestellt werden, bei der Wirbelfäden flächenhaft angeordnet sind. T.n, bei denen sich die Geschwindigkeit nur dem Betrage nach unterscheidet, treten beim Anfahren des Tragflügels, als Begrenzung des Totwassers und beim unsymmetrischen Durchkreuzen zweier Verdichtungsstöße sowie beim gegabelten Stoß auf.

Bei der sich hinter dem Tragflügel endlicher Spannweite ausbildenden T. (Abb. 3) stimmen die Geschwindigkeiten überein, da auf beiden Seiten Atmosphärendruck herrscht. Eine Diskontinuität besteht hinsichtlich der Richtung der Geschwindigkeit. Die T. rollt sich von den Seiten her ein und bildet die freien Wirbel (→ Strömungswiderstand).

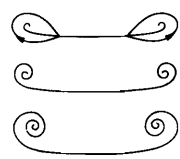
Trennung von Ladungen, die räumliche Trennung von entgegengesetzten Ladungen unter Aufwendung bestimmter Arbeit, deren Äquivalent als elektrische Energie in dem zwischen den getrennten Ladungen aufgebauten Feld enthalten ist. Diese Energie wird bei Ausgleich der Ladungen wieder frei. Eine Anordnung, die trotz des dauernden Ausgleichs von Ladungen durch fortwährend erneute Trennung das elektrische Feld aufrechterhält, heißt elektrische → Stromquelle. Die Ladungstrennung erfolgt durch die Wirkung einer → elektromotorischen Kraft (EMK). Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die wichtigsten Möglichkeiten der Ladungstrennung, die dabei aufzuwendenden Energieformen und die entsprechenden technischen Anwendungen.

Trennung von elektrischen Ladungen

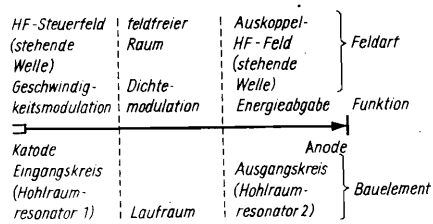
zur Ladungstrennung aufzuwendende Energieform	Erscheinung	technische Anwendung
mechanische Energie	Reibungselektrizität, Influenz	Elektrisiermaschine
	Piezoelektrizität	piezoelektrischer Druckmesser, Kristallmikrophon, -tonabnehmer
	Induktion	Dynamomaschine
thermische Energie	Thermoelektrizität	Thermoelement
	Pyroelektrizität	
	MHD-Effekt	MHD-Generator
elektromagnetische Energie	Photoeffekt	Photozelle
elektrische Energie	Speicherprozeß durch chemische Umwandlung	Akkumulator
chemische Energie	chemische Umwandlung mit Ladungstrennung	galvanisches Element, Brennstoffzelle
Energie bei radioaktivem Zerfall	β-Zerfall	Isotopenbatterie

Trescasche Fließbedingung, → Fließbedingung.
treue Darstellung, → Gruppentheorie.
Triboluminеszenz, → Lumineszenz.
Trichroismus, → Pleochroismus.
Trichterstrahler, → Antenne.
Trifokalglas, → Augenoptik.

Triftröhre, *Klystron*, eine Laufzeitröhre, in der ein Elektronenstrahl einen Hohlraumresonator 1 durchfliegt, wobei durch das angelegte HF-Feld die Geschwindigkeit der Elektronen moduliert wird. Im anschließenden feldfreien Triftraum



3 Entwicklung der Trennungsfläche hinter einem Tragflügel



Schema der Triftröhre

wird die Geschwindigkeitsmodulation in eine Dichtemodulation umgewandelt, es bilden sich Elektronenpakete, die durch einen zweiten Hohlraumresonator fliegen und in ihm eine hochfrequente Wechselspannung induzieren. Bei richtiger Dimensionierung werden die Elektronen durch das HF-Feld des zweiten Hohlraumresonators abgebremst und geben ihre kinetische Energie an dieses ab (Prinzip der Verstärkung). T.n sind z. B. das → Zweikammerklystron und das → Reflexklystron.

Triggern, *Triggerung*, das Auslösen eines elektrischen Vorgangs (z. B. der Zündung eines Thyratrons, der Änderung der Schaltstellung beim Flipflop) durch stoßartige Veränderung des Potentials (Triggerimpuls). Die *Impulsauslösung* (*Triggerauslösung*) bestimmt nur den Zeitpunkt und hat im übrigen keinen Einfluß auf den ausgelösten Vorgang. Die Schaltung bzw. die Einrichtung, die zum T. angewendet wird und Impulse zu einem bestimmten Zeitpunkt liefert, heißt *Schmitt-Schaltuug* oder auch *Schmitt-Trigger*. Der Schmitt-Trigger arbeitet wie ein bistabiler Multivibrator; ohne Steuerspannung ist aber nur ein Spannungszustand stabil. Beim Katodenstrahloszillographen erreicht man durch die Triggereinrichtung die Darstellung einmaliger oder sich unregelmäßig wiederholender Vorgänge. Durch den Beginn der darzustellenden Vorgänge selbst erfolgt das T. Dabei wird eine einzelne Sägezahnkurve vom Ablenkgenerator abgegeben.

trigonal, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, bei denen es parallel zu einer ausgezeichneten Richtung dreizählige Symmetrieachsen gibt (→ Symmetrie, insbes. Tab. 3). T.e Raumgruppen werden auf eine hexagonale Elementarzelle bezogen ($\vec{c}$ parallel zu den dreizähligen Achsen) oder aber auf eine rhomboedrische Elementarzelle, deren Basisvektoren $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ durch die 3zähligen Symmetrieachsen verknüpft sind und mit den hexagonalen wie folgt zusammenhängen: $\vec{a}_1 = (2\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/3$, $\vec{a}_2 = (-\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})/3$, $\vec{a}_3 = (-\vec{a} - 2\vec{b} + \vec{c})/3$ (obverse Aufstellung) oder $\vec{a}_1 = (\vec{a} - \vec{b} + \vec{c})/3$, $\vec{a}_2 = (\vec{a} + 2\vec{b} + \vec{c})/3$, $\vec{a}_3 = (-2\vec{a} - \vec{b} + \vec{c})/3$ (reverse Aufstellung). Die t.en Raum- und Punktgruppen faßt man zum *t.en Kristallsystem* zusammen oder ordnet sie dem hexagonalen Kristallsystem zu. Einen Kristall mit t.er Raumgruppe sowie eine 3zählige Achse nennt man ebenfalls t.; ein Punkt- und Translationsgitter heißt, wenn es bezogen auf eine hexagonale Elementarzelle primitiv ist, hexagonal, und wenn es rhomboederzentriert ist, *rhomboedrisch*.

Trigyre, svw. dreizählige → Drehachse.

triklin, Bezeichnung für diejenigen Raum- und Punktgruppen, die weder Symmetrieebenen noch Symmetrieachsen als Symmetrieelemente haben (→ Symmetrie, insbesondere Tab. 3, → Elementarzelle). Sie werden zum *t.en Kristallsystem* zusammengefaßt. Einen Kristall mit einer t.en Raumgruppe, sein Punktgitter, Translationsgitter und seine Elementarzelle nennt man ebenfalls t.

Trimmer, → Kondensator 1).

Trinitron, eine Dreistrahl-Streifengitterröhre mit einer Elektronenkanone, → Fernsehen, Abschn. 6b.

Triode, Elektronenröhre mit einem Gitter zwischen Anode und Katode. Mit Hilfe des Gitters läßt sich der Anodenstrom in seiner Stärke steuern. Wie bei den Dioden hängt der Emissionsstrom I_k der Katode von dem elektrischen Feld in Katodennähe ab. Dieses Feld wird im wesentlichen durch die Raumladung bestimmt, die ihrerseits von Anoden- und Gitterspannung abhängt. Die Steuerwirkung des Gitters ist wegen des geringeren Abstandes zur Katode größer als die der Anode. Die Stärke des Emissionsstroms wird durch die aus Anoden- und Gitterspannung resultierende Steuerspannung $U_{st} = U_g + DU_a$ bestimmt. D bezeichnet den Durchgriff, DU_a den für die Emission wirksamen Anteil der Anodenspannung und U_g die Gitterspannung. Im Raumladungsgebiet gilt in Analogie zur Diode

$I_k = K' U_{st}^{3/2} = K'(U_g + DU_a)^{3/2}$.

U_g kann negativ sein, trotzdem entsteht bei genügend großem U_a ein Katodenstrom. Sind U_g und U_a positiv, so teilt sich der Emissionsstrom in den Anodenstrom I_a und den Gitterstrom I_g auf. Ist U_g negativ, so fließt der gesamte Katodenstrom I_k als Anodenstrom I_a zur Anode. Das Gitter ist dann zwar stromlos, übt jedoch durch die an ihm liegende negative Spannung eine Steuerwirkung auf den Anodenstrom aus. Die Steuerung erfolgt also leistungslos. Darauf beruht die große Bedeutung der Triode für die Verstärkertechnik.

Lit. Barkhausen: Lehrbuch der Elektonenröhren und ihrer technischen Anwendung (Leipzig 1960).

Tripelpunkt, ausgezeichneter Punkt eines Einkomponentensystems, bei dem drei Phasen im Gleichgewicht (→ Gibbssche Phasenregel) miteinander stehen. Der T. ergibt sich durch den Schnitt dreier Phasengleichgewichtskurven im Zustandsdiagramm.

Am T. des Wassers existieren alle drei Phasen — Eis, Wasser und Wasserdampf — gleichzeitig im Gleichgewicht. Dies ist der Fall bei einem Druck von 4,58 Torr und einer Temperatur von 0,0100 °C. Dieser T. ist ein Fixpunkt der internationalen Temperaturskala.

Triplett, ein → Multiplett mit Spin oder Isospin 1, der die drei Komponenten −1, 0 und +1 annehmen kann, so daß z. B. in dem betreffenden Atomspektrum eine Gruppe aus drei zu diesen Spinkomponenten gehörigen Spektrallinien auftritt, die auch als T. bezeichnet wird.

Triplettmodell, → Quarkmodell.

Triplettsystem, Termsystem mit der permanenten Multiplizität 3 (→ Atomspektren).

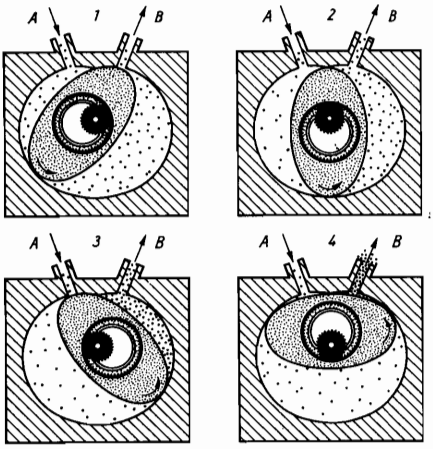
Tritium, T, $^3_1$H, das radioaktive, schwerste Wasserstoffisotop mit der Massezahl 3. Die Atommasse beträgt 3,01686 (bezogen auf ^{12}C). T. ist im gewöhnlichen Wasserstoff nicht enthalten. Der Atomkern des T.s heißt *Triton*, Symbol t. Er besteht aus einem Proton und zwei Neutronen. T. zerfällt unter Aussendung schwacher β-Strahlung von maximal 17,9 keV mit einer Halbwertszeit von 12,262 Jahren. Dabei entsteht das Heliumisotop $^3_2$He. Auf Grund der großen Masseunterschiede reagiert T. chemisch anders als Wasserstoff. In der Natur bildet es sich in den oberen Schichten der Atmosphäre durch Einwirkung von Neutronen der Höhenstrahlung auf Stickstoffkerne: $^{14}_7\text{N} + \text{n} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^3_1\text{H}$. In der Atmosphäre sind insgesamt nur etwa 3 g T. enthalten, da sich zwischen Neubildung und radioaktivem Zerfall ein Gleichgewicht einstellt. Mit Niederschlägen gelangt das T. als *Tritiumwasserstoff* in das Wasser, in dem es 1955 von Libby und Große nachgewiesen wurde. Im Kernreaktor wird es hauptsächlich durch Beschuß von Lithium mit thermischen Neutronen gewonnen, wobei außerdem noch Helium entsteht: $^6_3\text{Li} + \text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_1\text{H}$. Durch Elektrolyse des Wassers wird außer Deuterium auch T. angereichert. Man verwendet T. zur

Darstellung von Verbindungen wie TC≡CH, NTH_2, THS, C_6TH_5 u. a. zu Forschungszwecken, in geringem Maße zu Markierungen in organischen Verbindungen. T., mit Deuteronen beschossen, hat Bedeutung als Neutronenquelle gemäß $^3_1H + d \rightarrow {}^4_2He + n$. Diese Reaktion wird in Kernwaffen ausgenutzt. Die Tritonen dienen als Geschosse bei künstlichen Kernumwandlungen und werden zum Studium der starken Wechselwirkung herangezogen.

Triton, Atomkern des → Tritiums.

Trochoide, → Rollkurven.

Trochoidenpumpe, eine nach dem Wankel-Prinzip gebaute Vakuumpumpe. Das Prinzip beruht auf der Tatsache, daß man mit einem Motor auch pumpen kann. Der Ottomotor z. B. führte zur Hubkolbenpumpe. Das Prinzip des Wankelmotors ergab die T. (Leybold). Gegenüber anderen rotierenden Pumpen hat sie den Vorteil, keine umlaufenden exzentrischen Massen



Wirkungsweise einer Trochoidenpumpe (Leybold). *A* Ansaugstutzen, *B* zum Überdruckventil. Die Abbildungen *1* bis *4* stellen die einzelnen Phasen des Pumpvorgangs bei der Trochoidenpumpe dar. In Abbildung 4 wird die in Abbildung *1* angesaugte Luft stark komprimiert ausgestoßen. Die Abbildungen *2* und *3* zeigen Zwischenstufen dieses Pumpvorganges

zu besitzen. Der in der Pumpe verwendete Kolben ist eine Hypotrochoide mit zwei Spitzen in Form einer Ellipse. Das Pumpengehäuse hat die Form der Hüllkurve (Enveloppe) aller Kolbenstellungen. Da die T. vollkommen ausgewuchtet ist, zeichnet sie sich durch große Laufruhe aus; sie läuft sehr geräuscharm gegenüber vergleichbaren anderen Pumpen und eignet sich daher auch besonders für die Verwendung in Kliniken, Schulen usw.

Das maximale Saugvermögen liegt zwischen 1 und 760 Torr; der erreichbare Enddruck beträgt einige 10^{-2} bis 10^{-3} Torr.

Trochotron, eine spezielle Form einer Schaltröhre, deren Wirkungsweise darauf beruht, daß sich die Elektronen in einem Magnetfeld bewegen, dem ein dazu senkrecht gerichtetes elektrisches Feld überlagert ist.

Trockenadiabate, in der Meteorologie eine Kurve zur Beschreibung der adiabatischen Zustandsänderung atmosphärischer Luft ohne Kondensation des Wasserdampfes. Trockenadiabatisch aufsteigende Luft kühlt sich infolge ihrer Ausdehnung gegen den mit der Höhe abnehmenden Luftdruck um etwa 9,8 °C je 1 km Höhe ab, absteigende Luft erwärmt sich um den gleichen Betrag. → Feuchtadiabaten, → Föhn.

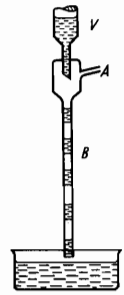
Trockenreibung, → Reibung.

Trojaner, eine Gruppe von 14 → Planetoiden mit himmelsmechanisch interessanten Bahnen, → Himmelsmechanik.

Trombe, eine stark um eine vertikale Achse rotierende Luftsäule. Für T.n ist ein aus gewittrigem Gewölk zur Erdoberfläche herabreichendes, rasch rotierendes, schlauch- oder trichterförmiges Gebilde charakteristisch, in dessen Innerem große Vertikalgeschwindigkeiten und dadurch große Saugwirkungen herrschen. Infolge der hohen Rotationsgeschwindigkeit und der starken horizontalen Druckunterschiede richten T.n große Verwüstungen an, die wegen der geringen horizontalen Ausdehnung des Wolkenschlauches am Erdboden auf einen schmalen Weg von wenigen 100 m begrenzt bleiben. Die kleinsten und harmlosesten T.n sind die Staub- oder Sandwirbel über stark erhitztem Boden. Größere T.n nennt man beim Auftreten über dem Lande *Windhosen* oder *Sandhosen*, über dem Wasser *Wasserhosen*. T.n mit großem Durchmesser sind die nordamerikanischen *Tornados*.

Tröpfchenmodell, → Kernmodelle, → Phänomenologie der Hochenergiephysik.

Tropfpumpe, Vakuumpumpe, mit der man einen Enddruck von der Größe des Quecksilberdampfdruckes erzeugen kann. Aus einem Vorratsbehälter *V* läuft Quecksilber in ein etwa 1 m langes Rohr mit einem Durchmesser kleiner als 3 mm und nimmt dabei kleine Mengen Luft mit, die laufend aus dem zu evakuierenden Behälter *B*, der bei *A* angeschlossen ist, nachströmt. Das ausfließende Quecksilber gibt die eingeschlossenen und mitgeführten kleinen Luftmengen an die freie Atmosphäre ab.



Tropfpumpe (nach Sprengel)

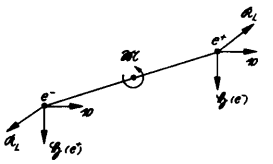
tropischer Wirbelsturm, *Orkan*, eine → Zyklone tropischen Ursprungs mit kleinem Durchmesser (einige 100 km). Der Luftdruckfall ist im Zentrum des tropischen W.s so stark, daß die Luft in den unteren Luftschichten nicht nur spiralenförmig dem Wirbelkörper zuströmt (Windgeschwindigkeit über 100 km/h), sondern auch Luft aus größerer Höhe herabgesaugt wird. Diese herabgesaugten Luftmassen erwärmen sich, dabei lösen sich die Wolken auf. Im Innern des tropischen W.s entsteht dadurch ein wolkenarmes, windschwaches Gebiet, das „Auge des Orkans" (einige 10 km Durchmesser), das von nahezu senkrecht hochsteigenden dunklen Wolkenmassen umgeben ist, aus denen der Regen gießbachartig herabfällt. Die tropischen Wirbelströme entstehen beim Zusammentreffen verschieden temperierter Luftmassen auf den Ozeanen in Gebieten um 10 Grad Breite nördlich und südlich des Äquators. Über dem Festlande löst sich ein t. W. infolge der Reibungswirkung meistens bald auf, nachdem er in den Küstengebieten und auf den Inseln, die er heimsuchte, oft schwere Verwüstungen durch verheerenden Sturm, wolkenbruchartige Regenfälle und große Überschwemmungen innerhalb kurzer Zeit hinterlassen hat. Besonders betroffen von Wirbelstürmen werden die ostasia-

tischen Gewässer in der Umgebung der Philippinen (hier bezeichnet man die Wirbelstürme als *Taifune*), der Südindische Ozean um Mauritius, die Gegend der Samoainseln und die mittelamerikanischen Gewässer (hier bezeichnet man die Wirbelstürme als *Hurrikane*).
Lit. → Wind.

Tropopause, → Atmosphäre.

Troposphäre. → Atmosphäre.

Trouton-Noble-Versuch, Nachweis der Gültigkeit des Relativitätsprinzips für die Kombination von Mechanik und Elektrodynamik. Wären die Galilei-Transformationen (→ Galilei-Gruppe) der Newtonschen Mechanik exakt richtig, so müßte ein elektrischer Dipol auf sich selbst ein Drehmoment ausüben, wenn er sich mit konstanter Geschwindigkeit und Orientierung gegen das Inertialsystem bewegt, in dem die Maxwellschen Gleichungen für die Elektrodynamik gelten (Abb.).



Prinzip des Trouton-Noble-Versuchs

Das Drehmoment $\vec{M}$ entsteht durch die Lorentz-Kraft $\vec{K}_L$, die die eine Ladung e^+ über das von ihr erzeugte Magnetfeld $\vec{H}$ auf die andere Ladung e^- ausübt und umgekehrt.

Der negative Ausgang des Versuchs, dieses Drehmoment zu beobachten, ist eine wichtige Stütze der → speziellen Relativitätstheorie.

Troutonsche Regel, besagt, daß der Quotient aus der molaren Verdampfungswärme L_0 und der Siedetemperatur T_0 (in K) eine Konstante ist: $L_0/T_0 = \text{konst.} \approx 21$ cal/K mol. Die T. R. ist eine Folge des Theorems der übereinstimmenden Zustände. Bei Flüssigkeiten, die zur Assoziation neigen, ist die Konstante größer, wenn beim Verdampfen die Assoziation aufgehoben wird und kleiner, falls dies nicht geschieht. Mit Hilfe der T.n R. kann man aus der → Clausius-Clapeyronschen Gleichung die Dampfdruckkurve allein aus der normalen Siedetemperatur berechnen.

Genauer als die T. R. ist für die Verdampfungsentropie am normalen Siedepunkt die *Cedenbergsche Gleichung*

$$\Delta S_0 = \Delta H_0/T_0 = \frac{4{,}57 \log p_{kr}}{1 - (T_0/T_{kr})}(1 - p_{kr}^{-1}).$$

ΔS_0 und ΔH_0 sind die Änderungen der molaren Entropie bzw. Enthalpie beim Übergang in den Dampfzustand, T_{kr} ist die kritische Temperatur und p_{kr} der kritische Druck.

Trouton-Strömung, *Dehnströmung*, die drehungsfreie Bewegung mit ausschließlich longitudinalem Geschwindigkeitsgradienten. Sie gehört zu den „nichtviskosimetrischen" Strömungen.

Troy-System, Tabelle 2, Masse.

trübe Medien, → Tyndall-Effekt, → Interferenzerscheinungen 5).

Trübungsfaktor, Maßzahl für die Trübung der Atmosphäre durch den Wasserdampf und das Aerosol, besonders den Dunst. Der T. gibt an, wie viele wasserdampf- und aerosolfreie Atmosphären, in denen die Extinktion der Sonnenstrahlung allein durch die Streuung des Lichtes an den Luftmolekülen erfolgt, die gleiche Extinktion bewirken würden wie die reale getrübte Atmosphäre.

Trübungskoeffizient, → Lufttrübung.

Trübungsmessung, → Tyndall-Effekt, → Extinktion 1).

Trudeln, stationäre Flugzeugbewegung im stark überzogenen Zustand bei vollständig abgerissener Strömung. Der Flugzeugschwerpunkt beschreibt eine steil abwärts verlaufende, schraubenförmige Bahn mit kleinem Zylinderradius, während sich das Flugzeug um die vertikale Zylinderachse dreht. Je nach der Lage des Rumpfes zu dieser Achse unterscheidet man steiles und flaches T. → Autorotation.

Tschaplygin-Gleichung, exakt linearisierte Potentialgleichung einer stationären ebenen Gasströmung, angegeben in Polarkoordinaten der Hodographenebene. Die Strömung verläuft isentrop, ohne daß Stoßwellen auftreten. Mit Hilfe der Legendreschen Transformation ergibt sich die T.-G. zu

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \vartheta^2} + \frac{c^2}{1 - c^2/a^2} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial c^2} + c \frac{\partial \Phi}{\partial c} = 0;$$

dabei bedeuten Φ konjugiertes Potential, ϑ Winkel zwischen Geschwindigkeitsrichtung und Abszisse, c Betrag der Geschwindigkeit, a örtliche Schallgeschwindigkeit. Die Lösung der nichtlinearen Potentialgleichung ist auf die Lösung einer linearen Gleichung für die Funktion $\Phi(c, \vartheta)$ zurückgeführt worden, bei der aber die Randbedingungen nicht linear sind.

Tschebyschowsche Differentialgleichung, → Tschebyschowsche Polynome.

Tschebyschowsche Polynome, Polynome $T_n(x)$, die sich aus der Lösung der *Tschebyschowschen Differentialgleichung*

$$(1 - x^2) \frac{d^2y}{dx^2} - x \frac{dy}{dx} + n^2 y = 0$$

ergeben. Mit beliebigen A und B ist die Lösung die Funktion

$$y = A\left(1 - \frac{n^2}{2!}x^2 + \frac{n^2(n^2-4)}{4!}x^4 - \right.$$
$$\left. - \frac{n^2(n^2-4)(n^2-16)}{6!}x^6 + \cdots\right) +$$
$$+ B\left(x - \frac{(n^2-1)}{3!}x^3 + \right.$$
$$\left. + \frac{(n^2-1)(n^2-9)}{5!}x^5 - \cdots\right).$$

Die für ganzzahliges n abbrechenden Reihen werden so normiert, daß $T_n(1) = 1$ gilt, und ergeben die T.n P. $T_n(x)$. Die ersten fünf sind: $T_0(x) = 1$, $T_1(x) = x$, $T_2(x) = 2x^2 - 1$, $T_3(x) = 4x^3 - 3x$, $T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1$. Allgemein können sie aus $T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x)$ bzw. aus

$$T_n(x) = \frac{(-2)^n n!}{(2n)!}\sqrt{1-x^2}\,\frac{d^n}{dx^n}\left(\sqrt{1-x^2}\right)^{2n-1}$$

berechnet werden. Mit Hilfe der trigonometrischen Funktionen sind sie darstellbar gemäß $T_n(x) = \cos[n \arccos x]$ oder $T_n(\cos\vartheta) = \cos(n\vartheta)$.

Die T.n P. lassen sich summieren gemäß

$$\sum_{n=0}^{\infty} T_n(x) \cdot t^n = \frac{1 - tx}{1 - 2tx + t^2} \text{ für } |t| < 1.$$

Tscherenkow-Effekt, Erscheinung elektromagnetischer Strahlung eines geladenen Teilchens, das sich in einem durchsichtigen Medium des Brechungsindex $n(\nu)$ mit einer Geschwindigkeit v bewegt, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit $c_p = c/n(\nu)$ von elektromagnetischen Wellen in diesem Medium, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und ν die Frequenz bedeutet. Der Effekt wurde 1934 von P. Tscherenkow und S. I. Wawilow beobachtet und 1937 von I. J. Tamm und I. N. Frank theoretisch erklärt. Er hat nichts mit der bei Bewegung schneller Teilchen in Medien immer auftretenden Bremsstrahlung zu tun, sondern ist das elektromagnetische Analogon zu der Kopfwelle (→ Machsche Welle) eines mit Überschallgeschwindigkeit bewegten Flugkörpers in der Akustik.

Die Maxwellschen Gleichungen ergeben für eine in z-Richtung mit der Geschwindigkeit v durch das Medium bewegte Punktladung e ein skalares Potential

$$\varphi = \begin{cases} \dfrac{e/4\pi\varepsilon_0}{n^2 \sqrt{(vt - z)^2 - \left(\dfrac{n^2v^2}{c^2} - 1\right) r^2}} \\ \text{für } (vt - z) \geqq \left(\dfrac{n^2v^2}{c^2} - 1\right)^{1/2} r \\ 0 \quad \text{für } (vt - z) < \left(\dfrac{n^2v^2}{c^2} - 1\right)^{1/2} r \end{cases} \tag{1}$$

und ein Vektorpotential mit den Komponenten:

$$A_x = 0, \quad A_y = 0, \quad A_z = \left(\frac{n^2v^2}{c^2}\right) \varphi. \tag{2}$$

Dabei ist $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Abstand des Aufpunktes von der z-Achse.

Die Äquipotentialflächen von φ ergeben sich aus (1) als Rotationshyperboloide. Zum Zeitpunkt t sind sie gegeben durch die Gleichung:

$$(vt - z)^2 - \frac{n^2v^2}{c^2} r^2 = \text{konst.} \tag{3}$$

Aus dem skalaren Potential φ und Vektorpotential (2) bestimmen sich das elektrische Feld $\vec{E}$ und das magnetische Feld $\vec{B}$:

$$\vec{B} = n^2 \vec{v} \times \vec{E},$$

$$\vec{E} = -\frac{e\vec{R}/4\pi\varepsilon_0}{n^2 \left(\vec{R}^2 - \dfrac{n^2v^2r^2}{c^2}\right)^{3/2}} \tag{4}$$

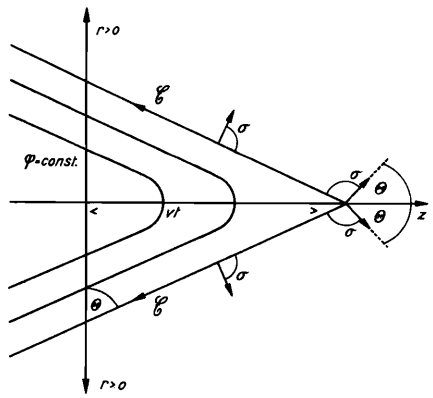
wobei $\vec{R}$ der Radiusvektor vom Aufpunkt zur Ladung und $\vec{v}$ der Geschwindigkeitsvektor der Ladung sind. Sie sind zum Zeitpunkt t genau wie das Potential φ nur in dem hinter der bewegten Ladung liegenden Kegel (Abb.)

$$vt - z = \left(\frac{n^2v^2}{c^2} - 1\right)^{1/2} r; \quad z \leqq vt \tag{5}$$

von Null verschieden. Das gleiche gilt für den Poyntingschen Vektor $\vec{S}$, der die Energiestromdichte der Strahlung charakterisiert. Er hat die Komponenten:

$$S_r = -\varepsilon_0 n^2 \frac{v^2}{c^2} E_r E_z$$

$$S_z = -\varepsilon_0 n^2 \frac{v^2}{c^2} E_r^2 \tag{6}$$



Tscherenkow-Effekt

und wird auf dem Kegel (5), wie aus (1) und (4) ersichtlich ist, unendlich groß. Die gesamte Energie wird senkrecht zum Kegelmantel abgestrahlt, denn der Poynting-Vektor $\vec{S}$ durchdringt den Kegelmantel senkrecht, weil $\vec{E}$ die Richtung von $\vec{R}$ hat gemäß (4) und $\vec{S}$ immer senkrecht zu $\vec{E}$ ist. In der durch (5) gegebenen Richtung verstärken sich die interferierenden elektromagnetischen Wellen, in allen anderen Richtungen löschen sie sich aus.

Der physikalische Grund hierfür ist der relativistische Energie-Impuls-Erhaltungssatz für die bewegte Ladung und die ausgestrahlten Photonen. Für ein Photon der Frequenz ν und mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$, wobei $\hbar = h/2\pi$ mit h als Planckscher Wirkungsquantum und $\vec{k}$ der Wellenzahlvektor des Photons ist, das von einer Ladung e mit der Masse m und dem Impuls $\vec{p}$ ausgestrahlt wird, gelten Energie- und Impulssatz in der Form:

$$c\sqrt{m^2c^2 + \vec{p}^2} - h\nu = c\sqrt{m^2c^2 + \vec{p}'^2}$$

$$\vec{p} - \hbar\vec{k} = \vec{p}' \tag{7}$$

wobei $\vec{p}'$ der Impuls der Ladung nach der Emission des Photons ist. Daraus folgt für den Kosinus des Winkels zwischen der ursprünglichen Richtung des Impulses der Ladung und der Richtung $\vec{k}$, in die das Photon ausgestrahlt wird:

$$\cos\Theta = \frac{(\vec{p} \cdot \vec{k})}{|\vec{p}|\,|\vec{k}|} =$$

$$\frac{v}{|\vec{k}|\,v} + \frac{\hbar\,|\vec{k}|}{2|\vec{p}|}\left(1 - \frac{v^2}{c^2k^2}\right) \text{ mit } v = \frac{|\vec{p}|}{m}. \tag{8}$$

Im Vakuum sind die Gleichungen (7) nicht simultan erfüllbar, da die Frequenz ν mit der Wellenzahl $|\vec{k}|$ durch die Beziehung $\nu = c|\vec{k}|$ zusammenhängt. In einem Medium mit dem Brechungsindex n ist die Phasengeschwindigkeit des Lichtes jedoch durch $c_p = c/n$ gegeben, so daß die Frequenz ν jetzt durch

$$\nu = c|\vec{k}|/n \tag{9}$$

bestimmt ist. Die Gleichung (8) führt jetzt nicht mehr zu dem Widerspruch $\cos\Theta > \dfrac{c}{v} > 1$, sondern man erhält:

$$\cos\Theta = \frac{c^2}{nv^2} + \frac{\hbar|\vec{k}|}{2|\vec{p}|}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \tag{10}$$

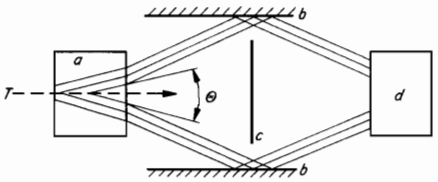
Tscherenkow-Zähler

Das Photon kann damit nur in Richtungen emittiert werden, die mit der Bewegungsrichtung der Ladung den durch (10) gegebenen Winkel Θ bilden. Wie aus der Gleichung des Kegels (5) und der Tatsache, daß der Poynting-Vektor $\vec{S}$ senkrecht auf diesem steht, leicht zu entnehmen ist, ist der Winkel Θ gerade der Winkel, den der Poynting-Vektor $\vec{S}$ mit der z-Achse, der Bewegungsrichtung der Ladung, bildet. Hierbei sind Quanteneffekte, die $h \neq 0$ in (10) entsprechen, vernachlässigt.

Man sieht an (10), daß die Richtung des emittierten Photons nur vom Brechungsindex des Mediums und der Geschwindigkeit der Ladung, jedoch nicht von der Masse der bewegten Ladung abhängt. Aus diesem Grund hat die Tscherenkow-Strahlung außerordentliche Bedeutung für den Nachweis schnell bewegter, geladener Teilchen erlangt und in den letzten Jahrzehnten weitreichende Anwendung gefunden.

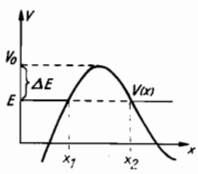
Lit. Iwanenko u. Sokolow: Klassische Feldtheorie (dtsch Berlin 1953).

Tscherenkow-Zähler, ein → Detektor zur Zählung und Klassifizierung von Teilchen hoher Energien. Die Wirkungsweise beruht auf einer Registrierung der Tscherenkow-Strahlung. Ein T.-Z. besteht im Prinzip aus einem Radiator, in dem die Tscherenkow-Strahlung entsteht, und einem optischen System zur Sammlung dieser Strahlung auf die Katode eines Photovervielfachers. Gegenüber anderen Zählern weisen



Tscherenkow-Zähler (schematisch) mit zylindrischer Fokussierung. *a* Radiator, *b* zylindrischer Reflektor, *c* Blende, *d* Photovervielfacher, Θ Konuswinkel, *T* Teilchenbahn

T.-Z. zwei Besonderheiten auf, die dadurch gegeben sind, daß die Tscherenkow-Strahlung nur unter der Voraussetzung entsteht, daß die Geschwindigkeit v eines Teilchens im Radiator einen bestimmten Wert $v \geqq c/n$ (c Vakuumlichtgeschwindigkeit, n Brechungsindex) des Radiatormaterials übersteigt und daß die Strahlung in einem scharf begrenzten Konusbereich kohärent abgestrahlt wird. Die erste Besonderheit hat zur Folge, daß es eine Energieschwelle für die Teilchenregistrierung gibt. Diese Eigenschaft nutzt man beim *Schwellwertdetektor* aus; in ihm werden nur solche Teilchen registriert, die der Beziehung $v \geqq c/n$ genügen. Aus der Tab. sind Beispiele für die Schwellwertenergien E einiger Elementarteilchen bei verschiedenen Relativgeschwindigkeiten $\beta = v/c$ und verschiedenen Brechungsindizes n des Radiatormaterials ersichtlich. Die Tab. enthält weiter Angaben über die Lichtintensität I (Photonen/cm) im sichtbaren Spektralbereich und Werte für den Konuswinkel Θ. Die zweite Besonderheit eines T.-Z.s, die konusförmige Emission der Tscherenkow-Strahlung, ermöglicht eine richtungsabhängige Teilchenregistrierung (Zählung) und eine genaue Bestimmung der Teilchenenergie durch Ausmessung der konischen Apertur.



Tunneleffekt

Teilchenart	$\beta = 0{,}769$ $n = 1{,}3$	$\beta = 0{,}67$ $n = 1{,}5$	$E = 1000$ MeV		$E = 500$ MeV	
			I	Θ	I	Θ
Elektron	0,29	0,2	250	48	250	48
π-Meson	79	47	120	31	232	46
Proton	520	320	·	·	106	29

Die Auswahl bestimmter Geschwindigkeitsbereiche (Teilchenenergie) geschieht im T.-Z. im allgemeinen durch Radiatoren mit entsprechenden Werten der Brechungsindizes n. Der Bereich $1{,}3 < n < 1{,}7$ ist durch Flüssigkeiten und Gläser erfaßbar, während geringere Werte durch Gase und Flüssigkeiten bei veränderten Drücken und Temperaturen erreichbar sind. Im *Differential-Tscherenkow-Zähler* ist eine Unterscheidung von Teilchen unterschiedlicher Geschwindigkeitsbereiche mit Hilfe eines geeigneten optischen Fokussierungssystems möglich. Hier wird der optische Strahlengang entsprechend dem geschwindigkeitsabhängigen Aperturwinkel der Tscherenkow-Strahlung aufgeteilt.

Die Intensität der Tscherenkow-Strahlung, ausgedrückt durch die je Weglängeneinheit dx emittierte Photonenanzahl dN in dem relativ engen Empfindlichkeitsbereich gewöhnlicher Photovervielfacher, von denen nur Lichtquanten im Wellenlängenbereich von $400\text{ nm} < \lambda < 700\text{ nm}$ registriert werden, ist gering: $dN/dx \approx 490\, z^2(1 - 1/\beta^2 n^2)$ je Zentimeter. Die quadratische Abhängigkeit von der Teilchenladung z gestattet dennoch eine gute Teilchenidentifizierung. Die Dauer der Lichtemission hängt in einem T.-Z. nur von der Laufzeit Δt eines Teilchens durch den Radiator ab: $\Delta t = (l/v) \times (1/\beta \cos^2 \Theta - 1)$, wobei l die Radiatorlänge, Θ der halbe Konuswinkel ist. Diese Zeit ist für Teilchen hoher Energien sehr kurz; sie liegt in der Größenordnung von 10^{-10} bis 10^{-11} Sekunden. Damit hängt das zeitliche Auflösungsvermögen eines T.-Z.s hauptsächlich nur von den Laufzeitschwankungen der Lichtquanten auf ihrem Wege zum Photovervielfacher und von den Schwankungen im Vervielfacher selbst ab.

Tsunami, *Plur.* (aus dem Japanischen), *seismische Wogen, lange Hafenwellen,* Flutwellen, die bei → Erdbeben unter dem Meer durch Seebodenverlagerungen entstehen und sich über große Entfernungen hinweg fortsetzen. Die T. sind auf See höchstens etwa 1 m hoch und türmen sich in Buchten bis zu 40 m auf. Die Wellenlänge beträgt 100 bis 1000 km, die Schwingungsdauer etwa 1 Stunde und die Ausbreitungsgeschwindigkeit einige 100 km/Stunde. Zur Warnung vor T. dienen Pegelbeobachtungen und Schnellauswertungen der Seismogramme hinsichtlich verursachender Erdbeben.

Tunneldiode, → Halbleiterdiode, → Einelektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern.

Tunneleffekt, mit den Gesetzen der klassischen Physik nicht zu erklärende quantenmechanische Erscheinung, daß Teilchen mit einer Energie $E < V_0$ einen Potentialwall der Höhe V_0 (Abb.) durchdringen, sozusagen „durchtunneln" können. Die quantenmechanische Behandlung des

T.s geht von der eindimensionalen stationären Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V(x))\,\psi = 0$$

für die Wellenfunktion $\psi(x)$ aus; man betrachtet den Fall, daß z. B. von links eine ebene Welle ψ_0 einfällt, und bestimmt den Durchlaßkoeffizienten $D = |\psi_d|^2/|\psi_0|^2$, dieser ist das Verhältnis der durchgelassenen Intensität $|\psi_d|^2$ zur Intensität $|\psi_0|^2$ der einlaufenden Welle. Bei beliebigem Potentialverlauf ergibt sich genähert

$$D \approx \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\left|\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(V(x) - E)}\,dx\right|\right\};$$

speziell im Fall eines symmetrischen rechteckigen Potentialwalls der Breite $a = |x_2 - x_1|$ ist

$$D = \left\{1 + \frac{1}{4}\left[\frac{1}{\varkappa^2} + \frac{1}{k^2}\sinh^2(\varkappa a)\right]\right\}^{-1}$$

mit $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ und $\varkappa = \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar$; der Durchlaßkoeffizient nimmt also mit wachsender Breite a und Verringerung der Energie E rasch ab. Der T. wurde erstmals im Zusammenhang mit dem α-Zerfall der Atomkerne von G. Gamow (1928) diskutiert; er ermöglicht weiterhin die Erklärung der spontanen Kernspaltung, der Feldemission von Elektronen aus Metalloberflächen und der Elektronenleitung an Kontaktstellen, bei denen infolge der oberflächlichen Oxydation ebenfalls Potentialschwellen auftreten.

Tunneleffekte an Supraleitern, Bezeichnung für den → Einelektronen-Tunneleffekt bei Supraleitern und den → Josephson-Effekt.

Turbidimetrie, → Tyndall-Effekt.

Turbine, eine als Kraftmaschine arbeitende Strömungsmaschine, bei der ein Arbeitsmedium, wie Wasserdampf, Gas, Wasser, bestimmter potentieller Energie ein Strömungssystem unter Abgabe von mechanischer Energie an die Turbinenwelle durchfließt. Das Strömungssystem der Turbine besteht grundsätzlich aus der Anordnung einer feststehenden Düse oder Leitschaufel, in der die potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt wird, und der bewegten, mit der Turbinenwelle verbundenen Laufschaufel, die die Umwandlung der kinetischen in die mechanische Energie vollzieht. Auf die Laufschaufel wird beim Durchströmen nach dem Impulssatz der Strömungslehre eine Kraft ausgeübt, die das Drehmoment des Laufrades und damit die Arbeitsleistung bewirkt. Je nach Leistung der Turbine kann das Grundelement Düse/Laufschaufel mehrfach hintereinander angeordnet werden (*mehrstufige T.*).

Je nach Arbeitsmedium unterscheidet man → Dampfturbine, → Gasturbine, → Wasserturbine und → Windturbine (Windrad), nach der Durchflußrichtung unterscheidet man Radial- und Axialturbinen.

Turbinen-Luftstrahltriebwerk, → Strahltriebwerk.

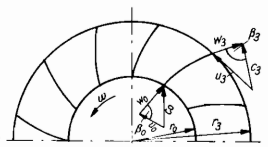
Turbogenerator, → elektrische Maschine.

Turbogetriebe, svw. Strömungsgetriebe.

Turbomaschinen, 1) *Strömungsmaschinen*, Maschinen, die mit Hilfe eines rotierenden Laufrades die Energie eines strömenden Mediums ändern. Das Hauptbauelement der T. ist das → Schaufelgitter. Entsprechend der Hauptströmungsrichtung des Mediums unterscheidet man Axial-, Radial- und Diagonalmaschinen. In der *Axialmaschine* strömt das Medium parallel zur Welle durch Leit- und Laufräder. Das Anwendungsgebiet der Axialmaschine liegt bei kleinen Druckverhältnissen und großen Durchsätzen. In der *Radialmaschine* strömt das Medium radial von innen nach außen oder umgekehrt durch Leit- und Laufräder. Die Radialmaschine ist besonders für große Druckverhältnisse und kleine Durchsätze geeignet. In der *Diagonalmaschine* strömt das Medium schräg zur Drehachse. Das Anwendungsgebiet der Diagonalmaschine liegt zwischen dem von Axial- und Radialmaschinen.

T. sind z. B. Dampf-, Gas- und Wasserturbinen, Pumpen und Verdicher. Die Turbinen entziehen dem gas- oder dampfförmigen oder flüssigen Medium Energie, die an der Turbinenwelle nutzbar wird. Die Pumpen übertragen von außen zugeführte Arbeit auf inkompressible flüssige Medien und die Verdichter auf kompressible gasförmige Medien und erhöhen deren Energie. Turbinen sind Kraftmaschinen, Pumpen und Verdichter sind Arbeitsmaschinen.

Die Arbeitsübertragung erfolgt bei den T. durch Dralländerung im Laufrad, das das mit der Geschwindigkeit w_0 unter dem Winkel β_0 zuströmende Medium umlenkt, so daß es am Austritt mit der Geschwindigkeit w_3 unter dem Winkel β_3 abströmt (Abb.). Nach dem → Impulsmomentensatz der Strömungslehre ist die zeitliche Dralländerung des strömenden Mediums gleich dem am Laufrad angreifenden Moment $M = \dot{m}(c_{u_0} \cdot r_0 - c_{u_3} \cdot r_3)$; dabei ist $\dot{m}$ der Massedurchsatz je Zeiteinheit, r der Radius und c_u die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit c; der Index 0 bedeutet den Laufradeintritt, der Index 3 den Laufradaustritt. Die durch das Laufrad übertragene Leistung beträgt $\tilde{P} = M \cdot \omega = \dot{m}(c_{u_0} \cdot u_0 - c_{u_3} \cdot u_3)$, wobei $r \cdot \omega = u$ die Umfangsgeschwindigkeit und ω die Winkelgeschwindigkeit sind. Dividiert man die Gleichung durch $\dot{m}$ und bezeichnet die Energie je Masseeinheit $\tilde{P}/\dot{m}$ mit $\tilde{e}$, so ergibt sich die Eulersche Gleichung für T.: $\tilde{e} = c_{u_0} \cdot u_0 - c_{u_3} \cdot u_3$. Sie besagt, daß die Energiedifferenz zwischen Laufradeintritt und -austritt gleich der äußeren Arbeit $\tilde{e}$ ist, und gilt sowohl für reibungsfreie als auch für reibungsbehaftete Strömungen. Soll in reibungsbehafteter Strömung derselbe Wert $\tilde{e}$ erreicht werden wie in reibungsfreier Strömung, so muß zur Überwindung von Strömungswiderständen eine um die Verlustenergie e_v größere Energie $e = \tilde{e} + |e_v|$ zugeführt werden. Bei Turbinen ist $e_0 > e_3$ und damit $\tilde{e} > 0$, bei Pumpen und Verdichtern ist $e_0 < e_3$ und $\tilde{e} < 0$.



Geschwindigkeitsdreiecke am Ein- und Austritt eines radialen Laufrades

Das Gefälle der Wasserturbinen ist $H = e/g$ und die Förderhöhe der Pumpen $H = |e/g|$ wobei g die Erdbeschleunigung ist. Benutzt

man die Beziehung $\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}$, dann kann die Eulersche Gleichung der T. auch in der Form

$$\vec{e} = \tfrac{1}{2}\,[(c_0^2 - c_3^2) - (w_0^2 - w_3^2) + (u_0^2 - u_3^2)]$$

geschrieben werden.

2) allgemein Bezeichnung für Maschinen mit rotierender Bewegung des angetriebenen Teiles, z. B. Turbogenerator.

Turbopause, die Obergrenze desjenigen Teils der → Atmosphäre der Erde, in dem Turbulenz herrscht. Die T. liegt in etwa 105 bis 110 km Höhe über der Erdoberfläche. Oberhalb der T., in der → Thermosphäre, wächst infolge der geringen Luftdichte und hohen Temperatur die innere Reibung der Luft so stark an, daß nur noch laminare Strömung möglich ist. Weiterhin verändert sich oberhalb der T. die chemische Zusammensetzung der Luft durch Diffusion, da die turbulente Durchmischung fehlt. Die T. bildet daher die Grenzschicht zwischen der Homosphäre und der Heterosphäre (→ Atmosphäre).

Turbopumpe, eine Vakuumpumpe, in der kinetische Energie durch sehr schnell rotierende mechanische Teile auf ein zu förderndes Gas direkt übertragen wird. Das Arbeitsprinzip der T. wird in den verschiedensten Konstruktionsformen der → Molekularpumpe angewendet.

turbulent, → Turbulenz, → Strömung.

Turbulenz, eine Strömungsform, bei der selbst unter stationären Randbedingungen die Geschwindigkeit und der Druck in einem festgehaltenen Raumpunkt nicht zeitlich konstant sind, sondern mit hoher Frequenz völlig unregelmäßig um einen zeitlichen Mittelwert schwanken. Im Gegensatz dazu sind bei der laminaren Strömung der Hauptbewegung keine Störbewegungen überlagert. Bei großen Reynoldszahlen wird die laminare Strömung instabil, es erfolgt der → Umschlag zur T. (→ Trennungsfläche). Das unterschiedliche Verhalten laminarer und turbulenter Strömungen kann leicht demonstriert werden, wenn der Flüssigkeitsströmung durch ein Glasrohr etwas Farbflüssigkeit zugesetzt wird. Bei niedrigen Geschwindigkeiten ist der Farbfaden glatt und erweitert sich infolge der molekularen Diffusion nur langsam, die Bewegung erfolgt laminar. Bei hohen Geschwindigkeiten verläuft die Strömung turbulent, der Farbfaden zerflattert nach kurzer Lauflänge, und die Flüssigkeit ist danach fast gleichmäßig gefärbt. In turbulenter Strömung sind der mittleren Bewegung große und kleine → Wirbel überlagert, die unregelmäßig entstehen und verlöschen. Die großen Wirbel enthalten den größten Anteil der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung, die laufend der mittleren Hauptbewegung entzogen wird. Die großen Wirbel zerfallen in immer kleinere. Der Geschwindigkeitsgradient im Kern der kleinen Wirbel ist sehr steil, so daß die Zähigkeitskräfte die Trägheitskräfte überwiegen und die Bewegung infolge der molekularen Zähigkeit laminar abgebremst wird. Die kinetische Energie der Wirbel wird dabei in Wärme umgewandelt. Sieht man von den Einzelheiten der Wirbelbewegung ab, so ist die Zähigkeit in turbulenter Strömung gegenüber der in laminarer Strömung scheinbar erhöht (→ Wirbel). Während die kleinen Wirbel maßgebend für die Energiedissipation und damit für die Strömungsverluste sind, bewirken die großen Wirbel den starken → Austausch von Impuls, Wärme und Stoff senkrecht zur Hauptströmung. Der Austausch ist in turbulenter Strömung wesentlich stärker als in laminarer, bei der er auf der thermischen Eigenbewegung der Moleküle beruht.

Starke T. fördert den Wärme- und Stoffübergang sowie den → Umschlag laminar/turbulent in der Grenzschicht. Wenn der Reibungswiderstand klein gehalten werden soll, ist dagegen laminare Strömung anzustreben, z. B. bei den Laminarprofilen (→ Tragflügel). In → Windkanälen spielt die T. eine große Rolle und muß bei der Übertragung der Meßergebnisse vom Modell auf die Großausführung berücksichtigt werden. Bei der Messung in Strömungen mit hohem Turbulenzgrad treten besondere Schwierigkeiten auf (→ Strömungssonden).

Die T. ist auch in der Meteorologie von großer Bedeutung. Sie vermindert die Lebensdauer der großen meteorologischen Wirbel und nimmt damit Einfluß auf den Wetterablauf, → Turbulenz in der Atmosphäre.

Arten der T. Die T. entsteht in der Grenzschicht umströmter Körper vorwiegend in Wandnähe, in der der Gradient der mittleren Geschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung groß ist. Da der Umschlag laminar – turbulent nicht plötzlich, sondern in einem endlichen Zeitintervall erfolgt, unterscheidet man zwischen einem Übergangsbereich und der voll ausgebildeten T. Im → Nachlauf hinter Körpern entstehen an der Grenze zwischen → Totwasser und Außenströmung ebenfalls große Quergradienten der Geschwindigkeit. Dasselbe trifft für die Grenze zwischen → Freistrahl und umgebender ruhender Flüssigkeit kurz hinter Düsenaustritt zu. Die in der Düsengrenzschicht erzeugte → Drehung ist in der Trennungsschicht am Strahlrand konzentriert. Diese ist instabil und zerfällt in Wirbel. In diesen Fällen, in denen die T. nicht mit festen Wänden in Berührung kommt, spricht man von *freier T.* Um eine *homogene T.* handelt es sich, wenn die statistischen Verteilungen in allen Punkten des Raumes gleich sind. Die homogene T. bildet sich aus, wenn keine Energiezufuhr mehr erfolgt und die großen Wirbel in immer kleinere zerfallen. *Isotrope T.* liegt vor, wenn die mittleren Geschwindigkeitsschwankungen in allen drei Koordinatenrichtungen gleich groß sind, $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$, und wenn die statistischen Verteilungen somit bei beliebigen Drehungen und Spiegelungen der Bezugsachsen unverändert bleiben. Dabei ist die mittlere Schubspannung und folglich auch der Quergradient der mittleren Geschwindigkeit gleich Null. Die mittlere Geschwindigkeit ist im gesamten Strömungsfeld konstant. Isotrope T. entsteht hinter einem gleichförmig angeblasenen Maschengitter. In allen den Fällen, in denen ein Quergradient der mittleren Geschwindigkeit auftritt, handelt es sich um *anisotrope T.* Das trifft insbesondere für die Grenzschichtströmungen zu. Von *homologer T.* spricht man, wenn die mittlere Schubspan-

nung konstant ist, z. B. bei der Strömung zwischen zwei ebenen Platten, von denen sich die eine mit konstanter Geschwindigkeit bewegt und die Flüssigkeit antreibt (→ Couette-Strömung). *Pseudoturbulenz* ist eine hypothetische Strömung mit konstanter Periodizität in Zeit und Raum.

Auf Grund der Kompliziertheit der Wirbelbewegung ist die Berechnung der T. in allen Einzelheiten außerordentlich schwierig; die *Turbulenztheorie* beschränkt sich deshalb vorwiegend darauf, die zeitlichen Mittelwerte zu bestimmen. Dazu wird die turbulente Bewegung in eine mittlere Bewegung und eine Schwankungsbewegung aufgeteilt. Die momentane Geschwindigkeit $\vec{c}(\vec{r}, t)$ setzt sich aus der stationären mittleren Geschwindigkeit $\overline{\vec{c}}(\vec{r})$ und der Schwankungsgeschwindigkeit $\vec{c}'(\vec{r}, t)$ zusammen:

$$\vec{c}(\vec{r}, t) = \overline{\vec{c}}(\vec{r}) + \vec{c}'(\vec{r}, t). \qquad (1)$$

Dabei bedeuten $\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z$ den Ortsvektor des Raumpunktes und t die Zeit. In Komponentenschreibweise lautet die Beziehung

$$u = \bar{u} + u',\ v = \bar{v} + v',\ w = \bar{w} + w'. \qquad (1\,a)$$

Entsprechendes gilt für den Druck:

$$p = \bar{p} + p' \qquad (2)$$

und in kompressiblen Strömungen auch für die Dichte ϱ und die Temperatur T:

$$\varrho = \bar{\varrho} + \varrho';\ T = \bar{T} + T'.$$

Der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit für einen festen Raumpunkt beträgt

$$\overline{\vec{c}}(\vec{r}) = \int_{t_0}^{t_0+t_1} \vec{c}(\vec{r}, t)\,\mathrm{d}t.$$

Analog dazu bestimmt man die Mittelwerte der übrigen Größen. Das Zeitintervall t_1 ist dabei groß gegen die Schwankungsperiode zu wählen, so daß die Mittelwerte unabhängig von der Zeit sind. Definitionsgemäß sind die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen gleich Null. Die Schwankungsgeschwindigkeiten betragen in Grenzschichten etwa 10% der mittleren Geschwindigkeit, beim natürlichen Wind jedoch bis zu 50%. Die mittlere Geschwindigkeit und die Schwankungsgeschwindigkeit erfüllen zu jedem Zeitpunkt die → Kontinuitätsgleichung, also gilt $\mathrm{div}\,\overline{\vec{c}} = 0$; $\mathrm{div}\,\vec{c}' = 0$ bzw. in Komponentendarstellung

$$\partial\bar{u}/\partial x + \partial\bar{v}/\partial y + \partial\bar{w}/\partial z = 0;$$
$$\partial u'/\partial x + \partial v'/\partial y + \partial w'/\partial z = 0. \qquad (3)$$

Bewegungsgleichungen. In die → Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Medien werden für die Geschwindigkeiten und den Druck die zeitlichen Mittelwerte und die Schwankungsgrößen entsprechend den Gleichungen (1 a) und (2) eingeführt. Bildet man anschließend die zeitlichen Mittelwerte und berücksichtigt die Kontinuitätsgleichungen (3), so lauten die Bewegungsgleichungen in Komponentenschreibweise

$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x} + \eta\Delta\bar{u} - \varrho\left[\frac{\partial\overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial\overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial z}\right],$$
$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{v}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{v}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{v}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial y} + \eta\Delta\bar{v} - \varrho\left[\frac{\partial\overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial\overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial z}\right],$$
$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{w}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{w}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{w}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + \eta\Delta\bar{w} - \varrho\left[\frac{\partial\overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial\overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial\overline{w'^2}}{\partial z}\right]. \qquad (4)$$

Dabei bedeutet Δ den Laplace-Operator: $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

Bei der Mittelwertbildung der Schwankungsgrößen sind nur die quadratischen Glieder der Form $\overline{u'^2}$ und $\overline{u'v'}$ verschieden von Null. Die Gleichungen (4) stimmen bis auf die von der turbulenten Schwankungsbewegung herrührenden Zusatzglieder, die auf den rechten Seiten in eckige Klammern gefaßt sind, mit den Navier-Stokes-Gleichungen überein und werden *Reynolds-Gleichungen* genannt. Die Zusatzglieder können als Oberflächenkräfte $\vec{P}$ je Volumeneinheit gedeutet werden:

$$\vec{P} = \vec{i}\left(\frac{\partial\sigma'_x}{\partial x} + \frac{\partial\tau'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau'_{xz}}{\partial z}\right) +$$
$$+ \vec{j}\left(\frac{\partial\tau'_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma'_y}{\partial y} + \frac{\partial\tau'_{yz}}{\partial z}\right) +$$
$$+ \vec{k}\left(\frac{\partial\tau'_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau'_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma'_z}{\partial z}\right),$$

die zu dem Reynoldsschen Spannungstensor

$$\begin{pmatrix}\sigma'_x & \tau'_{xy} & \tau'_{xz}\\ \tau'_{xy} & \sigma'_y & \tau'_{yz}\\ \tau'_{xz} & \tau'_{yz} & \sigma'_z\end{pmatrix} = -\begin{pmatrix}\varrho\overline{u'^2} & \varrho\overline{u'v'} & \varrho\overline{u'w'}\\ \varrho\overline{u'v'} & \varrho\overline{v'^2} & \varrho\overline{v'w'}\\ \varrho\overline{u'w'} & \varrho\overline{v'w'} & \varrho\overline{w'^2}\end{pmatrix}$$

gehören.

Damit können die Gleichungen (4) auch geschrieben werden

$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial x} + \eta\Delta\bar{u} + \left[\frac{\partial\sigma'_x}{\partial x} + \frac{\partial\tau'_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau'_{xz}}{\partial z}\right],$$
$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{v}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{v}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{v}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial y} + \eta\Delta\bar{v} + \left[\frac{\partial\tau'_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma'_y}{\partial y} + \frac{\partial\tau'_{yz}}{\partial z}\right],$$
$$\varrho\left(\bar{u}\frac{\partial\bar{w}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial\bar{w}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial\bar{w}}{\partial z}\right) =$$
$$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial z} + \eta\Delta\bar{w} + \left[\frac{\partial\tau'_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\tau'_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma'_z}{\partial z}\right].$$

In turbulenten Strömungen treten gegenüber den laminaren Strömungen noch zusätzliche Spannungen auf, die aus den Schwankungsbewegungen resultieren und *scheinbare Spannungen* oder *Reynolds-Spannungen* genannt werden. Da sie zu den durch die molekulare Zähigkeit bedingten Spannungen hinzukommen, bezeichnet man sie auch als *Zähigkeitskräfte der turbulenten Scheinreibung*. Die resultierenden Spannungen in turbulenter Strömung ergeben sich z. B. zu

$$\sigma_x = -p + 2\eta\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} - \varrho\overline{u'^2},$$

$$\tau_{xy} = \eta\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial x}\right) - \varrho\overline{u'v'}.$$

Die turbulenten Spannungen sind im allgemeinen wesentlich größer als die laminaren Spannungen, so daß letztere oft vernachlässigt werden dürfen. Die turbulenten Schwankungsbewegungen müssen ebenfalls die → Haftbedingung an der Wand erfüllen. In der → laminaren Unterschicht sind sie so klein, daß die turbulente Schubspannung gegenüber der laminaren vernachlässigt werden kann. In der Übergangsschicht sind beide Spannungen von gleicher Größenordnung, und im äußeren Gebiet der Grenzschicht überwiegt die turbulente Spannung. Um mit den Reynolds-Gleichungen turbulente Strömungen berechnen zu können, muß der Zusammenhang zwischen den Schwankungsgrößen und der mittleren Bewegung bekannt sein.

Theoretische Ansätze für die turbulente Schubspannung. Die Reynolds-Spannungen sind als Folge des Impulsaustausches durch die Schwankungsbewegung gedeutet worden. Ihr Zusammenhang mit der mittleren Strömung kann jedoch vorerst nur durch halbempirische Theorien hergestellt werden, von denen der Prandtlsche Ansatz für den → Mischungsweg am bekanntesten ist. Damit sind für die Praxis brauchbare Ergebnisse erzielt worden.

Statistische Theorie der T. Die statistische Turbulenztheorie verfolgt das Ziel, durch Untersuchung der turbulenten Schwankungsbewegung in allen statistisch erfaßbaren Einzelheiten eine rationelle Theorie für die mittlere Bewegung aufzustellen. Da die Navier-Stokes-Gleichungen nicht linear sind, ergeben sich erhebliche Schwierigkeiten, so daß für die Praxis anwendbare Ergebnisse bisher kaum erzielt worden sind. Auf die Theorie kann hier nicht umfassend eingegangen werden; es sollen jedoch die wichtigsten Grundbegriffe behandelt werden. Beobachtungen zeigten, daß außer der Angabe des → Turbulenzgrades bzw. der Verteilung der Geschwindigkeitsschwankungen noch weitere Angaben zur Charakterisierung der Turbulenzbewegung erforderlich sind. Quantitative Aussagen über die räumliche Struktur der T. erhält man, indem die *Korrelationsfunktion* für die momentanen Schwankungen der Geschwindigkeitskomponenten in zwei benachbarten Punkten A und B gebildet wird, z. B.

$$R_{1,1} = \frac{\overline{u'_A \cdot u'_B}}{\sqrt{\overline{u'^2_A}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2_B}}}$$

oder

$$R_{1,2} = \frac{\overline{u_A \cdot v'_B}}{\sqrt{\overline{u'^2_A}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2_B}}},$$

die auch als *Doppelkorrelation* oder *Zweipunktkorrelation* bezeichnet werden. Wenn u'_A, u'_B, v'_A und v'_B keine statistisch unregelmäßigen Schwankungen, sondern Geschwindigkeitskomponenten einer stationären laminaren Strömung wären, ergäbe sich die Korrelationsfunktion R unabhängig vom Abstand r zwischen A und B zu $R = \pm 1$. In turbulenter Strömung ist der Zusammenhang zwischen u'_A und u'_B um so geringer, je weiter A und B entfernt sind, d. h., $R_{1,1}$ geht gegen Null, wenn r unendlich groß wird. Der Maximalwert $R_{1,1} = 1$ wird für $r = 0$ erreicht, weil dann $u'_A = u'_B$ ist. Bei isotroper T. existieren nur einige Korrelationsfunktionen, weil aus Symmetriegründen $\overline{u'_A \cdot v'_B} = \overline{u'_A \cdot w'_B} = \overline{v'_A \cdot u'_B} = 0$ ist. Korrelationen existieren nur für $\overline{u'_A \cdot u'_B}$ und $\overline{v'_A \cdot v'_B} = \overline{w'_A \cdot w'_B}$. Als charakteristischer Maßstab der T. gilt $L = \int_0^\infty R \cdot \mathrm{d}r$. Er vermittelt eine Vorstellung von der Größe der einheitlich bewegten Masse, die man als *Turbulenzballen* bezeichnet. Eine andere charakteristische Länge λ ergibt sich bei $r = 0$ nach Taylor aus der Scheitelkrümmung der Korrelationskurve:

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left(\frac{\mathrm{d}^2 R}{\mathrm{d}r^2}\right)_{r=0} = -\frac{1}{\overline{u'^2}} \left(\overline{\frac{\partial u'}{\partial x}}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\overline{u'^2}} \cdot \overline{\frac{\partial u'^2}{\partial x}}\right)^2.$$

Daraus folgt als gute Näherung die Beziehung $\frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \approx \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}$. Die Größe L ist ein Maß für die großen Turbulenzelemente, die den größten Teil der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung enthalten; λ ist ein Maß für die kleinen Turbulenzelemente, in denen vorwiegend die Dissipation erfolgt. Setzt man die Geschwindigkeitsschwankungen an einem festen Raumpunkt zu verschiedenen Zeiten in Beziehung, so ergibt sich die *Autokorrelation*. Tieferen Einblick in die Struktur der T. vermitteln räumlich-zeitliche Korrelationen, die man durch Beobachtung von zwei Geschwindigkeitskomponenten an verschiedenen Orten zu verschiedenen Zeiten erhält, und die *Tripelkorrelationen*, die bei isotroper T. lauten:

$$k(r) = \overline{u'_A u'^2_B}/\tilde{u}^3$$
$$h(r) = \overline{v'^2_A u'_B}/\tilde{u}^3 = \overline{w'^2_A u'_B}/\tilde{u}^3$$
$$q(r) = \overline{u'_A v'_A v'_B}/\tilde{u}^3 = \overline{u'_A w'_A v'_B}/\tilde{u}^3.$$

Dabei bedeutet $\tilde{u} = \sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\overline{w'^2}}$.

Zur Kennzeichnung der T. wird weiterhin das aus der Frequenzanalyse gewonnene Spektrum verwendet. Dazu zerlegt man die Geschwindigkeitsschwankungen in einem Punkt harmonisch in sinusförmige Schwankungen verschiedenster Frequenzen n. Die Schwankungen im Frequenzbereich zwischen n und $n + \mathrm{d}n$ liefern bei isotroper T. zur gesamten kinetischen Schwankungsenergie den Beitrag $\overline{u'^2} \cdot F(n) \cdot \mathrm{d}n$. Die Frequenzfunktion $F(n)$ liefert die spektrale Verteilung von $\overline{u'^2}$. Definitionsgemäß gilt $\int_0^\infty F(n)\,\mathrm{d}n = 1$. Die Frequenzfunktion $F(n)$ ist die Fourier-Transformierte der Korrelationsfunktion:

$$F(n) = \frac{4}{\tilde{u}} \int_0^\infty R(r_x) \cos 2\pi n \frac{r_x}{\tilde{u}} \cdot \mathrm{d}r_x;$$

dabei ist r_x der in x-Richtung weisende Abstand der Punkte A und B. Aus der spektralen Verteilung der Schwankungsenergie ist zu entnehmen, daß die Wirbelgröße in turbulenten Strömungen bei hohen Reynoldszahlen außerordentlich verschieden ist. Die Unterschiede können dabei einige Größenordnungen betragen. Die großen

Wirbel entziehen der mittleren Bewegung laufend Energie. Sie zerfallen infolge der Trägheitskräfte kaskadenartig in immer kleinere Wirbel, in denen die kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird. Die durch die turbulente Schwankungsbewegung dissipierte Energie, bezogen auf die Flüssigkeitsmasse und die Zeiteinheit, beträgt

$$\varepsilon = \nu[2\overline{(\partial u'/\partial x)^2} + 2\overline{(\partial v'/\partial y)^2} + \\ + 2\overline{(\partial w'/\partial z)^2} + \overline{(\partial u'/\partial y + \partial v'/\partial x)^2} + \\ + \overline{(\partial u'/\partial z + \partial w'/\partial x)^2} + \\ + \overline{(\partial v'/\partial z + \partial w'/\partial y)^2}]. \qquad (5)$$

ν ist die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums, ε wird als *turbulente Dissipation* bezeichnet. Die Energiedissipation durch die mittlere Bewegung wird *direkte Dissipation* genannt, sie ist nur in Wandnähe wesentlich. Für homogene und isotrope T. vereinfacht sich die Gleichung (5) wesentlich, es ergibt sich

$$\varepsilon = 15\nu\overline{(\partial u'/\partial x)^2} = \frac{4\pi^2}{\bar{u}^2}\,\nu \int_0^\infty F(n)\, n^2\, \mathrm{d}n. \qquad (6)$$

Daraus ist auch zu erkennen, daß zur Dissipation praktisch nur die hochfrequenten kleinsten Wirbel beitragen. Die Maßstäbe für die Abmessungen λ^* und die Geschwindigkeit v^* der kleinsten Wirbel ergeben sich aus der kinematischen Zähigkeit ν und der turbulenten Dissipation ε wie folgt:

$$\lambda^* = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}; \quad v^* = (\nu \cdot \varepsilon)^{1/4}.$$

Die T. in Grenzschichten ist anisotrop. Die Gleichung (6) kann jedoch auch für diese Strömungen verwendet werden, wenn lokalisotrope T. vorliegt. Man versteht darunter eine Bewegungsform, bei der in einem Gebiet beschränkter Größe die Korrelationsfunktionen der allgemeinen Form $H = \overline{(u'_B - u'_A)^2}$ bei Drehung und Spiegelung des Achsensystems unverändert bleiben. Lokale Isotropie ist in genügend kleinen Gebieten der Größe $r \ll L$ jeder turbulenten Strömung vorhanden, wenn die Reynoldszahl $\mathrm{Re} = \sqrt{\overline{u'^2}}\,L/\nu$ ausreichend groß ist.

Am freien Rand der turbulenten Grenzschicht und des Freistrahles liegen intermittierende Strömungsverhältnisse vor. Die turbulente und die laminare Strömungsform wechseln einander ab. Der Intermittenzfaktor γ, der den Bruchteil der Zeit angibt, während der die Strömung im Beobachtungspunkt turbulent ist, beträgt z. B. für $y/\delta < 0{,}4$ an der ebenen Platte $\gamma = 1$, sinkt nach außen ab und erreicht bei $y/\delta = 1{,}2$ den Wert Null. Dabei bedeutet δ die Grenzschichtdicke.

Nachrechnung von Einzelheiten der turbulenten Bewegung. Mit Hilfe von empirischen Ansätzen können Mittelwerte des Reibungswiderstandes, des Wärme- und Stoffüberganges in turbulenten Strömungen berechnet werden. Aussagen über zeitliche und räumliche Einzelheiten der T. sind jedoch nicht möglich. Die turbulente Strömung ist die Überlagerung zahlreicher Wirbelfelder (→ Wirbel).

Tieferen Einblick in die Gesetzmäßigkeiten der T. erhält man, indem zur Beschreibung des Naturvorganges dynamisch mögliche Wirbelsysteme verwendet werden. Nicht vorausbestimmbar ist, welche von den unendlich vielen grundsätzlich möglichen Kombinationen der Wirbelfelder sich im natürlichen Prozeß einstellen. Aussagen darüber sind nur durch die Methoden der Statistik zu erhalten. Auf diese Weise kann der Geschwindigkeitsvektor in realer turbulenter Strömung abhängig von der Zeit nicht im voraus ermittelt werden. Man erhält jedoch ein gutes Bild von manchen Eigenschaften der turbulenten Strömungen und tieferen Einblicke in den Ablauf der Austauschvorgänge. Damit wird es auch möglich, das angehäufte Meßmaterial besser zu ordnen.

Um dem Naturvorgang möglichst nahe zu kommen, müssen dreidimensionale Wirbelfelder verwendet werden. Man erhält jedoch schon mit zweidimensionalen Wirbelfeldern gute Aussagen. Da diese außerdem mathematisch einfacher zu behandeln sind, soll hier nur die Rechnung für ebene Wirbelfelder skizziert werden. Wirbelfelder, deren Stromfunktionen von der Form

$$\psi' = A \cdot \exp(a_1 \cdot x + a_2 \cdot y + a_3 \cdot t) \qquad (7)$$

sind, erfüllen die Navier-Stokes-Gleichung

$$\mathrm{d}\vec{c}/\mathrm{d}t = -(1/\varrho)\,\mathrm{grad}\,p - \nu\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\vec{c} \qquad (8)$$

exakt. Dabei bedeutet A die Intensität, ν die kinematische Zähigkeit, t die Zeit; die Koeffizienten a_1, a_2, a_3 sind im allgemeinen komplexe Größen. Das Vorzeichen des Realteiles der Koeffizienten a_1, a_2, a_3 entscheidet über Anfachung und Dämpfung. Die Imaginärteile von a_1 und a_2 sind umgekehrt proportional zu den Wellenlängen λ_1 und λ_2 in x- bzw. y-Richtung. a_{3i} gibt die Frequenz der periodischen Bewegung an. Ob eine Strömung, die durch Überlagerung von Wirbelfeldern mit einer mittleren Grundströmung entsteht und durch die Stromfunktion $\psi = \bar{\psi}(x, y) + \psi'(x, y, t)$ gegeben ist, laminar oder turbulent verläuft, erkennt man aus den Differentialgleichungen des Vorganges. (Es bedeuten $\bar{\psi}(x, y)$ die Stromfunktion der Grundströmung und $\psi'(x, y, t)$ die Stromfunktion der Wirbelfelder.) Dazu bildet man die Rotation von Gleichung (8) und erhält

$$\mathrm{d}\Omega/\mathrm{d}t = \partial\Omega/\partial t + \vec{c}\,\mathrm{grad}\,\Omega = \nu\Delta\Omega. \qquad (9)$$

Diese Gleichung heißt *Rayleighsche Differentialgleichung*. Sie sagt aus, daß die Winkelbeschleunigung gleich der Reibungsarbeit dividiert durch das Trägheitsmoment eines kleinen Flüssigkeitsgebietes ist. Die → Drehung Ω besteht aus der mittleren Drehung $\bar{\omega}(x, y)$ der Grundströmung und aus der Drehung der Schwankungsbewegung der Wirbelfelder $\omega'(x, y, t)$; mithin gilt also $\Omega = \bar{\omega}(x, y) + \omega'(x, y, t)$. Der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ setzt sich ebenfalls aus der mittleren Geschwindigkeit $\bar{\vec{c}}(x, y)$ und der Schwankungsgeschwindigkeit $\vec{c}'(x, y, t)$ zusammen: $\vec{c} = \bar{\vec{c}}(x, y) + \vec{c}'(x, y, t)$. Definitionsgemäß sind die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen gleich Null. Ausführlich geschrieben lautet die Gleichung (9):

$$\frac{\partial\omega'}{\partial t} + \bar{\vec{c}}\,\mathrm{grad}\,\omega' + \vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\bar{\omega} + \bar{\vec{c}}\,\mathrm{grad}\,\bar{\omega} + \\ + \vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega' = \nu\Delta\omega' + \nu\Delta\bar{\omega}. \qquad (10)$$

Bildet man die zeitlichen Mittelwerte, so ergibt sich die Reynolds-Gleichung in Vektorschreibweise:

$$\bar{\vec{c}}\,\mathrm{grad}\,\bar{\omega} + \overline{\vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega'} = \nu\Delta\bar{\omega}. \qquad (11)$$

Das zeitgemittelte Glied $\overline{\vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega'}$ beschreibt den Energietransport zwischen Wirbeln verschiedener Wellenlänge.

Die durch Subtraktion der Gleichung (11) von Gleichung (10) entstehende Beziehung

$$\partial\omega'/\partial t + \bar{\vec{c}}\,\mathrm{grad}\,\omega' + \vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\bar{\omega} +$$
$$+ \vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega' - \overline{\vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega'} = \nu\Delta\omega' \qquad (12)$$

ist die *Sommerfeldsche Differentialgleichung*, die das momentane Gleichgewicht beschreibt. Zur Berechnung turbulenter Bewegungen sind die Gleichungen (11) und (12) zu verwenden. Bisher benutzte man entweder nur die Reynolds-Gleichung oder nur die Sommerfeld-Gleichung. Eine Strömung verläuft turbulent, wenn das zeitgemittelte Glied $\overline{\vec{c}'\,\mathrm{grad}\,\omega'}$ verschieden von Null ist. Dann schneiden sich die Linien konstanter Drehung ω' und die Stromlinien ψ'. Damit eine turbulente Strömung auftritt, sind mindestens zwei Wirbelfelder zu überlagern, bei denen der Wert $\varkappa^2 = a_1^2 + a_2^2$ verschieden ist. Zwischen der Drehung ω' und der Stromfunktion ψ' besteht dann der Zusammenhang $\omega' = -\frac{1}{2}(a_1^2 + a_2^2)\cdot\psi'$.

Zur Beschreibung der turbulenten Bewegung in der Grenzschicht einer ebenen Platte müssen Wirbelfelder mit verschiedener Wellenlänge in y-Richtung überlagert werden, um die Haftbedingung an der Wand und die Randbedingung in unendlich großem Wandabstand zu erfüllen. Ist im ersten Rechenschritt das Geschwindigkeitsprofil der Grundströmung vorgegeben, so können durch Integration der Gleichungen (11) und (12) die Schwankungsgeschwindigkeit v' in der Grenzschicht und das Energiespektrum ermittelt werden. Durch Verwendung räumlicher Wirbelfelder gelang die Nachrechnung der isotropen T. hinter Maschensieben.

Ziel dieser theoretischen Methoden ist es, die zur Berechnung der T. notwendigen Hypothesen weiter einzuschränken.

Geschichtliches. Helmholtz äußerte 1858 in einem Artikel über Wirbelbewegungen Grundgedanken der T. Reynolds stellte 1883 die bekannten Farbversuche über den Umschlag laminar/turbulent im Rohr an. Er führte auch die ersten Rechnungen aus und leitete die nach ihm benannte Gleichung ab. Prandtl schuf 1925 durch Einführung des Mischungsweges die Grundlage für die ersten praktisch nutzbaren Berechnungen von turbulenten Strömungsvorgängen. G. I. Taylor ist der Begründer der statistischen Turbulenztheorie; er führte 1935 die Begriffe homogene und isentrope T. ein.

Lit. Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Prandtl: Führer durch die Strömungslehre (6. Aufl. Braunschweig 1965); Schlichting: Grenzschichttheorie (5. Aufl. Braunschweig 1965); Goering: Sammelband zur statistischen Theorie der Turbulenz (dtsch Berlin 1958).

Turbulenzdraht, ein Draht, der in Strömungen angeordnet wird, damit durch die in seinem Nachstrom entstehenden turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen der Umschlag im kritischen Reynoldszahlbereich beschleunigt wird. Im Gegensatz zu dem vor einem umströmten Körper gespannten Draht spricht man bei Befestigung auf der Profiloberfläche auch von *Stolperdraht*. Durch Anbringen von Turbulenzdrähten kurz vor dem Geschwindigkeitsmaximum kann der → Strömungswiderstand von stumpfen Körpern im Übergangsbereich laminar/turbulent wesentlich vermindert werden, → Kugelumströmung, → Zylinderumströmung. Damit der Grenzschichtumschlag unmittelbar hinter dem T. erfolgt, muß bei Plattenströmung $ck/\nu \geqq 10^3$ sein. Dabei bedeuten c die Geschwindigkeit an der Befestigungsstelle des T.es, k den Durchmesser des T.es und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums.

Turbulenzflecken, → Umschlag.

Turbulenzgrad, Maß für die Intensität der Störungen in einer Strömung. Der T. *Tu* ist das Verhältnis des arithmetischen Mittels aus den quadratischen Mittelwerten der Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit u', v', w' zur mittleren Geschwindigkeit $\bar{c}$:

$$Tu = \sqrt{(1/3)(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}/\bar{c}.$$

Bei isotroper → Turbulenz gilt $Tu = \sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{c}$.

Turbulenz in der Atmosphäre, zusammenfassende Bezeichnung für eine Vielzahl turbulenter Bewegungen (→ Turbulenz) unterschiedlichster Größenordnungen, die – als Mikro-, Meso- und Makroturbulenz bezeichnet – von charakteristischen Ausdehnungen bzw. Lebensdauern der Wirbel im Bereich von Bruchteilen eines Zentimeters bzw. einer Sekunde bis hin zu tausenden Kilometern bzw. mehreren Tagen reichen. Wichtigster Effekt der T. i. d. A. ist die ständige Durchmischung (→ Austausch), die erst oberhalb der → Turbopause endet, an der in etwa 110 km Höhe die Turbulenz erlischt, so daß darüber eine merkliche Änderung der chemischen Zusammensatzung der Luft mit der Höhe eintritt. Von besonderer Bedeutung ist der turbulenzbedingte Austausch in der → Grundschicht der Troposphäre. Daneben spielt die T. i. d. A. auch für die Ausbreitung akustischer und elektromagnetischer Wellen in erhalb der Atmosphäre eine Rolle, in der Technik ferner besonders für den Luftverkehr, die Baustatik (Böigkeit) und die Ausbreitung von Luftverunreinigungen.

Turbulenztheorie, 1) → Turbulenz. **2)** → Kosmogonie.

Turmalinplatte, Platte aus Turmalinkristall, die parallel zur optischen Achse geschnitten ist. Beim Auftreffen eines unpolarisierten Lichtstrahls spaltet dieser in der T. in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl auf, wobei infolge des Pleochroismus des Turmalins der ordentliche Strahl stark, der außerordentliche Strahl wenig absorbiert wird. Das austretende Licht ist also nahezu vollständig linear polarisiert.

Zwei T.n, die in Form einer Zuckerzange an einem Ende durch einen federnden Metallbügel parallel aneinander angedrückt, jedoch drehbar gelagert sind, bilden eine *Turmalinzange*. Die erste T. polarisiert das Licht, sie ist der Polarisator (→ Polarisationsoptik). Die zweite T. analysiert das Licht auf seinen Polarisationszustand, sie ist der Analysator.

Turmalinzange, → Turmalinplatte.

turn per minute, Tabelle 2, Drehzahl.

turn per second, Tabelle 2, Drehzahl.

***t*-Verteilung,** svw. Studentsche Verteilung.

Twaddle-Grad, → Dichtegrade.

twist boundary, → Korngrenze.

Tyndall-Effekt, *Tyndall-Streuung,* Sammelbegriff für Erscheinungen, die durch Lichtstreuung in kolloidalen Lösungen hervorgerufen werden. Sie wurden zuerst von J. Tyndall 1868 untersucht. Wird konvergentes Licht durch eine kolloidale Lösung geschickt, dann ist der Lichtkegel (*Tyndall-Kegel*) infolge des Streulichtes von der Seite aus sichtbar (Abb.) und die Lösung erscheint getrübt. Man bezeichnet Medien, in denen eine merkliche Lichtstreuung auftritt, als *trübe Medien* und das Sichtbarwerden des Lichtes im Medium als *Tyndall-Phänomen.*

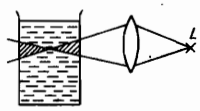
Theoretisch kann der T.-E. durch die Theorien der Lichtstreuung gedeutet werden. Im Verhältnis zur Lichtwellenlänge λ kleine Teilchen mit der Zusatzbedingung $|m| \cdot$ Teilchengröße $\ll \frac{\lambda}{2\pi}$ (m = Verhältnis der Brechzahlen von Teilchen zu Lösungsmittel) streuen nach der Rayleigh-Theorie; für Teilchengrößen $\ll \lambda\,|m-1|$ streuen sie nach der Rayleigh-Gans-Theorie und für Teilchengrößen $\gg \frac{\lambda}{2\pi}$ nach der Mie-Theorie. Bei kleinen Teilchen ist das Streulicht oder *Tyndall-Licht* daher blau, das durchgehende Licht rötlich, bei größeren Teilchen wechseln die Farben mit der Teilchengröße. Das Spektrum der Streustrahlung bezeichnet man als *Tyndall-Spektrum.* Die Intensität des Streulichtes ist der Anzahl der streuenden Teilchen proportional, wenn die streuenden Teilchen regellos im Raum orientiert sind (*unabhängige Streuung*). Bei gesetzmäßiger räumlicher Anordnung der streuenden Partikeln interferieren die von den einzelnen Streuzentren ausgehenden Lichtwellen miteinander. Die Streulichtintensität ist dann nicht gleich der Summe der Streulichtintensitäten der einzelnen Partikeln. Man spricht in diesem Falle von *abhängiger Streuung.*

Untersuchungen des Streulichtes und des Polarisationszustandes desselben geben somit Aufschlüsse über Größe und Anzahl der streuenden Teilchen. Die Gesamtheit solcher Untersuchungsmethoden bezeichnet man als *Nephelometrie,* die dazugehörigen Meßgeräte als *Nephelometer.* Man mißt entweder das durchgehende Licht und/oder das Streulicht. Im ersten Fall spricht man von *Trübungsmessung* (*Extinktionsmessung, Turbidimetrie*), die mit Trübungsmessern (Turbidimetern) vorgenommen wird, im zweiten Fall von *Streulichtmessung* oder *Tyndallometrie,* die mit Streulichtmessern (Tyndallometern) erfolgt. Im allgemeinen arbeiten alle Nephelometer nach dem Photometerprinzip.

Als Meßgrößen und daraus abgeleitete Größen werden im allgemeinen benutzt: a) die spektrale Intensität des durchgehenden Lichtes; b) die Streufunktion $f(\lambda, \varphi)$, d. i. die Abhängigkeit der Streulichtintensität der Wellenlänge λ vom Streuwinkel φ; c) die Polarisationsfunktion $P(\lambda, \varphi)$, d. i. die Abhängigkeit des spektralen Polarisationsgrades von φ; d) die Farbwertfunktion $F(\lambda_1, \lambda_2, \varphi) = \frac{f(\lambda_1, \varphi)}{f(\lambda_2, \varphi)}$; e) die Dissymmetrie $D(\lambda, \varphi) = \frac{f(\lambda, \varphi)}{f(\lambda, \pi - \varphi)}$; f) der Richtungsquotient $R(\lambda) = \frac{\int_0^{\pi/2} f(\lambda, \varphi)\, d\varphi}{\int_{\pi/2}^{\pi} f(\lambda, \varphi)\, d\varphi}$.

Der T.-E. kann auch durch Lichtstreuung an Molekülkomplexen einer reinen Flüssigkeit infolge ungeordneter Wärmebewegung der Moleküle und somit geringer Brechzahlunterschiede auftreten (*eigentliches Tyndall-Phänomen*). In Flüssigkeiten in der Nähe ihres kritischen Zustands ist der T.-E. besonders groß (→ kritische Opaleszenz).

Technische Anwendung findet der T.-E. in der → Nebelkammer und im → Ultramikroskop.



Tyndall-Kegel (schraffiertes Gebiet) in einer kolloidalen Lösung als trübes Medium. *L* Lichtquelle

Tyndall-Kegel, → Tyndall-Effekt.

Tyndall-Licht, → Tyndall-Effekt.

Tyndallometrie, → Tyndall-Effekt.

Tyndall-Phänomen, → Tyndall-Effekt.

Tyndall-Streuung, svw. Tyndall-Effekt.

u, **1)** → atomare Masseeinheit 1). **2)** *u,* Geschwindigkeitskomponente bei Strömungen. **3)** *u,* Momentanwert der elektrischen → Spannung.

U, 1) → Umdrehung. **2)** → Uran. **3)** *U,* → innere Energie. **4)** *U,* potentielle Energie (→ Potential). **5)** *U,* elektrische → Spannung. **6)** U_m, magnetische Spannung, → magnetischer Kreis.

Überanpassung, → Anpassung.

Überblasen, das verstärkte Anblasen von Blasinstrumenten, so daß deren Luftsäulen an Stelle des Grundtones ($\approx \lambda/2$) mit einem höheren Teilton schwingen; λ ist die Wellenlänge. Offene Pfeifen überblasen zunächst in die Oktave ($\approx \lambda/4$), gedeckte Pfeifen gleich in die Duodezime ($\approx \lambda/6$). Weitere Drucksteigerung führt zu noch höheren Teiltönen, wodurch der Umfang der wiedergebbaren Naturtöne wesentlich erweitert wird. Bei sehr langen Pfeifen kann der zur Erregung des Grundtones erforderliche Druck so groß sein, daß erst ein höherer Eigenton und dann mit der weiteren Erhöhung der Anblasenergie der Grundton entsteht. Die Ausbildung zusätzlicher Schwingungsbäuche in einer Pfeife wird durch Anordnung eines Überblasloches (besonders bei Flöten) gefördert.

Blechblasinstrumente, wie Trompete und Waldhorn, müssen oft bis zum 16. Teilton ohne Überblaslöcher überblasen werden, um die gesamte Tonskala überbrücken zu können. Bei Holzblasinstrumenten geht man im allgemeinen nur bis zum 3. Teilton.

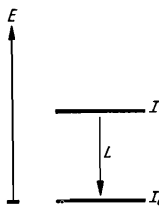
übereinstimmende Zustände, → Theorem der korrespondierenden Zustände.

Überführungsentropie, → Diffusionswärme.

Überführungswärme, svw. Diffusionswärme.

Überführungszahl, *Hittorfsche Ü.,* der Beitrag einer Ionenart in einer festen oder flüssigen Lösung zur gesamten elektrolytischen Leitfähigkeit. Die Ü. ist das Verhältnis der Beweglichkeit des betreffenden Ions zur Summe aller Ionenbeweglichkeiten.

Übergänge, Änderungen des energetischen Zustandes eines Mikroteilchens oder eines Systems von Mikroteilchen infolge innerer oder äußerer Ursachen. Man unterscheidet im Atomkern



Strahlungsübergang im Kern

Strahlungsübergänge und strahlungslose Übergänge. *Strahlungsübergänge* (Abb.) erfolgen durch Emission oder Absorption von γ-Strahlung. Dabei kann der angeregte Zustand direkt oder über mehrere Stufen in den Grundzustand übergehen. Die auftretende γ-Strahlung kann nach ihrer Multipolordnung und mittels der Paritäten π klassifiziert werden. Die *Multipolordnung* wird durch eine Auswahlregel für den Spin I_a des Anfangszustandes und den Spin I_e des Endzustandes eingeschränkt:
$|I_a - I_e| \leqq L \leqq |I_a + I_e|$. Dabei ist L die Quantenzahl des Drehimpulses des γ-Quants und 2^L die Ordnung des Multipolübergangs. Da die Übergangswahrscheinlichkeiten mit wachsendem L sehr stark abnehmen, wird praktisch stets nur der Übergang mit der kleinstmöglichen Multipolordnung $L_{min} = |I_a - I_e|$ realisiert. Das Produkt der Paritäten π_a und π_e beider Zustände ist gleich der Parität des γ-Quants π_γ. Ist $\pi_\gamma = (-1)^L$, dann spricht man von *elektrischer Multipolstrahlung* (E), $\pi_\gamma = -(-1)^L$ entspricht *magnetischer Multipolstrahlung* (M). Die einzelnen möglichen γ-Übergänge sind in der Tab. zusammengefaßt.

Multipolordnung	Symbol	L	π_γ
elektrische Dipolstrahlung	E 1	1	−1
magnetische Dipolstrahlung	M 1	1	+1
elektrische Quadrupolstrahlung	E 2	2	+1
magnetische Quadrupolstrahlung	M 2	2	−1
elektrische Oktupolstrahlung	E 3	3	−1
usw.			

Um die Wahrscheinlichkeit für den Übergang eines angeregten Kernzustandes in einen energetisch tiefer liegenden berechnen zu können, müssen Annahmen über die Wellenfunktionen beider Zustände gemacht werden. Das ist nur mit Hilfe eines Kernmodells möglich. Blatt und Weißkopf berechneten z. B. die Übergangswahrscheinlichkeiten auf der Grundlage eines Einteilchenmodells (→ Weißkopf-Einheit). Weitere Abschätzungen sind mit Hilfe des Kollektivmodells des Kerns vorgenommen worden.

Strahlungslose Übergänge treten auf, wenn der Kern seine Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron überträgt. Diesen Vorgang nennt man → innere Konversion.

Übergangselemente, *Übergangsmetalle,* im weiteren Sinne die Elemente, deren Atome unvollständig mit Elektronen besetzte innere *d*- oder *f*-Schalen haben, die mit wachsender Ordnungszahl aufgefüllt werden. In der Besetzung der äußeren Schalen unterscheiden sich Ü. der gleichen Gruppe kaum; sie sind sich also chemisch ähnlich.

Die Elektronen in den nichtaufgefüllten inneren Schalen befinden sich in hoch (10- bzw. 14fach) entarteten Zuständen und koppeln entsprechend der Hundschen Regel ihre Spin- und Bahnmomente. Atome der Ü. haben daher ein magnetisches Moment. Im Festkörper wird die Entartung durch Kristallfeld- und Kovalenzeffekte teilweise aufgehoben. So kommt es in *d*-Metallen und ihren Verbindungen zur Auslöschung der Bahnmomente, teilweise auch zum Verschwinden des atomaren magnetischen Moments. Soweit diese Momente erhalten bleiben, führt die Austauschwechselwirkung zwischen ihnen bei tiefen Temperaturen zu einer magnetischen Ordnung.

Man unterscheidet *d*-Übergangselemente, → Lanthanide und → Aktinide, wobei die Lanthanide zusammen mit den Aktiniden auch als *f*-Übergangselemente bezeichnet werden können. Zu den *d-Übergangselementen* (*Ü. im engeren Sinne*) gehören folgende Reihen des Periodensystems: von Skandium bis Nickel, von Yttrium bis Palladium und von Hafnium bis Platin, in denen jeweils die 3d-, 4d- und 5d-Schale aufgefüllt wird. Da Kupfer, Silber und Gold in ihren Verbindungen bei den häufigsten Oxydationsstufen unvollständig besetzte *d*-Niveaus haben, werden sie des öfteren ebenfalls zu den Ü.n gerechnet. Auch Zink, Kadmium und Quecksilber werden ihnen vielfach zugezählt, obwohl sie voll besetzte *d*-Niveaus haben.

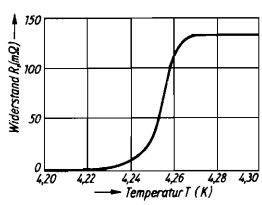
In einem festen Übergangsmetall bilden die Zustände der *d*-Elektronen enge *d*-Bänder, die meist mit den Leitungsbändern überlappen (→ Bandentartung). Daher verhalten sich die Leitungselektronen nicht wie freie Elektronen, sondern werden in ihrer Bewegung durch die *d*-Elektronen der Metallionen stark beeinflußt.

Gegenüber den *f*-Elektronen sind die *d*-Elektronen schwächer um die Kerne konzentriert. Die *d*-Bänder sind breiter, der mit der Hundschen Kopplung verbundene Energiegewinn übertrifft nur bei Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt und Nickel den für die Bildung atomarer Momente notwendigen Aufwand an kinetischer Energie. In Legierungen und Verbindungen ist die Tendenz zur magnetischen Ordnung jedoch allgemein ausgeprägt. Auf Grund der großen Abweichungen der magnetischen Momente vom Wert der freien Atome können die magnetischen Eigenschaften der *d*-Übergangselemente sowie ihrer Legierungen nur mit der Bändertheorie des Ferromagnetismus erklärt werden. Bei Verbindungen ist dagegen wegen des indirekten Austausches das Heisenberg-Modell oft eine sehr gute Näherung.

Übergangsenergie, → Fokussierung 3).

Übergangsgleichgewicht, → radioaktive Familien.

Übergangskurve eines Supraleiters, die graphische Darstellung des elektrischen Widerstands oder der magnetischen Suszeptibilität eines Leiters im Bereich des Übergangs von dem normalleitenden Zustand zum supraleitenden Zustand oder umgekehrt (Abb.). Dieser Übergang ist nie



Übergangskurve von Quecksilber

völlig sprunghaft, da keine idealen isotopenreinen metallischen Einkristalle hergestellt werden können und die Ü. e. S. durch thermodynamische Fluktuationen des Ordnungsparameters (→ Ginzburg - Landau - Ordnungsparameter) oberhalb der Übergangstemperatur abgerundet

wird. Die Breite der schmalsten Übergangskurven beträgt einige Tausendstel Grad.

Übergangsmetalle, svw. Übergangselemente.

Übergangsregion, svw. Magnetosheath.

Übergangsstrahlung, elektromagnetische Strahlung, die beim Durchgang schneller Elektronen ($\approx$ 10 bis 50 keV) durch die Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante, speziell auch an der an das Vakuum grenzenden Oberfläche eines Festkörpers, entstehen kann. Die Ü. wird dadurch verursacht, daß durch schnelle Elektronen in einem Festkörper angeregte Plasmaschwingungen an der Grenzfläche auch in Photonen zerfallen können.

Übergangstemperatur eines Supraleiters, *Sprungtemperatur eines Supraleiters, Umwandlungstemperatur eines Supraleiters,* die Temperatur des Übergangs vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand oder umgekehrt. Da der Übergang nicht völlig scharf ist, wird entweder die Temperatur angegeben, bei der elektrischer Widerstand oder magnetische Suszeptibilität 50 % des Werts im normalleitenden Zustand erreicht haben, oder man definiert als Ü. e. S. den Schnittpunkt der Tangente an den steilsten Teil der → Übergangskurve eines Supraleiters mit der Verlängerung des Verlaufs der Übergangskurve im normalleitenden Bereich. Beide Verfahrensweisen führen zu etwas verschiedenen Werten, so daß Angaben der Ü. e. S. nicht immer ohne weiteres vergleichbar sind.

Gelegentlich wird auch an Stelle der Bezeichnung Ü. e. S. die Bezeichnung → kritische Temperatur eines Supraleiters gebraucht, die eigentlich eine etwas eingeschränktere Bedeutung hat.

Übergangsvorgang, der Verlauf einer Zustandsgröße eines Systems beim Übergang aus einem stationären in einen neuen stationären Zustand nach einer sprunghaften Störung. Für stetige lineare zeitinvariante Systeme spielt der Einheitssprung (→ Signal) $\mathbf{1}(t) = \{1 \text{ für } t \geqq 0, 0 \text{ für } t < 0\}$ eine besondere Rolle. Der zugehörige Ü. wird als *Übergangsfunktion* $h(t)$ bezeichnet. Dieser Ü. charakterisiert das Übertragungsverhalten eines solchen Gliedes vollkommen. Der Ü. von zeitlich variablen Systemen, z. B. von Systemen, die durch lineare Differentialgleichungen mit zeitlich veränderlichen Koeffizienten beschrieben werden, hängt von dem Zeitpunkt ab, zu dem das System mit der sprungförmigen Störung beaufschlagt wird; sie hat die Form $h(t_1, t)$. Ihre Ableitung nach t wird als *Gewichtsfunktion* $g(t_1, t) = \dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} h(t_1, t)$ bezeichnet. Dies ist die Reaktion des Systems auf einen Diracschen δ-Impuls, $\delta(t)$ bzw. $\delta(t - t_1)$, wenn das System sich im Nullzustand befunden hat, in dem seine Energiespeicher alle entladen sind. Die Gewichtsfunktion vermittelt in diesem Zustand zwischen Ursache $y(t)$ und Wirkung $x(t)$ nach der Beziehung $x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t - t')\, y(t')\, \mathrm{d}t'$.

Dieses Integral heißt *Faltungsintegral.*

Übergangswahrscheinlichkeit, die auf die Zeiteinheit bezogene Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein physikalisches System von einem quantenmechanischen Zustand in einen anderen übergeht (→ Übergänge). Die Ü. vom Grundzustand in einen angeregten Zustand bezeichnet man auch als Anregungswahrscheinlichkeit (→ Anregung). Wirken keine äußeren Kräfte, können nur Übergänge von angeregten in energetisch tiefer gelegene Zustände stattfinden. Die Ü. ist 0, wenn der Übergang durch eine → Auswahlregel verboten ist. Die induzierte Emission wird durch → Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeiten beschrieben.

Übergigant, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Überhitzung, thermodynamisch metastabiler Zustand, in dem ein Stoff bei einer Temperatur vorliegt, bei der er sich schon in die nächsthöhere Phase hätte umwandeln müssen. Beim Übergang flüssig/gasförmig gelingt eine Ü., wenn man die Dampfblasenbildung verhindert und das System vor Erschütterung schützt (Siedeverzug, → Sieden). Nicht realisierbar ist die Ü. beim Übergang fest/flüssig.

Dampf wird als überhitzt bezeichnet, wenn er sich über seiner Kondensationstemperatur, also im ungesättigten Zustand befindet.

Überkorrektion, → Abbildungsfehler.

überkritische Zustände der Materie, die Zustandsformen der Materie, wenn Druck und Temperatur oberhalb der kritischen Werte p_k und T_k liegen. Im kritischen Punkt werden im Gleichgewicht stehende Flüssigkeits- und Dampfphase identisch, man bezeichnet den Bereich, in dem keine Unterschiede zwischen flüssigem und gasförmigem Zustand mehr existieren, als *fluiden Zustand.* Für den Übergang fest/flüssig, d. h. für die Schmelzdruckkurve, existiert kein kritischer Punkt. Befriedigende Zustandsgleichungen $F(p, V, T) = 0$ für fluide Phasen oberhalb T_k und p_k, die eine sichere Voraussage über die Dichte als Funktion von p und T erlauben, existieren faktisch nicht; man ist fast ausschließlich auf experimentelle Bestimmungen angewiesen.

Die kritischen Drücke der meisten Substanzen liegen im Bereich von etwa 30 bis 150 atm. Die kritischen Temperaturen polarer Stoffe liegen höher als die der unpolaren, besonders hoch sind die der stark polaren Salze. Die kritischen Temperaturen der Metalle liegen oberhalb von 1500 °C. Die kritischen Dichten der meisten Stoffe betragen etwa $^1/_3$ der Dichte bei Normaldruck.

Bei unpolaren Stoffen setzt (unter geringem Druck) mit zunehmender Temperatur thermische Dissoziation ein, die weiterhin in thermische Ionisation übergeht und schließlich zur Bildung eines Plasmas mit fast ausschließlicher Elektronenleitfähigkeit führt. Dagegen bedingt eine Druckerhöhung bei mäßigen Temperaturen den Übergang in eine dichte, elektrisch nichtleitende fluide Phase.

Der feste Zustand wird erreicht, ehe die Ionisationsenergie der Atome und Moleküle infolge der gegenseitigen Annäherung soweit herabgesetzt wird, daß eine merkliche Ionisation und Leitfähigkeit entsteht. In diesem Bereich bleibt die Molekularpolarisation im wesentlichen unverändert. Über die Zustände bei extrem hohen Drücken und Temperaturen ist noch wenig bekannt. Messungen an Argon deuten darauf hin, daß bei etwa $700 \cdot 10^3$ atm und 13000 K metallische Leitung einsetzt.

Metalle liegen bei geringem Druck und geringer überkritischer Temperatur als Atome vor.

überlagerter Kerbeffekt

Mit der Steigerung des Drucks gehen sie unter Assoziatbildung in eine fluide Phase über, die eine größere Leitfähigkeit aufweist, als sie gemäß der Ionisation der isolierten Atome zu erwarten wäre. Die Leitfähigkeit wächst bei noch höherem Druck innerhalb eines relativ kleinen Druckbereichs bis zur Leitfähigkeit metallischer Festphasen, in die der Stoff beim Überschreiten der Schmelzdruckkurve übergeht. Bei einer weit über T_k hinausgehenden Steigerung der Temperatur entstehen durch thermische Ionisierung Plasmen mit je nach dem Druck verschiedenen Dichten.

Bei polaren Stoffen ist die unterschiedliche Elektronenaffinität der das Molekül aufbauenden Atome für ihr Verhalten in ü.n Z.n d. M. bestimmend. Bei niedrigen Drücken tritt mit zunehmender Temperatur eine thermische Dissoziation in Atome (Radikale), weiterhin in positive und negative Ionen und schließlich in ein Plasma ein.

Bei Zunahme der Dichte besteht eine damit wachsende Tendenz zur Bildung definierter Assoziate, vorwiegend bei Molekülen mit hohem Dipolmoment, z. B. bei Salzen wie Alkalihalogeniden, etwas geringer ausgeprägt bei Substanzen mit Wasserstoffbrücken. Wasserstoffbrücken werden bei überkritischen Temperaturen vielfach zerstört, z. B. beim Wasser. Die Dielektrizitätskonstanten steigen infolge der gegenseitigen Annäherung der Dipolmoleküle stark an. Die Dissoziation von Wasser nimmt mit Druck und Temperatur erheblich zu. Bei $700 \cdot 10^3$ atm und einer Dichte von $\varrho = 1{,}7\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ beträgt das Ionenprodukt $[H^+]\,[OH^-]$ etwa $10^{-3}\,\mathrm{mol^2\,dm^{-2}}$ im Vergleich zu $10^{-14}\,\mathrm{mol^2\,dm^{-2}}$ bei Normalbedingungen. Bei weiterer Temperaturerhöhung nähert sich sein Verhalten dem eines geschmolzenen Salzes an, während bei extrem hohen Drücken und Temperaturen wahrscheinlich — so auch generell bei allen polaren Substanzen — eine Phase mit metallischem Charakter entsteht.

Die gegenseitige Mischbarkeit bzw. Löslichkeit von Stoffen kann sich in ü.n Z.n von den Normalwerten unterscheiden. So ist z. B. oberhalb von 400 °C und einigen tausend Atmosphären Wasser mit Argon oder Kohlendioxid in allen Verhältnissen mischbar. Die Löslichkeit von schwerflüchtigen Stoffen, z. B. Salzen in überkritischem Wasser, kann um Zehnerpotenzen höher liegen als dem Dampfdruck der betreffenden Substanzen bei diesen Temperaturen entsprechen würde. Auch die Dissoziation von Salzen in überkritischem Wasser findet statt, wobei die molare Leitfähigkeit im Maximum mehr als das Zehnfache derjenigen in flüssigem Wasser bei Normaltemperatur beträgt. Hydrolysevorgänge sind in überkritischem Wasser stark begünstigt.

Als *überdichte* (*superdichte*) *Materie* bezeichnet man Materie mit Dichten von mehr als etwa $10^5\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$, wie sie wahrscheinlich in weißen Zwergsternen und in Neutronensternen existiert. Im Bereich von 10^5 bis etwa $3 \cdot 10^{11}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ entarten die Elektronen des Atomes so stark, daß die Entartungsenergie die Bindungsenergie an die Atomkerne übersteigt, sie verteilen sich mehr oder weniger gleichmäßig im Raum zwischen den Atomkernen. Diese werden durch die zwischen ihnen wirkenden Coulomb-Kräfte, ähnlich wie bei Normaltemperaturen, in einem Raumgitter fixiert, das zu seiner Zerstörung, d. h. zum „Schmelzen" etwa eine Temperatur von 10^8 K benötigen würde. Bei Dichten über etwa $10^8\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ nähert sich die Geschwindigkeit der Elektronen der Lichtgeschwindigkeit. Sie dringen in die Kerne ein und führen hier über inverse β-Zerfälle zur Bildung von Neutronen. Die Kerne werden überreich an Neutronen, jedoch entstehen noch keine freien Neutronen. Bei Dichten von $3 \cdot 10^{11}$ bis $3 \cdot 10^{14}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ lösen sich die neutronenüberreichen Kerne langsam auf, es entsteht ein „See" von gleichmäßig verteilten Elektronen, der von einem „See" (Fermi-Gas) gleichverteilter Neutronen durchdrungen ist, in die neutronenreiche Kerne eingebettet sind. Bei weiterer Kompression erreicht die Dichte der freien Neutronen die der in den Kernen gebundenen, so daß die Kerne aufhören zu bestehen.

Es entsteht eine Mischung, die vorwiegend Neutronen, Protonen und Elektronen jedoch nur zu einem geringen Anteil, enthält. Bei einem Anteil der letzteren von je 10% kommt es zur Bildung von μ^- und π^--Mesonen. Schließlich bilden sich bei Dichten oberhalb von $10^{15}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$ Σ^--Teilchen und andere Hyperonen. Für noch höhere Dichten (etwa $10^{16}\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$) sagt die Theorie keine existenzfähige Materie mehr voraus.

überlagerter Kerbeffekt, die Superposition der Kerbfaktoren kleiner Kerben, die sich in der Nähe einer großen Kerbe befinden, so daß besonders gefährliche Spannungsspitzen entstehen.

Lit. Vocke: Räumliche Probleme der linearen Elastizität (1. Aufl. Leipzig 1968).

Überlagerungsempfang, in der Nachrichtentechnik die heute gebräuchlichste Art des Hochfrequenzempfangs. Bei dem kaum noch üblichen Geradeausempfang werden die von einem Sender ausgestrahlten elektromagnetischen Wellen durch eine auf die gewünschte Wellenlänge abgestimmte selektive Verstärkeranordnung verstärkt und dann demoduliert. Demgegenüber wird beim Ü. die empfangene Frequenz mit einer von einem lokalen Oszillator erzeugten Hilfsfrequenz überlagert (gemischt) und das dabei entstehende untere bzw. obere Seitenfrequenzband ausgesiebt, selektiv weiterverstärkt und anschließend demoduliert. Die Oszillatorfrequenz liegt normalerweise höher als die Empfangsfrequenz; die ausgesiebte Frequenz ist meist die Differenzfrequenz zwischen einfallender Frequenz und Oszillatorfrequenz und wird als Zwischenfrequenz bezeichnet. Die Zwischenfrequenz für den UKW-Bereich ist in Europa einheitlich auf 10,7 MHz festgelegt, für den Lang-, Mittel- und Kurzwellenbereich liegt sie zwischen 440 und 490 kHz.

Der Hauptvorteil beim Ü. ist, daß die Selektionsglieder, z. B. die Bandfilter, fest auf die Zwischenfrequenz abgestimmt und mit hoher Qualität und entsprechend enger Bandbreite ausgeführt werden können. Dadurch läßt sich eine große Flankensteilheit und eine geringe Bandbreite der Selektionskurve und damit eine hohe Trennschärfe erreichen. Ein weiterer Vorteil ist, daß die Verstärkung der empfangenen elektromagnetischen Wellen bei niedrigeren Frequenzen erfolgt und damit leichter verzer-

rungsfrei möglich ist. Besonders in Betriebsempfängern wird eine zweimalige Frequenzumsetzung vorgenommen. Dadurch braucht die erforderliche Verstärkung nicht bei einer Zwischenfrequenz zu erfolgen. Bei sehr hohen Verstärkungsgraden kann durch diese Maßnahme die Schwingneigung herabgesetzt und gleichzeitig die Selektion verbessert werden.

Überlagerungsempfänger werden auch als *Superheterodyneempfänger*, abg. *Superhet* oder *Super*, bezeichnet.

Überlagerungsprinzip, svw. Superpositionsprinzip.

Überlappung, Maß für die gegenseitige Durchdringung der Ladungswolken zweier Elektronen. Bei den an einer chemischen Bindung beteiligten Elektronen ist die Ü. Voraussetzung für das Zustandekommen einer Bindung. Das quantenmechanische Maß für die Ü. ist das *Überlappungsintegral* $S = \int_V \psi_A^* \psi_B \, d\tau$, wobei ψ_A und ψ_B die Zustandsfunktionen der beiden sich überlappenden Elektronen A und B sind und ψ_A^* die zu ψ_A konjugiert komplexe Funktion bedeutet. $d\tau$ ist das Volumenelement des Raumbereichs V, in dem die Elektronenwellenfunktionen definiert sind.

Überlappungsintegral, → Überlappung, → Austauschwechselwirkung.

Überlichtgeschwindigkeit, größere Geschwindigkeit als die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen. Es ist zwischen der physikalischen Bedeutung einer Ü. in Medien mit einem Brechungsindex $n(\omega)$ und der Ü. im Vakuum zu unterscheiden.

In einem Medium sind zu unterscheiden:

1) die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen; das ist die Phasengeschwindigkeit

$$c_p = c/n(\omega) = \omega/k, \qquad (1)$$

wobei ω die Frequenz, k die Wellenzahl und c die Vakuumgeschwindigkeit sind.

2) die Gruppengeschwindigkeit c_G einer Wellengruppe, die sich aus Wellen mit nur gering differierender Wellenlänge aufbaut; sie ist gegeben durch

$$c_G = c_p - \lambda(dc_p/d\lambda) = d\omega/dk, \qquad (2)$$

wobei λ die Wellenlänge der Wellen ist, aus denen die Wellengruppe besteht.

3) die Grenzgeschwindigkeit, mit der sich Signale ausbreiten können. Sie ist gemäß der Relativitätstheorie gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit c.

In einem Medium mit $n > 1$ können sich deshalb Signale mit Ü. fortpflanzen in dem Sinne, daß ihre Geschwindigkeit größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen c_p und bei normaler → Dispersion $(dc_p/d\lambda) > 0$ auch größer als die Gruppengeschwindigkeit c_G ist, mit der sich elektromagnetische Signale ausbreiten, aber in jedem Fall kleiner oder höchstens gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Das ist z. B. für schnell bewegte Ladungen im Zusammenhang mit dem → Tscherenkow-Effekt der Fall.

Bei anomaler Dispersion $(dc_p/d\lambda < 0)$ wird die Gruppengeschwindigkeit c_G größer als die Phasengeschwindigkeit c_p.

In einem Medium, in welchem der Brechungsindex n für manche Wellenlängen kleiner als 1 wird, kann die zugehörige Phasengeschwindigkeit c_p größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit werden. Auch hier hat die Phasengeschwindigkeit jedoch nichts mit der Signalgeschwindigkeit zu tun, so daß kein Widerspruch zur Relativitätstheorie besteht.

Im Vakuum sind Phasengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen identisch und gleich der Grenzgeschwindigkeit für Signale überhaupt. Ü. bedeutet hier, soweit Signale und nicht Phasengeschwindigkeiten, etwa von Materiewellen, deren Phasengeschwindigkeit immer größer als c ist, gemeint sind, tatsächlich die Ausbreitung einer Wirkung außerhalb des → Lichtkegels. Nach der Kinematik der speziellen Relativitätstheorie wäre der zu solchen Wirkungen gehörige vierdimensionale Energie-Impuls-Vektor P^μ ein raumartiger Vektor. Die Quanten, die solche Wirkungen übertragen, hätten damit eine (imaginäre) Ruhmasse m_0 mit negativem Quadrat:

$$m_0^2 = \eta_{\mu\nu} P^\mu P^\nu < 0. \qquad (3)$$

Sie hätten in jedem Bezugssystem Ü. und könnten nicht auf Lichtgeschwindigkeit oder Unterlichtgeschwindigkeit abgebremst werden. Solche Teilchen sind also kinematisch möglich und mit dem → Relativitätsprinzip vereinbar, aber nicht mit dem Kausalitätsprinzip verträglich. Denn das Kausalitätsprinzip verlangt von einer Wirkung, die zwei Ereignisse verbindet, daß unabhängig vom Bezugssystem das eine die zeitlich früher liegende Ursache des anderen ist. Für raumartig zueinander liegende Ereignisse trifft das aber gerade nicht zu.

überlineares System, → nichtlineare Schwingungen.

Übermikroskop, svw. Durchstrahlungselektronenmikroskop.

Überriesen, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Übersättigung, svw. Unterkühlung.

Überschallströmung, → Strömung.

Überschiebung, eine für Tensoren definierte Rechenoperation, → Tensor.

Überschlag, eine Funken- oder Lichtbogenentladung zwischen spannungsführenden Teilen (Elektroden) längs der Oberfläche fester Isolierstoffe in Luft. Der Ü. entsteht durch die gleichen physikalischen Vorgänge wie der → Durchschlag.

Als *Überschlagweg* bezeichnet man die kürzeste Verbindung längs der Oberfläche zwischen den Elektroden. Da die Durchschlagsfestigkeit des umgebenden Mediums kleiner ist als die des festen Isolierstoffs, sind Isolationen mit Grenzflächen im allgemeinen nicht durchschlagbar. Eine Besonderheit bilden Isolationen mit Schräggrenzflächen. Bei diesen verlaufen elektrische Feldlinien durch Luft und durch den festen Isolierstoff zu anderen Elektroden. Auf solchen Wegen ist die Isolierung nach starken Vorentladungen (Gleitentladungen) mit *Gleitfunkenbildung* durchschlagbar. Zur Erhöhung der *Überschlagspannung*, bei der gerade noch kein Durchbruch einsetzt, wird der Überschlagweg durch Rippen (Schirme) vergrößert.

Der Ü. gefährdet durch Wärmewirkung die Isolatoren; deshalb wird durch Schutzarma-

turen, die als Ringe um die Elektroden ausgeführt werden, das Feld homogenisiert. Da in diesem Fall ein Durchschlag zwischen den Armaturen durch die Luft erfolgt, wird der Lichtbogen von den Isolatoren ferngehalten.

Übersichtigkeit, → Augenoptik.

Überspannung, 1) *elektrische Ü.*, a) eine Betriebsspannung, die über der Nennspannung liegt, wobei meist bis 10% Abweichung zugelassen sind.

b) eine Spannung, deren Höhe elektrische Anlagen oder Geräte gefährdet und durch plötzliche Belastungsänderungen, Schaltvorgänge, Kurz- und Erdschlüsse sowie durch atmosphärische Entladungen entstehen kann. Ü.en können zum → Durchschlag und damit zur Zerstörung der Isolation führen. Beim *Überspannungsschutz* unterscheidet man Einrichtungen, die das Entstehen von Ü.en erschweren (z. B. Erdseile über Freileitungen in Hochspannungsnetzen, Vorkontakte mit Reihenschlußwiderständen an Schaltern) und Geräte, die Schäden durch Ü.en vermeiden oder vermindern (z. B. Überspannungsableiter, d. s. Hörnerableiter oder Ventilableiter mit spannungsabhängigem Widerstand und Funkenstrecke, wozu auch die Katodenfallableiter gehören).

Ü.en, die sich längs der Leitungen infolge atmosphärischer Entladungen wellenartig fortpflanzen, nennt man *Wanderwellen*.

2) *elektronische Ü.*, → Elektrodenvorgänge.

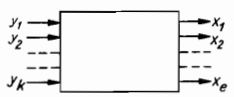
Überspannungstensor, ein Tensor, der in Werkstoffgesetzen zur Erfassung des Geschwindigkeitseinflusses auftritt, die in Anlehnung an Bingham die Form $\dot{e}_{ij} = 2\eta T_{ij}$ haben. Dabei ist η eine Stoffkonstante. Der Ü. T_{ij} wird in Abhängigkeit von der Fließbedingung definiert.

Überstrom, ein Strom in elektrischen Anlagen, Maschinen und Geräten, der höher als der Nennstrom ist und vor allem unzulässige Erwärmungen hervorruft.

Überstruktur, → Mischkristall.

Übertrager, → Transformator.

Übertragungsglied, System, dessen wesentliche Größen in zwei Klassen y_i, $i = 1, 2, \ldots, k$, und x_j, $j = 1, 2, \ldots, l$, so eingeteilt werden können, daß die x_j kausal von den y_i abhängen, d. h., daß die y_i die x_j beeinflussen, während die x_j keinerlei Rückwirkung auf die y_i ausüben. Die Größen y_i heißen die *Eingangsgrößen* und die x_j die *Ausgangsgrößen* des Ü.es. Zur geometrischen Darstellung dieser Ursache-Wirkung-Beziehung verwendet man das Blockschaltbild (Abb.). Zu



Blockschaltbild eines Übertragungsgliedes

der gerichteten Wirkungsweise kommt es in der Regel nur dann, wenn die fast stets vorhandene Rückwirkung der Größen x_j auf die y_i vernachlässigt werden kann.

Ein Meßglied z. B. zur Messung der elektrischen Spannung oder des Druckes oder ein Thermometer hat als Eingangsgröße die Meßgröße und als Ausgangsgröße die Anzeigegröße. Ein Schalter hat als Eingangsgröße die Schaltbewegung und als Ausgangsgröße eine binäre Größe, die den Schaltzustand charakterisiert.

Für ein lineares Ü. gilt für die Ursache-Wirkung-Beziehung das *Gesetz der linearen Superposition*, nach dem einer linearen Überlagerung von Ursachenverläufen als Wirkung die gleiche lineare Überlagerung der Einzelwirkungen entspricht.

Ein Ü. heißt *kausal* oder *realisierbar*, wenn der Wert der Wirkung zu einem bestimmten Zeitpunkt nicht abhängig ist von den Werten der Ursache zu späteren Zeitpunkten.

Ein Ü. heißt *zeitinvariant*, wenn bei seinem Übertragungsverhalten die Wahl eines zeitlichen Bezugspunktes keine Rolle spielt, d. h., wenn Versuche an dem Ü. reproduzierbar in aufeinanderfolgenden Zeitabschnitten durchgeführt werden können. Danach entspricht einer um eine Zeit τ verzögerten Ursache eine um die gleiche Zeit τ verzögerte Wirkung.

Ein Ü. heißt *mehrdimensional*, wenn es mehr als eine Eingangsgröße oder mehr als eine Ausgangsgröße hat.

Das Verhalten des Ü.es kann von der Zeit und von der Vorgeschichte abhängen. Ist sein Verhalten von der von ihm verarbeiteten Information unabhängig, so kann man es durch *Übertragungsoperatoren* beschreiben.

Übertragungsoperator, in der Kybernetik die Zuordnungsvorschrift, die jedem Signal einer Signalmenge D_F eindeutig ein Signal einer Signalmenge W_F zuordnet; D_F ist der *Definitionsbereich* und W_F der *Wertbereich* des Operators $\hat{F}$. Er gibt in der erforderlichen Reihenfolge die Operationen an, die auf Zeitverläufe der Eingangsgrößen $y(t)$ eines Übertragungsgliedes anzuwenden sind, um die entsprechenden Zeitverläufe der Ausgangsgrößen $x = \hat{F}y$ zu erhalten.

Die Grundschaltungen von Übertragungsgliedern führen zu Rechenoperationen zwischen den zugehörigen Operatoren.

Die Grundeigenschaften von Übertragungsgliedern übertragen sich auf die Ü.en. Die *Linearität* besagt $\hat{F}(k_1y^1 + k_2y^2) = k_1\hat{F}y^1 + k_2\hat{F}y^2$, die *Kausalität* dagegen besagt, daß in $x(t) = \hat{F}y(t)$ die Größe $x(t)$ nur von den Werten $y(t')$ mit $t' \leqq t$ abhängt. Die *Zeitinvarianz* schließlich wird durch $\hat{F}y(t - \tau) = x(t - \tau)$ für alle $\tau \geqq 0$ beschrieben. Die *dynamische Beschreibung* von Übertragungsgliedern bedeutet die Angabe ihres Ü.s.

$\hat{F}$ ist vollkommen bestimmt durch seinen Algorithmus, d. h. durch die Angabe des Ablaufs der durch F bewirkten Operationen. Diese Tatsache nützt für Systemidentifikationsprobleme nichts. Hier ist $\hat{F}$ festgelegt durch die Gesamtheit aller durch seine Wirkung einander zugeordneten Paare von Signalen $(y(t), x(t))$.

Da diese Paarmenge in der Regel nicht erschöpfend charakterisiert werden kann, spielen die Ü.en eine besondere Rolle, zu deren Bestimmung die Angabe eines einzigen Signalpaares $(y_0(t), x_0(t))$ ausreichend ist. Hier benutzt man zur Identifikation des Ü.s die Testsignale.

Überversetzung, svw. Kinke.

Überwachungsbereich, Bereich in einer Einrichtung, die Quellen ionisierender Strahlung anwendet, in dem die Beschäftigten nicht mehr als $^1/_{10}$ der für beruflich strahlungsexponierte Personen maximal zulässigen Dosen erhalten können (→ Strahlenschutzgrenzwerte). Ein Ü.

grenzt im allgemeinen an einen → Kontrollbereich an. Im Ü. sind bestimmte Kontrollen des → Strahlenschutzes durchzuführen.

Übler-Effekt, das Stehenbleiben von Blasen oder Schwebekörpern in einer beschleunigten Strömung einer viskoelastischen Flüssigkeit, z. B. durch ein sich verengendes Rohr unter der Wirkung sekundärer Normalspannungen.

UBV-System, → Helligkeit.

Uehling-Uhlenbeck-Gleichung, → kinetische Theorie.

$U^{3/2}$-Gesetz, → Raumladungsgebiet.

ug-Kern, Kern mit *u*ngerader Protonenzahl und *g*erader Neutronenzahl.

UHF, → Frequenz.

***U*-hoch-drei-Halbe-Gesetz,** → Raumladungsgebiet.

Uhr, Gerät zur Zeitanzeige (Uhrzeit) oder zur Zeitmessung (Zeitdauer). U.en als Zeitanzeiger können als mechanische, als elektrische oder als elektromechanische U.en ausgeführt sein. Ihre Hauptbestandteile sind in jedem Fall das Gehwerk und das Anzeigewerk mit Zifferblatt und Zeiger.

1) *Mechanische U.en* haben ein Gehwerk aus Antrieb, Laufwerk, Hemmung und Gangregler. Der *Antrieb* hat die Aufgabe, die zum Betrieb der U. erforderliche Energie aufzubringen. Das geschieht durch das Sinken einer Aufzugmasse („Gewicht") oder durch das Entspannen einer Zugfeder, die zuvor gespannt wird, z. B. mittels einer Flügelschraube (bei Weckeruhren) oder mittels einer Krone (bei Taschen- und Armbanduhren), oder die durch einen Rotor angetrieben wird (bei bestimmten automatischen U.en) bzw. durch einen Synchronmotor (bei Synchronuhren). Das *Lauf-* oder *Gehwerk* ist ein Zahnradgetriebe, das die Untersetzung des vom Antrieb gelieferten Drehmomentes vornimmt. Das Laufwerk, dessen letztes Rad man als Gang- oder Steigrad bezeichnet, wird von der *Hemmung* periodisch gehemmt und wieder freigegeben, um durch die dabei erzeugten Impulse den Gangregler anzutreiben. Hemmungen wurden erst bei der Entwicklung der Pendeluhren notwendig, um die Pendelschwingungen unter Kontrolle zu halten. Die ältesten bekannten Hemmungen waren Haken- oder Ankerhemmungen mit zwei Hebelarmen, die in schräg geschnittene Zähne des Steigrades eingreifen. Eine wesentliche Verbesserung stellte die 1710 erfundene Graham-Hemmung dar, die aus Steigrad und Anker besteht. Während der Anker die Schwingungen des Pendels mitmacht, greifen an den Enden der Ankerarme angebrachte Klauen abwechselnd in die Lücken der Zähne des Steigrades ein, dessen Drehung bei jeder Schwingung gehemmt wird und gleichzeitig dem Pendel einen Impuls erteilt. 1890 erfand Riefler eine freie Hemmung, bei der das an drei Blattfedern hängende Pendel völlig frei schwingt. Der Balken, an dem das Pendel hängt, ist mittels Schneiden auf Pfannen gelagert; seine Drehachse fällt mit der Biegungsachse der Blattfedern zusammen. Der Anker ist ebenfalls an dem Balken aufgehängt. Die Chronometerhemmung wurde 1748 in Frankreich für Schiffsuhren erfunden. Sie hat ein mit schrägen Spitzzähnen versehenes Steigrad, das als Doppelrad mit einer gemeinsamen Achse ausgeführt ist, wobei das eine als Hebungsrad, das andere als Ruherad wirkt. Das Ruherad hemmt die Bewegung des anderen Rades, bis es von einer Federhemmung freigegeben wird. Der *Gangregler* oder *Gangordner* ist der eigentliche zeitmessende Teil der U. Er ist entweder ein Pendel, insbesondere bei ortsfesten U.en (Pendeluhren), oder eine Unruh (Unruhuhren). Die Unruh hat die Form eines metallenen Schwungringes, dessen Achse bei guten U.en in einem Edelsteinlager (Rubin) läuft. Eine feine Spiralfeder, deren eines Ende mit der Unruhachse in Verbindung steht, während das andere fest eingespannt ist, speichert die erforderliche Energie für den Antrieb, um sie dann wieder abzugeben. Die Unruh vollführt Drehschwingungen um ihre Gleichgewichtslage. Im Gegensatz zum Pendel ist ihr Ausschlag auch bei großen Amplituden ohne Einfluß auf die Schwingungsdauer. Temperatureinflüsse können durch Verwendung entsprechender Werkstoffe weitgehend vermieden werden.

Ein Charakteristikum von U.en als Zeitanzeigern ist der *Gang*. Man versteht darunter im allgemeinen die Zeitdifferenz zwischen der Anzeige und der tatsächlichen Zeitdauer von 24 h, die mit einem Normalzeitmeßgerät oder aus astronomischen Beobachtungen gewonnen wird. Die Gangschwankung gibt an, um welchen Betrag sich der Gang innerhalb von 24 h ändert; sie ist ein Maß für die Güte einer U. *Astronomische Pendeluhren* hatten bereits eine mittlere Gangschwankung von nur wenigen tausendstel Sekunden. Unter den *Präzisions-Pendeluhren* haben einige als Normaluhren besondere Bedeutung erlangt, so daß sie noch heute die Namen ihrer Erbauer tragen. Dazu gehört die Glashütter *Stübnersche astronomische Sekunden-Pendeluhr*. Ihre Anschläge bestanden aus eisenfreiem Messing. 1939 baute Schuler in Göttingen eine Pendeluhr mit elektromagnetischer Anordnung, die von einer Hilfs- oder von einer Arbeitsuhr gesteuert wird oder durch Selbstantrieb des Pendels arbeitet (*Schuler-Uhr*). Jeweils nach einer halben Stunde wird die Antriebsuhr etwa 1 min lang von dem Ausgleichspendel mittels eines Lichtstrahls auf eine Photozelle synchronisiert. Neu war auch die Schneidenaufhängung (ähnlich der bei Waagen mit Schneide und Pfanne). Diese U. hatte einen Gangfehler von 0,01 s/d. Die *Riefler-Uhr* der Sternwarte in München zeigte einen überraschend regelmäßigen Gang; innerhalb 24 h ging sie höchstens $1 \cdot 10^{-2}$ s vor oder nach, d. h., ihre relative Meßunsicherheit betrug etwa $4 \cdot 10^{-10}$. Später wurde sie von Strasser in Glashütte für astronomische Zwecke noch vereinfacht (*Strasser-Uhr*). Als genaueste Pendeluhr galt lange Zeit hindurch die *Short-Uhr* in Greenwich. Sie wurde durch die Pendeluhr des Moskauer Wissenschaftlers Fetschenko übertroffen, die in 24 h nur $2 \cdots 3 \cdot 10^{-4}$ s vor- oder nachgeht (*Fetschenko-Uhr*). Ihre relative Meßunsicherheit beträgt $3 \cdot 10^{-10}$ und kommt damit der Meßunsicherheit einer Quarzuhr sehr nahe.

Die mit einem Synchronmotor angetriebenen Zeitmeßgeräte bezeichnet man als *Synchron-Uhren*; sie werden für die verschiedensten Zwecke gebaut, z. B. als Gebrauchs-, Stopp- und Präzisionsuhren, als Zeitzähler zur Zeitmessung und als Zeitschreiber. Entscheidend für ihre

Ganggenauigkeit ist die Frequenz der Wechselspannung, mit der ihr Motor betrieben wird.

2) *Elektrische U.en* sind häufig Bestandteil von Zeitverteilungsanlagen. Als eigentliches Zeitmeßgerät dient eine Pendeluhr hoher Präzision. Ihre Anzeige wird mittels elektrischer Impulse auf mehrere Empfänger, die Nebenuhren, übertragen. Außer einem Antrieb durch Massestücke benutzt man kontakt- oder transistorgesteuerte elektrische Antriebe sowie Hauptuhren mit Quarzsteuerung, deren Gangfehler 4 ms/d beträgt.

3) *Elektromechanische Gebrauchsuhren* erhalten als Batterieuhren ihre Antriebsenergie von einer eingebauten Batterie. Mittels eines kontaktgesteuerten Elektromagneten wird ihr Federwerk aufgezogen. Elektrisch gesteuerte Batterieuhren werden unmittelbar von der Batterie angetrieben. Der Antrieb der transistorgesteuerten Batterieuhr erfolgt durch eine 1,5-V-Batterie mit 2,5···3 A · h; der Stromverbrauch beträgt 1,6 A · h/Jahr.

4) *U.en für spezielle Zwecke.* Die *Stoppuhr* dient zur Kurzzeitmessung, sie zählt nur 0,2 oder 0,1 s, so daß Zeitintervalle nur für diese genau abgelesen werden können. Bei handbetriebenen Stoppuhren spielt außerdem der „persönliche Fehler" (→ Fehler) des Beobachters eine Rolle, der einige Zehntelsekunden ausmachen kann. *Chronometer* sind sehr präzise arbeitende Spezialuhren für die See- und Luftfahrt, sie werden oft auch als Marinechronometer bezeichnet. Infolge der kardanischen Aufhängung ihres Meßwerks sind sie gegen alle Erschütterungen unempfindlich und von der jeweiligen Lage unabhängig, so daß sie als Geräte der astronomischen Navigation geeignet sind. Nach internationaler Vereinbarung von 1951 ist das Chronometer „eine in verschiedenen Lagen und Temperaturen feingestellte und sorgfältig regulierte Präzisionsuhr". Chronometer werden amtlich geprüft (in der DDR vom ASMW) und erhalten einen „Gangschein", der international anerkannt wird. Elektronische Marinechronometer zeigen bei konstanter Temperatur eine Gangabweichung $\leqq 0{,}01$ s/d, bei Temperaturschwankungen zwischen +4 und +36 °C eine Gangschwankung $\leqq 0{,}05$ s/d. *Chronographen* sind Geräte zur Zeitregistrierung, insbesondere für wissenschaftliche Zwecke. Die gemessenen Zeiten werden auf einem laufenden Papierstreifen markiert, wobei Zeitspannen von 10^{-4} s erreicht werden.

Im allgemeinen Sprachgebrauch werden oft fälschlicherweise Meßgeräte mit Kreisskalen als U.en bezeichnet, obwohl es sich dabei in den meisten Fällen um → Zähler handelt.

5) *U.en zur Messung von Zeitintervallen mit sehr hoher Präzision* sind die → Quarzuhr, die → Elektronenuhr sowie die → Atomuhr bzw. Moleküluhr. Atomuhren dienen im Zusammenhang mit der von der XIII. Generalkonferenz für Maß und Gewicht 1967 angenommenen physikalischen Definition der Sekunde als Zeitetalone.

Uhren im Schwerefeld, → universelle Zeit.

Uhrenparadoxon, → Zwillingsparadoxon.

UHV, Abk. für Ultrahochvakuum, → Vakuum (Tab.).

***u*-Kanal,** → analytische S-Matrix-Theorie.

UKW, → Frequenz.

Ulbrichtsche Kugel, → Lichtstrommessung.

Ultradünnschnittverfahren, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Ultrafiltration, die Entfernung von gelösten Teilchen im Bereich von kolloiden bis zu molekularen Dimensionen aus einer Lösung, indem diese durch eine Membran geeigneter Porengröße gepreßt wird. Die U. ist verwandt mit der umgekehrten Osmose, sie erfolgt aber im Unterschied zu dieser meist bei hohen Drücken.

ultraharmonische Resonanz, → nichtlineare Schwingungen.

Ultrakurzwellen, → Frequenz.

Ultramikroskop, ein Dunkelfeldmikroskop, mit dem Teilchen beobachtet werden, deren geometrisch-optisches Bild kleiner ist als das Beugungsscheibchen (Submikronen). Im Dunkelfeld sind die kleinen lichtschwachen Beugungsscheibchen gut zu beobachten; Größe und Gestalt der Teilchen sind zwar nicht direkt erkennbar, lassen sich aber indirekt erschließen. Im *Spaltultramikroskop* wird mittels eines Spaltes nur ein schmaler, senkrecht zur optischen Achse des Mikroskops gelegener Bereich beleuchtet, so daß die außerhalb desselben liegenden defokussierten Submikronen das Bild nicht überstrahlen. Die Teilchendurchmesser lassen sich aus dem Polarisationszustand, aus der Farbe oder auch aus der Intensität der Beugungsscheibchen ableiten, indem bekannte Gesetze angewendet werden: Die Intensität des gebeugten Lichtes ist umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge (daher die verschiedenen Farben der Scheibchen) und außerdem umgekehrt proportional dem Quadrat des Teilchenvolumens (Mie-Streuung); die Beugung wird um so stärker, je größer die Differenz der Brechzahlen von Teilchen und Einbettungsmittel ist. Für die Formbestimmung der Submikronen wird der Azimuteffekt angewandt, indem sie von verschiedenen Richtungen her beleuchtet werden. Alle Aussagen über Größe und Form sind mit einer Unsicherheit behaftet; als untere Grenze sind Submikronen von 4 nm Durchmesser gemessen worden.

Ultramikrotom, → elektronenmikroskopische Präparationstechnik.

Ultrarot, svw. Infrarot.

Ultrarotdivergenz, svw. Ultrarotkatastrophe.

Ultrarotkatastrophe, *Ultrarotdivergenz, Infrarotdivergenz,* die sich als Folge der verschwindenden Ruhmasse der Photonen bei der störungstheoretischen Berechnung des Strahlungsverlustes im Rahmen der Quantenelektrodynamik ergebende unphysikalische Divergenz. Die U. kann durch Einführung einer kleinen, von Null verschiedenen Masse für die Photonen vermieden werden, die man nach Berechnung der sonst divergierenden Integrale gegen Null gehen läßt, wobei endliche Ausdrücke für die fraglichen Größen resultieren (*Bloch-Nordsieck-Methode*).

Ultrarotspektroskopie, abg. *UR-Spektroskopie, Infrarotspektroskopie,* abg. *IR-Spektroskopie,* ein Teilgebiet der → Spektroskopie. Die Ultrarotspektren eines Stoffes, d. h. das Rotations- und Schwingungsspektrum von Molekülen (→ Molekülspektren, → Spektren zweiatomiger Moleküle, → Spektren mehratomiger Moleküle), vermitteln die Kenntnis eines Teils der Energiezustände und damit auch die Molekülgrößen

(Bindungskräfte, Trägheitsmomente). Die Rotationsspektren liegen meist oberhalb der Wellenlänge von 50 μm (fernes Ultrarot), während das Grundschwingungsspektrum zwischen 2,5 und 50 μm liegt (mittleres UR). Das erste UR-Spektrum wurde 1881 von Abney und Festings aufgenommen, die die Absorption durch organische Substanzen zwischen 0,7 μm und 1,2 μm beobachteten.

Die Energiedifferenzen der Schwingungs- bzw. Rotationszustände können sowohl in Absorption als auch in Emission aufgenommen werden.

Der Nachweis der emittierten Strahlung ist aber viel schwieriger, so daß man generell *UR-Absorptionsspektren* beobachtet. Die Probe wird dazu von einer kontinuierlichen UR-Strahlung durchstrahlt. Haben die Rotations- bzw. Schwingungsübergänge der zu untersuchenden Moleküle und die elektromagnetischen Schwingungen die gleiche Frequenz, so gehen die Moleküle in einen angeregten Zustand über, und es tritt Energieabsorption aus der UR-Strahlung ein. Das angeregte Molekül geht nach kurzer Zeit durch Strahlungsemission oder Stoßwechselwirkung mit Nachbarmolekülen in den Grundzustand über. Die kontinuierliche UR-Strahlung wird durch den → Monochromator in ihre einzelnen Frequenzen zerlegt und damit kann die Energieabsorption durch die Moleküle durch Registrierung der Intensitäten in Abhängigkeit von der Frequenz nachgewiesen werden.

Aufbau und Wirkungsweise eines *UR-Spektrometers*: Als UR-Strahlungsquelle mit kontinuierlichem Emissionsspektrum verwendet man vorwiegend *Nernst-Stift* und *Globar*. Der Nernst-Stift besteht aus Zirkoniumoxid mit Zusätzen von Yttriumoxid und Oxiden anderer Seltenerdmetalle, wird aber erst bei 800 °C elektrisch leitend, so daß er vorgeheizt werden muß, während der Globar, der aus Siliziumkarbid besteht, schon im kalten Zustand leitend ist. Im langwelligen UR, oberhalb 50 μm, verwendet man den *Auer-Brenner* als Strahlungsquelle, im ganz langwelligen UR, oberhalb 200 μm bis weit über 1000 μm, ist die geeignet gefilterte Strahlung der Quecksilberdampflampe brauchbar.

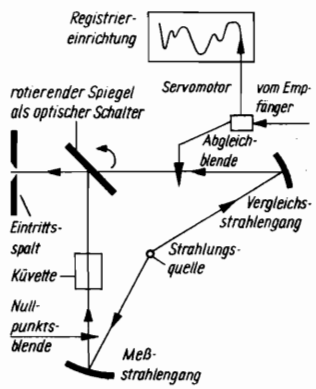
Als optisches Strahlenführungssystem verwendet man fast ausschließlich *Spiegel* statt Linsen. Gewöhnliche Glaslinsen sind für das UR undurchlässig und die aus künstlich gezüchteten Kristallen hergestellten Linsen (z. B. aus Alkalihalogeniden) sind unpraktisch (mechanische Unzulänglichkeiten, stark hygroskopisch).

Zur Monochromatisierung verwandte man früher häufig *Prismen* (Alkalihalogenide). Um größere Frequenzbereiche zu untersuchen (z. B. 1 bis 50 μm), führte man Prismenwechsel durch (z. B. Prismen aus LiF, NaCl, CsJ nacheinander). Heute benutzt man meist *Beugungsgitter*, die eine größere Auflösungskraft für alle Wellenlängen im UR haben. Der frühere Nachteil der geringen Lichtintensität beim Gitter ist durch die Benutzung des *Echelette-Gitters* überwunden worden. In zunehmendem Maße gebraucht man auch *Interferometer*, um höhere spektrale Auflösung zu erreichen.

Als Strahlungsempfänger kommen *thermische* Empfänger, bei denen die Strahlungsenergie in Wärmeenergie umgewandelt wird, nämlich Bolometer, Thermoelemente und pneumatische Empfänger (Golay-Zelle), in Frage. Mit der Entwicklung der Halbleiterphysik entstanden für das UR-Gebiet *photoelektrische* Strahlungsempfänger vom Bleisulfidtyp (Grenzleistung 10^{-12} Watt).

Strahlungsquelle, Monochromator und Empfänger mit den dazugehörigen Verstärkungs-, Anzeige- und Registriervorrichtungen ergeben, durch im wesentlichen optische Glieder miteinander verbunden, zusammengebaut das *UR-Spektrometer*. Bei diesen unterscheidet man noch nach Ein- und Zweistrahlgeräten.

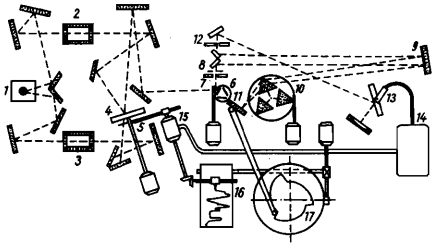
Bei den *Einstrahlgeräten* sind zwei nacheinanderfolgende Meßvorgänge notwendig. Der eine – ohne absorbierende Substanz – liefert das Emissionsspektrum der Strahlungsquelle, der zweite – nunmehr mit Substanz – dasselbe Spektrum, das noch von der Absorption der zu untersuchenden Substanz überlagert ist. Nachteile: Emission der Quelle, Empfindlichkeit und Verstärkungsgrad des Empfängers können sich zwischen den beiden Messungen ändern. Derartige Nachteile überwindet man durch die *Zweistrahlgeräte*. Dabei wird die von der Quelle ausgehende Strahlung in zwei energetisch und geometrisch-optisch gleichartige Strahlengänge aufgeteilt, die spätestens beim Eintritt in den Monochromator wieder zu einem Strahl zusammengefaßt werden (Abb. 1). In den einen



1 Schema der Photometereinheit von Zweistrahl-Ultrarotspektrometern mit Kamm- oder Aperturblende

bringt man die zu untersuchende Substanz, der andere bleibt davon frei. Durch einen optischen Schalter (in Abb. 1 der rotierende Spiegel) wird dafür gesorgt, daß periodisch in sehr kurzen zeitlichen Zwischenräumen abwechselnd Strahlung des einen und dann des anderen Strahlenganges den Monochromator durchläuft und anschließend den Empfänger erreicht, der seinerseits nur auf die energetische Differenz in den beiden Strahlengängen anspricht. Ist die fließende Energie beider Strahlen gleich, so gibt der Empfänger kein Signal, tritt Absorption auf, so spricht der Empfänger an und liefert ein Signal, das ein Maß für die Energiedifferenz in den beiden Strahlengängen und somit für die

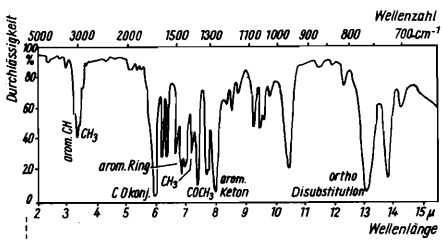
Absorption im Meßstrahlengang ist. Dieses Signal wird nicht unmittelbar aufgezeichnet; es wird dazu benutzt, die Energie im Vergleichsstrahlgang so lange zu schwächen, bis die Energie in beiden Strahlengängen wieder gleich ist. Die Stellung des Schwächungsorganes ist nunmehr ein quantitatives Maß für die Absorption der Substanz und wird registriert. Als Schwächungs- bzw. Abgleichsorgan verwendet man optische Kammblenden oder Aperturblenden.



2 Strahlengang und Aufbauschema des Ultrarot-Spektralphotometers UR-20 vom VEB Carl Zeiss Jena. *1* Strahlungsquelle, *2* Meßküvette, *3* Vergleichsküvette, *4* rotierender Spiegel, *5* Abgleichsblende, *6* Vorzerleger, *7* Feldlinse, *8* Eingangsspalt, *9* Kollimatorspiegel, *10* Prismenteller, *11* Littrow-Spiegel, *12* Ausgangsspalt, *13* Strahlungsempfänger, *14* Verstärker, *15* Servomotor, *16* Schreibwerk, *17* Kurvenscheiben zur Linearisierung des Wellenzahlablaufs

Abb. 2 zeigt Strahlengang und Aufbauschema des Ultrarot-Spektralphotometers (Ultrarot-Spektrometer) UR-20 vom VEB Carl Zeiss Jena.

Die *Wellenlängeneichung* von UR-Spektrometern kann man einmal mit der monochromatischen Strahlung eines Helium-Neon-Gaslasers oder mit genau vermessenen Banden definierter Stoffe, wie die Rotationslinien der Schwingungsbanden von Kohlenmonoxid, vornehmen. Die Abb. 3 zeigt als Beispiel das UR-Spektrum von o-Methylazetophenon.



3 Ultrarotspektrum von o-Methylazetophenon als Beispiel einer spektroskopischen Konstitutionsaufklärung

Lit. Brügel: Einführung in die U. (4. Aufl. Darmstadt 1969).

Ultraschall, Schallwellen, die in einem Frequenzbereich von 20 kHz bis 10^{10} Hz liegen. Das Ultraschallgebiet umfaßt etwa 16 Oktaven. Nach hohen Frequenzen wird dieser Bereich durch die Hyperschallwellen (→ Hyperschall) abgegrenzt.

Die zugehörigen Wellenlängen des U.s reichen von 1,6 cm bis $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ cm in Luft bei einer mittleren Schallgeschwindigkeit von $c_m \approx 330$ m/s, von 6 cm bis $1{,}2 \cdot 10^{-4}$ cm in Flüssigkeiten bei $c_m \approx 1200$ m/s und von 20 cm bis $4 \cdot 10^{-4}$ cm in Festkörpern bei $c_m \approx 4000$ m/s. Die kürzesten Ultraschallwellen liegen somit bereits in der Größenordnung der Lichtwellenlängen.

Die Gesetze der Akustik des Hörbereichs gelten unverändert auch für das Gebiet des U.s, allerdings treten infolge der kurzen Wellenlängen und der hohen Druckgradienten in der Welle noch neue, im Hörschallgebiet unbekannte Erscheinungen auf, z. B. die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen.

Die verhältnismäßig kurzen Wellenlängen des U.s gestatten experimentelle Untersuchungen, die besonders in der → Raumakustik Anwendung finden. Die Möglichkeit der scharfen Bündelung des U.s erlaubt das Experimentieren mit Ultraschallstrahlen, mit denen eine Art Schalloptik nach den bekannten Gesetzen der Brechung, Reflexion und Beugung betrieben werden kann.

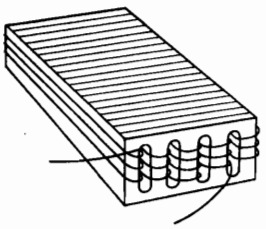
Einige Tiere sind in der Lage, Ultraschallwellen auszustoßen, z. B. Fledermäuse und Delphine, und die von Hindernissen reflektierten Schallanteile aufzunehmen. Durch diese Schallortung finden sie Weg und Nahrung in ihrem Lebensraum. Hunde hören den Ton der Galton-Pfeife (→ Pfeifen), der vom Menschen nicht wahrgenommen wird.

Die leicht realisierbare technische Erzeugung von Ultraschallwellen hoher Intensität führte zu einer verbreiteten Anwendung des U.s. Ultraschallwellen werden heute entweder auf rein mechanischem Wege, z. B. mit Ultraschallpfeifen und -sirenen, oder mit Hilfe elektroakustischer Ultraschallwandler, die vornehmlich den piezoelektrischen und den magnetostriktiven Effekt ausnutzen, durch elektrische Anregung erzeugt.

Die rein *mechanischen Ultraschallsender* spielen heute eine zumeist untergeordnete Rolle. Von der Galton-Pfeife und dem Hartmannschen Gasstromgenerator werden Luftschallwellen bis maximal 500 kHz abgegeben, während die von Janovski und Pohlmann verwendete Flüssigkeitspfeife für die Erzeugung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten bis etwa 30 kHz verwendbar ist. Ultraschallsirenen stellen z. Z. die stärksten Luftschallsender für Frequenzen bis 40 kHz dar und erreichen eine Leistung von mehreren kW. Für die meisten Anwendungen werden die elektrisch anregbaren Schallgeber vorgezogen. Ein elektrostatischer Ultraschallsender ist der → Sellwandler.

Die *magnetostriktiven Ultraschallgeber* beruhen auf der Erscheinung der Magnetostriktion, wonach in ein magnetisches Wechselfeld gebrachte ferromagnetische Stoffe Längenänderungen im Takte der Wechselfrequenz erfahren. Steckt man über einen zylindrischen Nickelstab eine Spule, so führt dieser Schwingungen mit maximaler Amplitude dann aus, wenn seine Resonanzfrequenz mit der Frequenz des durch die Spule fließenden Wechselstromes übereinstimmt. Die Enden des Nickelstabes geben dann Ultraschallwellen in das angrenzende Medium ab. Die Eigenfrequenzen des Stabes werden durch die Gleichung $f_k = \frac{k}{2l}\sqrt{\frac{E}{\varrho}}$ angegeben,

wobei l die Länge des Stabes, E der Elastizitätsmodul und ϱ die Dichte des Stabmaterials sowie $k = 1, 2, 3, \ldots$ bedeuten. k gibt gleichzeitig die Ordnung der Schwingung an; die Grundschwingung ist als Oberschwingung erster Ordnung ($k = 1$) definiert. Magnetostriktive Ultraschallgeber werden zur Vermeidung von Wirbelstromverlusten wie Transformatoren aus einzelnen Blechen von 0,1 bis 0,3 mm Dicke zusammengesetzt. Die in spezieller Wicklungsart (Abb. 1) aufgebrachte Spule erzeugt ein im Ni-

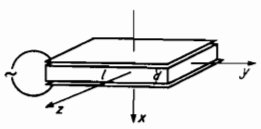


1 Magnetostriktiver Ultraschallgeber (schematisch)

Kern geschlossenes Magnetfeld. Wegen der Abhängigkeit der Eigenfrequenz der magnetostriktiven Ultraschallgeber von der Länge l werden Schallwellen mit Frequenzen über 200 kHz von den wenige Millimeter großen Schwingern nur mit vergleichsweise kleinen Leistungen abgegeben, zugleich sinkt bei tiefen Ultraschallfrequenzen der Wirkungsgrad von 50 bis 80% bei maximal 200 kHz auf etwa 20%.

Beide Enden eines magnetostriktiven Ultraschallgebers strahlen intensitätsgleiche Schallwellen ab. Eine einseitige Schallabgabe, z. B. in Wasser, erreicht man dann, wenn eine Stirnseite des Stabes mit Schaumgummi beklebt wird, der sich bei geschlossenen, luftgefüllten Poren wie ein schallundurchlässiges Luftpolster verhält; es tritt Schallreflexion unter Phasenumkehr ein, so daß beide Anteile summiert nach einer Seite abgestrahlt werden.

Magnetostriktive Ultraschallgeber sind einfach herzustellen und dem Verwendungszweck leicht anzupassen. Für tiefere Ultraschallfrequenzen lassen sich Schallintensitäten bis 10 W/cm² erzielen. Für Frequenzen über 200 kHz, aber auch darunter, werden die *piezoelektrischen Ultraschallgeber* verwendet, die unter Ausnutzung des reziproken piezoelektrischen Effekts bei Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes mechanische Schwingungen ausführen. Den piezoelektrischen Effekt zeigende Stoffe, deren Verwendung als Ultraschallgeber damit prinzipiell möglich ist, sind ausschließlich Kristalle, die eine polare Achse besitzen (→ Kristall). Vorzugsweise verwendete Materialien sind Quarz und Bariumtitanat, letzteres in Form einer polykristallinen Keramik, der durch einmaliges Anlegen eines hohen elektrischen Gleichfeldes eine irreversible Orientierung der Kristallbereiche vermittelt wird, so daß eine resultierende Polarität auftritt. Die Abbildungen 2 und 3 zeigen die Orientierung einer als Ultraschallgeber ver-



3 Orientierung zwischen den Anregungselektroden

wendbaren Quarzplatte der Dicke d und Länge l im natürlichen Quarzkristall und ihre spätere Lage im elektrischen Feld.

Zwei senkrecht zur polaren Achse stehende Flächen der Platte werden metallisch belegt. Bei Anlegen einer Wechselspannung führt die Platte dann Dickenschwingungen maximaler Amplitude aus, wenn eine der mechanischen Eigenfrequenzen der Platte mit der Wechselfrequenz übereinstimmt. Die Beziehung zwischen Frequenz in Hz und Dicke d in cm einer Quarzplatte lautet $f_k = 285600\ k/d$ in Hz, mit $k = 1, 2, 3, \ldots$

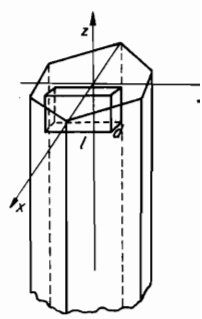
Einseitige Schallabstrahlung wird erreicht, wenn eine Plattenfläche gegen ein Medium mit vom → Schallwellenwiderstand ϱc_S der Platte stark abweichendem Wert, z. B. Luft, grenzt, während auf der anderen Seite die Schallwellenwiderstände angepaßt sind. Die dann gegen Luft auftretende Reflexion unter Phasenumkehr führt zur einseitigen Abstrahlung mit verdoppelter Leistung. Quarzplatten können in Flüssigkeiten auf diese Weise Schallintensitäten bis zu 40 W/cm² erzeugen.

Aus Bariumtitanat gefertigte keramische Ultraschallgeber haben gegenüber Quarz den Vorteil, in beliebiger Form herstellbar zu sein. Insbesondere sind hohlspiegelartige oder rohrförmige Schwinger interessant, da mit ihnen der abgegebene U. in einem Brennpunkt oder einer Brennlinie vereinigt werden kann, so daß sehr hohe Schallintensitäten an bestimmten Orten des Schallfeldes erzeugbar sind, z. B. 100 W/cm². Da die künstlich erzeugte Orientierung der Bariumtitanatkristallbereiche in der Keramik oberhalb einer Temperatur von etwa 110 °C verschwindet, sind solche Ultraschallgeber nur unter dieser Temperatur verwendbar.

Der Nachweis des U.s geschieht mit Meßgeräten, die auf die einzelnen Schallfeldgrößen ansprechen. Das Schallfeld wird definiert durch die Angabe von Schallschnelle v und Schalldruck p, aus denen sich die anderen Größen, wie Schwingungs- und Beschleunigungsamplitude, Schallstrahlungsdruck S, Schallintensität oder Schallstärke J, Schalleistung P, Schallwellenwiderstand R_S und Schallstrahlungswiderstand R^*, ableiten lassen.

Als Beispiel sollen von einer mit 300 kHz in 1. Ordnung schwingenden Quarzplatte von 70 cm² abstrahlender Fläche bei einer Schallintensität von 10 W/cm² die Größen P, v, p und S für die Schallabstrahlung in Wasser angegeben werden. Es ist $P = 700$ W, $v = 0{,}37$ m/s, $p = 5{,}5 \cdot 10^5$ N/m², $S = 134{,}3$ N/m².

Der *Schallwellenwiderstand* $R_S = \varrho c_S$ charakterisiert die Schallausbreitungseigenschaften eines Mediums, vor allem ist er verantwortlich für das Verhalten einer Schallwelle an der Phasengrenze zweier Medien unterschiedlichen Schallwellenwiderstandes. Im Ultraschallgebiet interessiert besonders der Durchgang der Schallwelle durch eine Platte der Dicke d, die sich in einem anderen Medium befindet. Man findet, daß bei Erfüllung der Beziehung $d = (2n - 1)\,\lambda/4$ ein Minimum, für $d = n \cdot \lambda/2$ ein Maximum der Schalldurchlässigkeit eintritt. λ ist dabei die Ultraschallwellenlänge in der Platte, $n = 1, 2, 3 \ldots$



2 Schnittlage eines Piezoquarzes

Die Bestimmung der *Schallstärke* J ist bei tiefen Ultraschallfrequenzen mit der → Rayleigh-

Scheibe möglich, deren Drehung im gegebenen Schallfeld von der Größe der Schallschnelle v abhängt.

Der *Schalldruck* p, auch als *Schallwechseldruck* bezeichnet, ist der infolge des direkten piezoelektrischen Effektes an einem piezoelektrischen Schallempfänger induzierten Wechselspannung direkt proportional. Derartige Empfänger für das gesamte Ultraschallfrequenzgebiet bestehen aus den gleichen Kristallen und Anordnungen wie die piezoelektrischen Schallgeber, insbesondere sind maximale Nachweisempfindlichkeiten nur bei Einhaltung der bereits genannten Beziehungen zwischen Geometrie der Geber und Frequenz zu erreichen.

Der *Schallstrahlungsdruck* S erreicht in starken Schallfeldern Werte bis zu 150 N/m²; ist der Ultraschallstrahl dabei gegen eine Flüssigkeitsoberfläche gerichtet, treten sogenannte Ultraschallsprudel auf. Teile der Flüssigkeit werden fontänenartig einige Zentimeter über die Oberfläche emporgeschleudert. Zur Messung des Schallstrahlungsdruckes verwendet man → Schallradiometer oder Schalldruckwaagen. Letztere, besonders zur Messung größerer Strahlungsdrücke geeignet, bestehen aus einem waageähnlichen Hebelsystem, wobei der auf eine diffus reflektierende Platte treffende Schall diese gegen die Wirkung einer Feder verschiebt. Die Verschiebung ist dem Schallstrahlungsdruck proportional.

Die *Schallwellenlänge* wird durch Messungen mit dem → Schallinterferometer oder auf optischem Wege bestimmt.

Messungen der *Schallgeschwindigkeit* c_s, die auch zur Bestimmung des Schallwellenwiderstandes und für Untersuchungen der Molekularakustik Bedeutung haben, werden im Ultraschallgebiet mit dem Interferometer nach der Beziehung $c_s = \lambda\nu$ oder mit elektronischen Impulsmethoden, die die Laufzeit von Schallimpulsen zu bestimmen gestatten, durchgeführt. Diese Impulsmethoden liefern allerdings die Gruppengeschwindigkeit c_{gr}, während aus interferometrischen Messungen die Phasengeschwindigkeit c_{ph} folgt. Der optische Nachweis von Ultraschallwellen gelingt in optisch durchsichtigen Schallausbreitungsmedien mit Hilfe der Schlierenmethode, indem die durch die Schallwelle hervorgerufenen Dichte- und damit Brechungsindexschwankungen in Helligkeitsschwankungen umgewandelt werden. In einer stehenden Ultraschallwelle werden z. B. die Druckbäuche aufgehellt, fortlaufende Schallwellen hellen den gesamten vom Schall erreichten Bereich auf. Aber auch im letzten Fall der fortschreitenden Welle gelingt mit Hilfe einer stroboskopischen Beleuchtung (→ Stroboskop) eine optische Darstellung des Schallfeldes. Eine weitere Wechselwirkung des Lichtes mit der Ultraschallwelle ist die von Debye und Sears 1932 gefundene Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen (*Debye-Sears-Effekt*). Durchsetzt ein paralleles Lichtstrahlenbündel einen durchsichtigen sowie schalldurchlässigen Stoff, in dem senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl eine fortschreitende oder stehende Schallwelle angeregt wird, wirken die innerhalb der Schallwelle auftretenden äquidistanten Dichteschwankungen wie ein optisches Gitter mit der Ultraschallwellenlänge als Gitterkonstante. In einer geeigneten optischen Anordnung zur Abbildung eines Spaltes treten bei Verwendung monochromatischen Lichtes neben dem primären Spaltbild Beugungsbilder verschiedener Ordnung auf, aus deren Abständen und Intensitäten mit Hilfe der bekannten Beziehungen der Beugung des Lichtes sowohl Wellenlänge als auch Geschwindigkeit des U.s zu bestimmen sind. Geschieht die Beugung an einer fortschreitenden Ultraschallwelle, d. h. an einem mit Schallgeschwindigkeit vorbeilaufenden Beugungsgitter, tritt für das abgebeugte Licht ein Doppler-Effekt auf, so daß für die Frequenz f_k des in der k-ten Ordnung gebeugten Lichtes die Beziehung $f_k = f_0 \pm kf_s$ gilt; dabei ist f_s die Schallfrequenz und f_0 die Lichtfrequenz; $k = 1, 2, 3, \ldots$

Faßt man die stehende Schallwelle als Überlagerung zweier gegeneinander laufender Schallwellen auf, müssen sich auch die Lichtfrequenzen in der k-ten Ordnung überlagern. Man erhält ein Interferenzstreifensystem, das als Abbild der Schallwelle aufzufassen ist. Infolge des periodischen Entstehens und Verschwindens des Schallwellengitters bei einer stehenden Schallwelle wird das zur Beugung gebrachte Licht mit der Frequenz $2f_s$ moduliert.

Anwendungen des U.s. Die Kleinheit der Wellenlänge λ im Ultraschallgebiet erlaubt die Messung der Schallgeschwindigkeit in kleinen Proben aller Schallausbreitungsmedien, ohne daß Randeffekte einen störenden Einfluß ausüben können. Die Übertragung der Schalluntersuchungen auf hohe Ultraschallfrequenzen ist möglich, weil die Schallgeschwindigkeit weitgehend von der Frequenz unabhängig ist. → Schalldispersion tritt im Ultraschallgebiet nur in mehratomigen Gasen auf, Festkörper und Flüssigkeiten haben erst im Grenzbereich der Hyperschallwellen (→ Hyperschall) ihre Dispersionsgebiete.

Schallgeschwindigkeitsmessungen an festen Körpern erlauben die Bestimmung deren elastischer Konstanten; durchsichtige Körper, wie Glas oder Quarz, liefern infolge der Beugung eines Lichtstrahls an den sich in diesen Körpern ausbreitenden elastischen Wellen Beugungsbilder, deren Geometrie durch die elastischen Eigenschaften festgelegt ist. Isotrope Körper wie Glas ergeben zwei konzentrische Kreise, aus denen Elastizitäts- und Torsionsmodul bestimmbar sind; anisotrope Körper, z. B. alle Kristalle, ergeben kompliziertere Beugungsbilder, aus denen je nach Kristallklasse bis zu 21 elastische Konstanten errechenbar sind. Undurchsichtige Körper können dagegen nur mit Ultraschallimpulsverfahren vermessen werden.

Prinzipiell werden zwei Varianten dieser Impulsverfahren unterschieden, das *Impulsdurchstrahlungsverfahren*, bei dem der U. die Meßstrecke von einem Ultraschallsender bis zu einem Ultraschallempfänger einmal durchläuft, und das *Impulsechoverfahren*, bei dem der Ultraschallsender gleichzeitig als Empfänger verwendet wird und das von einer Fehlstelle oder Phasengrenze kommende Reflexionssignal aufnimmt. In beiden Fällen werden durch elektronische Impulsformung gebildete und nur wenige Mikrosekunden dauernde Ultraschallimpulse mit konstanter Impulsfolgefrequenz ausgesandt.

Die im ersten Fall von einem getrennten Empfänger, im letzteren durch den im Takte der Impulsfolge auf Empfang geschalteten Ultraschallgeber aufgenommenen Impulse werden über einer Zeitmarke auf einer Braunschen Röhre sichtbar gemacht. Aus der Laufzeit ergibt sich bei bekannter Meßstrecke die Gruppengeschwindigkeit des U.s. Liegen in der Meßstrecke Materialfehler, Inhomogenitäten oder Phasengrenzen, treten zusätzliche Empfangsimpulse auf, aus deren Stärke und Lage auf Ort und Größe der Fehlstellen geschlossen werden kann.

Die auf diesem Verfahren aufbauende zerstörungsfreie → *Ultraschallmaterialprüfung* (*Ultraschallwerkstoffprüfung*) hat vor allem die Aufgabe, in Halbzeugen oder Fertigteilen nach solchen Fehlstellen zu suchen, die den Wert dieser Teile beeinträchtigen. Der Vorteil dieser Ultraschallverfahren gegenüber der ebenfalls zu verwendenden Röntgendurchstrahlung liegt in der völligen Ungefährlichkeit des U.s. Ferner ist die Reichweite des U.s in Metallen weit größer als die der Röntgenstrahlen.

Bedeutungsvoller ist das mit einem Ultraschallwandler arbeitende Impulsechoverfahren, da nur ein Wandler angekoppelt zu werden braucht und sich ein vorhandener Materialfehler direkt als neuer Impuls und nicht nur als Schwächung des Hauptempfangsimpulses, wie z. B. bei der Durchstrahlung, äußert.

Eine genauere Messung der Laufzeit dieser Impulse erreicht man durch Verwendung einer zweiten Ultraschallstrecke, deren Impulse denen der Meßstrecke überlagert werden. Decken sich die Empfangsimpulse, kann aus der bekannten Schallgeschwindigkeit in der Vergleichssubstanz und dem dort zurückgelegten Schallweg die gesuchte Geschwindigkeit berechnet werden.

Verwendung finden diese Verfahren auch in der Human- und Tiermedizin, z. B. bei der Bestimmung von Gewebestärken.

Ist ferner das Schallausbreitungsmedium nicht frei von Schallabsorption, wird die Schallenergie teilweise in Wärme ungewandelt; diese innere Erwärmung durch U. findet in der Medizin therapeutische Anwendung.

Auf See werden Ultraschallimpulse zur Bestimmung der Meerestiefe (Echolotung) und zur Suche und Lokalisierung von Objekten sowie zur Entfernungsbestimmung verwendet, → Ultraschallortung.

Kontinuierliche Ultraschallwellen werden in der Kolloidchemie dazu benutzt, nichtmischbare Flüssigkeiten zu emulgieren und feste Körper in Flüssigkeiten zu dispergieren.

Diese Vorgänge beruhen, wie auch die entgasende Wirkung, das Bohren fester Körper mit U., die Reinigung von Metallteilen u. a., auf der in Ultraschallfeldern auftretenden → Kavitation.

Ist Gas in einer Flüssigkeit gelöst, tritt bereits bei geringen Schallintensitäten Pseudokavitation auf, d. h., in den Dehnungsphasen der Ultraschallwelle bilden oder vergrößern sich Gasbläschen und bilden Hohlräume.

In völlig entgasten Flüssigkeiten tritt bei höheren Schallintensitäten in den Dehnungsphasen Hohlraumbildung durch Zerreißen von Flüssigkeitsbereichen ein. In der folgenden Druckphase schlagen diese Hohlräume wieder zusammen, wobei ein zischendes Geräusch hörbar wird. Beim Zusammenschlagen treten beträchtliche Momentandrücke auf, die als Ursache vieler zerstörender Wirkungen des U.s anzusehen sind. Außerdem können chemische Reaktionen, meist oxydativ, ausgelöst werden.

Auf kolloidale Lösungen, besonders jedoch auf Aerosole wirkende Ultraschallwellen rufen → Ultraschallkoagulation hervor.

Thixotrope Medien werden durch die Einwirkung von U. verflüssigt, insbesondere die Bereiche nahe der Phasengrenze zu einem das thixotrope Medium berührenden Körper. Für diese Erscheinung werden Kavitationseffekte verantwortlich gemacht. In starken Ultraschallfeldern tritt Abbau von Hochpolymeren auf.

Lit. L. Bergmann: Der Ultraschall (6. Aufl. Stuttgart 1954).

Ultraschallabsorption, → magnetoakustischer Effekt.

Ultraschallholographie, → Holographie.

Ultraschallinse, Einrichtung zur Konzentrierung oder Zerstreuung von Schallstrahlen in Analogie zur geometrischen Optik. U.n bestehen aus Stoffen der Dichte ϱ, deren → Schallwellenwiderstand $R = \varrho c_s$ von dem des umgebenden Mediums möglichst wenig abweicht, damit Reflexionen an den Phasengrenzen vermieden werden. Andererseits muß die Schallgeschwindigkeit c_s in der Linse verschieden von der im umgebenden Medium sein, damit ausreichende Brechungen an den Phasengrenzen auftreten. Die Bedingungen $\varrho_1 c_{s1} \approx \varrho_2 c_{s2}$ und $c_{s1} \lesseqgtr c_{s2}$, die sich auf zwei Medien beziehen, beschreiben diese Forderungen. U.n aus Polystyrol oder Piacryl genügen diesen Bedingungen.

Ultraschallkavitation, → Kavitation, → Ultraschall.

Ultraschallkoagulation, die in starken Ultraschallfeldern auftretende Koagulation von in Flüssigkeiten oder Gasen feinverteilten kolloidalen Teilchen, d. h. von Hydrosolen und Aerosolen.

Bei Dispergierungs- und Emulgierungsvorgängen in Flüssigkeiten, die im Ultraschallfeld stattfinden, wird nur eine gewisse Konzentration der Emulsion oder Dispersion erhalten, da sich diese Vorgänge mit dem Koagulationsmechanismus das Gleichgewicht halten. Bei höheren Konzentrationen der Hydrosole wandert die disperse Phase, sofern sie eine geringere Dichte als das Lösungsmittel hat, in die Schwingungsknoten einer stehenden Ultraschallwelle. Ist die Dichte der dispersen Phase größer, sammelt sie sich in den Schwingungsbäuchen.

Diese Wechselwirkung unterschiedlicher Mechanismen tritt nur in Hydrosolen auf, da in Flüssigkeiten durch Kavitation (→ Ultraschall) Kräfte auftreten, die die Verteilung der Teilchen begünstigen. Gase, die feinverteilte feste oder flüssige Stoffe enthalten, z. B. Nebel, Staub, Rauch, zeigen keine Kavitation; die an sich weniger stabilen Aerosole koagulieren deshalb im Ultraschallfeld.

Ursachen dieses Vorganges sind einmal hydrodynamische Anziehungskräfte zwischen den Teilchen, die die Schwingungsbewegung des Mediums nicht oder nur teilweise mitmachen. Betroffen sind vor allem die großen Teilchen der

dispersen Phase, die sich dadurch zusammenlagern. Zum anderen werden die Geschwindigkeiten und Amplituden der Schwingungsbewegung der dispersen Teilchen unterschiedlich sein, so daß die Zahl der Zusammenstöße im Schallfeld größer wird. Man spricht von orthokinetischer Koagulation. Ferner bewegen sich in stehenden Schallwellen die Teilchen infolge der Wirkung des Schallstrahlungsdruckes in die Schwingungsbäuche. Die U. wird zur Reinigung von Abwässern und Abgasen angewandt.

Ultraschallmaterialprüfung, *Ultraschallwerkstoffprüfung*, ein Verfahren zur zerstörungsfreien Prüfung auf Inhomogenitäten und Strukturfehler im wesentlichen fester Werkstoffe oder Fertigteile mit → Ultraschall. Den dazu entwickelten technischen Anordnungen liegen folgende Wirkprinzipien zugrunde: 1) Hochfrequente *Ultraschallimpulse* werden von einem Ultraschallgeber in das zu untersuchende Material abgestrahlt; die am anderen Ende der Prüfstrecke ankommende Ultraschallenergie wird entweder dort reflektiert, nur vom inzwischen elektronisch auf Empfang umgeschalteten Ultraschallwandler aufgenommen oder an dieser Reflexionsstelle von einem zweiten Wandler empfangen. Ein Fehler im Material äußert sich dann beim *Echoverfahren* im zusätzlichen Auftreten eines an der Grenzfläche des Fehlerbezirkes reflektierten Impulses, der vor dem am Ende reflektierten Impuls eintrifft und sichtbar gemacht werden kann. Beim *Durchstrahlungsverfahren* mit zwei Wandlern wird der Empfangsimpuls bei auftretenden Fehlern geschwächt. Insbesondere das Echoimpulsverfahren hat den großen Vorteil einfacher Handhabung und präziser Fehlerortung. Eine schnittartige flächenhafte Abbildung des Fehlergebietes im Material erreicht man dann, wenn bei jeweils nur wenige Millimeter gegen das Material weitergerückter Ultraschallprüfstrecke oder bei stetig geändertem Einstrahlwinkel nacheinander das ganze Fehlergebiet abgetastet wird. Bildet man die eintreffenden Impulse als Helligkeitssignale auf einem Bildschirm ab und synchronisiert die Verschiebung der Prüfstrecke oder des Winkels mit dem Elektronenstrahl, dann erhält man eine genaue Abbildung der einzelnen Fehlerstellen im Prüfling (siehe Tafel 20, Abb. 4). 2) Das am weitesten fortgeschrittene Verfahren der U. ist das *Ultraschallsichtverfahren*. Bei ihm durchsetzen parallele *Schallstrahlen* den in einer Flüssigkeit befindlichen Prüfling senkrecht nach oben. Sowohl an der Phasengrenze Flüssigkeit/fester Prüfling als auch an den Phasengrenzen innerer Inhomogenitäten treten Reflexionen auf. Damit verbundene Schallenergieverluste zeigen sich an der Flüssigkeitsoberfläche in einer geringeren Höhe der durch den Schallstrahlungsdruck profilierten Oberfläche. Das Oberflächenrelief wird durch eine optische Schlierenanordnung abgesetzt und sichtbar gemacht. Da sich dabei nur die Grenzen der Fehlergebiete abzeichnen und eine eindeutige Unterscheidung einzelner Bezirke schwierig ist, erzeugt man durch eine zusätzliche Kunststoffolie Schallinterferenzen in den Bereichen des ungehinderten Schalldurchganges, die sich dann mit einem Streifenmuster im Schirmbild abzeichnen (Tafel 20, Abb. 5, 6).

Ultraschallortung, der Nachweis von Inhomogenitäten und Phasengrenzen im sonst homogenen Schallausbreitungsmedium durch die Erfassung der von diesen Stellen zu einem Sender reflektierten Ultraschallwellen (→ Ultraschall).

Für die *Ortsbestimmung* von Punkten oder Objekten auf oder unterhalb der Meeresoberfläche mit Hilfe von Ultraschallwellen lassen sich im Prinzip gleiche Verfahren anwenden wie bei der Ortung mit elektromagnetischen Wellen (→ Funkortung). Praktische Bedeutung haben Systeme erlangt, bei denen die Entfernung oder die Entfernungsdifferenz bestimmt wird. Diese Systeme entsprechen den Entfernungsmeßsystemen in der Funkortung bzw. den Hyperbelsystemen.

Zur Ortsbestimmung auf Grund der gemessenen Entfernung sind zwei Entfernungsmessungen zwischen dem Ortungspunkt und zwei Bezugspunkten erforderlich. Die Entfernung ergibt sich aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle und der gemessenen Laufzeit der Schallwelle. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle im Meerwasser läßt sich aus folgender empirisch gefundener Gleichung bestimmen: $v = 1445{,}4 - 4{,}62\,t - 0{,}045\,t^2 + (1{,}32 - 0{,}007\,t)(s - 35)$, wobei v in m/s gilt; t ist die Temperatur in °C und s der Salzgehalt in $^0/_{00}$. Nicht berücksichtigt in dieser Gleichung ist, daß sich zufolge zunehmenden Druckes bei zunehmender Tiefe die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalles um etwa 17 m/s je 1000 m Meerestiefe erhöht.

Zur Festlegung von Fixpunkten auf See wird die Lautzeitdifferenzmessung benutzt. Dazu werden auf möglichst ebenem Meeresgrund drei Relaisstationen für Ultraschall so angeordnet, daß sie die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks bilden. Als Fixpunkt gilt nun jener Punkt auf der Meeresoberfläche, von dem aus die Schalllaufzeit zu den drei Punkten am Meeresgrund und zurück gleich groß ist. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwelle für die drei Strecken gleich groß ist; ihre absolute Größe ist ohne Einfluß. Die Relaisstationen sind entweder aktive Reflektoren ähnlich den Transpondern beim DME-Verfahren (→ Funkortung) oder passive Reflektoren.

Zur Ortsbestimmung von Punkten oder Objekten auf dem Meeresboden eignet sich das aus der Funkortung bekannte Hyperbelverfahren. Dazu muß sich an dem zu ortenden Punkt oder Objekt die Schallquelle befinden. Drei z. B. an verschiedenen Stellen des Bodens eines Schiffsrumpfes angebrachte Schallempfänger nehmen die Schallwellen auf. Aus den gemessenen Laufzeitdifferenzen ergeben sich Standlinien, die zu einer Schar konfokaler Hyperbeln gehören. Der Schnittpunkt von je zwei Hyperbeln ist der Ort der Schallquelle relativ zur Position des Schiffes. Die damit erzielbare Genauigkeit liegt in der Größenordnung von einigen Zentimetern.

Auch die → Ultraschallmaterialprüfung mittels hochfrequenter Ultraschallimpulse ist eine Form der U.

Nach dem Prinzip der U. orientieren sich einige Tierarten, z. B. Delphine und Fledermäuse, in ihrem Lebensraum.

Ultraschallquelle oder **Ultraschallsender,** → Ultraschall.

Ultraschall-Sichtverfahren, *Abbildung durch Ultraschall.* In Analogie zur lichtoptischen Abbildung bestimmter Objekte können auch mit Schallstrahlen über → Schallinsen- und Schallspiegelsysteme Gegenstände abgebildet werden, wobei zur Sichtbarmachung der Schallwellen besondere akustisch-optische Bildwandler verwendet werden. So können z. B. Materialfehlstellen (Lunker) akustisch sichtbar gemacht werden, wobei das Auflösungsvermögen in der Größenordnung der verwendeten Schallwellenlänge liegt. Von Pohlmann wurde erstmals ein Verfahren angegeben, nach dem der auf eine als Bildschirm wirkende, flächenhaft ausgedehnte Suspension von Aluminiumflitter in Xylol fallende Schallstrahl sichtbar wird. Die kleinen Aluminiumscheiben stellen sich im Schallfeld wie → Rayleigh-Scheiben mit ihrer Fläche senkrecht zur Schallstrahlrichtung. Bei schräger Beleuchtung reflektieren nur die ausgerichteten Scheiben und markieren so die vom Schall getroffenen Stellen des Schirmes als helle Flächen auf dunklem Grund.

Von Schuster wurde ein anderer Effekt zur Umwandlung des akustischen in ein optisches Signal benutzt. Wird die Ebene des von Schallwellen erzeugten Bildes in eine Flüssigkeitsoberfläche verlegt, so bewirkt die Resultierende aus Schallstrahlungsdruck und Schwerkraft eine von der Schallstärke abhängige reliefartige Erhebung der Flüssigkeitsoberfläche. Eine lichtoptische Schlierenanordnung ermöglicht die optische Abbildung des Reliefs auf einem Schirm.

Ein weiteres grundsätzlich anderes Verfahren beruht auf der Auslöschung zum Leuchten angeregter Phosphore, z. B. Zinksulfid-Kupfer, durch auffallende Ultraschallwellen. Auch photographisches Material, das einem intensiven Schallfeld ausgesetzt wird und nach dem Entwickeln eine der Schallstärke proportionale Schwärzung zeigt, eignet sich in gewissen Grenzen zur Sichtbarmachung von Ultraschall.

Ultraschallstroboskop, Einrichtung zur Modulation einer Lichtwelle durch eine stehende Ultraschallwelle der Frequenz f_s. Bei der Beugung des Lichtes an einer stehenden Ultraschallwelle (→ Ultraschall) intermittiert die Lichtintensität in allen Beugungsordnungen (einschließlich der nullten) mit der doppelten Schallfrequenz, da das die Beugung verursachende Schallwellengitter $2f_s$mal je Sekunde entsteht und verschwindet. Mittels einer stehenden Ultraschallwelle läßt sich demnach eine hochfrequente Lichtmodulation und damit eine stroboskopische Beleuchtung erzielen, die der sonst für derartige Zwecke verwendeten Kerr-Zelle überlegen ist. Letztere muß mit weitaus höheren Spannungen betrieben werden und ist zudem für das kurzwellige Licht nicht mehr durchlässig; das U. ist dagegen mit einfachen optischen Anordnungen zu verwirklichen und gestattet bei geeigneter Wahl des festen oder flüssigen Schallträgers auch die Modulation kurzwelligen Lichtes.

Nach der Beugung des Lichtes kann entweder der Lichtanteil der nullten Ordnung bei Ausblendung der anderen Ordnungen oder das abgebeugte Licht ohne die nullte Ordnung weiterverwendet werden. Der letzte Fall wird vorgezogen, da im ersten die nullte Ordnung nie frei von Anteilen des Primärlichtes und in das Zentralbild durch Mehrfachbeugung zurückgebeugter Lichtwellen ist.

Ultraschallwerkstoffprüfung, svw. Ultraschallmaterialprüfung.

Ultrastrahlung, → kosmische Strahlung.

Ultraviolett, abg. *UV*, die im elektromagnetischen Spektrum jenseits vom Violett liegende kurzwellige unsichtbare Strahlung. Das UV erstreckt sich über das Wellenlängenintervall von etwa 5 bis 400 nm. Für die UV-Strahlung gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten, wie sie aus dem Gebiet der sichtbaren optischen Strahlung bekannt sind: Brechung, Beugung, Reflexion, Interferenz, Polarisation und Energieübertragung. Von normalem optischem Glas wird das kurzwellige UV absorbiert, so daß man etwa ab 350 nm zu Quarzglas übergehen muß, das für Strahlung bis zu 200 nm durchlässig ist. Für sehr kurzwelliges UV — etwa 130 nm — wird Fluorit verwendet. Auch Luft absorbiert kurzwelliges UV sehr stark, so daß man bei Wellenlängen unter 200 nm im Vakuum arbeiten muß.

Zur Erzeugung von UV-Strahlung benutzt man entweder die Strahlung hoch erhitzter fester Körper (Temperaturstrahler) oder elektrisch angeregter Dämpfe oder Gase. Die zur UV-Erzeugung wichtigste Gasentladung ist die Quecksilberentladung, die die meisten Linien im UV-Gebiet aufweist. Im UV-Gebiet sind auch Entladungen in einigen permanenten Gasen (Wasserstoff und Edelgase) von Bedeutung; diese Entladungen liefern im UV-Bereich im Gegensatz zu den Linienspektren der Metalldampfentladungen ein kontinuierliches Spektrum.

Ein natürlicher UV-Strahler ist die Sonne. Bei einer Oberflächentemperatur von etwa 6000 K strahlt sie ein kontinuierliches Spektrum aus, das jedoch durch Absorption in der Atmosphäre der Sonne Absorptionslinien, die Fraunhoferschen Linien, aufweist. Die UV-Sonnenstrahlung erfährt in der Erdatmosphäre eine einschneidende Änderung. Sauerstoff und Ozon absorbieren die UV-Strahlung unterhalb etwa 300 nm vollständig, zu längeren Wellenlängen hin erheblich, wobei Sonnenstand und Beschaffenheit der Atmosphäre von großem Einfluß sind. Die zwischen 315 und 280 nm liegende UV-Strahlung wird *Dornostrahlung* genannt; sie ist bei der Pigment- und Vitamin-D-Bildung der Haut wirksam.

Als Strahlungsempfänger für UV verwendet man sensibilisierte Photoelemente, Photozellen und Sekundärelektronenvervielfacher.

Anwendung der UV-Strahlung. Besonders aussichtsreich ist der Einsatz bei der Photochlorierung und der Photopolymerisation zu Plasten und allgemein auf dem Gebiete der synthetischen Erzeugung chemischer Produkte. Viele Stoffe weisen bei UV-Bestrahlung die Erscheinungen der Fluoreszenz und Phosphoreszenz auf. Man nutzt dies zum Nachweis der UV-Strahlung und zur Unterscheidung der betreffenden Stoffe aus, da diese im UV-Licht verschiedene Leuchteffekte zeigen. So lassen sich Beimengungen bei Lebensmitteln, Ausbesse-

rungen und Rasuren an Urkunden und Korrekturen an Ölgemälden feststellen. Die gute Bündelungsfähigkeit der UV-Strahlung macht sie bei Richtfunkstrecken in der Telefonie geeignet. Besonders wichtig sind die biologischen Wirkungen. So kann das UV-Licht recht starke Hautverbrennungen hervorrufen, jedoch in kleinen Dosen angewendet heilend wirken, z. B. läßt sich Rachitis mit UV-Strahlung bekämpfen. Bei technischer Anwendung werden auch biologische Wirkungen ausgenutzt, z. B. bei der Luftentkeimung und der Sterilisation von Wasser durch UV. Die Anregung von Leuchtstoffen in der Fluoreszenzanalyse und auch in der Erzeugung von Licht wird technisch, z. B. in Leuchtstoffröhren, ausgenutzt. Auch die Ionenbildung durch UV in Luft beruht auf einer physikalischen Wirkung und ist wesentlich bei der Herstellung unipolar ionisierter Luft, wie sie in Klimakammern für therapeutische Zwecke angewendet wird. Zu einem sehr großen Teil beruht jedoch die Anwendung von UV-Strahlung in der Technik auf photochemischen Wirkungen, z. B. bei Farbechtheitsprüfungen, beim Bleichen und Altern von Lacken. Sehr umfangreich ist der Einsatz des U.s bei der Beeinflussung lichtempfindlicher Schichten, z. B. bei der Herstellung von Lichtpausen und Kontaktkopien.

Ultraviolettdivergenz, svw. Ultraviolettkatastrophe.

Ultraviolettkatastrophe, *Ultraviolettdivergenz*, von Ehrenfest geprägte Bezeichnung für das Versagen der klassischen Strahlungstheorie im Fall des schwarzen Strahlers, für den sich nach Rayleigh-Jeans ein unbegrenztes Anwachsen der Strahlungsenergie mit zunehmender Frequenz ω, d. h. abnehmender Wellenlänge λ, ergibt. In Analogie hierzu hat man in der Quantenfeldtheorie, speziell der Quantenelektrodynamik, das Auftreten von Integralen, die mit wachsenden Impulsen divergieren, obwohl sie endlichen physikalischen Größen entsprechen, als U. bezeichnet, da der Impuls $\vec{p}$ mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$ ($|\vec{k}| = k = 2\pi/\lambda$) gemäß $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ ($\hbar = h/2\pi$, h = Planckssches Wirkungsquantum) verknüpft ist. Im Gegensatz zur Ultrarotkatastrophe ist die U. wesentlich mit den Schwierigkeiten der konventionellen Quantenfeldtheorie verknüpft. Sie kann durch ein cut-off-Verfahren, d. h. ein Abschneiden der betreffenden Integrale für genügend hohe Impulse, oder aber in relativistisch invarianter Weise bei speziellen Wechselwirkungen durch ein Renormierungsverfahren (→ Renormierung) vermieden werden.

Ultraviolettmikroskopie, abg. *UV-Mikroskopie*, ein Verfahren der Mikroskopie, bei dem die zu untersuchenden Objekte mit ultravioletter Strahlung abgebildet werden. Diese Strahlung ermöglicht entsprechend ihrer kurzen Wellenlänge eine höhere Auflösung als die sichtbare Strahlung (→ Auflösungsvermögen). Außerdem ergeben bestimmte organische Objekte, z. B. Eiweißstoffe, wegen ihrer Absorptionsbanden im UV in der U. kontrastreiche Bilder, während sie im Sichtbaren kontrastlos erscheinen. Es werden Linsenobjektive und Spiegelobjektive oder Kombinationen von beiden verwendet. Da Glas für Wellenlängen unter 300 nm nicht mehr durchlässig ist, werden als Material für Objektive Quarz und Flußspat (oder Lithiumfluorid) verwendet. Die Einstelldifferenz zwischen sichtbarer und UV-Strahlung erschwert die Benutzung der Linsenobjektive in der U. Bei den aluminiumbelegten Spiegelobjektiven verschwindet diese Einstelldifferenz, die Apertur ist jedoch beschränkt. Monochromate sind nur für eine Wellenlänge korrigiert, z. B. für die Funkenentladung zwischen Cd-Elektroden (λ = 275 nm und 257 nm) oder die Hg-Linie λ = 253,6 nm.

Im Hinblick auf die Durchlässigkeit müssen Kondensoren und Objektträger in der U. aus Quarz hergestellt werden.

Ultraviolettspektroskopie, abg. *UV-Spektroskopie*, ein Teilgebiet der → Spektroskopie. Im UV-Gebiet, das sich über einen Wellenlängenbereich von etwa 100 Å bis 4000 Å erstreckt, liegt ein Teil der Elektronenübergänge der Atome und Moleküle. Die Linienspektren der Atome (→ Atomspektren) beobachtet man vorwiegend in Emission, während die Bandenspektren der Moleküle (→ Molekülspektren) meist in Absorption aufgenommen werden.

Strahlungsquelle, Monochromator und Empfänger mit den dazugehörigen Verstärkungs-, Anzeige- und Registriervorrichtungen ergeben, durch im wesentlichen optische Glieder miteinander verbunden, zusammengebaut das UV-Spektrometer.

Als Strahlungsquelle verwendet man heiße Temperaturstrahler (T ≈ 3000 K), einen in einem Quarzrohr mit Quecksilberelektroden in Hg-Dampf brennenden Lichtbogen, Quecksilberhöchstdruckdampflampen (neben den Hg-Linien entsteht ein starkes UV-Kontinuum) oder Xenonhöchstdrucklampen. Da die meisten Gläser bereits im langwelligen UV absorbieren, verwendet man für Linsen und Prismen Flußspat (bis 1300 Å), Quarz und Steinsalz (bis 2000 Å). Für UV-Licht, dessen Wellenlänge kleiner als 1300 Å ist, können wegen der Absorption der Luft dagegen nur noch Beugungsgitter, Konkavgitter, die im Vakuum aufgestellt sind, verwendet werden (Vakuumspektrometer). Als Empfänger dienen Photozellen, Photoelemente, Photowiderstände (vorwiegend aus Selen) und photographische Platten. In der UV-Spektroskopie verwendet man wie in der → Ultrarotspektroskopie Ein- und Zweistrahlgeräte.

U-Matrix, → S-Matrix.

Umbra, → Sonne.

Umdrehung, U, Zähleinheit zur Angabe von Umlauffrequenzen oder Drehzahlen, nur zulässig in Zusammenhang mit den Einheiten Sekunde, Minute und Stunde, z. B. U/min, U/s, U/h.

Umformer, rotierende elektrische Maschine oder Maschinensatz zum Umformen elektrischer Energie in elektrische Energie mit anderem Zeitverhalten oder anderen Amplituden der Ströme und Spannungen. Nach Aufbau und Ausführung unterscheidet man Motorgenerator, Einankerumformer, Autodyne u. a.

1) Der *Motorgenerator* besteht aus zwei mechanisch gekuppelten → elektrischen Maschinen, dem Motor und dem Generator. Der Wirkungsgrad ist wegen der zweimaligen Energieumwandlung relativ gering. Beim *Eingehäuseumformer* besitzen beide Maschinen eine ge-

meinsame Welle und ein gemeinsames Gehäuse. Zur Umformung von Drehstrom in Gleichstrom treibt ein Synchron- oder Asynchronmotor einen Gleichstromgenerator an (z. B. in der → Leonard-Schaltung). Dient ein Gleichstromgenerator mit eigenem Antrieb zur Speisung der Erregerwicklung einer anderen elektrischen Maschine, so spricht man von einem *Erregerumformer* oder *Erregersatz*. Der Generator kann hierbei auch eine Verstärkermaschine sein. Beim *Schweißumformer* besitzt der Generator eine der Lichtbogenkennlinie angepaßte, stark fallende Strom-Spannungs-Kennlinie. Zur Umformung von Drehstrom in Drehstrom oder Wechselstrom anderer Frequenz werden *Frequenzumformer* oder *Frequenzwandler* verwendet. Zur Umformung von 50-Hz-Drehstrom in $16^2/_3$-Hz-Wechselstrom werden Synchronmaschinen unterschiedlicher Polzahl gekoppelt (*Bahnumformer*). Zur Erzeugung der Mittelfrequenz von 200 Hz bis 10 kHz werden auf der Generatorseite → Mittelfrequenzmaschinen eingesetzt. Alle bisher aufgeführten Motorgeneratoren haben den Vorteil, daß die beiden Netze unabhängig voneinander und galvanisch getrennt sind. Beim *asynchronen Frequenzumformer* wird eine Asynchronmaschine mit Schleifringläufer gegenläufig zum Feld angetrieben und der Unterschied zwischen Ständer- und Läuferfrequenz ausgenutzt. Beim *Kommutatorfrequenzumformer* besitzt der Generator einen Gleichstromanker mit Kommutator und Schleifringen; der Ständer ist unbewickelt und dient als magnetischer Rückschluß. Der Unterschied zwischen der Frequenz an den Schleifringbürsten und den Kommutatorbürsten wird ausgenutzt. Bei Verdrehung der Bürstenbrücke am Kommutator ändert sich auch die Phasenlage der Spannung (→ Kaskadenschaltung).

2) Im *Einankerumformer* wird Drehstrom oder Wechselstrom in Gleichstrom, seltener Gleichstrom in Wechselstrom in nur einer Maschine umgeformt. Der Einankerumformer ist wie eine Gleichstrommaschine aufgebaut. Zusätzlich wird die Ankerwicklung so angezapft und an drei Schleifringe geführt, daß eine in Dreieck geschaltete Drehstromwicklung entsteht. Die Maschine arbeitet als Synchronmotor-Gleichstromnebenschlußgenerator oder als Gleichstromnebenschlußmotor - Synchrongenerator. Von Vorteil ist, daß in der gemeinsamen Ankerwicklung nur der Differenzstrom fließt und kleinere Wicklungsverluste auftreten. Nachteilig sind das starre Verhältnis der Spannungen, die galvanische Kopplung und die ungünstigen Stabilitätsverhältnisse, so daß der Einankerumformer heute kaum noch angewendet wird.

Rotierende Maschinen zum Umformen von Wechsel- oder Drehstrom- in Gleichstromleistung werden immer mehr durch → Stromrichter (Quecksilberdampfventile, Siliziumventile, Thyristoren u. a.) ersetzt.

3) Die → *Autodyne* ist ein aus dem Einankerumformer entstandener U.

Umformgrad, bei stationären Umformungsprozessen das Verhältnis von Querschnittsverminderung zum ursprünglichen Querschnitt bzw. zum jeweiligen Querschnitt.

$$1)\ \varepsilon_A = \int_{A_0}^{A_1} \frac{dA}{A_0} = \frac{A_1 - A_0}{A_0}$$

$$2)\ \varphi_A = \int_{A_0}^{A_1} \frac{dA}{A} = \ln A \Big|_{A_0}^{A_1} = \ln \frac{A_1}{A_0}.$$

ε_A ist dabei der bezogene Umformgrad, φ_A der logarithmische Umformgrad, A_0 der Ausgangsquerschnitt, A der augenblickliche Querschnitt und A_1 der Endquerschnitt.

Umformung, Formänderung von Werkstücken durch plastisches Fließen. Als *Umformzone* bezeichnet man die Zone der plastischen Formänderungen; in ihr ist die Fließbedingung erfüllt.

Eine U. ist *isotherm*, wenn die Temperatur während des Umformungsprozesses durch Kühlung konstant gehalten wird. Eine U. unterhalb der Rekristallisationstemperatur heißt *Kaltumformung*, oberhalb der Rekristallisationstemperatur *Warmumformung*. Da die Rekristallisation von der Temperatur und Formänderung abhängt, ist die Grenze zwischen Kalt- und Warmumformung nicht eindeutig zu ziehen. Auch bei erhöhter Temperatur wird der Werkstoff während der U. verfestigt. Dabei ist die Verfestigung um so geringer, je höher die Temperatur ist. Die erhöhte Temperatur hat eine entfestigende Wirkung. Bei einer bestimmten Temperatur befinden sich die Verfestigung und die Entfestigung im Gleichgewicht, so daß die Fließspannung mit zunehmender Formänderung konstant bleibt. Diese Temperatur soll die Grenze zwischen Kalt- und Warmumformung kennzeichnen. Bei den Hochgeschwindigkeitsverfahren erfolgt die plastische Verformung meist dünnwandiger Körper durch Explosion, Funkenentladung in einer Flüssigkeit oder Entladung in elektromagnetischen Spulen. Ein Umformvorgang heißt *ideal* oder *parallelepipedisch*, wenn an einem beliebigen infinitesimalen Volumenelement keine Winkeländerungen auftreten.

Die Arbeit, die bei einer plastischen Deformation aufgebracht werden muß, heißt *Umformarbeit*. Sie wird in der elementaren Theorie als $W = V \int_0^{\varphi} k_w \, d\varphi$ berechnet. Darin bedeutet k_w den mittleren Formänderungswiderstand, φ die logarithmische Dehnung und V das umgeformte Volumen. Dabei ist k_w verfahrensabhängig und enthält bereits Abweichungen von der idealen U. Eine andere prinzipiell gleichwertige Form für die Umformarbeit ist die *Finksche Gleichung*, bei der die Abweichungen von der idealen U. entsprechend

$$W = \eta_F^{-1} V \int_0^{\varphi} k_f \, d\varphi$$

durch den Formänderungswirkungsgrad η_F berücksichtigt werden, der bei idealer U. den Wert 1 hat. k_f ist die material-spezifische Formänderungsfestigkeit. Bei Verwendung der Fließkurvenapproximation $k_f = a\varphi^n$ (→ Fließkurve) ergibt sich W aus der Gleichung

$$W = \frac{V}{\eta_F} \frac{a}{n+1} \varphi^{n+1}.$$

Dabei ist a die Formänderungsfestigkeit für $\varphi = 1$ in kp/cm² und n der Verfestigungsexpo-

nent. Die ideale Formänderungsarbeit dient zur Definition der mittleren Formänderungsfestigkeit k_{fm} als derjenigen konstanten Fließspannung, durch die man die Fließkurve eines verfestigenden Werkstoffes zu ersetzen hat, damit in beiden Fällen bei idealer U. die gleiche Arbeit geleistet wird: $k_{fm} = \frac{1}{\varphi} \int_0^{\varphi} k_f \, d\varphi$. Bei Hochgeschwindigkeitsverfahren ist außer der Umformarbeit auch die Beschleunigungsarbeit W_b zu berücksichtigen, das ist diejenige Arbeit, die während eines Umformvorganges zur Beschleunigung der einzelnen Werkstoffteile verbraucht und als deren kinetische Energie gespeichert wird. Die Beschleunigungsarbeit kann nach der elementaren Plastizitätstheorie aus der Werkstoffgeschwindigkeit v_E beim Eintreten in die Umformzone und der Werkstoffgeschwindigkeit v_A nach Verlassen der Umformzone berechnet werden: $W_b = \frac{m}{2}(v_A^2 - v_E^2)$. m ist die umgeformte Masse.

Unter Reibarbeit versteht man die Arbeit, die zur Überwindung der äußeren Reibung zwischen Werkstoff und Werkzeug aufgewendet werden muß.

U/min, → Drehzahl.

Umkehrbarkeit des Strahlenganges, → Abbildung.

Umkehreinwand, von Loschmidt 1876 vorgebrachter Einwand gegen die Boltzmannsche kinetische Theorie, die auf der → Boltzmann-Gleichung basiert. Der U. geht von der Tatsache aus, daß in der klassischen Mechanik, die der Boltzmannschen Theorie zugrunde liegt, alle Prozesse reversibel (umkehrbar) sind, während die Boltzmann-Gleichung irreversible Prozesse beschreibt. Insbesondere ist in dem unmittelbar aus der Boltzmann-Gleichung folgenden → H-Theorem eine Zeitrichtung ausgezeichnet, also die Reversibilität aufgehoben. Die Diskussion über diesen scheinbaren Widerspruch zeigte, daß der Boltzmannschen Theorie nicht nur die Mechanik zugrunde liegt, sondern daß auch wesentliche zusätzliche Annahmen statistischen Charakters gemacht wurden, insbesondere die Annahme des molekularen Chaos (→ Boltzmann-Gleichung). Weitere Aspekte der Diskussion des U.es wurden später durch die Quantenmechanik geliefert. → Wiederkehreinwand.

Umkehrlinse, svw. Umkehrsystem.

Umkehrpendel, → Pendel.

Umkehrpunkt, *thermischer U.*, Inversionstemperatur beim → Joule-Thomson-Effekt.

Umkehrspanne, bei Längenmeßgeräten der Unterschied der Anzeigen, die sich für den gleichen Wert der Meßgröße ergeben, wenn sich der Zeiger des Meßgerätes einmal von kleineren Werten der Anzeige her und zum anderen von größeren Werten der Anzeige her auf die Meßgröße einstellt. Die U. wird bei mechanisch wirkenden Meßgeräten durch Reibung, Spiel und elastische Verformungen im Meßgetriebe hervorgerufen; sie ist am ausgeprägtesten bei der Meßuhr. Das Auftreten der U. kann durch Anheben und Aufsetzen des Meßbolzens vor jeder Messung vermieden werden.

Umkehrsystem, *Umkehrlinse*, in optischen Geräten ein zusätzliches abbildendes System zur Bildaufrichtung. Das U. bildet ein vom Objektiv eines Gerätes erzeugtes reelles kopfstehendes Bild nochmals ab und erzeugt hierbei eine vollständige Bildaufrichtung, die gleichzeitig mit einer Änderung des Abbildungsmaßstabes verbunden sein kann. Als optische Bauelemente zur Umkehrung dienen Linsen (→ terrestrisches Fernrohr), aber auch Reflexionsprismen (→ Prismenfernrohr) oder Spiegelkombinationen.

Umkippthermometer, *Kippthermometer*, ozeanologisches Meßgerät zur genauen Temperaturmessung in beliebigen Wassertiefen. Das U. ist ein Quecksilberthermometer, das durch eine mechanische Vorrichtung in der jeweiligen Meßtiefe nach der Angleichzeit gekippt wird. Dabei reißt der Quecksilberfaden an einer unterschiedlich konstruierten Abreißstelle ab und fixiert die Temperatur.

Umklappprozeß, → Streuung B 5).

Umkristallisation, im engeren Sinne Änderung eines kristallinen Gefüges, z. B. durch Sammelkristallisation, im weiteren Sinne auch die Umwandlung einer kristallinen Modifikation in eine andere bei Änderung der äußeren Bedingungen, z. B. Temperatur und Druck, oder die stoffliche Umbildung eines Kristalls durch Verdrängung einzelner chemischer Bestandteile (*Platzwechselreaktion*).

Umladung, Übergang der Elektronen von einem neutralen Atom oder Ion auf ein anderes. Dringen schnelle, neutrale Atome oder positive Ionen in eine Substanz ein, werden einerseits Elektronen des eindringenden Teilchens bei Stößen gegen die Elektronenhüllen der Substanzatome dauernd abgestreift, d. h., es bilden sich nacheinander immer höher ionisierte Ionen, beispielsweise O^+, O^{2+}, O^{3+}, ... Mit wachsendem Ionisationsgrad wächst aber auch die Neigung des Ions, aus den Elektronenhüllen der Substanzatome Elektronen an sich zu reißen, d. h., es findet eine U. statt. Aus beiden gegenläufigen Prozessen ergibt sich im statistischen Gleichgewicht ein mittlerer Ionisationsgrad des Ions, der durch die Energie des Ions sowie durch die Art der Substanz eindeutig festgelegt ist. Durch die U. schwankt die Ionisation um einen Mittelwert. So besteht ein ^8O-Ionenstrahl von 18 MeV nach Durchgang durch eine Kunstharzfolie zu 25% aus O^{4+}, zu 50% aus O^{5+} und zu 25% aus O^{6+}. Andere Ionisationsstufen fehlen praktisch.

Umlaufspannung, → Spannung 2) (*elektrische U.*).

Umlenkprisma, → Reflexionsprisma.

Ummagnetisierung, *Magnetisierungsumkehr*, Änderung der Magnetisierung einer zunächst in einer Richtung gesättigten Probe in die entgegengesetzte Richtung. Die U. erfolgt bei weichmagnetischen Stoffen vorwiegend durch Wandverschiebungen und bei hartmagnetischen vorwiegend durch Drehprozesse.

Ummagnetisierungsverluste, Verluste an elektrischer Leistung in einem Wechselstromgerät, deren Ursache die Ummagnetisierung ist. Durch die fortwährende Ummagnetisierung wird laufend die Hystereseschleife durchlaufen, und es entsteht Wärme (→ Hystereseverluste, → Wirbelstromverluste, → Nachwirkung 1).

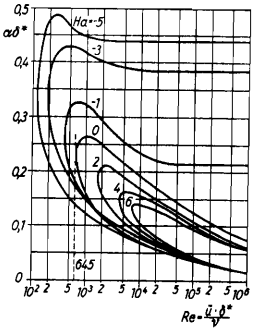
Umordnungsenergie, → Bindungsenergie 1).

Umrichter, ein elektrisches Gerät (→ Stromrichter) zum Umformen von Wechselstrom in Wechselstrom einer anderen Frequenz. U. werden insbesondere für die Speisung von elektrischen Eisenbahnnetzen, die mit einer Frequenz von $16^2/_3$ Hz arbeiten, aus den üblichen 50-Hz-Netzen der allgemeinen elektrischen Energieversorgung benützt. Ein U. kann z. B. aus einem → Gleichrichter bestehen, der zunächst aus dem 50-Hz-Wechselstrom einen Gleichstrom erzeugt, und einem → Wechselrichter, der den Gleichstrom in den gewünschten $16^2/_3$-Hz-Wechselstrom umformt.

Umschlag, in Rohren und Kanälen sowie in der Grenzschicht umströmter Körper (→ Strömung) der Übergang von der laminaren Strömungsform in die turbulente. Die laminare Strömung stellt theoretisch eine Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen auch für sehr große Reynoldszahlen Re dar. Die Praxis hat jedoch gezeigt, daß die laminare Strömung bei großen Re gegen kleine, zufällige Störungen instabil ist und in die turbulente Strömung umschlägt. Der U. der laminaren Strömung in die turbulente wird auch Entstehung der Turbulenz genannt. Am längsten bekannt ist der U. bei der Rohrströmung. Der U. laminar/turbulent besitzt großen Einfluß auf den → Strömungswiderstand und den Wärme- und Stoffaustausch (→ Austausch).

Bei der theoretischen Behandlung des U.es wird untersucht, ob Energie aus der laminaren Hauptströmung auf eine Störbewegung übergeht und diese angefacht wird, oder ob eine zufällige Störbewegung durch die Zähigkeitswirkung des Strömungsmediums gedämpft wird. Das Anwachsen der infinitesimalen Störungen, das als Anfachung bezeichnet wird, führt zur Umgestaltung der ursprünglichen Grundströmung. Meist entsteht dabei unmittelbar die turbulente Strömung. Zwischen rotierenden Zylindern bilden sich jedoch zunächst dreidimensionale Sekundärströmungen (→ Strömung), die Taylor-Wirbel, die die laminare Grundströmung in einem gewissen Reynoldszahlbereich stabilisieren. Erst bei noch höheren Reynoldszahlen erfolgt der U. zur Turbulenz.

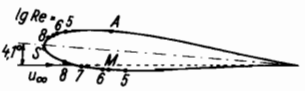
Der U. wird als ein Stabilitätsproblem aufgefaßt, das mit der Methode der kleinen Schwingungen gelöst wird: Einer stationären Grundströmung $u(y)$ werden kleine zweidimensionale Störungen u', v' überlagert, die aus Partialschwingungen verschiedener Wellenlänge bestehen. Die Störungen werden als klein gegen die Grundströmung vorausgesetzt, so daß die Strömungsgleichung linearisiert werden kann. Für jede Einzelschwingung vorgegebener Wellenlänge λ erhält man bei einer gegebenen Reynoldszahl der Grundströmung aus den Navier-Stokes-Gleichungen und der Kontinuitätsgleichung unter Einhaltung der Randbedingungen für den Dämpfungs- bzw. Anfachungsfaktor c_i sowie für die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit je einen Wert. Anfachung ist für $c_i > 0$ und Dämpfung für $c_i < 0$ vorhanden. Von besonderer Bedeutung ist die Kurve für den Grenzfall $c_i = 0$, die die stabilen Störungen von den instabilen trennt. Sie wird *Indifferenzkurve* genannt (Abb. 1). Innerhalb des von der Indifferenzkurve eingeschlossenen Gebietes ist die Grundströmung instabil, außerhalb dieses Gebietes ist sie stabil. Als Ordinate ist das Produkt der Wellenzahl α, die mit der Wellenlänge durch $\alpha = 2\pi/\lambda$ verknüpft ist, mit der Verdrängungsdicke δ^* (→ Grenzschicht) aufgetragen. Der Abszissenwert ist die mit δ^* gebildete Reynoldszahl $\mathrm{Re} = \bar{u} \cdot \delta^*/\nu$; dabei ist $\bar{u}$ die Geschwindig-



1 Indifferenzkurven

keit am Grenzschichtrand, ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Als Parameter ist die Hagenzahl $\mathrm{Ha} = \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\mathrm{d}\bar{u}}{\mathrm{d}x} \delta^2$ an die Indifferenzkurven geschrieben; x ist die Koordinate längs der Wand, δ die Grenzschichtdicke. Für Ha = 0 handelt es sich um die Grenzschicht an der längs angeströmten ebenen Platte, für Ha > 0 um beschleunigte Strömungen und für Ha < 0 um verzögerte Strömungen. Von besonderem Interesse ist die kleinste Reynoldszahl, die man erhält, wenn die Tangente an die Indifferenzkurve parallel zur Ordinate eingezeichnet wird, wie es für Ha = 0 erfolgt ist. Unterhalb dieser kritischen Reynoldszahl $\mathrm{Re_{kr}}$ werden alle Störungen gedämpft, die Strömung ist stabil. Oberhalb $\mathrm{Re_{kr}}$ werden Partialschwingungen in einem bestimmten Wellenlängenbereich angefacht. In verzögerter Strömung wird der U. gefördert, da die Grenzschichtprofile einen Wendepunkt in ihrem Inneren aufweisen (→ Grenzschichtablösung). $\mathrm{Re_{kr}}$ ist kleiner als an der Platte. Beschleunigung wirkt dagegen stabilisierend auf die Grundströmung, deshalb ist $\mathrm{Re_{kr}}$ größer als an der Platte. Die theoretisch so bestimmte kritische Reynoldszahl ist kleiner als die experimentell ermittelte des U.es laminar/turbulent. Die Ursache dafür ist, daß eine bestimmte Zeit erforderlich ist, bis durch Anfachung der instabilen Störungen Turbulenz entsteht. Der Umschlagpunkt wird also stets stromabwärts vom Indifferenzpunkt liegen. Der Abstand zwischen Indifferenz- und Umschlagpunkt ist um so kleiner, je höher die Reynoldszahl und der → Turbulenzgrad der Grundströmung sowie die Oberflächenrauhigkeiten sind. Unter sonst gleichen Bedingungen ist dieser Abstand bei beschleunigter Strömung wesentlich größer als bei verzögerter Strömung. Nach erfolgter Grenzschichtrechnung kann der *Indifferenzpunkt* an umströmten Körpern ermittelt werden. Er wandert mit steigender Reynoldszahl in Richtung auf den vorderen Staupunkt, wie es Abb. 2 für einen Tragflügel zeigt. Überschlägig kann gesagt werden, daß der Indifferenzpunkt bei Reynoldszahlen $\mathrm{Re} = 10^6$ bis 10^7

mit der Stelle des Druckminimums der Potentialströmung zusammenfällt und der U. kurz dahinter erfolgt. Bei kleinen Reynoldszahlen ist eine theoretische Voraussage über die Lage des Umschlagpunktes kaum möglich.

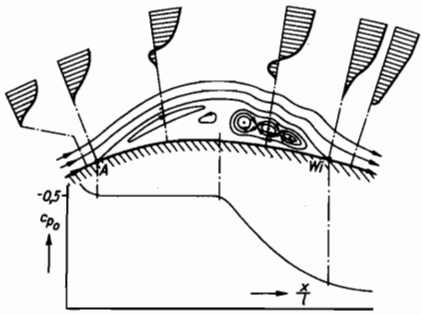


2 Indifferenzpunkte an einem Tragflügel für verschiedene Reynoldszahlen Re. *A* laminarer Ablösungspunkt, *M* Druckminimum, *S* Staupunkt, $U\infty$ Zuströmgeschwindigkeit

Experimentell wurde nachgewiesen, daß dem U. bei niedrigem Turbulenzgrad $Tu \approx 0{,}0003$ an ebenen oder konvexen Wänden eine Anfachung langwelliger, ebener Schwingungen vorausgeht. Mit der linearisierten Theorie kann die Turbulenzentstehung selbst nicht behandelt werden, man hat deshalb zu diesem Problem umfangreiche experimentelle Untersuchungen ausgeführt. Danach bilden sich, sobald die Amplituden der Störungswellen eine bestimmte Größe erreicht haben, Längswirbel, deren Achsen parallel zur Hauptströmung sind. Beim weiteren Anwachsen der Störbewegung kommt es an Stellen maximaler Störgeschwindigkeit zum „Aufplatzen", das durch plötzliches Auftreten von Geschwindigkeitsschwankungen hoher Intensität gekennzeichnet ist. Es führt zur Bildung begrenzter Gebiete turbulenter Strömung von unregelmäßiger Gestalt, die *Turbulenzflecken* genannt werden. Die in unregelmäßiger zeitlicher Folge sich bildenden Turbulenzflecken wandern stromabwärts, wobei sie sich keilförmig verbreitern. Dabei kommt es auch wegen der ständigen Neubildung von Turbulenzflecken zu deren Verschmelzung, so daß die von ihnen eingenommene Fläche in Strömungsrichtung ständig zunimmt, bis sich die vollturbulente Grenzschicht ausgebildet hat. Es gibt somit keinen streng definierten Umschlagpunkt, der Übergang von der laminaren Strömung zur vollturbulenten erfolgt in einem Bereich endlicher Abmessung.

Bei höherem Turbulenzgrad $Tu \approx 0{,}01$ wird der U. unmittelbar durch zufällige Störungen bewirkt, ohne daß vorher eine Anfachung langwelliger Schwingungen auftritt. An konkaven Wänden wird der U. durch Bildung dreidimensionaler Görtler-Wirbel eingeleitet. Der U. im Gebiet verzögerter Strömung erfolgt über den Mechanismus des laminaren Ablösewirbels, auch Ablöseblase genannt. Infolge der von der laminaren Ablösestelle ausgehenden → Trennungsfläche entstehen größere Wirbel, die vorzugsweise in Hauptströmungsrichtung wachsen, bis sie auch unter dem Einfluß der Wandreibung in viele kleine Wirbel zerfallen und Turbulenz entsteht. Die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten ermöglichen es der Außenströmung, das energiearme Grenzschichtmaterial in Gebiete höheren Druckes stromabwärts zu transportieren. So kann sich die Grenzschicht turbulent wieder an die Wand anlegen. Abb. 3 zeigt die schematische Darstellung der momentanen Stromlinien innerhalb des laminaren Ablösewirbels und die Druckverteilung an der Wand. Das begrenzte Ablösegebiet wird mit steigender Reynoldszahl und zunehmendem Turbulenzgrad der Außenströmung kleiner.

Außer den bisher genannten haben noch folgende Größen Einfluß auf den U.: Stabilisierend wirken Absaugen, Zentrifugalkräfte an konkaven Wänden, Dichteschichtungen mit nach oben abnehmender Dichte und der Wärmeübergang von der Grenzschicht an die Wand; destabilisierend wirken Ausblasen, Zentrifugalkräfte an konvexen Wänden, Dichteschichtungen mit nach oben zunehmender Dichte, Wärmeübergang von der Wand an die Grenzschicht, hoher Turbulenzgrad der Außenströmung, Oberflächenrauhigkeiten und Turbulenzdrähte.



3 Momentane Stromlinien, Geschwindigkeitsprofile und Druckverteilung im Gebiet des laminaren Ablösewirbels. *Wi* Wiederanlegepunkt, *A* Ablösepunkt, c_{p_0} dimensionsloser Druck, bezogen auf den Staudruck, x/l dimensionslose Koordinate längs der Wand

In neuerer Zeit wurde festgestellt, daß durch starke Beschleunigung der Grenzschicht die turbulenten Schwankungen so stark gedämpft werden, daß ein Übergang von der turbulenten Strömung zur laminaren erfolgt. Schließt sich daran wieder ein Verzögerungsgebiet an, so kann erneut der U. laminar/turbulent stattfinden. Der Übergang turbulent/laminar wurde an Schaufelgittern von Turbinen und Verdichtern sowie bei der Überschallströmung um eine konvexe Ecke beobachtet.

Lit. Schlichting: Grenzschichttheorie (5. Aufl. Karlsruhe 1965).

Umschlingungsreibung, → Reibung.

umschlossene radioaktive Quelle, radioaktiver Stoff in einer dichten, festen und inaktiven Hülle, die jeden Austritt der radioaktiven Substanz während des üblichen Gebrauchs mit Sicherheit verhindert. Bei Vorhandensein gasförmiger Radionuklide, z. B. von Emanation, gilt eine Quelle nur als umschlossen, wenn die Hülle gasdicht ist. Die regelmäßige Überprüfung u.r r.r Q.n auf Dichtigkeit gehört zu den Aufgaben des Strahlenschutzes.

Umspanner, → Transformator.

Umstimmung, → Farbensehen.

Umwandlungselektron, → innere Konversion.

Umwandlungspunkte, die vom Druck abhängigen Temperaturen (*Umwandlungstemperaturen*), bei denen Phasenübergänge auftreten, z. B. Schmelzpunkt, Siedepunkt, Curie-Punkt u. a.

Umwandlungsquerschnitt, Wirkungsquerschnitt für Kernumwandlungsreaktionen, vorwiegend für die nichtelastische Streuung von Elementar-

teilchen, z. B. für die Pion-Proton-Streuung $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ gebraucht.

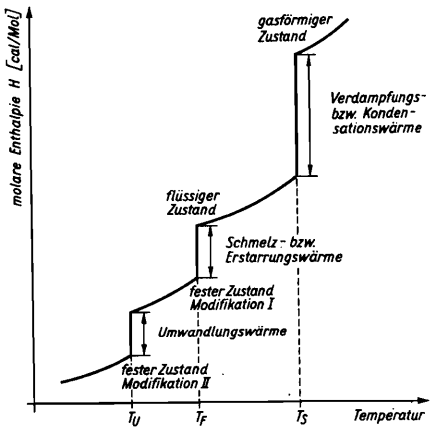
Umwandlungstemperatur eines Supraleiters, svw. Übergangstemperatur eines Supraleiters.

Umwandlungswahrscheinlichkeit, → radioaktiver Zerfall.

Umwandlungswärme, *Umwandlungsenthalpie*, ältere Bezeichnung *latente Wärme*, die Wärme, die bei jedem Phasenübergang 1. Art freigesetzt oder verbraucht wird, je nachdem, in welcher Richtung die Umwandlung in dem betrachteten System verläuft. In der physikalischen Chemie bezieht man die U. entweder auf ein Mol oder auf 1 g und bezeichnet als *molare U.* oder *spezifische U.* als die Wärme, die bei der Umwandlung eines Mols oder eines Gramms eines Stoffes umgesetzt wird. U.n sind die Verdampfungs- und Kondensationswärme (→ Sieden), die Schmelz- und Kristallisationswärme (→ Schmelzen), die Sublimationswärme (→ Sublimation) und U.n bei Umwandlungen in kristallin festem Zustand, die auf einer Änderung der Kristallstruktur beruhen. Die Phasenumwandlung von dem amorphen zu dem kristallin festen Zustand ist keine Umwandlung verschiedener Modifikationen eines Stoffes, sondern entspricht der Umwandlung der unterkühlten Schmelze in den kristallin festen Zustand, weshalb die dabei auftretende U. der Schmelzwärme bei der betreffenden Temperatur entspricht.

Im Prinzip lassen sich alle U.n kalorimetrisch messen. Meist werden aber Verdampfungs- und Sublimationswärmen aus der Temperaturabhängigkeit des Dampfdruckes mittels der → Clausius-Clapeyronschen Gleichung bestimmt. Schmelzwärmen werden meist aus der Erniedrigung des Schmelzpunktes bei Zusatz von bekannten Mengen eines Stoffes bestimmt, der in der flüssigen Phase des zu untersuchenden Stoffes löslich ist, in der festen aber nicht (→ Raoultsches Gesetz).

Die U.n sind temperaturabhängig. Die bei Phasenumwandlungen ausgetauschten Wärmebeträge machen sich durch eine sprunghafte Änderung der inneren Energie U bzw. der Enthalpie H eines Stoffes bemerkbar, wenn man diese in Abhängigkeit von der Temperatur darstellt (Abb.). Während der Umwandlung bleibt die Temperatur bei einkomponentigem System konstant, bei mehrkomponentigem im allgemeinen nicht (→ Schmelzdiagramm, → Siedediagramm).



Schematische Darstellung der Abhängigkeit der molaren Enthalpie H eines reinen Stoffes von der Temperatur. T_U Umwandlungstemperatur, T_F Schmelztemperatur, T_S Siedetemperatur

Umweganregung, → Renninger-Effekt.

Umwegfaktor, → ionisierende Strahlung 2.4).

Umwegleitung, → Symmetrierglieder.

unabhängige Streuung, → Tyndall-Effekt.

Unabhängigkeit, → Axiomensystem.

Unabhängigkeitsprinzip, svw. Superpositionsprinzip.

Unbestimmtheitsmaß, in der Kybernetik ein beliebiges Maß, um die in einem endlichen Schema enthaltene Unbestimmtheit quantitativ einzuschätzen. Für das U. $F(\mathfrak{A})$ eines endlichen Schemas $\mathfrak{A}$ wird gefordert, daß es nur von dem Wahrscheinlichkeitsvektor $p = (p_1, p_2, \ldots, p_k)$ des endlichen Schemas abhängt, daß $F(\mathfrak{A}) = F(p_1, p_2, \ldots, p_k)$ eine in den p symmetrische Funktion ist und daß $F(\mathfrak{A}) = 0$ gilt, wenn der Wahrscheinlichkeitsvektor in der Weise ausgeartet ist, daß alle Wahrscheinlichkeiten p_i mit $i + j$ Null sind, also $p_j = 1$. Diese Forderungen lassen sich erfüllen durch einen Ansatz der Form $F(p_1, p_2, \ldots, p_k) = f(p_1) + f(p_2) + \cdots + f(p_k)$ mit einer erzeugenden Funktion $f(p)$, die nicht negativ und konvex nach oben ist und die der Bedingung $f(1) = f(0) = 0$ genügt.

Führt man für zwei endliche Schemata $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ ein bedingtes U. $F(\mathfrak{A}/\mathfrak{B}) = \sum_{i,j} p(B_j)\, F(A_i/B_j)$ ein, so gelten die Gesetze:

a) $F(\mathfrak{A}/\mathfrak{B}) \leqq F(\mathfrak{A})$ d. h., durch ein Hilfsexperiment kann sich Unbestimmtheit für $\mathfrak{A}$ nur verkleinern;

b) $F(\mathfrak{A}/\mathfrak{BC}) \leqq F(\mathfrak{A}/\mathfrak{B})$.

Die Additivitätsforderung $F(\mathfrak{AB}) = F(\mathfrak{A}) + F(\mathfrak{B}/\mathfrak{A})$ führt auf die statistische → Entropie als spezielles und für die Anwendungen wichtigstes U.

Unbestimmtheitsrelation, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

Unbunt, → Farbe.

Undichtheit, *Leckrate*, die durch Löcher oder Poren vom Außenraum unter Normdruckbedingungen in ein Vakuumsystem einströmende Gasmenge, gemessen in Druck mal Volumen je Zeiteinheit (Torr · Liter/s) unter Angabe der Gasart.

UND-Schaltung, → logische Grundschaltungen.

Undulationstheorie, → Lichttheorien.

uneingeschränktes plastisches Fließen, dasjenige Fließen, bei dem die plastischen Formänderungen die elastischen so weit übertreffen, daß diese meist vernachlässigt werden können. Der Bereich des uneingeschränkten plastischen F.s ist für die Behandlung technologischer Formungsprozesse maßgebend. Bei diesen Prozessen kann das Material als starr betrachtet werden, solange die Spannungen die Fließgrenze noch nicht erreicht haben (→ Saint-Venantsche Theorie).

unelastische Neutronenstreuung, *inelastische Neutronenstreuung*, 1) am Einzelkern: Streuprozeß, bei welchem das einfallende schnelle Neutron mit der Energie E_n den Atomkern anregt, wobei dieser in einen seiner angeregten Zustände übergeht. Nach der u.n N. geht der angeregte Atomkern durch Emission eines oder

mehrerer γ-Quanten in seinen Grundzustand über. Die u. N. liefert im Gebiet der schnellen Neutronen (d. h. $E_n \geqq 1{,}5$ MeV) für die meisten Atomkerne den größten Beitrag zum → nichtelastischen Querschnitt.

Die u. N. erfolgt zum überwiegenden Teil über den Mechanismus der Bildung eines Zwischenkerns. Dabei entstehen Neutronenspektren, welche bei mittelschweren und schweren Kernen der Energieverteilung aus einem erhitzten Flüssigkeitströpfchen verdampfter Moleküle sehr ähnlich sind und deshalb auch als → Verdampfungsspektren bezeichnet werden.

Ein kleiner Teil der u.n N. regt die tiefliegenden Kernzustände direkt, ohne Zwischenkernbildung an. Dabei werden kollektive Freiheitsgrade bevorzugt angeregt.

Die u. N. ist ein effektiver Prozeß zur Abbremsung schneller Neutronen, der zur Abschirmung schneller Neutronen genutzt wird und bei Kernreaktoren eine wichtige Rolle spielt.

2) an Substanzen, insbesondere Festkörpern und Flüssigkeiten: Streuprozeß, bei dem die zumeist thermischen Neutronen ihre Energie durch Wechselwirkung mit den atomaren Bausteinen verändern, und zwar sowohl vergrößern als auch verkleinern. Sofern diese Wechselwirkung mit dem Atomkern erfolgt, ist sie im allgemeinen elastisch bezüglich des Einzelkerns, d. h., sie führt *nicht* zu seiner inneren Anregung. Diese Art der unelastischen N. ist eine der wichtigsten experimentellen Methoden zur Aufklärung der inneren Dynamik kondensierter Materie. Insbesondere gestattet sie, direkt den Frequenz-Wellenzahl-Zusammenhang von Gitterschwingungen (bei der Neutron-Phonon-Wechselwirkung) und in Stoffen mit magnetischer Ordnung die entsprechende Beziehung für Spinwellen (Neutron-Magnon-Wechselwirkung) zu messen. Die Wechselwirkung der Neutronen mit den magnetischen Hüllen erfolgt dabei über das magnetische Moment des Neutrons.

unelastischer Stoß, → Stoß.

unelastische Streuung, → Streuung 1 A).

unendliche Bewegung, → mechanisches System.

unfreie Koordinaten, → verallgemeinerte Koordinaten.

unfreie Schwingung, → Schwingung.

ungedämpfte Schwingung, → Schwingung, → Schwingkreis.

Ungenauigkeitsrelation, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

ungesättigt, 1) Bezeichnung für chemische Verbindungen, in denen eine oder mehrere Doppel- oder Dreifachbindungen vorkommen. Verbindungen, die nur Einfachbindungen enthalten, heißen *gesättigte* Verbindungen.

2) Bezeichnung für Lösungen, die noch weitere Mengen des gelösten Stoffes aufnehmen können.

Ungleichsichtigkeit, → Augenoptik.

uniaxialer Zug oder Druck, → Spannungszustand.

unified model, → Kernmodelle.

Unijunctiontransistor, svw. Doppelbasisdiode.

unimodulare Transformation, eine Transformation $x_i' = \sum_{k=1}^{n} a_{ik} x_k$ mit $i = 1, \ldots, n$ im n-dimensionalen Vektorraum, deren Transformationsdeterminante $\det(a_{ik}) = ||a_{ik}|| = 1$ ist.

unimodulare Zahl, komplexe Zahl, deren Absolutbetrag gleich 1 ist.

Unipolarinduktion, Induktionserscheinung, bei der in Leitern bei Relativbewegung gegen nur einen Pol eines Magneten Ströme induziert werden. Läßt man ein kreisförmiges Blech in einem senkrecht zu ihm stehenden Magnetfeld um seine Achse rotieren und bringt in der Achse und am Umfang Schleifkontakte an, so kann man einen Strom abnehmen. Das ist eine Folge der elektromagnetischen → Induktion. Da es genügt, dem Blech einen Magnetpol gegenüberzustellen, bezeichnet man diese Erscheinung als U.

Die Deutung dieser Erscheinung, die schon Faraday beschrieb, war lange Zeit umstritten. Erst zu Beginn des 20. Jh. konnte eine gültige Klärung gefunden werden. Die Ursache für das Auftreten des Induktionsstromes besteht darin, daß auf ein Elektron in der Metallscheibe die Lorentz-Kraft $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ wirkt, die es in radialer Richtung beschleunigt. Dabei bedeuten $\vec{v}$ die Geschwindigkeit des Elektrons, $\vec{B}$ die magnetische Flußdichte des Magnetfeldes und e die elektrische Elementarladung. Die Größe der induzierten Spannung erhält man auf folgendem Wege: Die Geschwindigkeit eines im Abstand r' von der Achse befindlichen Elektrons beträgt $v = \omega r'$, wenn ω die Winkelgeschwindigkeit der Scheibe ist. Die auf das Elektron wirkende Kraft beträgt $F = evB = e\omega r'B$, da $\vec{v}$ und $\vec{B}$ senkrecht aufeinander stehen. Die elektrische Feldstärke wird demnach an dieser Stelle $E = F/e = \omega r'B$. Durch Integration erhält man die Spannung $U = -\int_0^r E \, \mathrm{d}r' = -\omega B \int_0^r r' \, \mathrm{d}r = -\frac{1}{2}\omega B r^2$.

Der Vorteil der durch U. erzeugten Ströme besteht darin, daß diese Ströme oberwellenfreie Gleichströme sind; nachteilig ist, daß die erzeugten Spannungen sehr gering sind. In der Technik wird die U. bei der → Unipolarmaschine angewendet, mit der große Ströme bei kleinen Spannungen erzeugt werden.

Unipolarmaschine, *Einpolmaschine*, eine Gleichstrommaschine (→ elektrische Maschine) ohne Stromwender mit Ausnutzung der Spannungserzeugung durch Unipolarinduktion. Für die U. sind verschiedene Bauformen bekannt. Rotiert ein System von Ankerleitern oder ein Metallzylinder so in einem Polsystem, daß alle Leiter oder der Zylinder gleichsinnig vom Magnetfeld durchsetzt werden und am Zylindermantel z. B. alle Feldlinien austreten, so entsteht an den Enden der Leiter bzw. des Zylinders eine Spannung. Beim Metallzylinder können die Bürsten direkt auf der Oberfläche außerhalb des Mittelteils schleifen. Ähnlich arbeitet eine U. mit einer leitfähigen Läuferscheibe. Durchsetzt das Magnetfeld die Scheibe gleichsinnig, so tritt zwischen Mittelpunkt und Umfang eine Spannung auf.

Die U. wurde früher zum Erzeugen hoher Ströme bis 50 kA und Spannungen bis 40 V für Elektrolyseanlagen gebaut, inzwischen aber durch Stromrichter verdrängt.

Unipolartransistor, → Transistor.

unitäre Gruppe, Gruppe der unitären Matrizen

der Ordnung n; abgekürzt mit $U(n)$ bezeichnet. Eine für die Physik wichtige Untergruppe ist die *spezielle u. G.*, die Gruppe der unitären Matrizen, deren Determinante gleich 1 ist. Die spezielle u. G. wird mit $SU(n)$ bezeichnet.

unitäre Symmetrie, die aus der genäherten Invarianz der Hadronen gegenüber Transformationen bestimmter unitärer Gruppen in 2, 3 oder mehr Dimensionen folgende Symmetrie der Elementarteilchen, die zu einem wichtigen Instrument der Klassifikation der Hadronen geworden ist und zu bedeutenden Einsichten in die Struktur der schwachen und besonders der starken Wechselwirkung geführt hat.

Allgemein ist eine unitäre Gruppe $U(n)$ der Dimension n als Gesamtheit derjenigen Transformationen U eines n-dimensionalen linearen Vektorraums V^n mit den n-komponentigen Vektoren $v = (v_1, v_2, \ldots, v_n) \in V^n$ in sich gegeben, die gemäß $v_l \to v_l' = \sum_{j=1}^{n} U_{lj} v_j$ definiert sind und der Bedingung $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$, d. h., $\sum_{j=1}^{n} U_{lj} U_{kj}^* = \sum_{j=1}^{n} U_{jl}^* U_{jk} = \delta_{lk}$ mit der Einheitsmatrix (Kronecker-Symbol) δ_{lk} genügen; daraus folgt $|\det U| = 1$. Unitäre Transformationen mit $\det U = 1$ heißen *speziell unitär*, und die Gruppe dieser Transformationen, die spezielle unitäre Gruppe, wird mit $SU(n)$ bezeichnet. Die infinitesimalen Erzeugenden dieser Transformationen spannen die zugehörigen unitären Algebren (→ Liesche Gruppe) auf. Die unitäre Gruppe $U(n)$ ist das → direkte Produkt der unitären Gruppe in einer Dimension $U(1)$, die durch Phasentransformation $e^{i\varphi A}$ mit der infinitesimalen Erzeugenden A aufgespannt wird, mit $SU(n)$, $U(n) = U(1) \times SU(n)$. In der Elementarteilchenphysik kann A mit der Baryonenzahl, der baryonischen Ladung, identifiziert werden. Dieser Bestandteil der unitären Gruppen wird gewöhnlich nicht explizit beobachtet. Die niedrigste nichttriviale spezielle unitäre Gruppe ist $SU(2)$; sie ist isomorph zur Gruppe der Drehungen in einem dreidimensionalen Raum und spielt eine überragende Rolle in der gesamten Elementarteilchenphysik. Zunächst wird sie von den Drehimpulsoperatoren als den infinitesimalen Erzeugenden der Gruppe realisiert; ihre niedrigstdimensionale nichttriviale Darstellung ist die zweidimensionale durch die Paulischen Spinmatrizen $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ (→ Drehgruppe), woraus sich alle höherdimensionalen Darstellungen durch Ausreduktion direkter Produkte der Spindarstellung ergeben (die Dimension n der Gruppe hat nichts zu tun mit der Dimension der Darstellung!). Davon unabhängig, aber völlig analog wird $SU(2)$ als Isospingruppe realisiert, da der Isospin den gleichen Vertauschungsregeln wie der Spin genügt und daher dieselbe Algebra aufspannt; die zweidimensionale Darstellung wird wieder durch die Pauli-Matrizen vermittelt (die in diesem Zusammenhang gewöhnlich zur Vermeidung von Verwechslungen mit $\vec{\tau} = \tau_1, \tau_2, \tau_3,$) bezeichnet werden, obwohl sie mit den σ-Matrizen identisch sind), die auf die von den Wellenfunktionen p des Protons bzw. n des Neutrons abhängenden Basisvektoren $v^p = \binom{p}{0}$ und $v^n = \binom{0}{n}$ wirken. Zur Unterscheidung der $SU(2)$ des Spins bzw. Isospins bezeichnet man diese Gruppe oft $SU(2)_S$ bzw. $SU(2)_I$.

Als Folge der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung ergibt sich deren Invarianz gegenüber $SU(2)_I$. Da die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung diese Invarianz nicht aufweisen, ist die $SU(2)_I$ für die Elementarteilchen keine extra Symmetriegruppe, sondern nur bei Vernachlässigung dieser „symmetriebrechenden" Wechselwirkungen. Die Geringfügigkeit der *Symmetriebrechung* ist aus dem geringen, im wesentlichen auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückführbaren Masseunterschied zwischen Proton und Neutron (von $m_p - m_n = -1{,}29$ MeV) ersichtlich. Aus dem Isospindublett (p, n) lassen sich alle anderen Isospinmultipletts konstruieren (→ Isospin). Die Mesonenmultipletts erfordern die Hinzunahme des Isospindubletts $(\bar{p}, \bar{n})$ von Antiproton $\bar{p}$ und -neutron $\bar{n}$, da die Mesonen die Baryonenzahl $A = 0$ haben; so hat der aus (pn) und $(\bar{p}\bar{n})$ gebildete Tensor 2. Stufe bezüglich U(2)

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\bar{p}p - \bar{n}n) & \bar{n}p \\ \bar{p}n & \frac{1}{2}(\bar{n}n - \bar{p}p) \end{pmatrix}$$

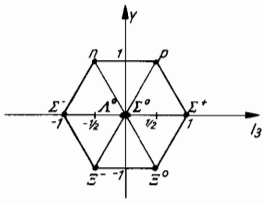
dieselben Eigenschaften wie der Tensor

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 & \pi^+ \\ \pi^- & \frac{-1}{\sqrt{2}}\pi^0 \end{pmatrix}$$

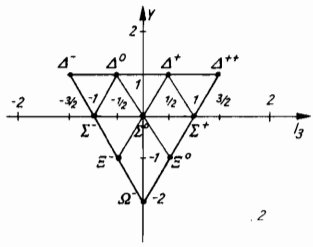
d. h., man kann die Pionen auch als gebundene Zustände von Nukleon-Antinukleon-Paaren interpretieren.

Eine weitere wesentliche Quantenzahl der Hadronen ist die Hyperladung Y bzw. die Strangeness $S = Y - A$, die ebenfalls bei der starken, jedoch nicht bei der schwachen Wechselwirkung erhalten bleibt. Die Hinzunahme der Hyperladung erfordert den Übergang von der $SU(2)_I$ zur SU(3), deren niedrigste nichttriviale Darstellung drei Basiszustände erfordert. Wählt man für diese Proton p und Neutron n mit $S = 0$ und das Λ-Hyperon mit $S = -1$, so ließen sich wiederum viele der anderen Baryonen und der Mesonen als aus diesen Grundteilchen aufgebaute Zustände ansehen. Dieses von Sakata vorgeschlagene Modell, das *Sakata-Modell*, in dem (p, n, Λ) als verschiedene „Ladungszustände" eines einzigen Teilchens, des *Sakatons*, angesehen werden, konnte jedoch experimentell ausgeschlossen werden. Statt dessen zeigten Gell-Mann und Ne'eman (1961) unabhängig voneinander, daß die acht Baryonen mit den niedrigsten Massen, dem Spin 1/2 und der Parität +1, d. s. die zwei Nukleonen N, d. h. das Proton p und das Neutron n, das Λ-Hyperon, die drei Σ- und die zwei Ξ-Hyperonen, zu einem Baryonenoktett $(p, n; \Lambda^0; \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-; \Xi^0\, \Xi^-) = (N, \Lambda, \Sigma, \Xi) = (B\ 1/2^+)$ zusammengefaßt werden können und eine achtdimensionale Darstellung von SU(3) aufspannen, die in Abb. 1 durch ein Y-I_3-Diagramm charakterisiert wird (I_3 ist die dritte Komponente des Isospins, $I_3 = Q - Y/2$). Die Baryonenresonanzen $\Delta(1236)$, $\Sigma(1385)$, $\Xi(1530)$ und das erst 1964 entdeckte, auf Grund der u.n S. postulierte Ω^--Hyperon der Masse 1674 MeV, die alle den Spin 3/2 und

positive Parität haben, fügen sich in eine zehndimensionale Darstellung, das Baryonendekuplett ($B\,3/2^+$) ein (Abb. 2). Schließlich bilden die pseudoskalaren Mesonen (mit Spin 0 und negativer Parität M0$^-$) $\eta(549)$, $\eta'(958)$, π und K, sowie die Vektormesonen (mit Spin 1 und negativer Parität M 1$^-$) $\omega(785)$, $\Phi(1019)$, $\varrho(760)$ und K*(890) jeweils ein Mesonenoktett

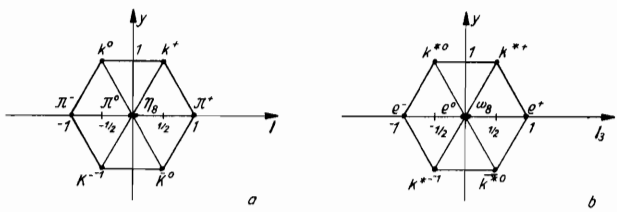


1



2

und ein Mesonensingulett (Abb. 3a und 3b); allerdings sind die physikalisch beobachteten Mesonen η und η' bzw. ω und Φ eine kohärente Überlagerung der entsprechenden Oktett- und Singulettzustände η_8 und η_1 bzw. ω_8 und ω_1, was in den Abbildungen nicht berücksichtigt wurde. Wegen der Schlüsselstellung der Oktettdarstellung für die Hadronen wurde dieses Modell von seinen Erfindern als „achtfacher Weg" [engl. *eightfold way*] bezeichnet.



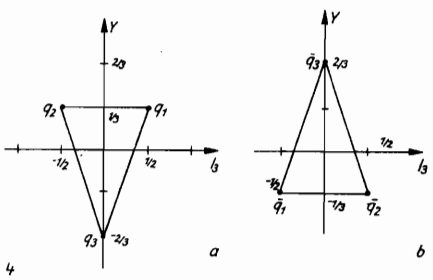
3

Die SU(3)-Symmetrie kann nicht so „gut" wie die $SU(2)_I$-Symmetrie sein, was schon aus den relativ großen Masseunterschieden der einzelnen, im Fall strenger SU(3)-Symmetrie eigentlich massegleichen Mitglieder eines Multipletts folgt. Strenge SU(3)-Symmetrie erfordert die Invarianz von insgesamt acht Quantenzahlen. Ergänzt man den "eightfold way" durch die Einführung einer mittelstarken Wechselwirkung, bei der zwar der Isospin I und die Hyperladung Y, jedoch nicht die übrigen Quantenzahlen erhalten bleiben, dann folgen im Rahmen dieses Modells mit Symmetriebrechung Resultate, die in guter Übereinstimmung mit dem Experiment stehen. Dabei wurden viele bereits bekannte Ergebnisse auf neuem Wege abgeleitet. Zu den neuen Resultaten zählen eine Reihe von Masseformeln zwischen den Mitgliedern eines Multipletts, so z. B. die Gell-Mann-Okubo-Masseformel $m(Y, I) = a + bY + c[\frac{1}{4}Y^2 - I(I+1)]$ mit den von der aufspaltenden Wechselwirkung abhängigen Konstanten a, b und c, die man eliminieren kann, wenn man die Formel für alle Mitglieder eines Multipletts aufschreibt; für das Baryonenoktett ergibt sich dann die experimentell gut erfüllte Relation $2(m_N + m_\Xi) = 3m_\Lambda + m_\Sigma$, für das Mesonenoktett (0$^-$) ergibt sich $3m_\eta^2 + m_\pi^2 = 4m_K^2$, und schließlich wurde auf diese Weise die Masse des Ω-Hyperons zu 1 670 MeV vorausberechnet. Auch für die Massedifferenzen der Isospin-Untermultipletts lassen sich Masseformeln ableiten, z. B. $(m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0}) = (m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+}) + (m_p - m_n)$. Ferner lassen sich ähnliche Relationen für die magnetischen Momente der Baryonen ableiten und die elektromagnetischen Formfaktoren bestimmen.

Die SU(3)-Symmetrie der starken Wechselwirkung ist eine statische Symmetrie, d. h., sie gilt eigentlich nur für ruhende Teilchen, und ferner bezieht sie den Spin der Elementarteilchen nicht ein. Die Berücksichtigung des Spins führt zur SU(6)-Symmetrie; hierbei werden Baryonenoktett ($1/2^+$) und -dekuplett ($3/2^+$) bzw. die Mesonenoktetts und -singuletts (0$^-$) und (1$^-$) mit gutem Erfolg in eine 56dimensionale bzw. 35dimensionale Darstellung eingefügt. Der Versuch, die Bewegung der Teilchen, d. h. dynamische Aspekte, zu berücksichtigen, führte zur Konstruktion allgemeinerer → Symmetriemodelle der Elementarteilchen, der höheren oder dynamischen Symmetrie, die jedoch bisher als fehlgeschlagen angesehen werden müssen.

Eine Weiterführung auch hinsichtlich der Dynamik hat die SU(3)-Symmetrie durch die → Stromalgebra erfahren, bei der angenommen wird, daß nicht nur die „Ladungen" der Baryonen, sondern auch die entsprechenden Ströme eine SU(n)-Struktur aufspannen.

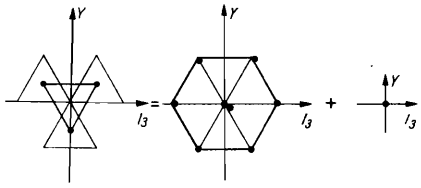
Aus der u.n S. sind ferner eine Reihe von → Quarkmodellen hervorgegangen, nach denen die Hadronen aus drei fundamentalen Teilchen, den Quarks q_i ($i = 1, 2, 3$) und ihren Antiteilchen, den Antiquarks $\bar{q}_i$ ($i = 1, 2, 3$) aufgebaut sein sollen. Das ursprünglich von Gell-Mann und Zweig (1964) eingeführte Modell mit drei fundamentalen Quarks war ein Versuch, das Sakata-Modell mit neuen, hypothetischen Teilchen wiederzubeleben. Führt man die Quarks und Antiquarks als Basiszustände der beiden niedrigstdimensionalen SU(3)-Darstellungen ein (Abb. 4a, 4b), so lassen sich die höheren Oktett-,



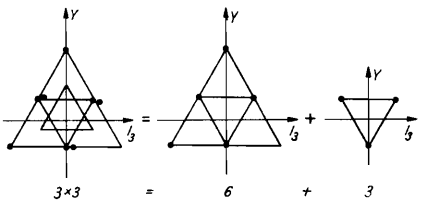
4

Dekuplett- u. a. Darstellungen wieder durch Ausreduktion direkter Produkte der Quarkdarstellungen gewinnen; die pseudoskalaren Mesonen (0$^-$) ergeben sich als Quark-Antiquark-Zustände ($q\bar{q}$), und die Baryonen ($1/2^+$) und ($3/2^+$) ergeben sich als gebundene Zustände (qqq) dreier Quarks. Die Bildung des direkten Produktes zweier Darstellungen von SU(3) erfolgt so, daß man das I_3-Y-Diagramm der einen über allen Punkten des Diagramms der

anderen Darstellungen abträgt und das entstehende Diagramm so auseinandernimmt, daß die Multiplizität der Punkte vom einfach belegten Rand nach innen immer um 1 zunimmt, bis das erste Dreieck erreicht wird, wo dann die Belegung konstant bleibt, wie z. B. in Abb. 5 für $\bar{q}q$ und in Abb. 6 für qq angegeben.



5



6

Obwohl Quarks trotz angestrengter Suche bis heute nicht experimentell nachgewiesen werden konnten, hat sich ihre Einführung außerordentlich gut bewährt.

unitäre Transformation, eine Abbildung der Gestalt $\varphi' = \hat{U}\varphi$ eines Elementes φ eines Hilbert-Raumes auf ein anderes Element φ' durch einen unitären Operator $\hat{U}$, für den gilt $\hat{U}\hat{U}^{\dagger} = 1$. U. T.en haben die Eigenschaft, daß sie das Skalarprodukt von zwei Elementen des Hilbert-Raumes invariant lassen, d. h., für die gilt $(\psi', \varphi') = (\hat{U}\psi, \hat{U}\varphi) = (\psi, \varphi)$.

Unitaritätsbedingungen, → Matrix.

Unitaritätsrelation, → analytische S-Matrix-Theorie, → Matrix.

Universalmotor, ein Einphasenkollektormotor, → elektrische Maschine.

Universal Time, → Zeitmaße.

Universalzähler, → Zähldekade.

universelle Naturkonstanten, ein System von relativ wenigen dimensionsbehafteten Konstanten, auf die die Vielzahl der → Naturkonstanten zurückgeführt werden kann. Zu den u.n N. zählt man folgende Konstanten: die Ruhmasse des Elektrons m_e, des Protons m_p und der Mesonen (→ Elementarteilchen, Tab. A und B), ferner die die Wechselwirkung dieser Elementarteilchen charakterisierenden Konstanten, die → elektrische Elementarladung e, die → Gravitationskonstante G, des weiteren das → Planckschen Wirkungsquantum h, die → Lichtgeschwindigkeit des Vakuums c, die → Boltzmannsche Konstante k und die elektrische Feldkonstante ε_0.

Wichtige *atomare* und *allgemeine*, aus diesen u.n N. abgeleitete Konstanten sind das Bohrsche Magneton μ_B, das Kernmagneton μ_K, die Loschmidtsche Konstante N_L, die Faraday-Konstante F und die Gaskonstante R_0.

Die Aufnahme z. B. des Planckschen Wirkungsquantums h und der Lichtgeschwindigkeit c_0 in die Reihe der u.n N. bedeutet die Einbeziehung quantitativer quantenmechanischer sowie relativistischer Aussagen. Es müssen grundsätzlich soviel Konstanten innerhalb der universellen N. aufgeführt werden, damit alle Bereiche der physikalischen Erscheinungen erfaßbar werden. → universelle Zahlenkonstanten.

universelle Zahlenkonstanten, dimensionslose Kombinationen → universeller Naturkonstanten, die als reine Zahlen, häufig als arithmetische Invarianten bezeichnet werden und unabhängig vom gewählten Maßsystem sind, im Gegensatz zu den Zahlenwerten der → Naturkonstanten selbst. Die wichtigsten universellen Z. sind die *reziproke* → *Feinstrukturkonstante* $4\pi\varepsilon_0\hbar c/e^2 = 137{,}04$, das Verhältnis von *Protonen-* zu *Elektronenmasse* $m_p/m_e = 1836{,}0$ und das *Verhältnis der Coulombschen Abstoßung zweier Protonen zu ihrer Massenanziehung* (Coulomb-Abstoßung)/(Gravitations-Anziehung) $\approx 10^{40}$. Von der weiteren Entwicklung der physikalischen Theorie, insbesondere der Theorie der Elementarteilchen, wird eine Erklärung dieser von irdischen Maßeinheitsfestlegungen unabhängigen Zahlen erwartet. Für die Feinstrukturkonstante und die Massenverhältnisse liegen in der Heisenbergschen nichtlinearen Feldtheorie bereits wertvolle Ansätze vor.

universelle Zeit, die Zeit, die von über den Raum verteilten, mit Lichtsignalen synchronisierten Uhren gemessen wird. Die im Linienelement auftretende Koordinatenzeit x_0 (→ Weltkoordinaten) ist dann gleich der u.n Z., wenn das Linienelement von der Form

$$ds^2 = (dx^0)^2 - g_{ik}\, dx^i\, dx^k$$

ist (über die zweimal geschriebenen Indizes i und k wird von 1 bis 3 summiert).

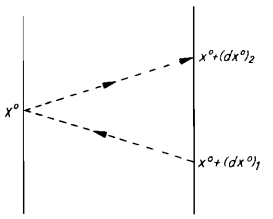
Schon die spezielle Relativitätstheorie zeigt, daß es ein physikalisches Problem ist, ein Uhrensystem im ganzen Raum einzurichten, derart, daß von einer u.n Z. gesprochen werden kann. Man geht dazu folgendermaßen vor: Da in der speziellen Relativitätstheorie der Relativgeschwindigkeit (und der Beschleunigung) und nicht mehr der Geschwindigkeit selbst eine absolute Bedeutung zukommt, sind relativ zueinander ruhende Uhren physikalisch gleichberechtigt. Sofern diese Uhren von derselben Konstruktion sind, haben sie dieselbe Ganggeschwindigkeit. Gemäß der Einsteinschen Definition der Synchronisierung von Uhren kann man die Uhren mit Lichtsignalen synchronisieren. Die so synchronisierten Uhren realisieren zusammen mit mitgeführten Maßstäben ein Bezugssystem, dessen zeitartiger Vektor die u. Z. ist. Geometrisch bedeutet das, daß man eine Schar paralleler raumartiger Hyperebenen im → Minkowski-Raum auszeichnet. Die dazu senkrechten zeitartigen Geraden (→ zeitartig) sind dann die → Weltlinien der Uhren.

In der allgemeinen Relativitätstheorie verliert auch der Begriff der Beschleunigung seine absolute Bedeutung, da lokal zwischen Beschleunigung des Systems und Gravitationswirkungen nicht unterschieden werden kann; nur der Begriff der Relativgeschwindigkeit hat noch einen Sinn. Das findet seinen Ausdruck in

universelle Zeit

Konstante	Bezeichnung	Zahlenwert und Fehlergrenze	Einheit
Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	c	2,997925 ± '2	10^{8} ms^{-1}
Plancksches Wirkungsquantum	h	6,6256 ± '5	10^{-34} Js
	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	1,05450 ± '7	10^{-34} Js
Gravitationskonstante	G oder γ	6,670 ± '7	10^{-11} Nm^2 kg^{-2}
Boltzmann-Konstante	$k = \frac{R_0}{N_L}$	1,38054 ± '7	10^{-23} J K^{-1}
Loschmidt-Konstante	N_L	6,02252 ± '16 6,02336 ± '20	10^{23} mol^{-1} (ph) 10^{23} mol^{-1} (ch)
Avogadro-Konstante	$A = \frac{N_L}{V_0}$	2,68699 ± '10	10^{25} m^{-3}
Gaskonstante, universelle	R_0	8,31696 ± '34 8,31467 ± '40	10^{3} J K^{-1}k mol^{-1} (ph) 10^{3} J K^{-1}k mol^{-1} (ch)
Faraday-Konstante	F	9,65219 ± '11 9,64953 ± '16	10^{7} C kval^{-1} (ph) 10^{7} C kval^{-1} (ch)
Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante	σ	5,6697 ± '10	10^{-8} W m^{-2} K^{-4}
1. Konstante des Planckschen Strahlungsgesetzes	$c_1 = 8\pi hc$	4,9916 ± '2	10^{-24} Jm
2. Konstante des Planckschen Strahlungsgesetzes	$c_2 = \frac{hc}{k}$	1,43879 ± '2	10^{-2} m K
Verhältnis $\frac{\text{phys. Massenwert}}{\text{chem. Atomgewicht}}$ (Smythe Faktor)	r	1,000275	
Elementarladung	e	1,60210 ± '3	10^{-19} C
Influenzkonstante Induktionskonstante	$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$ (→ Vakuum-Konstanten) μ_0	8,854185 ± '12 1,256637 = $4\pi \cdot 10^{-1}$	10^{-12} As V^{-1} m^{-1} 10^{-6} Vs A^{-1} m^{-1}
Bohrsches Magneton	$\mu_B = \frac{eh}{2m_e}$	9,2732 ± '4	10^{-24} A m^2
Kernmagneton	$\mu_K = \frac{eh}{2m_p}$	5,05050 ± '20	10^{-27} A m^2
Rydberg-Konstante	R_∞	109737,309 ± '12	10^{2} m^{-1}
Ruhmasse des Elektrons	m_e	9,1091 ± '3	10^{-31} kg
Ruhmasse des Protons	m_p	1,672523 ± '3	10^{-27} kg
Ruhmasse des Neutrons	m_n	1,67482 ± '2 = 1,00135 m_p	10^{-27} kg
Masse des H-Atoms	m_H	1,673434 ± '3	10^{-27} kg
Masseverhältnis Proton/Elektron	$\frac{m_p}{m_e}$	1836,10 ± '2	
Massewert des Elektrons	M_e	5,48597 ± '6	10^{-4} u
Massewert des Protons	M_p	1,0072863 ± '2	u
Massewert des Neutrons	M_n	1,0086630 ± '17	u
Massewert des H-Atoms	M_H	1,0078351 ± '2	u
Spezifische Ladung des Elektrons	$\frac{e}{m_e}$	1,758796 ± '2	10^{11} C kg^{-1}
Spezifische Ladung des Protons	$\frac{e}{m_p}$	9,57900 ± '2	10^{7} C kg^{-1}
Bohrscher Radius (des Wasserstoffatoms)	$r = \frac{4\pi\varepsilon_0 h^2}{m_e e^2}$	5,29167 ± '2	10^{-11} m
Klassischer Elektronenradius	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$	2,81777 ± '4	10^{-15} m
Compton-Wellenlänge des Elektrons	$\frac{h}{m_e c}$	2,42621 ± '5	10^{-12} m
Compton-Wellenlänge des Protons	$\frac{h}{m_p c}$	1,32140 ± '2	10^{-15} m
Compton-Wellenlänge des Neutrons	$\frac{h}{m_n c}$	1,31958 ± '5	10^{-15} m
Sommerfeldsche Feinstruktur-Konstante	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 hc}$	7,29720 ± '3	10^{-3}
Molvolumen idealer Gase unter Normalbedingungen	V_0	2,24136	10^{-2} m^3 mol^{-1}

der Ersetzung des Minkowski-Raumes durch einen allgemeinen → Riemannschen Raum. Die Synchronisierung zweier unendlich benachbarter Punkte A und B mit den Koordinaten x^μ und $x^\mu + \mathrm{d}x^\mu$ des Riemannschen Raumes kann folgendermaßen vorgenommen werden (Abb.):



Zur Synchronisierung infinitesimal benachbarter Uhren

Ein Lichtsignal (gestrichelte Linie), das von B ausgesandt wird, erreicht A zum Zeitpunkt x^0 und läuft zu B zurück. Durch Auflösen des Ausdruckes $\mathrm{d}s^2 = g_{\mu\nu}\,\mathrm{d}x^\mu\,\mathrm{d}x^\nu = 0$, der die Ausbreitung des Lichtes beschreibt, erhält man

$$(\mathrm{d}x^0)_{1,2} = -$$
$$-\frac{1}{g_{00}}\left(g_{0i}\,\mathrm{d}x^i \pm \sqrt{(g_{0i}g_{0k} - g_{ik}g_{00})\,\mathrm{d}x^i\,\mathrm{d}x^k}\right)$$

für die Ausbreitung in beiden Richtungen $B \to A$ und $A \to B$ (über die doppelt geschriebenen Indizes wird von 1 bis 3 summiert). Als gleichzeitig zum Zeitpunkt x^0 im Punkt A kann man diejenige Stellung der Uhrzeiger im Punkte B ansehen, die in der Mitte zwischen den Zeitpunkten des Absendens und Wiedereintreffens des Signals in B liegt;

$$x^0 + \Delta x^0 = x^0 + \frac{1}{2}(\mathrm{d}x_1^0 + \mathrm{d}x_2^0) =$$
$$= x^0 + \frac{g_{0i}\,\mathrm{d}x^i}{g_{00}}.$$

Diese Beziehung ermöglicht es, Uhren in einem kleinen Bereich des Raumes zu synchronisieren. Die Synchronisierung läßt sich auch längs einer Kurve fortsetzen. Dagegen ist keine Synchronisierung längs geschlossener Weltlinien möglich, da man bei der Rückkehr zum Ausgangspunkt für Δx^0 einen von Null verschiedenen Wert erhält. Es ist unmöglich, eine eindeutige Synchronisierung von Uhren im ganzen Raum vorzunehmen, wenn $g_{0i} \neq 0$.

Die im Linienelement auftretende Koordinatenzeit ist also nur dann eine u. Z., d. h. sie kann nur dann von über den Raum verteilten synchronisierten Uhren gemessen werden, wenn die g_{0i} gleich Null sind. Die Bedingung $g_{0i} = 0$ bedeutet physikalisch, daß die die Zeit t messenden Uhren nicht rotieren dürfen. Das ist deshalb plausibel, weil rotierende Uhren eine Relativbeschleunigung gegeneinander besitzen und daher nach dem oben Gesagten im Sinne der allgemeinen Relativitätstheorie nicht physikalisch gleichberechtigt sind. Geometrisch entspricht die Errichtung einer u.n Z. im Riemannschen Raum der Auswahl paralleler dreidimensionaler raumartiger Flächen, wobei die dazu senkrechten → geodätischen Linien die Weltlinien der Uhren sind.

Ein Uhrensynchronismus (d. h. eine u. Z.) läßt sich im Riemannschen Raum genauso wie im Minkowski-Raum immer einrichten. Bezüglich dieses Punktes besteht also kein wesentlicher Unterschied zwischen spezieller und allgemeiner Relativitätstheorie. Ein wesentlicher Unterschied ergibt sich erst dadurch, daß die Einsteinschen Gravitationsgleichungen gerade solche Riemannschen Räume als Lösungen ergeben, in denen die u. Z. nach endlicher Zeit immer zusammenbricht. Die synchronisierten Uhren stoßen dann zusammen.

Universum, → Kosmos.

Unmöglichkeitsprinzipien, Bezeichnung für die Unmöglichkeit des Perpetuum mobile I. Art und des Perpetuum mobile II. Art (→ Hauptsätze der Thermodynamik).

Unordnungsannahme, → Boltzmann-Gleichung.

unpolare Bindung, → chemische Bindung.

Unschärferelation, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip.

unselbständige Entladung, → Gasentladung.

Unstetigkeitsfläche, svw. Trennungsfläche.

Unstetigkeitslinie der Geschwindigkeit, eine Linie, an der die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit bei einem Fließvorgang einen endlichen Sprung erleidet. Aus der Kontinuitätsgleichung folgt, daß die Normalkomponente stetig ist. Geschwindigkeitsunstetigkeiten können bei Lösungen nach der Theorie von Saint Venant/Levy/Mises auftreten, da in dieser Theorie der Werkstoff als starr-idealplastisch und zähigkeitslos betrachtet wird.

Wird bei ebenen Problemen die U. d. G. als Grenzfall eines schmalen Bereiches mit starker aber stetiger Geschwindigkeitsänderung betrachtet, so folgt, daß sie eine Hauptschiebungsgeschwindigkeitslinie ist. Entsprechend der Theorie von St. Venant/Levy/Mises muß damit die U. d. G. eine Gleitlinie oder eine Einhüllende von Gleitlinien sein. Die Anwendung der Geiringer-Gleichungen ergibt, daß der Geschwindigkeitssprung, die Differenz der beiderseitigen Tangentialgeschwindigkeiten, längs einer Unstetigkeitslinie einen konstanten Wert hat.

Geschwindigkeitsunstetigkeitslinien werden häufig auch als Sprunglinien bzw. bei rotationssymmetrischen Problemen als Sprungflächen bezeichnet.

unsymmetrische Schwingung, → nichtlineare Schwingungen.

Unteranpassung, → Anpassung.

Unterbrecher, ein Gerät, das einen elektrischen Stromkreis in schneller Folge periodisch öffnet und schließt und dadurch periodische Stromimpulse erzeugt. U. ermöglichen z. B. den Betrieb der Wähler in den Fernsprechverbindungsämtern oder, unter Zuhilfenahme von Transformatoren, die Erzeugung hoher Spannungen (Funkeninduktoren, Zündanlage in Kraftfahrzeugen). Man unterscheidet Selbstunterbrecher und fremderregte U.

1) Die Selbstunterbrecher beziehen die zum Unterbrechen (Schalten) erforderliche Energie aus dem zu unterbrechenden Stromkreis selbst. Die bekannteste und einfachste Art ist der *magnetische Selbstunterbrecher* (*Wagnerscher* oder *Neefscher Hammer*). Vom Elektromagneten wird bei Stromfluß ein Anker ange-

zogen, der an einer Feder befestigt ist. Durch die Bewegung des Ankers wird der Stromfluß zwischen dem Anker und einer Kontaktschraube unterbrochen und das Magnetfeld aufgehoben, da durch den Elektromagneten kein Strom mehr fließt. Durch Federkraft schwingt der Anker zurück, berührt die Kontaktschraube, der Stromfluß ist wieder hergestellt, der Anker wird angezogen usw. Der magnetische Selbstunterbrecher wird z. B. bei der elektrischen Klingel, dem Summer, der Kraftfahrzeughupe und dem Funkeninduktor angewandt. Der *Stimmgabelunterbrecher* ist wie der magnetische Selbstunterbrecher gebaut, nur wird hier keine Feder, sondern eine Stimmgabel durch den Elektromagneten erregt. Die Zahl der Unterbrechungen in der Zeiteinheit hängt von der Eigenschwingungszahl der Stimmgabel ab und praktisch nicht mehr von der Stärke des zu unterbrechenden Stromes. Dadurch wird eine gute Konstanz der Unterbrecherfrequenz gewährleistet. Der *Relaisunterbrecher* arbeitet ähnlich wie der magnetische Selbstunterbrecher, er hat jedoch durch Verwendung zusätzlicher elektrischer Schaltmittel und Ersatz des einfachen Elektromagneten durch ein oder mehrere Relais sehr gute Unterbrechungseigenschaften und zeitliche Konstanz. Der Relaisunterbrecher wird in Fernsprechwählanlagen benutzt. Der *elektrolytische U.* beruht auf der Bildung einer Blase aus einem Wasserdampf-Knallgas-Gemisch an einer sehr kleinen Platinspitze als Anode auf Grund der dort auftretenden hohen Stromdichte. Wenn die Blase die ganze Anode bedeckt, wird der Strom unterbrochen. Nachdem die Blase geplatzt ist, kann der Strom wieder fließen. Es gibt verschiedene Arten des elektrolytischen U.s, am bekanntesten ist der Wehnelt-Unterbrecher, der sich für Unterbrecherfrequenzen bis zu einigen kHz eignet.

2) Die fremderregten U. beziehen die zum Ein- und Ausschalten erforderliche Energie aus einer fremden Energiequelle, z. B. einem Motor. Eine bekannte Art ist der *Motorunterbrecher* (Quecksilber- oder Turbinenunterbrecher), bei dem durch ein Turbinenrad Quecksilber vom Boden eines Gefäßes gesaugt und als rotierender Quecksilberstrahl gegen Kontakte an der Innenwand geschleudert wird. Beim *Zündunterbrecher* der Kraftfahrzeuge erfolgt das Öffnen und Schließen der Kontakte des Zündstromkreises durch einen vom Motor angetriebenen umlaufenden Nocken, der eine der Zylinderzahl entsprechende Zahl von Schalthöckern aufweist und damit die erforderliche Zündhäufigkeit bewirkt.

Untergrundstreuung, → thermische Untergrundstreuung.

Untergrundzählrate, Anzahl der Teilchen je Zeiteinheit, die zufällig von einer Nachweisapparatur für ionisierende Strahlung gezählt werden, ohne daß sie mit dem untersuchten Vorgang zu tun haben. Die U. kann durch Streustrahlung, natürliche und künstliche Radioaktivität sowie kosmische Strahlung hervorgerufen werden.

Unterkorrektion, → Abbildungsfehler.

Unterkühlung, *Übersättigung*, thermodynamisch metastabiler Zustand, in dem ein Stoff bei einer Temperatur vorliegt, bei der er sich schon in die nächstniedrigere Phase hätte umwandeln müssen. Unterkühlte Zustände lassen sich beim Übergang gasförmig/flüssig und flüssig/fest experimentell verwirklichen, wenn man Kondensations- bzw. Kristallisationskerne sorgfältig entfernt und das System vor Erschütterung schützt. So kann man Wasser bis zu −30 °C unterkühlen. Bringt man in ein unterkühltes System die entsprechenden Kerne, so tritt ein plötzlicher Phasenwechsel ein.

Von U. spricht man auch bei einer Herstellung von Glas und anderer amorpher Stoffe (unterkühlte Flüssigkeiten).

unterlineares System, → nichtlineare Schwingungen.

Unterriese, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Unterschallströmung, → Strömung.

Unterschiedsempfindlichkeit, → Augenempfindlichkeit.

Unterschwingungen, *Untertöne*, die infolge nichtlinearer Schwingungseigenschaften von Schwingungserzeugungs- und -übertragungssystemen auftretenden Schwingungen oder Töne der Frequenz f bei Anregung mit einer ihrer Oberschwingungen, z. B. mit der Frequenz $2f$.

Häufig wird dieser Vorgang bewußt zur Frequenzteilung benutzt, insbesondere in modernen elektronischen Meßgeräten, wie der Quarzuhr, dem Oszillographen und dem Fernsehgerät.

Untersetzer, elektronische Baueinheit, die am Ausgang nur einen konstanten Bruchteil der Eingangszählrate abgibt. Als U. verwendet man meist Flip-Flop-Schaltungen, die für zwei Eingangsimpulse jeweils nur einen Ausgangsimpuls abgeben. Man erhält eine zweifache Untersetzung. Mit vier Flip-Flop-Schaltungen und einer geeigneten Diodenverschlüsselung kann man z. B. auch Zehnfachuntersetzer aufbauen.

Untersonne, → Halo.

Untertöne, svw. Unterschwingungen.

Unterwasserfunke, zwischen zwei unter Wasser befindlichen Elektroden brennende kurzzeitige Bogenentladung. Durch das in der Entladungsstrecke verdampfende Wasser treten außerordentlich kräftige Stoßwellen und entsprechende akustische Erscheinungen auf. Der U. wird häufig zur Erzeugung kräftiger Stoßwellen ausgenutzt.

Unterzwerg, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Ununterscheidbarkeit, → identische Teilchen.

Uppendahlsches Prismenumkehrsystem, → Reflexionsprisma.

U-Prozeß, → Elektron-Phonon-Streuung, → Elektron-Elektron-Streuung.

UR, Abk. für Ultrarot, → Infrarot.

Uran, U, radioaktives chemisches Element der Ordnungszahl 92. In der Natur kommen die Isotope ^{238}U, ^{235}U und ^{234}U vor. ^{238}U (*Uran I*) ist die Muttersubstanz der Uran-Radium-Reihe, ^{235}U die der Uran-Aktinium-Reihe, und ^{234}U (*Uran II*) kommt in der Uran-Radium-Reihe vor (→ radioaktive Familien). Das längstlebige Isotop ist ^{238}U mit einer Halbwertszeit von $4{,}51 \cdot 10^9$ Jahren. Ferner sind künstliche Isotope der Massezahlen 227 bis 240 bekannt. Die meisten Isotope sind α-Strahler oder spalten spontan. β-Strahlung wird bei ^{237}U, ^{239}U und ^{240}U beobachtet. U. ist als spaltbares Material für Reaktoren besonders bedeutungsvoll. ^{238}U wird durch schnelle Neutronen, ^{235}U und ^{233}U

werden durch langsame Neutronen gespalten. Die bei der Spaltung entstehenden Neutronen können in U. eine Kettenreaktion auslösen. ^{238}U dient als Ausgangsprodukt für die Plutoniumgewinnung.

Uran-Aktinium-Reihe, → radioaktive Familien.

Uranbrenner, svw. Reaktor.

Uranhexafluorid, UF_6, die wichtigste Ausgangssubstanz für Verfahren zur Anreicherung des Isotops U-235 im natürlichen Uran. Oberhalb 55 °C ist U. gasförmig, thermisch stabil und kann in Behältern und Gefäßen aus konventionellem Material wie Glas aufbewahrt und verarbeitet werden. Die Gewinnungsmethoden für metallisch reines Uran und für Uranverbindungen mit evtl. erhöhtem U-235-Gehalt zielen immer darauf ab, nach der Erzaufbereitung, dem Laugen, Filtrieren, Abscheiden usw. auf chemischem Wege Urantetrafluorid, UF_4 zu erhalten. Für die Zwecke der Anreicherung des Isotops U-235 wird UF_4 in U. übergeführt, welches dann in einer Trennanlage weiter verarbeitet wird, d. h. wo die Trennung der U.e $^{235}UF_6$ und $^{238}UF_6$ erfolgt (→ Anreicherung von Isotopen, → Diaphragmentrennstufe). Bekanntlich ist das Uranisotop U-235 praktisch die einzige natürlich vorkommende mit thermischen Neutronen spaltbare Substanz. Es wird im Reaktor, meist in angereicherter Form, als Metall, Legierung oder chemische Verbindung (Oxid, Uransalze) verwendet.

Das U. ist das Endglied der Fluorierungsreihe UF_3, UF_4, U_4F_{17}, U_2F_9, UF_6; in einer Atmosphäre von überschüssigem Fluor bildet sich aus allen Uranfluoriden schließlich U. Davon macht man Gebrauch bei der Aufbereitung von Uranbrennstoffelementen: das spaltbare chemische Element Uran wird z. B. durch Verbrennen im Fluorstrom oder durch Auflösung in Fluorsalzen bei hohen Temperaturen in die Fluoridform übergeführt und mittels Destillation von den Spaltprodukten und von Plutonium getrennt. Das gebildete U. wird anschließend zu Metall reduziert und weiterverarbeitet. Damit hat das U. neben seiner Verwendung bei der Isotopentrennung von U-235 und U-238 auch bei der Entgiftung von Uran und der Trennung von Uran und Plutonium eine große Bedeutung erlangt.

Uranmeiler, svw. Reaktor.

Uran-Radium-Reihe, → radioaktive Familien.

Uranspaltung, → Kernspaltung.

Uranstandard, → radioaktiver Standard.

Uranus, der drittgrößte Planet. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 6,80 km/s in einem mittleren Abstand von 19,2 AE in 84,02 Jahren einmal um die Sonne. Die Masse von U. beträgt 14,52 Erdmassen, der Äquatordurchmesser 47100 km, der Poldurchmesser ist um 2900 km kleiner. Die mittlere Dichte ist mit 1,58 g/cm³ von der gleichen Größenordnung wie die von Jupiter und Saturn. U. rotiert in 10 h 49 min einmal um seine Achse, die im Gegensatz zu allen anderen Planeten fast in der Bahnebene des Planeten liegt. U. ist mit einer undurchsichtigen Atmosphäre bedeckt, die hauptsächlich aus Wasserstoff und Methan besteht und an ihrer Oberseite eine Temperatur von −170 °C aufweist.

U. wird von 5 Satelliten umkreist.

Urbach-Regel, eine Aussage über die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge bei der Absorption von Licht in Festkörpern. Nach der U.-R. ist bei bestimmten Absorptionsbanden in Kristallen der Absorptionskoeffizient μ in hinreichendem Abstand vom Maximum eine exponentielle Funktion der Energie E der Photonen: $\mu \sim \exp \frac{A(E-E_0)}{\coth T_0/T}$. Dabei bedeuten A, E_0 und T_0 Konstanten, die für die betreffende Bande charakteristisch sind. T ist die Temperatur des Kristalls. Die U.-R. wurde sowohl bei Absorptionsbanden von Störstellen als auch bei Absorptionsbanden von Exzitonen beobachtet und gibt oft auch den Verlauf der Absorptionskante als Funktion von E wieder.

Urdox-Widerstand, → Heißleiter.

Urkilogramm, internationales Masse-Etalon aus Platin-Iridium in Form eines geraden Kreiszylinders von 39 mm Höhe und 39 mm Durchmesser für 1 kg, das im Pavillon de Breteuil beim Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) in Sèvres bei Paris aufbewahrt wird, → Meterkonvention.

Urmaterie, → Heisenbergsche Theorie der Urmaterie.

Urmeter, bis 1960 internationales Längenetalon für 1 m, das durch den Abstand der Mittelstriche der Strichgruppen am Anfang und am Ende dieses Strichmaßstabs angegeben ist und die Länge 1 m bei der Temperatur 0 °C verkörpert. Das U. besteht aus einer Platin-Iridium-Legierung. Obwohl durch die neue Definition des → Meter überflüssig geworden, wird das U. unter gleichen Bedingungen wie bisher beim Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) aufbewahrt, → Meterkonvention.

Ursache-Wirkung-Zusammenhang, → Kausalität.

Urspannung, → elektromotorische Kraft.

UR-Spektroskopie, → Ultrarotspektroskopie.

Ursprung des Weltalls. Das Olberssche Paradoxon und der Hubble-Effekt weisen auf die Haltlosigkeit der Vorstellung von einem statischen Kosmos hin. Die Zeitabhängigkeit des Kosmos gestattet, an die Möglichkeit zu denken, daß der Kosmos vor langer Zeit in einem ganz anderen Zustand als heute war. In der Tat führen kosmologische Lösungen einiger Gravitationstheorien auf einen Zustand mit sehr hoher Materiedichte in der Vergangenheit. Die Materiedichte kann sogar zu einem bestimmen Zeitpunkt unendlich groß werden. Nach der Einsteinschen Theorie sollte der Kosmos in dieser Phase seiner Entwicklung ein Strahlungskosmos gewesen sein (→ kosmische Urstrahlung).

Die extremste Deutung dieser Eigenschaft kosmologischer Lösungen ist, daß der Kosmos einen zeitlichen Anfang hat. Die gemäßigte Deutung lautet dagegen, daß es in der Vergangenheit einen Zustand der Materie gegeben hat, in dem sie begann, unserer heutigen ähnlich zu werden, dieser Zustand aber durch die zugrunde gelegten Feldgleichungen nicht richtig beschrieben wird. Hinter dieser Deutung steht die Auffassung, daß der Kosmos keinen zeitlichen Anfang hat.

Nach der → steady-state-Kosmologie hat der Kosmos zwar keinen zeitlichen Anfang, die herkömmliche Materie wird jedoch im Laufe der Zeit erzeugt.

Ein Typ von → Jordanscher Theorie führt auf eine kosmologische Lösung, die in der Weise interpretiert wird, daß der Kosmos einen zeitlichen Anfang hat. Nach der „Geburt" des ersten Sterns soll die weitere Materie durch spontane Angliederung von Neutronenpackungen in den Kosmos kommen.

U/s, → Drehzahl.

UT, → Zeitmaße.

uu-Kern, Kern mit *u*ngerader Protonenzahl und *u*ngerader Neutronenzahl. Es gibt nur 5 stabile uu-Kerne: $^{2}_{1}H$, $^{6}_{3}Li$, $^{10}_{5}B$, $^{14}_{7}N$ und $^{50}_{23}V$. Schwerere uu-K.e sind instabil. Weiteres → Bindungsenergie 2).

UV, → Ultraviolett.

UV-Spektroskopie, → Ultraviolettspektroskopie.

UV/S-Spektralbereich, in der Spektroskopie übliche Abkürzung für den sichtbaren und ultravioletten Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

UV-Standard, früher als *UV-Normal* bezeichnet, für Zwecke der UV-Dosimetrie entwickelte Lichtquelle konstanter Strahlungsenergie. Der UV-S. wird durch eine Quecksilberhochdrucklampe dargestellt, die mit der konstanten Stromstärke von 2 A bei einer Brennspannung zwischen 125 und 131 V betrieben wird.

U-Zentrum, → Farbzentrum.

v, **1)** → Geschwindigkeit. **2)** → Schallschnelle.

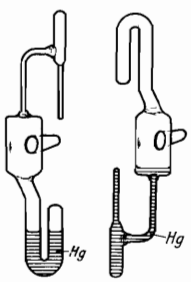
V, 1) → Volt. **2)** *V*, → Volumen. **3)** *V*, potentielle Energie. **4)** $\dot{V}$, Volumenstrom, → Volumen.

VA, $V \cdot A$, → Voltampere.

Vakanzen, → Eigenfehlstellen.

V-A-Kopplung, → schwache Wechselwirkung.

Vakuskop nach Gaede, ein mit Quecksilber gefülltes Glasgerät, an dessen zylindrischem Mittelteil sich ein Kernschliff, ein abgekürztes U-Rohr-Vakuummeter und ein kleines Kompressions-Vakuummeter befinden, die um die Schliffachse gedreht werden können. In horizontaler Lage befindet sich das Quecksilber im Mittelteil des Gerätes und die beiden Vakuummeter oberhalb des Schliffes. In dieser Lage wird das V. n. G. mit dem Vakuumsystem evakuiert.



Vakuskop nach Gaede

In senkrechter Stellung arbeitet das Gerät wie ein abgekürztes Vakuummeter im Druckbereich von 1 bis 50 Torr, bzw. wie ein Kompressionsvakuummeter im Druckbereich von 1 bis 10^{-2} Torr. Die Anzeige ist unabhängig von der Gasart und vom Barometerstand.

Vakuum, 1) der Zustand in einem gaserfüllten Raum bei Drücken unterhalb des Atmosphärendrucks.

Druckbereiche. Es ist üblich, den gesamten Unterdruckbereich in vier Einzelbereiche aufzuteilen. Die einzelnen in der Tab. wiedergegebenen Druckbereiche lassen sich physikalisch sowohl durch die Betrachtung der mittleren freien Weglänge als auch nach der Art der Strömung charakterisieren. Diese Einteilung hat ihren Grund in den typischen, voneinander abweichenden physikalischen Erscheinungen, die sehr verschiedene Arbeitsmethoden erfordern.

Vakuumerzeugung. Um in einem Behälter die Gasdichte und damit den Gasdruck herabzusetzen, müssen Gasteilchen aus diesem entfernt oder darin gebunden werden. Dies geschieht mit Hilfe von → Vakuumpumpen.

Reinheit des V.s. Ein V., bei dessen Erzeugung durch geeignete Maßnahmen verhindert wird, daß sich seine Partialdruckzusammensetzung durch Einfließen irgendwelcher Fremdstoffe, z. B. aus den Treibmitteln der das V. erzeugenden Pumpen, oder ungenügend gereinigte Bauteile ändert, wird als *reines V.* bezeichnet. Im allgemeinen wird die Struktur der ursprünglichen Gaszusammensetzung geändert. Der Grund dafür liegt in dem unterschiedlichen spezifischen Saugvermögen der verwendeten Vakuumpumpen für verschiedene Gasarten (bei Diffusionspumpen z. B. verhalten sich die Grenzwerte des Saugvermögens für zwei verschiedene Gase umgekehrt wie die Wurzeln aus den Molekulargewichten), das z. B. bei Sorptionspumpen besonders ausgeprägt ist, in der materialspezifischen → Permeation und der → Treibmitteldampfrückströmung. Im Gegensatz zur selektiven Pumpwirkung und zur spezifischen Permeation führt die Rückströmung in der Regel zu einer Verunreinigung des V.s. Im

	Grobvakuum	Feinvakuum	Hochvakuum	Ultrahochvakuum (UHV-Vakuum), Höchstvakuum
Druck (Torr)	760 bis 1	1 bis 10^{-3}	10^{-3} bis 10^{-7}	$< 10^{-7}$
Teilchenzahl/cm³	10^{19} bis 10^{16}	10^{16} bis 10^{13}	10^{13} bis 10^{9}	$< 10^{9}$
Mittlere freie Weglänge (cm)	10^{-5} bis 10^{-2} kleiner als Gefäßdimension	10^{-2} bis 10^{1} kleiner oder gleich Gefäßdimension	10^{1} bis 10^{5} größer als Gefäßdimension	$< 10^{5}$ wesentlich größer als Gefäßdimension
Art der Gasströmung	Strömungskontinuum	Knudsenströmung	Molekularströmung	Bewegung von Einzelmolekülen
Wandstöße je cm² und s	10^{24} bis 10^{20}	10^{20} bis 10^{17}	10^{17} bis 10^{13}	$< 10^{13}$
Molekülstöße je cm³ und s	10^{29} bis 10^{23}	10^{23} bis 10^{17}	10^{17} bis 10^{9}	$< 10^{9}$

Druckbereiche der Vakuumtechnik und ihre Charakterisierung (Zahlenangaben sind auf volle Zehnerpotenzen abgerundet und gelten für Zimmertemperatur)

allgemeinen werden komplexe Kohlenwasserstoffe unter verschiedenen Umständen, z. B. in Anwesenheit heißer Katoden, „gekrackt" oder polymerisiert, was eine Verschmutzung des Systems verursacht. Derartige Verunreinigungen werden von vornherein mit Sicherheit vermieden bei Verwendung von Pumpsystemen aus Sorptions- und Ionengetterpumpen.

Zum Abdichten von Vakuumbehältern dienen neben → Vakuumfetten Vitilan, Silikonkautschuk und Perbunan. Gegenüber ionisierenden Strahlen sind diese Materialien bis zu einer Gesamtdosis von 10^7 rad beständig. Vitilan ist bis 250 °C ausheizbar, Silikonkautschuk kann bei Dauerbelastung bis etwa 200 °C eingesetzt werden, Perbunan ist bis 80 °C ausheizbar und hat dem Naturkautschuk gegenüber den Vorteil, daß es von Benzin und Öl nicht aufgequollen wird.

Trockenmittel. Die hauptsächlich verwendeten Trockenmittel für Vakuumbehälter sind Silicagel und das für die Entfernung von Wasserdampf noch wirksamere Phosphorpentoxid. Ersteres hat jedoch den Vorteil, daß seine Wirksamkeit durch Erhitzen wiederhergestellt werden kann, so daß eine mehrfache Verwendung möglich ist.

Lit. H. Adam: Ultrahochvakuumtechnik, Erzeugung und Messung sehr niedriger Drücke (Köln 1961); Buch: Einführung in die allgemeine Vakuumtechnik (Stuttgart 1962); Jaeckel: Kleinste Drücke, ihre Messung und Erzeugung (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1950); Mönch: Hochvakuumtechnik (Halle 1959); Trendelenburg: Ultrahochvakuum (Karlsruhe 1963).

2) → Vakuumzustand.

Vakuumbogen, → Hochvakuumbogen.

Vakuumdestillation, ein Verfahren zur Trennung und Reinigung thermisch empfindlicher, vor allem hochmolekularer Stoffe. Durch die Anwendung des Vakuums kann die Siedetemperatur vieler Substanzen um etwa 80 °C bis 150 °C herabgesetzt werden. Dies erkannte bereits Boyle im Jahre 1659. Die Zersetzlichkeit eines Stoffes wird neben der Verweilzeit vor allem auch durch die Temperatur bestimmt. Deshalb wird bei der V. angestrebt, die Destillationstemperaturen durch Anwendung eines guten Vakuums möglichst niedrig zu halten. Mit Hilfe dieser Technik ist es möglich, Stoffe mit großer thermischer Empfindlichkeit, wie bestimmte Fettsäuren, höhere Alkohole, Hormone, Pharmazeutika, Silikonöle, Vitamine, Wachse, Epoxidharze und ähnliche Stoffe ohne Zersetzung zu destillieren. Eine spezielle Form der V. stellt die → Molekular- oder Kurzwegdestillation dar. Zur Herabsetzung der Verweilzeit wurde die → Dünnschicht-Destillation entwickelt.

Vakuumerwartungswert, in der Quantentheorie Erwartungswert der Operatoren eines quantenphysikalischen Systems bzw. allgemeiner der Produkte von Feldoperatoren im Vakuumzustand. Die Kenntnis der V.e aller Produkte von Feldoperatoren, der Wightman-Funktionen (→ axiomatische Quantentheorie), gestattet unter einigen allgemeinen Voraussetzungen die eindeutige Rekonstruktion der zugehörigen Quantentheorie. Neben den Wightman-Funktionen spielen besonders die → Ausbreitungsfunktionen eine wichtige Rolle in der Quantentheorie.

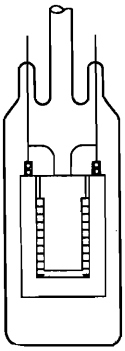
Vakuumfette, in der Vakuum- und Hochvakuumtechnik verwendete Abdichtmittel. Zum Abdichten von Schliffverbindungen und Vakuumhähnen aus Glas und Metall in Vakuumleitungen werden vor allem Ramsayfett, Apiezonfett und Silikonhochvakuumfett benutzt *Ramsayfett* besteht aus 16 Teilen reinem, nicht vulkanisierten Rohgummi, 8 Teilen weißer Vaseline und einem Teil Paraffin, die bei 100 °C in einem Wasserbad zusammengeschmolzen und danach einer Vakuumbehandlung unterzogen werden, wodurch der Dampfdruck des Fettes wesentlich herabgesetzt wird. Durch Änderung des Paraffinanteiles in der Mischung wird zäheres oder weicheres Fett erhalten. Das weichere Fett wird zum Fetten von Hähnen, das zähere zum Dichten von Schliffen verwendet. Ramsayfett hat bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck von etwa 10^{-4} Torr. Wesentlich niedrigeren Dampfdruck als das Ramsayfett haben die Apiezonfette und Silikonfette.

Apiezonfette werden aus Naturvaseline durch Molekulardestillation gewonnen. Entgaste Apiezonfette haben bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck $< 10^{-8}$ Torr. Das *Silikonhochvakuumfett* enthält hochmolekulare Stoffe mit Silizium und Sauerstoff als aufbauende Kettenglieder und ist wasserabweisend, wärme-, kälte- und chemisch beständiger als andere Fette. Die durch die Herstellung vorgegebene Konsistenz der Silikonfette ändert sich im Temperaturbereich zwischen −40 °C und 200 °C nur sehr wenig. Der Dampfdruck der Silikonfette ist bei Zimmertemperatur unmeßbar klein. Der Tropfpunkt liegt bei 210 °C; über 200 °C polymerisiert es weiter unter Gasabgabe. Die maximale Arbeitstemperatur liegt bei 150 °C.

Vakuumfluktuation, svw. Vakuumschwankung.

Vakuumfunke, → Hochvakuumfunke.

Vakuumgefriertrocknen, *Vakuumsublimationstrocknen, Lyophilisation,* eine Trockenmethode, die neben dem eigentlichen Vakuumtrocknen sowohl in der naturwissenschaftlichen und medizinischen Laborpraxis als auch in der großtechnischen Anwendung eine ständig wachsende Bedeutung gewinnt. Durch das Einbringen eines Stoffes in das Vakuum ist es möglich, den Siedepunkt dieses Stoffes bis unterhalb seines Schmelzpunktes zu verlegen, so daß die Dampfbildung direkt aus dem festen Zustand erfolgt. So liegt z. B. der Siedepunkt des Wassers bei einem Druck von 1 Torr bei minus 17,5 °C und bei 10^{-3} Torr bei minus 67 °C. Wenn nun Wasser aus einem gefrorenen Naßgut unterhalb des Schmelzpunktes ausgetrieben wird, erfolgt der Wasseraustritt im allgemeinen ohne wesentliche Gefügeänderung der zu trocknenden Substanz; es verbleibt ein lockerer, leicht pulverisierbarer Trockenrückstand. Bei der Gefriertrocknung wird temperaturempfindlichen Substanzen wie Blutkonserven, Bakterien, Viren, Seren, antibiotischem Material, Gewebe u. a. im Vakuum bei entsprechend tieferen Temperaturen im gefrorenen Zustand das Wasser entzogen, ohne daß es zu einer wesentlichen Schädigung des Materials kommt. Auch bei der Reindarstellung von Metallen wird die Vakuumsublimation neben der Vakuumdestillation eingesetzt. Für die Trennung zweier Metalle voneinander ist



Nernstsches Vakuumkalorimeter

Voraussetzung, daß die Siedepunkte genügend weit auseinanderliegen.

Vakuumkalorimeter, *Nernstsches Vakuumkalorimeter*, ein evakuiertes Gefäß, in dem der zu untersuchende Stoff elektrisch erwärmt wird, und das in einem Bad von der für die Untersuchung gewünschten Temperatur (z. B. von flüssiger Luft) umgeben ist. Die zugeführte Wärmemenge wird an der leicht meßbaren zugeführten elektrischen Energie bestimmt, die Temperatur des Meßkörpers aus dem mit der Temperatur veränderlichen elektrischen Widerstand des Heizdrahtes. Durch die Evakuierung wird der Wärmeaustausch mit der Umgebung stark herabgesetzt.

Vakuumkonstanten, diejenigen → universellen Naturkonstanten, die das elektromagnetische Feld im Vakuum charakterisieren. Dazu zählen die Vakuumlichtgeschwindigkeit c, die Dielektrizitätskonstante ε_0 des Vakuums, auch absolute DK oder Influenz-Konstante genannt, sowie die Permeabilität des Vakuums μ_0. Der Wert der Vakuumlichtgeschwindigkeit c, der von der Wahl der elektrischen Maßsysteme unabhängig ist, beträgt nach neuesten Messungen $c = 2{,}997929 \cdot 10^8$ m/s.

Die Werte von ε_0 und μ_0 werden durch die Wahl der Maßsysteme festgelegt und betragen im *Gaußschen Maßsystem* definitionsgemäß $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$ und im MKSA-System ist $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c_0^2$ As/Vm $= 8{,}855 \cdot 10^{-12}$ AsV^{-1} m^{-1} und definitionsgemäß $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am $= 1{,}2566 \cdot 10^{-6}$ Vs A^{-1} m^{-1}.

Häufig werden auch Produkt und Verhältnis von ε_0 und μ_0 als Vakuumkonstanten bezeichnet. Im Gaußschen System gilt $\varepsilon_0\mu_0 = 1$ und $\varepsilon_0/\mu_0 = 1$, während im MKSA-System $\varepsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ und die als Wellenwiderstand des Vakuums bezeichnete Größe $\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = \mu_0 c = 376{,}73\ \Omega$ ist. Die anschauliche Bedeutung dieses Wertes ist das Verhältnis der Amplituden der magnetischen und der elektrischen Feldstärke einer sich frei im Vakuum ausbreitenden ebenen elektromagnetischen Welle.

Vakuumlichtgeschwindigkeit, → Lichtgeschwindigkeit.

Vakuummantelgefäß, svw. Dewar-Gefäß.

Vakuummeter, Manometer, mit denen man den Druck eines Gases mißt, wenn er geringer als der gewöhnliche Atmosphärendruck ist. Nur im Gebiet von 760 bis herab zu etwa 1 Torr kann man ohne Hilfsenergie messen und mit dem vorhandenen Druck hinreichend große Kräfte ausüben, um einen Meßmechanismus in Bewegung zu setzen, der an einer Skale einen meßbaren Ausschlag verursacht. Im Druckbereich unter 1 Torr ist man dagegen gezwungen, dem Gas, dessen Druck gemessen werden soll, eine Hilfsenergie zuzuführen. Als Hilfsenergien stehen zur Verfügung: mechanische Energie (Reibungsmanometer und Kompressionsvakuummeter, z. B. nach McLeod), Wärmeenergie (Pirani-Vakuummeter und Thermotron), elektrische Energie (Penning-Vakuummeter und Ionisationsvakuummeter) und die Energie des radioaktiven Zerfalls (Alphatron).

Ein *abgekürztes U-Rohr-Vakuummeter* wird verwendet, wenn mittels Quecksilbersäule Vakuumdrücke zwischen 1 und 100 Torr gemessen werden sollen. In einem allgemeinen Quecksilberbarometer hält der Luftdruck von einer Atmosphäre bei einer Temperatur von 0 °C einer Quecksilbersäule von 760 mm das Gleichgewicht, man verwendet bei Vakuummessungen in dem genannten Bereich nicht 80 cm lange Meßschenkel, sondern ein abgekürztes U-Rohr.

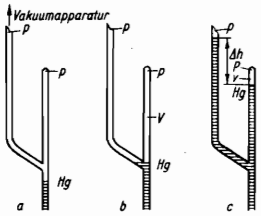
Das *Membranvakuummeter* enthält als messendes Element eine kreisförmige Membran, die innerhalb des Meßkopfes vakuumdicht befestigt ist. Unter der Einwirkung einer Druckdifferenz biegt sich die Membran in Richtung des niedrigeren Druckes durch. Diese druckabhängige Größe der Durchbiegung wird durch ein Hebelsystem auf einen Zeiger übertragen, der den Vakuumdruck auf einer geeichten Skale anzeigt. Der Meßbereich des Membranvakuummeters erstreckt sich von 0,1 bis 760 Torr.

Beim *Federrohrvakuummeter* ist der Innenraum eines hohlen, gebogenen Rohres mit elliptischem Querschnitt (Bourdonrohr) mit dem Vakuumsystem verbunden. Durch das in diesem Rohr entstehende Vakuum ändert sich seine Krümmung. Die Stärke der Durchbiegung ist abhängig vom Vakuumdruck im Rezipienten und wird mechanisch auf ein Zeigersystem übertragen. Die Anzeige des Federrohrvakuummeters ist unabhängig von der Gasart, jedoch abhängig vom jeweils herrschenden äußeren Luftdruck, der durch eine von außen zu bedienende Skalenverstelleinrichtung berücksichtigt wird. Federrohrvakuummeter sind robuste, erschütterungsunempfindliche Vakuummeßgeräte im Grobvakuumbereich. Der Meßbereich erstreckt sich von 0 bis 1500 Torr.

Das *Kapazitätsvakuummeter* vergleicht den Druck in einem Vakuumsystem mit dem Druck in einem anderen Vakuumsystem. Beide Systeme sind durch eine dünne metallische Membran innerhalb eines korrosionsbeständigen Meßkopfes voneinander getrennt. Die Gleichgewichtslage stellt sich ein, wenn der Druck in beiden Vakuumsystemen gleich ist. Eine Druckänderung auf der einen Seite der Membran hat eine Abstandsänderung zwischen dieser Membran und einer feststehenden Gegenelektrode in Richtung des niedrigeren Druckes zur Folge, die als Kapazitätsänderung in einer Meßbrücke registriert wird. Der Meßbereich eines Kapazitätsvakuummeters erstreckt sich von etwa 10^{-4} Torr bis 10^3 Torr. Mit Hilfe eines solchen V.s wird die Druckmessung von einem System, in dem z. B. extrem saubere Bedingungen aufrechterhalten und Verunreinigungen durch den Dampf einer Manometerflüssigkeit vermieden werden sollen, in ein zweites System transformiert. Umgekehrt läßt sich mit diesem V. der Druck von stark korrodierend wirkenden Gasen und Dämpfen messen und kontrollieren, der mit den üblichen Vakuummetern gar nicht oder nur unter größten Schwierigkeiten bestimmt werden kann. Mit seiner Hilfe kann man ferner einen konstanten Druck relativ genau aufrechterhalten sowie geringe Gasströmungen steuern.

Das *Wärmeleitungsvakuummeter* (*Pirani-Vakuummeter*) nutzt die physikalische Erscheinung, daß die Wärmeleitung eines Gases innerhalb bestimmter Grenzen vom Gasdruck abhängig ist, zur Druckmessung aus. Die Tempe-

ratur eines mit konstanter elektrischer Energiezufuhr auf etwa 100 °C geheizten Drahtes ändert sich mit der Wärmeableitung, die durch Konvektion des den Draht umgebenden Gases vermittelt wird. Während die durch Strahlung hervorgerufene Wärmeabfuhr druckunabhängig ist, nimmt die Wärmeableitung durch Konvektion, vor allem im Bereich zwischen einigen 10^{-4} und 1 Torr, mit sinkendem Druck ab. Die Temperatur des Meßdrahtes, der häufig als Thermoelement, Heißleiterwiderstand (Thermistor) oder Widerstandsdraht mit hohem negativem Temperaturkoeffizienten ausgebildet ist, ist also im Feinvakuumgebiet ein direktes Maß für den Druck. Da die Wärmeleitfähigkeit für Gase und Dämpfe verschiedenen Molekulargewichts unterschiedlich ist, ist die Druckanzeige von Wärmeleitungsvakuummetern gasartabhängig.



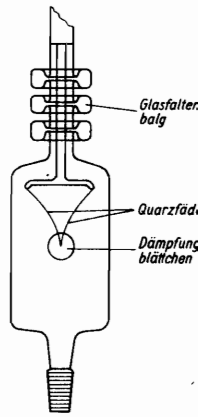
1 Meßvorgang im Kompressionsvakuummeter: *a* Kompressionsrohr vor der Messung; *b* Quecksilberstellung zu Beginn der Messung, das Quecksilber trennt die beiden Meßrohre voneinander ab; *c* Meßstellung des Quecksilbers. Im Kompressionsrohr hat sich das Volumen V auf v verkleinert, und der Druck p ist durch Kompression auf P gestiegen

Das *Kompressionsvakuummeter* (*McLeod-Vakuummeter*) nutzt zur Druckmessung den Vorgang aus, daß eine bestimmte, genau definierte Gasmenge des Vakuumsystems, in dem der Druck ermittelt werden soll, auf ein kleineres Volumen zusammengedrückt wird. Der durch diesen Kompressionsvorgang entstehende erhöhte Druck kann dann leicht gemessen und aus ihm der kleinere Druck im angeschlossenen Vakuumsystem nach dem Boyle-Mariotteschen Gesetz bestimmt werden. Mit Hilfe des Kompressionsvakuummeters lassen sich Totaldrücke von permanenten Gasen im Bereich von 10^{-1} bis 10^{-5} Torr, in Sonderausführungen bis 10^{-8} Torr messen. Dieses V. eignet sich besonders als Vergleichsinstrument zur Bestimmung der Druckanzeige bzw. zur Aufnahme der Meßcharakteristik anderer V.

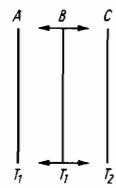
Das *Reibungsvakuummeter* nutzt die Tatsache, daß die innere Reibung eines Gases in dem Bereich druckabhängig wird, in dem die mittlere freie Weglänge der Moleküle gleich oder größer als die Gefäßabmessungen wird. Die von der inneren Reibung des Gases abhängige Dämpfung eines schwingenden Quarzfadens ist im genannten Druckbereich ein Maß für den im Meßrohr herrschenden Druck. Mit dieser einfachen Anordnung können Gasdrücke im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr gemessen werden. Der Vorteil des Reibungsvakuummeters gegenüber anderen vergleichbaren Meßgeräten dieser Art besteht darin, daß man mit diesem Gerät, da es nur aus Glas und Quarzglas besteht, auch den Vakuumdruck aggressiver Gase und Dämpfe bestimmen kann.

Das *Molekulardruckvakuummeter* (*Knudsen-Vakuummeter, Radiometervakuummeter*) ist ein Gerät, dessen Wirkungsweise darauf beruht, daß zwischen einer festen beheizten Platte und einer festen kalten Platte eine bewegliche, mit einer Spiegelablesung versehene Fläche angebracht ist. Die von der beheizten Fläche kommenden Gasmoleküle übertragen auf die bewegliche Fläche einen größeren Impuls als die von der kalten Platte kommenden. Die Verschiebung der beweglichen Fläche gegen eine elastische Kraft ist ein Maß für den Impulsübertrag und damit für den Druck. Wenn die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle so groß wird, daß diese nicht mehr miteinander, sondern nur noch mit den Gefäßwänden und den Meßplatten zusammenstoßen, dann ist der angezeigte Meßwert, abgesehen von einer geringfügigen Beeinflussung durch den Akkommodationskoeffizienten, unabhängig von der Gasart. Der Meßbereich erstreckt sich je nach Abmessung des Meßsystems von 10^{-3} bis 10^{-8} Torr.

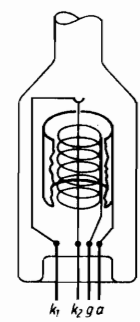
Das *Ionisationsvakuummeter* nutzt die Ionisierung von Gasen in Elektrodensystemen zur Vakuummessung aus. Ionisationsvakuummeter bestehen im allgemeinen aus drei Elektroden: der Glühkatode, einer wendel- oder gitterförmigen Sammelelektrode als Ionenfänger und einer Anode. Die von einem geheizten Glühfaden ausgehenden Elektronen erzeugen auf ihrem Weg zum positiv geladenen Auffangzylinder bei Zusammenstößen mit Gasmolekülen positive Ionen, die ihrerseits auf das negativ geladene Gitter gelangen. Das Verhältnis von Ionenstrom zu Elektronenstrom ist ein Maß für die Anzahl der Stöße, die die Elektronen auf ihrem Wege zur Anode mit Gasmolekülen haben, und damit auch ein Maß für den im System herrschenden Druck. Eine derartige Triodenanordnung kann prinzipiell in zwei Schaltungen betrieben werden. Wird dem Gitter eine negative Spannung von etwa -10 V und der Anode eine positive Spannung von ungefähr $+200$ V gegenüber der Katode gegeben, so bezeichnet man diese Anordnung als *Verstärkerröhrenschaltung*. Wird umgekehrt an das Gitter eine positive Spannung von etwa $+200$ V und an den äußeren Blechzylinder, der in diesem Fall Kollektor genannt wird, eine negative Spannung von ungefähr -10 V angelegt, so wird die Anordnung *Bremsfeldschaltung* genannt. In der Bremsfeldschaltung ist der Ionenstrom im allgemeinen größer als bei der Verstärkerröhrenschaltung. In dem beschriebenen Elektrodensystem vom Typ einer Triode in konventioneller Bauart, bei der die in der Mitte liegende Glühkatode koaxial von der Anode und dem Ionenfänger umgeben wird, ist der Meßbereich wegen des unterhalb 10^{-8} Torr in Erscheinung tretenden Röntgeneffektes auf Drücke über etwa $5 \cdot 10^{-8}$ Torr beschränkt. Im *Bayard-Alpert-System* wird zur Herabsetzung des Röntgeneffektes eine inverse Triodenanordnung verwendet. In dieser Anordnung befindet sich der Ionenkollektor. Er ist in der Mitte des Meßsystems als Wolframdraht mit geringem Querschnitt ausgebildet und hat gegenüber einer Triode von konventioneller Bauart eine um den Faktor 10^3 verringerte Oberfläche. Um etwa den gleichen Faktor wird die Röntgengrenze, durch die der niedrigste meßbare Druck



2 Reibungsvakuummeter mit Glasfaltenbalg zur Anregung der Schwingung der Quarzfäden (nach Wetterer und Nowak)



3 Prinzip eines Molekulardruckvakuummeters



4 Aufbau einer Ionisations-Vakuummeterröhre mit Glühkatode. k_1 und k_2 Katodenzuführungen, *g* Gitterzuleitung, *a* Anode (aufgeschnitten)

bestimmt wird, herabgesetzt. Konzentrisch zum Ionenkollektor ist die wendel- oder gitterförmige Anode angebracht. Die Glühkatode aus Wolfram oder Indium befindet sich außerhalb der Anode. Der Meßbereich der Bayard-Alpert-Meßröhre reicht von einigen 10^{-2} bis etwa 10^{-11} Torr. Durch Verwendung eines extrem dünnen Ionenkollektordrahtes mit einem Durchmesser von nur $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm konnte Venema mit einem Bayard-Alpert-System Röntgengrenzen von einigen 10^{-12} Torr erreichen. Eine vergleichbare Ausweitung des Meßbereiches auf 10^{-12} Torr gelingt auch mit den üblichen Kollektordrahtdurchmessern von 10^{-2} cm, die mechanisch hinreichend stabil sind, in Verbindung mit einem Modulator nach Redhead (→ Modulator 2), der den Reststrom eines Bayard-Alpert-Systems, hervorgerufen durch den Röntgeneffekt sowie die Ionendesorption von Oberflächen des Elektrodensystems, getrennt erfaßt. Bayard-Alpert-Systeme, die bis 400···500 °C ausheizbar sind und in denen die Anode durch direkten Stromdurchgang und der freistehende Ionenkollektor durch Elektronenbeschuß zum Zwecke einer vollständigen Entgasung auf Rotglut erhitzt werden können, haben in der Vakuumdruckmessung im UHV-Bereich eine breite Anwendung gefunden. Im *Alphatron* geht von einem radioaktiven Präparat eine zeitlich konstante Alphastrahlung aus, die einen vom Druck abhängigen Ionenstrom erzeugt. Die Messung dieses Stromes ergibt ein Maß für den im Vakuumsystem vorliegenden Druck. Der Meßbereich erstreckt sich von einigen 10 bis 10^{-3} Torr. Beim *Kaltkatoden-Ionisationsvakuummeter* (*Penning-Vakuummeter*, *Philips-Vakuummeter*) erfolgt die Druckanzeige durch einen Ionisationsstrom, der in einer Entladungsröhre zwischen zwei Elektroden durch Anlegen einer hohen Spannung erzeugt wird. Unter Einwirkung eines diesem elektrischen Feld überlagerten Magnetfeldes werden die Elektronen auf spiralähnliche Bahnen gelenkt. Der auf diese Weise verlängerte Flugweg der Elektronen erhöht in linearer Proportion die Ionisierungswahrscheinlichkeit der Gasmoleküle, um die zur Aufrechterhaltung der Entladung erforderliche Anzahl von Ladungsträgern bilden zu können. Der hierdurch verstärkte Ionenstrom, der wesentlich größer ist als der Ionenstrom ohne Magnetfeld, ist von der im Entladungsraum herrschenden Gasdichte abhängig und somit ein direktes Maß für den Druck. Der Meßbereich erstreckt sich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr.

Da die spezifische Ionisierungswahrscheinlichkeit durch Elektronenstoß für verschiedenartige Gasteilchen unterschiedlich ist, ist die Druckanzeige aller Vakuummeter mit Gasionisation gasartabhängig. Das *Magnetronvakuummeter* (*Redhead-Vakuummeter*) benutzt als Prinzip der Druckmessung die Gasentladung in einem Magnetfeld zwischen zwei kalten Elektroden, wie es bereits von Penning angegeben wurde. Durch Anwendung eines relativ starken Magnetfeldes parallel zur Zylinderachse des Elektrodensystems und einer hohen Betriebsspannung von etwa 4000 V erfolgt selbst bei Drücken im Ultrahochvakuum-Bereich noch eine Entladung. Dabei werden die Elektronen auf Grund der in der Meßröhre herrschenden Feldverhältnisse ähnlich wie beim Magnetron auf zykloiden-ähnliche Bahnen gelenkt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Elektronen mit neutralen Gasteilchen zusammenstoßen und diese ionisieren, wird dadurch erheblich vergrößert. Bei gleichem Druck ist der Entladungsstrom infolge der vergleichsweise hohen Ionisierungswahrscheinlichkeit wesentlich höher als bei einem normalen Kaltkatodenvakuummeter. Die Druckanzeige ist abhängig von der Gasart. Der Totaldruck wird in Torr Stickstoff-Äquivalenten angezeigt. Nach Entfernen des Magneten können die Meßröhren des Magnetron-Vakuummeters bis zu 400 °C ausgeheizt werden. Das Magnetronvakuummeter kann deshalb und wegen seines großen Meßbereiches sowohl im Hochvakuum- als auch im Ultrahochvakuum-Bereich zur Druckmessung eingesetzt werden. Wegen seiner hohen Empfindlichkeit gestattet das Magnetronvakuummeter die Messung von Drücken bis hinab in den 10^{-13}-Torr-Bereich. Von Vorteil ist, daß Crackwirkungen an heißen Heizfäden, da diese fehlen, beim Magnetronvakuummeter nicht vorkommen können; es treten allerdings wegen des relativ hohen Röhrenfaktors in der Größenordnung von 10 A/Torr verhältnismäßig hohe Gasaufzehrungsraten auf.

Vakuumpolarisation, die auf Grund der Quantenelektrodynamik im Vakuumzustand mögliche virtuelle Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren durch das elektromagnetische Feld, d. h. das Photonenfeld; dies führt wie im Fall des Einbringens eines Mediums in ein elektrisches Feld zu einer Polarisation des Vakuums (des Elektron-Positron-Feldes). Dabei kann die Energie der Photonen im Gegensatz zur realen Paarerzeugung beliebig klein sein, da bei virtuellen Prozessen der Energiesatz nicht erfüllt zu sein braucht. Die virtuellen Elektron-Positron-Paare ergeben eine von Null verschiedene elektrische Ladungsverteilung, die bei Integration über den gesamten Raum wie auch bei realen polarisierbaren Medien verschwindet. Der zugehörige Feynman-Graph (→ Feynman-Diagramm, Abb. 2a) in zweiter störungstheoretischer Näherung ist, wie auch alle höheren Näherungen, divergent; die V. entspricht einer unendlichen Selbstenergie des Photons. Mit Hilfe eines kovarianten Renormierungsverfahrens können diese Beiträge endlich gemacht werden und führen zu der endlichen V. Die V. ist ein spezieller Fall der Nullpunkts- oder → Vakuumschwankung relativistischer Quantenfelder.

Vakuumpumpen, Vorrichtungen, mit denen Luft und andere Gase sowie Dämpfe aus abgeschlossenen Räumen entfernt werden können. Grundsätzlich unterscheidet man zwei Arten von V., → Transportpumpen und → Kapazitätspumpen.

Wichtige charakteristische Daten der V. sind Enddruck, Saugleistung bzw. Saugvermögen. Unter *Enddruck* (*Endvakuum*) versteht man den niedrigsten Druck, der in einem Vakuumsystem mit einer bestimmten Pumpenanordnung erreicht werden kann. Er setzt sich zusammen aus dem Partialdruck der Dämpfe — im allgemeinen Treibmitteldämpfe — und dem Restgasdruck. Die *Saugleistung* ist die bei einem bestimmten *Ansaugdruck* — dem Druck in der An-

saugöffnung einer arbeitenden Pumpe – in der Zeiteinheit geförderte Gasmenge in g/s oder Torr Liter/s. Das *Saugvermögen* (oft noch *Sauggeschwindigkeit* genannt) ist das in der Zeiteinheit geförderte Gasvolumen in Liter/s oder m^3/h bei anzugebendem Ansaugdruck. Unter *spezifischem Saugvermögen* ist das Saugvermögen je Einheit der Pumpfläche zu verstehen, z. B. bei Diffusionspumpen je Einheit der Diffusionsfläche, bei Oberflächenpumpen je Einheit der „pumpenden" Oberfläche.

In den einzelnen Druckbereichen werden V. eingesetzt, deren Arbeitsprinzip den veränderten Bedingungen dieser Druckbereiche angepaßt ist. *Vorvakuumpumpen* (*Vorpumpen*) werden für Atmosphärendruck verwendet und mit Fein- oder Hochvakuumpumpen in Reihe geschaltet. Als *Hoch-* und *Ultrahochvakuumpumpen* werden hauptsächlich Molekularpumpen, Diffusionspumpen, Getterpumpen und Kryopumpen verwendet.

Vakuumschwankung, *Vakuumfluktuation, Nullpunktsschwankung*, in der Quantenfeldtheorie die auf Grund virtueller Prozesse auch im Vakuumzustand der betreffenden physikalischen Systeme von Null verschiedene mittlere quadratische Schwankung der Feldgrößen, die aus dem Operatorcharakter derselben, speziell aus der Nichtvertauschbarkeit der Feldoperatoren mit dem Anzahloperator der entsprechenden Teilchen resultiert. Die V. führt daher zur Existenz der *Nullpunktfelder*. So sind z. B. in der Quantenelektrodynamik die Operatoren des elektromagnetischen Feldes nicht mit dem Operator für die Anzahl der Photonen vertauschbar; im Vakuumzustand, in dem „kein Photon" vorhanden ist, verschwindet zwar der Erwartungswert der elektromagnetischen Feldstärke, nicht jedoch der ihres Quadrats. Ein freies Elektron führt daher unter dem statistisch um den Wert Null schwankenden elektromagnetischen Feld eine *Zitterbewegung* aus. Die V. des elektromagnetischen Feldes wird in der Quantenelektrodynamik als Folge der Selbstwechselwirkung des Elektrons, und zwar über das von ihm infolge seiner Bewegung emittierte und anschließend wieder absorbierte elektromagnetische Feld, erklärt. Der zugehörige Feynman-Graph in zweiter störungstheoretischer Näherung (→ Feynman-Diagramm, Abb. 2b) ist wie auch die Graphen höherer Näherungen divergent; die V.en entsprechen einer unendlichen Selbstenergie des Elektrons, die jedoch mit Hilfe einer kovarianten Renormierung endlich gemacht werden kann und zu meßbaren Effekten Anlaß gibt. Die V. des elektromagnetischen Feldes des Protons im Wasserstoffatom führt z. B. zur Feinstrukturaufspaltung der Spektrallinien (→ Lamb-Shift).

Die ältere, auf der Diracschen Theorie des Elektrons (→ Dirac-Gleichung) fußende Erklärung der Zitterbewegung geht davon aus, daß für zeitliche Ableitung der Komponenten $\hat{x}_k$ des Ortsoperators des Elektrons $d\hat{x}_k/dt = (i/\hbar)\,[\hat{H}, \hat{x}_k] = \pm c$ folgt, wobei [,] der Kommutator, $\hat{H}$ der Hamilton-Operator des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Danach müßte sich das Elektron unabhängig von seinem Impuls mit Lichtgeschwindigkeit bewegen; Schrödinger erklärte diese Diskrepanz so, daß der Schwerpunkt der Ladungswolke des Elektrons mit Lichtgeschwindigkeit um die Fortschreitungsrichtung oszilliert, in der sich das Elektron mit seinem (beobachtbaren) Impuls bewegt (*Schrödingersche Zitterbewegung*). → Massemultipol.

Ein spezielles Beispiel der V. von Quantenfeldern ist die → Vakuumpolarisation.

Die V.en führen im Fall von Mehrteilchenzuständen zu den Strahlungskorrekturen physikalischer Prozesse. Die realen Teilchen werden auch als „angezogene" Teilchen bezeichnet, da sie wegen der V.en von einer Wolke virtueller Zustände umgeben sind.

Vakuumzustand, *Grundzustand*, in der Quantenfeldtheorie Zustand eines Systems, der zu dessen niedrigster Energie gehört, die gewöhnlich auf Null normiert wird. Der V. ist jedoch im allgemeinen nicht identisch mit dem völlig feld- oder korpuskelfreien Raum. In der Quantenfeldtheorie unterscheidet man daher auch zwischen mathematischem und physikalischem V.: Der mathematische V. (*mathematisches Vakuum*) ist der (auf 1 normierte) Zustandsvektor ψ_0 im Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ des freien, nichtwechselwirkenden physikalischen Systems mit der Teilchenzahl Null bzw. (im Fall der Entartung) der Unterraum $\mathfrak{H}_0 \subset \mathfrak{H}$ zur Teilchenzahl Null; der V. heißt zyklisch (*zyklisches Vakuum*), falls die Anwendung beliebiger Polynome von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren den ganzen Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$, d. h. sämtliche Zustände, erzeugt. Als *physikalisches Vakuum* bezeichnet man dagegen den V. des wechselwirkenden Systems, dessen Hilbert-Raum im allgemeinen nicht mit dem des freien Systems zusammenfällt (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, → axiomatische Quantentheorie). Das physikalische Vakuum berücksichtigt unter anderem die Vakuum- oder Nullpunktschwankungen der Felder; der Hilbert-Raum des physikalischen Systems wird dann anlog durch die Anwendung der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der physikalischen Teilchen, d. s. die *„angezogenen" Teilchen* (im Gegensatz zu den *„nackten" Teilchen*, d. s. die freien Teilchen), erzeugt und berücksichtigt die Selbstwechselwirkung (→ Selbstenergie) der Teilchen mit den von ihnen erzeugten Feldern. Aber auch das mathematische Vakuum muß nicht immer der Zustand sein, in dem keine Teilchen vorhanden sind, wie das Beispiel des Diracschen Elektronensees (→ Dirac-Gleichung) zeigt.

Der V. ist gewöhnlich der Zustand des Systems mit der höchsten Symmetrie, d. h., er ist invariant gegenüber den Transformationen allgemeiner umfassender Symmetriegruppen. In der axiomatischen Quantentheorie wird deshalb der V. nicht nur als eindeutiger (d. h. nicht entarteter) zyklischer Vektor angenommen, sondern auch als invariant gegenüber den irreduziblen unitären Darstellungen $U(a, \Lambda)$ (→ unitäre Symmetrie) der orthochronen eigentlichen Lorentz-Gruppe im Zustandsraum $\mathfrak{H}$: $U(a, \Lambda)\,\psi_0 = \psi_0$, d. h., der V. ändert sich weder bei den raumzeitlichen Translationen oder beliebigen Rotationen noch bei den speziellen Lorentz-Transformationen des Systems. Als Folge dieser Voraussetzung haben die infinitesimalen Erzeugenden dieser Transformationen, d. s. die Ope-

ratoren der Energie $\hat{P}_0$, des Impulses $\hat{\vec{P}}$, des Drehimpulses $\hat{\vec{J}}$ usw., im V. die Eigenwerte Null.

Bei vielen nichtrelativistischen Vielteilchenproblemen, z. B. in der Theorie des Ferromagnetismus oder der Supraleitung, ist der Grundzustand des Systems weder maximal symmetrisch noch nicht entartet; so weisen die den Ferromagnetismus erzeugenden Elektronenspins beim absoluten Nullpunkt der Temperatur sämtlich in eine Richtung, und der V. ist somit nicht rotationssymmetrisch. Analoge Situationen wurden auch in der relativistischen Quantenfeldtheorie, z. B. in der Heisenbergschen Theorie der Urmaterie, diskutiert, wobei zwar die Invarianz gegenüber der Lorentz-Gruppe, nicht aber gegenüber der Isospingruppe vorausgesetzt wurde und sich zwangsläufig eine Entartung des V.s gegenüber der Lorentz-Gruppe ergab. Die Entartung des V.s als Folge einer spontanen Symmetriebrechung ist gewöhnlich mit dem Auftreten von (masselosen) Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Goldstone-Bosonen, verknüpft.

val, → Grammäquivalent.

Val, svw. Grammäquivalent.

Valenz, → Wertigkeit.

Valenzband, → Bändermodell.

Valenzbandkante, → Bändermodell.

Valenzelektron, ein an einer Bindung beteiligtes Elektron, das auf der äußersten Elektronenschale eines Atoms enthalten ist.

Valenzelektronenregel (bei Supraleitern), svw. Mathiassche Regel.

Valenzkräfte, diejenigen Kräfte, die den Zusammenhalt der Atome im Molekül bewirken. V. sind elektrostatische Kräfte oder Austauschkräfte.

Valenzschwingung, → Spektren mehratomiger Moleküle.

Valenzstrich, Symbol einer aus einem Elektronenpaar gebildeten kovalenten Bindung, z. B. H – H (→ chemische Bindung 2, → Valenzstruktur-Methode).

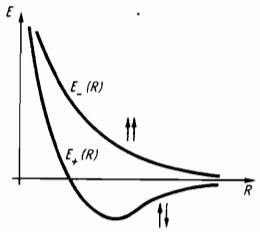
Valenzstruktur-Methode, *VB-Methode* [engl. valence *b*ound method], *Valenztheorie*, vor allem durch Heitler und London im Jahre 1927 entwickeltes und auf das Wasserstoffmolekül angewendetes Näherungsverfahren zur Beschreibung molekularer Bindungsverhältnisse. Im Gegensatz zur → Methode der Molekülzustände geht man von den Elektronenzuständen der getrennten freien Atome aus.

Mit Hilfe der V.-M. können die kovalenten Bindungen (→ chemische Bindung 2) quantenmechanisch begründet werden. Die klassischen Ansichten über die kovalenten Bindungen lassen sich in folgenden Regeln zusammenfassen, die geeignet sind, die Elektronenstruktur der meisten stabilen, gesättigten Moleküle zu erklären: 1) Die Bindung zwischen zwei Atomen eines Moleküls läßt sich symbolisch durch einen *Valenzstrich* beschreiben. Doppel- bzw. Dreifachbindungen werden durch zwei bzw. drei Valenzstriche gekennzeichnet, z. B. Li—Li, O=O, N≡N. 2) Die Zahl der Valenzstriche, die von einem einzelnen Atom ausgehen, sind für das chemische Element charakteristisch, zu dem das Atom gehört. Ihre Zahl ist gleich der Valenz dieses Elementes. 3) Jedem Valenzstrich wird ein Paar von Elektronen mit entgegengesetztem Spin zugeordnet. Im allgemeinen steuert jedes der beiden verbundenen Atome ein Elektron bei.

Besonders einfache Verhältnisse liegen bei der Anwendung der V.-M. in der *Heitler-Londonschen Behandlung des Wasserstoffmoleküls* vor. Die wirkliche Elektronenanordnung im Grundzustand dieses Moleküls wird dabei als Überlagerung zweier Valenzstrukturen oder Grenzstrukturen dargestellt. Bei Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen werden die Grenzstrukturen durch die Produktfunktionen $\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2)$ und $\psi_a(\vec{r}_2)\cdot\psi_b(\vec{r}_1)$ beschrieben. ψ_a und ψ_b sind die Wellenfunktionen der zugehörigen atomaren Elektronenzustände (Wasserstoff-1_s-Orbitale). In $\psi_a(\vec{r}_1)\,\psi_b(\vec{r}_2)$ befindet sich Elektron 1 am Kern H_a und Elektron 2 am Kern H_b, in $\psi_a(\vec{r}_2)\,\psi_b(\vec{r}_1)$ haben beide Elektronen ihren Platz vertauscht. Beide Zustände sind völlig gleichberechtigt und gehören zur gleichen Energie E_0. Es liegt also Entartung vor, die in diesem besonderen Fall *Austauschentartung* genannt wird, weil sie auf der Möglichkeit des Austausches beider Elektronen beruht, ohne daß sich dabei die Energie des Systems verändert. Wegen der Ununterscheidbarkeit der Elektronen ergeben sich die beiden Linearkombinationen

$$\psi_+ = \psi_a(\vec{r}_1)\,\psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2)\,\psi_b(\vec{r}_1)$$
$$\psi_- = \psi_a(\vec{r}_1)\,\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\,\psi_b(\vec{r}_1),$$

also physikalisch sinnvolle Zustandsfunktionen, von denen nur der durch ψ_+ bezeichnete symmetrische Zustand zur Bindung führt, während der antisymmetrische Zustand ψ_- keine stabile Bindung ergibt (Abb.). Die Beachtung des Pauli-



Die Wechselwirkungsenergie E_+ bzw. E_- zweier Wasserstoffatome für den symmetrischen Zustand ψ_+ bzw. den antisymmetrischen Zustand ψ_-. R ist der Atomabstand

Prinzips, nach dem die gesamte Wellenfunktion gegenüber Vertauschung zweier Elektronen stets antisymmetrisch sein muß, führt zu der Folgerung, daß sich im bindenden Zustand ψ_+ die Spins beider Elektronen (↑↓) gegenseitig kompensieren (*Spinabsättigung*, *Spinvalenz*), während im Zustand ψ_- die Spins s der Elektronen gleichgerichtet (↑↑) sind.

Berücksichtigt man die Wechselwirkung der beiden Atome des Moleküls, so wird die Entartung aufgehoben, und es ergibt sich für die Wechselwirkungsenergie des Moleküls nach der Heitler-Londonschen Näherung der Ausdruck

$$E(R) = \frac{1}{1-S^2}\int\int \psi_a(\vec{r}_1)\,\psi_b(\vec{r}_2)\,\hat{H}\psi_a(\vec{r}_1)\,\times$$
$$\times\,\psi_b(\vec{r}_2)\,d\tau_1\,d\tau_2 + \frac{1}{1+S^2}\int\int \psi_b(\vec{r}_1)\,\psi_a(\vec{r}_2)\,\times$$
$$\times\,\hat{H}\psi_a(\vec{r}_1)\,\psi_b(\vec{r}_2)\,d\tau_1\,d\tau_2$$

mit dem Überlappungsintegral

$$S = \int \psi_a(\vec{r})\,\psi_b(\vec{r})\,d\tau$$

und dem Hamilton-Operator

$$\hat{H} = -(\hbar^2/2m) \cdot (\Delta_1 + \Delta_2) + (-1/r_{a1} - 1/r_{b1} - 1/r_{a2} - 1/r_{b2} + 1/r_{12} + 1/R) \times (e^2/4\pi\varepsilon_0).$$

Die Laplace-Operatoren Δ sind auf die Koordinaten des Elektrons 1 bzw. 2 anzuwenden. Es bedeuten hierbei $\hbar$ die Plancksche Konstante, m die Elektronenmasse, r_{a1}, r_{b1}, r_{a2}, r_{b2} die Abstände der Elektronen 1 bzw. 2 von den Kernen a bzw. b, r_{12} den Abstand der beiden Elektronen, R den Abstand der beiden Kerne voneinander, e die Elementarladung und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Wird die Energie eines Wasserstoffatoms im Grundzustand mit E_0 bezeichnet, ergeben einige Rechnungen für die Energie $E(R)$ des Wasserstoffmoleküls den Ausdruck

$$E_{\pm}(R) = 2E_0 + \frac{C \pm A}{1 + S^2}.$$

Dabei bedeuten

$$C = \iint \psi_a^2(\vec{r}_1)\, \psi_b^2(\vec{r}_2) \cdot (1/r_{12} - 1/r_{b1} - 1/r_{a2} + 1/R) \cdot (e^2/4\pi\varepsilon_0) \cdot d\tau_1\, d\tau_2$$

das Coulomb-Integral und

$$A = \iint \psi_b(\vec{r}_1)\, \psi_a(\vec{r}_2) \cdot (1/r_{12} - 1/r_{b1} - 1/r_{a2} + 1/R) \cdot (e^2/4\pi\varepsilon_0) \cdot \psi_a(\vec{r}_1)\, \psi_b(\vec{r}_2) \cdot d\tau_1 \cdot d\tau_2$$

das Austauschintegral.

Die Auswertung dieser Integrale liefert $E(R)$ mit dem Gleichgewichtsabstand $R_0 = 0{,}088$ nm und der Bindungsenergie $E = 3{,}17$ eV. Die experimentell ermittelten Werte sind $R_0 = 0{,}074\,17$ nm und $E = 4{,}74$ eV. Eine bessere Angleichung der theoretisch gefundenen Werte R_0 und E an die experimentell ermittelten Werte ergibt sich durch einige Erweiterungen der Heitler-Londonschen Theorie. So werden z. B. modifizierte Wasserstoffatomeigenfunktionen mit einer durch Abschirmeffekte verkleinerten effektiven Kernladungszahl verwendet.

Die Verallgemeinerung der für das H_2-Molekül gefundenen Ergebnisse führt dazu, jedem Valenzstrich im Molekül ein spinkompensiertes Elektronenpaar zuzuordnen, das aus zwei Elektronen besteht, deren Spins in den einzelnen Atomen nicht abgesättigt waren. Die Zahl der freien, nicht paarweise im Atom vorhandenen Elektronen bestimmt die Valenz des Atoms.

Mehrfachbindungen lassen sich ebenfalls auf diese Weise behandeln, z. B. vereinigen sich zwei Stickstoffatome, jedes mit drei ungepaarten Elektronen $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$ unter Bildung einer Dreifachbindung.

Die Anwendung dieser Regel führt bei einigen Elementen, wie Beryllium, Bor und Kohlenstoff, zu Widersprüchen. So müßte z. B. der Kohlenstoff auf Grund seiner Elektronenkonfiguration zweibindig sein, während Vierbindigkeit beobachtet wird. Der Widerspruch liegt in der unrichtigen Annahme, daß freie Atome beim Bilden einer chemischen Bindung den Zustand ihrer Elektronenhüllen nicht verändern. In Wirklichkeit nehmen die Atome verschiedener Elemente infolge Promovierung einen Valenzzustand an, der sich von der Elektronenkonfiguration des Grundzustandes des ungebundenen Atoms wesentlich unterscheidet. Außerdem müssen zur Beschreibung der beobachteten Gleichwertigkeit der z. B. im Methanmolekül CH_4 auftretenden CH-Bindungen anstelle der Atomeigenfunktionen hybridisierte Funktionen verwendet werden (→ Hybridisation).

Für komplizierte Moleküle, bei denen es mehrere unterschiedliche Möglichkeiten zur paarweisen Zusammenfassung der Valenzelektronen gibt, läßt sich nach der V.-M. ein Näherungssatz durch Linearkombination von Wellenfunktionen ψ_A, ψ_B, ... der entsprechenden Grenzstrukturen A, B angeben: $\psi = C_A\psi_A + C_B\psi_B + \cdots$. Genügt im wesentlichen die Angabe nur einer Grenzstruktur, in der sich die Elektronen paarweise zusammenfassen lassen, so spricht man von *lokalisierten Bindungen*, im anderen Fall liegen *nichtlokalisierte Bindungen* vor. Moleküle mit nichtlokalisierten Bindungen werden als mesomer bezeichnet (→ Mesomerie). Die erforderlichen Grenzstrukturen sind als formale Hilfsmittel zur Beschreibung der Bindungsverhältnisse aufzufassen, ihnen kommt keine reale Bedeutung zu.

Die Berechnungen mit Hilfe der V.-M. sind im allgemeinen wegen der großen Zahl der zu betrachtenden Grenzstrukturen besonders kompliziert. Man berücksichtigt deshalb häufig nur diejenigen Strukturen, in denen Bindungen ausschließlich zwischen benachbarten Atomen vorkommen. Der Wert der V.-M. liegt nicht nur in der quantitativen Berechnungen der Bindungen, sondern vor allem in der qualitativen Deutung wichtiger Erscheinungen der kovalenten Bindung, z. B. der → Sättigung, der Richtung der Valenz (→ Valenzwinkel) u. a.

Lit. → chemische Bindung.

Valenztheorie, svw. Valenzstruktur-Methode.

Valenzwinkel, *Bindungswinkel* (*gerichtete Valenz*), Winkel, der durch je zwei von einem Atom ausgehenden Bindungsrichtungen gebildet wird. Die Größe des V.s hängt von der Elektronenverteilung des Valenzzustandes der Atome ab. Wenn z. B. die Valenzelektronen eines Atoms zwei zueinander senkrechte p-Orbitale besetzen, ist ein V. von 90° zu erwarten. Dieser Bindungszustand liegt im H_2O-Molekül am Sauerstoffatom vor. Der experimentell bestimmte V. beträgt 104° 27′. Die Abweichung vom theoretischen Wert ist auf die gegenseitige Abstoßung der H-Atome zurückzuführen. Beim H_2S-Molekül, in dem die H-Atome weiter auseinanderliegen und sich daher weniger beeinflussen, wird ein V. von etwa 92° gemessen. Aus der Größe des V.s lassen sich Rückschlüsse auf den Hybridisationszustand des Atoms ziehen. V. sind leicht durch intra- und intermolekulare Wechselwirkungen zu beeinflussen und hängen daher stärker von der Struktur des Molekülrestes ab als die Bindungslängen.

Valenzzustand, Zustand, den ein Elektron zur Bindungsbildung einnimmt. Je nachdem, ob an einer Bindung s-, p-, d-, f-Zustände beteiligt sind, unterscheidet man s-, p-, d-, f-Valenzen (→ Wertigkeit). Jedem s-, p-, d-... Zustand entspricht in der Quantenmechanik eine Eigenfunktion oder Valenzfunktion, die die Eigenschaften des Zustandes beschreibt. Außer den reinen Valenzzuständen treten bei vielen Elementen infolge → Hybridisation gemischte Zustände auf. Die Bindung erfolgt dann nicht durch s- oder p-Zustände, sondern durch Hy-

bridzustände, die sich als Kombination von *s*-, *p*- und *d*-Orbitalen darstellen lassen. Im Methanmolekül CH_4 bindet das Kohlenstoffatom mit vier sp^3-Zuständen, die sich durch Linearkombinationen aus einem 2*s*- und drei 2*p*-Zuständen zusammensetzen. Die sp^3-Hybridorbitale sind nach den Ecken eines symmetrischen Tetraeders gerichtet (→ Tetraedervalenz).

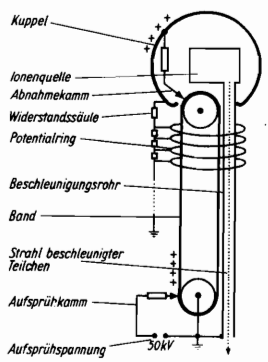
In ungesättigten Kohlenstoffverbindungen treten andere Arten der Hybridisierung auf. Im Äthylenmolekül beispielsweise liegt sp^2-Hybridisierung und im Azetylenmolekül *sp*-Hybridisierung vor. sp^2-Hybridfunktionen entstehen durch Mischung von einer *s*- und zwei *p*-Funktionen und *sp*-Hybridfunktionen durch Mischung eines *s*- und eines *p*-Zustandes. Durch die Art der an einer Bindung beteiligten Valenzzustände werden die → Valenzwinkel bestimmt.

Van-Allen-Gürtel, *Strahlungsgürtel*, gürtelartige Gebiete in der → Magnetosphäre, in denen erhöhte Flüsse hochenergetischer Teilchen beobachtet werden. Diese hochenergetischen Teilchen wurden vom Magnetfeld der Erde eingefangen (→ eingefangene Teilchen) und vollführen nun nach den Gesetzen der Theorie der adiabatischen Bewegung geladener Teilchen (→ adiabatische Invariante, → Orbittheorie) eine azimutale → Drift um die Erde. Zuweilen spricht man von einer inneren Strahlungszone, die vorwiegend von hochenergetischen Protonen bevölkert wird und deren äußere Grenze bei etwa 2 bis 3 R_e (R_e ist der Erdradius) angenommen wird, und von einer äußeren Strahlungszone, in der die Flüsse von Elektronen aller Energien (→ Magnetosphäre) überwiegen. In den V.-A.-G.n laufen eine Reihe von Diffusionsvorgängen ab (→ Diffusion geladener Teilchen), welche zum Verlust von Teilchen aus den Strahlungsgürteln führen.

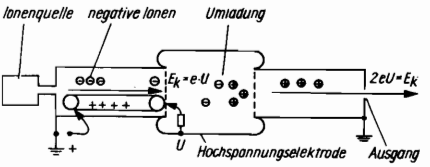
Die Strahlungsgürtel wurden 1958 von Van Allen mit Hilfe künstlicher Erdsatelliten entdeckt.

Van-Arkel-de-Boer-Verfahren, → Kristallzüchtung.

van-de-Graaff-Generator, *Bandgenerator*, ein Hochspannungsgenerator, der vor allem als elektrostatischer Beschleuniger für geladene Teilchen dient. Über ein umlaufendes Gummiband gelangen erdseitig aufgesprühte Ladungen über einen Abnahmekamm auf die Hochspannungskuppel des v.-d.-G.-G.s (Abb. 1). Diese lädt sich elektrostatisch auf und erreicht ein hohes Potential. Um die Hochspannungsfestigkeit zu verbessern, bringt man den Generator in einem Drucktank unter und füllt diesen z. B. mit Stickstoff und Freon bis etwa 10 at. In der Hochspannungskuppel werden durch eine dort untergebrachte Ionenquelle Protonen, Deuteronen oder andere geladene Teilchen der Ladung $q \cdot e$ erzeugt. Diese positiven Ionen werden von der positiven Hochspannungselektrode abgestoßen und gewinnen beim Durchlaufen der Potentialdifferenz U zwischen Hochspannungspol und Erde eine Energie $E_k = qeU$ (e Elementarladung). Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt in einem evakuierten Rohr, in dem sich viele Zwischenelektroden befinden. Diese sind mit Potentialringen verbunden, die sich zwischen Erde und Hochspannungskuppel befinden und an denen über eine Widerstandskette immer ein Teil der Beschleunigungsspannung liegt. Damit wird erreicht, daß die Beschleunigung der Teilchen gleichmäßig und ionenoptisch günstig verläuft. Der beschleunigte Teilchenstrahl wird anschließend durch ein Magnetfeld geschickt und nach Teilchenarten und Impulsen sortiert. Durch geeignete Regelkreise für den Aufsprühstrom und die Hochspannung des Generators lassen sich bei Energien bis zu 10 MeV und Strahlströmen von 10 bis 100 μA sehr energiescharfe Teilchenströme gewinnen. Die Energieschwankung des Strahls ΔE beträgt bei den besten Anlagen nur wenig mehr als 100 eV. Außerdem kann die Energie in einem weiten Bereich kontinuierlich verändert werden. Diese günstigen Eigenschaften des Generators machen Präzisionsmessungen bei Kernreaktionen möglich. Die v.-d.-G.-G.en werden außerdem für Neutronenquellen und bei Elektronenbetrieb als Quellen für γ-Strahlung verwendet.



1 Prinzip des van-de-Graaff-Generators als Teilchenbeschleuniger



2 Aufbau eines Tandembeschleunigers (schematisch)

Ein zweistufiger v.-d.-G.-G. ist der *Tandembeschleuniger* (Abb. 2). In einer auf Erdpotential liegenden Ionenquelle wird ein starker Strom negativer Ionen erzeugt, der von der ersten Stufe zur positiven Hochspannungselektrode beschleunigt wird. Die beschleunigten negativen Ionen werden zwischen erster und zweiter Stufe in Stripperfolien umgeladen. Sie verwandeln sich in positive Ionen. Dabei wird der Ionenstrom stark geschwächt. Die positiven Ionen werden von der ebenfalls positiven Hochspannungselektrode der zweiten Stufe abgestoßen und damit zum Ausgang beschleunigt. Sie haben durch das Umladen die doppelte Energie gewonnen, die mit einer einstufigen Maschine möglich wäre. Man umgeht so technische Schwierigkeiten, die bei der Konstruktion einer einstufigen Maschine gleicher Energie auftreten würden. Außerdem befindet sich die Ionenquelle nicht mehr in der schwierig zugänglichen Hochspannungskuppel, sondern vorteilhafterweise auf Erdpotential. Der Tandembeschleuniger erreicht Maximalenergien von 30 MeV für ein-

fach geladene Teilchen, d. h. für $q = 1$. Es wurden aber bereits mehrfach geladene U-238-Ionen bis zu Energien von 200 MeV beschleunigt. Die leichte und kontinuierliche Änderung der Beschleunigungsenergie und die ausgezeichnete Energieschärfe des Strahls von einigen 100 eV bei 20 MeV Gesamtenergie machen den Tandembeschleuniger zum wichtigsten Beschleuniger der niederenergetischen Kernphysik.

van-der-Pol-Oszillator, → nichtlineare Schwingungen.

van-der-Waals-Bindung, besondere Art der chemischen Bindung, bei der elektrisch neutrale Moleküle über ihre momentanen Dipol- und Quadrupolmomente miteinander in Wechselwirkung treten und so Molekülkristalle bilden können. Die dadurch bewirkte v.-d.-W.-B. ist als ein Effekt höherer Ordnung sehr schwach, wie auch aus der geringen Bindungsenergie folgt. Das Potential der Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist proportional $1/r^6$, wobei r der Abstand der Bindungspartner ist.

van-der-Waals-Gleichung, svw. van-der-Waalssche Zustandsgleichung.

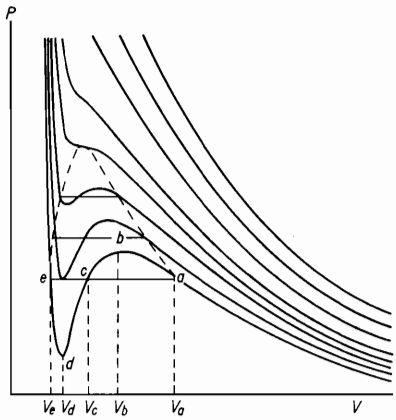
van-der-Waals-Hamaker-Konstante, *Hamaker-Konstante*, Proportionalitätsfaktor A für die Wechselwirkungsenergie der Dispersionskräfte zweier Teilchen, die je q Atome enthalten: $A = \beta\pi^2 q^2$. Für kugelförmige Teilchen mit dem Radius a, deren Abstand $d \ll a$, gilt $V_{\text{Disp.}} = -Aa/12d$. β ist die → Londonsche Konstante. Die Zahlenwerte von A liegen in der Größenordnung von 1 bis $100 \cdot 10^{-13}$ erg für Wechselwirkungen zwischen Festkörpern im Vakuum.

van-der-Waalssche Kräfte, → zwischenmolekulare Kräfte.

van-der-Waalssche Zustandsgleichung, *van-der-Waals-Gleichung*, von J. H. van der Waals aufgestellte einfache thermische → Zustandsgleichung, die den gasförmigen und flüssigen Zustand sowie das Zweiphasengebiet umfaßt, also das Verhalten realer Gase und Flüssigkeiten qualitativ richtig beschreibt. Die v.-d.-W. Z. hat die Form

$$(p + a/V^2)(V - b) = RT. \qquad (1)$$

Dabei ist p der Gasdruck, V das Volumen, T die Temperatur, R die Gaskonstante, a und b sind Konstanten. Im Unterschied zu den anderen Zustandsgleichungen für reale Gase kann die Form der v.-d.-W.n Z. begründet werden: b ist das Eigenvolumen der Gasmoleküle, das vom Gesamtvolumen abgezogen werden muß, da es einem herausgegriffenen Molekül nicht mehr zur Verfügung steht, a/V^2 ist der Kohäsionsdruck, der als Folge der van-der-Waalsschen Kräfte zwischen den Gasmolekülen (→ zwischenmolekulare Kräfte) auftritt und zum Gasdruck p hinzugezählt werden muß. Für hinreichend hohe Temperaturen und niedrige Drücke ist die v.-d.-W. Z. auch quantitativ richtig. Die Abb. zeigt die Isothermen im p,V-Diagramm. Für hohe Temperaturen (und große Volumina) verlaufen die Isothermen mehr und mehr wie bei einem idealen Gas. Bei abnehmender Temperatur treten immer stärker die Abweichungen des realen Gases vom idealen Gas in Erscheinung, die sich besonders deutlich bei der Entstehung der flüssigen Phase neben der gasförmigen äußern. Zwischen den Punkten e und a treten die flüssige und gasförmige Phase gleichzeitig auf. Anstelle der wellenförmigen Kurve mit einem Minimum und einem Maximum, die aus der v.-d.-W.n Z. folgt, wird die Gerade zwischen e und a (p = konst.) durchlaufen, falls sich das Zweiphasensystem im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Aus dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik folgt die *Maxwellsche Regel*, die besagt, daß die Flächen edc und cba gleich sein müssen. Rechts von a, d. h. $V > V_a$, ist nur die gasförmige Phase vorhanden. Beim Durchlaufen der Geraden von a nach e nimmt mit abnehmendem Volumen die flüssige Phase auf Kosten der gasförmigen mehr und mehr zu. Links vom Punkt e, d. h. $V < V_e$, ist nur noch die flüssige Phase vorhanden. Die Zustände zwischen ed und ab sind metastabil und entsprechen einer überhitzten Flüssigkeit bzw. unterkühltem Dampf. Sie sind unter gewissen Voraussetzungen realisierbar (erschütterungsfreies, langsames Überhitzen einer Flüssigkeit bzw. Unterkühlung eines Gases bei Fehlen von Kondensationskernen). Die Zustände auf dem Isothermenabschnitt dcb können in der Natur nicht auftreten, da sie die thermodynamische Stabilitätsbedingung $(\partial p/\partial V)_T < 0$ (→ thermodynamisches Potential) verletzen würden.



van-der-Waalssche Zustandsgleichung

Bei hohen Temperaturen werden die Isothermen von den Geraden p = konst. nur einmal geschnitten, d. h., einem vorgegebenen Druck p entspricht nur ein bestimmtes Volumen. Bei tieferen Temperaturen ergeben sich drei Schnittpunkte (in der Abb. e, c, a). Dabei befindet sich zwischen den äußeren Schnittpunkten (e und a) das Zweiphasengebiet. Mit wachsender Temperatur rücken diese Schnittpunkte immer näher aneinander. Fallen alle drei Punkte zusammen, so entartet die Gerade eca zu einem Wendepunkt, d. h., es gilt

$$(\partial^2 p/\partial V^2)_T = 0 \text{ und } (\partial p/\partial V)_T = 0. \qquad (2)$$

Dieser Punkt ist der *kritische Punkt*. Er wird durch das kritische Volumen V_{krit}, den kritischen Druck p_{krit} und die kritische Temperatur T_{krit} festgelegt. Aus dem oben Gesagten folgt, daß oberhalb der kritischen Temperatur nur noch die gasförmige Phase existent ist. Für die kritischen Größen findet man aus den Bedingungen (2) und der v.-d.-W.n Z. $V_{\text{krit}} = 3b$,

van-der-Waals-Verbreiterung

$p_{krit} = a/27b^2$ und $T_{krit} = 8a/27bR$ (R = Gaskonstante). Der kritische Koeffizient $RT_{krit}/p_{krit}V_{krit}$ nimmt den Wert 8/3 an. Für reale Gase liegt er jedoch höher.

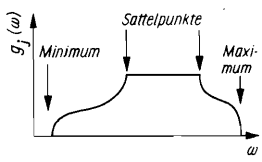
Führt man die reduzierten Zustandsgrößen $p' = p/p_{krit}$, $v' = V/V_{krit}$, $t' = T/T_{krit}$ ein, so nimmt die v.-d.-W. Z. die Gestalt $(p' + 3/v'^2) \cdot (v' - 1/3) = 8/3t'$ an. Diese Gleichung ist von der speziellen Substanz unabhängig. Man spricht deshalb von *korrespondierenden Zuständen*, wenn für verschiedene Substanzen dieselben reduzierten Zustandsgrößen p', v' und t' vorliegen.

van-der-Waals-Verbreiterung, → Spektrallinien.

van-Hove-Singularitäten, in der Frequenzverteilungsfunktion der Normalschwingungen eines Gitters auftretende Singularitäten, die bei den kritischen Frequenzen erscheinen, die durch das Verschwinden der Gruppengeschwindigkeit, $\vec{v}_g = \text{grad}_q\, \omega_j(\vec{q}) = 0$, charakterisiert sind. Hierbei ist die Beziehung $\omega = \omega_j(\vec{q})$ die Dispersionsrelation der Gitterschwingungen, wobei ω die Frequenz, $\vec{q}$ den Wellenzahlvektor und j den entsprechenden Zweig kennzeichnen. Die Frequenzverteilungsfunktion der Gitterschwingungen $g(\omega)$ hängt mit der Dispersionsrelation über die Beziehung

$$g(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \sum_j \iint_{\omega_j(\vec{q})=\omega} \frac{dS}{|\vec{v}_g|}$$

mit $\int_0^\infty g(\omega)\, d\omega = 3Nr$ zusammen. Hierbei bedeutet V das Volumen des Kristalls, N die Zahl der Elementarzellen, r die Zahl der Atome in der Elementarzelle, dS das Flächenelement auf $\omega_j(\vec{q}) = \omega$. Da die Funktion $\omega_j(\vec{q})$ in den kartesischen Komponenten q_l (i = 1, 2, 3) von $\vec{q}$ stetig ist, kann man sie in der Nähe der singulären Stelle $\vec{q}_c$ entwickeln: $\omega_j(\vec{q}) = \omega_j(\vec{q}_c) + \sum_i \alpha_{jl}(q_l - q_{cl})^2$; die linearen Glieder verschwinden wegen $\vec{v}_g = 0$ für $\vec{q} = \vec{q}_c$. Je nach dem Vorzeichen der Koeffizienten α_{jl} ergeben sich für $\omega_j(\vec{q})$ Maxima, Minima oder Sattelpunkte, die zu den verschiedenen vier Typen von v.-H.-S. führen (Abb.). Betrachtet man z. B. die Frequenzverteilung $g_j(\omega)$ für nur einen Zweig j, so erhält man bei negativen Koeffizienten α_{ji} für $\omega < \omega_c^{max}$ in der Nähe von ω_c^{max} $g_j(\omega) = (2\pi)^{-7/2} V(\alpha_{j1}\alpha_{j2}\alpha_{j3})^{-1/2} (\omega_c^{max} - \omega)^{1/2}$, während für $\omega > \omega_c^{max}$ die Umgebung von $\vec{q}_c$ nicht zu $g_j(\omega)$ beiträgt (Maximum in Abb.). Die Funktion $g_j(\omega)$ selbst bleibt in den kritischen Punkten stetig, ihre Ableitung nach ω jedoch nicht, z. B. $\partial g_j(\omega)/\partial\omega \to \infty$ für $\omega \to \omega_c^{max} - 0$.



Verschiedene Typen von van-Hove-Singularitäten für den Zweig j

Das *Theorem von van Hove* behauptet, daß das Frequenzspektrum der Gitterschwingungen mindestens einen kritischen Punkt der beiden Sattelpunkttypen enthalten und die Ableitung von $g(\omega)$ für maximale Frequenzen gegen $-\infty$ streben muß. Der Beweis erfolgt mit topologischen Hilfsmitteln. Da die physikalischen Größen meist nur Integrale über das Phononenspektrum enthalten, wirken sich die v.-H.-S. selten wesentlich auf die physikalischen Eigenschaften aus; die Wirkungsquerschnitte der unelastischen nichtkohärenten Streuung von thermischen Neutronen an Kristallen geben jedoch direkten Aufschluß über die v.-H.-S. des Phononenspektrums. Für die Idealisierungen des ein- und zweidimensionalen Gitters treten Singularitäten proportional $|\omega - \omega_c|^{-1/2}$ bzw. $\ln|\omega - \omega_c|$ auf.

van-Laarscher Ansatz, Formel für die Aktivitätskoeffizienten γ in einer binären Flüssigkeitsmischung:

$$\Delta G^E/RT = [x + (1 - x)\, B/A]\, z(1 - z)\, A\,.$$

Hierbei ist G^E die freie Exzeßenthalpie, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, A und B sind empirische Konstanten, die die Wechselwirkungsparameter enthalten, und $z = [1 + (B/A)(1 - x)/x]^{-1}$. Es ist $\ln\gamma_1 = (1 - z)^2 A$ und $\ln\gamma_2 = z^2 B$.

van-Laarsche Zustandsgleichung, eine besonders für Flüssigkeiten anwendbare thermische Zustandsgleichung $[p + a(T)/V^2] \cdot [V - b(T)/(1 + d/V)] = cT$. Hierbei ist p der Druck, V ist das molare Volumen, a und b sind empirische Temperaturfunktionen, c und d Konstanten, T ist die absolute Temperatur.

van't-Hoffsche Reaktionsisotherme, → Massenwirkungsgesetz.

var, → Var.

Var, Kurzz. var, Einheit der elektrischen Blindleistung anstelle des Watt. 1 var = 1 VA = $1\ m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$.

Varactor, → Halbleiterdiode.

Variable, 1) Physik: veränderliche Größen eines physikalischen Systems bzw. deren Abbild im Rahmen einer entsprechenden mathematischen Theorie. Man unterscheidet *abhängige* und *unabhängige V.*; letztere liegen vor, wenn zwischen zwei oder mehreren V.n eine Relation besteht, die eine derselben durch die andere(n) ausdrückt. Die → dynamischen Variablen ermöglichen die Beschreibung der Bewegung physikalischer Systeme. Können sie mit beobachtbaren physikalischen Größen identifiziert werden, so nennt man sie häufig → Parameter (im weiteren Sinne), während die bei einem bestimmten Prozeß konstant gehaltenen V.n häufig als Parameter im engeren Sinne bezeichnet werden.

2) Mathematik: svw. Veränderliche (→ Funktion).

Varianz, → statistische Auswertung von Experimenten.

Variation der Bahn, → Hamiltonsches Prinzip, → Maupertuissches Prinzip.

Variationsfeld, → geomagnetisches Variationsfeld.

Variationsprinzipe der Mechanik, → Prinzipe der Mechanik.

Variationsrechnung, die einfachste Aufgabe der Variationsrechnung ist die Bestimmung einer Funktion $y(x)$ dergestalt, daß das Integral

$$\int_{x_1}^{x_2} I\left(x, y, \frac{\partial y}{\partial x}\right) dx$$

einen Extremwert annimmt; dabei ist I eine gegebene Funktion, und die Werte $y_1 = y(x_1)$

und $y_2 = y(x_2)$ der gesuchten Funktion in den beiden Punkten x_1 und x_2 sind vorgeschrieben. Die gesuchte Funktion $y(x)$ bezeichnet man als die *Extremale* des Problems. In der Physik ist häufig eine durch die Funktion $y(x)$ beschriebene Kurve gesucht, auf der die Weglänge $S = \int_{x_1}^{x_2} \mathrm{d}S = \int_{x_1}^{x_2} \{1 + (\partial y/\partial x)^2\}^{1/2}\,\mathrm{d}x$ zwischen den Punkten x_1 und x_2 ein Minimum ist.

Ist $y(x)$ eine Lösung des Problems und $Y(x)$ eine Menge infinitesimal benachbarter Kurven, so wird die Differenz $\delta y(x) = Y(x) - y(x)$ als *Variation* von $y(x)$ bezeichnet. Dabei ändert sich der Wert des Integranden um die Variation von I, um

$$\delta I = I\left(x, y + \delta y, \frac{\partial y}{\partial x} + \delta\frac{\partial y}{\partial x}\right) - I\left(x, y, \frac{\partial y}{\partial x}\right) = \frac{\partial I}{\partial y}\,\delta y + \frac{\partial I}{\partial(\partial y/\partial x)} \cdot \delta\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right).$$

Eine notwendige Bedingung für einen Extremwert des Integrals ist dann $\int_{x_1}^{x_2} \delta I\,\mathrm{d}x = 0$.

Durch partielle Integration kann gezeigt werden, daß diese Bedingung auf die *Eulersche Gleichung* der V. führt:

$$\frac{\partial I}{\partial y} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\frac{\partial I}{\partial\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)}\right] = 0.$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert die Extremale; die zwei willkürlichen Konstanten in der allgemeinen Lösung werden durch die beiden Bedingungen $y(x_1) = y_1$, $y(x_2) = y_2$ bestimmt. Dieses Verfahren kann leicht auf etwas kompliziertere Fälle verallgemeinert werden:

Enthält die Funktion I mehrere gesuchte Funktionen der Veränderlichen x, so daß das Integral

$$\int_{x_1}^{x_2} I\left(x, y_1, \ldots, y_n, \frac{\partial y_1}{\partial x}, \ldots, \frac{\partial y_n}{\partial x}\right)\mathrm{d}x$$

ein Extremum annehmen soll, so lauten die Eulerschen Gleichungen:

$$\frac{\partial I}{\partial y_i} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\frac{\partial I}{\partial\left(\frac{\partial y_i}{\partial x}\right)}\right] = 0,\quad i = 1, \ldots, n.$$

Gibt es mehrere unabhängige Veränderliche $x_1, \ldots, x_n$, so lautet die Eulersche Gleichung:

$$\frac{\partial I}{\partial y} - \sum_{i=1}^{n} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x_i}\left[\frac{\partial I}{\partial\left(\frac{\partial y}{\partial x_i}\right)}\right] = 0.$$

Enthält die Funktion I auch höhere Ableitungen von $y(x)$:

$$I\left(x, y, \frac{\partial y}{\partial x}, \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \ldots, \frac{\partial^n y}{\partial x^n}\right),$$

so lautet die Eulersche Gleichung

$$\frac{\partial I}{\partial y} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\frac{\partial I}{\partial\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)}\right] + \cdots + (-1)^n \frac{\mathrm{d}^n}{\mathrm{d}x^n}\left[\frac{\partial I}{\partial\left(\frac{\partial^n y}{\partial x^n}\right)}\right] = 0.$$

Diese drei Fälle lassen sich auch kombinieren. In vielen physikalischen Aufgaben soll ein Integral der betrachteten Typen ein Extremum unter der Nebenbedingung annehmen, daß ein anderes Integral $\int_{x_1}^{x_2} N\left(x, y, \frac{\partial y}{\partial x}\right)\mathrm{d}x = \alpha$ einen festen Wert α annimmt. In diesem Fall spricht man oft von einem *isoperimetrischen Problem.* Ein Beispiel ist die Bestimmung der geschlossenen Kurve fester Länge, die eine möglichst große Fläche umschließt. Aufgaben dieses Typs können mit der Methode der *Lagrangeschen Multiplikatoren* gelöst werden. Es ist klar, daß mit $\int I\,\mathrm{d}x$ auch das Integral $\int(I + \lambda N)\,\mathrm{d}x$ ein Extremwert sein wird; dabei wird der zunächst willkürliche Parameter λ als *Lagrangescher Multiplikator* bezeichnet. Für $J = I + \lambda N$ erhält man die Eulersche Gleichung

$$\frac{\partial J}{\partial y} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[\frac{\partial J}{\partial\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)}\right] = 0,$$

deren Lösung zwei Integrationskonstanten und λ enthält. Diese drei Zahlen werden durch die beiden Randbedingungen und durch die Bedingung $\int N\,\mathrm{d}x = \alpha$ bestimmt.

Weitere Aufgaben betreffen die Fälle, daß keine Randwerte y_1 und y_2 vorgegeben sind oder daß die Integrationsgrenzen x_1 und x_2 selbst nicht vorgegeben sind. Bezüglich dieser Fragen, der Frage nach hinreichenden Bedingungen und der Frage nach der Natur des Extremums (Maximum oder Minimum) muß auf die Literatur verwiesen werden.

Lit. W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl IV (dtsch Berlin 1972); A. Kneser: Lehrbuch der Variationsrechnung (Braunschweig 1925).

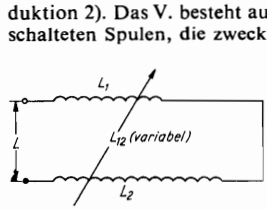
Variationstöne, bei periodischer Änderung der Amplitude eines reinen Tones entstehende sekundäre Töne. Diese Erscheinung tritt insbesondere bei periodischen Bewegungen einer Schallquelle, z. B. der Rotation einer Stimmgabel, oder Unterbrechungen der Schallwelle auf. Die V. sind im Gegensatz zu manchen → Kombinationstönen im Schallfeld objektiv vorhanden. Sie entstehen infolge der Modulation der Eigenfrequenz des Primärtones mit der Frequenz der periodischen Amplitudenänderung.

Variator, svw. Variometer.

Varicap, → Halbleiterdiode.

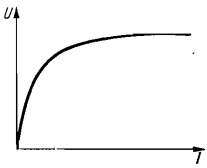
Variograph, im engeren Sinne ein selbsttätig registrierendes → Variometer; im weiteren Sinne jedes Instrument, das (zeitliche oder räumliche) Variationen einer bestimmten Meßgröße, z. B. Luftdruck (Barograph) oder Wasserhöhe (Hydrograph), in Form einer Kurve aufzeichnet.

Variometer, *Variator,* **1)** Hochfrequenztechnik: eine Anordnung zur Erzielung stetig veränderlicher Selbstinduktivitätswerte (→ Induktion 2). Das V. besteht aus zwei in Reihe geschalteten Spulen, die zweckmäßigerweise kon-

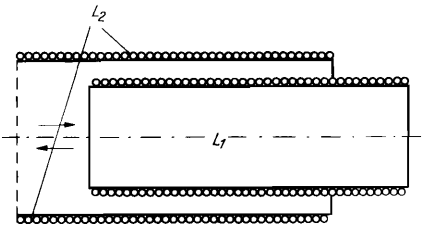


1 Prinzip des Variometers

zentrisch angeordnet sind und meßbar gegeneinander verschoben oder verdreht werden können. Damit kann die Gegeninduktivität beider Spulen verändert werden (Abb. 1). Sind L_1 und L_2 die Selbstinduktivitäten der zwei Spulen und ist L_{12} ihre Gegeninduktivität, so gilt $L = L_1 + L_2 \pm 2L_{12}$. Unterstützen sich die Magnetfelder beider Spulen, so gilt das positive Vorzeichen, im entgegengesetzten Falle gilt das negative Vorzeichen. Eine stetige Änderung der Gegeninduktivität L_{12} kann etwa durch axiale Verschiebung der inneren Spule gegenüber der äußeren (*Schiebespulenvariometer*, Abb. 2) oder durch

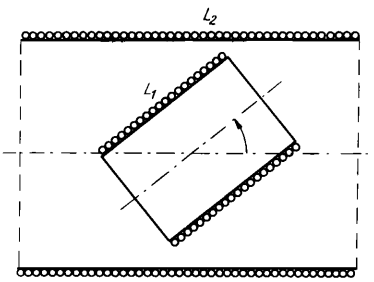


Strom-Spannungs-Kennlinie eines Varistors



2 Schiebespulenvariometer

Drehung der inneren Spule in der äußeren Spule (*Drehspulvariometer*, Abb. 3) erreicht werden. Bei letzteren ist die Eichkurve innerhalb großer Induktivitätsbereiche praktisch linear. Die Wicklungen bestehen aus mehreren Bereichen, die man gleichschalten oder gegenschalten kann, so daß ein relativ großer Induktivitätsbereich eingestellt werden kann, z. B. zwischen $L = 4 \cdot 10^{-4}$



3 Drehspulvariometer

und 0,12 H. In der Funktechnik werden V. zur Abstimmung von Sendern oder Empfängern eingesetzt. Je nach Art der Induktivitätsänderung unterscheidet man *Massekernvariometer* (Verschieben eines Massekerns in der Spule), *Kurzschlußvariometer* (Änderung der Lage eines Kurzschlußrings im Magnetfeld), *Kugelvariometer* (Drehspulvariometer mit kugelförmigen Außen- und Innenspulen) und *Magnetvariometer* (Magnetisierung eines Ferritkerns).

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968).

2) Geophysik: im weiteren Sinne Bezeichnung für ein Meßgerät, das die zeitlichen oder räumlichen Unterschiede von physikalischen Feldern registriert. Dementsprechend unterscheidet man zwischen *Zeitvariometern* und *Ortsvariometern*. Oft kann dasselbe Gerät für beide Zwecke eingesetzt werden, meist besitzt jedoch das Zeitvariometer eine höhere Empfindlichkeit. Im engeren Sinne versteht man unter V. ein Instrument, das die Veränderungen des Erdmagnetfeldes mißt, also ein → Magnetometer, das eine einfache, häufige oder kontinuierliche Messung gestattet. Erfolgt die Aufzeichnung der kontinuierlichen Messung selbsttätig, so spricht man (im Sinne des Erdmagnetismus) von *Variograph*.

Varistor [Abk. von engl. *vari*able resi*stor*], *VDR-Widerstand* [Abk. von engl. *v*oltage *d*ependent *r*esistor], ein spannungsabhängiger Widerstand, dessen Verhalten mit antiparallel oder gegeneinander in Reihe geschalteten Halbleiterdioden vergleichbar ist. Der Widerstand des V.s nimmt mit steigender Spannung ab, und es gilt näherungsweise eine Strom-Spannungs-Abhängigkeit der Form $U = C \cdot I^{\beta}$ mit einem Nichtlinearitätskoeffizienten β zwischen 0,1 und 0,5 und einem von der Gestalt des V.s abhängigen Formfaktor C mit Werten zwischen 10 und 1000 (Abb.). V.en werden aus Siliziumkarbid gesintert, wobei zwischen den einzelnen Siliziumkarbidkristallkörnern zahlreiche Sperrschichten mit wechselnder Polarität entstehen, die das Verhalten bestimmen. Die Nichtlinearität entsteht durch die mit wachsender Feldstärke stark abnehmenden Übergangswiderstände zwischen den einzelnen Siliziumkarbidkörnchen. Der V. dient zur Unterdrückung von Spitzenspannungen, z. B. zur Funkenlöschung an Kontakten. Wegen der oberhalb eines gewissen Stromes nur noch schwach ansteigenden Kennlinie wird der V. auch zur Spannungsstabilisierung verwendet, ähnlich einer Z-Diode oder einer Glimmlampe.

Lit. Rumpf: Bauelemente der Elektronik (6. Aufl. Berlin 1968).

VAs, $V \cdot A \cdot s$, → Voltamperesekunde.

VB-Methode, svw. Valenzstruktur-Methode.

VDR-Widerstand, svw. Varistor.

vector space, → Patterson-Funktion.

Vehikelpotential, Potential, das ein künstlicher kosmischer Flugkörper, z. B. eine Rakete, ein Satellit oder eine Raumsonde, gegenüber dem ihn umgebenden Plasma der Ionosphäre oder des interplanetaren Raumes annimmt. Das V. ist von der Sache her mit dem Wandpotential (→ Plasmapotential) identisch.

Vektor, Größe, die außer einem bestimmten Betrag eine bestimmte Richtung hat. Zwei V.en vom gleichen Betrag und von gleicher Richtung sind einander gleich. Demnach ändert sich ein V. nicht, wenn er parallel zu sich selbst verschoben wird. Im dreidimensionalen Raum kann ein V. anschaulich als Pfeil dargestellt werden, dessen Länge dem Betrag des V.s proportional ist.

Ein V. kann im dreidimensionalen Raum auch als geordnetes Zahlentripel definiert werden, das bestimmten Transformationsgesetzen genügt (→ axialer Vektor). Diese Definition läßt sich verallgemeinern auf höherdimensionale Räume, z. B. auf Vierervektoren, auf V.en im n-dimensionalen Raum (→ Matrix, → Hilbert-Raum, → Fock-Raum) oder auf V.en im Hilbert-Raum (→ Funktionalanalysis). Im folgenden werden nur Vektoren im dreidimensionalen Raum betrachtet.

In der Physik oft gebrauchte V.en mit festem Anfangspunkt heißen *gebundene V.en*, solche,

die nur längs der Geraden, in die sie fallen, verschoben werden dürfen, heißen *linienflüchtig*. Ein gebundener V., dessen Anfangspunkt mit dem Koordinatenursprung zusammenfällt, heißt *Ortsvektor*. Sein Betrag ist der Entfernung des betrachteten Punktes vom Koordinatenursprung gleich. Im dreidimensionalen Raum hat der Ortsvektor die Komponenten (x, y, z). Unter der *Vektorrechnung* oder *Vektoranalysis* werden alle Operationen verstanden, die man mit V.en durchführen kann. Die *Vektoralgebra* ist das Teilgebiet der Vektoranalysis, in dem die Differential- und Integralrechnung nicht benutzt wird. Die wichtigsten Gesetze der Vektorrechnung werden kurz aufgeführt.

1) Die Summe $\vec{a} + \vec{b} = \vec{c}$ wird geometrisch durch eine Parallelogrammkonstruktion dargestellt (Abb. 1). Für die Addition gelten das *Kommutativ-* und das *Assoziativgesetz*: $\vec{a} + \vec{b} = \vec{b} + \vec{a}$ und $(\vec{a} + \vec{b}) + \vec{c} = \vec{a} + (\vec{b} + \vec{c})$. Es existiert der *Nullvektor* $\vec{o}$, so daß $\vec{a} + \vec{o} = \vec{a}$ ist. Zu jedem V. $\vec{a}$ existiert ein V. $-\vec{a}$, so daß $\vec{a} + (-\vec{a}) = \vec{o}$ gilt. Damit läßt sich die *Subtraktion* zweier V.en auf eine Addition zurückführen: $\vec{b} - \vec{a} = \vec{b} + (-\vec{a})$ (Abb. 1).

2) Für die *Multiplikation mit einer reellen Zahl* λ gilt $\lambda\vec{a} = \vec{a}\lambda$ sowie $1 \cdot \vec{a} = \vec{a}$, $\lambda_1(\lambda_2\vec{a}) = (\lambda_1\lambda_2)\,\vec{a} = \lambda_2(\lambda_1\vec{a})$, $\lambda(\vec{a} + \vec{b}) = \lambda\vec{a} + \lambda\vec{b}$ und $(\lambda_1 + \lambda_2)\,\vec{a} = \lambda_1\vec{a} + \lambda_2\vec{a}$. Der Produktvektor $\lambda\vec{a}$ hat die $|\lambda|$-fache Länge von $\vec{a}$.

3) Für den Betrag $|\vec{a}|$ des V.s $\vec{a}$ gilt:

a) $|\vec{a}| \geqq 0$, dabei folgt aus $|\vec{a}| = 0$, daß $\vec{a}$ der Nullvektor ist.

b) $|\lambda \cdot \vec{a}| = |\lambda| \cdot |\vec{a}|$;

c) die *Dreiecksungleichung* gilt: $|\vec{a}_1| - |\vec{a}_2| \leqq |\vec{a}_1 + \vec{a}_2| \leqq |\vec{a}_1| + |\vec{a}_2|$.

4) Jeder V. $\vec{a}$ läßt sich eindeutig als Linearkombination $\vec{a} = \lambda_1\vec{a}_1 + \lambda_2\vec{a}_2 + \lambda_3\vec{a}_3$ von drei beliebigen linear unabhängigen, d. h. nichtkomplanaren, V.en $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ darstellen.

Die V.en $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ heißen *Basisvektoren* und das Zahlentripel $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ die *Maßzahlen* oder *Komponenten* von $\vec{a}$. Aus der Eindeutigkeit der Zerlegung ergibt sich die Schreibweise $\vec{a} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ und damit $\lambda\vec{a} = (\lambda\lambda_1, \lambda\lambda_2, \lambda\lambda_3)$ sowie $\vec{a} + \vec{b} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3) + (\mu_1, \mu_2, \mu_3) = (\lambda_1 + \mu_1, \lambda_2 + \mu_2, \lambda_3 + \mu_3)$.

Eine besondere Vereinfachung ergibt sich, wenn man die *Einheitsvektoren* $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$ eines *Orthonormalsystems* als Basisvektoren wählt. Mit $\vec{a} = \sum_{i=1}^{3} g_i\vec{e}_i$ ist dann $|\vec{a}| = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + a_3^2}$ mit $a_i = |\vec{a}| \cos(\vec{a}, \vec{e}_i)$; die Funktionen $\cos(\vec{a}, \vec{e}_i)$ bezeichnet man als *Richtungskosinusse* (Abb. 2).

5) Für das *Skalarprodukt* oder *innere Produkt* zweier V.en $\vec{a}$ und $\vec{b}$, das durch $\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \cos(\vec{a}, \vec{b})$ definiert ist, gilt das Kommutativgesetz $\vec{a} \cdot \vec{b} = \vec{b} \cdot \vec{a}$.

Wenn $\vec{a}$ senkrecht zu $\vec{b}$ ist, folgt $\vec{a} \cdot \vec{b} = 0$. Ist $\vec{a}$ parallel zu $\vec{b}$, dann ist $\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}|$. Für beliebige Zahlen λ gilt $\lambda(\vec{a} \cdot \vec{b}) = (\lambda\vec{a})\,\vec{b} = \vec{a} \cdot (\lambda\vec{b})$. Aus $\vec{a} \cdot \vec{b} = 0$ folgt nicht, daß einer der beiden V.en der Nullvektor ist; es gilt daher für V.en keine Division als eindeutige Umkehrung der skalaren Multiplikation.

Es gilt das *Distributivgesetz* $\vec{a} \cdot (\vec{b} + \vec{c}) = \vec{a} \cdot \vec{b} + \vec{a} \cdot \vec{c}$.

Wählt man eine orthonormierte Basis, und ist $\vec{a} = (a_1, a_2, a_3)$, $\vec{b} = (b_1, b_2, b_3)$, dann gilt $\vec{a} \cdot \vec{b} = \sum_{i=1}^{3} a_i b_i$. Daraus ergibt sich $\cos(\vec{a}, \vec{b}) = \sum_{i=1}^{3} a_i b_i / |\vec{a}| \cdot |\vec{b}|$ für den Winkel $\varphi = \sphericalangle(\vec{a}, \vec{b})$ zwischen den V.en $\vec{a}$ und $\vec{b}$. Schließlich gilt die *Schwarzsche Ungleichung* $|\vec{a} \cdot \vec{b}| \leqq |\vec{a}| \cdot |\vec{b}|$.

6) Das *Vektorprodukt*, *Kreuzprodukt* oder *äußere Produkt* $[\vec{a}\vec{b}]$, auch $\vec{a} \times \vec{b}$ geschrieben, der V.en $\vec{a}$ und $\vec{b}$ ist ein V., der senkrecht auf $\vec{a}$ und $\vec{b}$ steht, so daß $\vec{a}$, $\vec{b}$ und $[\vec{a}\vec{b}]$ bzw. $\vec{a} \times \vec{b}$ ein Rechtssystem bilden. Sein Betrag ist $|[\vec{a}\vec{b}]| = |\vec{a}| \cdot |\vec{b}| \sin\varphi$, wenn φ der kleinste Winkel zwischen $\vec{a}$ und $\vec{b}$ ist (Abb. 3). Es gelten folgende Rechenregeln $[\vec{a}\vec{b}] = -[\vec{b}\vec{a}]$, $[\vec{a}(\vec{b} + \vec{c})] = [\vec{a}\vec{b}] + [\vec{a}\vec{c}]$, $[\lambda\vec{a}\vec{b}] = [\vec{a}\lambda\vec{b}] = \lambda[\vec{a}\vec{b}]$. Es gilt $[\vec{a}\vec{b}] = 0$, falls $\vec{a}$ parallel zu $\vec{b}$ ist. Bilden die V.en $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$ und $\vec{e}_3$ eine orthogonale Basis, dann läßt sich

$$[\vec{a}\vec{b}] = \begin{vmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \\ a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \end{vmatrix}$$

mit $\vec{a} = \sum_{i=1}^{3} a_i\vec{e}_i$ und $\vec{b} = \sum_{i=1}^{3} b_i\vec{e}_i$ als Determinante darstellen (→ Tensor).

7) Ein *Mehrfachprodukt* ist das *Spatprodukt* $[\vec{a}\vec{b}\vec{c}] = \vec{a}[\vec{b}\vec{c}] = \vec{b}[\vec{c}\vec{a}] = \vec{c}[\vec{a}\vec{b}]$. Es ist gleich dem Volumen, das von den V.en $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ aufgespannt wird, falls diese in der Reihenfolge $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ ein Rechtssystem erstellen, andernfalls ist das Spatprodukt negativ. Bilden die Basisvektoren $\vec{e}_i$ ein orthonormiertes Rechtssystem, so ist

$$[\vec{a}\vec{b}\vec{c}] = \begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{vmatrix} \quad \text{(Abb. 4).}$$

Schließlich gilt $[\vec{a}[\vec{b}\vec{c}]] = \vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$ und die *Lagrangesche Identität* $[\vec{a}\vec{b}] \cdot [\vec{c}\vec{d}] = (\vec{a} \cdot \vec{c})(\vec{b} \cdot \vec{d}) - (\vec{b} \cdot \vec{c})(\vec{a} \cdot \vec{d})$ mit ihrem Sonderfall $[\vec{a}\vec{b}]^2 = \vec{a}^2\vec{b}^2 - (\vec{a}\vec{b})^2$.

8) *Differentiation von V.en*: Die → Ableitung eines V.s $\vec{a}(t)$ nach dem skalaren Parameter t an der Stelle $t = t_0$ wird durch den Grenzwert

$$\left.\frac{\mathrm{d}\vec{a}(t)}{\mathrm{d}t}\right|_{t=t_0} = \vec{a}'(t_0) = \lim_{t \to t_0} \frac{\vec{a}(t) - \vec{a}(t_0)}{t - t_0}$$

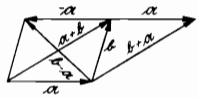
definiert, der dann und nur dann existiert, wenn die entsprechenden Grenzwerte

$$\lim_{t \to t_0} \frac{a_i(t) - a_i(t_0)}{t - t_0} = a_i'(t_0)$$

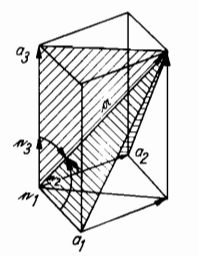
für die i Komponenten existieren, falls $\vec{a}(t) = (\vec{a}_1(t), \vec{a}_2(t), \vec{a}_3(t))$. Wird durch $\vec{a}(t)$ eine Raumkurve beschrieben, so hat $\vec{a}'(t) = \mathrm{d}\vec{a}(t)/\mathrm{d}t$ die Richtung der Tangente an diese Kurve. Weiterhin gilt $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\vec{a}_1(t) \pm \vec{a}_2(t)) = \vec{a}_1'(t) \pm \vec{a}_2'(t)$. Ist $f(t)$ eine skalare Funktion, so ist $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\vec{a}(t) f(t)) = \vec{a}'(t) f(t) + \vec{a}(t) f'(t)$. Für die Ableitung des skalaren Produkts gilt $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2) = \vec{a}_1' \cdot \vec{a}_2 + \vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2'$.

Die Ableitung des vektoriellen Produkts ist $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[\vec{a}_1\vec{a}_2] = [\vec{a}_1'\vec{a}_2] + [\vec{a}_1\vec{a}_2']$. Ist $\vec{a}$ eine Funktion von s und $s = f(t)$, dann ist

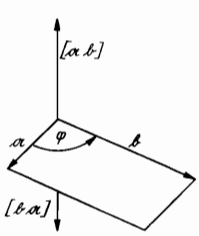
$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\vec{a}(f(t)) = \frac{\mathrm{d}\vec{a}}{\mathrm{d}s}\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}.$$



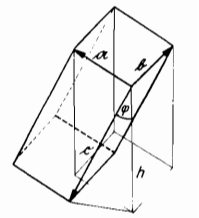
1 Summe $\vec{a} + \vec{b}$ $= \vec{b} + \vec{a}$ zweier Vektoren und die Differenz $\vec{b} - \vec{a}$



2 Winkel $(\vec{a}, \vec{e}_1)$, $(\vec{a}, \vec{e}_2)$ und $(\vec{a}, \vec{e}_3)$ des Vektors $\vec{a}$ gegen die Einheitsvektoren $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$



3 Vektorprodukt der Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$



4 Spatprodukt $[\vec{a}\vec{b}] \cdot \vec{c}$; $h = |[\vec{a}\vec{b}]| \cdot |\vec{c}| \cdot \cos\varphi$

Vektoradditionskoeffizienten

9) Unter dem *Integral* $\int_a^b \vec{a}(t)\,\mathrm{d}t$ versteht man den Grenzwert $\lim_{N\to\infty} \sum_{i=0}^{n} \vec{a}(\xi_i)\,(t_{i+1}-t_i)$ mit $t_{i+1} \leqq \xi_i \leqq t_i$, sofern dieser Grenzwert unabhängig ist von der Wahl der ξ_i und von der Teilung des Intervalls $a \leqq t_i < b$ in N Teile, wenn die Teilintervalle $\langle t_i, t_{i+1}\rangle$ nur gleichmäßig gegen Null konvergieren. Eine Vektorfunktion $\vec{a}(t)$ ist genau dann integrierbar, wenn die Komponenten von $\vec{a}$ integrierbar sind. Man integriert die Vektorfunktion $\vec{a}(t)$, indem man die Komponenten integriert: $\int \vec{a}(t)\,\mathrm{d}t = (\int a_1(t)\,\mathrm{d}t, \int a_2(t)\,\mathrm{d}t, \int a_3(t)\,\mathrm{d}t)$.

Schließlich gilt der *Fundamentalsatz der Differential- und Integralrechnung* in dem Sinne, daß

$$\text{aus } \int^t \vec{a}(\tau)\,\mathrm{d}\tau = \vec{b}(t) \text{ folgt } \frac{\mathrm{d}\vec{b}(t)}{\mathrm{d}t} = \vec{a}(t).$$

Die angeführten Operationen lassen sich sinngemäß auf V.en übertragen, die von mehreren Variablen abhängen. Besonders wichtig ist die Theorie der V.en, die von den drei Raumkoordinaten abhängen (→ Vektorfeld).

Weiteres → Hertzscher Vektor, → Poyntingscher Satz.

Vektoradditionskoeffizienten, → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Vektoraddition von Drehimpulsen, *Koppelung von Drehimpulsen*, in der Quantenmechanik die Zusammensetzung zweier oder mehrerer Drehimpulse zu einem Gesamtdrehimpuls.

Koppelung von zwei Drehimpulsen. Ein System mit dem Drehimpulsoperator $\hat{\vec{J}}_1$ sei durch seine Wellenfunktion $\psi_{j_1 m_1}$ gegeben, wobei $\psi_{j_1 m_1}$ den Zustand eines beliebig komplizierten Teilchens oder auch nur dessen Orts-, Spin- oder Isospinanteil beschreibt. j_1 bezeichnet den Betrag des Drehimpulses und m_1 seine Projektion auf eine physikalisch ausgezeichnete Richtung. Der Zustand eines zusammengesetzten Systems, das durch zwei Systeme mit den Wellenfunktionen $\psi_{j_1 m_1}$, $\psi_{j_2 m_2}$ mit Drehimpulsoperatoren $\hat{\vec{J}}_1$ bzw. $\hat{\vec{J}}_2$ gegeben ist, kann dann durch das Produkt der beiden Wellenfunktionen $\psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2}$ bzw. durch den Satz der Quantenzahlen $j_1 j_2 m_1 m_2$ charakterisiert werden.

Wenn $\hat{\vec{J}}_1$ und $\hat{\vec{J}}_2$ vertauschbar sind, läßt sich der Zustand des Gesamtsystems ebenfalls durch die Eigenzustände $\varphi_{j_1 j_2 jm}$ des Gesamtdrehimpulsoperators $\hat{\vec{J}} = \hat{\vec{J}}_1 + \hat{\vec{J}}_2$, d. h. durch die vier Quantenzahlen $j_1 j_2 jm$, beschreiben. j und m sind dabei Betrag und Projektion des Gesamtdrehimpulses. Diese Darstellung ist immer dann günstig, wenn zwischen den beiden Systemen eine Wechselwirkung besteht, wie z. B. im Falle der Spin-Bahn-Wechselwirkung, wo dann $\hat{\vec{J}}_1$ der Operator des Bahndrehimpulses und $\hat{\vec{J}}_2$ den Spinoperator darstellt.

Die Wellenfunktionen $\psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2}$ bzw. $\varphi_{j_1 j_2 jm}$ können durch eine unitäre Transformation ineinander übergeführt werden:

$$\varphi_{j_1 j_2 jm} = \sum_{m_1 m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)\, \psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2}, \qquad (1)$$

d. h., die Eigenfunktionen des Gesamtdrehimpulses sind durch eine Linearkombination der Produktfunktionen gegeben. Die dazu inverse Relation lautet:

$$\psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2} = \sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)\, \varphi_{j_1 j_2 jm}. \qquad (2)$$

Die reellen Koeffizienten $(j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)$ sind die Matrixelemente der unitären Transformationsmatrix und werden als *Vektoradditions-* bzw. *Clebsch-Gordan-Koeffizienten* bezeichnet. An ihrer Stelle werden oft die *3j-Symbole*, auch *Wignersche 3j-Symbole* genannt, verwendet, die durch

$$\begin{pmatrix} j_1 j_2 & j \\ m_1 m_2 & m \end{pmatrix} =$$

$$= (-1)^{j_2 - j_1 + m} (2j+1)^{-\frac{1}{2}} (j_1 m_1 j_2 m_2 | j - m) \qquad (3)$$

definiert sind. Condon und Shortley verwenden die Schreibweise

$$(j_1 j_2 m_1 m_2 \mid j_1 j_2 jm) \triangleq (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm).$$

Die Vektoradditionskoeffizienten sind nur dann ungleich Null, wenn $m_1 + m_2 = m$ gilt und j die Werte

$$j = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2| + 1, \ldots, j_1 + j_2 \qquad (4)$$

annimmt. Letzteres wird auch so ausgedrückt, daß j die Dreiecksrelation $\triangle(j_1 j j_2)$ erfüllt. Mit gruppentheoretischen Methoden (s. u.) kann folgender algebraischer Ausdruck für die Vektoradditionskoeffizienten abgeleitet werden:

$$(j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm) =$$
$$= \delta_{m,\, m_1+m_2} \times$$
$$\times \left[\frac{(2j+1)(j_1+j_2-j)!(j_1-j_2+j)!(j+j_2-j_1)!}{(j_1+j_2+j+1)!}\right]^{1/2} \times$$
$$\times \sum_n \left\{\frac{(-1)^n\,[(j_1+m_1)!\,(j_1-m_1)!\,(j_2+m_2)!}{n!(j_1+j_2-j-n)!(j_1-m_1-n)!(j_2+m_2-n)!}\right.$$
$$\left.\times \frac{(j_2-m_2)!\,(j+m)!\,(j-m)!]^{1/2}}{(j-j_2+m_1+n)!\,(j-j_1-m_2+n)!}\right\}, \qquad (5)$$

wobei ! das Fakultätszeichen ist und die Summe über n so weit erstreckt wird, daß die Fakultäten nicht negativ werden. (5) gilt für ganz- und halbzahlige Werte der Quantenzahlen j_i, m_i, jedoch müssen $j_1 - m_1$ bzw. $j_2 - m_2$ ganze Zahlen sein. Die Vektoradditionskoeffizienten sind für alle gebräuchlichen Werte der j_i, m_i tabelliert.

Eigenschaften der Vektoradditionskoeffizienten. Für die Anwendung stellen die folgenden Symmetrie- und Orthogonalitätsrelationen ein wichtiges Hilfsmittel dar:

a) Orthogonalitätsrelationen

$$\sum_{m_1 m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)(j_1 m_1 j_2 m_2 \mid j'm') = \delta_{jj'}\delta_{mm'},$$

$$\sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)(j_1 m_1' j_2 m_2' \mid jm) =$$
$$= \delta_{m_1 m_1'}\delta_{m_2 m_2'}$$

$$\sum_{m_1 m} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)(j_1 m_1 j_2' m_2' \mid jm) =$$
$$= \frac{2j+1}{2j_2+1}\,\delta_{j_2 j_2'}\delta_{m_2 m_2'}$$

b) Die Symmetrierelationen lassen sich am einfachsten für die 3j-Symbole (3) angeben. Diese multiplizieren sich mit dem Faktor $(-1)^{j_1+j_2+j}$, wenn zwei Spalten miteinander vertauscht werden oder wenn gleichzeitig m_i durch $-m_i$ und m durch $-m$ ersetzt wird.

Der Drehimpulsoperator $\hat{J}_1$ ist der Operator der infinitesimalen Drehung des Raumes, in

dem die Wellenfunktionen $\psi_{j_1 m_1}$ definiert sind. Deshalb bilden die $\psi_{j_1 m_1}$ für ein beliebiges, aber freies j_1 eine Basis für eine irreduzible Darstellung der Drehgruppe. Diese Darstellung ist durch die Rotationsmatrizen $D^{(j_1)}_{m_1 m'_1}$ gegeben:

$$\psi'_{j_1 m_1} = \sum_{m'_1} D^{(j_1)}_{m_1 m'_1} \psi_{j_1 m'_1},$$

wobei die $\psi'_{j_1 m_1}$ die Wellenfunktion im gedrehten Koordinatensystem ist. Im dreidimensionalen Raum sind die $D^{(j)}_{mm'}$ mit den Eigenfunktionen des symmetrischen Kreisels identisch und werden auch als verallgemeinerte Kugelfunktionen bzw. Wigner-Funktionen bezeichnet.

Wenn $\hat{j}_1$ und $\hat{j}_2$ vertauschbar sind, dann bilden die Produktwellenfunktionen $\psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2}$ gerade die Basis für das → direkte Produkt $D^{(j_1)} \times D^{(j_2)}$ der entsprechenden Darstellungen. Dieses kann nach irreduziblen Darstellungen zerlegt werden:

$$D^{(j_1)} \times D^{(j_2)} = \sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} D^{(j)},$$

was in Matrixschreibweise lautet:

$$D^{(j_1)}_{m'_1 m_1} \times D^{(j_2)}_{m'_2 m_2} = \sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (j_1 m'_1 j_2 m'_2 \mid jm') D^{(j)}_{m' m} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm). \tag{6}$$

Aus diesem Ausdruck können die Vektoradditionskoeffizienten (5) unter Benutzung der expliziten Formeln für die verallgemeinerten Kugelfunktionen ausgerechnet werden. Aus (6) folgt, daß die Basisfunktionen für die irreduzible Darstellung $D^{(j)}$ gerade die $\varphi_{j_1 j_2 jm}$ aus (1) sind.

Der Formalismus der V. v. D. gilt nicht nur für die Koppelung von Wellenfunktionen, sondern es können auch die N Komponenten eines beliebigen Tensors $\hat{T}$ vom Range R als Basis einer N-dimensionalen im allgemeinen reduziblen Darstellung der Drehgruppe dienen. Die irreduziblen Teilräume dieser Darstellung werden durch die $2\omega + 1$ Komponenten $\hat{T}^{(\omega)}_{\mu}$ der irreduziblen Tensoroperatoren $\hat{T}^{(\omega)}$ aufgespannt.

Der Rang ω nimmt dabei die Werte 0, 1, ..., R an und für μ gilt $\mu = -\omega, -\omega + 1, \ldots, \omega$. Die $\hat{T}^{(\omega)}$ transformieren sich genauso wie die Wellenfunktionen:

$\hat{T}'^{(\omega)}_{\mu} = \sum_{\lambda} \hat{T}^{(\omega)}_{\lambda} D^{(\omega)}_{\lambda\mu}$, wenn $\hat{T}'^{(\omega)}$ der Tensor im gedrehten System ist. Die Koppelung ihrer Ränge entspricht der V. v. D.:

$$\hat{T}^{(\Omega)}_{M} = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} (\omega_1 \lambda_1 \omega_2 \lambda_2 \mid \Omega M) \hat{T}^{(\omega_1)}_{\lambda_1} \hat{T}^{(\omega_2)}_{\lambda_2}.$$

Die Matrixelemente dieser Tensoroperatoren bezüglich beliebiger Wellenfunktionen sind durch das *Wigner-Eckart-Theorem* gegeben:

$$\langle \psi_{j_1 m_1} \mid \hat{T}^{(\omega)}_{\mu} \mid \psi_{j_2 m_2} \rangle = (j_2 m_2 \omega\mu \mid j_1 m_1) \langle j_1 \mid\mid \hat{T}^{(\omega)} \mid\mid j_2 \rangle, \tag{7}$$

wobei $\langle j_1 \mid\mid \hat{T}^{(\omega)} \mid\mid j_2 \rangle$, das reduzierte Matrixelement, unabhängig von den Projektionsquantenzahlen m_1, μ, m_2 ist. Aus den Eigenschaften der Vektoradditionskoeffizienten folgen für das Matrixelement (7) sofort die Auswahlregeln $m_1 - m_2 = \mu \leqq \omega$ und $\triangle(j_1 \mu j_2)$.

In der *Spinordarstellung* wird die V. v. D. auf folgende Weise durchgeführt. Die Wellenfunktionen mit einem bestimmten Drehimpuls j_1 sind durch den in allen Indizes symmetrischen Spinor

$$\psi^{(1)\overbrace{\lambda\mu\ldots}^{2j_1}}$$

vom Rang $2j_1$ gegeben. Der Produktwellenfunktion $\psi_{j_1 m_1} \cdot \psi_{j_2 m_2}$ des zusammengesetzten Systems entspricht dann das Produkt der Spinoren

$$\psi^{(1)\overbrace{\lambda\mu\ldots}^{2j_1}} \cdot \psi^{(2)\overbrace{\varrho\sigma\ldots}^{2j_2}}. \tag{8}$$

Durch die Symmetrisierung dieses Produkts in allen Indizes ergibt sich ein symmetrischer Spinor vom Rang $2(j_1 + j_2)$, der somit der Wellenfunktion $\varphi_{j_1 j_2 jm}$ aus (1) mit $j = j_1 + j_2$ entspricht. Die Zustände $\varphi_{j_1 j_2 jm}$ mit $j = j_1 + j_2 - k$ und $k = 0, 1, \ldots, j_1 + j_2 - |j_1 - j_2|$ ergeben sich allgemein durch Verjüngung von (8) über k Paare von Indizes, wobei die Indizes eines Paares nicht dem gleichen Spinor angehören dürfen, und anschließende Symmetrisierung. Der Zusammenhang zwischen den Wellenfunktionen ist dann wieder durch die allgemeine Formel (1) gegeben.

Koppelung von mehr als zwei Drehimpulsen. Diese kann durch sukzessive Anwendung der Vektoradditionskoeffizienten durchgeführt werden. Dabei ergeben sich jedoch schon bei drei Drehimpulsen $\hat{j}_i$ mit Wellenfunktionen $\psi_{j_i m_i}$ mehrere verschiedene Möglichkeiten für die Reihenfolge der Vektoraddition. Eine davon ist, zuerst $\hat{j}_1$ und $\hat{j}_2$ zu $\hat{j}_{12}$ und dann $\hat{j}_{12}$ und $\hat{j}_3$ zu $\hat{j}$ zusammenzukoppeln:

$$\psi_{j_1 j_2 j_{12} m_{12}} = \sum_{m_1, m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid j_{12} m_{12}) \psi_{j_1 m_1} \psi_{j_2 m_2}$$

$$\Psi_{j_{12} jm} = \sum_{m_{12}, m_3} (j_{12} m_{12} j_3 m_3 \mid jm) \psi_{j_1 j_2 j_{12} m_{12}} \psi_{j_3 m_3}$$

Analog ergibt sich die Wellenfunktion $\Psi_{j_{23} jm}$, indem zunächst $\hat{j}_2$ und $\hat{j}_3$ zu $\hat{j}_{23}$ und letzteres dann mit $\hat{j}_1$ zu $\hat{j}$ gekoppelt wird. Diese Wellenfunktionen können durch eine unitäre Transformation ineinander überführt werden:

$$\Psi_{j_{12} jm} = \sum \sqrt{(2j_{12} + 1)(2j_{23} + 1)} \times W(j_1 j_2 j j_3; j_{12} j_{23}) \Psi_{j_{23} jm}.$$

Die Koeffizienten W werden als *Racah-Koeffizienten* bezeichnet. Ein Racah-Koeffizient kann als ein aus 4 Vektoradditionskoeffizienten gebildeter Skalar betrachtet werden:

$$W(j_1 j_2 j_1 j_3; jj') = [(2j + 1)(2j' + 1)]^{1/2} \times \sum_{\substack{m_1, m_2, m_3, \\ m, m'}} (j_1 m_1 j_2 m_2 \mid jm)(jm j_3 m_3 \mid j_1 m_4) \times (j_2 m_2 j_3 m_3 \mid j'm')(j_1 m_1 j'm' \mid j_1 m_4)\}. \tag{9}$$

Die Racah-Koeffizienten $W(abcd; ef)$ sind nur dann ungleich Null, wenn die Drehimpulse gleichzeitig folgende Dreiecksrelationen erfüllen:

$\triangle(abe)$, $\triangle(cde)$, $\triangle(acf)$, $\triangle(bdf)$.

Es gilt die Orthogonalitätsrelation

$$\sum_{e} (2e+1)(2f+1) W(abcd; ef) W(abcd; eg) = \delta_{fg}.$$

Werden durch

$$W(abcd; ef) = (-1)^{a+b+c+d} \begin{Bmatrix} abe \\ dcf \end{Bmatrix}$$

Vektor-Axialvektor-Kopplung

die 6*j*-*Symbole* definiert, so besagt die Symmetrierelation, daß sich der Wert der 6*j*-Symbole nicht ändert, wenn die Spalten beliebig vertauscht werden oder wenn in einer Spalte die obere mit der unteren Zahl vertauscht wird.

Wie aus (9) hervorgeht, ergeben sich Racah-Koeffizienten meist dann, wenn Produkte aus mehreren Vektoradditionskoeffizienten über die Projektionsquantenzahlen summiert werden. Sie spielen deshalb eine große Rolle bei der Berechnung von Atom- und Molekülspektren, der Winkelkorrelation von Kernstrahlung, der Winkelverteilung in Kernreaktionen und beim Schalenmodell des Atomkerns.

Bei der Vektoraddition von mehr als drei Drehimpulsen können Skalare höherer Ordnung als der Racah-Koeffizient auftreten. So ergibt sich das 9*j*-*Symbol* als Summe über Produkte aus sechs Vektoradditionskoeffizienten bzw. 3*j*-Symbolen:

$$\begin{Bmatrix} j_{11} & j_{12} & j_{13} \\ j_{21} & j_{22} & j_{23} \\ j_{31} & j_{32} & j_{33} \end{Bmatrix} = \sum_{\text{alle } m} \left\{ \begin{pmatrix} j_{11} & j_{12} & j_{13} \\ m_{11} & m_{12} & m_{13} \end{pmatrix} \times \right.$$
$$\times \begin{pmatrix} j_{21} & j_{22} & j_{23} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_{31} & j_{32} & j_{33} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \times$$
$$\left. \times \begin{pmatrix} j_{11} & j_{21} & j_{31} \\ m_{11} & m_{21} & m_{31} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_{12} & j_{22} & j_{32} \\ m_{12} & m_{22} & m_{32} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_{13} & j_{23} & j_{33} \\ m_{13} & m_{23} & m_{33} \end{pmatrix} \right\}.$$

Das 9*j*-Symbol ändert bei Spiegelung an der Hauptdiagonalen seinen Wert nicht. Bei der Vertauschung zweier beliebiger Zeilen oder Spalten ändert es sich um den Faktor

$$(-1)^{\sum_{i,k} j_{ik}}.$$

Der nächstkomplizierte Skalar, der auf die oben angeführte Weise gebildet werden kann, ist das 12*j*-*Symbol*, das aber nur vereinzelt Anwendung findet.

Lit. Landau u. Lifschitz: Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd 3, Quantenmechanik (dtsch Berlin 1967).

Vektor-Axialvektor-Kopplung, → schwache Wechselwirkung.

Vektorfeld, eindeutige Zuordnung von Vektoren $\vec{a}(\vec{r})$ zu Punkten $\vec{r}$ eines Bereichs in einem drei- oder höherdimensionalen Raum. Geometrisch kann ein V. durch Feldlinien dargestellt werden, d. h. durch Raumkurven, deren Tangenten in jedem Punkt $\vec{r}$ mit dem Feldvektor $\vec{a}(\vec{r})$ zusammenfallen (→ Feld).

Jedes V. kann durch ein Skalarfeld div $\vec{a}(\vec{r})$ (→ Divergenz) und durch ein V. rot $\vec{a}(\vec{r})$ (→ Rotation) charakterisiert werden. Mit diesen Feldern lautet der *Fundamentalsatz für V.er*: Jedes V. $\vec{a}(\vec{r})$, das im ganzen Raum definiert ist und im Unendlichen verschwindet und dessen erste Ableitungen im Unendlichen ebenfalls verschwinden, läßt sich in eine Summe $\vec{a}(\vec{r}) = \vec{b}(\vec{r}) + \vec{c}(\vec{r})$ zerlegen. Diese Zerlegung ist eindeutig bis auf eine vektorielle Konstante, und es gilt rot $\vec{b}(\vec{r}) = 0$ und div $\vec{c}(\vec{r}) = 0$.

Die V.er spielen eine wichtige Rolle in der gesamten klassischen Physik; V.er sind z. B. die magnetische Feldstärke, die elektrische Feldstärke und das Geschwindigkeitsfeld einer strömenden Flüssigkeit. In der modernen Physik wird der Feldbegriff wesentlich erweitert; z. B. betrachtet man in der Quantenfeldtheorie Tensorfelder über dem Minkowski-Raum, deren Komponenten operatorwertige Distributionen sein können.

Vektorgradient, der Differentialoperator $(\vec{a} \cdot \operatorname{grad}) = (\vec{a} \cdot \nabla) = a_i \frac{\partial}{\partial x_i}$, dessen Anwendung auf das Vektorfeld $\vec{v}(\vec{r})$ als *Gradient des Vektorfeldes* $\vec{v}$ *nach dem Vektor* $\vec{a}$ bezeichnet wird. Es gilt $(\vec{a} \operatorname{grad})\, \vec{v} =$

$$= \left(a_x \frac{\partial}{\partial x} v_x + a_y \frac{\partial}{\partial y} v_x + a_z \frac{\partial}{\partial z} v_x \right) \vec{e}_x +$$
$$+ \left(a_x \frac{\partial}{\partial x} v_y + a_y \frac{\partial}{\partial y} v_y + a_z \frac{\partial}{\partial z} v_y \right) \vec{e}_y +$$
$$+ \left(a_x \frac{\partial}{\partial x} v_z + a_y \frac{\partial}{\partial y} v_z + a_z \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) \vec{e}_z.$$

Vektormesonen, → Elementarteilchenmultiplett.

Vektormodell der Atomhülle, zusammenfassende Bezeichnung für die verschiedenen Verfahren zur Kopplung der Bahndrehimpulse $\vec{l}_i$ und der Spindrehimpulse $\vec{s}_i$ der Elektronen der Atomhülle zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$. Das Schalenmodell zur Berechnung der Wellenfunktionen beschreibt die Zustände der Atomhülle durch Angabe der von den Elektronen besetzten Einteilchenzustände, d. h. der Elektronenkonfiguration. Vernachlässigt man zunächst alle relativistischen Effekte, so sind die Operatoren $\hat{\vec{L}}$ und $\hat{\vec{S}}$ des Gesamtbahndrehimpulses und des Gesamtspindrehimpulses mit dem Hamilton-Operator der Atomhülle vertauschbar, d. h., Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspindrehimpuls sind Erhaltungsgrößen. Entsprechend können zur Charakterisierung der Eigenwerte von Betragsquadrat und je einer Komponente dieser Größen die Quantenzahlen L und S bzw. M_L und M_S eingeführt werden. Die Energieeigenwerte hängen wegen der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen von der gegenseitigen Orientierung der Bahndrehimpulse der Elektronen und damit von L und, wegen des Pauli-Prinzips, von S ab. Die Schalenmodellzustände sind aber $(2L + 1) \cdot (2S + 1)$-fach entartet hinsichtlich der verschiedenen möglichen Orientierungen von Gesamtbahndrehimpuls und Gesamtspindrehimpuls in bezug auf eine äußere Richtung. Alle möglichen Orientierungen zueinander sind bei Vernachlässigung relativistischer Effekte energetisch einander gleichwertig. Diese Entartung wird experimentell nicht bestätigt. Vielmehr zeigt die experimentell ermittelte Feinstruktur der Energieniveaus, daß die durch unterschiedliche Orientierungen von $\vec{L}$ gegenüber $\vec{S}$ charakterisierten Zustände energetisch nicht gleichwertig sind. Die infolge Aufhebung der Entartung entstehenden Energieniveaus können durch die Quantenzahl J des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle gekennzeichnet werden. Damit stimmt überein, daß bei Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Hamilton-Operator nur der Operator des Gesamtdrehimpulses mit diesem vertauschbar ist, d. h., nur der Gesamtdrehimpuls ist streng genommen eine Erhaltungsgröße. Aufgabe des V.s d. A. ist es daher, bei gegebener Elektronenkonfiguration Eigenzustände des Quadrats und einer Komponente des Gesamtdrehimpulses aufzubauen. Dabei tragen alle

Elektronen in abgeschlossenen Elektronenuntergruppen nichts zum Gesamtdrehimpuls bei, so daß sich die Kopplungsmodelle nur mit den Außenelektronen befassen. Je nach der Stärke der Spin-Bahn-Kopplung unterscheidet man zwei Grenzfälle der Drehimpulskopplung: die *Russell-Saunders-Kopplung* (*LS-Kopplung*, *normale Kopplung*) für eine im Vergleich zur Coulomb-Wechselwirkung schwache Spin-Bahn-Wechselwirkung und die *jj-Kopplung* für starke Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die vorkommenden Situationen entsprechen streng keinem der beiden Grenzfälle. So werden z. B. bei hoher Anregung eines Elektrons beide Kopplungsmodelle benötigt. Auf den Atomrumpf wird die Russell-Saunders-Kopplung und auf das angeregte Elektron die *jj*-Kopplung angewendet. Die Russell-Saunders-Kopplung ist der in der Atomhülle im allgemeinen verwirklichte Grenzfall. Sie ist anwendbar, solange die magnetische Wechselwirkung (→ Spin-Bahn-Wechselwirkung) der Bahn- und Spindrehimpulse hinreichend klein ist, was für Ordnungszahlen $Z < 50$ noch angenommen werden kann. Die Kopplung der Bahndrehimpulse $\vec{l}_i$ ist stärker als die Kopplung der $\vec{l}_i$ mit den Spindrehimpulsen $\vec{s}_i$. Die $\vec{l}_i$ kombinieren daher zunächst auf die verschiedenen der Vektoraddition entsprechenden Arten zum Gesamtbahndrehimpuls $\vec{L}$, während sich die $\vec{s}_i$ zum Gesamtspindrehimpuls $\vec{S}$ zusammensetzen. Infolge Spin-Bahn-Wechselwirkung kombinieren $\vec{L}$ und $\vec{S}$ zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ der Atomhülle (Abb. 1).

Für zwei Außenelektronen nimmt die Betragsquantenzahl L des Gesamtbahndrehimpulses einen ganzzahligen Wert aus dem Intervall $|l_1 - l_2| \leqq L \leqq l_1 + l_2$ an, während die Spinquantenzahl S gleich 0 (Singulettzustand) oder gleich 1 (Triplettzustand) ist. Bei Verallgemeinerung auf mehrere Außenelektronen folgt S aus einer ähnlichen Ungleichung wie L, jedoch mit der Besonderheit, daß die s_i generell gleich 1/2 sind. Bei ungerader Anzahl von Außenelektronen kann S daher nur halbzahlige Werte annehmen. Aus L und S ergibt sich entsprechend $|L - S| \leqq J \leqq L + S$ die Betragsquantenzahl J des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle. Der Russell-Saunders-Kopplung entspricht das Kopplungsschema

$$[l_1, \ldots, l_N]\,[s_1, \ldots, s_N] \rightarrow [L, S] \rightarrow J.$$

Mitunter wird die folgende anschauliche Interpretation dieser Kopplungsverhältnisse benutzt: Die Präzession der $\vec{l}_i$ um $\vec{L}$ und der $\vec{s}_i$ um $\vec{S}$ ist schneller als die Präzession von $\vec{L}$ und $\vec{S}$ um $\vec{J}$.

Neben $\vec{J}$ erscheinen $\vec{L}^2$ und $\vec{S}^2$ näherungsweise als Erhaltungsgrößen. L, S, J und M_J sind Quantenzahlen.

Das Kopplungsschema der *jj*-Kopplung wird folgendermaßen veranschaulicht:

$$[(\vec{l}_1\vec{s}_1), (\vec{l}_2\vec{s}_2), \ldots, (\vec{l}_n\vec{s}_n)] \rightarrow [\vec{j}_1, \vec{j}_2, \ldots, \vec{j}_n] \rightarrow \vec{J}.$$

Wegen der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung koppeln hier zunächst $\vec{l}_i$ und $\vec{s}_i$ zum Gesamtdrehimpuls $\vec{j}_i$ des einzelnen Elektrons. Die j_i sind im gleichen Sinn Quantenzahlen wie L und S bei der Russell-Saunders-Kopplung. Infolge der relativ schwachen Coulomb-Wechselwirkung koppeln die $\vec{j}_i$ zum Gesamtdrehimpuls der Atomhülle (Abb. 2). Die Quantenzahlen $j_i = l_i \pm 1/2$ ergeben für zwei Außenelektronen laut $|j_1 - j_2| \leqq J \leqq j_1 + j_2$ die Betragsquantenzahl des Gesamtdrehimpulses der Atomhülle. Die Präzession der $\vec{l}_i$ und $\vec{s}_i$ jeweils um $\vec{j}_i$ ist stärker als die Präzession der $\vec{j}_i$ um $\vec{J}$. Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit der *jj*-Kopplung im Grundzustand sind für Atome mit Kernladungszahlen $Z > 75$ näherungsweise erfüllt. Der eigentliche Anwendungsbereich der *jj*-Kopplung ist der Atomkern, wo ähnliche vom Spin abhängige Anteile der Kernkräfte vorkommen. Außer den erwähnten Grenzfällen werden verschiedene Zwischenformen von Kopplungsmodellen benutzt, die aber sämtlich aus Elementen der erläuterten Kopplungsvarianten aufgebaut sind.

Lit. Landau u. Lifschitz: Lehrb. der theoretischen Physik, Bd III: Quantenmechanik (Berlin 1967); Sommerfeld: Atombau und Spektrallinien (Braunschweig 1960).

Vektorpotential, $\mathfrak{A}$, Hilfsgröße zur Berechnung des magnetischen Feldes. Die Quellfreiheit div $\vec{B} = 0$ des magnetischen Feldes $\vec{B}$ gestattet seine Darstellung $\vec{B} = \operatorname{rot}\mathfrak{A}$ als Rotation eines V.s $\mathfrak{A}$, das allerdings selbst durch seinen Zusammenhang mit $\vec{B}$ nicht eindeutig festgelegt wird. Vielmehr liefern alle V.e, die sich nur durch den Gradienten grad f einer beliebigen Funktion f voneinander unterscheiden, das gleiche Magnetfeld. Auf Grund des Stokesschen Integralsatzes ist jedoch das Umlaufintegral $\oint_l \mathfrak{A}\,\mathrm{d}\vec{l} = \iint \vec{B}\,\mathrm{d}\vec{A} = \Phi$ eindeutig durch den magnetischen Fluß Φ durch die betrachtete die Fläche A umschließende Randkurve l bestimmt (→ Potential).

Vektorprodukt, → Vektor 6).

Vektortransformation, Umrechnung koordinatengebundener vektorieller Größen in ein anderes Koordinatensystem. Obgleich Vektoren ohne Bezug auf ein Koordinatensystem eingeführt werden können und danach invariant gegen Koordinatentransformation sind, gibt es physikalische Probleme, in denen bestimmte Flächen oder Richtungen ausgezeichnet sind, z. B. die Achsen eines Kristalls.

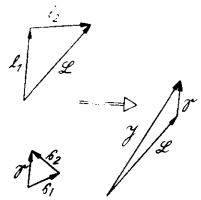
Ist $\vec{e}_1, \ldots, \vec{e}_n$ die bekannte Basis eines n-dimensionalen Vektorraums und $\vec{e}'_1, \ldots, \vec{e}'_n$ eine beliebige Basis in ihm, so liefert eine reguläre quadratische Matrix $C = (c_{\nu\mu})$ die Beziehung

$$\vec{e}'_\mu = \sum_{\nu=1}^{n} c_{\nu\mu}\vec{e}_\nu, \qquad (1)$$

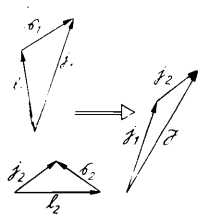
den Übergang von der Basis $\vec{e}_\nu$ zur Basis $\vec{e}'_\mu$, und die ebenfalls reguläre Matrix $D = (d_{\varrho\nu})$ mit

$$\vec{e}_\nu = \sum_{\varrho=1}^{n} \vec{e}'_\varrho\, d_{\varrho\nu} \qquad (2)$$

den Übergang von der Basis $\vec{e}'_\varrho$ zur Basis $\vec{e}_\nu$. Durch Einsetzen erhält man $\vec{e}'_\mu = \sum_\nu \sum_\varrho \vec{e}'_\varrho\, d_{\varrho\nu} c_{\nu\mu} = \sum_\varrho \vec{e}'_\varrho \sum_\nu d_{\varrho\nu} c_{\nu\mu}$ und daraus durch Koeffizientenvergleich $\sum_{\nu=1}^{n} d_{\varrho\nu} c_{\nu\mu} = \delta_{\varrho\mu}$. Dabei hat das Kroneckersymbol $\delta_{\varrho\mu}$ den Wert 1, wenn $\varrho = \mu$, und sonst den Wert Null. Man kann diese n^2 Gleichungen als n Systeme von je n linearen Bestimmungsgleichungen für die Koeffizienten $d_{\varrho 1}, \ldots, d_{\varrho n}$ auffassen. Entsprechend sind durch $\sum_{\mu=1}^{n} c_{\nu\mu} d_{\mu\varrho} = \delta_{\nu\varrho}$ die Koeffizienten $c_{\nu\mu}$ zu be-

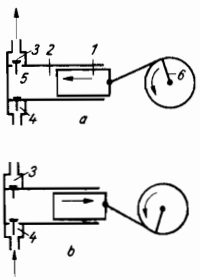


1 Reihenfolge der Kopplungen der Drehimpulse bei der Russell-Saunders-Kopplung



2 Reihenfolge der Kopplungen der Drehimpulse bei der *jj*-Kopplung

Veneziano-Modell



Arbeitsprinzip einer Ventil-Druckpresse. *1* Kolben, *2* Zylinder, *3* Druckventil, *4* Saugventil, *5* Ventilkasten, *6* Kurbel. *a* Druckhub: Das Druckventil *3* ist geöffnet, das Saugventil *4* ist geschlossen. *b* Saughub: Das Saugventil *4* ist geöffnet, das Druckventil *3* ist geschlossen

stimmen. Die beiden Matrizen C und D sind *reziprok* zueinander. Ist $\begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}$ die Komponentenmatrix eines Vektors $\vec{a}$ bezogen auf die Basis $\vec{e}_\nu$ und ist $\begin{pmatrix} a'_1 \\ \vdots \\ a'_n \end{pmatrix}$ seine auf $\vec{e}'_\mu$ bezogene Komponentenmatrix, so gilt $\sum_\nu \vec{e}_\nu a_\nu = \sum_\mu \vec{e}'_\mu a'_\mu$. Nach den Gleichungen für den Übergang zwischen den beiden Basen folgt daraus einmal $\sum_\nu \vec{e}_\nu a_\nu = \sum_\nu \vec{e}_\nu \sum_\mu c_{\nu\mu} a'_\mu$ und andererseits $\sum_\mu \vec{e}'_\mu a'_\mu = \sum_\mu \vec{e}'_\mu \sum_\nu d_{\mu\nu} a_\nu$ bzw.

$$a_\nu = \sum_\mu c_{\nu\mu} a'_\mu \tag{3}$$

und

$$a'_\mu = \sum_\nu d_{\mu\nu} a_\nu. \tag{4}$$

In Worten besagt das, daß die Komponenten mit der Matrix transformiert werden, die reziprok ist zu der Matrix der Basistransformation.

Man nennt eine solche Transformation mittels der Matrix D *kontragredient*, die mittels C aber *kogredient*. Auf die Basis $\vec{e}_\nu$ bezogen werden alle zu diesen Grundvektoren kogredienten Vektoren als *kovariant*, alle zu ihnen kontragredienten als *kontravariant* benannt. Bei kovarianten Größen verwendet man untere Indizes, bei kontravarianten obere. Benutzt man die *Einsteinsche Summenkonvention*, nach der über einen doppelt auftretenden Index zu summieren ist, so ergibt sich für die wichtigsten Beziehungen folgende Formulierung:

$$\vec{e}^\mu = c^{\nu\mu}\vec{e}_\nu \tag{1'}$$

$$\vec{e}_\nu = e^\varrho d_{\varrho\nu}, \tag{2'}$$

$$a^\nu = c^{\nu\mu}a_\mu, \tag{3'}$$

$$a_\mu = d_{\mu\nu}a^\nu. \tag{4'}$$

Durch eine kontragrediente Transformation einer kontravarianten Basis $\vec{e}^\mu$ können auf diese Weise auch kovariante Koordinaten a_μ entstehen.

Faßt man die Transformationen der Basen ineinander als eine isomorphe Abbildung mit der Matrix $g_{\mu\nu}$ bzw. $g^{\nu\mu}$ auf, so gelten folgende Beziehungen $\vec{e}^\mu = g^{\mu\nu}\vec{e}_\nu$ und $\vec{e}_\mu = g_{\mu\nu}\vec{e}^\nu$ sowie $a_\mu = a^\nu g_{\nu\mu}$ und $a^\mu = a_\nu g^{\nu\mu}$.

Sind für $n = 3$ die Basen $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$ und $\vec{e}^1$, $\vec{e}^2$, $\vec{e}^3$ einander reziprok, so stehen die Kanten der einen senkrecht zu den Seiten der anderen, und da die Grundvektoren keiner Basis komplanar sein dürfen, gilt $[\vec{e}_1\vec{e}_2\vec{e}_3] \neq 0$, $[\vec{e}^1\vec{e}^2\vec{e}^3] \neq 0$. Die Grundvektoren berechnen sich nach

$$\vec{e}^1 = \frac{[\vec{e}_2\vec{e}_3]}{[\vec{e}_1\vec{e}_2\vec{e}_3]}, \quad \vec{e}^2 = \frac{[\vec{e}_3\vec{e}_1]}{[\vec{e}_1\vec{e}_2\vec{e}_3]}, \quad \vec{e}^3 = \frac{[\vec{e}_1\vec{e}_2]}{[\vec{e}_1\vec{e}_2\vec{e}_3]} \text{ bzw.}$$

$$\vec{e}_1 = \frac{[\vec{e}^2\vec{e}^3]}{[\vec{e}^1\vec{e}^2\vec{e}^3]}, \quad \vec{e}_2 = \frac{[\vec{e}^3\vec{e}^1]}{[\vec{e}^1\vec{e}^2\vec{e}^3]}, \quad \vec{e}_3 = \frac{[\vec{e}^1\vec{e}^2]}{[\vec{e}^1\vec{e}^2\vec{e}^3]}.$$

Die Reziprozität drückt sich darin aus, daß $\vec{e}_i \cdot \vec{e}^k$ den Wert 1 hat für $i = k$ und sonst den Wert Null und daß $[\vec{e}_1\vec{e}_2\vec{e}_3] \cdot [\vec{e}^1\vec{e}^2\vec{e}^3] = 1$ ist.

Lit. Lagally: Vorlesungen über Vektorrechnung (Leipzig 1956); Reichardt: Vorlesungen über Vektor- und Tensorrechnung (Berlin 1957).

Veneziano-Modell, → analytische S-Matrix-Theorie.

Ventil-Druckpresse, *Kolben-Druckpumpe*, eine Maschine zur Erzeugung von Druck. Der Druck des Kolbens wird auf eine Flüssigkeit übertragen, die sich im Inneren eines Zylinders befindet. Nach Überschreitung des auf einem Druckventil lastenden Gegendrucks wird die Flüssigkeit in den eigentlichen Druckbehälter gepreßt. Beim Rückgang des Kolbens schließt sich das Druckventil, es öffnet sich ein auf der Saugseite vorhandenes Saugventil, und der Zylinder füllt sich von neuem mit Flüssigkeit. In der Abb. ist das Arbeitsprinzip einer solchen V. schematisch dargestellt. Große Druckpumpen werden z. B. für Förderleistungen von 10 bis 30 m^3/h und Drücke von $7 \cdot 10^7$ bis 10^8 N/m^2 gebaut. Für wesentlich geringere Förderleistungen sind Maschinen bis etwa $5 \cdot 10^8$ N/m^2 konstruiert worden.

Venturi-Düse, → Düse.

Venturi-Rohr, → Düse.

Venus, der erdnächste der inneren Planeten. Er bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 35,05 km/s in einem mittleren Abstand von 0,723 AE in 224,7 Tagen einmal um die Sonne. Die Bahn ist mit einer Exzentrizität von nur 0,0068 am kreisähnlichsten von allen Planetenbahnen. Die Entfernung zur Erde schwankt zwischen 41 Millionen und 257 Millionen km. Die Masse von V. beträgt 0,815 Erdmassen, ihr Durchmesser 12110 km und ihre mittlere Dichte 5,23 g/cm^3. Die Schwerkraft an der Venusoberfläche beträgt 89% des irdischen Wertes. Mit Hilfe von Radarmessungen ergab sich für die Rotationsperiode ein Wert von 242,98 Tagen, der Rotationssinn ist entgegengesetzt dem der Sonne und der meisten anderen Planeten. Die Oberflächentemperaturen betragen 400 bis 500 C, was durch die Glashauswirkung der Venusatmosphäre bedingt ist. Die Oberfläche wird von einer dichten Wolkenschicht verhüllt, was die hohe Albedo von 0,76 erklärt. Die Venusatmosphäre besteht hauptsächlich aus Kohlendioxid und enthält nur wenig Sauerstoff und Wasserdampf. Die chemische Zusammensetzung sowie die Temperatur- und Druckschichtung ließ sich mit Hilfe von Raumsonden (Venussonden) ermitteln, die in die Nähe der V. oder auf die V. entsandt wurden.

verallgemeinerte Beschleunigung, → verallgemeinerte Koordinaten.

verallgemeinerte Geschwindigkeit, → verallgemeinerte Koordinaten.

verallgemeinerte Impulse, → Lagrangesche Gleichungen 2).

verallgemeinerte Koordinaten, *generalisierte Koordinaten*, seltener *Lagrangesche Koordinaten*, die Mitglieder eines minimalen Satzes voneinander unabhängiger Parameter q_j, die die Lage eines physikalischen Systems im Raum vollständig bestimmen. Besteht das System aus N unabhängigen Massepunkten P_i mit den Ortsvektoren $\vec{r}_i$ ($i = 1, \ldots, N$) hat es $f = 3N$ Freiheitsgrade. Die Massepunkte sind nicht unabhängig, wenn Bindungen zwischen ihnen bestehen, z. B. beim starren Körper, oder Bindungen an vorgegebenen Flächen vorliegen, z. B. bei der Bewegung einer Kugel auf einem Tisch im Schwerefeld der Erde. Ist das System l voneinander unabhängigen holonomen Bindungen unterworfen, die sich stets als Bedingungsgleichungen für die Ortsvektoren schreiben lassen, so reduziert sich die Zahl der Frei-

heitsgrade um l, d. h., $f = 3N - l$; nichtholonome Bindungen, die sich als nicht integrierbare Bedingungsgleichungen für die Geschwindigkeiten $\vec{v}_i = \dot{\vec{r}}_i$ ergeben, führen lediglich zu einer Verminderung der Freiheitsgrade im Unendlichkleinen, nicht aber im Großen (→ Bindung I) und können nicht durch geeignete Wahl der Lageparameter eliminiert werden (→ mechanisches System).

Wegen des Bestehens der holonomen Bindungen sind von den $3N$ Koordinaten nur f linear unabhängig. Man führt daher zweckmäßig nur f voneinander unabhängige, dem System besonders angepaßte Parameter q_j ($j = 1, \ldots, f$) ein, von denen die Ortsvektoren – neben der Zeit t – abhängen: $\vec{r}_i = \vec{r}_i(q_j, t)$. Die Bedingungsgleichungen sind damit identisch erfüllt. Die zeitlichen Ableitungen der v.n K. $\mathrm{d}q_j/\mathrm{d}t = \dot{q}_j$ bzw. $\mathrm{d}^2q_j/\mathrm{d}t^2 = \ddot{q}_j$ ($j = 1, \ldots, f$) heißen *verallgemeinerte* oder *generalisierte Geschwindigkeiten* bzw. *Beschleunigungen*. Diese verallgemeinerten Größen haben im allgemeinen nicht die physikalische Dimension, wie sie der Bezeichnung nach zu erwarten wäre, z. B. führt man beim Kreispendel als v. K. den Winkel φ der Auslenkung des Pendels aus der Vertikalen ein (Abb.), der natürlich nicht die Dimension einer Länge hat, entsprechend hat die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ die Dimension s^{-1} und nicht $\mathrm{cm} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, usw. Diese unabhängigen v.n K. spannen einen f-dimensionalen euklidischen Raum auf, der als *Konfigurations-*, *Koordinaten-*, *Lage-*, *Ortsraum* oder *Lagrangescher Raum* bezeichnet wird. Jeder möglichen Lage oder Konfiguration des Systems entspricht ein Punkt dieses Raumes, der durch die Angabe aller q_j charakterisiert ist; man faßt daher die v.n K. q_j auch oft zu einem f-dimensionalen Vektor $q = \begin{pmatrix} q_1 \\ \vdots \\ q_f \end{pmatrix}$, dem *verallgemeinerten Koordinatenvektor*, zusammen, dessen Zeitableitungen $\dot{q}$ bzw. $\ddot{q}$ als *verallgemeinerte Geschwindigkeits-* bzw. *Beschleunigungsvektoren* bezeichnet werden. Die zeitliche Aufeinanderfolge der Vektoren $q(t)$ beschreibt eine Kurve im Lageraum, die → Bahnkurve. Bei einem skleronomen System ist die Metrik des Lageraumes durch die kinetische Energie T des Systems bestimmt, da in diesem Fall $T = \frac{1}{2} \sum_{i,k} a_{ik}(q)\, \dot{q}_i \dot{q}_k$ gilt und durch $\mathrm{d}s^2 = 2T\,\mathrm{d}t^2 = \sum_{i,k} a_{ik}\,\mathrm{d}q_i\,\mathrm{d}q_k$ das Quadrat des infinitesimalen Längenelements $\mathrm{d}s$ der Bahnkurve gegeben ist; a_{ik} ist der zugehörige metrische Tensor. Dies spielt eine gewisse Rolle bei der Formulierung bestimmter Prinzipe der Mechanik (→ Hertzsches Prinzip, → Maupertuissches Prinzip).

Neben den genannten führt man auch noch weitere verallgemeinerte Größen ein. Die *verallgemeinerte* oder *generalisierte Kraft* Q_j ergibt sich aus den an den einzelnen Massepunkten des Systems angreifenden eingeprägten Kräften $\vec{F}_i$ als $Q_j = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}$; damit schreibt sich z. B. die infinitesimale, an einem abgeschlossenen mechanischen System von den eingeprägten Kräften verrichtete Arbeit $\mathrm{d}A = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i\,\mathrm{d}\vec{r}_i = \sum_{j=1}^{f} Q_j\,\mathrm{d}q_j$, wie ohne weiteres aus $\mathrm{d}\vec{r}_i = \sum_{j=1}^{f} \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}\,\mathrm{d}q_j$ folgt, da in diesem Fall $\vec{r}_i$ nicht explizit von der Zeit t abhängt. Die entsprechenden verallgemeinerten oder generalisierten Impulse p_j werden mittels der Lagrange-Funktion L des Systems definiert (→ Lagrangesche Gleichungen 2).

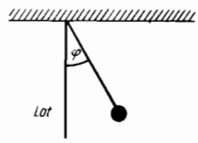
Die v.n K. sind *freie Koordinaten*. Da sie keinen Bedingungsgleichungen unterworfen sind, gehört zu jeder beliebigen Wahl der Koordinaten innerhalb ihres Variabilitätsbereichs ein möglicher Zustand; bei allen anderen, noch durch Bindungen eingeschränkten Koordinaten ist dies im allgemeinen nicht der Fall, weswegen diese auch als *unfreie* oder *gebundene Koordinaten* bezeichnet werden. Die v.n K. und die übrigen verallgemeinerten Größen können nicht nur für mechanische Systeme oder Systeme von Massepunkten eingeführt werden, sondern haben allgemeine Bedeutung (→ Feldtheorie).

verallgemeinerte Kraft, → Kraft, → verallgemeinerte Koordinaten.

verallgemeinerter Koordinatenvektor, → verallgemeinerte Koordinaten.

verallgemeinertes Interferenzmodell, → analytische S-Matrix-Theorie.

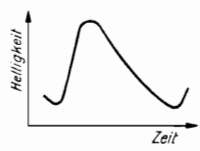
verallgemeinerte Wellengleichung, svw. Telegrafengleichung.



verallgemeinerte Koordinaten

Veränderliche, → Funktion.

veränderlicher Stern, *Veränderlicher*, ein Stern, dessen Helligkeit zeitlich mehr oder weniger stark schwankt. Der Nachweis der Helligkeitsänderung hängt von der Empfindlichkeit der Strahlungsempfänger ab, damit ist die Grenze zwischen normalen und veränderlichen S.en nicht scharf. Bei den *Spektrumveränderlichen* ist die Gesamthelligkeit konstant, nur die Intensität einer oder mehrerer Spektrallinien ist zeitlich variabel. Bei den *Bedeckungsveränderlichen* ist der Lichtwechsel durch zufällige geometrische Verhältnisse bedingt (→ Doppelstern), dagegen bei den *physischen Veränderlichen*, den eigentlichen v. S.en, durch eine Änderung der Leuchtkraft des Sterns. Bei den *Pulsationsveränderlichen* schwanken Radius und effektive Temperatur und damit die Leuchtkraft mehr oder weniger regelmäßig, oft periodisch. Beispiele für Pulsationsveränderliche sind die *RR Lyrae-Sterne*, so genannt nach dem Prototyp RR Lyrae. Ihre Helligkeit schwankt um etwa 1^m mit einer Periode kleiner als 2 Tage. Die nach δ Cephei benannten *Delta Cephei-Sterne* haben Pulsationsperioden zwischen 1 und etwa 50 Tagen mit Helligkeitsschwankungen bis zu 2^m5, wobei die Periodenlänge proportional der absoluten Helligkeit des Sterns ist. Bei den *Mirasternen* ist der Lichtwechsel mit Perioden zwischen 90 und 1000 Tagen und Amplituden bis zu 8^m unregelmäßiger. Die Ursache des Lichtwechsels bei einigen völlig unregelmäßigen veränderlichen S.en ist noch nicht bekannt.



Typische Helligkeitsschwankung eines Delta Cephei-Sterns

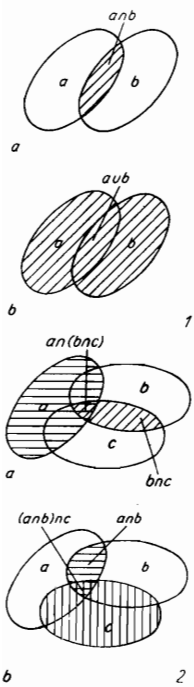
Bei den Novae und Supernovae handelt es sich ebenfalls um veränderliche S.e, bei denen aber im allgemeinen nur ein einzelner Helligkeitsausbruch, verbunden mit einer explosionsartigen Expansion, beobachtet wird. Diese

Sterne gehören zur Gruppe der *Eruptionsveränderlichen*.

Verant, eine Lupe zur Betrachtung photographischer Aufnahmen unter Vermittlung des natürlichen Eindrucks der abgebildeten Gegenstände, Landschaften u. ä. Zu diesem Zweck müssen die photographischen Bilder der Objekte unter gleichen Blickwinkeln wie beim Sehen dem Auge dargeboten werden, was von einem V. von der gleichen Brennweite wie das Aufnahmeobjekt geleistet wird. Beim V. müssen → Abbildungsfehler beseitigt sein. Dazu besteht der V. aus zwei Linsen entgegengesetzter Wirkung, die in einem berechneten Abstand (v. Rohr, Zeiss) angeordnet sind, so daß ein ebenes, randscharfes, farb- und verzeichnungsfreies Gesichtsfeld geschaffen wird.

Zur Betrachtung nichttransparenter stereoskopischer Aufnahmen wird ein *Doppelverant*, der für jedes Auge einen V. enthält, verwendet. Heute wird der V. zur schnellen Betrachtung von Diapositiven ohne Projektor angewendet. Im allgemeinen wird der V. jedoch durch eine entsprechende Aufnahmevergrößerung, die den gleichen natürlichen Eindruck vermittelt, ersetzt.

Verband, Menge L [Abk. für engl. lattice] von Elementen $a, b, \ldots$ mit den zueinander dualen Verknüpfungen $\cap$ (Durchschnitt) und $\cup$ (Vereinigung), so daß zwei beliebigen Elementen a, $b \in L$ durch $a \cap b$ bzw. $a \cup b$ zwei neue Elemente von L eindeutig zugeordnet werden und die folgenden Gesetze gelten: $a \cap b = b \cap a$, $a \cup b = b \cup a$ (Kommutativität, Abb. 1a und 1b), $a \cap (b \cap c) = (a \cap b) \cap c$ (Abb. 2a und 2b), $a \cup (b \cup c) = (a \cup b) \cup c$ (Assoziativität); $a \cap (a \cup b) = a$, $a \cup (a \cap b) = a$ (Verschmelzung). Mit der Inklusion $a \subseteq b$, die durch $a \cap b = a$ oder dazu äquivalent durch $a \cup b = b$ definiert ist, wird im V. eine Halbordnung eingeführt.



Verband

Verbindung, in der Chemie eine Vereinigung chemischer Elemente bei meist einfachen stöchiometrischen Zahlenverhältnissen zu einem Stoff, dessen chemische und physikalische Eigenschaften von denen der Elemente verschieden sind. Mit der Verbindungsbildung ist eine Abgabe oder Aufnahme von Energie verbunden.

Von den V.en streng zu unterscheiden sind die *Gemenge* oder *Gemische*, bei denen es nur zu einer losen Vermischung der Komponenten kommt, die ihre Eigenschaften beibehalten.

verborgene Parameter, in der Quantenmechanik zur Vermeidung der statistischen Interpretation der quantenmechanischen Wellenfunktion von de Broglie vorgeschlagene, im Prinzip experimentell erfaßbare Größen, die aber gegenwärtig auf Grund des Standes der Meßtechnik noch nicht erfaßt werden könnten. Die Idee ist dabei, daß die tatsächliche Bewegung der Mikroteilchen etwa wie im Sinne der klassischen Statistik, wo die Bewegung der Einzelmoleküle zwar prinzipiell durch die Gesetze der klassischen Physik determiniert ist, jedoch praktisch unmöglich messend verfolgt werden kann, zwar durch v. P. determiniert wird, diese aber (zunächst) der Beobachtung unzugänglich bleiben.

Auf dieser Vorstellung der v.n P. baute de Broglie seine Theorie der Doppellösung für die Bewegung der Mikroobjekte auf, die später von Bohm und Vigier (1954) erneut aufgegriffen wurde. Da das Zerfließen von Wellenpaketen daher rührt, daß sich die das Wellenpaket aufbauenden ebenen Wellen unabhängig voneinander mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen, kann diese Dispersion der Materiewellen nur durch eine nichtlineare Wellengleichung verhindert werden, die an die Stelle der Schrödinger-Gleichung zu treten hätte und die einzelnen Partialwellen miteinander verkoppelt. Zu jeder stetigen Lösung $\Psi = a \exp\{(i/\hbar)\varphi\}$ dieser nichtlinearen Gleichung, die dem Wellencharakter der Materie Rechnung trägt, korrespondiert dann eine singuläre Lösung $u = f \exp\{(i/\hbar)\varphi\}$, deren Amplitude f eine zeitlich veränderliche Singularität hat und die somit den Teilchencharakter der Materie widerspiegelt; dabei soll die Ψ-Welle (als Führungswelle) diese Singularität „führen", d. h. deren raum-zeitliche Lage fixieren. Diese *Theorie der Doppellösung oder Führungswelle* gestattet zwar eine kausale Interpretation der Bewegung von Mikroteilchen im Sinne der klassischen Physik, auf Grund der Nichtlinearität der Wellengleichung erfordert sie jedoch bereits bei einfachen Problemen einen erheblichen mathematischen und rechnerischen Aufwand, so daß ein wirklicher Leistungsvergleich mit der Quantenmechanik, die sich ihrerseits an einer immensen Zahl von praktischen Problemen bewährt und daher auch allgemein durchgesetzt hat, nicht möglich ist.

Andererseits konnte bisher kein exakter Beweis dafür erbracht werden, daß v. P. unter hinreichend schwachen, physikalisch sinnvollen Voraussetzungen ausgeschlossen sind, obwohl seit von Neumann (1932) mehrere Versuche in dieser Richtung unternommen wurden. Die Existenz v.r P. konnte dabei jedoch auf solche mathematische Umstände eingeschränkt werden, deren physikalische Realisierung zweifelhaft erscheint. Das Problem ist sowohl aus mathematischer als auch aus physikalischer Sicht äußerst kompliziert; es ist eng mit der Quantentheorie des Meßprozesses verknüpft.

verbotene Linien, im Spektrum auftretende Linien geringer Intensität, die → verbotenen Übergängen entsprechen. Die aus den Auswahlregeln folgenden Übergangsverbote gelten jedoch nicht streng, sondern können durch äußere Störungen, wie sehr starke elektrische Felder, teilweise außer Kraft gesetzt werden, so daß unter günstigen Bedingungen v. L. im Spektrum erscheinen. Auch von der → interstellaren Materie werden v. L. ausgestrahlt.

verbotene Übergänge, 1) Strahlungsübergänge, die auf Grund bestimmter Auswahlregeln nicht auftreten dürfen. Wegen der Auswahlregel für die Spins des Anfangs- bzw. Endzustandes I_a und I_b und des Drehimpulses L des γ-Quants $|I_a - I_b| \leqq L \leqq |I_a + I_b|$ mit $L > 0$ sind γ-Übergänge zwischen Niveaus mit dem Spin 0 vollständig verboten. Aus der Paritätsauswahlregel $\pi_a \pi_b = (-1)^L$ für elektrische Multipolstrahlung und $(-1)^{L+1}$ für magnetische Multipolstrahlung folgt, daß jeweils bestimmte Multipolstrahlungen nicht auftreten. → Übergänge.

2) bei Kernreaktionen Kanäle, die zwar energetisch möglich, aber durch gewisse Grundprinzipien, z. B. Isospinerhaltung, ausgeschlossen sind.

3) → Fermi-Theorie 1).

verbotene Zone, 1) Gebiet, in das ein geladenes Teilchen, das in einem inhomogenen und gekrümmten magnetischen Feld $\vec{B}$ und in einem elektrischen Feld $\vec{E}$ driftet, nicht eindringen kann (→ Drift). Das Eindringen des Teilchens in die v. Z. wird durch das Zusammenwirken von $\vec{E} \times \vec{B}$- und Gradientenkrümmungsdrift verhindert, es ist nur auf Grund von Verletzung adiabatischer Invarianten möglich (→ Diffusion geladener Teilchen).

2) svw. Bandlücke, → Bändermodell.

Verbreiterung von Interferenzlinien, die bei der Beugung von Röntgenstrahlen und bei der Elektronen- oder Neutronenbeugung auftretende Verbreiterung der Interferenzlinien. Bei theoretischen Betrachtungen werden die Interferenzlinien vielfach als unendlich scharf vorausgesetzt. In der Praxis hängt jedoch das Linienprofil von der jeweiligen Versuchsanordnung ab (z. B. Geometrie der Anordnung, Blendenöffnungen, Spektralbreite der verwendeten Strahlung). Außerdem bedingen verschiedene Abweichungen des Untersuchungsobjektes vom Zustand des Idealkristalls eine Linienverbreiterung. Insbesondere geben inhomogene Gitterverzerrungen (innere Spannungen) Anlaß zu einer *Verzerrungsverbreiterung*. Sind die kohärent streuenden Bereiche sehr klein ($< 10^{-5}$ cm bei Röntgenstrahl- und Neutronenbeugung, $< 2 \cdot 10^{-7}$ cm bei Elektronenbeugung), so bedingen sie eine *Teilchengrößenverbreiterung*. Auch Stapelfehler und andere Abweichungen vom Idealkristall beeinflussen das Linienprofil. Meist tragen mehrere Gitterstörungen gleichzeitig zur V. v. I. bei.

Zur experimentellen Bestimmung von Gitterstörungen auf Grund der Verbreiterung von Interferenzlinien wird meist eine Pulvermethode angewandt. Die instrumentelle Verbreiterung kann u. U. rechnerisch berücksichtigt werden. Im allgemeinen wird sie jedoch an einem Vergleichspräparat gemessen, das die interessierenden Störungen nicht aufweist.

Bei den einfachen Auswerteverfahren zur Bestimmung von Gitterverzerrungen und Teilchengrößen wird eine Interferenzlinie nur durch eine einzige Größe, die Halbwertsbreite oder die Integralbreite, charakterisiert. Für das Linienprofil werden spezielle Funktionen vorausgesetzt (z. B. Cauchy- oder Gauß-Verteilungen). Die verschiedenen Verfahren zur Zerlegung der Linienverbreiterung in einen Verzerrungs- und einen Teilchengrößenanteil liefern einen Mittelwert für die Gitterverzerrungen und eine mittlere Teilchengröße. Die erreichbare Genauigkeit ist nicht sehr groß.

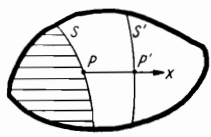
Bei der mathematisch aufwendigeren Methode der Fourier-Analyse des Linienprofils (*Warren-Averbach-Methode*) wird jede Interferenzlinie durch eine Reihe von Fourier-Koeffizienten dargestellt. Jeder dieser Koeffizienten läßt sich in ein Produkt aus zwei Faktoren zerlegen, von denen einer nur von den Verzerrungen und einer nur von den Teilchengrößen abhängt. Diese Methode liefert eine Verteilungsfunktion für die Gitterverzerrungen und eine Teilchengrößen-Verteilungsfunktion.

Verbrennung, im engeren Sinne die Reaktion von Stoffen mit Sauerstoff unter Wärme- und Lichtentwicklung, die nach Erreichen einer bestimmten Entzündungstemperatur sehr rasch verläuft. Der Sauerstoff wird entweder als Luft herangeführt oder liegt chemisch gebunden im → Brennstoff vor. Die V. spielt sich hauptsächlich in der Gasphase ab (→ Verbrennungsgeschwindigkeit). Flüssige Brennstoffe verdampfen vor der Verbrennung durch die Hitzeeinwirkung der schon brennenden Gase, feste Brennstoffe entgasen. Im weiteren Sinne ist V. ein Oxydationsprozeß, der ohne Flammenbildung vor sich geht und als *stille V.* oder *flammenlose V.* bezeichnet wird. Die stille V. ist ein Oxydationsvorgang ohne sichtbare Flamme, der in porösen, feuerfesten Stoffen, die ein brennbares Gemisch enthalten, abläuft. Oft werden dabei katalytische Vorgänge ausgenutzt. Durch erhöhten Druck läßt sich in einer geeigneten Anordnung die Oxydation bei so tiefen Temperaturen durchführen, daß keine Flammen entstehen. Beispielsweise werden die organischen Bestandteile von getrocknetem und gemahlenem Schlamm bereits zwischen 260 und 300 °C verbrannt, wenn man mit einem Überdruck von 10^6 N/m² arbeitet.

Als kalte V. bezeichnet man hin und wieder die direkte Umwandlung der chemischen Energie der Kohle in elektrische Energie mit Hilfe von Brennstoffelementen. Zur Zeit hat dieser Vorgang jedoch keine praktische Bedeutung.

Verbrennungsgeschwindigkeit, *Brenngeschwindigkeit,* **1)** *lineare V.*, die Geschwindigkeit, mit der der Abbrand eines festen Brennstoffes, z. B. eines Pulvers, fortschreitet; **2)** *räumliche V.*, der auf die Zeit bezogene verbrannte Bruchteil des gesamten Brennstoffes.

Bei gasförmigen Brennstoffen stellt die V. die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Grenzfläche zwischen verbranntem und unverbranntem Gas dar, bezogen auf das unverbrannte, in Ruhe befindliche Gas in unmittelbarer Nähe der Brennfläche. In der Abb. ist der schraffierte Teil das zur Zeit t verbrannte Gas, das durch die Grenzfläche S von dem rechts befindlichen unverbrannten Gas getrennt ist. In einen Punkt P der Grenzfläche wird ein dort ruhendes Koordinatensystem gelegt. Die x-Achse soll mit der Normalen zur Grenzfläche in P zusammenfallen. Zur Zeit $t + \Delta t$ sei S' die Grenzfläche zwischen dem verbrannten Gas und dem Frischgas. Die neue Front schneidet die x-Achse in P', die Grenzfläche ist demnach in der Zeit t um das Stück $\Delta x = \overline{PP'}$ fortgeschritten. Somit ist die *„normale" V.*, auch → Flammengeschwindigkeit genannt, in P gegeben durch: $v_n = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta x}{\Delta t}$.



Zur Erklärung der Verbrennungsgeschwindigkeit

Die einfachste Methode zur Bestimmung von v_n liefert der Bunsenbrenner. Die experimentell ermittelten Werte dieser Geschwindigkeit liegen zwischen 1 und 10 m/s. Die „normale" V. ist eine für ein brennbares Gemisch charakteristische Größe.

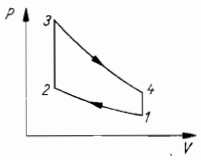
Betrachtet man einen Verbrennungsvorgang, der eine ebene Brennfläche hat und nur von einer Richtung, der Normalrichtung der Brennfläche, abhängt, in einem Bezugssystem, in dem der Vorgang stationär ist, dann hat das zuströmende Frischgas gerade die Geschwindigkeit der Verbrennung, also die V. v_n in diese Richtung. Aus der Wärmeleitungsgleichung für die-

sen Vorgang – einer Differentialgleichung 2. Ordnung für den Temperaturverlauf –, in die die V. als Parameter eingeht, erhält man die *Nusselt-Jouguetsche Brennformel* $v_n^2 =$

$$\beta \frac{\lambda}{c_p} \exp\left(-\frac{A}{RT_r}\right) \cdot \frac{T_0^2(T_r - T_0)}{T_r^2(T_z - T_0)} .$$

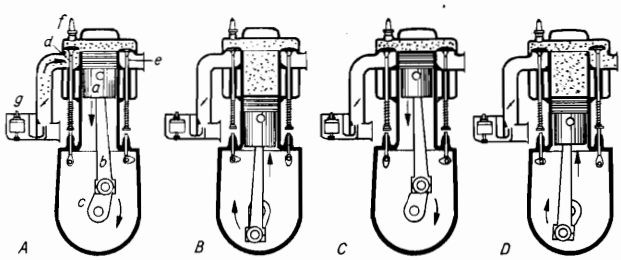
Hierbei bedeuten T_0 die Temperatur des Frischgases, T_r die des Rauchgases, T_z die Zündtemperatur, A die Aktivierungsenergie, R die Gaskonstante, c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck, λ die Wärmeleitfähigkeit, β ist eine Funktion der Ordnung der Reaktion (→ Reaktionsgeschwindigkeit). Bei hohen Endtemperaturen, bei denen der Rauch dissoziiert, versagt diese Formel.

3) die Massenumsatzgeschwindigkeit beim Abbrand eines Treibmittels (→ Ballistik).

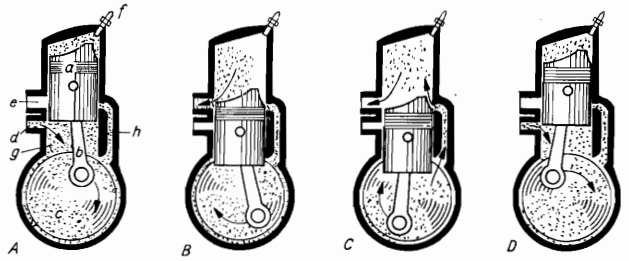


1 Theoretischer Prozeßablauf beim Ottoverfahren. *1* Füllung des Zylinderraumes mit Benzin-Luft-Gemisch, *1* bis *2* adiabatische Gemischverdichtung, *2* Zündung mittels Zündkerze und Druckerhöhung bis zum Expansionsbeginn in *3*, *3* bis *4* adiabatische Expansion, *4* Ausströmen der Abgase

Verbrennungskraftmaschinen, Wärmekraftmaschinen, in denen durch schnelle Verbrennung eines Kraftstoff-Luft-Gemisches Wärme in einem Arbeitszylinder oder in einer angeschlossenen Brennkammer erzeugt worden ist, die über die Kolbenbewegung einer Kolbenmaschine oder über die Rotation des Turbinenläufers einer Gasturbine in mechanische Energie umgewandelt wird. Mit der Anwendung des Prinzips der inneren Verbrennung verringern sich die Wärmeverluste. Höhere Temperaturen bedingen bessere Wirkungsgrade. Die gebräuchlichsten V. kann man einteilen in → Verbrennungsmotoren, bei denen die Verbrennung des Kraftstoff-Luft-Gemisches periodisch erfolgt, und in → Gasturbinen, d. s. V. mit kontinuierlichem Arbeitsablauf.



2 Arbeitsweise des Viertakt-Ottomotors. *A* 1. Takt: Ansaugen (Einlaßventil geöffnet); *B* 2. Takt: Verdichten; *C* 3. Takt (Arbeitstakt): Verbrennen und Ausdehnen (bei *B* und *C* beide Ventile geschlossen); *D* 4. Takt: Ausschieben (Auslaßventil geöffnet). *a* Kolben, *b* Pleuelstange, *c* Kurbelwelle, *d* Einlaßventil, *e* Auslaßventil, *f* Zündkerze, *g* Vergaser



3 Arbeitsweise des Zweitakt-Ottomotors. *A* und *B*: 1. Takt, *C* und *D*: 2. Takt. *A*: Der Zündfunke springt über und bringt das beim vorhergehenden Takt verdichtete Kraftstoff-Luft-Gemisch zur Verbrennung, gleichzeitig wird das Kurbelgehäuse mit frischem Gemisch geladen. *B*: Die verbrannten Gase strömen aus, das angesaugte frische Gemisch wird im Kurbelgehäuse vorverdichtet. *C*: Das vorverdichtete Gemisch strömt durch den Überströmkanal in den Zylinder, der Rest der verbrannten Gase wird ausgeschoben. *D*: Das Gemisch wird verdichtet und im nächsten Takt gezündet, gleichzeitig strömt frisches Gemisch in das Kurbelgehäuse ein. *a* Kolben (Nasenkolben), *b* Pleuelstange, *c* Kurbelwelle, *d* Einlaßkanal, *e* Auslaßkanal, *f* Zündkerze, *g* Kurbelgehäuse, das gleichzeitig als Spül- und Ladepumpe dient, *h* Überströmkanal

Verbrennungsmotor, eine Verbrennungskraftmaschine, bei der die Verbrennung des Kraftstoff-Luft-Gemisches periodisch erfolgt. V.en sind Kolbenmaschinen; man unterscheidet Hubkolben- und Rotationskolbenmotoren. Die wichtigsten Hubkolbenmotoren sind der Otto- und der Dieselmotor.

Der *Ottomotor* (*Verpuffungs-, Gleichraumverfahren,* Abb. 1) arbeitet mit einem Kraftstoff-Luft-Gemisch, das im Vergaser erzeugt wird.

Der Arbeitsgang kann nach dem Viertakt- oder dem Zweitaktverfahren erfolgen. Beim Viertaktverfahren (Abb. 2) umfaßt ein Arbeitsspiel im Zylinder zwei Umdrehungen der Kurbelwelle entsprechend vier Kolbenhüben oder Takten.

1. Takt: Ansaugen des Kraftstoff-Luft-Gemisches.

2. Takt: Verdichten und Zünden.

3. Takt: Verbrennen des verdichteten Gemisches, wodurch die Arbeit geleistet wird (Arbeitstakt).

4. Takt: Ausschieben der Abgase.

Beim Zweitaktverfahren (Abb. 3) gehört zu einem Arbeitsspiel eine Umdrehung der Kurbelwelle entsprechend zwei Kolbenhüben oder Takten.

1. Takt: Verdichten und Zünden, parallel Ansaugen des Gemisches in das Kurbelgehäuse.

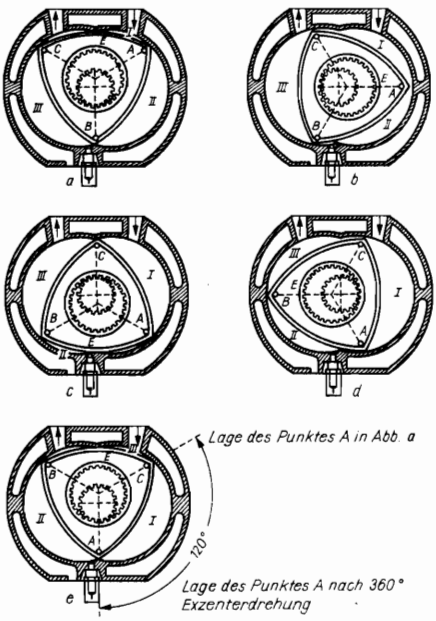
2. Takt: Verbrennen des verdichteten Gemisches (Arbeitstakt) sowie Ausschieben der Abgase.

Der Eintritt des Gemisches und der Austritt der Abgase werden dabei durch Kanäle im Zylinder geregelt, die vom Kolben zu bestimmten Zeitpunkten freigegeben und verschlossen werden. Während des ersten Taktes vollzieht sich dabei unterhalb des Kolbens der Ansaugprozeß des neuen Gemisches und während des zweiten Taktes die Vorverdichtung des angesaugten Gemisches bis zum Überströmen in den Arbeitsraum.

Beim *Dieselmotor* (*Gleichdruckverfahren,* Abb. 4) verwendet man Dieselöl als Kraftstoff. Der Arbeitsablauf kann ebenfalls im Zweitakt- oder Viertaktverfahren erfolgen. Infolge des hohen Verdichtungsverhältnisses hat der Dieselmotor einen besseren Wirkungsgrad als der Ottomotor. Voraussetzung ist eine vollkommene Verbrennung, die nur durch gute Vermischung der Luft und des Kraftstoffes erreichbar ist.

Der Rotationskolbenmotor hat im Gegensatz zum Hubkolbenmotor nur rotierende Teile. Man unterteilt in Drehkolben-, Kreiskolben- und Umlaufkolbenmotoren. Drehkolbenmotoren haben nur gleichförmig sich drehende Teile. Kreiskolbenmotoren haben nur gleichförmig bewegte Teile, es kreist jedoch mindestens ein Teil, d. h., sein Schwerpunkt läuft auf einer Kreisbahn gleichförmig um, und es dreht sich zusätzlich gleichförmig um seinen Schwerpunkt. Umlaufkolbenmotoren sind drehkolben- oder kreiskolbenartige Motoren, bei denen sich stets ein Teil ungleichförmig bewegt, weshalb sie sich nur für niedrige Drehzahlen

eignen. Die bekannteste Form der Rotationskolbenmotoren ist der *Wankelmotor*. Er besteht aus dem Gehäuse, dem Läufer (Kolben) und der Exzenterwelle. Im Gehäuse bewegt sich der dreieckige Läufer so, daß seine Eckpunkte stets am Gehäuseumfang anliegen; der Läufer ist also die Einhüllende des trochoidenförmigen Gehäuses (→ Rollkurven 2). Der Läufer ist auf der Exzenterwelle gelagert, deren Achse durch den Gehäusemittelpunkt geht und die Drehmomentenweiterleitung übernimmt. Außer der durch den Exzenter hervorgerufenen Hubbewegung vollführt der Läufer eine Drehung um die Exzenterwelle. Der Läufer bildet mit dem Gehäuse drei Arbeitsräume (Kammern), die sich periodisch vergrößern und verkleinern. In Abb. 5



5 Arbeitsweise des Wankelmotors. *I*, *II*, *III* Arbeitsräume, *A*, *B*, *C* Läufereckpunkte, *E* Stellung der Exzenterwelle

ist erkennbar, daß das Volumen der Kammer I von 5a bis 5d zunimmt. Durch den Einlaßkanal wird dabei Kraftstoff-Luft-Gemisch angesaugt. Nachdem in Abb. 5e die Ecke C den Einlaßkanal verschlossen hat, beginnt für die Kammer I die Verdichtung des Gemisches. In dieser Stellung haben sich der Läufer um 120°, die Exzenterwelle um 360° gedreht; drei Umdrehungen der Exzenterwelle entsprechen einer Umdrehung des Läufers. Der weitere Fortgang des Arbeitsspieles ist anhand der Kammer II zu verfolgen. Aus Abb. 5b ist ersichtlich, daß in Kammer II verdichtet wird. In Abb. 5c hat die Kammer II das Volumenminimum erreicht, in Abb. 5d und e erfolgt die Verbrennung und Ausdehnung des Gemisches in der Kammer II, nachdem kurz vor der Stellung des Läufers in Abb. 5c die Zündung erfolgt ist. Das Ausschieben der verbrannten Gase ist anhand der Kammer III zu verfolgen. Nachdem in Abb. 5b die Ecke C den Auslaßkanal freigegeben hat, wird das Abgas ausgeschoben. Die Arbeitsweise des Wankelmotors ist ein Viertaktprozeß mit den in sich abgeschlossenen Takten Ansaugen, Verdichten, Ausdehnen und Ausschieben, die jeweils in einer der Kammern ablaufen.

Lit. Inosemzew: Wärmekraftmaschinen, Bd 1 (dtsch Berlin 1954); Jante: V.en (Berlin 1952); Über V.en und Kraftfahrwesen (Bd 1, Berlin 1956, Bd 2 1959).

Verbrennungstemperatur, die theoretische Grenztemperatur, die bei der Verbrennung eines Brennstoffes erreicht werden kann, wenn die Verbrennung ohne Wärmeabgabe an die Umgebung erfolgt. Sie kann aus dem Heizwert und der spezifischen Wärmekapazität der Abgase berechnet werden. Die tatsächlich vorhandene Temperatur ist wegen der unvermeidlichen Verluste stets niedriger.

Verbrennungswärme, die bei einer Verbrennung entstehende Reaktionswärme. Man muß unterscheiden zwischen der V. bei konstantem Druck (*Verbrennungsenthalpie* ΔH_V) und konstantem Volumen (*Verbrennungsenergie* ΔU_V). Die V. wird meist auf 1 Mol bezogen (*molare V.*). Gemessen werden Verbrennungswärmen flüssiger und fester Stoffe mit der kalorimetrischen Bombe (→ Kalorimeter 8) und gasförmiger Stoffe mit dem Junkers-Kalorimeter.

Der Begriff V. wird in der Technik auch für die früher übliche Bezeichnung oberer → Heizwert gebraucht.

Verbundkern, → Compoundzustand.

Verbundmaschine, → elektrische Maschine.

Verbundröhre, eine Elektronenröhre mit mehreren Elektrodensystemen in einem Röhrenkolben, z. B. Triode-Hexode für Mischschaltungen, Diode-Pentode für ZF-Verstärker und Demodulator, Triode-Pentode für NF-Verstärker.

Verdampfen, svw. Sieden.

Verdampferpumpe, *Sublimationspumpe*, eine → Getterpumpe, bei der die gasadsorbierende Schicht durch Verdampfung eines Metalls, z. B. Titan oder Barium, erzeugt wird. Titan verdampft durch Stromerhitzung von einem Wolframdraht und bildet auf der Innenwand des Pumpkörpers eine Getterschicht. Die hierauf chemisorbierten Gasteilchen werden von dem Titan fest gebunden, so daß sie nicht mehr in den zu evakuierenden Vakuumbehälter gelangen können. Durch nachfolgende Verdampfung des Titans oder eines anderen Gettermaterials wird die aktive Oberfläche ständig erneuert.

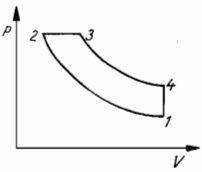
Das Saugvermögen ist für verschiedene Gase unterschiedlich. V.n dienen zur Erzeugung kohlenwasserstofffreier Vakua; sie haben ein hohes Saugvermögen im Übergangsgebiet vom Feinzum Hochvakuum und werden daher häufig als Vorpumpe für Ionenzerstäuberpumpen eingesetzt.

Verdampfung, 1) → Sieden. **2)** Kernphysik: → Kernverdampfung.

Verdampfungsgeschwindigkeit, die Zahl der Moleküle einer Substanz, die je cm^2 und s von der freien Oberfläche einer Flüssigkeit oder eines festen Körpers verdampfen.

Verdampfungskoeffizient, → Hertz-Knudsen-Formel.

Verdampfungsspektrum, theoretische Form des Spektrums der bei der unelastischen Neutronenstreuung emittierten Neutronen. Aus dem statistischen Kernmodell folgt die Spektrenform



4 Theoretischer Prozeßablauf beim Dieselverfahren. *1* Füllung des Zylinderraums mit Luft, *1* bis *2* Verdichtung der Luft, *2* Einspritzung des Brennstoffs in die hochverdichtete, über die Entzündungstemperatur des Brennstoffs erhitzte Luft, nachfolgend Selbstentzündung des Brennstoffs, *2* bis *3* Verbrennung des Brennstoffs bei konstantem Druck, *3* bis *4* Expansion, *4* Ausströmen der Abgase

$N(E) \sim E \cdot e^{-E/T}$ mit der Kerntemperatur T des Endkerns. Wegen der großen Ähnlichkeit mit dieser Form wird häufig auch das gemessene Spektrum der unelastischen Neutronenstreuung als V. bezeichnet. Abweichungen des gemessenen Spektrums vom V. treten bei großen Energiewerten, bedingt durch Beimischungen direkter Kernprozesse sowie bei geringen Energien, bedingt durch (n, 2n) Prozesse, auf.

Verdampfungswärme, → Sieden.

Verdeckungseffekt, *akustischer V.*, das Wahrnehmen des lauteren Tones von zwei mit unterschiedlicher Frequenz und Lautstärke das Ohr treffenden Tönen, während der leisere mehr oder weniger verdeckt wird. Dieser V. ist stärker, wenn der leisere gleichzeitig der höhere Ton ist. Laute Geräusche können ganze Frequenzbereiche verdecken, so daß für andere Schallsignale in diesen Bereichen die Hörschwelle heraufgesetzt erscheint.

Verdetsche Konstante, → Faraday-Effekt, → Drehvermögen 2).

Verdichter, → Kompressor.

Verdichtungsdruck, der Druck in der Austrittsöffnung einer arbeitenden Vakuumpumpe.

Verdichtungsstoß, mit Entropiezunahme verbundene unstetige Zustandsänderung in Überschallströmungen. In der → Stoßfront nehmen Dichte, Druck, Temperatur und Schallgeschwindigkeit des Gases plötzlich zu, Strömungsgeschwindigkeit, Ruhedruck und Ruhedichte nehmen ab, Ruhetemperatur, kritische Schallgeschwindigkeit, Strom- und Impulsdichte bleiben konstant. Die sprunghafte Zustandsänderung ist eine Idealisierung, weil die dabei auftretenden, unendlich großen Gradienten von Geschwindigkeit und Temperatur bei verschwindender Zähigkeit oder Wärmeleitfähigkeit eine endliche Dissipation bewirken. In Wirklichkeit erfolgt der Übergang der Gaszustände in einem endlichen Bereich, dessen Breite von der Größenordnung der freien Weglänge der Gasmoleküle ist. Die Vorgänge sind in den Einzelheiten nur durch molekular-physikalische Betrachtungen zu verfolgen. In Strömungen realer Gase, die als Kontinuum betrachtet werden dürfen, kann jedoch der V. als unstetige Zustandsänderung behandelt werden. Für einen starken V. verwendet man auch die Bezeichnung *Stoßwelle* oder *Schockwelle* (→ Druckwelle). Die → Machsche Welle ist ein V. verschwindender Stärke.

Nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik tritt ein zum V. umgekehrter Vorgang, ein Verdünnungsstoß, nicht auf, weil er mit einer Entropieverminderung verbunden wäre. Der V. besitzt ein Analogon im Wassersprung (→ Schießen und Strömen, → Analogie).

Man unterscheidet den senkrechten V., bei dem die Stoßfront senkrecht zu den Stromlinien steht (→ Strömungsfeld), und den schrägen V., bei dem die Stoßfront gegen die Zuströmrichtung geneigt und mit einer Strömungsablenkung verbunden ist. In senkrechten und schrägen Verdichtungsstößen mit gerader Stoßfront nimmt die Entropie in jedem Punkt um den gleichen Betrag zu, deshalb ist die Strömung hinter dem V. bei homogener Zuströmung wieder isentrop und drehungsfrei. Hinter einem gekrümmten V. ist die Strömung drehungsbehaftet, weil der Entropiezuwachs von Stromlinie zu Stromlinie verschieden ist.

1) *Senkrechter V.* Der senkrechte stationäre V. kann als ein eindimensionaler Strömungsvorgang angesehen werden. Er entsteht z. B. in einem kreiszylindrischen Rohr konstanten Querschnitts A, wenn stromabwärts ein höherer Druck als stromaufwärts vorliegt. Zur Ableitung der Grundgleichungen des senkrechten V.es sind die Zustandsgrößen vor dem Stoß ohne Index geschrieben, die nach dem Stoß sind mit Dach gekennzeichnet. Folgende Bezeichnungen werden verwendet: c bedeutet die Geschwindigkeit, ϱ die Dichte des Strömungsmediums, p den statischen Druck, i die Enthalpie, s die Entropie, c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, T die absolute Temperatur, $\varkappa$ den Isentropenexponent, R die Gaskonstante, g die Erdbeschleunigung, a^* die kritische Schallgeschwindigkeit, a die örtliche Schallgeschwindigkeit, $\mathrm{Ma}^* = c/a^*$ bzw. $\mathrm{Ma} = c/a$ die Machzahl. Der Index R kennzeichnet den Ruhezustand (→ Kesselzustand). Unter Beachtung konstanter Querschnittsfläche A lauten die Grundgleichungen des senkrechten V.es:

Kontinuitätsgleichung:

$$\varrho \cdot c = \hat{\varrho} \cdot \hat{c} \tag{1}$$

Impulssatz der Strömungslehre:

$$\varrho \cdot c(c - \hat{c}) = \hat{p} - p \tag{2}$$

Energiegleichung:

$$c^2/2 + i = \hat{c}^2/2 + \hat{i} \tag{3}$$

Bei der Aufstellung der Gleichung (2) konnten Reibungskräfte wegen der sehr geringen Stoßfronttiefe vernachlässigt werden. Die Ruheenthalpie i_R bleibt beim Stoßdurchgang konstant, wenn von außen keine Wärme zugeführt wird. Die Wärmeabfuhr ist dabei auf Grund der verschwindenden Tiefe der Stoßfront vernachlässigbar. Aus Gleichung (3) folgt für ideale Gase konstanter spezifischer Wärme, da $i_R = \hat{i}_R$ ist, unter Berücksichtigung der Beziehungen $i_R = c_p \cdot T_R$ bzw. $\hat{i}_R = c_p \cdot \hat{T}_R$ sofort, daß die Ruhetemperatur beim Stoßdurchgang konstant bleibt: $T_R = \hat{T}_R$. Aus den Gasgleichungen $p_R = \varrho_R \cdot g \cdot R \cdot T_R$ bzw. $\hat{p}_R = \hat{\varrho}_R \cdot g \cdot R \cdot \hat{T}_R$ ergibt sich dann $p_R/\varrho_R = \hat{p}_R/\hat{\varrho}_R$.

Zur Ableitung der Beziehung zwischen den Machzahlen Ma* vor dem Stoß und $\hat{\mathrm{Ma}}^*$ nach dem Stoß eliminiert man aus Gleichung (2) mit Hilfe der Gasgleichung den Druck:

$$\varrho \cdot c(c - \hat{c}) = \varrho \cdot g \cdot R \cdot T_R \left(\frac{\hat{\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{\hat{T}}{T_R} - \frac{T}{T_R} \right).$$

Wird für $\hat{\varrho}/\varrho$ nach der Kontinuitätsgleichung $c/\hat{c} = \mathrm{Ma}^*/\hat{\mathrm{Ma}}^*$ und für die Temperaturverhältnisse $T/T_R = 1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \mathrm{Ma}^{*2}$ bzw. $\hat{T}/T_R = 1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \hat{\mathrm{Ma}}^{*2}$ geschrieben, so ergibt sich

$$c(c - \hat{c}) = \frac{\varrho \cdot g \cdot R \cdot T_R}{\varkappa} \left[\frac{\mathrm{Ma}^*}{\hat{\mathrm{Ma}}^*} \left(1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \hat{\mathrm{Ma}}^{*2} \right) - \left(1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \hat{\mathrm{Ma}}^{*2} \right) \right],$$

und unter Berücksichtigung der Beziehung $\frac{\varkappa \cdot g \cdot R \cdot T_R}{\varkappa} = a^{*2} \frac{\varkappa + 1}{2 \cdot \varkappa}$ folgt daraus

$$\left(\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} - \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1}\right) \hat{\mathrm{Ma}}^{*2} + \left[\frac{1}{\mathrm{Ma}^*} - \left(\frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} - \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1}\right) \cdot \mathrm{Ma}^*\right] \hat{\mathrm{Ma}}^* - 1 = 0.$$

Die Rechnung wird unabhängig von $\varkappa$, weil der in runden Klammern stehende Ausdruck genau -1 ist: $\hat{\mathrm{Ma}}^{*2} - (1/\mathrm{Ma}^* + \mathrm{Ma}^*)\,\hat{\mathrm{Ma}}^* + 1 = 0$. Diese quadratische Gleichung liefert außer der trivialen Lösung $\hat{\mathrm{Ma}}^* = \mathrm{Ma}^*$ noch die Lösung

$$\hat{\mathrm{Ma}}^* = 1/\mathrm{Ma}^*. \qquad (4)$$

Daraus ist zu ersehen, daß ein senkrechter V. eine Gasströmung immer aus dem Überschallgebiet $\mathrm{Ma}^* > 1$ in das Unterschallgebiet $\hat{\mathrm{Ma}}^* < 1$ überführt. Je größer Ma* ist, um so stärker wird der V. sein, und um so kleiner wird $\hat{\mathrm{Ma}}^*$ sein. Die kleinste Machzahl hinter dem Stoß wird bei $\hat{\mathrm{Ma}}^*_{\max} = \sqrt{(\varkappa + 1)/(\varkappa - 1)}$ erreicht und beträgt $\mathrm{Ma}^*_{\min} = \sqrt{(\varkappa - 1)/(\varkappa + 1)}$. Mit sinkender Zuström-Machzahl Ma* wird der Stoß schwächer und verschwindet für $\mathrm{Ma}^* = 1$ ganz. Das Verhältnis der Dichten hinter und vor dem V. ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung (1) und aus der Beziehung (4):

$$\hat{\varrho}/\varrho = c/\hat{c} = \mathrm{Ma}^*/\hat{\mathrm{Ma}}^* = \mathrm{Ma}^{*2}.$$

Die durch den senkrechten V. maximal erreichbare Verdichtung des Gases ist ein endlicher Wert, der bei Strömen mit $\mathrm{Ma}^*_{\max} = \sqrt{(\varkappa + 1)/(\varkappa - 1)}$ auftritt: $(\hat{\varrho}/\varrho)_{\max} = (\varkappa + 1)/(\varkappa - 1)$. Die Vergrößerung des Dichteverhältnisses im senkrechten V. beträgt z. B. für zweiatomige Gase mit $\varkappa = 1{,}4$ nicht mehr als das Sechsfache. Bei isentroper Verdichtung existiert keine obere Grenze. Den Zusammenhang zwischen Druck und Dichte im Stoß erhält man, wenn die aus Gleichung (1) und (2) eliminierten Geschwindigkeiten $c = \sqrt{\frac{\hat{\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{(\hat{p} - p)}{(\hat{\varrho} - \varrho)}}$ und $\hat{c} = \sqrt{\frac{\varrho}{\hat{\varrho}} \cdot \frac{(\hat{p} - p)}{(\hat{\varrho} - \varrho)}}$ in Gleichung (3) eingesetzt werden und wenn noch berücksichtigt wird, daß $i = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p}{\varrho}$ bzw. $\hat{\imath} = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot (\hat{p}/\hat{\varrho})$ ist:

$$\frac{\hat{p}}{p} - \frac{\hat{\varrho}}{\varrho} = \frac{\varkappa - 1}{2}\left(1 + \frac{\hat{p}}{p}\right) \cdot \left(\frac{\hat{\varrho}}{\varrho} + 1\right).$$

Diese Gleichung bezeichnet man als *Hugoniot-Gleichung*. Aufgelöst nach dem Dichteverhältnis ergibt sich

$$\frac{\hat{\varrho}}{\varrho} = \frac{c}{\hat{c}} = \frac{\mathrm{Ma}^*}{\hat{\mathrm{Ma}}^*} = \frac{1 + \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1} \cdot \frac{\hat{p}}{p}}{\frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1} + \frac{\hat{p}}{p}}.$$

Die graphische Darstellung der Hugoniot-Gleichung in der Form $\hat{p}/p = f(\hat{\varrho}/\varrho)$ wird als *Hugoniot-Kurve* (Abb. 1) bezeichnet. Die Kurve weicht bei schwachen Stößen nur wenig vom Verlauf der Isentropen $\hat{p}/p = (\hat{\varrho}/\varrho)^{\varkappa}$ ab und besitzt eine senkrechte Asymptote, die für Luft bei $(\hat{\varrho}/\varrho)_{\max} \approx 6$ liegt. Der Entropiezuwachs durch den V. beträgt

$$\hat{s} - s = c_v \cdot \ln \frac{\hat{p}}{p} \cdot \left(\frac{\varrho}{\hat{\varrho}}\right)^{\varkappa} =$$

$$= c_v \ln\left[1 + \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1}(\mathrm{Ma}^2 - 1)\right] \times$$

$$\times \left[1 - \frac{2}{\varkappa + 1}\left(1 - \frac{1}{\mathrm{Ma}^2}\right)\right].$$

Für $(\mathrm{Ma}^2 - 1) < 1$ kann diese Gleichung in eine Reihe entwickelt werden: $\hat{s} - s = c_v \frac{2\varkappa(\varkappa - 1)}{3(\varkappa + 1)^2}(\mathrm{Ma}^2 - 1)^3 - + \cdots$ Bei schwachen Stößen ist der Entropiezuwachs somit proportional zu $(\mathrm{Ma}^2 - 1)^3$ bzw. zu $\left(\frac{\hat{p} - p}{p}\right)^3$.

Hugoniot-Kurve und Isentrope haben im Anfangspunkt $\hat{p}/p = \hat{\varrho}/\varrho = 1$ die gleiche Tangente. Man kann deshalb Gasströmungen mit schwachen Verdichtungsstößen noch als isentrop ansehen. Die Gleichung für die Entropiezunahme zeigt nochmals, daß Verdichtungsstöße nur in Überschallströmungen möglich sind, denn nur für $\mathrm{Ma} > 1$ ist $\hat{s} - s > 0$. Das Verhältnis der örtlichen Drücke vor und hinter dem Stoß kann nach einigen Umformungen aus vorstehenden Gleichungen als Funktion der Machzahl Ma bzw. Ma* vor dem V. ausgedrückt werden:

$$\hat{p}/p = \frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} \cdot \mathrm{Ma}^2 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \quad \text{bzw.}$$

$$\hat{p}/p = \frac{\mathrm{Ma}^{*2} - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}}{1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\mathrm{Ma}^{*2}}.$$

Zur Bestimmung der Ruhedichte- und Ruhedruckverhältnisse nach dem Stoß wird von den Gleichungen

$$\varrho/\varrho_R = \left[1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \mathrm{Ma}^{*2}\right]^{1/(\varkappa - 1)} \quad \text{und}$$

$$\hat{\varrho}/\hat{\varrho}_R = \left[1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\hat{\mathrm{Ma}}^{*2}\right]^{1/(\varkappa - 1)} =$$

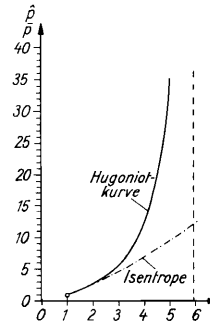
$$= \left[1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \frac{1}{\mathrm{Ma}^{*2}}\right]^{1/(\varkappa - 1)}$$

ausgegangen. Beachtet man die Kontinuitätsgleichung und setzt $\hat{\varrho}/\varrho = \mathrm{Ma}^{*2}$, so erhält man die Bestimmungsgleichung

$$\hat{\varrho}_R/\varrho_R = \hat{p}_R/p_R =$$

$$= \mathrm{Ma}^{*2}\left[\frac{1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \mathrm{Ma}^{*2}}{1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1} \cdot \frac{1}{\mathrm{Ma}^{*2}}}\right]^{1/(\varkappa - 1)} \qquad (5)$$

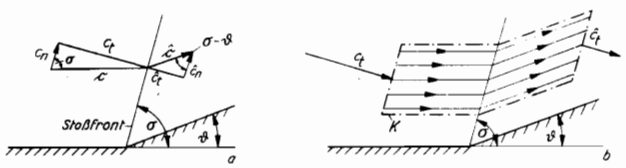
Da T_R = konst. ist, folgt aus der Gasgleichung die in Gleichung (5) benutzte Beziehung $\hat{\varrho}_R/\varrho_R = \hat{p}_R/p_R$. Durch Gleichung (5) ist der Verlust an Ruhedruck infolge eines senkrechten V.es gegeben, der den Wellenwiderstand (→ Strömungswiderstand) bestimmt. Der Ruhedruckverlust ist bei geringen Überschallgeschwindigkeiten klein, nimmt aber bei großen Zuström-Machzahlen beträchtliche Werte an. Das Verhältnis $\hat{p}_R/p_R$ ist im Ausströmdiagramm (→ Ausströmen) dargestellt und kann dem in Abschn. 3) behandelten Stoßpolarendiagramm



1 Hugoniot-Kurve und Isentrope

entnommen werden. Die Zustände unmittelbar vor und hinter dem V. sind durch die Berührungspunkte der Tangente an die Druckkurven $p = f(\mathrm{Ma}^*)$ und $\hat{p} = f(\mathrm{Ma}^*)$ gegeben (→ Ausströmen). Die Tangente schneidet die Ordinate im Abstand $p + \varrho \cdot c^2 = \hat{p} + \hat{\varrho} \cdot \hat{c}^2$. Das bisher betrachtete System, bei dem der V. ruht und das Gas mit $\mathrm{Ma}^* > 1$ auf die Stoßfront zuströmt und mit $\hat{\mathrm{Ma}}^*$ abströmt, ist für die Rohrströmung geeignet. Breitet sich eine Stoßwelle in ein ruhendes Gas aus, so folgt das Medium dem Stoß mit der Machzahl $\mathrm{Ma}^* = \frac{1}{\mathrm{Ma}^*}$. Die Stoßwelle selbst bewegt sich mit Überschallgeschwindigkeit fort (→ Druckwelle).

2) *Schräger V.* Der schräge V. tritt in der Natur häufiger auf als der senkrechte. Er entsteht, wenn die Überschallströmung beim Durchgang durch den V. ihre Richtung ändern muß. So bildet sich bei der Strömung längs einer konkaven Ecke ein Stoß, beim Strömen entlang einer konvexen Ecke (→ Prandtl-Meyer-Strömung) jedoch ein Verdünnungsfächer. Die an Körpern in Überschallströmungen auftretenden Kopfwellen und Schwanzwellen stellen schräge Verdichtungsstöße dar. Zur Ableitung der Grundgleichungen des schrägen V.es werden zusätzlich zu den in Abschn. 1) definierten Größen noch folgende Bezeichnungen verwendet (Abb. 2a): σ = Stoßwinkel (Winkel zwischen Zuströmrichtung und Stoßfront), ϑ = Ablenkwinkel der Strömung. Der Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ wird in die Komponenten senkrecht (Index n) und parallel (Index t) zur Stoßfront zerlegt: c_n und c_t. Entsprechendes gilt für den Geschwindigkeitsvektor $\hat{\vec{c}}$ hinter dem Stoß. Zur Anwendung des Impulssatzes der Strömungslehre wird entsprechend Abb. 2b eine Kontrollfläche K gewählt, die von zwei Stromlinien und je einer Parallelen zur Stoßfront vor und hinter dem Stoß gebildet wird. Entsprechend den Gleichungen (1) bis (3) für den senkrechten V. lauten die Grundgleichungen für den schrägen V.:



2 Schräger Verdichtungsstoß: *a* Erläuterung der Bezeichnungen, *b* Kontrollfläche zur Anwendung des Impulssatzes

Kontinuitätsgleichung:

$$\varrho \cdot c_n = \hat{\varrho} \cdot \hat{c}_n. \tag{6}$$

Impulssatz senkrecht zur Stoßfront:

$$p + \varrho \cdot c^2 = \hat{p} + \hat{\varrho} \cdot \hat{c}_n^2. \tag{7}$$

Impulssatz parallel zur Stoßfront:

$$\varrho \cdot c_n \cdot c_t = \hat{\varrho} \cdot \hat{c}_n \cdot \hat{c}_t. \tag{8}$$

Energiegleichung:

$$\tfrac{1}{2}(c_n^2 + c_t^2) + i = \tfrac{1}{2}(\hat{c}_n^2 + \hat{c}_t^2) + \hat{i}. \tag{9}$$

Aus Gleichung (6) und (8) folgt sofort $c_t = \hat{c}_t$.

Da beim Stoßdurchgang die tangentialen Geschwindigkeitskomponenten unverändert bleiben, kann dem gesamten System eine Geschwindigkeit $-c_t$ überlagert werden. Damit bleiben in dem Relativsystem nur die normal zur Stoßfront stehenden Geschwindigkeitskomponenten erhalten, und die Berechnung des schrägen V.es ist auf die Berechnung des senkrechten V.es zurückgeführt. Diese Tatsache kann auch folgendermaßen ausgedrückt werden: Eine zweidimensionale Strömung mit schrägem V. erhält man, indem der eindimensionalen Strömung mit senkrechtem V. eine konstante Geschwindigkeit c_t überlagert wird. Dadurch ändert sich zwar die Kinematik der Strömung, die statischen und thermodynamischen Beziehungen für Druck, Dichte und Temperatur vor und hinter dem Stoß bleiben jedoch unverändert. Im Gegensatz zum senkrechten V. ändert sich beim schrägen V. nicht die Geschwindigkeit c, sondern nur ihre Normalkomponente c_n beim Stoßdurchgang sprunghaft. Deshalb liegt hinter einem schrägen V. meist noch Überschallströmung $\hat{\mathrm{Ma}}^* > 1$ vor. Berücksichtigt man in den Grundgleichungen (6) bis (9) die Beziehung $c_t = \hat{c}_t$, so bleiben nur die drei Gleichungen

$$\varrho c_n = \hat{\varrho} \cdot \hat{c}_n$$
$$p + \varrho \cdot c_n^2 = \hat{p} + \hat{\varrho} \cdot \hat{c}_n^2$$
$$c_n^2/2 + i = \hat{c}_n^2/2 + \hat{i}$$

übrig. Sie stimmen mit den Gleichungen (1) bis (3) des senkrechten V.es überein, wenn c_n und $\hat{c}_n$ durch c bzw. $\hat{c}$ ersetzt werden. Um alle für den senkrechten V. abgeleiteten Beziehungen auch für den schrägen V. anwenden zu können, muß außerdem beachtet werden, daß im Relativsystem nur die Ruhetemperatur T_{Rn} auftritt, die den Aufstau der Strömung mit der Geschwindigkeit c_n enthält: $T_{\mathrm{Rn}} = \hat{T}_{\mathrm{Rn}} = T + \frac{c_n^2}{2g}$. Damit unterscheiden sich auch die kritischen Schallgeschwindigkeiten a^* und a_n^*. Die Machzahlen vor und hinter dem Stoß sind dann in der Form $\mathrm{Ma}_n^* = c_n/a_n^*$ bzw. $\hat{\mathrm{Ma}}_n^* = \hat{c}_n/a_n^*$ an Stelle von Ma^* bzw. $\hat{\mathrm{Ma}}^*$ in die für den senkrechten Stoß abgeleiteten Gleichungen einzusetzen. Zwischen ihnen besteht entsprechend Gleichung (4) der Zusammenhang

$$\hat{\mathrm{Ma}}_n^* = 1/\mathrm{Ma}_n^*, \tag{10}$$

wobei nach Abb. 2a noch $\hat{\mathrm{Ma}}_n^* = \hat{\mathrm{Ma}}^* \cdot \sin(\sigma - \vartheta)$ und $\mathrm{Ma}_n^* = \mathrm{Ma}^* \cdot \sin\sigma$ eingeführt werden kann. Das Verhältnis der Tangentialkomponente zur Normalkomponente der Geschwindigkeit vor und hinter dem Stoß bestimmt sich zu $c_t/c_n = \cot\sigma$ und $c_t/\hat{c}_n = \cot(\sigma - \vartheta)$. Damit erhält man für $\mathrm{Ma}_n^*/\hat{\mathrm{Ma}}_n^*$ unter Berücksichtigung von Gleichung (10) $\mathrm{Ma}_n^*/\hat{\mathrm{Ma}}_n^* = \cot(\sigma - \vartheta)/\cot\sigma = \mathrm{Ma}_n^{*2}$. Nach kurzer Rechnung ergibt sich aus vorstehenden Gleichungen der Zusammenhang zwischen den Machzahlen vor und hinter dem Stoß:

$$\hat{\mathrm{Ma}}^{*2} = \mathrm{Ma}^{*2}\cos^2\sigma + \frac{\left(1 - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\mathrm{Ma}^{*2}\cos^2\sigma\right)^2}{\mathrm{Ma}^{*2}(1 - \cos^2\sigma)}.$$

Bei gleicher Zuström-Machzahl Ma ist der schräge V. immer schwächer als der senkrechte V. Das ist um so ausgeprägter, je kleiner der Winkel σ ist, wie aus der Gleichung $\frac{\hat{p}}{p} =$

$\frac{2\varkappa}{\varkappa+1}\,\mathrm{Ma}^2\sin^2\sigma - \frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}$ hervorgeht. Als Grenzwerte ergeben sich für $\sigma = 90°$ die Werte für den senkrechten V., und bei verschwindender Druckerhöhung $\hat{p} \approx p$ geht der schräge V. in die unendlich schwache Machsche Welle über, wobei der Neigungswinkel σ der Stoßfront gegen die Zuströmrichtung gleich dem Machschen Winkel α ist. Die Kopfwelle und die Schwanzwelle gehen in größerer Entfernung vom umströmten Körper in eine Machsche Welle über.

In schrägen Verdichtungsstößen tritt bei gleicher Zuström-Machzahl ein geringerer Ruhedruckverlust als in senkrechten auf:

$$\frac{\hat{p}_R}{p_R} = \mathrm{Ma}_n^{*2}\cdot\left[\frac{1-\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}\mathrm{Ma}_n^{*2}}{1-\frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}\frac{1}{\mathrm{Ma}_n^{*2}}}\right]^{1/(\varkappa-1)}$$

Diesen Umstand nutzt man beim Stoßdiffusor aus, der die Überschallgasströmung erst nach einer Reihe von schrägen Stößen durch einen senkrechten V. in das Unterschallgebiet überführt (→ Diffusor). Zwischen dem Umlenkwinkel ϑ, der Machzahl Ma und dem Winkel σ besteht der Zusammenhang

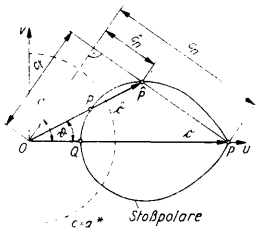
$$\tan\vartheta = \frac{2}{\tan\sigma}\cdot\frac{\mathrm{Ma}^2\sin^2\sigma - 1}{(\varkappa+\cos^2\sigma)\,\mathrm{Ma}^2+2}.$$

Für jede Zuström-Machzahl existiert bei einem bestimmten σ ein Maximalwert des Umlenkwinkels, der mit ϑ_{kr} bezeichnet wird. Selbst für $\mathrm{Ma}=\infty$ ist ϑ_{kr} endlich und beträgt z. B. für zweiatomige Gase 46°. Wenn an einem Strömungskörper $\vartheta > \vartheta_{kr}$ ist, löst sich der V. vom Körper ab. Es bildet sich eine abgelöste Kopfwelle, deren Front gekrümmt ist. Die quadratische Gleichung

$$\hat{\mathrm{Ma}}^2\sin^2(\sigma-\vartheta) = \frac{(\varkappa-1)\,\mathrm{Ma}^2\sin^2\sigma+2}{2\varkappa\,\mathrm{Ma}^2\sin^2\sigma-(\varkappa-1)}$$

zeigt, daß für jede Zuström-Machzahl $\mathrm{Ma} > 1$ und jeden Ablenkwinkel $\vartheta < \vartheta_{kr}$ zwei Werte von Ma existieren. Der eine liegt im Überschallgebiet, der andere jedoch im Unterschallgebiet. Versuche zeigten, daß von den zwei möglichen Lagen des schrägen V.es diejenige stabiler ist, bei der hinter dem Stoß noch Überschallgeschwindigkeit vorliegt. Der starke V., der zu Unterschallströmung führt, ist für den abgelösten V. von Bedeutung. Auf Grund der sehr geringen Tiefe der Stoßfront können die für ebene schräge Verdichtungsstöße abgeleiteten Gleichungen auch für rotationssymmetrische Verdichtungsstöße verwendet werden. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß in rotationssymmetrischer Strömung die Richtung der Gasströmung unmittelbar hinter dem Stoß nicht parallel zur Körperoberfläche verläuft. Der Ablenkwinkel ϑ der Strömung nähert sich asymptotisch dem halben Öffnungswinkel des Kegels. Bei gleichem Öffnungswinkel von Kegel und Keil ist der V. am Kegel schwächer als am Keil. Die für die Praxis wichtigste Aufgabe besteht darin, für den vorgegebenen Strömungszustand vor dem Stoß und für den bekannten geometrischen Ablenkwinkel ϑ den Strömungszustand hinter dem V. und die Lage des Stoßes selbst zu bestimmen. Das geschieht am einfachsten mit dem Stoßpolarendiagramm.

3) *Stoßpolarendiagramm* von Busemann. In der u, v-Hodographenebene (→ komplexe Methoden 1) werden von dem festen Anfangspunkt O aus der bekannte Geschwindigkeitsvektor $\vec{c}$ vor dem Stoß und die zu verschiedenen Ablenkwinkeln ϑ hinter dem V. gehörenden Geschwindigkeitsvektoren $\hat{\vec{c}}$ aufgetragen (Abb. 3). Die von den Endpunkten des Vektors



3 Stoßpolare

$\hat{\vec{c}}$ gebildete Kurve wird die zu $\vec{c}$ gehörige → Stoßpolare genannt und geht auf Busemann zurück. Sie liefert die geometrischen Beziehungen zwischen $\vec{c}$, $\hat{\vec{c}}$, ϑ und σ. In dem u, v-Koordinatensystem der Abb. 3 lautet die Gleichung der Stoßpolaren für den Punkt $\hat{P}$:

$$\hat{v}^2\cdot\left[\frac{a^{*2}}{u}-\frac{2}{\varkappa+1}\cdot u-\hat{u}\right] = (u-\hat{u})^2\left(\hat{u}-\frac{a^{*2}}{u}\right),$$

wobei zwischen den Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren und den u, v-Koordinaten folgende Beziehungen bestehen: $c_t = \hat{c}_t = u\cdot\cos\sigma$, $c_n = u\cdot\sin\sigma$, $\hat{c}_n = u\cdot\sin\sigma - \frac{\hat{v}}{\cos\sigma}$.

Die Stoßpolare ist durch die konstante Geschwindigkeit $c = u$ vor dem Stoß und durch die von der Ruhetemperatur T_R abhängige kritische Schallgeschwindigkeit a^* bestimmt. Die Stoßpolare ist eine Kurve dritter Ordnung, die als *kartesisches Blatt* bezeichnet wird. Die beiden Schnittpunkte P und Q der Stoßpolare mit der u-Achse liegen reziprok bezüglich des Kreises $c = a^*$ um den Anfangspunkt O. Dieser Kreis teilt die Stoßpolare in zwei Teile, denen Verdichtungsstöße mit Unter- bzw. Überschallgeschwindigkeiten hinter dem Stoß entsprechen. Im Punkt Q liegt der zu $\vec{c}$ gehörige senkrechte V. Der Punkt P der Stoßpolare ist der Doppelpunkt des kartesischen Blattes. Eine Fortsetzung der Kurve über P hinaus besitzt keine physikalische Bedeutung, da sie Verdünnungsstöße liefern würde. Für $\hat{P}\to P$ geht der V. in die Machsche Welle über. Der Stoßwinkel σ ist dann gleich dem Machschen Winkel α. Die Tangenten im Doppelpunkt der Stoßpolaren bilden daher mit der u-Achse den Winkel $\frac{\pi}{2}-\alpha$.

Damit wird bestätigt, daß der Stoßwinkel σ immer größer ist als der Machsche Winkel α. Der kritische Ablenkwinkel ϑ_{kr} ist der Winkel zwischen der Tangente vom Punkt O aus an die Stoßpolare und der Abszisse. Für $\vartheta < \vartheta_{kr}$ ergeben sich zwei Schnittpunkte $\hat{P}$ und $(\hat{P})$. Der erste Punkt entspricht dem schwächeren schrägen V., der zweite Punkt ist von Bedeutung für den abgelösten V. Für $\vartheta > \vartheta_{kr}$ existiert kein Schnittpunkt mit der Stoßpolaren. Der V. liegt

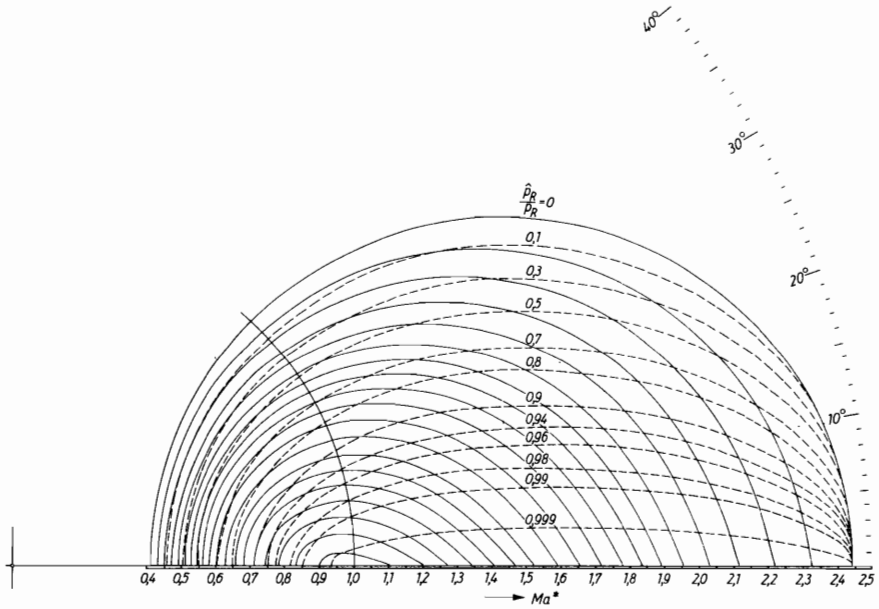
in diesem Fall vor dem Körper, und seine Front ist gekrümmt; man spricht von einer abgelösten → Kopfwelle. Der Stoß ist in der Symmetrieebene des Körpers zunächst senkrecht, geht in einen schrägen V. über und nähert sich in großer Querentfernung vom Körper der Richtung der Machschen Wellen. Längs der gekrümmten Stoßfront durchläuft der Stoßwinkel σ alle Werte zwischen $\sigma = \pi/2$ und $\sigma = \alpha$. Das Stoßpolarendiagramm besteht aus einer Anzahl Stoßpolaren für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten, die innerhalb des Überschallbereiches $a^* < c < c_{max}$ liegen. Es ist vorteilhaft, die im Stoßpolarendiagramm aufgetragenen Geschwindigkeiten mit der kritischen Schallgeschwindigkeit dimensionslos zu machen, so daß für $\frac{c}{a^*} = \mathrm{Ma}^*$, $c_n/a_u^* = \mathrm{Ma}_u^*$ und $\hat{c}_n/a_u^* = \hat{\mathrm{Ma}}_u^*$ geschrieben werden kann (Abb. 4). Für $\mathrm{Ma}_{max}^* = \sqrt{(\varkappa + 1)/(\varkappa - 1)}$ geht die Stoßpolare in einen Kreis über, für $\mathrm{Ma}^* = 1$ entartet sie zu einem Punkt. Alle übrigen Stoßpolaren liegen im Inneren dieses Kreises und umschließen den Punkt $\mathrm{Ma}^* = 1$. Das Ruhedruckverhältnis $\hat{p}_R/p_R$ ist in das Stoßpolarendiagramm noch mit eingetragen. Man erkennt, daß bei kleinen Ablenkwinkeln ϑ der Ruhedruckverlust gering ist. Bei senkrechten Stößen nimmt er mit steigender Machzahl Ma^* beträchtliche Werte an. Für Ma_{max}^* wird $\hat{p}_R/p_R$ unabhängig vom Ablenkwinkel ϑ gleich Null.

Ist für eine vorgegebene Machzahl Ma^* und einen bestimmten Ablenkwinkel ϑ die Machzahl $\hat{\mathrm{Ma}}^*$ hinter dem Stoß mit Hilfe des Stoßpolarendiagramms ermittelt, so können die restlichen Zustandsgrößen hinter dem V. mit Hilfe der in Abschn. 1) und 2) angegebenen Formeln berechnet werden.

Die in Hyperschallströmungen (→ Strömung) auftretenden Verdichtungsstöße können mit den in den Abschnitten 1 bis 3 abgeleiteten Beziehungen nicht behandelt werden, weil die mit ihnen verbundenen starken Temperaturerhöhungen zur Dissoziation oder sogar zur Ionisation des Gases führen.

4) *Behandlung von Verdichtungsstößen mit dem Charakteristikenverfahren.* Da schwache Verdichtungsstöße als isentrope Zustandsänderung angesehen werden können, sind sie auch mit Hilfe des → Charakteristikenverfahrens zu behandeln. Dabei entspricht die Charakteristik näherungsweise dem Bereich der Stoßpolaren, in dem der Ablenkwinkel ϑ klein ist.

5) *Reflexion und Überlagerung von Verdichtungsstößen.* Ebene geradlinige Stoßfronten ergeben sich, wenn ein in Parallelströmung vorhandener V. an einer festen Wand oder an einer freien Strahlgrenze reflektiert wird oder wenn sich zwei gegenläufige Verdichtungsstöße durchkreuzen oder ein V. von einem nachfolgenden Stoß überholt wird. Das Strömungsfeld setzt sich dabei teilweise aus Parallelströmungen und Verdünnungsfächern (→ Prandtl-Meyer-Strömung) zusammen. Trifft eine Stoßfront schräg auf eine Wand auf, so ist hinter dieser die Strömung der Wand zugekehrt. Für den reflektierten Stoß gibt es im Stoßpolarendiagramm zwei Lösungen, wobei der schwächere V. zu verwenden ist. Einfalls- und Reflexionswinkel der Stoßfront sind im allgemeinen verschieden; im Grenzfall sehr schwacher Verdichtungsstöße, der Machschen Wellen, stimmen sie überein. Bei der Reflexion eines Stoßes an einem freien Strahlrand, außerhalb dessen sich das Medium in Ruhe befindet, muß der Druck im Reflexionspunkt sprunghaft absinken. An dieser Stelle beginnt ein Verdünnungsfächer. Die Reflexion führt zu einem scharfen Knick im Strahlrand. Bei schwachen Stößen kann das Problem mit dem Stoßpolarendiagramm unter Zuhilfenahme des Charakteristikenverfahrens gelöst werden.



4 Stoßpolarendiagramm für $\varkappa = 1{,}4$

Liegen starke Stöße vor, so muß der Ruhedruckverlust berücksichtigt werden. Man verwendet dann zweckmäßig ein Diagramm, bei dem als kartesische Koordinaten $\log(\hat{p}/p)$ und der Ablenkwinkel ϑ verwendet werden. Darin stellen sich die Stoßpolaren in der Form von Herzkurven dar. Zum besseren Arbeiten mit diesem *Herzkurvendiagramm* sind in dieses noch Linien σ = konst. eingetragen. Mit Hilfe des Herzkurvendiagramms können das Durchkreuzen gegenläufiger Stöße, das Einholen zweier Verdichtungsstöße, drehungsbehaftete Strömungen hinter gekrümmten Stoßfronten, Überschallströmungen mit Trennungsflächen und der Gabelstoß behandelt werden. Der *Gabelstoß* ist eine besondere Art des V.es. Beim Zusammentreffen zweier Verdichtungsstöße kann oberhalb einer bestimmten Machzahl in der Zuströmung, die z. B. Ma = 1,2447 für $\varkappa$ = 1,405 beträgt, nur ein einziger Stoß abzweigen, ohne daß am Verzweigungspunkt ein Verdünnungsfächer auftritt. Dieser Gabelstoß tritt bei → Grenzschichtablösung in Wandnähe umströmter Körper und bei der Reflexion schräger instationärer Verdichtungsstöße an reibungsfreien Wänden auf. Die vom Verzweigungspunkt ausgehende Stromlinie stellt eine Trennungsfläche dar.

Lit. Abramowitsch: Angewandte Gasdynamik (dtsch Berlin 1958); Albring: Angewandte Strömungslehre (3. Aufl. Dresden 1966); Oswatitsch: Gasdynamik (Wien 1952); Sauer: Einführung in die theoretische Gasdynamik (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1960).

Verdichtungswelle, → Druckwelle.

Verdopplungszeit, die Zeitspanne, die zur Verdopplung des Neutronenflusses in einem Reaktor notwendig ist (→ Reaktivität, → Reaktorperiode). Bei Brutreaktoren bezeichnet man mit V. diejenige Zeit, nach deren Ablauf sich der Spaltstoffeinsatz verdoppeln würde.

Verdrängungsdicke, → Grenzschicht.

Verdrillung, svw. Torsion.

Verdünnungsanalyse, *Isotopenverdünnungsanalyse*, analytische Methode, mit der durch Zugabe eines markierten Stoffes (→ Tracer) die Menge des gleichen, aber unmarkierten Stoffes in einem Gemisch bestimmt werden kann.

Verdünnungsfächer, → Prandtl-Meyer-Strömung.

Verdünnungswärme, → Lösungswärme.

Verdünnungswelle, → Druckwelle.

Verdunstung, der langsame Übergang eines flüssigen Stoffes in den gasförmigen Zustand unterhalb der normalen Siedetemperatur des jeweiligen Stoffes. Die V. vollzieht sich im Gegensatz zum → Sieden nur an der Oberfläche der verdunstenden Flüssigkeit. Die V. nimmt mit steigender Temperatur zu und geht am Siedepunkt in den Siedeprozeß über. Bei der V. wird Wärme verbraucht, die der Flüssigkeit und der Umgebung entzogen wird. Dieser Wärmeentzug bewirkt eine *Verdunstungskühlung*. Die Wirksamkeit der Kühlung hängt vor allem ab von der Diffusion des Dampfes über der Oberfläche der Flüssigkeit. Man erhöht sie durch große Oberflächen, lange Berührungszeit und große Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und Gas. Die Verdunstungskühlung wird z. B. in Kühltürmen für Kühlwasser ausgenutzt.

Wichtig für den Wasserkreislauf der Erde ist die V. der Wasserflächen, der Bodenfeuchtigkeit, der Pflanzen, der Schneeflächen u. ä. Äcker und Wiesen geben wenig, Wälder viel Wasser durch V. ab. Die V. des Wassers bestimmt in der Natur die Luftfeuchtigkeit. Dasselbe Wasser fällt im Wechsel zwischen Niederschlag und V. etwa 30- bis 40mal im Jahr nieder. Der Wasserkreislauf zwischen Meer und Land ist nur ein Teil dieser Vorgänge.

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, *VIK Dubna*, erstes, am 26. 3. 1956 in Dubna (130 km nördlich von Moskau am Wolgaufer zwischen Moskauer Meer und Dubnaeinmündung gelegen) mit dem Ziel gegründetes Großforschungszentrum der sozialistischen Länder, auf die friedliche Nutzung der Kernenergie gerichtete Grundlagenforschung auf dem Gebiet der Kern- und Elementarteilchenphysik zu betreiben. Neben den bei der Gründung von der UdSSR kostenlos eingebrachten Laboratorien für *hohe Energien* mit dem 10-GeV-Synchrophasotron und für *Kernprobleme* mit dem 680-MeV-Synchrozyklotron gibt es heute vier weitere Laboratorien, und zwar für *theoretische Physik*, für *Kernreaktionen* mit den Schwerionenzyklotronen U-310 und U-200, für *Neutronenphysik* mit dem schnellen 30-kW-Impulsreaktor IBR-30 und für *Rechentechnik* und *Automatisierung*, das mit modernen Rechenmaschinen ausgerüstet ist. Am 76-GeV-Beschleuniger in Serpuchow unterhält das VIK eine ständige Filiale. Im Aufbau befinden sich ein schneller 4-MW-Impulsreaktor IBR-2 und ein universelles Schwerionenringtron. Die Mitarbeit der Teilnehmerländer erfolgt gleichberechtigt und unabhängig von der Höhe der jährlichen Mitgliedsbeiträge. Die Zahl der Mitarbeiter betrug Ende 1970 etwa 5000.

Zu den Erfolgen des VIK zählen u. a. die Entdeckung des Antisigmaminushyperons, des Isotops Antihelium-3, der unerwarteten Größe des Realteils der Streuamplitude der elastischen Streuung bei hohen Energien, Beweise für die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte, die Entdeckung der doppelten Pionenumladung, die eindeutige Identifizierung der Elemente 102 und 103, die Entdeckung der Elemente 104 und 105, die Entdeckung der Emission verzögerter Protonen, der spontanen Spaltung aus dem isomeren Zustand, der verzögerten Spaltung, die Entdeckung von etwa 200 neuen neutronendefiziten und neutronenangereicherten Isotopen, darunter He-8, Untersuchungen mit ultrakalten Neutronen. Bis Ende 1971 wurden weit über 6500 wissenschaftliche Arbeiten veröffentlicht.

vereinigtes Kernmodell, → Kernmodelle.

Vereinigung, → Menge.

Verfärbung von Kristallen, → Farbzentrum.

Verfestigung, eine Erhöhung der Fließspannung durch vorangegangene plastische Verformungen. Unter *linearer V.* versteht man den linearen Zusammenhang zwischen der Fließspannung σ_F und der logarithmischen Formänderung φ. Die lineare V. läßt sich durch die Beziehung

$$\sigma_F = \sigma_{F_0}(1 + \beta|\varphi|)$$

beschreiben. Für $|\varphi| \geqq 0{,}4$ wird das Werkstoffverhalten damit hinreichend genau dargestellt.

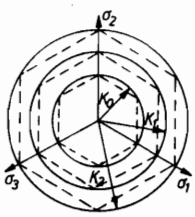
Das Verhältnis der im Versuch vorliegenden Normalspannung zur Fließspannung heißt *Verfestigungsverhältnis*.

Verfestigungsexponent

Verfestigungsexponent, Exponent n bei der Beschreibung der Fließkurve durch die Potenzfunktion $k_f = a\varphi_g^n$. Dabei ist k_f die Formänderungsfestigkeit, φ_g größte logarithmische Hauptformänderung und a die Formänderungsfestigkeit für $\varphi_g = 1$. Wird die Fließkurve in doppeltlogarithmischem Papier aufgetragen, so ist n gleich dem Anstieg der Geraden. Panknin und Shawki zeigten auf mathematischem Wege, daß bei Gültigkeit der obigen Approximation n und die Gleichmaßdehnung φ_{gl} identisch sind. Eine experimentelle Übereinstimmung besteht jedoch nicht, da der Anstieg aus einer meist ausgleichenden Kurve berechnet wird bzw. bei einigen Werkstoffen die Bruchschubfestigkeit vor dem Stabilitätsverlust erreicht wird.

Verfestigungsregel, mathematische Beschreibung der Verfestigungseigenschaft. 1) *Isotrope V.*: Die ursprüngliche Fließfläche weitet sich geometrisch ähnlich auf, d. h., die Fließfläche behält ihre Form, ihren Mittelpunkt und ihre Orientierung bei (Abb. 1). Bei geometrisch gleichmäßiger Aufweitung ist die Druckfließspannung gleich der Zugfließspannung. Der Bauschinger-Effekt kann also nicht berücksichtigt werden. Bei Verwendung der Huber-Misesschen Fließbedingung lautet die isotrope V.

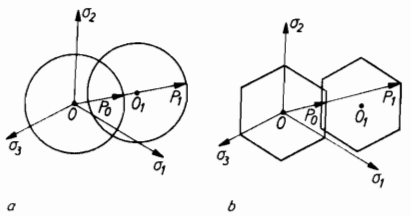
$$2f(\sigma_{ij}) = s_{ij}s_{ij} = 2k^2.$$



1 Isotrope Verfestigungsregel

2) *Kinematische V.*: Hier wird der ideale Bauschinger-Effekt berücksichtigt. Die Fließfläche verschiebt sich wie ein starrer Körper im Spannungsraum (Abb. 2). Bei Verwendung der Huber-Misesschen Fließbedingung lautet die kinematische V.

$$2f(\sigma_{ij}) = (s_{ij} - \alpha_{ij})(s_{ij} - \alpha_{ij}) = 2k_0^2.$$



2 Kinematische Verfestigungsregel: *a* bei Huber-Misesscher Fließbedingung, *b* bei Trescascher Fließbedingung

3) *V. nach Islinski und Prager*: Von Islinski und Prager wurde folgender Ansatz für den Verschiebungstensor α_{ij} der kinematischen Verfestigungsregel angegeben:

$$\alpha_{ij} = c\varepsilon_{ij}^{pl}.$$

Der Verschiebungstensor ist dem Tensor der plastischen Formänderung proportional.

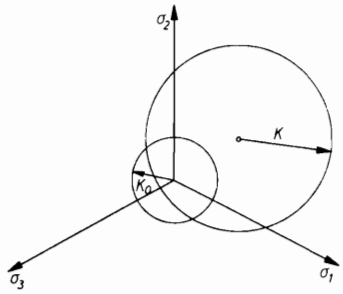
4) *V. nach Ziegler*: Von Ziegler wurde folgender Ansatz für den Zuwachs des Verschiebungstensors α_{ij} der kinematischen Verfestigungsregel angegeben:

$$d\alpha_{ij} = d\mu(\sigma_{ij} - \alpha_{ij})$$

$d\mu$ ist eine positive skalare Größe, σ_{ij} Spannungstensor, α_{ij} Verschiebungstensor, s_{ij} Spannungsdeviator.

5) *V. nach Kadaševil-Novožilov*: Sie stellt eine Kombination von isotroper und kinematischer V. dar. Die Verfestigungseigenschaft wird sowohl durch eine zugelassene Aufweitung der Fließfläche entsprechend der isotropen V. als auch durch eine Verschiebung der gesamten Fläche im Spannungsraum entsprechend der kinematischen V. beschrieben (Abb. 3). Der mathematische Ausdruck lautet dann:

$$(s_{ij} - \alpha_{ij})(s_{ij} - \alpha_{ij}) = k^2.$$



3 Kombination von isotroper und kinematischer Verfestigungsregel

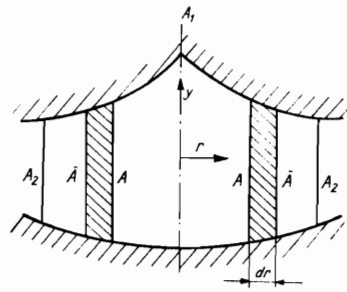
verflochtener Strahlengang, in der Instrumentenoptik die gegenseitige Verkettung mehrerer Abbildungssysteme zu einer gemeinsamen Wirkung. Dabei wird durch geeignete Kopplungselemente, z. B. Feldlinsen, dafür gesorgt, daß für den gesamten Abbildungsvorgang weder die Apertur (Bildhelligkeit) noch das Sichtfeld vermindert wird.

Verformung, svw. Verzerrung.

Verformungsanisotropie, Anisotropie, die sich während der Verformung eines Werkstoffes ausbildet.

Die Verformung eines metallischen Vielkristalls vollzieht sich durch Abgleitungen in den Körnern und durch Verschiebung der Körner längs der Korngrenzen. Sind die Körner des unverformten Werkstückes unregelmäßig angeordnet und orientiert, so heben sich mögliche Anisotropien der Einzelkörner gegeneinander auf, d. h., der Werkstoff ist isotrop. Durch eine gerichtete Umformung bildet sich im allgemeinen eine Vorzugsrichtung der Körner aus, der Werkstoff wird anisotrop. Die bei gewalzten oder rekristallisierten Blechen auftretende Anisotropie wird *Flächenanisotropie* genannt. Werden Zugversuche an Flachstabproben angestellt, die in verschiedenen Richtungen der Blechebene entnommen wurden, so sind mehr oder weniger große Unterschiede in den mechanischen Eigenschaften festzustellen.

Verformungsmodelle, einfache kinematische Modellvorstellungen in der → Plastizitätstheorie.



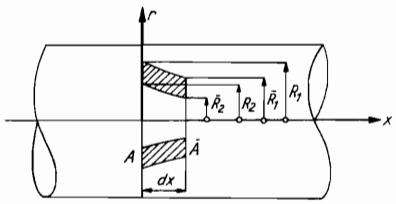
1 Röhrenmodell

mit deren Hilfe eine genauere Erfassung des Werkstoffverhaltens möglich wird. Die V. sind die Grundlage der elementaren Theorie der plastischen Verformung, insbesondere ihrer Anwendung in der Umformtechnik.

Das *Röhrenmodell* dient in der elementaren Plastizitätstheorie zur Erfassung axialsymmetrischer Umformvorgänge. Unter den Voraussetzungen

1) der Werkstoff fließt axialsymmetrisch und wird durch ein Paar schalenförmiger, axialsymmetrischer Bahnen geführt,
2) um die Achse zylindrische Werkstoffschnitte A behalten ihre Zylinderform und verschieben sich konzentrisch,
3) dünne Röhren benötigen zu ihrer Umformung die gleiche Leistung wie Zylinderröhren gleicher Höhe und gleichen Volumens

läßt sich zur näherungsweisen Erfassung des Umformvorganges das Röhrenmodell anwenden. Die Untersuchung des Beanspruchungs- und Formänderungsverhaltens dieses Modells liefert Aussagen über den zu behandelnden Umformvorgang.



2 In einem Zylinder eingebettete Scheibe, Scheibenmodell

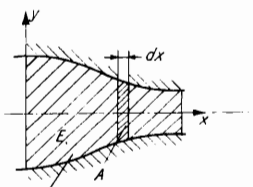
Auch das *Scheibenmodell* wird in der elementaren Plastizitätstheorie zur Erfassung axialsymmetrischer Umformvorgänge verwendet.

Unter den Voraussetzungen

1) der Werkstoff fließt axialsymmetrisch und wird durch eine oder zwei röhrenförmig ausgebildete, axialsymmetrische Bahnen geführt,
2) ebene Werkstoffquerschnitte A senkrecht zur Achse verschieben sich parallel,
3) dünne Scheiben benötigen zu ihrer Umformung die gleiche Leistung wie Zylinderscheiben gleicher Dicke und gleichen Volumens

läßt sich zur näherungsweisen Erfassung des Umformvorganges das Scheibenmodell anwenden.

Die Untersuchung des Beanspruchungs- und Formänderungsverhaltens dieses Modells liefert Aussagen über den zu behandelnden Umformvorgang.



Umformzone

3 Streifenmodell

Das *Streifenmodell* ermöglicht in der elementaren Plastizitätstheorie die Erfassung ebener Umformvorgänge.

Unter den Voraussetzungen

1) der Werkstoff fließt eben und wird zwischen einem Paar von Bahnen geführt,
2) ebene, zur Fließebene E senkrechte Werkstoffquerschnitte A, die diese Fließebene parallel zu einer bestimmten festen Richtung schneiden, verschieben sich parallel

läßt sich zur näherungsweisen Erfassung des Umformvorganges das Streifenmodell anwenden. Die Werkstoffbewegung ist also von vornherein und für das Streifenmodell charakteristisch festgelegt worden. Die Untersuchung des Beanspruchungs- und Formänderungsverhaltens dieses Modells liefert Aussagen über den zu behandelnden Umformvorgang. Röhren-, Scheiben- und Streifenmodell werden als *elementare Modelle* bezeichnet.

Bei den *erweiterten Modellen* erfolgen gegenüber den elementaren Modellen Eckenkorrekturen bzw. die Berücksichtigung von Haftzonen. So werden an den Bahnknickstellen die Trägheitskräfte, Schiebungsanteile und der Verfestigungssprung berücksichtigt. Der *Verfestigungssprung* beruht auf der an diesen Stellen sprunghaft auftretenden Scherung, die zu einer entsprechenden Erhöhung der Formänderungsfestigkeit führt. Da die Randschubspannung τ_n den Wert $k_f/2$ nicht überschreiten kann, müssen bei einer weiteren Erhöhung von τ_n tote Zonen auftreten, die an der Werkzeugberandung haften. An der Grenze der toten Zone wird der Werkstoff abgeschert, d. h., die Geschwindigkeit ändert sich sprunghaft.

Bei den elementaren Modellen wird ein *virtueller Geschwindigkeitszustand* eingeführt, um die z. B. am Streifen wirkenden Kräfte über das Prinzip der virtuellen Arbeit berechnen zu können. Der virtuelle Geschwindigkeitszustand, der die Querschnitte parallel verschiebt und mit der Volumenkonstanz verträglich ist, wird dem wahren Geschwindigkeitszustand überlagert.

Verformungsweg, Verbindung der Punkte, die die nacheinander durchlaufenen Formänderungszustände eines Werkstoffes darstellen. Zu jedem V. gehört ein entsprechender Belastungsweg.

Vergangenheit, → Minkowski-Raum, → Lichtkegel.

Vergenz, bei der geometrisch-optischen → Abbildung der Kehrwert der Schnittweite bzw. der geometrischen Höhe eines von einem Achsenpunkt ausgehenden Strahlenkegels, dessen Grundfläche in der zugehörigen Hauptebene (→ Kardinalelemente) liegt.

Vergiftungsfaktor, das Verhältnis von Reaktivitätsänderung in einem Reaktor bei Einbringen einer Substanz in den Reaktor zur effektiven Reaktivität des Reaktors ohne diese zusätzliche Substanz.

Vergleichsformänderung, rheologische Größe, mit deren Hilfe der im allgemeinen mehrachsige Formänderungszustand auf einen einachsigen zurückgeführt wird. Die V. wird eingeführt, um den allgemeinen Formänderungszustand mit der Dehnung bzw. Stauchung im Zug- bzw. Druckversuch in Verbindung zu bringen. Sie ermöglicht, die im einachsigen Versuch gewonne-

Vergleichsnormalspannung

nen Erkenntnisse zu verallgemeinern. Die V. kann wie folgt geschrieben werden:

$$\varepsilon_v = \frac{\sqrt{2}}{3}\sqrt{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2+(\varepsilon_2-\varepsilon_3)^2+(\varepsilon_3-\varepsilon_1)^2} = \sqrt{-\tfrac{4}{3}D_2}.$$

Es bedeuten ε_v die V., ε_1, ε_2, ε_3 die Hauptwerte des Formänderungstensors und D_2 die 2. Invariante des Formänderungsdeviators. Die V. wird auch vielfach als *äquivalente Verformung* bezeichnet.

Bei der Bestimmung der V. φ_v wird davon ausgegangen, daß die Verfestigung und damit die für eine bestimmte Formänderung benötigte Vergleichsfließspannung σ_v nur von der auf das Volumen bezogenen plastischen Arbeit W_{pl} abhängt. Zwei Umformvorgänge sollen also zur gleichen Verfestigung führen, wenn die aufgewendeten plastischen Arbeiten gleich sind. Daraus ergibt sich die Definition von φ_v zu

$$W_{pl} = \int \sigma_v \, d\varphi_v.$$

Die *V. nach v. Mises* ergibt sich bei der Verwendung der v. Misesschen Fließbedingung. Mit der Fließbedingung nach v. Mises und dem entsprechenden Stoffgesetz wird die V.

$$\varphi_v = (2/3)\{(1/2)[(\varphi_x-\varphi_y)^2+(\varphi_y-\varphi_z)^2+(\varphi_z-\varphi_x)^2]+(3/4)(\gamma'^2_{xy}+\gamma'^2_{yz}+\gamma'^2_{zx})\}^{1/2}.$$

φ_x, φ_y und φ_z sind die logarithmischen Dehnungen, γ'_{xy}, γ'_{yz} und γ'_{zx} die Gleitungen.

Die *V. nach Tresca* ergibt sich bei der Verwendung der Trescaschen Fließbedingung. Mit der Fließbedingung von Tresca und dem entsprechenden Stoffgesetz wird die V. $\varphi_v = |\varphi|_{max}$.

Vergleichsnormalspannung, → Festigkeitshypothesen.

Vergleichsspannung, wird zum Vergleich einachsiger Beanspruchungen mit mehrachsigen Beanspruchungszuständen definiert. Die Fließspannung σ_0 ist die bei einachsiger Beanspruchung zum plastischen Fließen notwendige Spannung. Liegt ein mehrachsiger Spannungszustand vor, dann werden die Komponenten des Spannungstensors zu einer invarianten V. σ_v zusammengesetzt, die im Falle des Fließens gleich der Fließspannung gesetzt wird, → Fließbedingung.

Vergröberung, → Wachstumsfläche.

Vergrößerung, bei optischen Instrumenten das Verhältnis der subjektiv empfundenen Bildgröße zur Objektgröße. Als V. Γ wird das Verhältnis des Sehwinkels mit dem Instrument zum Sehwinkel ohne Instrument definiert, wobei die Lage des Bildes in der konventionell festgelegten Bezugssehweite von 250 mm vor dem Auge angenommen wird. Das sich aus den Abbildungsgleichungen (→ Abbildung) ergebende Verhältnis von Bild und Objekt soll grundsätzlich als Abbildungsmaßstab β bezeichnet werden.

Die *mikroskopische V.* ist definiert durch die Vergrößerungszahl $\Gamma = \operatorname{tg}\sigma'/\operatorname{tg}\sigma$, wobei σ' den Sehwinkel des Objektes mit Instrument und σ den Sehwinkel des Objektes ohne Instrument bezeichnet. Da es sich in der Regel um kleine Winkel handelt, ersetzt man meist das Verhältnis der Tangens durch das Winkelverhältnis σ'/σ selbst. Da σ' und σ auch von der Entfernung des Auges vom Objekt abhängen, bezieht man gewöhnlich auf die Bezugssehweite von 250 mm.

Die V. kann bei gegebener Apertur nicht beliebig gesteigert werden, sondern ist auf das 500- bis 1000fache der Apertur beschränkt (*förderliche* oder *nutzbare V.*). Darüber hinausgehende Werte bezeichnet man als *leere V.*, da die Auflösung durch die Beugungsscheibchen zweier zu trennender Punkte begrenzt wird. Bei der leeren V. ergibt sich außerdem eine sehr kleine bildseitige Apertur, so daß entoptische Störungen das Bild stark beeinträchtigen. Durch eine rotierende Mattscheibe können diese Störungen weitgehend beseitigt werden (Doppelmikroskop nach Lau).

Verhältnisgleichrichter, → Demodulation.

Verifizierbarkeit, → Positivismus.

Verjüngung, → Tensor, → Spinor.

Verkehrsradar, → Radar.

Verlangsamer, svw. Moderator.

verlorene Kraft, → Zwangskraft.

Verlustfaktor, → Verlustwinkel, → Güte.

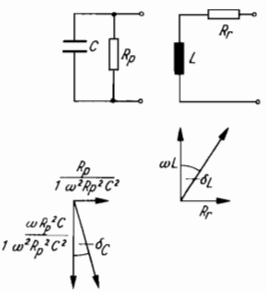
Verlustkegel, → Bounce-Bewegung, → Driftverlustkegel.

Verlustprozesse, → Diffusion geladener Teilchen.

Verlustwinkel, eine Größe, die Auskunft über die Verluste in Spulen oder Kondensatoren und damit ihrer → Güte gibt. In verlustfreien Induktivitäten oder Kapazitäten haben Strom und Spannung eine Phasenverschiebung von $\varphi = \pm\pi/2$. Die Abweichung von diesem Wert infolge der ohmschen Verluste und der Eisenverluste der Induktivitäten und der dielektrischen Verluste der Kondensatoren nennt man den V. δ, der damit ein Maß für die Gesamtverluste ist.

Oft gebraucht man anstelle des V.s die *Verlustzahl* oder den *Verlustfaktor* $\tan\delta$. Die Verlustzahlen liegen für moderne Isolierstoffe zwischen 10^{-4} und 10^{-2}.

Die Verluste lassen sich in einem → Ersatzschaltbild als Reihenwiderstand R_r bzw. als Parallelwiderstand R_p darstellen (Abb.). Für die



Definition des Verlustwinkels

Kapazität C ergibt sich damit $\tan\delta_C = (R_p\omega C)^{-1}$, und für die Induktivität L ergibt sich $\tan\delta_L = R_r\cdot(\omega L)^{-1}$ mit der Kreisfrequenz ω.

Verlustzahl, → Verlustwinkel.

Vermehrungsfaktor, → Vierfaktorenformel, → Neutronenvermehrung.

Vernetzung, die Bildung von chemischen Bindungen zwischen verschiedenen Bereichen des gleichen Moleküls (*intramolekulare V.*) oder zwischen verschiedenen Molekülen (*intermolekulare V.*). Die V. kann über Hauptvalenzbindungen (irreversibel) oder über Nebenvalenz-

bindungen, z. B. Wasserstoffbrückenbindungen, erfolgen und ist in letzterem Falle meist reversibel, mitunter temperaturreversibel, z. B. in Gelatinelösungen. Die V. verändert die Eigenschaften eines Moleküls in Richtung auf höhere thermische Beständigkeit und geringere Löslichkeit.

Verneuil-Verfahren, → Kristallzüchtung.

Vernichtungsoperator, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Vernichtungsstrahlung, → Antiteilchen, → Zerstrahlung.

Vernier, svw. Nonius.

Verpuffung, → Wärmeexplosion.

Verpuffungsverfahren, → Verbrennungsmotor.

Verrückung, → virtuelle Verrückungen.

Verschiebung, 1) *dielektrische V., Verschiebungsdichte, elektrische Erregung, elektrische Flußdichte,* $\vec{D}$, ein Vektor, der neben der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ zur Beschreibung des elektrischen Feldes dient. Die dielektrische V. $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ enthält die elektrische Polarisation $\vec{P}$ des Dielektrikums, die unter der Wirkung von $\vec{E}$ entsteht. Dabei ist ε_0 die elektrische Feldkonstante. In den meisten isotropen Medien erweist sich $\vec{P}$ als proportional zu $\vec{E}$, so daß $\vec{D} = \varepsilon_0(1 + \chi_e)\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$ mit skalarem, im homogenen Medium konstantem ε_r geschrieben werden kann. χ_e ist die elektrische Suszeptibilität und $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$ die relative Dielektrizitätskonstante. $\vec{E}$ und $\vec{P}$ und somit auch $\vec{D}$ sind gleichgerichtet. Im anisotropen Medium haben $\vec{E}$ und $\vec{D}$ verschiedene Richtung, ε_r ist ein Tensor. Bei einigen Stoffen ist ε_r feldstärkeabhängig: $\varepsilon_r = \varepsilon_r(\vec{E})$, → Ferroelektrikum. Die Einheit der dielektrischen V. ist das Coulomb je Quadratmeter, C/m^2, $1\ C/m^2 = 1\ As/m^2$.

Im elektrostatischen Feld ist der elektrische Verschiebungsfluß $\psi = \int_A \vec{D}\,d\vec{A}$ durch eine geschlossene Fläche A gleich der von dieser umschlossenen Ladung, die somit die Quellen der dielektrischen V. bildet. Dabei sind die Ladungen, die zu den mikroskopischen Dipolen der Substanz gehören, nicht zu berücksichtigen.

Die Messung der dielektrischen V. erfolgt mit Hilfe der Erscheinung der elektrischen Influenz auf einem Leiter. Die auf einem Flächenelement dA influenzierte Ladung dQ ist proportional der dielektrischen V. und wird maximal, wenn $\vec{D}$ die Fläche senkrecht durchsetzt. Der Betrag von $\vec{D}$ ist dann gleich der Ladungsdichte auf dem Flächenelement $D = \sigma = dQ/dA$, die Richtung der dielektrischen V. stimmt mit der Richtung der Normalen auf das Flächenelement überein und weist von der negativen zur positiven Influenzladung. Da die Normalkomponente D_n eine ladungsfreie Grenzfläche stetig durchsetzt, kann die dielektrische V. im Dielektrikum durch die Influenz in einem (unendlich) dünnen Spalt senkrecht zu $\vec{D}$ gemessen werden. Die Messung der dielektrischen V. ist auch mit Hilfe eines isoliert an den zu vermessenden Raumpunkt gebrachten Plattenpaares aus gut leitendem Material möglich, indem die Platten zunächst miteinander in Kontakt gebracht, danach auseinandergezogen werden und die influenzierte Ladung Q der Platten gemessen wird. Die Richtung, in der die größte Ladung Q zu messen ist, ergibt sich senkrecht zum Plattenpaar. In dieser Richtung nimmt $\vec{D}$ den Betrag $D = Q_{max}/A$ an. Dabei ist A die so klein zu wählende Plattenfläche, daß $\vec{D}$ in dem von ihr benötigten Raum konstant ist. Diese auf der elektrischen Induktion (→ Influenz 1) basierende Meßvorschrift entspricht dem Gebrauch von $\vec{D}$ in den Maxwellschen Gleichungen $\oiint_A \vec{D}\,d\vec{A} = \iiint_V \varrho\,d\tau$ bzw. in differentieller Form $\mathrm{div}\vec{D} = \varrho$ (→ Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes).

2) → Translationsbewegung.

3) → Verzerrung.

Verschiebungsdichte, → Verschiebung.

Verschiebungsfluß, *dielektrischer V., elektrischer Fluß,* ψ, das über die Fläche A erstreckte Integral der elektrischen → Verschiebung $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$. Allgemein gilt $\psi = \int_A \vec{D}\,d\vec{A} = \varepsilon_0 \int_A \varepsilon_r\vec{E}\,d\vec{A}$. Die Einheit des dielektrischen V.es ist das Coulomb, C, 1 C = 1 As. Siemens stellte das *Ohmsche Gesetz für den Verschiebungsfluß* ψ auf, wie es z. B. am homogenen Feld $|\vec{E}| = U/d$ eines Plattenkondensators mit der Plattenfläche A, dem Plattenabstand d und der Flächenladungsdichte $\sigma = |\vec{D}| = \varepsilon_r\varepsilon_0|\vec{E}| = \varepsilon_r\varepsilon_0 U/d$ deutlich wird: $\psi = \int_A \vec{D}\cdot d\vec{A} = |\vec{D}|\cdot|\vec{A}| = \varepsilon_r\varepsilon_0 UA/d = \Lambda_d U$. Der Proportionalitätsfaktor $\Lambda_d = \varepsilon_r\varepsilon_0 A/d$ wird *dielektrischer Leitwert* genannt. $1/\Lambda_d = R_d = d/\varepsilon_r\varepsilon_0 A$ ist der *dielektrische Widerstand.*

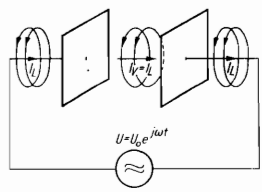
Verschiebungskonstante, svw. Dielektrizitätskonstante 1).

Verschiebungssatz, → Atomspektren.

Verschiebungsstrom, *elektrischer V.,* I_V, ein elektrischer → Strom, der die Ursache der mit zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern im Vakuum und im Dielektrikum verknüpften magnetischen Felder bildet (→ elektromagnetisches Feld). Die Dichte des V.es, die *Verschiebungsstromdichte* $\vec{J}_V$, ist gegeben als die zeitliche Änderung der dielektrischen → Verschiebung $\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$ (ε_0 ist die elektrische Feldkonstante, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke) zu $\vec{J}_V = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$.

Die Einheit des elektrischen V.es ist das Ampere, Kurzz. A, die der Verschiebungsstromdichte das Ampere je Quadratmeter, Kurzz. A/m^2.

Der von J. C. Maxwell genial eingeführte elektrische V. existiert gleichberechtigt neben dem Leitungsstrom (und dem Konvektionsstrom) und ergänzt im Wechselstromkreis mit dazwischengeschaltetem Dielektrikum den Leitungsstrom zu einem geschlossenen Stromkreis. Das wird deutlich am Beispiel eines Kondensators, der von einer mit ihm verbundenen Wechselstromquelle mit der Spannung $U = U_0 e^{j\omega t}$ fortwährend umgeladen wird (Abb.). Der Lei-



Verschiebungsstrom I_V, Leitungsstrom I_L und magnetisches Feld H in einem Wechselstromkreis mit Kondensator (Augenblicksbild)

tungsstrom I_L, der in den Belägen des Kondensators endet, setzt sich als elektrischer V. durch

Verschiebungs-Verzerrungs-Beziehungen

den Feldraum des Kondensators fort und schließt somit den Stromkreis. Der Ladestrom $I_L = C \cdot dU/dt$ des Kondensators ist gleich dem elektrischen V.

$$I_V = J_V \cdot A = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \frac{A}{d} \frac{dU}{dt} = C \frac{dU}{dt},$$

wobei ohne Einschränkung ein Plattenkondensator mit der Kapazität $C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d}$ angenommen wurde, A ist die Plattenfläche, d der Plattenabstand. Das vom elektrischen V. erzeugte magnetische Feld berechnet sich wie das des Leitungsstromes nach dem → Durchflutungsgesetz. Die Größe des V.es nimmt gemäß seiner Definition proportional mit der Frequenz ω zu, so daß er besonders in der Hochfrequenztechnik eine entscheidende Bedeutung gewinnt (→ elektromagnetische Wellen).

Zerlegt man die dielektrische Verschiebung entsprechend ihrer physikalischen Bedeutung in $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, so kann ein Teil des elektrischen V.es im Dielektrikum anschaulich als der Strom verstanden werden, der der dauernden Änderung der Polarisation $\vec{P}$ entspricht. $\varepsilon_0 \vec{E}$ liefert den bereits im Vakuum vorhandenen Beitrag, der keine anschauliche Bedeutung hat.

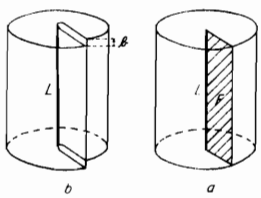
Verschiebungs-Verzerrungs-Beziehungen, → Verzerrung.

Verschmelzungsfrequenz, → Flimmerphotometer.

Verschränkungskorngrenze, → Korngrenze.

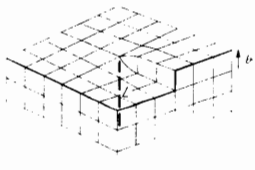
Versetzung (Tafel 59), eindimensionale Gitterfehlstelle, die in einem Kristall ein elastisches Eigenspannungsfeld erzeugt und deren Bewegung zur plastischen Deformation führt.

I) Allgemeines. In einem homogenen festen Körper kann man eine V. erzeugen, indem man den Körper längs einer im Inneren an der Linie L (Versetzungslinie) endenden Fläche F aufschneidet (Abb. 1a). Die beiden Ufer des



1 Erzeugung einer Versetzungslinie L durch Aufschneiden eines homogenen festen Körpers längs der Fläche F und gegenseitige Verschiebung der beiden Schnittufer. $\vec{b}$ Burgersvektor

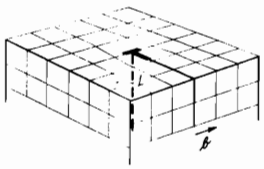
Schnittes werden durch Anwendung äußerer Kräfte überall gleichmäßig gegeneinander (starr) verschoben – gegebenenfalls wird zusätzliches Material eingefügt oder Material weggenommen, um den Zusammenhalt des Körpers zu wahren – (Abb. 1b). Die Schnittflächen werden in der neuen Lage fest verbunden und die äußeren Kräfte beseitigt, so daß die Spannungen in dem Gebilde relaxieren können. Der Körper ist jetzt bis auf die direkte Umgebung von L wieder perfekt, hat jedoch innere Spannungen. Längs L befindet sich eine starke



2 Schraubenversetzung L im kubisch-primitiven Gitter

Störung, die V. Der Vektor $\vec{b}$ der gegenseitigen Verschiebung der Ufer ist ein Maß für die Stärke der Störung und heißt → Burgersvektor.

Nach der geometrischen Orientierung von L und $\vec{b}$ unterscheidet man folgende V.en: 1) *Schraubenversetzung.* $\vec{b}$ liegt parallel zu L. Die Gitterebenen sind um L schraubenförmig verspannt (Abb. 2). 2) *Stufenversetzungen.* Zeichen $\perp$. Hier liegt $\vec{b}$ senkrecht zu L. Die Kristallstörung kann durch Einfügen einer zusätzlichen Halbebene erzeugt werden (Abb. 3). 3) *Gemischte*



3 Stufenversetzung L im kubisch-primitiven Gitter

V.en: Im allgemeinen ist $\vec{b}$ weder parallel noch senkrecht zu L. V.en mit Mischcharakter lassen sich in eine Schrauben- und eine Stufenversetzungskomponente zerlegen.

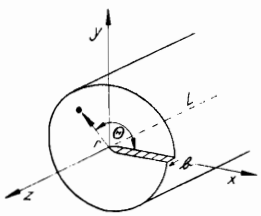
Aus den zur Erzeugung einer V. notwendigen Operationen ergeben sich unmittelbar folgende Eigenschaften. 1) Eine V. kann nicht im Kristallinnern enden. Sie ist entweder in sich geschlossen, oder sie endet an einer Oberfläche oder an einem anderen Gitterfehler. 2) Der Burgersvektor hat an jeder Stelle der V. den gleichen Wert.

II) Experimentelle Nachweismethoden. 1) Durch chemisches oder thermisches Ätzen werden jeweils die Durchstoßpunkte der V.en durch Kristalloberflächen markiert. Oft kann zwischen Stufen- und Schraubenversetzungen unterschieden werden. Einzelne V.en können bis zu Versetzungsdichten (s. u.) von etwa 10^8 cm^{-2} nachgewiesen werden. 2) Durch Spannungsdoppelbrechung (→ Spannungsoptik) werden die elastischen Spannungsfelder von Versetzungsgruppen, in speziellen Fällen auch von einzelnen V.en nachgewiesen. 3) Im Licht- und Elektronenmikroskop können die Gleitstufen bewegter V.en beobachtet werden (vgl. Abschn. VI). 4) Durch besondere Wärmebehandlungen bilden sich an den V.en kolloidale Ausscheidungen, die lichtoptisch im Dunkelfeld beobachtet werden können (innere Dekoration in durchsichtigen Kristallen). Es können einzelne V.en im Volumen makroskopischer Kristalle abgebildet werden. 5) Durch elektronenmikroskopische Durchstrahlung von Kristallfolien im Beugungskontrast (→ elektronenmikroskopischer Bildkontrast) können einzelne V.en im Kristallvolumen abgebildet und der Burgersvektor kann dabei exakt bestimmt werden. Durch die Wechselwirkung der abbildenden Elektronen mit den Kristallen können Strahlenschäden entstehen, die die Struktur der V.en beeinflussen. 6) Mit der Röntgentopographie können einzelne V.en im Volumen makroskopischer Kristalle abgebildet werden, jedoch wegen des relativ geringen Auflösungsvermögens nur bei kleiner Versetzungsdichte. Dann ist die exakte Bestimmung der Burgersvektoren möglich. Bei großen Versetzungsdichten erhält man integrale Aussagen über die Versetzungsdichte.

7) Durch elektrische Leitfähigkeitsmessungen in Metallen erhält man ebenfalls nur integrale Aussagen. 8) Mit Hilfe der Kernresonanz und der paramagnetischen Elektronenresonanz gewinnt man integrale Aussagen über die Versetzungsdichte, gegebenenfalls auch über die Anordnung der V.en im Kristall (homogene Verteilung oder Anordnung in Gruppen).

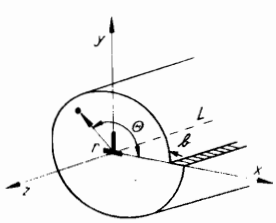
III) Elastische Theorie der V.en. Die V.en stellen Quellen elastischer Eigenspannungen des Mediums dar. Viele mechanische Eigenschaften der V.en werden von der Gitterstruktur der Kristalle nicht wesentlich beeinflußt, z. B. das Spannungs- und Verzerrungsfeld in der Umgebung der V.en, die elastische Energie der V.en und die Kräfte auf V.en durch innere und äußere Spannungen sowie durch Bildkräfte. Diese Größen können mit der linearen Elastizitätstheorie isotroper Medien meist ausreichend genau behandelt werden im Gegensatz zu allen Fragen im Zusammenhang mit der atomistischen Struktur des Gitters, z. B. dem Reibungswiderstand der V.en (→ Peierls-Spannung) und den Effekten, die die unmittelbare Umgebung der V. betreffen.

1) *Spannungs- und Verzerrungsfeld der V.en.* a) Schraubenversetzungen im unendlich ausgedehnten isotropen Medium (lineare Elastizitätstheorie): Die Versetzungslinie L erstreckt sich längs der Koordinate z (Abb. 4). Sie kann erzeugt werden durch einen Schnitt in der xz-Ebene längs positiver x und Verschiebung der beiden Ufer gegeneinander in z-Richtung um den Burgersvektor $\vec{b}$. Die Verschiebungen in x- bzw. y-Richtung sind $u_x = u_y = 0$, und die Verschiebung in z-Richtung u_z ist an der Schnittfläche diskontinuierlich. Wegen der Rotationssymmetrie des Problems kann man annehmen, daß u_z beim Umlaufen um die V. kontinuierlich wächst, also in Polarkoordinaten r, Θ: $u_z(r, \Theta) = b\Theta/2\pi$. Diese Gleichung erfüllt die Gleichgewichtsbedingung dieses Problems $\Delta^2 u_z = 0$. Aus den Verschiebungen können nach dem Hookeschen Gesetz die Spannungen berechnet werden. In Polarkoordinaten (G ist der Schubmodul):



4 Erläuterung zur Berechnung des Spannungsfeldes einer Schraubenversetzung

$$\left.\begin{aligned} &\sigma_{\Theta z} = Gb/2\pi r \\ &\sigma_{rr} = \sigma_{\Theta\Theta} = \sigma_{zz} = \sigma_{rz} = \sigma_{r\Theta} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

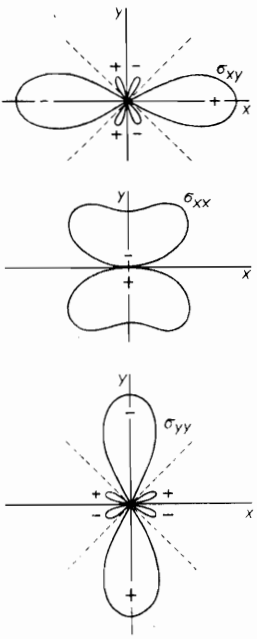


5 Erläuterung zur Berechnung des Spannungsfeldes einer Stufenversetzung L entlang der z-Achse

b) Stufenversetzung im unendlich ausgedehnten Medium: L erstreckt sich längs z (Abb. 5). Die V. wird hervorgebracht durch einen Schnitt in der xz-Ebene längs positiver x und Verschiebung der beiden Ufer gegeneinander in x-Richtung um b. Die V. erzeugt einen ebenen Verzerrungszustand mit $u_z = 0$ und $\partial u_x/\partial z = \partial u_y/\partial z = \partial u_z/\partial z = 0$. Die Spannungen ergeben sich mit Hilfe der Elastizitätstheorie in Polarkoordinaten zu

$$\left.\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \sigma_{\Theta\Theta} = -\frac{Gb \sin\Theta}{2\pi(1-\nu)\,r} \\ \sigma_{r\Theta} &= \frac{Gb \cos\Theta}{2\pi(1-\nu)\,r} \\ \sigma_{zz} &= \nu(\sigma_{rr} + \sigma_{\Theta\Theta}) \\ \sigma_{rz} &= \sigma_{\Theta z} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Hierbei ist ν die Poissonsche Querkontraktionszahl. Neben den Schubspannungen treten also bei den Stufenversetzungen auch Normalspannungen auf (Abb. 6). Charakteristisch für



6 Linien konstanter Schubspannung um eine Stufenversetzung (in kartesischen Koordinaten): *a* σ_{xy}, *b* σ_{xx}, *c* σ_{yy}

das Spannungsfeld der Stufen- und der Schraubenversetzungen ist das Abklingen der Spannungen mit r^{-1}.

c) Gemischte geradlinige V.: b wird nach $b_s = b\cos\beta$ und $b_e = b\sin\beta$ in eine Schrauben- und eine Stufenkomponente zerlegt. Nach dem Superpositionsprinzip der Elastizitätstheorie können die Spannungs- und Verzerrungsfelder der beiden V.en mit b_s und b_e überlagert werden.

2) *Elastische Energie der V.en.* Man berechnet die elastische Energie W_e der V. im unendlich ausgedehnten Medium innerhalb eines Gebietes, das von zwei um die V. liegenden konzentrischen Zylindern mit den Radien r_0 und R ($r_0 < R$) begrenzt wird. Aus der elastischen Energie eines Volumenelementes des Körpers $dw = \sigma_{ij}\,d\varepsilon_{ij}$ (ε_{ij} sind die Dehnungen) folgt mit

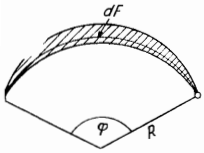
dem Hookeschen Gesetz und Gl. (1) die Energie der Schraubenversetzung je Länge L:

$$\frac{W_e}{L} = \int_{r_0}^{R} \frac{\sigma_{\Theta z}^2}{2G} 2\pi r \, \mathrm{d}r = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{R}{r_0}. \qquad (3)$$

Für eine Stufenversetzung ergibt sich analog

$$\frac{W_e}{L} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln (R/r_0).$$

W_e/L divergiert sowohl für $R \to \infty$ als auch für $r_0 \to 0$. Die Divergenz für $R \to \infty$ drückt aus, daß man einer V. keine charakteristische Energie zuordnen kann, sondern daß die Energie von der Größe und Gestalt des Körpers abhängt. Befindet sich nur eine V. im Körper oder die V. in der Nähe einer Oberfläche, so setzt man R gleich dem kürzesten Abstand der V. von der Oberfläche, im Falle einer hohen Versetzungsdichte gleich dem halben Durchschnittsabstand der V.en.



7 Erläuterung zur Berechnung der Gleichgewichtskrümmung eines Versetzungssegments beim Angreifen einer äußeren Spannung mit dem Linienspannungsmodell

Die Divergenz für $r_0 \to 0$ entsteht durch die Anwendung der linearen Elastizitätstheorie auf das Zentrum der V. Hier sind die Verzerrungen so groß, daß der Gültigkeitsbereich der Theorie überschritten wird. Man schließt gewöhnlich das Zentrum der V. (*Versetzungskern*) aus der Betrachtung aus und wählt den Kernradius $r_0 \approx b$. Die Energie des Versetzungskerns W_k kann man bei Kenntnis der atomaren Bindungsverhältnisse berechnen (vgl. Abschn. IV) und durch geeignete Wahl von r_0 berücksichtigen.

Die Energie des Versetzungskerns ergibt sich etwa zu $W_k/L = 0{,}1\, Gb^2$. Bei normalen Versetzungsdichten ist $R = 10^3 \cdots 10^4\, r_0$, so daß man $W_e/L \sim 0{,}5\, Gb^2$ setzen kann.

3) *Kröfte auf eine V.* Man betrachtet die Änderung der Gesamtenergie W_t des Körpers bei Verschiebung der V., z. B. längs x um $\mathrm{d}x$. W_t setzt sich zusammen aus der elastischen Energie der V. W_e und der potentiellen Energie W_p der außen angreifenden Kräfte: $W_t = W_e + W_p$.

Während der Verschiebung der V. der Länge L um $\mathrm{d}x$ verschieben sich die Ober- und Unterseite der aus $\mathrm{d}x$ und L gebildeten Fläche gegeneinander um b über eine Fläche $\mathrm{d}A = L\,\mathrm{d}x$. Bei Angreifen der Schubspannung σ_{yz} wird dabei die Arbeit

$$\mathrm{d}W_p = -\sigma_{yz} b \, \mathrm{d}A = -\sigma_{yz} bL \, \mathrm{d}x \qquad (4)$$

geleistet. Die an der V. angreifende Kraftkomponente pro Länge der V. ist dann $F_x/L = -\frac{1}{L}\frac{\mathrm{d}W_e}{\mathrm{d}x} + \sigma_{yz} b$. Der zweite Term

$$F_x'/L = \sigma_{yz} b \qquad (5)$$

entsteht durch die äußere Spannung (*Peach-Koehler-Formel*). Gl. 5 gilt nicht nur beim Angreifen äußerer Spannungen, sondern auch bei der Einwirkung innerer Spannungen von anderen Gitterdefekten. $-\frac{1}{L}\frac{\mathrm{d}W_e}{\mathrm{d}x}$ stellt eine Bildkraft dar; diese tritt nur auf, wenn sich W_e bei der Verschiebung ändert, also z. B. in der Nähe von Oberflächen (vgl. Bemerkung zur Wahl von R in Abschn. III, 2).

8 Realisierung einer plastischen Verformung durch die Bewegung einer Versetzung: *a* Einwirkung der Schubspannung σ auf einen Körper, *b* Bewegung einer Stufenversetzung in den Körper hinein, *c* gescherter Körper nach dem Hindurchbewegen der Versetzung

4) *Konzept der Linienspannung der V.en.* Bei der Verlängerung der Linienlänge einer V. um $\mathrm{d}L$ vergrößert sich deren Energie um

$$\mathrm{d}W_e = \frac{Gb^2}{4\pi K} \ln (R/r_0)\, \mathrm{d}L \qquad (3)$$

mit $K = 1$ für Schrauben- und $K = 1 - \nu$ für Stufenversetzungen. Da die V. versucht, eine Konfiguration niedriger Energie – d. h. geringer Linienlänge – einzunehmen, kann man in Analogie zur elastischen Saite die Versetzungsenergie je Länge als Linienspannung $T = \mathrm{d}W_e/\mathrm{d}L$ bezeichnen.

Das Linienspannungsmodell der V. wird z. B. bei der Berechnung der Gleichgewichtskrümmung eines an zwei Punkten festgehaltenen Versetzungssegmentes unter der Wirkung einer äußeren Spannung σ angewendet (Abb. 7). Bei der Durchbiegung leistet das Versetzungssegment nach Gl. 4 die Arbeit $\mathrm{d}W_p = -\sigma b \, \mathrm{d}F = -\sigma b \varphi R \, \mathrm{d}R$. Zur Verlängerung der Linienlänge muß die Arbeit $\mathrm{d}W_T = T\,\mathrm{d}L = T\varphi\,\mathrm{d}R$ aufgewendet werden. Im Gleichgewicht ist $\mathrm{d}W = \mathrm{d}W_p + \mathrm{d}W_T = 0$. Daraus folgt der Krümmungsradius des Versetzungsbogens

$$R = T/\sigma b. \qquad (6)$$

5) *Wechselwirkungen geradliniger paralleler V.en. Beispiel*: Zwei Schraubenversetzungslinien L_1, L_2 in z-Richtung mit $\vec{b}_1$, $\vec{b}_2$ haben den Abstand r. L_1 erzeugt am Ort von L_2 die Spannung

$$\sigma_{\Theta z} = G|\vec{b}_1|/(2\pi r). \qquad (1)$$

Diese Spannung ruft an L_2 nach Gl. 5 die Kraft je Länge

$$F_r/L = \sigma_{\Theta z}|\vec{b}_2| = G \cdot \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2/(2\pi r) \qquad (7)$$

hervor. Die V.en ziehen sich an, wenn $\vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2 < 0$, und stoßen sich ab, wenn $\vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2 > 0$. Ähnliche Ausdrücke ergeben sich für die Wechselwirkung zwischen zwei Stufenversetzungen bzw. zwischen einer Stufen- und einer Schraubenversetzung.

6) Erweiterungen der Theorie. Aus der dargestellten Theorie gerader V.en kann die Theorie gekrümmter V.en abgeleitet werden. Man berechnet die Eigenenergien besonderer Versetzungskonfigurationen sowie deren Wechselwirkungen untereinander und mit anderen Gitterfehlstellen. Außerdem berücksichtigt man den Einfluß der Versetzungsbewegung auf die elastischen Eigenschaften. Bei speziellen Fragestellungen kann die Anisotropie der Kristalle nicht mehr vernachlässigt werden. Probleme, die sich mit dem Zusammenwirken sehr vieler V.en beschäftigen, werden von der → Kontinuumstheorie der Versetzungen behandelt.

IV) V.en im Kristallgitter. Während im elastischen Kontinuum Burgersvektoren beliebiger Größe und Richtung möglich sind, müssen die Burgersvektoren vollständiger V.en im Kristallgitter Gittervektoren sein, damit das Gitter nach dem gedachten Schnitt außerhalb der V. wieder störungsfrei zusammengesetzt werden kann.

Bei der elastizitätstheoretischen Behandlung wird die V. im homogenen elastischen Medium betrachtet. Wegen des Auftretens einer Singularität muß der eigentliche Ort der V. aus der Betrachtung ausgeschlossen und die Fehlordnungsenergie dieses Bereiches (Kernenergie) abgeschätzt werden. Eine wesentliche Verbesserung entsteht, wenn man die elastische Näherung schon in größerer Entfernung (etwa 3 bis 10 b) vom Zentrum der V. abbricht und im Inneren die Wechselwirkung der Kristallbausteine diskret berücksichtigt. Dazu müssen die

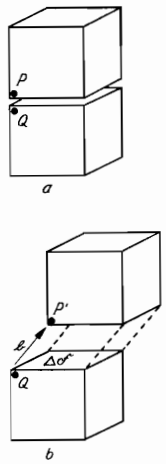
Wechselwirkungspotentiale der Kristallbausteine bekannt sein. Mit dieser diskreten gittertheoretischen Behandlung kann nicht nur die Versetzungsenergie, sondern auch die Peierls-Spannung atomistisch berechnet werden.

Im Gegensatz zum elastischen Kontinuum können V.en im Kristallgitter nur entlang dichtgepackter Gittergeraden exakt gerade verlaufen. Gemischte V.en sind deshalb stets aus Segmenten, die parallel zu den dichtgepackten Geraden verlaufen, und solchen, die von einer dichtgepackten Geraden in eine andere übergehen, aufgebaut. Man bezeichnet die Segmente je nach ihrer Orientierung als → Kinke oder als → Sprung in einer Versetzung.

V) Versetzungsknoten, Versetzungsreaktionen. Mehrere V.en können räumlich zusammentreffen und einen *Versetzungsknoten* bilden, an dem der Erhaltungssatz gilt: Die vektorielle Summe der Burgersvektoren der in den Knoten hineinlaufenden V.en ist gleich der vektoriellen Summe der Burgersvektoren der aus dem Knoten herauslaufenden V.en. Bei einem Dreifachknoten kann man für den Fall, daß sich der Knoten im Gleichgewicht befindet, die Winkel $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ zwischen den in den Knoten einlaufenden V.en näherungsweise durch die Linienenergien der V.en T_1, T_2, T_3 (vgl. Abschn. III, 4) ausdrücken: $\sin\alpha_1/T_1 = \sin\alpha_2/T_2 = \sin\alpha_3/T_3$. Versetzungsknoten sind im allgemeinen nicht beliebig mit den V.en beweglich.

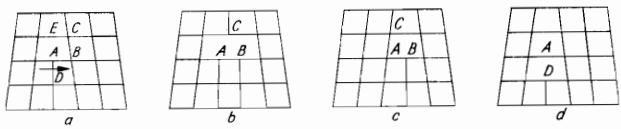
V.en üben untereinander energetische Wechselwirkungen aus. Es können sich deshalb Versetzungsreaktionen ergeben. Dabei ist die Summe der Burgersvektoren vor und nach der Reaktion gleich. Oft sind jedoch die Linienenergien nicht gleich, so daß die Reaktionen mit einer Energietönung verbunden sind. Die Linienenergien der V.en sind in erster Näherung proportional zum Quadrat der Burgersvektoren $\vec{b}_i$ (vgl. Abschn. III, Gl. 3). Deshalb wird die Energietönung Q einer Versetzungsreaktion der Form $\vec{b}_1 + \vec{b}_2 = \vec{b}_3$ nach der Gleichung $\vec{b}_1^2 + \vec{b}_2^2 = \vec{b}_3^2 + Q = (\vec{b}_1 + \vec{b}_2)^2 + Q$ bestimmt. Genauso, wie sich V.en unter Energiegewinn zusammenlagern können, können auch V.en mit großen Burgersvektoren in V.en mit kleineren Burgersvektoren dissoziieren. In Kristallen sind nur solche Burgersvektoren stabil, bei denen keine Dissoziation der V.en möglich ist. Dadurch wird die Anzahl der in den einzelnen Kristallstrukturen möglichen Burgersvektoren auf eine sehr geringe Zahl eingeschränkt (Tab.).

VI) Versetzungsbewegung. Die grundlegende Bedeutung der V.en für die plastische Deformation besteht in ihrer Fähigkeit, sich im Kristall zu bewegen und dadurch bleibende Verformungen des Körpers hervorzurufen (Abb. 8). Wenn N V.en in der Volumeneinheit des Körpers jeweils die Fläche F durch Gleiten überstreichen, so erfährt der Körper eine Scherung $a = NFb$. Um die Wirkung der Bewegung einer V. genauer zu beschreiben, denkt man sich zwei unmittelbar benachbarte Würfel in einem ausgedehnten Kristall (Abb. 9a). Dabei liegt der Punkt P des einen Würfels unmittelbar neben dem Punkt Q des anderen. Bewegt sich auf der Trennungsfläche $\Delta\vec{F}$ zwischen den beiden Würfeln eine V. hindurch, so werden die Würfel um den Burgersvektor $\vec{b}$ der V. gegeneinander verschoben (Q nach P', Abb. 9b). Die gegenseitige Verschiebung bewirkt im allgemeinen eine Volumenänderung des betrachteten Bereiches um $\Delta V = (\vec{b}\Delta\vec{F})$. ΔV wird Null, wenn $\vec{b}$ in der von der V. überstrichenen Fläche $\Delta\vec{F}$ liegt. Man bezeichnet die Versetzungsbewegung dann als *konservative Bewegung* oder *Gleitbewegung*. Sie erfolgt in der *Gleitebene* (allgemeiner: *Gleitfläche*), die wegen $(\vec{b}\Delta\vec{F}) = 0$ vom Burgersvektor und der Versetzungslinie aufgespannt wird. Verläßt die V. ihre Gleitebene, dann treten Volumenänderungen auf, und man spricht von *nichtkonservativer Bewegung* (in bezug auf das Volumen) oder *Kletterbewegung*. Um den Zusammenhalt des Körpers zu erhalten, muß das zusätzliche oder verminderte Volumen durch Diffusion ausgefüllt oder abgebaut werden. Der Unterschied zwischen Gleit- und Kletterbewegungen ist in Abb. 10 am Beispiel einer Stufenversetzung anschaulich dargestellt (V. bei A).



9 Volumenänderung bei der Versetzungsbewegung

Gleitbewegung: Die Gitterbindung zwischen C und B löst sich unter der Einwirkung der äußeren Spannung (Abb. 10a). Es entsteht ein Zwischenzustand (Abb. 10b). Wenn zwischen A und C eine neue Bindung entstanden ist, hat sich die V. durch Gleiten von A nach B bewegt (Abb. 10c). *Kletterbewegung*: Man kann z. B. die Atomreihe A von der V. entfernen (Abb. 10a) und durch Diffusion auf Zwischengitterplätze verteilen (Abb. 10d). Die V. hat sich dann von A nach D bewegt. Analog kann man auch bei E (Abb. 10a) eine zusätzliche Atomreihe einfügen.



10 Gleit- und Kletterbewegung einer Stufenversetzung

Bei einer Schraubenversetzung fallen die Richtungen von b und L zusammen. Eine Schraubenversetzung hat deshalb im Kontinuum keine definierte Gleitebene, sondern alle L enthaltenden Ebenen können Gleitebenen sein. Im Gitter ordnet man jedoch Schraubenversetzungssegmenten meistens die Gleitebene einer Stufenversetzung mit gleichem b zu, da sich V.en im Gitter im allgemeinen nur auf wenigen kristallographischen Ebenen mit geringem Widerstand bewegen können. Eine Bewegung von Schraubenversetzungssegmenten aus dieser Gleitebene heraus bezeichnet man als *Quergleiten*.

Übersicht über die in den wichtigsten Translationsgittern stabilen Burgersvektoren

Gitter	kürzester stabiler Burgersvektor	andere stabile Burgersvektoren	energetisch gleichwertig
kubisch primitiv	$\langle 100\rangle$		
		$\langle 110\rangle$	2 V. en $\langle 100\rangle$
		$\langle 111\rangle$	3 V. en $\langle 100\rangle$ oder 1 V. $\langle 100\rangle$ und 1 V. $\langle 110\rangle$
kubisch raumzentriert	$\frac{1}{2}\langle 111\rangle$	$\langle 100\rangle$	
kubisch flächenzentriert	$\frac{1}{2}\langle 110\rangle$	$\langle 100\rangle$	2 V. en $\frac{1}{2}\langle 110\rangle$
hexagonal (dichteste Kugelpackung)	$\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$		
		$\langle 0001\rangle$	
		$\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}3\rangle$	1 V. $\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0\rangle$ und 1 V. $\langle 0001\rangle$

Durchstößt eine bewegte V. die Oberfläche des Kristalls, dann werden die Oberflächenbereiche auf beiden Seiten der Gleitspur um b gegeneinander verschoben. Hat b eine Komponente senkrecht zur Oberfläche des Kristalls, dann entsteht dabei eine Oberflächenstufe mit atomarer Höhe (*Gleitstufe* oder *Gleitlinie*).

Liegen mehrere Gleitlinien auf engem Raum nebeneinander, dann spricht man von einem *Gleitband*. Die licht- und elektronenmikroskopische Beobachtung von Gleitbändern und Gleitlinien ist eine wichtige Untersuchungsmethode zum Studium der kinematischen Eigenschaften der V.en.

Versetzungsbewegungen werden durch Kräfte, die an der V. angreifen, ausgelöst. Die Kräfte entstehen durch elastische Spannungen, durch die Linienspannung der V.en oder durch Nichtgleichgewichtszustände der Eigenfehlstellen des Kristalls. Die elastischen Spannungen sind eine Folge äußerer Spannungen oder elastischer Wechselwirkungen der Gitterfehler untereinander.

Die *Geschwindigkeit einer V.* in einer bestimmten Richtung (Gleiten oder Klettern) hängt neben der angreifenden Kraft vom Reibungswiderstand der V. in der betrachteten Richtung ab. Der Reibungswiderstand für Gleitbewegungen im sonst ungestörten Kristall ist durch die Peierls-Spannung gegeben. Da diese bei den meisten Materialien unter normalen Bedingungen klein ist, können Gleitbewegungen schon bei kleinen Spannungen stattfinden. Bei hohen Geschwindigkeiten tritt eine zusätzliche Dämpfung durch die Abstrahlung von Phononen auf. Dadurch wird die Versetzungsgeschwindigkeit begrenzt. Die höchste mögliche Geschwindigkeit ist die Schallgeschwindigkeit des Materials. — Bei Kletterbewegungen bleibt das Volumen des Körpers nicht erhalten. Der notwendige Materialtransport von oder zur V. erfolgt durch Diffusion von Eigenfehlstellen. Dabei kann die V. als Quelle oder Senke für die Fehlstellen wirken. Kletterbewegungen sind meist thermisch aktivierte Prozesse, so daß die Temperaturabhängigkeit ihrer Geschwindigkeit durch eine Arrhenius-Beziehung beschrieben werden kann. Sie finden wegen der notwendigen Diffusion meist nur bei hohen Temperaturen mit einer hohen Geschwindigkeit statt. Im allgemeinen klettert eine Versetzungslinie nicht als Ganzes, sondern durch eine Bewegung der Sprünge längs der V. in kleinen Schritten. Wenn die Emission oder Absorption der Eigenfehlstellen an den Sprüngen durch mechanische Kräfte ausgelöst wird, stellen die Sprünge ein Hindernis für die Versetzungsbewegung dar. Beim Vorhandensein einer Über- oder Untersättigung an Eigenfehlstellen kann die Emission oder Absorption der Fehlstellen an den V.en zu einer Einstellung der thermischen Gleichgewichtskonzentration der Fehlstellen führen. Neben den beschriebenen Einflüssen wird der Reibungswiderstand bestimmt durch Schnittprozesse der V.en untereinander (→ Sprung in einer V.), Wechselwirkungen mit besonderen Versetzungsanordnungen (→ Korngrenze, → Cottrell-Lomer-Versetzung), Versetzungsdipolen und -aufstauungen, im Kristall gelösten oder ausgeschiedenen Verunreinigungen und in einigen Fällen durch elektrische Wechselwirkungen geladener V.en mit anderen geladenen Gitterfehlern. Die Anzahl gleitfähiger V.en im Kristall und die Größe des Reibungswiderstandes bestimmen die mechanische Festigkeit des Materials. Die Erfassung dieser Größen und ihrer Abhängigkeit von thermischen und mechanischen Vorbehandlungen des Kristalls ist Aufgabe der Verfestigungstheorie.

VII) Unvollständige V.en (Teil-, Partial- oder Halbversetzungen). Das sind V.en, bei denen im Gegensatz zu den vollständigen V.en die gegenseitige Verschiebung der Schnittufer (→ Burgersvektor) kein Gittervektor ist. Die Umgebung der V. ist dann perfekt bis auf die Schnittfläche, die einen Stapelfehler enthält. Die Gleitebene einer unvollständigen V. ist wie die einer vollständigen durch $\vec{b}$ und L definiert. Eine unvollständige V. kann sich jedoch nur in der Ebene des Stapelfehlers bewegen: Bei den *Shockleyschen Halbversetzungen* fällt die Gleitebene mit der Ebene des Stapelfehlers zusammen. Die V. kann deshalb leicht gleiten. Shockleysche unvollständige V.en können folglich durch Gleitprozesse erzeugt werden. Bei den *Frankschen Halbversetzungen* („nicht gleitfähige" V.en) fällt die Gleitebene nicht mit der Stapelfehlerebene zusammen, so daß diese nur unter sehr hohen Spannungen gleiten können. Sie können jedoch leicht klettern und durch Kletterprozesse gebildet werden (Kondensation von Leerstellen, vgl. Abschn. IX).

In Gittern mit niedriger Stapelfehlerenergie können vollständige V.en durch Aufspaltung unter Energiegewinn in unvollständige V.en übergehen.

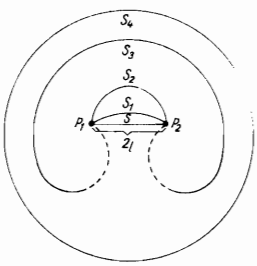
Beispiel: In kubisch flächenzentrierten Metallen dissoziieren die V.en mit $\vec{b} = 1/2\,[110]$ in zwei Shockleysche Halbversetzungen nach der Reaktion $\vec{b} = \vec{b}_1 + \vec{b}_2 = 1/2\,[110] = 1/6\,[211] + 1/6\,[12\bar{1}]$. Die beiden Teilversetzungen im Abstand r stoßen sich im Falle von Schraubenversetzungen wegen $\vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2 > 0$ mit der Kraft je Länge $F_r/L = \frac{G \cdot \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2}{2\pi r}$ (vgl. Abschn. III, Gl. 7) ab. Zwischen den Teilversetzungen wird ein Stapelfehler der Länge L und der Breite dr aufgespannt. Da zu dessen Bildung die Energie $dW = \gamma L\,dr$ (γ ist die Stapelfehlerenergie) aufgebracht werden muß, erzeugt der Stapelfehler auf die ihn begrenzenden Teilversetzungen die anziehende Kraft je Länge $F_r/L = -1/L\,dW/dr = -\gamma$. Im Gleichgewicht ist die auf die Teilversetzungen einwirkende Gesamtkraft gleich Null. Daraus ergibt sich der Abstand r der Teilversetzungen (*Weite der Aufspaltung* oder *Versetzungsweite*) zu $r = \frac{G \cdot \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2}{2\pi\gamma}$.

Die Messung von r ermöglicht die experimentelle Bestimmung von γ.

Die Aufspaltung beeinflußt wesentlich die Versetzungseigenschaften, besonders die kinematischen, da sich die Teilversetzungen nur in der Ebene des Stapelfehlers bewegen können. Deshalb muß z. B. an einer Schraubenversetzung, die ihre Gleitebene durch Quergleiten verlassen will, die Aufspaltung beseitigt werden; die V. muß sich an dieser Stelle einschnüren.

VIII) Erzeugung von V.en. 1) Beim Kristallwachstum. V.en in einem Substrat oder Impfkristall können sich in den aufwachsenden Kristall fortsetzen. Beim Zusammenwachsen zweier Kristallite kann eine gegenseitige Fehlorientierung durch den Einbau von V.en ermög-

licht werden. Außerdem können durch den Einbau von V.en elastische Spannungen relaxiert werden, die durch den Temperaturgradienten beim Wachstum aus der Schmelze oder durch Konzentrationsschwankungen eingebauter Verunreinigungen entstehen. 2) Durch Kondensation von Eigenfehlstellen. Unter geeigneten Bedingungen lagern sich durch Abschrecken eingefrorene Eigenfehlstellen, z. B. Leerstellen, zu flächenhaften Gebilden zusammen (Abb. 11a). Diese stellen nach dem Zusammenklappen der Begrenzungsflächen Versetzungsringe mit prismatischen Gleitflächen dar (Abb. 11b) mit einem Burgersvektor senkrecht zur Ringebene. Man bezeichnet diese V.en als *prismatische V.en.* Entstehen beim Zusammenklappen der Begrenzungsflächen Stapelfehler, so stellen die Versetzungsringe Franksche unvollständige V.en dar. 3) Durch plastische Deformation. Da die bei der Kristallherstellung eingebauten V.en meist blockiert sind, müssen bei der plastischen Deformation neue, gleitfähige V.en produziert werden. Ihre Produktion erfolgt entweder in räumlich lokalisierten *Versetzungsquellen* oder während der Bewegung gleitender V.en (*Versetzungsvervielfachung*). Eine Versetzungsquelle besteht aus einem beweglichen Versetzungssegment, das an einem oder beiden Enden z. B. durch einen Versetzungsknoten im Gitter verankert ist.



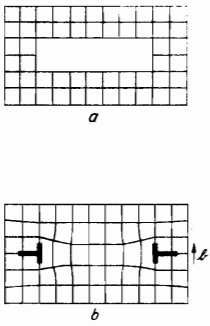
12 Frank-Read-Quelle

Ein spezieller Typ ist die *Frank-Read-Quelle* mit zwei Verankerungspunkten P_1, P_2 im Abstand $2l$ in der Gleitebene des Versetzungssegmentes S (Abb. 12). Unter der angreifenden Schubspannung baucht sich das Versetzungssegment aus (S_1). Die zur Erzeugung des Krümmungsradius R notwendige Spannung σ ist durch Gl. 6 (Abschn. III) gegeben. Die kritische Spannung, bei der die Versetzungsquelle arbeiten kann, ist erreicht, wenn R den kleinsten Wert $R = l$ angenommen hat (S_2). Der Versetzungsbogen kann dann ohne Erhöhung von σ weitergleiten, da R nach der Halbkreislage der V. wieder größere Werte als $R = l$ annimmt. Durch gegenseitige Annihilierung der in der Abb. gestrichelt gezeichneten Versetzungssegmente (Lage S_3) bildet sich ein neuer, geschlossener Versetzungsring (S_4). Danach ist die Quelle zur Abspaltung eines weiteren Versetzungsringes bereit.

Wahrscheinlich erfolgt die Versetzungserzeugung bei der plastischen Verformung nicht in solchen lokalisierten Quellen, sondern während der Bewegung der Gleitversetzungen. Dabei muß ebenfalls ein Versetzungssegment momentan verankert werden, was z. B. durch lokale Quergleitung eines Schraubenversetzungssegmentes erfolgen kann. Die die beiden Gleitebenen verbindenden Sprünge (→ Sprung in einer Versetzung) sind dann nicht in der Bewegungsrichtung der V. gleitfähig. Die Abspaltung der V. erfolgt wie bei der Frank-Read-Quelle (*Doppel-Quergleit-Mechanismus*). Im allgemeinen werden die gleitenden V.en im Kristall blockiert, bevor sie aus diesem vollständig herausgeglitten sind. Deshalb steigt bei der plastischen Deformation die Anzahl der V.en im Kristall stetig an.

IX) Versetzungsanordnungen. Die Kristalle enthalten von ihrem Wachstum her praktisch immer eine bestimmte Anzahl von V.en. Diese Anzahl wird beschrieben durch die Versetzungsdichte ϱ_V, d. i. die Länge der Versetzungslinien in der Volumeneinheit des Kristalls. Meistens ermittelt man die Versetzungsdichte als die Anzahl der durch die Flächeneinheit der Kristalloberfläche durchstoßenden V.en. Diese auf die Oberfläche bezogene Versetzungsdichte ist etwa gleich $\varrho_V/2$. Die Versetzungsdichten normaler Einkristalle liegen zwischen 10^4 und 10^{12} cm^{-2}.

Da die V.en meist keine Gleichgewichtsfehlordnung darstellen, versuchen sie durch Gleit- und Kletterbewegungen auszuheilen oder Lagen mit möglichst niedriger Energie einzunehmen. Dabei können sich im allgemeinen Versetzungsknoten bilden, und es entsteht ein dreidimensionales *Versetzungsnetzwerk*. Dieses ist besonders stabil, wenn es regelmäßig aufgebaut ist, da dann die Knoten ihre Gleichgewichtskonfiguration einnehmen können.

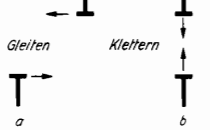


11 Bildung eines prismatischen Versetzungsringes durch Kondensation von Leerstellen: *a* flächenhafte Leerstellenansammlung, *b* prismatischer Versetzungsring

Während der Kristall wegen der statistischen Verteilung der Vorzeichen der Burgersvektoren beim räumlichen Netzwerk makroskopisch nicht fehlorientiert ist, können auch ganze Bereiche gegeneinander verschwenkt sein. Die Grenzflächen zwischen diesen Bereichen (Körner) werden durch regelmäßige Versetzungsanordnungen, die → Korngrenzen, gebildet.

Besondere Versetzungsanordnungen entstehen bei der plastischen Deformation der Kristalle. Zwei parallele V.en mit entgegengesetzt gleichen Burgersvektoren bezeichnet man als *Versetzungsdipol*. Bewegen sich mehrere V.en gegen ein Gleithindernis, z. B. eine Cottrell-Lomer-Versetzung, so können sich die V.en aufstauen (engl. 'pile up') und wirken dann für andere Gleitversetzungen in erster Näherung wie eine V. mit einem resultierenden Burgersvektor gleich der Summe der Burgersvektoren der aufgestauten V.en. Die bei der Verformung gebildeten Versetzungsanordnungen sind für die Verfestigung der Kristalle wichtig, da die Gleitversetzungen mit ihnen in elastische Wechselwirkung treten und deshalb bei ihrer Bewegung behindert werden.

Die bei der plastischen Deformation gebildeten V.en heilen, da sie sich nicht im thermischen Gleichgewicht befinden, bei Vorhandensein einer ausreichenden Beweglichkeit wieder aus. Die *Ausheilung* erfolgt stets durch Annihilierung zweier Versetzungen mit entgegengesetzt gleichen Burgersvektoren (Reaktion 2. Ordnung). Meist erfolgt dies in zwei Etappen: Bildung eines Versetzungsdipols durch Gleitung der beiden sich anziehenden V.en und nachfolgende Annihilierung durch Klettern (Abb. 13). Die Geschwindigkeit der Ausheilung wird hauptsächlich durch die nur bei hohen Temperaturen genügend schnell ablaufenden Kletterbewegungen bestimmt. Eine weitere Verminderung der Versetzungsdichte in der Matrix entsteht durch Zusammenlagerung der V.en zu Korngrenzen (→



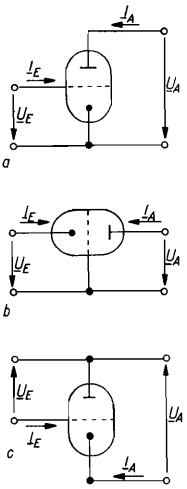
13 Annihilierung zweier Stufenversetzungen mit entgegengesetzt gleichen Burgersvektoren: *a* Bildung eines Versetzungsdipols durch eine Gleitbewegung, *b* gegenseitige Annihilierung durch eine Kletterbewegung

Polygonisation) und durch Absorption einzelner V.en an Korngrenzen (→ Rekristallisation).
Lit. → Gitterfehlstellen.

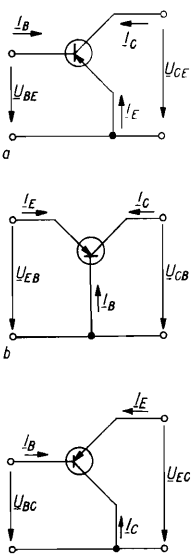
Verseuchung, *radioaktive Verseuchung,* → radioaktive Kontamination.

Verstärker, Geräte, die dazu dienen, mit geringem Leistungsaufwand eine Steuerwirkung hervorzurufen, die eine größere Leistungsänderung nach sich zieht. Je nach dem Verwendungszweck unterscheidet man zwischen Vorverstärkern und Leistungsverstärkern.

Vorverstärker haben z. B. die Aufgabe, sehr kleine Signalwechselspannungen oder Gleichspannungsänderungen auf einen vorgegebenen hohen Spannungswert zu verstärken. Sie bestehen im allgemeinen aus mehreren in Kaskade geschalteten Verstärkerstufen mit dazwischengeschalteten frequenzbestimmenden Netzwerken. Infolge der Kleinheit der Eingangssignale spielen dabei Verzerrungen durch die aktiven Elemente wie Elektronenröhren oder Transistoren kaum eine Rolle. Dagegen ist oftmals das Rauschen der Eingangsstufe von entscheidender Bedeutung. In mehrstufigen V.n können sehr hohe Verstärkungsgrade erreicht werden. So hat man z. B. schon 10^{18}fache Leistungsverstärkungen verwirklicht. Die Verstärkung sehr schwacher Signale (mit sehr kleiner Wechselstromleistung) verliert jedoch ihren Sinn, wenn die Signalleistung nicht größer als die Rauschleistung der stets vorhandenen Störungen am Eingang des V.s ist. Das Rauschen hat verschiedenen Ursprung. Es wird zum Teil mit dem Signal empfangen, zum Teil stammt es aus dem Eingangskreis, und zum Teil wird es in den aktiven Elementen selbst erzeugt. Meist bestimmt das Eigenrauschen der ersten Verstärkerstufe die kleinste verstärkbare Signalleistung. Zur Steigerung der Empfindlichkeit werden deshalb in Eingangsstufen besonders rauscharme Röhren und Transistoren verwendet. Im Bereich der Höchstfrequenzen setzt man zur Verbesserung der Empfindlichkeit spezielle rauscharme V. ein, z.B. Maser, Reaktanzverstärker und Wanderfeldröhren, die sich durch ein sehr kleines Eigenrauschen auszeichnen.



1 Grundschaltungen einer Elektronenröhre (Triode): *a* Katodenbasisschaltung, *b* Gitterbasisschaltung, *c* Anodenbasisschaltung



2 Grundschaltungen eines pnp-Transistors: *a* Emitterschaltung, *b* Basisschaltung, *c* Kollektorschaltung

Als *Spannungsverstärkung* eines V.s ist das Verhältnis von Ausgangsspannung zu Eingangsspannung definiert.

Leistungsverstärker haben die Aufgabe, eine bestimmte vorgegebene Ausgangsleistung zu erzeugen. Bei ihnen lassen sich nichtlineare Verzerrungen oftmals nicht vermeiden. Man ist jedoch bestrebt, sie durch geeignete Schaltungen (z. B. Gegentaktverstärker) auf ein Mindestmaß herabzudrücken. Die *Leistungsverstärkung* eines V.s ist durch das Verhältnis von Ausgangsleistung zu Eingangsleistung definiert. Sie wird in Neper oder Dezibel angegeben. Als Maß für die nichtlinearen Verzerrungen eines V.s dient der *Klirrfaktor*. Dieser ist definiert als das Verhältnis der Summe der Effektivwerte aller Oberwellen zur Summe der Effektivwerte von Grundwelle und Oberwellen.

Nach dem Frequenzbereich, in dem der V. arbeitet, ist es üblich, zwischen Gleichstrom-, Niederfrequenz-, Zwischenfrequenz- und Hochfrequenzverstärkern zu unterscheiden. Entsprechend der Breite des verstärkten Frequenzbandes werden diese V. wiederum in Schmalbandverstärker und Breitbandverstärker untergliedert. *Schmalbandverstärker* sind V., deren Bandbreite je nach dem Anwendungszweck zwischen einem Hertz und wenigen Hertz Bandbreite variiert. Diese geringe Bandbreite wird durch Schwingkreise hoher Güte (Resonanzverstärker) oder durch aus Widerständen R und Kondensatoren C zusammengesetzte Netzwerke zur Aussiebung der betreffenden Frequenz (selektive RC-Verstärker) realisiert. *Breitbandverstärker* haben je nach Verwendungszweck eine Bandbreite von einigen MHz bis zu einigen 100 MHz; weiteres → Breitbandverstärker.

Die aktiven Elemente eines V.s wie Elektronenröhren und Transistoren können entsprechend den in den Abb. 1 und 2 skizzierten Grundschaltungen eingesetzt werden. Bei Elektronenröhren unterscheidet man zwischen Katodenbasis-, Gitterbasis- und Anodenbasisschaltung, je nachdem, ob die Katode, das Gitter oder die Anode dem Eingangs- und dem Ausgangskreis gemeinsam ist. a) Bei der *Katodenbasisschaltung* tritt eine Vergrößerung der Eingangskapazität auf (*Miller-Effekt*), so daß anstelle der Gitterkatodenkapazität C_{gk} eine vergrößerte Kapazität $C_E = C_{gk} + C_{ag}(1 + |V_K|)$ wirksam ist. Dabei bedeutet C_{ag} die Gitteranodenkapazität und V_K die als reell angenommene Verstärkung der Stufe. Dadurch wird bewirkt, daß der Eingangswiderstand der Katodenbasisschaltung nur mäßig hoch ist. Der Ausgangswiderstand ist dagegen relativ hoch und die Spannungsverstärkung groß.

b) Die *Gitterbasisschaltung* besitzt einen sehr niedrigen Eingangswiderstand, einen hohen Ausgangswiderstand und eine große Spannungsverstärkung. c) Die *Anodenbasisschaltung*, die unter der Bezeichnung *Katodenverstärker* bekannt geworden ist, hat einen hohen Eingangswiderstand und einen kleinen Ausgangswiderstand, ihre Spannungsverstärkung ist stets kleiner oder höchstens gleich Eins. Der Katodenverstärker verfügt aber über eine hohe Stromverstärkung, er wird deshalb häufig als Impedanzwandler und wegen seiner hohen Stabilität in Rückkopplungsschaltungen verwendet. Dementsprechend unterscheidet man bei Transistoren zwischen Basis-, Emitter- und Kollektorschaltung.

Der *Basisschaltung* eines Transistors entspricht die *Gitterbasisschaltung* einer Elektronenröhre. Nachteilig bei der Basisschaltung ist der sehr kleine Eingangswiderstand ($\approx 100\,\Omega$) und der sehr hochohmige Ausgangsinnenwiderstand (10^5 bis $10^6\,\Omega$). Die Kurzschlußstromverstärkung α ist ungefähr gleich Eins. Man erreicht mit dieser Schaltung 10^3- bis 10^4fache Spannungsverstärkungen. Ungünstig wirken sich die Widerstandsverhältnisse in der Basisschaltung auf die Hintereinanderschaltung mehrerer Transistorstufen aus, da im Gegensatz zu den Elektronenröhren, bei denen zur Steuerung keine oder nur eine sehr geringe Leistung erforderlich ist, bei Transistoren eine merkliche Steuerleistung benötigt wird. Dies bedingt aber, daß die Stufen leistungsmäßig aneinander angepaßt sein müssen.

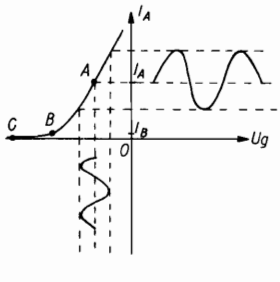
Die wichtigste Schaltung für die praktische Anwendung ist die *Emitterschaltung*; ihr entspricht bei den Elektronenröhren die *Katodenbasisschaltung*. Die Kurzschlußstromverstär-

kung β erreicht Werte von 100 und mehr, die Spannungsverstärkung ist 10^3- bis 10^4fach. Der Eingangswiderstand ist wesentlich höher als in der Basisschaltung und liegt in der Größenordnung von 10^3 bis $10^4\,\Omega$. Außerdem hat die Emitterschaltung einen niedrigeren ausgangsseitigen Innenwiderstand (10^4 bis $10^5\,\Omega$). Dadurch ist es leichter, den Ausgang der vorhergehenden Stufe an den Eingang der nachfolgenden Stufe in Transistorverstärkern anzupassen.

Die *Kollektorschaltung* stellt eine relativ wenig benutzte Schaltung dar. Ihr entspricht bei den Elektronenröhren die *Anodenbasisschaltung* (der Katodenverstärker). Die Kollektorschaltung hat einen hohen Eingangswiderstand ($\approx 10^5\,\Omega$) und einen niedrigen Ausgangswiderstand. Sie kann ebenso wie der Katodenverstärker als Impedanzwandlerschaltung verwendet werden. Während die Stromverstärkung wie in der Emitterschaltung Werte von 100 und mehr erreichen kann, ist ihre Spannungsverstärkung stets kleiner als Eins.

Von allen drei Transistorgrundschaltungen besitzt die Basisschaltung die höchste Grenzfrequenz.

Entsprechend der Lage des Arbeitspunktes der Elektronenröhre oder des Transistors unterscheidet man zwischen A-, B- und C-Verstärkern. a) Bei den *A-Verstärkern* pendelt der Ausgangswechselstrom (z. B. der Anodenwechselstrom einer Elektronenröhre, Abb. 3) symmetrisch um den Ausgangsruhestrom. b) Beim *B-Verstärker* liegt der Arbeitspunkt im unteren Kennlinienknick der Röhre oder des Transistors. B-Verstärker werden in Gegentaktschaltungen verwendet. Der Vorteil gegenüber der Gegentaktschaltung von A-Verstärkern liegt in der wesentlich geringeren Verlustleistung bei gleicher abgegebener Wechselstromleistung infolge des sehr geringen Ruhestromes. Gegentakt-B-Verstärker weisen jedoch größere Verzerrungen als Gegentakt-A-Verstärker auf, vor allem im Bereich kleiner Aussteuerungen. c) Beim *C-Verstärker* liegt der Arbeitspunkt unterhalb des Kennlinienknicks. Bei diesem V. wird nur die positive Halbwelle einer Wechselspannung ganz oder teilweise verstärkt. C-Verstärker werden vorwiegend für Sendezwecke verwendet, wobei die entstehenden Oberwellen durch eingangs- und ausgangsseitige Resonanzkreise ausgefiltert werden. Sie eignen sich zur Verstärkung schmaler Frequenzbänder.



3 Lage der Arbeitspunkte auf der Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinie eines Röhrenverstärkers. I_A, I_B Ruhestrom beim *A*- bzw. *B*-Verstärker. Für den *A*-Verstärker ist die Verstärkerwirkung angedeutet. U_g Gitterspannung

Ein *supraleitender V.* dient zur Verstärkung kleiner Gleich- oder Wechselspannungen und enthält supraleitende Elemente, z. B. Kryotrons, supraleitende Tunneldioden, Josephson-Tunnelelemente, supraleitende Unterbrecher, supraleitende Übertrager oder z. B. im parametrischen supraleitenden V. gegeneinander bewegte supraleitende Spulen. Ein solcher supraleitender V. hat einen äußerst niedrigen Innenwiderstand und kann deshalb zur Verstärkung bzw. Messung sehr niedriger Spannungen bis zu etwa 10^{-12} V eingesetzt werden.

Der *logarithmische V.* ist ein spezieller V., dessen Ausgangsgröße immer proportional zum Logarithmus der jeweiligen Eingangsgröße ist. Die logarithmische Kennlinie wird z. B. durch den mehrere Zehnerpotenzen breiten Bereich der experimentellen Abhängigkeit des Stromes von der Spannung von thermischen Dioden (Anlaufstrombereich) und Halbleiterdioden erreicht.

Auch mit Trioden, Pentoden, Unijunction-Transistoren und anderen Festkörperbauelementen lassen sich entsprechende Kennlinienverläufe unter bestimmten Betriebsbedingungen realisieren. In der Praxis werden → Operationsverstärker verwendet, deren Rückkopplungszweig im allgemeinen aus einem Netzwerk von mehreren Dioden und Widerständen besteht.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1968); Schröder: Elektrische Nachrichtentechnik, Bd 2 (Berlin 1971).

Verstärkermaschine, eine Gleichstrommaschine (→ elektrische Maschine) mit hoher Leistungs- und Spannungsverstärkung, linearem Zusammenhang zwischen Ausgangs- und Eingangsgröße und geringen Zeitkonstanten. Da diese Forderungen durch den üblichen Gleichstromgenerator mit Erregerleistung als Eingangsleistung und Ankerleistung als Ausgangsleistung nicht ausreichend erfüllt werden, müssen die Auslegung des magnetischen Kreises und die Wicklungen geändert werden. Durch zusätzliche Steuerwicklungen und Arbeiten im linearen Teil der Magnetisierungskurve entsteht das → Rototrol, durch Ausführung als Querfeldmaschine mit kurzgeschlossenem Zwischenbürstensatz erhält man die → Amplidyne. Eine Sonderform der V. ist die → Autodyne.

V.n werden vor allem in der Steuerungs- und Regelungstechnik angewendet.

Verstärkerröhren, Sammelbegriff für Elektronenröhren, die zur Verstärkung von elektrischen Signalen dienen. Zu den V. gehören die Ein- und Mehrgitterröhren sowie einige Vertreter der → Mikrowellenröhren.

Verstärkungsfaktor, das Verhältnis der Anodenspannungsänderung zur Steuergitterspannungsänderung einer Elektronenröhre bei Konstanthaltung aller anderen Größen. Der Anodenstrom ist eine Funktion von Gitter- und Anodenspannung: $I_a = f(U_g, U_a)$, d. h.,

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g}\right)_{U_a=\text{konst.}} \cdot dU_g + \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)_{U_g=\text{konst.}} \cdot dU_a,$$

oder mit den Definitionen für Steilheit S und Innenwiderstand R_i

$$dI_a = S\,dU_g + \frac{1}{R_i}\,dU_a.$$

Unter Benutzung der Barkhausenschen Röhrengleichung läßt sich diese Beziehung auch schreiben $dI_a = S(dU_g + D\,dU_a)$, wobei D den

Durchgriff bedeutet. Falls der Außenwiderstand reell ist, folgt mit $dU_a = -R_a\,dI_a$ und unter nochmaliger Anwendung der Barkhausen-Gleichung

$$V = \frac{dU_a}{dU_g} = -\frac{1}{D}\cdot\frac{R_a}{R_a + R_i}.$$

Das Minuszeichen weist auf die Phasenverschiebung von 180° zwischen Ausgangs- und Eingangsspannung hin. Falls R_a ein komplexer Widerstand ist, wird die Verstärkung V eine komplexe Größe. Für den Fall $R_a \gg R_i$ (R_a reell) folgt

$$V = -\frac{1}{D} = -\mu.$$

Dieser Fall tritt bei Trioden im Leerlauf auf. $\frac{1}{D} = \mu$ ist die maximal mögliche Verstärkung der Triode. Sie erreicht Werte um 100. Falls $R_a \ll R_i$ (R_a reell) ist, folgt mit der Barkhausen-Gleichung $V = -SR_a$. Dieser Fall liegt in der Regel bei Pentoden vor. Der V. einer Pentode ist etwa 100mal größer als der der Triode.

Verstimmung, ein Maß für die Abweichung der Kreisfrequenz ω eines zu erzwungenen Schwingungen angeregten elektrischen → Schwingkreises von seiner Resonanzkreisfrequenz ω_0. Als V. v wird definiert: $v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$. Für $\omega \approx \omega_0$, d. h. für Frequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenz, ist $v \approx 2(\omega - \omega_0)/\omega$. Die Größe $v \cdot Q$, wobei Q die Güte des Schwingkreises darstellt, bezeichnet man als *normierte V.*

Versuch, → Experiment.

vertauschbar, → Kommutator 2).

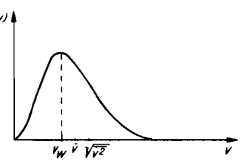
Vertauschungsregel, svw. Vertauschungsrelation.

Vertauschungsrelation, *Vertauschungsregel*, in der Quantentheorie Beziehung zwischen zwei nicht vertauschbaren Operatoren $\hat{A}$ und $\hat{B}$, die den Zusammenhang der Produkte $\hat{A}\hat{B}$ und $\hat{B}\hat{A}$ angibt und festlegt, wie die Vertauschung von Operatoren auszuführen ist. Die Klammerausdrücke $[\hat{A}, \hat{B}]_- = \hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}$ bzw. $[\hat{A}, \hat{B}]_+ = \{\hat{A}, \hat{B}\} = \hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A}$ bezeichnet man als Kommutator bzw. Antikommutator. In der Quantenmechanik ergibt sich z. B. für den Kommutator zwischen dem Orts- und Impulsoperator $[\hat{p}_x, \hat{x}]_- = \hbar/\mathrm{i}$; in der Quantenfeldtheorie ergeben sich für die Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren $\hat{a}_i^+$ bzw. $\hat{a}_i^-$ von Teilchen im Zustand i die V.en $[\hat{a}_i^-, \hat{a}_j^+]_- = \delta_{ij}$, $[\hat{a}_i^-, \hat{a}_j^-]_- = [\hat{a}_i^+, \hat{a}_j^+]_- = 0$ für Bosonen und $[\hat{a}_i^-, \hat{a}_j^+]_+ = \delta_{ij}$, $[\hat{a}_i^-, \hat{a}_j^-]_+ = [\hat{a}_i^+, \hat{a}_j^+]_+ = 0$ für Fermionen. Man bezeichnet diese V. daher häufig als Bose- bzw. Fermi-Vertauschungsrelation. Die Darstellungen dieser V. durch bestimmte Matrizen oder spezielle Operatoren führen zu Darstellungen der entsprechenden Quantenfelder (→ Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren). Die V.en bestimmen die algebraische Struktur der Quantentheorie weitgehend: Materiefelder, die zu Teilchen mit ganzzahligem bzw. halbzahligem Spin gehören, sind mittels Kommutatoren bzw. Antikommutatoren zu quantisieren.

Verteilung, → Verteilungsfunktion, → Gibbssche Statistik.

Verteilungsfunktion, *Wahrscheinlichkeitsdichte*, *Phasenraumdichte*, Funktion, die die Verteilung von Teilchen, z. B. Molekülen eines Gases, entsprechend ihren Orten und Geschwindigkeiten angibt (→ Wahrscheinlichkeitsrechnung). (In einigen Zusammensetzungen wird auch *Verteilung* anstelle von V. benutzt.) Die *Einteilchen-Verteilungsfunktion* $f_1(t, \vec{r}, \vec{v})$ ist dadurch definiert, daß $f_1(t, \vec{r}, \vec{v})\,d^3\vec{r}\,d^3\vec{v}$ gleich der Wahrscheinlichkeit ist, zum Zeitpunkt t ein Molekül im Volumenelement $d^3\vec{r} = dx\,dy\,dz$ um den Ort $\vec{r}$ und im Bereich $d^3\vec{v} = dv_x\,dv_y\,dv_z$ um die Geschwindigkeit $\vec{v}$ anzutreffen. Die V. ist somit eine Wahrscheinlichkeit je Volumenelement im Phasenraum. Infolge der allgemeinen mathematischen Eigenschaften der Wahrscheinlichkeit ergibt sich unmittelbar die Gleichung $\iint f_1(t, \vec{r}, \vec{v})\,d^3\vec{r}\,d^3\vec{v} = 1$, wobei die Integration über alle physikalisch möglichen Orte und Geschwindigkeiten läuft. Man sagt, die so definierte V. sei „auf 1 normiert". Für praktische Rechnungen ist es üblicher, das Produkt aus der oben definierten V. und der Gesamtteilchenzahl N des Systems als V. zu bezeichnen. Diese „auf N normierte" V. $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ hat die Eigenschaft, daß $f(t, \vec{r}, \vec{v})\,d^3\vec{r}\,d^3\vec{v}$ gleich der wahrscheinlichsten Anzahl der Moleküle im oben definierten Volumenelement des Phasenraumes ist.

In der Gleichgewichtsstatistik hängt die V. der Moleküle nur vom Betrag der Geschwindigkeit $|\vec{v}| = v$ ab, die klassische Maxwell-Boltzmann-Statistik liefert $f(v)\,d^3\vec{v} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-mv^2/(2kT)}\,d^3\vec{v}$, wobei m die Masse eines Moleküls, k die Boltzmannsche Konstante, n die Teilchenzahldichte und T die Temperatur sind. Durch Integration über alle Richtungen im Geschwindigkeitsraum entsteht hieraus das klassische *Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz* (*Maxwell-Boltzmannsches Geschwindigkeitsverteilungsgesetz*) für die Moleküle eines Gases im Gleichgewichtszustand $F(v)\,dv = 4\pi v^2 f(v)\,dv = 4\pi n(m/2\pi kT)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/(2kT)}\,dv$. Hierbei ist $F(v)\,dv$ die mittlere Anzahl der Moleküle im Geschwindigkeitsintervall zwischen v und $v + dv$. $F(v)$ wird als *Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung* (*Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, Maxwell-Verteilung*) bezeichnet. Aus der Abb. ist ersichtlich, daß die meisten Moleküle mittlere Geschwindigkeiten haben, während nur sehr wenige Moleküle mit sehr kleinen und mit sehr großen Geschwindigkeiten vorhanden sind. Die Geschwindigkeit, bei der $F(v)$ seinen Maximalwert annimmt, bezeichnet man als wahrscheinlichste Geschwindigkeit v_w. Für sie gilt $v_w = \sqrt{2kT/m}$, d. h., mit steigender Temperatur verschiebt sich das Maximum der Kurve zu höheren Geschwindigkeiten, während gleichzeitig die Kurve flacher wird. Für die mittlere Geschwindigkeit er-



Verlauf der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung. v_w wahrscheinlichste Geschwindigkeit, v mittlere Geschwindigkeit, v^2 mittleres Geschwindigkeitsquadrat

gibt sich $\bar{v} = (1/n)\int vF(v)\,dv = \sqrt{8kT/\pi m} = \sqrt{4/\pi}\,v_w$, d. h., sie ist etwas höher als v_w. Für das mittlere Geschwindigkeitsquadrat erhält man in Übereinstimmung mit der Definition der Temperatur (s. u.) den Ausdruck $v^2 = 3kT/m = (3/2)\,v_w^2$.

Das Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz wurde 1859 von Maxwell gefunden und 1872 von Boltzmann theoretisch begründet. Der erste direkte experimentelle Nachweis gelang durch die Molekularstrahlversuche von Stern.

Da die Geschwindigkeit durch die Formel $E = mv^2/2$ eng mit der kinetischen Energie E verknüpft ist, läßt sich aus der Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar auch die *Maxwellsche Energieverteilung* der Moleküle im Gleichgewichtszustand berechnen. Grundlegende theoretische Bedeutung hat die Energieverteilung in der Gibbsschen Statistik.

Weitere Gleichgewichtsverteilungen sind die *Fermi-Dirac-Verteilung* der Elektronen in Metallen (→ Fermi-Dirac-Statistik) und die *Einstein-Verteilung*, d. i. das Verteilungsgesetz für die Lichtquanten, aus dem unmittelbar das Plancksche Strahlungsgesetz folgt (→ Bose-Einstein-Statistik).

Grundlage der Nichtgleichgewichtsstatistik, also der Beschreibung irreversibler Prozesse, z. B. Diffusion, Wärmeleitung und elektrische Leitung, ist die Berechnung der V.en der beteiligten Teilchensorten, z. B. der Gasmoleküle oder der Elektronen und Ionen eines Plasmas, aus kinetischen Gleichungen, z. B. der Boltzmann-Gleichung.

Aus der V. lassen sich die wesentlichen makroskopisch interessierenden Größen unmittelbar berechnen. Die mittlere Teilchenzahl je Volumeneinheit erhält man aus der Formel $n(t,\vec{r}) = \int f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$, wobei über alle physikalisch möglichen Geschwindigkeiten integriert wird. Die mittlere *lokale Strömungsgeschwindigkeit* am Ort $\vec{r}$ zur Zeit t ergibt sich als mittlere Geschwindigkeit aus der Relation $\vec{u}(\vec{r},t) = (1/n) \times \int f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$. Die *kinetische Temperatur* ist definiert durch die Beziehung $T(\vec{r},t) = (m/3kn)\int(\vec{v}-\vec{u})^2 \cdot f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$. Gemäß der Zustandsgleichung des idealen Gases ergibt sich daraus der gaskinetische Druck $p(\vec{r},t) = (m/3)\int(\vec{v}-\vec{u})^2 f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$. Eine Verallgemeinerung des gaskinetischen Druckes, die bei Abweichungen vom lokalen Gleichgewicht in der kinetischen Gastheorie und der Hydrodynamik eine Rolle spielt, ist der *Drucktensor P*. Er ist definiert durch die Relation $P(t,\vec{r}) = m\int(\vec{v}-\vec{u})(\vec{v}-\vec{u})f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$. Im Integranden steht das dyadische Produkt der Größe $(\vec{v}-\vec{u})$ mit sich selbst. Im lokalen Gleichgewicht ist der Drucktensor diagonal und hat die Form $P = pE$, wobei p der gewöhnliche Gasdruck und E der Einheitstensor ist. Eine weitere makroskopische Größe, die sich aus der Einteilchen-Verteilungsfunktion bestimmt, ist die *lokale Wärmestromdichte* $q(t,\vec{r}) = (m/2)\int(\vec{v}-\vec{u})^2(\vec{v}-\vec{u})\,f(t,\vec{r},\vec{v})\,d^3\vec{v}$. Im lokalen Gleichgewicht hat die Verteilungsfunktion die Gestalt einer *lokalen Maxwell-Verteilung* $f(t,\vec{r},\vec{v}) = f^0(t,\vec{r},\vec{v}) =$

$$= n(t,\vec{r})\left(\frac{m}{2\pi kT(t,\vec{r})}\right)^{3/2}\exp\left\{-\frac{m(\vec{v}-\vec{u}(t,\vec{r}))^2}{2kT(t,\vec{r})}\right\}$$

und der betrachtete Zustand wird vollständig durch die Größen $n(t,\vec{r})$, $\vec{u}(t,\vec{r})$ und $T(t,\vec{r})$ beschrieben. In diesem Falle sind kinetische Theorie und Hydrodynamik äquivalent.

In der kinetischen Theorie spielen neben den Einteilchen- auch höhere n-Teilchen-Verteilungsfunktionen eine wesentliche Rolle. Die *Zweiteilchen-* oder *binäre V.* $f_2(t,\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{v}_1,\vec{v}_2)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, zum Zeitpunkt t ein Teilchen im Volumenelement $d^3\vec{r}_1$ bei $\vec{r}_1$ und $d^3\vec{v}_1$ bei $\vec{v}_1$ und gleichzeitig ein zweites Teilchen im Volumenelement $d^3\vec{r}_2$ bei $\vec{r}_2$ und $d^3\vec{v}_2$ bei $\vec{v}_2$ anzutreffen. Die Zweiteilchen-Verteilungsfunktion hängt mit den entsprechenden Einteilchen-Verteilungsfunktionen wie folgt zusammen: $f_2(t,\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{v}_1,\vec{v}_2) = f(t,\vec{r}_1,\vec{v}_1) \times \times f(t,\vec{r}_2,\vec{v}_2) + g(t,\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{v}_1,\vec{v}_2)$, wobei g die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion ist. Besteht keine Wechselwirkung zwischen den Teilchen, dann verschwindet die Korrelationsfunktion, und die Zweiteilchen-Verteilungsfunktion ist gerade das Produkt der entsprechenden Einteilchen-Verteilungsfunktion. Die n-Teilchen-Verteilungsfunktion f_n wird dadurch definiert, daß $f_n(t,r_1,r_2,\ldots,\vec{r}_n,\vec{v}_1,\vec{v}_2,\ldots,\vec{v}_n)\,d^3\vec{r}_1,d^3\vec{v}_1,\ldots,d^3\vec{r}_n\,d^3\vec{v}_n$ gleich der Wahrscheinlichkeit ist, gleichzeitig zum Zeitpunkt t ein Teilchen im Intervall $d^3\vec{r}_1$ bei $\vec{r}_1$, $d^3\vec{v}_1$ bei $\vec{v}_1$, ein zweites Teilchen im Intervall $d^3\vec{r}_2$ bei $\vec{r}_2$, $d^3\vec{v}_2$ bei $\vec{v}_2$, usw. und ein Teilchen im Intervall $d^3\vec{r}_n$ bei $\vec{r}_n$, $d^3\vec{v}_n$ bei $\vec{v}_n$ anzutreffen. Aus den n-Teilchen-Verteilungsfunktionen kann man niedere V.en durch Reduktion, d. h. Abintegration über die entsprechenden Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten erhalten. Die Formel für die Berechnung der reduzierten *s-Teilchen-Verteilungsfunktion* f_s lautet $f_s(t,\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_s,\vec{v}_1,\ldots,\vec{v}_s) = \iint\cdots\int f_n(t,\vec{r}_1,\ldots,\vec{r}_n,\vec{v}_1,\ldots,\vec{v}_n)\,d^3\vec{r}_{s+1}\cdots \times \times d^3\vec{r}_n d^3\vec{v}_{s+1}\cdots d^3\vec{v}_n$. Auf diesem Wege gewinnt man aus der → Liouville-Gleichung für die N-Teilchen-Verteilungsfunktion (N ist wieder die Gesamtteilchenzahl des Systems) die Gleichungen der → BBGKY-Hierarchie.

Bei allgemeinen theoretischen Untersuchungen ist es günstiger, die V. mit den kanonisch konjugierten Variablen $\vec{r}_i$ und $\vec{p}_i$ im Phasenraum zu definieren, d. h., man führt neben den Orten $\vec{r}_i$ anstelle der Geschwindigkeiten $\vec{v}_i$ die Impule $\vec{p}_i$ als Variable ein.

Verteilungssatz, 1) *Nernstscher V.*, 2) *Henry-Daltonscher V.*, → Absorption 1). → Gleichverteilungssatz.

Vertexdiagramm, → Feynman-Diagramm.

Vertexgraph, → Feynman-Diagramm.

Vertikalintensität, → Erdmagnetismus.

verträgliche Aussagen, → Aussagenkalkül der Quantentheorie.

Verträglichkeitsbedingungen, svw. Kompatibilitätsbedingungen.

Vertrauensbereich, der Bereich oberhalb und unterhalb des Mittelwertes einer Meßreihe, in dem bei Abwesenheit von systematischen Fehlern der wahre Meßwert mit der gewählten statistischen Sicherheit P zu erwarten ist. Der V. wird dargestellt durch $\pm\frac{t}{\sqrt{n}}s$; dabei bedeuten t den Faktor der → Studentschen Verteilung, n die Anzahl der Einzelmeßwerte und s die Standardabweichung. Die Grenzen des V.es heißen *Vertrauensgrenzen des Mittelwertes*.

Verunreinigungen in Festkörpern. Jeder Realkristall enthält stets eine gewisse Konzentration an *Fremdatomen*, d. s. Gitterbausteine, die sich von den Bausteinen des Wirtsgitters unterscheiden. Diese Fremdatome stellen *chemische Gitterfehlstellen* dar. Sie können anstelle der Atome des Wirtsgitters auf regulären Gitterplätzen eingebaut werden (*substitutioneller Einbau*), oder sie befinden sich auf Zwischengitterplätzen (*interstitieller Einbau*).

Bei sehr kleinen Konzentrationen sind die Fremdatome atomar verteilt, bei größeren Konzentrationen können sie sich ausscheiden (→ Ausscheidung). Verunreinigungen beeinflussen eine Reihe von Kristalleigenschaften, z. B. die elektrische Leitfähigkeit, besonders von Halbleitern und Ionenkristallen, die mechanischen Eigenschaften, besonders die Plastizität und die optischen Eigenschaften, wie die Lumineszenz.

Vervielfacher, 1) → Sekundärelektronenvervielfacher. **2)** Frequenzvervielfacher, → Mischung.

Verwachsung, Zusammenwachsen von Kristallen gleicher oder verschiedener Art. Neben den unregelmäßigen V.en in einem kristallinen Haufwerk, z. B. einem Gestein, gibt es die gesetzmäßigen V.en in Form der Parallelverwachsung, bei der nur äußerlich Individuen zu unterscheiden sind, der Bildung von → Zwillingen oder Viellingen und der → Epitaxie. Gesetzmäßige V.en sind auch die anomalen oder Adsorptions-Mischkristalle, bei denen die Gastkomponente orientiert in das Wirtsgitter eingelagert ist.

Verweilzeit, τ, die Zeit, die ein adsorbiertes Atom im Mittel auf einer Oberfläche verweilt, d. i. die Zeitspanne zwischen dem Auftreffen des Atoms auf der Oberfläche und seiner Desorption. Die V. τ ist durch die *Frenkel-Gleichung* gegeben: $\tau = (1/\nu_0)\, e^{\Delta E/kT}$. Hierbei ist ν_0 die Schwingungsfrequenz des Adatoms senkrecht zur Oberfläche, ΔE die Aktivierungsenergie der Desorption, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Verwölbung, bei Torsion das Hervor- oder Zurücktreten von Querschnittsflächenteilen in Stablängsrichtung. Spezielle Querschnitte sind wölbfrei, nämlich der Kreis(-ring)querschnitt und dünnwandige Querschnitte mit $r \cdot h =$ konst. Hierin ist h die Wanddicke und r der senkrechte Abstand der Wand vom Torsionsmittelpunkt.

Verzeichnung, → Abbildungsfehler.

Verzerrung, 1) Optik: nichtrotationssymmetrische Abweichung von der geometrischen Ähnlichkeit von Objekt und Bild bei der optischen Abbildung, → anamorphotische Abbildung.

2) Kontinuumsmechanik: im engeren Sinne die reine Schubverzerrung, im weiteren Sinne jede *Formänderung*, die Deformationen eines Materials. Der primäre Begriff ist die *Verschiebung*, die für jeden Punkt den Vektor $\vec{u}$ der Verrückung aus der Anfangslage angibt. Da diese Verschiebung im allgemeinen vom Ort abhängt, sind mit den Verschiebungen auch relative Längenänderungen verknüpft. Ist ein Volumenelement im nichtdeformierten Zustand durch die Koordinatendifferentiale dx_i mit $dx_1 = dx$, $dx_2 = dy$, $dx_3 = dz$ gegeben, so ändert sich das Längenquadrat $dl^2 = \sum_i dx_i^2$ in $dl'^2 = dl^2 + \sum_{ik} d_{ik}\, dx_i\, dx_k$ mit dem *Verzerrungstensor* (*Formänderungstensor*) $d_{ik} = \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \sum_l \frac{\partial u_l}{\partial x_i}\frac{\partial u_l}{\partial x_k}$. Dieser wird oft auch als ε_{ik} bezeichnet. Der Verzerrungstensor ist symmetrisch. Falls die V.en klein sind, so kann das letzte, in den Komponenten des Verschiebungsvektors quadratische Glied des Verzerrungstensors vernachlässigt werden. Die Bedeutung der Diagonalelemente d_{ii} des Verzerrungstensors folgt, wenn das Längenelement dl in einer der drei Koordinatenrichtungen orientiert ist, unmittelbar aus $(dl')_i = (dl)_i \sqrt{1 + d_{ii}}$, d. h., für sehr kleine V.en gibt $d_{ii}/2 = \left(\frac{dl' - dl}{dl}\right)_i$ die relative *Längenänderung*, also die → Dehnung ε_i, die sich wiederum in der Näherung kleiner V.en zu $\varepsilon_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ ergibt. Die Größe eines kleinen Volumenelements wird in gleicher Näherung nur durch die Längenänderungen in den drei Raumrichtungen entsprechend $dv' = dv(1 + \frac{d_{11}}{2})(1 + \frac{d_{22}}{2})(1 + \frac{d_{33}}{2})$ geändert, d. h., die relative *Volumenänderung* wird durch $e = \frac{dv' - dv}{dv} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \operatorname{div} \vec{u}$ bestimmt. Der genaue Ausdruck für die relative Volumenänderung lautet

$$e = \frac{\Delta V}{V} = \begin{vmatrix} 1 + \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial v_x}{\partial y} & 1 + \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial y} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} & \frac{\partial v_y}{\partial z} & 1 + \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{vmatrix} - 1.$$

Die Nichtdiagonalelemente des Verzerrungstensors beschreiben *Winkeländerungen* (*Schubverzerrungen*). Es sei γ_{ik} die Verkleinerung eines ursprünglich rechten Winkels in der ik-Ebene. Dann gilt exakt die Beziehung $\sin\gamma_{ik} = \frac{d_{ik}}{\sqrt{(1 + d_{ii})(1 + d_{kk})}}$, die für kleine V.en in $\gamma_{ik} = d_{ik}$ übergeht.

Es kann zweckmäßig sein, vom gesamten Verzerrungstensor den Tensor einer homogenen Kompression bzw. Dilatation so abzuspalten, daß damit die gesamte Volumenänderung erfaßt wird. Der Resttensor hat dann in der Näherung kleiner V.en eine verschwindende Spur, ist also ein Deviator. Formelmäßig lautet die Zerlegung $d_{ik} = \frac{1}{3}\delta_{ik}\sum_l d_{ll} + \left(d_{ik} - \frac{1}{3}\delta_{ik}\sum_l d_{ll}\right)$. δ_{ik} ist das Kronecker-Symbol. Wie jeder symmetrische Tensor kann auch der Verzerrungstensor durch eine Drehung des Bezugssystems x, y, z auf Diagonalform gebracht werden. Die Achsen dieses ausgezeichneten Bezugssystems heißen *Hauptachsen*, seine zueinander orthogonalen Koordinatenebenen *Hauptebenen*, die senkrecht zu diesen schubverzerrungsfreien Flächen wirkenden auftretenden Dehnungen *Hauptdehnungen*. Die Invarianten des Verzerrungstensors werden analog wie die des Spannungstensors gebildet. → Spannung.

Betrachtet man eine Formänderung in ihrem zeitlichen Ablauf, so ändern sich im allgemeinen die Richtungen der Hauptachsen. Bleiben sie ausnahmsweise konstant, so heißt die Formänderung koaxial.

Verzerrungsenergie, *Formänderungsenergie*, die bei elastischer Formänderung im Körper gespeicherte, nur vom erreichten Verzerrungs-Endzustand abhängige Arbeit, die von den einwirkenden Kräften geleistet wird. Die auf die Volumeneinheit bezogene V. heißt *spezifische V.* und lautet für den Hookeschen Fall:

$$W^* = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}V} = \underbrace{\frac{(1-2\nu)}{6E}\left(\sum_{k=x,y,z}\sigma_k\right)^2}_{W_V^*} + \underbrace{\frac{1}{12\,G}\sum_{k,l}[(\sigma_k-\sigma_l)^2+6\tau_{kl}^2]}_{W_G^*}.$$

Hierin ist W_V^* die der räumlichen Dehnung entsprechende Volumenänderungsenergie und W_G^* die der Schubverzerrung entsprechende Gestaltänderungsenergie, ν ist die Querdehnzahl, G der Schubmodul, E der Elastizitätsmodul, σ_k und τ_{kl} sind Spannungskomponenten.

Verzerrungstensor, → Verzerrung **2).**

verzögerte Neutronen, Bezeichnung für diejenigen Neutronen, die nicht *unmittelbar* bei der Kernspaltung entstehen (→ Spaltneutronen). Die Spaltprodukte der Kernspaltung, die sich bei ihrer Entstehung in hochangeregten Zuständen befinden, zerfallen normalerweise durch γ- und β-Prozesse. Sie haben einen sehr großen Neutronenüberschuß, weil z. B. die Urankerne und damit auch ihre unmittelbaren Trümmer 55% mehr Neutronen als Protonen besitzen im Gegensatz zu den stabilen Isotopen der entsprechenden Spaltprodukte, wo diese Zahl 30 bis 40% beträgt. Die überschüssigen Kernneutronen verwandeln sich so lange in Protonen, bis schließlich eine stabile Konfiguration erreicht wird. Die entsprechenden Umwandlungsketten führen im Mittel zu Kaskaden von drei, manchmal sogar bis zu sechs β-Zerfällen. Wenn eines dieser sekundären Spaltprodukte ein besonders locker gebundenes Neutron enthält, so wird neben den γ- und β-Prozessen auch die Neutronen-Emissionswahrscheinlichkeit merklich: Es werden die für die Reaktorsteuerung gegenüber den → prompten Neutronen so wichtigen, zeitlich späteren v.n N. ausgesandt [engl. delayed neutrons]. Insgesamt sind z. B. bei der Spaltung von U-235 durch thermische Neutronen etwa 0,76% aller Spaltneutronen verzögert. Die v.n N. werden nach Halbwertszeiten zu 6 Gruppen zusammengefaßt, und zwar nach den Zeiten, wie sie im Mittel nach der Spaltung entstehen; diese Halbwertszeiten sind identisch mit den Halbwertszeiten der vorhergehenden radioaktiven Kerne, der Mutterkerne für die *Neutronenstrahler*. Sowohl bei der Spaltung mit schnellen wie auch mit langsamen bzw. thermischen Neutronen findet man qualitativ die gleichen verzögerten Neutronengruppen mit ähnlichen relativen Intensitäten wieder, wie es die folgende Tabelle zeigt. Darin steht für thermische Neutronen n_{therm} und für Spaltneutronen $n_{schnell}$.

In der Reaktortechnik erlauben die v.n N. eine leichte und gefahrlose Regelung der Kernkettenreaktion. Deshalb haben sie neben ihrer theoretisch-physikalischen Bedeutung auch einen großen praktischen Wert.

Lit. Hertz: Lehrb. der Kernphysik Bd 2 (Leipzig 1960) und Bd 3 (Leipzig 1962).

Verzögerung, → Beschleunigung.

Verzögerungskette, → Akustoelektronik.

Verzögerungsleitung, eine elektrische Leitung oder deren Nachbildung zur Verzögerung elektromagnetischer Wellen oder allgemein elektrischer Signale, z. B. von Detektorimpulsen bei Koinzidenzschaltung. Je nach dem Verwendungszweck unterscheidet man zwischen V.en für feste Verzögerung elektromagnetischer Signale und kontinuierlich variablen V.en. Als *V.en für feste Verzögerungen* werden Doppelleitungen (Koaxialkabel), Leitungen aus konzentrierten Schaltelementen (Kettenleiter aus Induktivitäten und Kondensatoren in *T*- und *TT*-Schaltungen, → Laufzeitkette) sowie spezielle Verzögerungskabel verwendet. Die technisch bequem erreichbaren Verzögerungszeiten liegen im Bereich von einigen µs. *Kontinuierlich variable V.en* bestehen meist aus wendelförmig aufgespulten Doppelleitungen, bei denen das Signal an jedem Punkt der Leitung abgegriffen werden kann (Verzögerungszeit bis etwa 100 ns); für sehr kurze Verzögerungszeiten bestehen sie aus posaunenförmig aufgebauten Koaxialleitungen, deren elektrische Länge variiert werden kann (Verzögerungszeit einige ns). Diese V.en haben obere Grenzfrequenzen in der Größenordnung von 10^7 bis 10^8 Hz.

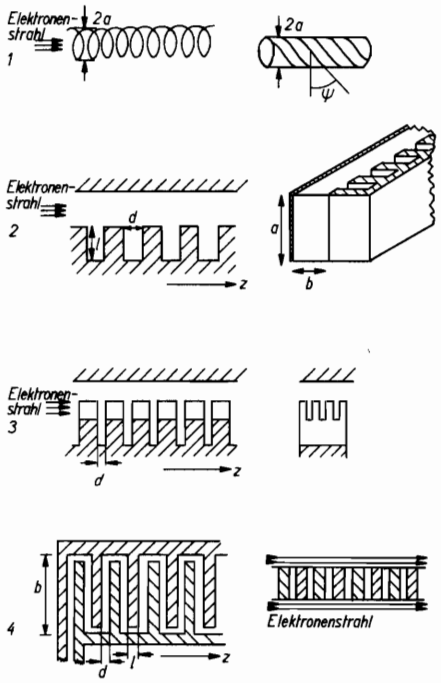
Zur Verstärkung und Erzeugung höchstfrequenter elektromagnetischer Schwingungen bis zu 10^{11} Hz mit Hilfe von Laufzeitröhren werden spezielle V.en benötigt, bei denen die sich auf

verzögerte Neutronen

Gruppe	Halbwertszeit in s	verzögerte Neutronen bei den Prozessen $^{235}U + n_{therm}$: Häufigkeit in %	Neutronenenergie in KeV	neutronenaktiver Kern	entstanden aus (Mutterkern)	$^{233}U + n_{therm}$	$^{239}Pu + n_{therm}$	$^{232}Th + n_{schnell}$	$^{238}U + n_{schnell}$
1	55,6	0,025	250	Kr-87	Br-87	23	7	70	20
2	22,0	0,166	560	Xe-137	J-137	78	63	310	213
3	4,5	0,213	430	Kr-89	Br-89	66	44	320	252
4	1,5	0,24	620			73	68	922	603
5	0,4	0,09	420			14	18	355	350
6	0,05	0,025				9	9	89	117

$\Sigma = 0{,}759$ bezogen auf 10^5 prompte Neutronen

der Leitung ausbreitende Welle mit einem Elektronenstrahl in Wechselwirkung steht. Dazu ist es erforderlich, daß sich die elektromagnetische Welle mit einer gegen die Lichtgeschwindigkeit kleinen Phasengeschwindigkeit ausbreitet und eine elektrische Feldkomponente in Ausbreitungsrichtung vorhanden sein muß. Eine der gebräuchlichsten V.en für derartige Anwendungen ist die *Wendelleitung* oder *Helix*. Sie besteht aus einem wendelförmig aufgewickelten Metalldraht (Abb. 1). Die Ausbreitungseigenschaften werden durch den Steigungswinkel ψ und den Wendelleitungsradius a maßgeblich beeinflußt. Die Anwendung erfolgt z. B. in den → Wanderfeldröhren.



Schematische Darstellung einiger häufig benutzter Verzögerungsstrukturen: *1* Wendelleitung, *2* Runzelleiter, *3* Millman-Struktur, *4* Interdigitalleitung

Neben der Wendelleitung haben die *Kettenleiteranordnungen* besondere Bedeutung erlangt. Zu ihnen gehören z. B. der Runzelleiter, die Millman-Struktur und die Interdigitalleitung (Abb. 2, 3, 4). Der *Runzelleiter* wird z. B. als V. im Wanderfeldmagnetron angewendet. Jeder einzelne Schlitz kann als eine am Ende kurzgeschlossene Doppelleitung aufgefaßt werden, die in erster Näherung $\lambda/4$-Leitungen sind. Die *Millman-Struktur* hat einen ähnlichen Aufbau wie der Runzelleiter. Bei ihr durchsetzt der Elektronenstrahl, der in mehrere Teile aufgespalten ist, die kammförmig ausgeschnittenen Segmente, während er beim Runzelleiter parallel zu den Segmenten verläuft. Die *Interdigitalleitung* besteht aus zwei metallischen Kämmen, deren Zähne derart ineinandergreifen, daß ein mäanderförmiger Schlitz entsteht. Die Anordnung kann mit guter Näherung als mäanderförmige Doppelleitung aufgefaßt werden, auf der sich eine Leitungswelle mit Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet. Die Gruppengeschwindigkeit ergibt sich zu $v_{gr} = c \cdot \frac{1}{1+b}$.

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1968).

Die *supraleitende V.* ist eine V. für elektromagnetische Wellen bzw. Impulse, die aus Supraleitern aufgebaut ist und deshalb eine sehr geringe Dämpfung aufweist.

verzweigter Zerfall, → radioaktiver Zerfall.

Verzweigung, 1) svw. Abzweigung. **2)** → radioaktiver Zerfall.

Verzweigungspunkt, → Funktionentheorie.

Verzweigungssatz, → Kirchhoffsche Regeln.

Verzweigungsschnitt, → algebraische Funktion.

Verzweigungsstruktur, älterer Begriff für Strukturen, die beim Ätzen von aus der Schmelze gezogenen Kristallen beobachtet werden können. Die „Verzweigungsgrenzen" stellen mehr oder weniger regelmäßig angeordnete Kleinwinkelkorngrenzen dar.

Verzweigungsverhältnis, *Zerfallsverhältnis*, in der Quantenphysik Verhältnis der relativen Häufigkeiten möglicher Zerfallsarten, besonders von Elementarteilchen und Atomkernen (→ radioaktiver Zerfall). Das V. wird im allgemeinen in Prozenten angegeben (→ Elementarteilchen).

VHF, → Frequenz.

Vibration, → Schwingung.

Vibrationsmagnetometer, Einrichtung zur Messung magnetischer Momente. Die Probe und (mindestens) eine Prüfspule sind nahe beieinander angeordnet. Durch ein Lautsprechersystem oder einen Motorantrieb wird entweder die Spule oder die Probe zum Schwingen gebracht. Durch Messung der in der Spule induzierten Spannung kann man punktweise Magnetisierungskurven aufnehmen. Das Verfahren ist gut geeignet zur Messung magnetischer Größen in Abhängigkeit von der Temperatur.

Vibrationsniveau, Energieniveau des Atomkerns, das als Folge von Schwingungen der Nukleonen des Kerns sowohl bei kugelsymmetrischen als auch bei bleibend deformierten Kernen auftritt. Bei kugelsymmetrischen Kernen entstehen wegen einer Wechselwirkung des Kernrumpfes mit den äußeren Teilchen Oberflächenschwingungen. Das Energiespektrum der entstehenden V.s besteht aus Zuständen mit gleichen Abstandsdifferenzen. V.s dieser Art beobachtet man besonders bei gg-Kernen. Bleibend deformierte Kerne schwingen um die rotationssymmetrische Ruhegestalt.

Dabei kann die Rotationssymmetrie sowohl erhalten als auch leicht gestört werden. Die Schwingungen werden durch das Kollektivmodell beschrieben.

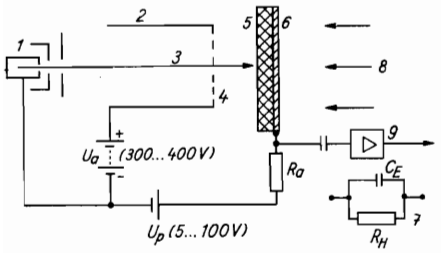
Vibrato, Frequenz- und Amplitudenmodulation tonfrequenter Schallsignale mit Modulationsfrequenzen der Größenordnung 10 Hz.

Vickersverfahren, → Härtemessung.

Vidikon, Bildaufnahmeröhre, die nach dem Prinzip des inneren Photoeffekts arbeitet.

Das durch die Signalplatte (sehr dünne Metallschicht) auf die aufgedampfte lichtempfindliche Halbleiterschicht auftreffende Licht verändert je nach der Helligkeit den Widerstand der Halbleiterschicht. Ihre dem Röhreninnern zugekehrte Oberfläche bildet mit der Signal-

platte eine Vielzahl von Elementarkondensatoren. Während des Abtastvorgangs durch den langsamen Elektronenstrahl werden alle Elementarkondensatoren auf der dem Röhreninnern zugewandten Seite (Oberfläche der Halbleiterschicht) negativ aufgeladen. Die als Dielektrikum wirkende lichtempfindliche Schicht läßt im Verlauf zwischen zwei Abtastungen, je nach Intensität der Belichtung einzelner Stellen, eine Entladung der Elementarkondensatoren zu. Es entsteht ein Ladungsbild. Sein Ausgleich erfolgt durch den nächsten Abtastvorgang, wobei ein Ausgleichstrom von der Signalplatte über den Arbeitswiderstand R_a fließt und der erzeugte Spannungsabfall dem Bildsignal entspricht.



Wirkungsweise des Vidikons. *1* Strahlerzeugungssystem, *2* Anode, *3* abtastender Elektronenstrahl, *4* Feinstrukturnetz, *5* lichtempfindliche Halbleiterschicht, *6* lichtdurchlässige Signalplatte, *7* Ersatzschaltung für das Bildelement, *8* Lichteinfall, *9* Vorverstärker, C_E Elementarkapazität, R_H Widerstand des Halbleiters

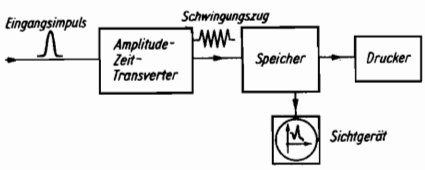
Bei dem noch im Versuchsstadium befindlichen *SEC-Vidikon* ist die Sekundäremissionsverstärkung bei einem dem Vidikon ähnlichen Aufbau herausgezogen worden, um mit einer einfacheren Anordnung als beim Superorthikon sich seiner Empfindlichkeit zu nähern.

Vielbereichsmesser, → Gleichrichtermeßinstrument.

Vielfachstreuung, → Streuung, → ionisierende Strahlung 2.3), → Coulomb-Vielfachstreuung.

Vielfachzerlegung, svw. Kernzertrümmerung.

Vielkanalanalysator, *Mehrkanalanalysator*, elektronisches Gerät zur Analyse von Impulsen nach ihrer Amplitude (*Impulshöhenanalysator*, *Amplitudenanalysator*) und anschließenden Speicherung des digitalen Wertes der Amplitude. V.en werden hauptsächlich zur Aufnahme der Energiespektren geladener Teilchen benutzt. Das gesamte Impulshöhenspektrum wird in viele Kanäle aufgeteilt, die untereinander gleichen Abstand haben. Je nach den Genauigkeitsforderungen verwendet man 32 bis 16000 Kanäle. Ein V. besteht im einfachsten Fall aus einem Analog-Digital-Konverter, einem Speicher, einem Sichtgerät und einer Ausgabeeinrichtung (Abb.). Jedem von Detektor und Verstärker kommenden Impuls wird im Amplituden-Zeit-Transverter entsprechend seiner Amplitude (Impulshöhe) ein endlich langer Schwingungszug zugeordnet. Die Anzahl der Schwingungen gibt die Nummer des Kanals an, in dem der Impuls eingespeichert werden soll. Im Speicher werden alle die Impulse addiert, die in den gleichen Kanal fallen. Nach Ablauf einer gewissen Zeit erhält man aus den Kanalinhalten das gewünschte Spektrum. Durch einen Diskriminator wird es ermöglicht, Impulse erst von einer bestimmten Größe an zu analysieren. Dadurch wird die bei kernphysikalischen Messungen stets störende → Nullrate nicht im vollen Umfang mit verwertet. Man kann V.en auch zur mehrdimensionalen Analyse benutzen, indem man z. B. sowohl auf der x- als auch auf der y-Achse Energien einspeichert und in z-Richtung die Anzahl der Impulse registriert. V.en eignen sich als universelle Nachweisgeräte der Kernphysik auch zur Zeitanalyse von Ereignissen und zur Teilchenunterscheidung. In Verbindung mit einer Rechenmaschine ermöglichen sie eine schnelle Auswertung der Messungen und gegebenenfalls eine Steuerung des laufenden Experimentes.



Blockschaltbild eines Vielkanalanalysators

Vielkörperproblem, 1) häufige Bezeichnung für das → n-Körperproblem. **2)** *V. der Plasmaphysik*, → Plasmastatistik.

Vielkristall, *Polykristall*, *Kristallaggregat*, Bezeichnung für einen Stoff, der aus vielen *Kristalliten* (*Körnern* oder *Teilchen*) aufgebaut ist. Gegensatz: → Einkristall.

Die Kristallite können lose nebeneinander liegen (*Kristallpulver*) oder fest miteinander verbunden sein (*Gefüge*). Ein V. kann einphasig oder mehrphasig sein, je nachdem, ob er aus nur einer Kristallart oder mehreren besteht (→ Phasenanalyse 1). Die Kristallite eines Gefüges unterscheiden sich im allgemeinen durch die Orientierung ihrer → kristallographischen Achsen. Die Orientierungsverteilung (→ Textur) kann regellos sein oder Vorzugsorientierungen aufweisen (*Gefügeregelung*).

Der Durchmesser der Kristallkörner liegt zwischen 10 und 500 μm. Die einzelnen Körner sind durch → Korngrenzen voneinander getrennt, die in Schliffbildern sichtbar gemacht werden können. Wichtige Charakteristika eines V.s sind ferner die *Kornform*, z. B. globulares Korn, Stengelkristalle, und die *Korngröße*, die man lichtmikroskopisch an Schliffbildern oder durch Auszählen der Punkte auf röntgenographischen oder elektronographischen Vielkristalldiagrammen erhält. Die Korngröße kann halbquantitativ klassifiziert werden anhand von Vergleichsbildern, die von ASTM (*A*merican *S*ociety for *T*esting *M*aterials) herausgegeben wurden.

Vielkristalline Gefüge entstehen z. B. durch Pressen und Sintern von Kristallpulvern, durch Kristallisation von Kristallkeimen, aus der Schmelze, aus Lösung oder aus der Gasphase sowie durch plastische Verformung größerer Kristalle. Sie können sich durch Wanderung der Korngrenzen umbilden (→ Rekristallisation). Der überwiegende Teil der technischen Werkstoffe sind V.e.

Vielstrahlinterferenzen, svw. Mehrstrahlinterferenzen.

Viererbeschleunigung, Änderung der Viergeschwindigkeit mit der Eigenzeit bzw. einem

Vierergeschwindigkeit

zeitanalogen Parameter der → Weltlinie, wenn diese lichtartig ist (→ Minkowski-Raum).

Vierergeschwindigkeit, Verallgemeinerung des Geschwindigkeitsvektors in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt der Relativitätstheorie. Die V. eines Teilchens ist der Tangentialvektor an seine → Weltlinie. Ist diese zeitartig, d. h., bewegt sich das Teilchen unterhalb der Lichtgeschwindigkeit, so ist die V. u^μ ein zeitartiger Vektor. Als Parameter der Weltlinie wird die → Eigenzeit τ gewählt: $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau}$. Die V. hat einen konstanten Betrag: $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = -c^2$. Bewegt sich das Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit, so ist die Eigenzeit kein Kurvenparameter. Die Weltlinie ist lichtartig. Man muß einen anderen Parameter λ wählen. Der Tangentialvektor ist ein Nullvektor: $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\lambda}$, $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = 0$.

Vierergruppe, → Antenne.

Viererimpuls, relativistische Verallgemeinerung des Impulsbegriffes, die Energie und Impuls zu einem Vierervektor zusammenfaßt.

Zur Definition dienen die → Newtonschen Axiome in relativistischer Verallgemeinerung. Nach dem ersten ist der Impuls eines Massepunktes proportional der Geschwindigkeit, der Viererimpuls also proportional der Vierergeschwindigkeit u^μ. Der Proportionalitätsfaktor ist die Masse, die in der Relativitätstheorie als Ruhmasse genauer charakterisiert wird (→ Masseveränderlichkeit):

$$p^\mu = m_0 u^\mu = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}(v_1, v_2, v_3, c).$$

Für Teilchen mit komplizierter innerer Struktur (Spin) definiert der Impuls die mittlere Geschwindigkeit und die Ruhmasse über $g_{\mu\nu}p^\mu p^\nu = -m_0^2c^2$ und $u^\mu = \frac{p^\mu}{m_0}$. In der speziellen Relativitätstheorie ist cp_0 die Energie des Teilchens. In einem stationären Gravitationsfeld $\left(\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^4} = 0\right)$ ist $p_0 = g_{4\mu}p^\mu$ eine Konstante und gleich der Energie $cp_0 = E$ (s. u.). Das zweite Newtonsche Axiom führt auf die Viererkraft: Ändert sich der Viererimpuls, so ist eine Kraft nach der Formel $\frac{dp^\mu}{d\tau} = F^\mu$ die Ursache. Die nullte Komponente des Impulses bedeutet nun notwendig eine Energie, denn aus $dE_{kin} = \vec{v}\vec{F}\,dt = \vec{v}\,d\vec{p}$ und $\vec{p} = m_0\vec{v}\Big/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ folgt $dE_{kin} = c^2 d\left(m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right)$. Die kinetische Energie ergibt sich somit aus $E_{kin} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0c^2 = cp^0 - m_0c^2$.

Bezeichnet man den Term m_0c^2 als Ruhenergie und $E_{kin} + m_0c^2 = E$ als Gesamtenergie, so folgt $E = mc^2$ und $p^0 = \frac{E}{c}$. Die vierte Komponente von $F^\mu/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ist somit die gesamte Leistung der Kraft, während die ersten drei Komponenten mit den Komponenten der gewöhnlichen Kraft übereinstimmen. Der Wurzelfaktor berücksichtigt den Unterschied zwischen dem Differential $d\tau$ der Eigenzeit und dt in der Gleichung $dp^\mu/d\tau = F^\mu$. Entscheidend ist, daß die Ruhenergie nicht nur eine Integrationskonstante ist, sondern die Summe aller inneren Energieformen eines Systems darstellt (innere Bewegungen, thermische Energie, Bindungsenergie). Das dritte Newtonsche Axiom kann nicht unmittelbar in der Form actio = reactio übernommen werden, weil die Gleichzeitigkeit zweier Kraftwirkungen an verschiedenen Raumpunkten nicht mehr absolut festgelegt werden kann. Es besagt in der speziellen Relativitätstheorie, daß der Gesamtviererimpuls eines abgeschlossenen Systems konstant bleibt. Speziell beim Stoß von Teilchen ist also die Summe der Viererimpulse der stoßenden Teilchen gleich der Summe der Viererimpulse der Stoßprodukte. Damit enthält das dritte Newtonsche Axiom in der speziellen Relativitätstheorie nicht nur den gewöhnlichen Impulserhaltungssatz, sondern auch den Energieerhaltungssatz, während über die Energie in den Newtonschen Axiomen der klassischen Mechanik nichts ausgesagt wird. Bei der Wechselwirkung über räumliche Entfernungen wird der Transport des Viererimpulses von den Feldern übernommen (elektromagnetisches Feld, Mesonfeld), die Viererstromdichte des Viererimpulses wird durch den → Energie-Impuls-Tensor beschrieben. Die Quelldichte (Divergenz) dieser Viererimpulsströmung ist entgegengesetzt gleich der Dichte der Viererkraft, die von den Feldern auf die Teilchen ausgeübt wird.

Viererpotential, → Potential, → Relativitätselektrodynamik.

Viererstrom, → Relativitätselektrodynamik.

Vierervektor, Vektor in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt der Relativitätstheorie. Auf Grund des → Relativitätsprinzips sind alle Gesetze der Physik in Skalaren, Spinoren, Vektoren und Tensoren des Riemannschen Raumes (in der speziellen Relativitätstheorie des Minkowski-Raumes) zu formulieren. Entscheidend für die Eigenschaft, V. zu sein, ist das Transformationsverhalten gegenüber Koordinatentransformationen, d. h. in der speziellen Relativitätstheorie bezüglich der → Lorentz-Gruppe. Die aus der Newtonschen Mechanik bekannten Vektoren, wie Geschwindigkeit, Impuls und Kraft, erhalten je nach Definition eine nullte oder eine vierte Komponente, deren Bedeutung die Theorie im einzelnen klärt.

Elektrische und magnetische Feldstärke setzen sich zu einem antisymmetrischen Viererstensor zusammen.

Vierfaktorenformel, Formel für die Neutronenbilanz bei der Kernkettenreaktion in einem thermischen Reaktor. Die *Neutronenvermehrung* bei Kernspaltungen in einem Kernbrennstoff wird durch den *Multiplikationsfaktor k*, auch *Vermehrungsfaktor* genannt, ausgedrückt, der das Verhältnis der Neutronendichten in zwei aufeinanderfolgenden Generationen der Kernkettenreaktion, d. h. bei einem einmaligen Durchlaufen der Reaktionskette angibt: $k =$

$$\frac{\text{Anzahl der Neutronen in der } (n+1)\text{-ten Generation}}{\text{Anzahl der Neutronen in der } n\text{-ten Generation}}.$$

Für ein idealisiertes, räumlich unendlich ausgedehntes Medium eines thermischen Reaktors läßt sich k (für diesen Fall häufig mit k_∞ bezeichnet) als Produkt von 4 Faktoren, d. i. die V., darstellen: $k = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f$. Hierin bedeuten η die Anzahl der im Spaltelement, z. B. Uran, je absorbiertes thermisches Neutron entstehenden schnellen Spaltneutronen mit einer durchschnittlichen Energie von 2 MeV. Bei Zusammenstößen mit Atomkernen verlieren diese schnellen Neutronen allmählich ihre Energie (→ Moderator); sie werden im allgemeinen bis auf thermische Energien, d. h. $E_n \approx 0{,}025$ eV abgebremst. Während des Bremsprozesses bewirken die schnellen Spaltneutronen noch bei verhältnismäßig hohen Energien durch weitere Kernspaltungen, z. B. von U-238, eine Vermehrung der Neutronen um den Faktor ε, der deshalb auch *Faktor der schnellen Spaltung* oder *Schnellspaltfaktor* genannt wird.

Andrerseits können die Spaltneutronen auch vom Moderator und vom Kernbrennstoff – bei Uran besonders von den Resonanzen des U-238 im Energiebereich 0,005 bis 1 keV – eingefangen werden, d. h., sie gehen infolge Resonanzeinfangs verloren. Daß dies nicht geschieht, drückt die *Bremsnutzung* p, auch *Resonanzentweichwahrscheinlichkeit* genannt, aus.

f bedeutet den *Faktor der thermischen Ausnutzung*, oft auch nur Faktor der *thermischen Nutzung* genannt. Das ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die thermischen Neutronen wieder im Spaltelement absorbiert werden, während die Wahrscheinlichkeit $1 - f$ unerwünschte Absorptionen beinhaltet. Für eine sich selbst unterhaltende Kernkettenreaktion muß $k \geq 1$ sein. Bei $k > 1$ nimmt die Anzahl der in der Zeiteinheit auftretenden Neutronen und die dazu proportionale Zahl der Kernspaltung ständig zu – evtl. so weit, bis eine Katastrophe eintritt: Atombombenexplosionen verlaufen nach diesem Schema. Für den stetigen Betrieb eines Reaktors bei konstanter Leistung muß $k = 1$ gehalten werden.

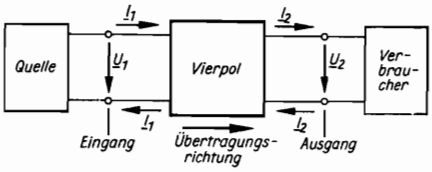
Bei der Neutronenvermehrung, bezogen auf ein einmaliges Durchlaufen der Reaktionskette in einem realen, begrenzten Medium, treten zur V. noch zwei weitere Faktoren hinzu, die die Neutronenverluste durch die Oberfläche während des Bremsprozesses und während der thermischen Diffusion berücksichtigen. An Stelle des Multiplikationsfaktors k erhält man in diesem Falle den *effektiven* Multiplikationsfaktor k_{eff} (→ Reaktivität).

Vier-Fermionen-Wechselwirkung, → schwache Wechselwirkung.

Vierpol, Bezeichnung für jedes elektrische Netzwerk mit vier Anschlüssen, im engeren Sinne mit zwei Eingangsklemmen und zwei Ausgangsklemmen. Je nachdem, ob der V. Energiequellen enthält oder nicht, unterscheidet man zwischen *aktiven V.en* und *passiven V.en*. Von einem *linearen V.* spricht man, wenn er nur aus linearen, d. h. stromunabhängigen Schaltelementen aufgebaut ist. V.e sind Kabel und Leitungen, Übertrager, Verstärker, Siebschaltungen u. a. Verstärker und Übertrager mit Eisenkernen sind nur für hinreichend kleine Aussteuerungen lineare V.e.

In der Abb. 1 ist die Schaltung eines allgemeinen V.s mit Quelle und Verbraucher angegeben.

Ein linearer passiver V. besteht nur aus reellen und komplexen Widerständen, die weder vom Strom noch von der Spannung abhängen.



1 Allgemeine Schaltung eines Vierpols mit Quelle und Verbraucher

Sind die Übertragungseigenschaften eines V.s in jeder Richtung gleich, so liegt ein *symmetrischer V.* vor. Werden mehrere V.e hintereinander geschaltet, so entstehen → Kettenleiter. Sind diese aus gleichen symmetrischen V.n aufgebaut, so spricht man von homogenen symmetrischen Kettenleitern.

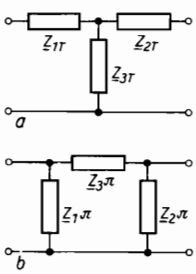
Für lineare passive V.e gelten die *Vierpolgleichungen* (Bezeichnung der Ströme und Spannungen siehe Abb. 1): $\underline{U}_1 = \underline{Z}_{11}I_1 + \underline{Z}_{12}I_2$, $\underline{U}_2 = \underline{Z}_{21}I_1 + \underline{Z}_{22}I_2$. Die $\underline{Z}_{ik}$ können aus den Schaltelementen, aus denen der V. aufgebaut ist, bestimmt werden.

Für den Fall des ausgangsseitigen Leerlaufs, d. h. $I_2 = 0$, erhält man den Eingangsleerlaufwiderstand $\underline{Z}_{11}$ und im Falle des eingangsseitigen Leerlaufs, d. h. $I_1 = 0$, den Ausgangsleerlaufwiderstand $\underline{Z}_{22}$. Als Kernwiderstand wird $\underline{Z}_{12} = -\underline{Z}_{21}$ bezeichnet. Die $\underline{Z}_{ik}$ können zu einer Matrix zusammengefaßt werden, die als *Widerstandsmatrix* $(\underline{Z})$ bezeichnet wird: $(\underline{Z}) = \begin{pmatrix} \underline{Z}_{11} & \underline{Z}_{12} \\ \underline{Z}_{21} & \underline{Z}_{22} \end{pmatrix}$. Löst man die Vierpolgleichungen nach den Strömen auf, so erhält man sie in der nachstehenden Form: $I_1 = \underline{Y}_{11}\underline{U}_1 + \underline{Y}_{12}\underline{U}_2$, $I_2 = \underline{Y}_{21}\underline{U}_1 + \underline{Y}_{22}\underline{U}_2$, wobei die Konstanten $\underline{Y}_{ik}$ Leitwerte darstellen, die zur *Leitwertmatrix* $(\underline{Y})$ zusammengefaßt werden können: $(\underline{Y}) = \begin{pmatrix} \underline{Y}_{11} & \underline{Y}_{12} \\ \underline{Y}_{21} & \underline{Y}_{22} \end{pmatrix}$. Für den Kernleitwert gilt $\underline{Y}_{12} = -\underline{Y}_{21}$. Dabei ist $\underline{Y}_{11}$ der Eingangskurzschlußwert und $\underline{Y}_{22}$ der Ausgangskurzschlußwert.

Eine dritte Form der Vierpolgleichungen erhält man, indem man diese nach den Eingangsgrößen auflöst: $\underline{U}_1 = \underline{A}_{11}\underline{U}_2 + \underline{A}_{12}I_2$, $I_1 = \underline{A}_{21}\underline{U}_2 + \underline{A}_{22}I_2$. Die $\underline{A}_{ik}$ können in Form der *Kettenmatrix* $(\underline{A})$ geschrieben werden:

$$(\underline{A}) = \begin{pmatrix} \underline{A}_{11} & \underline{A}_{12} \\ \underline{A}_{21} & \underline{A}_{22} \end{pmatrix}.$$

Jeder lineare passive V. kann in eine äquivalente Π- oder T-Schaltung aus drei reellen oder komplexen Widerständen umgerechnet werden (Abb. 2). Von besonderer Bedeutung für den Betrieb von V.en sind der Eingangswiderstand $\underline{W}_1$ und der Ausgangswiderstand $\underline{W}_2$, die außer von den Vierpolwerten noch von den Abschlußwiderständen $\underline{R}_E$ am Eingang und $\underline{R}_A$ am Ausgang abhängen. Für einen symmetrischen V. ist ein Abschlußwiderstand $\underline{R}_E = \underline{R}_A = \underline{Z}$ vorhanden, für den $\underline{W}_1 = \underline{W}_2 = \underline{Z}$ wird. Dabei wird $\underline{Z}$ als Kenn- oder Wellenwiderstand bezeichnet. Beim unsymmetrischen V. erhält man



2 T-Ersatzschaltung (*a*) und Π-Ersatzschaltung (*b*) eines linearen, passiven Vierpols

Vierpolersatzschemata

verschiedene Werte für den Wellenwiderstand $\underline{Z}_1$ am Eingang und $\underline{Z}_2$ am Ausgang. Sie lassen sich aus den Leerlaufwiderständen $\underline{W}_{Li}$ und den Kurzschlußwiderständen $\underline{W}_{Ki}$ auf beiden Seiten des Vierpols ermitteln: $\underline{Z}_1 = \sqrt{\underline{W}_{L1}\underline{W}_{K1}}$, $\underline{Z}_2 = \sqrt{\underline{W}_{L2}\underline{W}_{K2}}$, wobei noch die Beziehung $\frac{\underline{W}_{K1}}{\underline{W}_{K2}} = \frac{\underline{W}_{L1}}{\underline{W}_{L2}}$ gilt, da nur drei Bestimmungsstücke eines V.s voneinander unabhängig sind.

Besonders einfach werden die Verhältnisse bei symmetrischen V.en, für die gilt $\underline{Z}_{1T} = \underline{Z}_{2T}$ bzw. $\underline{Z}_{1\pi} = \underline{Z}_{2\pi}$. Die Vierpolgleichungen lassen sich dann in der Form $\underline{U}_1 = \underline{U}_2 \cosh \underline{g} + \underline{I}_2 \underline{Z} \sinh \underline{g}$ und $\underline{I}_1 = \underline{U}_2 \frac{\sinh \underline{g}}{\underline{Z}} + \underline{I}_2 \cosh \underline{g}$ schreiben, wobei $\underline{g}$ das Übertragungsmaß und $\underline{Z}$ der Wellenwiderstand des V.s ist. Beide können aus den Schaltelementen berechnet werden.

Für das T-Glied ergibt sich $\cosh \underline{g} = 1 + \frac{\underline{Z}_{1T}}{\underline{Z}_{3T}}$, $\underline{Z}_{\text{T-Glied}} = \sqrt{2\underline{Z}_{1T} \cdot \underline{Z}_{3T}} \sqrt{1 + \frac{\underline{Z}_{1T}}{2\underline{Z}_{3T}}}$, und für das π-Glied ergibt sich

$$\cosh \underline{g} = 1 + \frac{\underline{Z}_{3\pi}}{\underline{Z}_{1\pi}}, \quad \underline{Z}_{\pi\text{-Glied}} = \sqrt{\frac{\underline{Z}_{1\pi}\underline{Z}_{3\pi}}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\underline{Z}_{3\pi}}{2\underline{Z}_{1\pi}}}}.$$

Lit. Feldtkeller: Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik (Leipzig 1942); Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1962).

Vierpolersatzschemata, → Transistor.

Vierschichtdiode, → Halbleiterdiode.

Viertelwellenlängenplättchen, svw. Lambda-Viertel-Plättchen.

Vierundachtzig-Minuten-Pendel, mathematisches Pendel, dessen Fadenlänge gleich dem Erdradius $R = \frac{2}{\pi} \cdot 10^7$ m ist. Seine Schwingungsdauer beträgt $T = 84{,}4$ min. Um Mißweisungen eines Kreiselkompasses bei Geschwindigkeitsänderungen durch die dabei auftretenden Trägheitskräfte zu vermeiden, kann die Dauer der freien Schwingung der Kompaßnadel um den Meridian gleich der Schwingungsdauer T eines V.-M.-P.s gemacht werden, wie von Schuler (→ Trägheitsnavigation 3) bewiesen wurde.

Vignettierung, svw. Abschattung.

VIK Dubna, svw. Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna.

Virga, svw. Fallstreifen.

Virial, nach Clausius zeitlicher Mittelwert der Größe $\sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i$ in einem System, hierbei ist N die Zahl der Massepunkte des Systems, $\vec{F}_i$ die auf den am Ort $\vec{r}_i$ befindlichen Massepunkt i wirkende Kraft. Aus der Bewegungsgleichung des i-ten Massepunktes $m_i \ddot{\vec{r}}_i = \vec{F}_i$ ergibt sich nach Multiplikation mit $\vec{r}_i$ und Bildung des Zeitmittels $-\frac{m_i}{2} \overline{\dot{r}_i^2} = \overline{\vec{F}_i \vec{r}_i}$, falls alle Orte $\vec{r}_i$ und Geschwindigkeiten $\dot{\vec{r}}_i$ beschränkt bleiben. Das auf der rechten Seite der Gleichung stehende V. stimmt also mit dem negativen Mittelwert der kinetischen Energie überein. Das ist die Aussage des *Virialsatzes*. Er gilt über die hier skizzierte Ableitung hinaus auch mit anderer Bedeutung der Mittelwertbildung, nämlich quantenmechanische Mittelung für einen stationären Zustand, statistisch-mechanische Mittelung für ein klassisches oder quantenmechanisches System im Gleichgewicht. Nach dem Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik kann die mittlere kinetische Energie eines Teilchens

$$\overline{\frac{m_i}{2} \dot{r}_i^2} = \frac{3}{2} kT$$

unmittelbar durch die absolute Temperatur T ausgedrückt werden, k ist die Boltzmannsche Konstante. Gemäß der Einteilung der Kräfte in innere Kräfte, die die Wechselwirkung der Teilchen untereinander verursachen, und äußere Kräfte wird auch das V. in das innere und das äußere V. aufgespalten. Für ein ideales Gas verschwindet das innere V., da die Moleküle des idealen Gases nicht miteinander in Wechselwirkung stehen. Berechnet man das äußere V. aus den Kräften, die von der Begrenzung des Gasvolumens V auf die Gasmoleküle ausgeübt werden und die den Gasdruck p verursachen, so erhält man $-\frac{3}{2} pV$, also aus dem Virialsatz die Zustandsgleichung des idealen Gases. V ist das Volumen. Die zusätzliche Berücksichtigung des inneren V.s gemäß den molekularen Wechselwirkungskräften gestattet es, über den Virialsatz auch genäherte Zustandsgleichungen realer Gase zu erhalten. Der Virialsatz lieferte einen der historisch ersten Zugänge zur kinetischen Theorie, er wurde in diesem Zusammenhang zuerst von Clausius abgeleitet.

In Sonderfällen kann auch das V. der inneren Wechselwirkungskräfte weiter ausgewertet werden. Ist nämlich $\vec{F}$ eine homogene Funktion $(n-1)$-ten Grades der Ortskoordinaten, das zugehörige Wechselwirkungspotential also eine homogene Funktion n-ten Grades, so ist $-\sum_i \vec{F}_i \vec{r}_i = +nE_{\text{pot}}$ mit E_{pot} als der gesamten Wechselwirkungsenergie. Der Virialsatz lautet dann $E_{\text{kin}} = nE_{\text{pot}} = (3/2)pV$. Für $n = -1$ erhält man den wichtigen Spezialfall von Gravitationswechselwirkungen oder elektrostatischen Coulomb-Wechselwirkungen, wie sie sowohl für die Ladungsträger in einem Plasma als auch für die Elektronen in einem Atom oder einem Festkörper typisch sind.

Virialform, → Zustandsgleichung.

Virialkoeffizient, → Zustandsgleichung, → Mayer-Bogoljubowsche Zustandsgleichung.

Virialsatz, → Virial.

virtuell, scheinbar, nicht wirklich existierend und lediglich gedacht; gelegentlich auch im Sinne von möglich, aber nicht wirklich ausgeführt.

virtuelle Arbeit, → virtuelle Verrückungen.

virtuelle Bindungszustände, → quantenmechanische Streutheorie.

virtuelle Drehung, → virtuelle Verrückungen.

virtuelle Katode, eine Stelle zwischen den Elektroden einer Elektronenröhre, an der die Feldstärke gleich Null ist. Bei hohen Stromstärken und großen Elektrodenabständen kommt es zur Bildung einer → Raumladung zwischen den Elektroden, und das Potential an dieser Stelle kann gleich Null werden. Dies bedeutet aber,

daß die Elektronen dieses Gebiet wie bei einer Glühkatode mit einer dem Verteilungsgesetz entsprechenden Geschwindigkeit verlassen. Es herrschen an dieser Stelle die gleichen Verhältnisse wie auf der eigentlichen Katode. Diese Erscheinung wird bei Leistungsröhren ausgenutzt, um das zur Vermeidung des Sekundärelektronenstromes zum Schirmgitter notwendige Bremsgitter zu sparen.

virtuelle Prozesse, in der Quantentheorie Prozesse, deren Existenz auf Grund des Erhaltungssatzes für Energie und Impuls real nicht möglich ist und die daher nicht beobachtbar sind, die aber in der Theorie der Elementarteilchen eine große Rolle spielen. Wegen der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelation $\Delta E \cdot \Delta t \geqq \hbar/2$ können während sehr kleiner Zeitdauern Δt relativ große Energieunbestimmtheiten ΔE auftreten. So kann z. B. für die kleine Dauer Δt ein Photon ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, das anschließend wieder in ein Photon zerstrahlt, obwohl die Energie des Photons für eine reale Paarerzeugung nicht ausreichen würde; diese Prozesse sind für die → Selbstenergie der Photonen und in ähnlicher Weise für die → Vakuumschwankungen verantwortlich. Daher sind solche v.n P. prinzipiell zu berücksichtigen. Analog spricht man von virtuellen Teilchen, Zuständen und Übergängen. Es hat sich inzwischen eingebürgert, die Wechselwirkung realer Teilchen durch den Austausch virtueller Teilchen zu beschreiben, was sich besonders anschaulich durch die Feynman-Diagramme in der Mesonentheorie der Kernkräfte und der Quantenelektrodynamik wiedergeben läßt.

virtuelles Bild, → Abbildung.

virtuelle Temperatur, in der Meteorologie diejenige Temperatur, bei der wasserdampffreie Luft die gleiche Dichte haben würde wie die gegebene feuchte Luft unter dem gleichen Luftdruck. $T_v = T(1 + 0{,}0006\, s)$, wenn s die spezifische Feuchte (→ Luftfeuchtigkeit) in g/kg darstellt.

virtuelle Verrückungen, *virtuelle Verschiebungen*, lediglich gedachte infinitesimale, zu einem festen Zeitpunkt t augenblicklich vorgenommene Änderungen der Koordinaten eines mechanischen Systems, die mit den Bindungen der Massepunkte verträglich sein müssen, aber sonst beliebig sind. Unterliegt das System l holonomen Bindungen $f_\mu(\vec{r}_i, t) = 0$, wobei $\mu = 1, \ldots, l$ die verschiedenen Bindungen und $i = 1, \ldots, N$ die einzelnen Massepunkte numeriert, so liegt Verträglichkeit dann vor, wenn die v.n V. $\delta\vec{r}_i = (\delta x_i, \delta y_i, \delta z_i)$ den l Gleichungen

$$\sum_{i=1}^{N} (\mathrm{grad}_{(\vec{r}_i)} \varphi_\mu)\, \delta\vec{r}_i \equiv$$

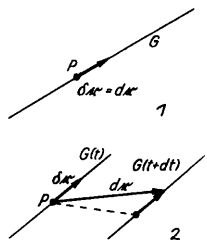
$$\sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\partial \varphi_\mu}{\partial x_i} \delta x_i + \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial y_i} \delta y_i + \frac{\partial \varphi_\mu}{\partial z_i} \delta z_i \right) = 0$$

genügen. Das System wird dann bereits durch $f = 3N - l$ verallgemeinerte Koordinaten q_j $(j = 1, \ldots, f)$ beschrieben, die die Bindungen automatisch erfüllen und deren v. V. völlig beliebig sind. Unterliegt das System außerdem h nichtholonomen Bindungen der Gestalt

$$\sum_{j=1}^{f} (a_{j\nu}\, \mathrm{d}q_j + a_{j0}\, \mathrm{d}t) = 0 \text{ mit } \nu = 1, \ldots, h, \text{ so}$$

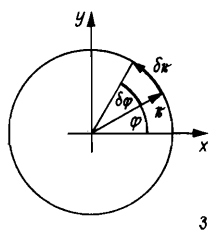
müssen die v.n V. δq_j den Bedingungen

$\sum_{j=1}^{f} a_{j\nu}\, \delta q_j = 0$ genügen. Sind die nichtholonomen Bindungen in den v.n V. δq_j nicht linear, verliert der Begriff der v.n V. seinen Sinn. Wesentlich am Begriff der v.n V. ist, daß die Zeit nicht mit verändert wird, also $\delta t = 0$ gilt. Die v.n V. stimmen daher nur bei den skleronomen Systemen (→ mechanisches System) mit den wirklichen Lageänderungen des Systems überein. Für rheonome Systeme trifft dies nicht zu, da sich die Bindungen im Laufe der Zeit ändern: Sei ein Massepunkt P an eine Gerade G gebunden (Abb. 1), so ist die virtuelle Verrückung $\delta\vec{r}$ gleich der tatsächlichen Änderung $\mathrm{d}\vec{r}$ von P während der Zeit $\mathrm{d}t$, falls G raumfest ist; andernfalls ist $\delta\vec{r} \neq \mathrm{d}\vec{r}$, da sich P nur auf G bewegen kann und deren Lage zur Zeit t und $t + \mathrm{d}t$ verschieden ist (Abb. 2).



Bei v.n V. verrichten die an den mechanischen Systemen angreifenden Kräfte $\vec{F}_i$ $(i = 1, \ldots, N)$ die *virtuelle Arbeit* $\delta A = \sum_{i=1}^{N} \vec{F}_i \delta\vec{r}_i$ oder $\delta A = \sum_{j=1}^{f} Q_j \delta q_j$, wobei die Q_j die verallgemeinerten Kräfte des Systems sind (→ verallgemeinerte Koordinaten).

Bei einem Massepunkt, der nur Kreisbewegungen ausführen kann (Abb. 3), wird die virtuelle Verrückung $\delta\vec{r}$ durch eine *virtuelle Drehung* $\delta\varphi$ um die (aus der Zeichenebene herauszeigende) z-Achse bewirkt. Die hierbei von der Kraft $\vec{F}$ verrichtete virtuelle Arbeit ist $\delta A = \vec{F}\delta\vec{r} = T_z \delta\varphi$. Darin ist T_z die z-Komponente des von $\vec{F}$ erzeugten Drehmoments $\vec{T} = \vec{r} \times \vec{F}$, d. i. die zur verallgemeinerten Koordinate φ gehörende verallgemeinerte Kraft.



virtuelle Verrückungen

Der Begriff der v.n V. ist grundlegend für die Formulierung des → Prinzips der virtuellen Arbeit.

virtuelle Verschiebungen, svw. virtuelle Verrückungen.

Visioplastizität, eine experimentelle Methode zur Bestimmung von Verschiebungen bzw. Verschiebungsgeschwindigkeiten bei ebenen und rotationssymmetrischen Umformvorgängen. Die Probe wird in der Symmetrieebene geteilt und mit einem Gitter versehen. Das Gitter kann entweder auf photographischem oder mechanischem Wege aufgebracht werden. Aus dem Vergleich des unverformten und des verformten Gitters können die Verschiebungen bzw. die Verschiebungsgeschwindigkeiten berechnet werden. Durch Differentiation erhält man die Formänderungsgeschwindigkeiten und über entsprechende Spannungs-Formänderungs-Beziehungen die Spannungen.

viskoelastische Flüssigkeit, → Flüssigkeit mit Gedächtnis.

Viskoplastizität, Sammelbegriff für das Verhalten von Materialien, die sowohl beachtliche viskose als auch plastische Eigenschaften haben. Verschiedene Stoffe, wie Fette, Farben, Bohrschlamm, Lösungen von Kunststoffen und mitunter auch Metalle, zeigen erst oberhalb einer gewissen Beanspruchung, der Fließgrenze, ein viskoses Fließen, wobei dieses linear im Sinne eines Newtonschen Verhaltens oder allgemein nicht-Newtonisch sein kann. Für den Fließzu-

stand, wobei man in der Regel die statische Fließbedingung von Huber, v. Mises, Hencky zugrunde legt, wird die rheologische Zustandsgleichung

$$S_{ij} = \left(2\eta + \frac{K}{\sqrt{I_2}}\right) D_{ij} \quad \text{für } D_{ij} \neq 0$$

bzw.

$$D_{ij} = \frac{1}{2\eta}\left(1 - \frac{K}{\sqrt{J_2}}\right) S_{ij} \quad \text{für } \frac{1}{2} S_{ij}S_{ji} > K^2$$

postuliert. Dabei ist S_{ij} der Spannungsdeviator, D_{ij} Deformationsgeschwindigkeitstensor, η Viskosität, K Fließgrenze (Schubfließspannung), I_2 2. Invariante des Deformationsgeschwindigkeitstensors, J_2 2. Invariante des Spannungsdeviators.

Die Angabe der Fließbedingung ist Teil der Zustandsgleichung. Materialien, denen diese Zustandsgleichung zugrunde liegt, werden Bingham-Stoffe (→ Bingham-Körper) genannt. Mitunter wird unterhalb der Fließgrenze ein elastischer Zustand angenommen, für den die Gleichung $S_{ij} = 2G\varepsilon_{ij}$ für $\frac{1}{2} S_{ij}S_{ji} \leqq K^2$ gültig ist. Dabei ist ε_{ij} der Deviator des Verzerrungstensors, G der Schubmodul.

Bei realen Materialien erfolgt der Übergang vom festen in den flüssigen Zustand allmählich. In gewissen Fällen genügt dann die Einführung einer hypothetischen Fließgrenze. Werden elastische Verzerrungen in die Betrachtungen mit aufgenommen, was vor allem bei dynamischer Belastung festerer Materialien, speziell bei der Umformung von Metallen wichtig ist, dann versagt das beschriebene Modell, und es wird das erweiterte Binghamsche Stoffgesetz theoretischen Untersuchungen zugrunde gelegt.

$$D_{ij} = \frac{1}{2G}\dot{S}_{ij} + \frac{K^2}{2\eta}\langle\Phi(F)\rangle\frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} \quad \text{für } F > 0$$

mit $\Phi(F) = 0 \quad \text{für } F \leqq 0$
$\Phi(F) \neq 0 \quad \text{für } F > 0$

Der Punkt bedeutet die Ableitung nach der Zeit. Die Fließfunktion F ist entsprechend praktischen Forderungen wählbar. Diese von Perzyna entwickelte Theorie verlangt eine dynamische Fließbedingung. Es lassen sich auch Verfestigungseigenschaften mit in die Theorie aufnehmen. In der Literatur werden diese Stoffe auch als verzerrungsgeschwindigkeitsempfindliche Medien [engl. strain-rate sensitive materials] bezeichnet. Infolge der Kompliziertheit der Prozesse und der daraus resultierenden mathematischen Formulierung beschränkt man sich auf möglichst einfache Ausdrücke für die Funktion $\Phi(F)$. Es ergeben sich trotz allem nichtlineare Differentialgleichungen für die zu untersuchenden Probleme, deren Bearbeitung mit entsprechenden Näherungsverfahren möglich ist.

Viskosimeter, Meßgerät zur Bestimmung der Viskosität eines Fluides. In einem V. sind die auftretenden Strömungsverhältnisse so, daß sie für eine Berechnung zugänglich sind. Aus den Meßdaten läßt sich in Verbindung mit den theoretischen Ergebnissen die Viskosität bestimmen. Spezielle Formen sind → Kugelfallviskosimeter und → Zimm-Crothers-Viskosimeter.

viskosimetrische Strömung, parallele, an festen Wänden verlaufende Strömungen, die ausschließlich durch eine Schergeschwindigkeit, einen transversalen Geschwindigkeitsgradienten, in geeigneten Koordinatensystemen beschrieben werden können. Die Verwirklichung anderer Strömungen bei viskosen Flüssigkeiten bereitet experimentelle Schwierigkeiten.

Viskosität, *Zähigkeit, innere Reibung,* Materialeigenschaft, derzufolge Tangentialkräfte auftreten, die einer parallelen Verschiebung von Flüssigkeits- oder Gasteilchen relativ zueinander entgegenwirken. Beim Vorliegen von Querkräften spricht man von → Querviskosität. Die auf das Oberflächenelement dA einer Schicht wirkende innere Reibungskraft $d\vec{F}$ hat dabei nach dem Newtonschen Reibungsgesetz die Größe $d\vec{F} = -\eta \operatorname{grad} v \cdot dA$, wobei $\vec{v}$ die Bewegungsgeschwindigkeit der Schicht und η die *dynamische V.*, auch *Koeffizient der inneren Reibung* genannt, ist. η wird in Newtonsekunde je Quadratmeter Ns/m^2, vereinzelt auch in Poise, gemessen. Die → kinetische Theorie errechnet η für Gase nach verschiedenen Modellen und zeigt zugleich, daß die V. der Gase unabhängig vom Druck ist.

Der Quotient $\nu = \eta/\varrho$ heißt *kinematische V.* Sie wird in Quadratmeter je Sekunde m^2/s, vereinzelt auch in Stokes, gemessen.

Besonders in der Rheologie wird die V. als Stoffkenngröße verwendet, die den Widerstand in Fluiden gegen das Verschieben ihrer Teilchen gegeneinander durch Kräfte angibt. Das Fließen dieser Stoffe wird als eine Gleitbewegung aufgefaßt. Nach dem Newtonschen Reibungsgesetz ist die Kraft $\vec{F}$, die notwendig ist, um zwei parallele Platten der Fläche A mit dem Abstand d im viskosen Stoff mit der Geschwindigkeit $\vec{w}$ gegeneinander zu bewegen, gegeben durch $\vec{F} = \eta\vec{w}\frac{A}{d}$. Der Kehrwert der dynamischen V. heißt *Fluidität.* Die V. ist vom Spannungs- und Temperaturzustand abhängig. Bei Newtonschen Flüssigkeiten nimmt die V. mit steigender Temperatur ab, bei Gasen zu.

Den Zusammenhang zwischen der Viskosität eines Gemisches fester Teilchen in einem Dispersionsmittel, einer Suspension, und dem Dispersionsmittel unter Beachtung der Volumenkonzentration der dispersen Phase gibt *Einsteins Viskositätsgleichung* wieder.

$\eta_{Susp} = \eta_{Lösm}(1 - 2{,}5\, c_v)$. c_v ist die Volumenkonzentration. Die Gleichung gilt nur für verdünnte Gemische, in denen die Abstände zwischen den Teilchen sehr viel größer als ihr Durchmesser sind.

Vizinalfläche, Kristalloberfläche, deren Orientierung sich nur wenig von der einer niedrig indizierten → Kristallfläche unterscheidet. V.n sind entweder durch sehr hohe Indizes oder gar nicht durch rationale Indizes zu charakterisieren. Sie entsprechen auch nicht einer im Kristallgitter enthaltenen Netzebene, sondern setzen sich stückweise aus niedrig indizierten Teilflächen zusammen, die durch Stufen atomarer Höhe voneinander getrennt sind.

Vlasov..., → Wlassow...

VLF, → Frequenz.

V/m, → Volt/Meter.

Vogt-Russell-Theorem, → Stern.

Voigt-Effekt, → Magnetooptik.

Voigt-Körper, svw. Kelvin-Körper.

Voigt-Profil, → Spektrallinien.

Voith-Schneider-Propeller, → Propeller.

Vollfarbe, → Farbe.

vollplastischer Zustand, im gesamten Bauteil ausgebildeter plastischer Zustand. Es wird z. B. von vollplastischer Torsion eines prismatischen Stabes gesprochen, wenn der tordierte Stab infolge seiner Beanspruchung keinen elastischen Kern mehr aufweist und der plastische Materialzustand über den gesamten Stabquerschnitt ausgebildet ist.

Vollpolmaschine, → elektrische Maschine.

vollständige Induktion, → Induktion 1).

vollständige Messung, → Meßprozeß in der Quantenmechanik.

vollständiger Raum, → Hilbert-Raum.

vollständiges Differential, → Differentialrechnung.

vollständiges Funktionensystem, → Hilbert-Raum.

vollständiges Orthogonalsystem, → Hilbert-Raum.

vollständiges Orthonormalsystem, → Hilbert-Raum.

Vollständigkeit, → Axiomensystem.

Vollständigkeit eines Satzes von Funktionen, → Entwicklung von Funktionen.

Vollständigkeit eines Systems von Eigenfunktionen, → Hilbert-Raum, → Eigenwertproblem.

Vollständigkeitsrelation, → Hilbert-Raum.

Volt, V, SI-Einheit der elektrischen Spannung. Vorsätze erlaubt. Das Volt ist die elektrische Spannung zwischen zwei Punkten eines homogenen und gleichmäßig temperierten metallischen Leiters, in dem bei einem zeitlich unveränderlichen Strom der Stärke 1 A zwischen den beiden Punkten eine Leistung von 1 W umgesetzt wird. $1\ \mathrm{V} = 1\ \mathrm{W/A} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}}$. Da Einheiten keine Zusätze erhalten dürfen, ist die Bezeichnung effektives Volt, $\mathrm{V_{eff}}$, nicht zulässig, es gibt nur eine effektive Spannung U_{eff}.

Voltameter, *Coulombmeter*, ein elektrisches Meßgerät, das zum Messen elektrischer Ladungsmengen dient. Die Arbeitsweise des V.s beruht meist auf dem → Faradayschen Gesetz, indem volumetrisch oder durch Wägen die in einer elektrolytischen Zelle abgeschiedene Menge an Knallgas, Silber, Kupfer oder Quecksilber gemessen wird, die über die elektrochemischen Äquivalente dem Integral $Q = \int_{t_1}^{t_2} I\,\mathrm{d}t$ proportional ist. Das *Silbervoltameter* wurde bis zur Neudefinition des Ampere als Einheit der Stromstärke als Normal benutzt. In einer Lösung von neutralem Silbernitrat wird an der Anode ein Niederschlag von Silber erzeugt. Ein Strom von 1 A scheidet dabei in 1 s eine Masse von 1,11817 mg Silber ab. Die mit dem Silbervoltameter erreichbare Genauigkeit beträgt bis zu 10^{-6}. Das *Kupfervoltameter* kann bei stärkeren Strömen benutzt werden, ist aber wesentlich ungenauer. Das *Titrationsvoltameter* dient dagegen zur Präzisionsmessung auch kleinster Ladungsmengen. Der in der Gleichstromtechnik benutzte *Stia-Zähler* ist im Prinzip ein V. mit Quecksilberabscheidung. Er zählt Amperestunden bzw. bei konstanter Spannung Kilowattstunden.

Voltampere, V · A, VA, Einheit der elektrischen Scheinleistung anstelle des Watt. $1\ \mathrm{V \cdot A} = 1\ \mathrm{W} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}}$.

Voltamperesekunde, V · A · s, VAs, elektrische Einheit der Arbeit, früher gebräuchliche, nicht mehr zulässige Bezeichnung für → Joule.

Voltasche Spannungsreihe, svw. Spannungsreihe 1).

Volterra-Versetzung, → Somigliana-Versetzung.

Voltgeschwindigkeit, die Geschwindigkeit von Elektronen, die statt in Einheiten der Geschwindigkeit in Spannungseinheiten angegeben wird. Sie gilt für die Spannung, die Elektronen hätten durchlaufen müssen, um diese Geschwindigkeit zu erreichen. Die Angabe „Katodenstrahlen von 10000 V Geschwindigkeit" bedeutet einen Elektronenstrom, dessen Elektronen eine Geschwindigkeit von 0,2 c, d. h. 0,2 der Lichtgeschwindigkeit haben.

Volt/Meter, V/m, Einheit der elektrischen Feldstärke. Das Volt/Meter ist die elektrische Feldstärke eines homogenen elektrischen Feldes, in dem der Spannungsabfall zwischen zwei Punkten im Abstand 1 m in Richtung des Feldvektors 1 V beträgt. $1\ \mathrm{V/m} = 1\ \mathrm{m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}}$.

Voltmeter, *elektrischer Spannungsmesser*, ein elektrisches Meßinstrument zur Messung der elektrischen Spannung. Ein V. wird stets dem Element parallel geschaltet, dessen Spannung man messen will (im Gegensatz zum Strommesser). Damit das Einfügen des V.s in die Schaltung die zu messende Spannung nicht verringert, muß sein innerer Widerstand sehr groß gegen den Gesamtwiderstand der Schaltung zwischen den Anschlußpunkten sein. Der Meßbereich eines V.s kann durch Reihenschaltung eines Widerstandes vergrößert werden, jedoch wird bei n-facher Erweiterung auch die n-fache Leistung für das Meßinstrument mit Reihenwiderstand benötigt. Bei Wechselstrom ist es möglich, mit Spannungswandlern (→ Meßwandler) den Meßbereich zu vergrößern, ohne daß zusätzliche Leistungen benötigt werden. Das → Elektrometer ist das einzige V., bei dem der Ausschlag direkt von der Spannung abhängt. Alle anderen Meßinstrumente messen die Spannung über den Strom, der infolge des konstanten Innenwiderstandes des Instrumentes der anliegenden Spannung proportional ist.

Die wichtigsten V. sind → Drehspulinstrument und → Drehmagnetinstrument für Gleichspannungsmessungen und → Dreheiseninstrument, → Elektrometer und → Elektrodynamometer für Gleich- und Wechselspannungsmessungen. Nur für Wechselspannungsmessungen eignen sich → Gleichrichtermeßinstrumente. Bei hohen Frequenzen werden vorwiegend elektronische V. eingesetzt. Eine moderne Entwicklung sind die Digitalvoltmeter (→ Analog-Digital-Wandler).

Voltsekunde, V · s, Vs, SI-Einheit des magnetischen Flusses oder des Induktionsflusses, Eigenname ist Weber (Wb). Vorsätze erlaubt. $1\ \mathrm{V \cdot s} = 1\ \mathrm{Wb} = 1\ \mathrm{m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}}$.

Volumen, *Rauminhalt*, die Größe eines von einem Körper eingenommenen Raumes, im erweiterten Sinne auch die Größe eines durch eine definierte Begrenzung umschlossenen Raumes.

Volumeneinheiten werden als dritte Potenzen der Längeneinheiten gebildet (Tab. 1).

Volumenmessung. Die anzuwendenden Verfahren hängen weitgehend von dem Aggregatzustand des zu messenden Stoffes ab.

Das V. fester Körper kann nur bei geometrisch einfachen Körpern aus deren geometrischen Abmessungen als Produkt aus Länge, Breite und Höhe bestimmt werden. Im einfachsten Fall wird das V. unregelmäßiger Körper nach dem Verdrängungsverfahren ermittelt. Dazu wird der Körper in einen mit reinem Wasser oder einer anderen Flüssigkeit bekannter Dichte gefüllten, geeichten Meßzylinder gebracht, an dessen Skale der scheinbare Volumenzuwachs der Flüssigkeit unmittelbar abgelesen werden kann. Das Verfahren eignet sich nicht für poröse Körper; für diese benutzt man am zweckmäßigsten Volumenometer oder Volumeter. Wesentlich exakter ist die hydrostatische Wägung. Bei Schüttgütern führt gegebenenfalls eine stereometrische Ausmessung mit Maßstäben bzw. Meßlatten zu genügend sicheren Ergebnissen, wenn die Schüttdichte bekannt ist und berücksichtigt wird.

Das V. von Hohlkörpern bestimmt man am besten durch Wägung, wobei der Körper einmal leer und einmal mit Wasser gefüllt, in Einzelfällen auch mit Quecksilber gefüllt gewogen wird; das V. wird als Differenz berechnet. In beiden Fällen ist die thermische Ausdehnung der Flüssigkeit und des Meßgefäßes zu berücksichtigen.

Flüssigkeiten werden am bequemsten mit Volumenmeßgeräten gemessen, z. B. mit Meßbechern, Meßzylindern, Meßeimern, bei sehr kleinen Mengen auch mit Büretten, Pipetten, Pyknometern, bei großen Mengen mit Meßkolben oder mit Lagerbehältern. Ferner kann die Messung nach Verfahren der Füllhöhenfeststellung oder manometrisch bzw. unter Nutzung des Bodendrucks vorgenommen werden.

Zur Volumenmessung von Gasen eignen sich Meßgeräte für wissenschaftliche und technische Untersuchungen, z. B. Azotometer, Gaskugeln u. ä.

Große Gas- und Flüssigkeitsvolumen werden mit Zählkammern sowie mit Zählern verschiedener Art gemessen, wobei besonders bei Gasen die Abhängigkeit des Volumens von Druck und Temperatur die Messung erschwert. Gasmengen können bei annähernd konstantem Druck mittels der Bewegung einer Gasbehälterglocke mit Wasserabschluß gemessen werden. Dieses Verfahren ist jedoch nicht sonderlich genau, da Druck- und Temperaturänderungen die Messung wesentlich beeinflussen können. Gase lassen sich auch in Druckbehältern konstanten V.s ein- oder abfüllen, wobei die Zustandsänderung des Meßgutes die Volumenmessung beeinflussen kann.

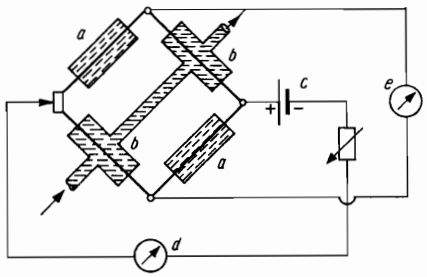
Die *dynamische* Volumenmessung des durch eine Leitung strömenden V.s beruht auf der Anwendung der Bernoullischen Gleichung und damit auf der Feststellung von Drücken in Gasen und Flüssigkeiten. Da das in einer bestimmten Zeit durch eine Leitung strömende V., der *Volumenstrom*, $V = \int_A v \, dA$ ist, wenn v die im Querschnittelement dA festgestellte Geschwindigkeit und A der Strömungsquerschnitt ist, kann die Volumenmessung auf eine Geschwindigkeitsmessung zurückgeführt werden. Es ist auch möglich, die Beziehung zwischen Druck und Geschwindigkeit zu nutzen. Wird der Strom an einer Stelle abgebremst, z. B. mit einer kleinen Sonde, die die mittlere Strömungsgeschwindigkeit nicht wesentlich stört, so entsteht ein Staudruck, aus dem die Geschwindigkeit und damit das V. berechnet werden kann. Als Meßgeräte werden Pitotrohre, Drucksonden und Prandtlrohre benutzt, wie überhaupt alle Meßgeräte und Meßmethoden der Durchflußmessung auch zur Volumenmessung eingesetzt werden können. Andererseits kann das V. auch nach dem Differenzdruckverfahren mit Düsen oder Blenden bestimmt werden. Der dabei entstehende Abfall des statischen Drucks $\Delta p = \Delta v^2/2$ ist in diesem Fall ein Maß für das V., sofern die Dichte der Medien bekannt ist. In Sonderfällen können kleine Flüssigkeitsmengen mit Düsen oder Blenden in Ausgußgefäßen (Danaiden) gemessen werden. In diesem Fall geht in die Berechnung noch die Ausflußzahl α ein, die Reibungseinflüsse und Strahlkontraktion erfaßt.

Die Volumenmessung zur Bestimmung der Volumenanteile verschiedener Substanzen in Gasgemischen zur Überwachung und Regelung des Verlaufs von Prozessen ist Aufgabe der Gasanalyse. Volumetrische Gasanalysen beruhen im allgemeinen darauf, daß manche Gase von bestimmten Flüssigkeiten absorbiert werden. Durch eine solche Absorption wird das betreffende Gasgemisch von der absorbierten Komponente frei, so daß sich bei unverändertem Druck eine Volumendifferenz ergibt. Nach diesem Absorptionsverfahren arbeiten z. B. Rauchgasprüfer, die auch automatisch betrieben und deren Befunde laufend registriert werden können. Eine andere Methode beruht auf der Verbrennung der in dem Gasgemisch enthaltenen brennbaren Bestandteile. Die Schwierigkeit dieses Verfahrens besteht darin, daß im Gegensatz zum Absorptionsverfahren mehr Bestandteile aus dem Gemisch entfernt werden, als gemessen werden sollen. Die Volumenänderung entspricht in diesem Fall also nicht unmittelbar der gesuchten Meßgröße.

Aus diesem Grund muß für jede Verbrennung zusätzlich ein Faktor bestimmt werden, der angibt, welche Volumendifferenz bei der Verbrennung eines bestimmten V.s der Meßkomponente, meist bezogen auf 1 cm^3, entsteht.

Volumetrische Analysatoren messen entweder die Wärmeleitfähigkeit, die Verbrennungswärme, die Strahlenabsorption oder magnetische Einflüsse und damit Konzentrationen oder Volumina. Analysatoren zur Volumenmessung mittels Wärmeleitfähigkeit arbeiten etwa nach folgendem Prinzip (Abb. 1): In vier Kammern befindet sich je eine Glasröhre mit eingeschmolzenem Widerstandsdraht und gleichem Widerstand. Diese werden so zu einer Wheatstoneschen Brücke zusammengefaßt, daß jeweils die gegenüberliegenden Kammern verbunden sind. Wird in die Kammern Gas unterschiedlicher Zusammensetzung geleitet, so kühlen sich die Widerstände in Abhängigkeit von den in den Gasen enthaltenen Komponenten unterschied-

lich ab, so daß sich ihr Widerstand ändert. Läßt man durch die eine Leitung das zu untersuchende Gas und durch die andere das Meß- oder Vergleichsgas unter gleichem Druck strömen, so kann die Brückenverstimmung als Maß für das V. der betreffenden Gaskomponente dienen, die ermittelt werden soll. Erforderlichenfalls kann die Anlage thermostatiert werden. Wärmetönungsanalysatoren werden zur Volumenmessung benutzt, um die Verbrennungswärme von Gasen zu bestimmen. Das Prinzip ist dem der Analysatoren ähnlich.



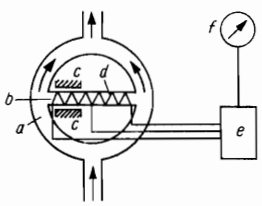
1 Analysator zur Volumenmessung mittels Wärmeleitfähigkeit. *a* Kammern mit dem Vergleichsgas, *b* Meßkammern, *c* Spannungsquelle, *d* Galvanometer, *e* Anzeigegerät

Nichtelementare Gase absorbieren infrarote Strahlen in verschiedenen Wellenbereichen; nach dem Prinzip der Strahlungsabsorption werden deshalb ebenfalls Volumenbestimmungen vorgenommen. Als Strahlungsquelle dient ein schwach glühender Draht. Seine Strahlen werden durch ein von einem Synchronmotor angetriebenes Blendenrad gleichmäßig unterbrochen und in zwei Kammern gesendet, unter denen sich je eine Empfängerkammer befindet. Die eine dieser Kammern ist mit einem Gemisch aus einem nicht absorbierenden Gas gefüllt, die andere mit dem Gas, dessen V. bestimmt werden soll. Da in der Kammer mit dem absorbierenden Gas eine höhere Temperatur und ein höherer Druck entstehen, kann die Druckänderung z. B. in eine Kapazitätsänderung umgeformt und zur Anzeige gebracht werden.

Zur Bestimmung des V.s mehrerer Komponenten von Gas- und Flüssigkeitsgemischen eignen sich Meßeinrichtungen, die nach den Methoden der Gaschromatographie arbeiten. Sie beruhen darauf, daß die einzelnen Bestandteile der Gemische beim Durchlaufen bestimmter fester Phasen unterschiedliche Wanderungsgeschwindigkeiten haben. Die festen Stoffe werden in Trennsäulen untergebracht. Der Trägerstrom (meist Wasserstoffgas) strömt unter konstantem Druck über die Vergleichszelle eines Detektors, die als Wärmeleitzelle ausgebildet ist, zunächst in eine Impfzelle, in der ihm ein exakt dosiertes Volumen Meßgas zugesetzt wird. Von dort strömt das Trägergas in die Trennsäule (Absorber). Die einzelnen Komponenten werden von der Füllung aufgenommen und in unterschiedlicher Zeit als Gaspfropfen abgegeben. In der Meßzelle des Detektors findet der Wärmeleitvergleich mit der von dem Trägergas durchströmten Vergleichskammer statt und ergibt eine Meßspannung als Ausgangsgröße, die der Konzentration bzw. dem V. der betreffenden Gaskomponente proportional ist. Die Registrierung wird in einer Brückenschaltung vorgenommen. Diese ist so abgeglichen, daß bei alleiniger Anwesenheit des Trägergases kein Ausschlag erfolgt. Bei Vorhandensein anderer Komponenten wird infolge Änderung der Wärmeleitfähigkeit die Brücke verstimmt. Der quantitative Anteil der einzelnen Bestandteile kann rechnerisch in Volumenprozenten aus dem Chromatogramm ermittelt werden.

Zur Messung des Sauerstoffanteils in Gasen, die bei der Überwachung von Verbrennungsprozessen und der Betriebssicherheit von Gasanlagen von großer Bedeutung ist, wurden magnetische Meßverfahren entwickelt. Sie nutzen die paramagnetischen Eigenschaften des Sauerstoffs aus, die temperaturabhängig sind.

Das Meßgas wird in eine Ringkammer geleitet, die mit einem waagerecht liegenden, elektrisch beheizten Glasröhrchen verbunden ist (Abb. 2). Das linke Teil des Röhrchens befindet sich zwischen den Polschuhen eines kräftigen Dauermagneten. Ist in dem Meßgas Sauerstoff enthalten, so wird dieser von dem Magnetfeld angezogen. In diesem Teil des Röhrchens entsteht ein Überdruck und innerhalb des Röhrchens ein Druckgefälle. Gleichzeitig wird das in Querrichtung strömende Gas im linken Teil der Heizwicklung erwärmt, so daß sich die



2 Magnetischer Sauerstoff-Analysator. *a* Ringkammer, *b* Querröhrchen, *c* Dauermagnete, *d* Heizwicklung, *e* Meßwertumformer, *f* Anzeigegerät

linken Heizspiralen stärker abkühlen als die rechten. Die in der Mitte angezapfte Heizwicklung bildet mit zwei Festwiderständen und einem Potentiometer zur Nullpunkteinstellung eine Wheatstonesche Widerstandsmeßbrücke. In dem Maße, wie sich infolge größeren Sauerstoffgehalts die Querströmung in dem Röhrchen erhöht und die einseitige Abkühlung sich ändert, ändert sich das Widerstandsverhältnis. Die dadurch entstehende Brückenverstimmung kann an einem Drehspulmeßwerk abgelesen werden, sie ist dem Sauerstoffgehalt proportional.

Lit. Witte: Mengenmessung im Betrieb, Handb. der Betriebskontrolle, Bd 2 (Leipzig 1955).

Volumenänderungsenergie, → Verzerrungsenergie.

Volumenbruch, ein besonders in der theoretischen Behandlung hochmolekularer Lösungen verwendetes Maß für die Konzentration einer Komponente. Sind V_{i0} das molare Volumen der reinen Komponente i und n_i ihre Stoffmenge in der Einheit mol, so ist der V. $\varphi_i = n_i V_i / \sum_i n_i V_i$.

Volumendilatation, svw. Volumendehnung.

Volumenfluß, eine irreversible Vergrößerung oder Verkleinerung des Volumens unter einfacher Zug- oder Druckbeanspruchung. Bei Asphalt kann ein positiver V., d. h. Vergrößerung des Volumens, und bei Beton ein negativer V., d. h. Verkleinerung des Volumens, beobachtet

werden. Der V. führt zu Veränderungen im Aufbau des Stoffes.

Volumengesetz, *chemisches V.*, 1808 von Gay-Lussac gefundenes Gesetz, nach dem sich das Volumenverhältnis gasförmiger, an einer chemischen Umsetzung beteiligter Stoffe durch einfache ganze Zahlen ausdrücken läßt.

Volumenintegral, → Integralrechnung.

Volumenionisation, die Entstehung der → Ionisation eines Gases infolge Abspaltung von Elektronen von seinen Atomen und Molekülen.

Volumenkraft, → Kraft.

Volumenmagnetostriktion, Anteil der Magnetostriktion, der durch seine Volumenänderung bei unveränderter Gestalt des Körpers gekennzeichnet ist. Ursache der V. ist die Änderung der Magnetisierung durch den → Paraprozeß.

Volumenometer, Meßgerät zur Volumenmessung, insbesondere zur Feststellung schädlicher Räume (Räume, die die Messung ungünstig beeinflussen bzw. sonst schwer erfaßbar sind), z. B. bei Pumpen, Gasthermometern, Volumenzählern. Das V. beruht auf dem Boyle-Mariotteschen Gesetz. Die Meßunsicherheit hängt weitgehend von der erreichbaren Temperaturkonstanz ab.

Volumenprozent, ein Konzentrationsmaß, → Konzentration.

Volumenrekombination, → Rekombination 1).

Volumensuszeptibilität, → Suszeptibilität 1).

Volumenviskosität, Stoffkenngröße, die das Verhältnis von isotroper Spannung zu isotroper Deformationsgeschwindigkeit angibt. Man unterscheidet zwei Koeffizienten der V.: 1) Volumenviskosität im Festzustand liegt vor, wenn die Volumenoszillation infolge einer isotropen Spannung durch das Vorhandensein eines Koeffizienten der V. gedämpft wird. 2) V. im Fließzustand liegt vor, wenn das Material über eine isotrope Fließgrenze hinaus bei isotroper Beanspruchung fließt.

von-Neumann-Gleichung, quantenstatistisches Analogon der → Liouville-Gleichung.

von-Neumannsche Formel, → Induktionskoeffizient.

von-Seeliger-Gleichung, → Newtonsche Kosmologie.

Voraussage, aus einer wissenschaftlichen Theorie abgeleitete Aussage über bisher unbekannte Zusammenhänge. Eine V. kann sich sowohl auf künftige Ereignisse als auch auf bisher wissenschaftlich unbearbeitete Erscheinungen beziehen, die gegenwärtig oder früher stattfanden, aber unbeobachtet blieben. Beispiel im ersten Sinne ist die V. des Bewegungsablaufs einer Maschine oder der Planetenstellung in 100 Jahren, Beispiel im zweiten Sinne ist die V. des Ω-Hyperons auf Grund der unitären Symmetrie von Hadronen oder die V. der Existenz des Planeten Neptun aus der Störung der Bahn des Planeten Uranus, die nicht aus der Störung durch die bis dahin (1846) bekannten Planeten erklärt werden konnte.

Im Gegensatz zur V. führt die *Erklärung* einer beobachteten Erscheinung diese auf das Wirken bekannter Gesetze zurück, indem gezeigt wird, daß aus diesen jene Erscheinung abgeleitet werden kann. V. und Erklärung setzen ein kausales Wirken der Naturgesetze voraus (→ Kausalität).

Vorbeschleuniger, → Teilchenbeschleuniger.

Vorkegel, der die Vergangenheit eines Ereignisses darstellende Teil des → Lichtkegels (→ Minkowski-Raum).

Vormagnetisierung, die Überlagerung eines zeitlich veränderlichen magnetischen Feldes (Arbeitsfeld) durch ein konstantes Gleichfeld (*Steuerfeld*) bei einem magnetischen Stoff. Es wirken also gleichzeitig zwei verschiedene Felder auf den Stoff ein.

Vorsätze, international festgelegte Vorsilben zum Bilden von dezimalen Vielfachen und Teile von → Einheiten mit selbständigem Namen. Dabei sollen diejenigen V. bevorzugt werden, die als ganzzahlige Vielfache von 10^3 gebildet werden. Die V. Dezi, Zenti, Hekto und Deka sollen nur noch da angewendet werden, wo diese bisher schon üblich waren, wie z. B. bei Zentipoise (cP), Zentistokes (cSt), Dezimeter (dm), Hektoliter (hl). Es darf jeweils nur ein Vorsatz verwendet werden. Symbole von V.n dürfen nur mit Symbolen von Einheiten verbunden werden, ausgeschriebene Einheitennamen nur mit ausgeschriebenen V.n. Die Verbindung von Vorsatz und Einheit bzw. der Symbole von diesen gelten jeweils als ein Symbol, von dem z. B. Potenzen gebildet werden dürfen, z. B. bei Kubikdezimeter (dm^3). An Potenzbezeichnungen dürfen keine V. angebracht werden. Potenzprodukte und -quotienten sollen möglichst so gebildet sein, daß V. nur im Zähler stehen, im Nenner nur Einheiten ohne V., allerdings kann bei eingebürgerten Einheitenbezeichnungen von dieser Regel abgewichen werden. Dies gilt z. B. für die Druck- und Spannungseinheiten Kilopond je Quadratzentimeter (kp/cm^2) und Newton je Quadratmillimeter (N/mm^2). V. dürfen nicht angewendet werden bei den Einheiten Kilogramm (kg), Karat (k), bei den Zeiteinheiten außer der Sekunde, bei den Temperatureinheiten außer Kelvin, bei den Winkeleinheiten außer Radiant und Steradiant sowie neuerdings auch Gon (gon), bei den Längeneinheiten außer dem Meter, bei den Flächeneinheiten, bei den Druckeinheiten außer Torr und Bar, bei der Leistungseinheit Pferdestärke und bei der Leuchtdichteeinheit Apostilb.

Vorsatz	Symbol	Bedeutung
Tera	T	10^{12}
Giga	G	10^{9}
Mega	M	10^{6}
Kilo	k	10^{3}
Hekto	h	10^{2}
Deka	da	10^{1}
Dezi	d	10^{-1}
Zenti	c	10^{-2}
Milli	m	10^{-3}
Mikro	μ	10^{-6}
Nano	n	10^{-9}
Piko	p	10^{-12}
Femto	f	10^{-15}
Atto	a	10^{-18}
Myria*)	ma	10^{4}
Dimi*)	dm	10^{-4}

*) alter französischer Vorsatz, international nicht mehr gültig.

Vorschaltwiderstand, svw. Vorwiderstand.

Vorticity, Vertikalkomponente des Rotors der atmosphärischen Strömung.

Vorvakuumbeständigkeit, → Treibdampfpumpe.

Vorvakuumdruck, der Druck am Vorvakuumanschluß einer Hochvakuum- bzw. Feinvakuumpumpe.

Vorwärtsstreuung, → Streuexperiment, → analytische S-Matrix-Theorie, → Streuung.

Vorwiderstand, *Vorschaltwiderstand*, ein Widerstand (im engeren Sinne ein ohmscher Widerstand), der im Stromkreis einem Stromzweig vorgeschaltet (Reihenschaltung) wird und die Aufgabe hat, den Strom im Stromzweig auf einen bestimmten Wert herabzusetzen. Ein V. wird z. B. bei Voltmetern zur Meßbereichserweiterung und bei Verbrauchern mit fallender Strom-Spannungs-Kennlinie (Lichtbogen, Glimmlampe u. a.) zur Strombegrenzung eingesetzt. Um Wärmeverluste zu vermeiden, wird der V. im Wechselstromkreis häufig durch einen kapazitiven oder induktiven Widerstand ersetzt (z. B. Vorschaltdrossel bei Leuchtstofflampen).

Vorzeichenregel, → Optikrechnen.

Vorzugszahlen, zu bevorzugende, gerundete Glieder dezimalgeometrischer Zahlenfolgen mit dem Faktor $\sqrt[n]{10}$, wobei $n = 5; 10; 20; 40; 80$. Die V. sind ein wichtiges Hilfsmittel für die Standardisierung; sie dienen der zweckmäßigen Stufung von Abmessungen vornehmlich bei der Typung. V. werden auch bei der Herstellung von Meßgeräten bevorzugt. Darüber hinaus ist im Meßwesen auch die Staffelung 1; 2; 5; 10; 20; 50; 100; 200; 500; 1000 üblich.

Bezeichnung der Reihe	Anzahl Stufensprünge je Zehnerabschnitt	Stufensprung	
		Berechnung	Wert
R 5	5	$\sqrt[5]{10}$	1,6
R 10	10	$\sqrt[10]{10}$	1,25
R 20	20	$\sqrt[20]{10}$	1,12
R 40	40	$\sqrt[40]{10}$	1,06
R 80	80	$\sqrt[80]{10}$	1,03

Vs, $V \cdot s$, → Voltsekunde.

V-Teilchen, → Hyperonen.

V-Zentrum, → Farbzentrum.

w, 1) Wahrscheinlichkeit, → Wahrscheinlichkeitsrechnung. **2)** w, Energiedichte, → Energiesatz.

W, 1) → Watt. **2)** W, → Arbeit. **3)** W, → Energie.

Waage, Meßgerät zum Bestimmen der Masse. Hauptbestandteile einer W. sind die *Auswägeeinrichtung* zum Feststellen des Wägeergebnisses bzw. zum Einstellen des gewünschten Massebetrages und das *Lasthebelwerk* bzw. der *Meßgrößenumformer* mit dem *Lastträger*, der die zu wägende Last aufnimmt.

Die Einteilung der W.n kann erfolgen nach 1) dem Meßprinzip, wobei sich eine Unterteilung nach der Art der Auswägeeinrichtung vornehmen läßt, 2) den Fehlergrenzen, 3) der Art des Lastträgers, 4) dem Verwendungszweck.

1) Einteilung nach dem Meßprinzip. a) W.n, bei denen ein *direkter Massevergleich* bzw. ein *Drehmomentvergleich* durchgeführt wird. Solche W.n sind die *Hebelwaagen*. Bei diesen wird durch ein oder mehrere → Wägestücke bzw. Gewichtstücke das mit einem Hebel oder einem Hebelsystem von der Last hervorgerufene Drehmoment ausgeglichen und eine Gleichgewichtslage hergestellt.

Ist Gleichgewicht nur bei einer Hebellage erreichbar, spricht man von W.n mit einer Einspiellage; läßt sich das Gleichgewicht bei beliebigen Drehwinkeln des Hebels erreichen, handelt es sich um W.n mit einer unendlichen Anzahl von Einspiellagen. Außerdem gibt es W.n mit einer endlichen Zahl von Einspiellagen, bei denen nur eine begrenzte Anzahl von Gleichgewichtslagen möglich ist. Hebelwagen mit einer Einspiellage lassen sich nach Art der Auswägeeinrichtung wie folgt einteilen: Zu den *W.n mit Lastschale bzw. Lastträger und Wägestücken* gehören alle einfachen Hebelwaagen, die nur einen Hebel besitzen, sowie zusammengesetzte Hebelwaagen, z. B. Tafelwaagen, Dezimal- und Zentesimalwaagen mit Hebelübersetzungen 1 : 10 bzw. 1 : 100. Bei *Laufgewichtswaagen* wird auf einem mit einer Skale versehenen Hebel ein Laufgewichtstück bis zum Erreichen der Einspiellage verschoben. Bei *Schaltgewichts-* und *Rollgewichtswaagen* werden in Kerben, die sich auf einem Hebel befinden, so viel Schaltgewichtstücke gesetzt bzw. Rollgewichtstücke gerollt, bis die Gleichgewichtslage erreicht ist. Hebelwaagen mit einer unendlichen Anzahl von Einspiellagen sind *Neigungswaagen*, bei denen der Masseausgleich mit einem fest auf dem Neigungshebel angeordneten Gewichtstück erfolgt und über den Winkelausschlag dieses Hebels der jeweilige Massebetrag angezeigt wird. Hebelwaagen mit einer endlichen Anzahl von Einspiellagen sind *Hubgewichtswaagen*, bei denen eingebaute Gewichtstücke bei zunehmender Belastung durch die Hebelbewegung angehoben werden und den Lastausgleich bewirken. Sie sind als *Grenzwaagen* ausgeführt, die nur das Einhalten oder das Überschreiten bestimmter Grenzen der Massewerte anzeigen. Aus den angegebenen Waagentypen werden auch Kombinationen untereinander hergestellt, z. B. Neigungsschaltwaagen, Neigungstafelwaagen.

b) W.n, bei denen ein *Vergleich von Kraftwirkungen* durchgeführt wird. Bei *Federwaagen* wird die Masse über die von der Kraftwirkung des Wägegutes hervorgerufene elastische Verformung einer oder mehrerer Federn ermittelt; dabei dient bei Zug- und Druckfedern deren Längenänderung, bei Torsionsfedern der vom Torsionsmoment bewirkte Winkelausschlag eines Zeigers als Maß für die Last. Bei *elektromechanischen W.n* wird mittels eines oder mehrerer mechanisch-elektrischer Meßgrößenumformer (z. B. → Kraftmeßdosen) die durch das Wägegut hervorgerufene Kraftwirkung über die Änderung des elektrischen Widerstands (z. B. mittels → Dehnungsmeßstreifens), über die Änderung der Induktivitäts-, der Kapazitäts- oder magnetischen Wirkungen, der Frequenz einer schwingenden Saite oder über den piezoelektrischen Effekt in eine elektrische Größe umgewandelt, deren Meßwert dem zu bestimmenden Massewert proportional ist. Der elektrische

Meßwert kann an Anzeige-, Registrier- und Steuereinrichtungen weitergeleitet werden. Bei *hydraulischen* und *pneumatischen W.n* ändert sich der in einer abgeschlossenen Flüssigkeits- bzw. Gasmenge herrschende Druck unter der Kraftwirkung der Last.

c) *Radiometrische W.n* messen die Masse über die Absorption oder die Streuung einer Strahlung radioaktiver Isotope.

d) W.n, die den *hydrostatischen Auftrieb* eines in eine Flüssigkeit eingetauchten Körpers nutzen. Bei *Senkwaagen* taucht ein Schwimmkörper durch eine aufgesetzte Last in eine Flüssigkeit bekannter Dichte verschieden tief ein, wobei die Eintauchtiefe ein Maß für die Last ist. Bei *hydrostatischen W.n* wird aus dem Auftrieb eines eingetauchten Körpers mit bekannter Masse die Dichte der Flüssigkeit oder des Festkörpers bestimmt (z. B. *Mohrsche W.*, *Westphalsche W.*).

2) Einteilung nach den Fehlergrenzen. a) *Feinwaagen* zeichnen sich durch besonders hohe Genauigkeit aus. Feinwaagen mit einer Höchstlast von etwa 1 mg bis 50 g (früher *Mikrowaagen* genannt) haben einen Skalenwert von etwa $0{,}2 \times 10^{-6}$ bis 1×10^{-6} mal Höchstlast (Sonderausführungen, z. B. mit Ausnutzung des Torsionsmoments eines Quarzfadens, lassen Fehlergrenzen von 10^{-7} bis 10^{-9} g einhalten), solche mit einer Höchstlast von 50 oder 100 g (früher *Halbmikrowaagen* genannt) einen Skalenwert von etwa 1×10^{-6} bis 5×10^{-6} mal Höchstlast, mit einer Höchstlast von meist 200 g (früher *Analysenwaagen* genannt), in Sonderfällen bis 50 kg einen Skalenwert von etwa $0{,}5 \times 10^{-5}$ bis 2×10^{-5} mal Höchstlast. Feinwaagen sind in der Regel ausgeführt als einfache Hebelwaagen, als W.n mit elastisch verformbarem Meßglied oder als elektromagnetische W.n.

Der Masseausgleich bei der einfachen Hebelwaage kann unter anderem erfolgen mittels Wägestücken, mittels Reiterwägestücken, mittels Schaltgewichtstücken, wobei diese Arten für sich allein, untereinander oder mit einer Neigungseinrichtung kombiniert angewendet werden. Besonders bei Feinwaagen angewendete Auswägeverfahren sind das *Proportionalverfahren*, bei dem die W. vor Beginn der Wägung auf Null gestellt und dann die Last mittels Auswägeeinrichtung bestimmt wird, in der Regel ohne Berücksichtigung der Fehler der W. und der Wägestücke; das *Vertauschungsverfahren* (*Gaußsche Wägung*), bei dem bei gleichartigen Hebelwaagen die Last und die zu ihrem Ausgleich benutzten Wägestücke mindestens einmal auf den Schalen getauscht werden und das Ergebnis aus den Wägungen gemittelt wird; das *Substitutionsverfahren* (*Bordasche Wägung*), bei dem der Hebel der Hebelwaage auf beiden Hebelarmen stets gleichmäßig belastet ist. Der eine Hebelarm trägt ein Gewichtstück konstanter Masse, auf dem anderen wird die Last aufgelegt und durch Abheben von Wägestücken von diesem Hebelarm Gleichgewicht hergestellt. b) *Präzisionswaagen* haben größere Fehlergrenzen als Feinwaagen. Diese liegen bei 10^{-3} bis 10^{-4} mal jeweilige Belastung und sind hauptsächlich als Hebelwaagen ausgeführt. c) Bei *Handelswaagen* liegen die zulässigen Fehlergrenzen höher als bei Präzisionswaagen. Die bekanntesten Ausführungen sind *Neigungstafelwaagen* und *Brückenwaagen* mit den verschiedensten Auswägeeinrichtungen.

3) Einteilung nach der Art des Lastträgers. Bei *Brückenwaagen* ist gewöhnlich der Lastträger als Plattform (Brücke) ausgebildet, die oberhalb des Lasthebelwerks angeordnet ist. Gleicharmige oberschalige Brückenwaagen bezeichnet man als *Tafelwaagen*. Bei *Behälterwaagen* ist der Lastträger für die Aufnahme von Schüttgütern bzw. Flüssigkeiten als Behälter ausgebildet.

Bei *Kranhakenwaagen* dient als Lastträger ein Kranhaken, bei *Bandwaagen* ein Förderband.

4) Einteilung nach dem Verwendungszweck. a) *W.n zum Bestimmen der Masse* (Wägen) sind z. B. Personen-, Vieh-, Fahrzeug-, Kran-, Laborwaagen. Zu den letzteren rechnet man außer den genannten Fein- und Präzisionswaagen unter anderem *Thermowaagen*, bei denen während der Wägung bei definierter Atmosphäre und definiertem Druck die Temperatur des Wägegutes zeitlich geändert wird, und *Sedimentationswaagen*, die zum Bestimmen der Korngröße von Sedimenten dienen. *Selbsttätige W.n* zum Wägen sind bestimmt zum selbsttätigen Ermitteln wechselnder Lasten; dazu gehören Rollbahn-, Hängebahn-, Drehgefäßwaagen und Gleisfahrzeugwaagen zum Wägen von fahrenden Zügen.

b) *W.n zum Abteilen eines bestimmten Massebetrages von einem größeren Massevorrat* (Abwägen, Dosieren, Abfüllen). *Schüttwaagen* sind selbsttätige Hebelwaagen mit Entleerungseinrichtung, mittels *Absackwaagen* wird das Wägegut abgewogen und in Säcke gefüllt. *Dosierwaagen* bestehen aus Auswäge-, Förder- und Steuereinrichtung; sie geben einen vorgegebenen stetigen Mengenstrom (z. B. Förderbanddosierwaagen) oder einen aus Teilen bestehenden Mengenstrom (z. B. elektrisch gesteuerte Schüttwaagen) ab. Sie werden z. B. zur Gemengeherstellung eingesetzt. c) *Kontrollwaagen* dienen zum Nachprüfen von nach Masse oder Volumen abgeteilten Mengen. Dazu sind solche W.n geeignet, deren Fehlergrenzen nicht größer als das 0,2fache der zu prüfenden Fehlergrenzen sind. d) *Sortierwaagen* stellen fest, ob die Einzelmassen von Gegenständen (Stückgüter, Schüttgutportionen u. a.) in bestimmten Grenzen liegen, und sortieren danach die Gegenstände. Sortierwaagen arbeiten z. B. in Verbindung mit Verpackungsmaschinen. e) *W.n zur Kraftbestimmung* sind z. B. als Federprüf- oder Drehmomentmeßgeräte ausgeführt. f) Mit *Zählwaagen* wird durch Massevergleich eine größere unbekannte Anzahl Teile gleicher Einzelmasse über eine kleinere Anzahl Teile derselben Einzelmasse ermittelt. Zählwaagen haben Zählschalen, die sich an einem oder an mehreren, verschieden übersetzten Hebeln befinden, oder nur eine Zählschale, die schiebbar auf einem mit einer Zählskale versehenen Hebel angebracht ist.

Meßtechnische Eigenschaften der W. 1) Der *Wägebereich* bezeichnet denjenigen Teil des Anzeigebereiches, für den die Fehlergrenzen einer W. eingehalten werden müssen und innerhalb dessen die W. benutzt werden darf. Die untere Grenze des Wägebereiches heißt *Mindestlast*, die obere Grenze *Höchstlast*. 2) → *Fehler*.

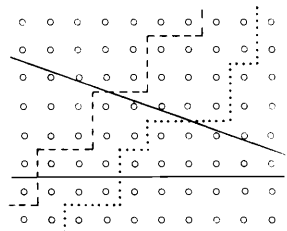
3) Die *Veränderlichkeit* ist ein qualitatives Maß für die Änderung der Anzeige einer W. bei wiederholten Wägungen der gleichen Last unter gleichen Bedingungen. Eine W. gilt als hinreichend unveränderlich, wenn bei wiederholten Wägungen die Wägeergebnisse nicht um mehr als einen vorgeschriebenen Bruchteil der Fehlergrenze voneinander abweichen. Ihr quantitatives Maß ist die Standardabweichung. 4) → *Empfindlichkeit*. 5) Die *Richtigkeit* ist gekennzeichnet durch den Betrag ihrer erfaßten systematischen Fehler. 6) Die *Beweglichkeit* gilt als Maß für die Reibung und das Spiel in den Drehgelenken der Waagenhebel; sie wird beurteilt nach Umkehrspanne und Anzeigeänderung, die eine stoßfrei aufgebrachte kleine zusätzliche Belastung im Betrage der Eichfehlergrenze im Verhältnis zum Sollwert der Anzeigeänderung bewirkt.

Besonderen Einfluß auf die meßtechnischen Eigenschaften der W. haben deren Konstruktionselemente, vor allem die Drehgelenke in ihrer Art (z. B. Schneide und Pfanne), die Anzahl und Werkstoffauswahl (Fehlerursachen: Reibung, Unparallelität, Abnutzung), die Hebel (Fehlerursache: elastische Verformung) und bei elektromechanischen W.n die Kraftmeßdose (Fehlerursachen: Unsymmetrie der Brückenschaltung, Nichtlinearität, Hysterese, Kriechfehler u. a.). Äußere Fehlereinflüsse auf das Wägeergebnis verursachen Luftauftrieb, Luftdruckänderungen, Temperaturänderungen, Netzspannungsschwankungen, Schwingungen und Stöße. Zusätzliche Konstruktionsgruppen an W.n sind unter anderem Dämpfungs-, Nullstell- und Arretiereinrichtungen. In Verbindung mit Fördereinrichtungen (Schwingrinnen, Schneckenförderer u. a.), Datenerfassungs- und -verarbeitungseinrichtungen (Meßwandler, Druckwerke, Buchungsmaschinen, Preisrechenwerke, Preisauszeichner, Fernanzeige u. a.) und Steuereinrichtungen (Programmgeber, Fernübertrager, Stellglieder u. a.) lassen sich W.n als Automatisierungsmittel in technologische Prozesse einordnen.

Lit. Finger: Elektrische Wägetechnik (Berlin 1964); Haeberle: 10000 Jahre W. (Balingen 1966); Karpin: Wägemaschinen (Leipzig 1958); Padelt u. Damm: Wägetechnik, Handb. der Meßtechnik in der Betriebskontrolle, Bd II, Tl 1 (Leipzig 1970); Reimpell u. a.: Handb. des Waagenbaus, 3 Bde (Berlin 1955, Berlin, Hamburg 1960, 1966); van Santen: Elektromechanisches Wägen und Dosieren (Eindhoven 1967); Vieweg: Aus der Kulturgeschichte der W. (Balingen 1966); TGL 22039 W., Begriffe und allgemeine Richtlinien (Entwurf 1969).

Wachstum, die quantitative Zunahme eines lebenden Systems, welches aus einem Überwiegen der aufbauenden (anabolischen) Prozesse über die abbauenden (katabolischen) Prozesse resultiert, die sich als Potenzfunktionen der Körpermasse darstellen lassen.

Wachstumsfläche, beim Kristallwachstum gebildete Begrenzungsfläche eines Kristalls. Nach der Kossel-Stranskischen Wachstumstheorie unterscheidet man zwischen *glatten* oder *vollständigen Flächen*, die kristallographisch indizierbare ebene Schnitte durch das Kristallgitter darstellen, und *vergröberten* oder *unvollständigen Flächen*, deren im ganzen ebene oder auch gekrümmte Gestalt aus verschiedenen glatten, relativ niedrig indizierten Flächenelementen zusammengesetzt ist (Abb.). Die glatten W.n sind identisch mit den Flächen der Gleichgewichtsform. Zur *Vergröberung* kommt es, wenn auf einer Fläche das Kristallwachstum nicht netzebenenweise, z. B. durch zweidimensionale Keimbildung oder Spiralwachstum, erfolgt. Die bei der Vergröberung entstehenden glatten Flächenelemente ergeben eine bestimmte Struktur des Oberflächenprofils, deren Elemente als *Subindividuen* bezeichnet werden. Bei fortschreitender Vergröberung werden diese Subindividuen größer, während ihre Zahl abnimmt. Als stabile Begrenzung eines wachsenden Kristalls sind nur glatte und solche vergröberten Flächen möglich, die ein bestimmtes Oberflächenprofil beibehalten. Wegen der in Wirklichkeit immer vorhandenen, z. B. durch ein Spiralwachstum gegebenen Oberflächenstufen treten glatte Flächen jedoch nicht als makroskopische Begrenzungsflächen in Erscheinung, sondern nur als Teilflächen zwischen den Stufen, z. B. im Falle der → Vizinalflächen. Außerdem können die äußeren Wachstumsbedingungen, z. B. die Temperaturverteilung oder die Zusammensetzung der Mutterphase vor der W., und die Wachstumsgeschwindigkeit eine bestimmte makroskopische Struktur der W. herbeiführen, z. B. die → Lamellenstruktur oder die Zellularstruktur (→ Zellularwachstum).

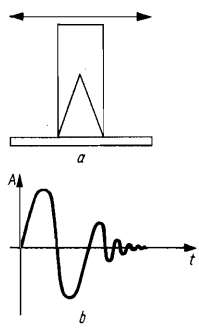


Einteilung der Wachstumsflächen (nach Stranski). Glatte Wachstumsflächen (ausgezogene Linien), gleichmäßig vergröberte Wachstumsflächen (gestrichelt), ungleichmäßig vergröberte Wachstumsflächen (gepunktet)

Wachstumsformen, → Kristallform.

Wachstumsstelle, svw. Halbkristall-Lage.

Wackelschwingungen, nichtlineare Schwingungen mit charakteristischer Abhängigkeit der Frequenz von der Amplitude. Je kleiner die Amplitude wird, desto größer wird die Frequenz. Daher ist bei erzwungenen W. im Gegensatz zu den erzwungenen linearen Schwingungen kein Zerstören durch Resonanz möglich, solange die Erregerfrequenz eine untere Grenzfrequenz nicht unterschreitet. Beispiel einer Wackelschwingung ist das Schwingen eines Stabes mit elastischen Schneiden auf einer elastischen Unterlage (Abb.).



Wackelschwingung: *a* Modell, *b* Amplitudenverlauf

Wadsworth-Aufstellung, → Monochromator.

Wadsworth-Spiegelprisma, → Dispersionsprisma.

Wägen, das Bestimmen der Masse eines Wägegutes mittels einer → Waage, im Gegensatz zum → Abwägen.

Wägestück, fälschlich oft noch *Gewicht* genannt, ein Körper festgelegter Masse und Gestalt, der eine Masseeinheit oder eines ihrer Vielfachen oder Teile verkörpert. Das W. wird zur Bestimmung der Masse anderer Körper benutzt, wobei eine Hebelwaage als Komparator dient. W.e als selbständige Masseverkörperungen werden als

Art	Gestalt	Werkstoff	Massewert
Handelswägestücke	gerader Kreiszylinder	Neusilber, Messing, Rotguß	1 g bis 50 kg
	gerader Kreiszylinder mit Berichtigungskammer	Grauguß	50 g bis 50 kg
Präzisionswägestücke	Plättchen mit aufgebogener Kante oder Ecke	Leichtmetall	1 mg bis 500 mg
		Platin, Neusilber	10 mg bis 500 mg
	gerader Kreiszylinder	Messing, Rotguß	1 g bis 50 kg
		Grauguß	1 kg bis 50 kg
Feinwägestücke	Plättchen mit aufgebogener Ecke oder Kante	Aluminium, korrosionsbeständige Al-Legierungen	0,5 mg bis 5 mg
		Nickel, Nickelin, Neusilber, unmagnetischer korrosionsbeständiger Stahl, Aluminium, Platin, Gold	10 mg bis 500 mg
	Reiter	Draht	0,5 mg bis 5 mg
	nach unten verjüngter Kegelstumpf mit Knopf	Messing, Bronze, Neusilber, unmagnetischer korrosionsbeständiger Stahl	1 g bis 1 kg

Einzelwägestücke oder lose W.e bezeichnet. Es ist üblich, W.e zu Sätzen zusammenzustellen, in denen W.e verschiedener Masse gestuft enthalten sind, und zwar meist in jeder Dekade in den Stufen 1-, 2- und 5faches der Grundstufe. Die Stückelung (Unterteilung) ist so vorgenommen, daß mit den einzelnen W.en eines Satzes alle Massebeträge zwischen dem kleinsten und dem größten Stück durch eine möglichst geringe Anzahl Einzelstücke dargestellt werden können, z. B. in den Zusammensetzungen 1; 1; 2; 5 g oder 1; 2; 2; 5 g, vereinzelt auch 1; 2; 3; 5 g.

Der Genauigkeitsklasse nach werden *Handelswägestücke*, *Präzisionswägestücke* und *Feinwägestücke* unterschieden, die jeweils mit den entsprechenden Waagen benutzt werden. Die einzuhaltenden Fehlergrenzen sind bei den Handelswägestücken am weitesten, bei den Feinwägestücken am engsten. Die höchste Genauigkeit wird mit 1-kg-Stücken erreicht.

W.e, die bei Qualitäts- und Quantitätsvergleichen zur Bestimmung des Umfangs von Leistungen dienen, müssen geeicht sein. Gestalt, Werkstoff und Massewert der eichfähigen W.e sind in Standards festgelegt (Tab.).

Körper nicht festgelegter Masse, die auf Grund einer Kraftwirkung an einem Auswägehebel den Lastausgleich herbeiführen, werden *Gewichtstücke* genannt. Entsprechend der Auswägeeinrichtung werden *Laufgewicht-*, *Schaltgewicht-*, *Rollgewicht-*, *Hubgewicht-* und *Neigungsgewichtstücke* unterschieden.

Wägezelle, Auswägeeinrichtung mit Meßgrößenumformer als Baugruppe einer Waage. Mit der W. wird beim Wägen das Wägeergebnis festgestellt und dabei die Eingangsgröße (Masse bzw. Kraftwirkung der Masse) in eine Ausgangsgröße anderer physikalischer Art (z. B. in eine elektrische oder pneumatische Größe) umgewandelt, z. B. mit Kraftmeßdosen. Die Art der eingesetzten W. bestimmt die Benennung der Waagen als pneumatische, hydraulische oder elektromechanische Waage.

Wagnerscher Hammer, → Unterbrecher.

Wägung, → Waage.

wahre Reichweite, → ionisierende Strahlung 2.4).

Wahrheit, erkenntnistheoretische Kategorie, die die Eigenschaft von Aussagen, mit dem widerzuspiegelnden Sachverhalt der objektiven Realität übereinzustimmen, bezeichnet. Die Objektivität der W. begründet sich auf den objektiven, vom erkennenden Subjekt unabhängigen Charakter jeder wahren Erkenntnis. Die Wahrheitsfindung ist ein Prozeß, in dem sich das Denken durch relative, d. h. angenäherte W.en über das Objekt der absoluten W. über dieses asymptotisch nähert. Die Kriterien der W. sind Beweise, Reduktion, Deduktion und Entscheidungsverfahren, denen allen direkt oder indirekt die Praxis, in den Naturwissenschaften im allgemeinen in Form der Naturgesetze und -konstanten, sowie die Gesetze der formalen Logik zugrunde liegen.

wahrscheinlicher Fehler, → Fehlertheorie.

Wahrscheinlichkeit, 1) → Wahrscheinlichkeitsrechnung.

2) thermodynamische W., → Maxwell-Boltzmann-Statistik.

Wahrscheinlichkeitsdichte, → Wahrscheinlichkeitsrechnung, → Verteilungsfunktion.

Wahrscheinlichkeitsrechnung, mathematische Theorie, die historisch um 1700 aus der mathematischen Durchdringung der Glücksspiele entstanden ist. In dieser ersten Periode wurden ausschließlich die Hilfsmittel der Kombinatorik angewendet. Gegen 1900 gab R. v. Mises eine kompliziertere Fassung. Seine Theorie litt jedoch an erheblichen mathematischen Schwächen und war stark durch Elemente des subjektiven Idealismus belastet. Mit dem Beginn der dreißiger Jahre wurde schließlich die moderne W. entwickelt, die vor allem auf die Mengenlehre und die Maßtheorie gegründet ist. Die Schilderung der Anfangsgründe der W. beginnt mit der *Definition der Wahrscheinlichkeit*. Vor v. Mises unterschied man eine *Aprioriwahrscheinlichkeit*, die von vornherein bekannt ist, von der *Aposterioriwahrscheinlichkeit*, die nur durch Experimente feststellbar ist. Wird eine Serie von Versuchen angestellt, als deren Ergebnis ein bestimmtes Ereignis auftreten kann, so wird man dem Auftreten eines solchen *zufälligen Ereignisses* eine Wahrscheinlichkeit zuordnen. Die möglichen Ergebnisse eines Münzwurfes z. B. sind Wappen oder Zahl. Bei einer idealen Münze ist die Wahrscheinlichkeit $^1/_2$ dafür, daß bei einem Wurf das Wappen erscheint. Für einen Regentropfen, der auf eine Ebene trifft, gibt es offenbar überabzählbar viele verschie-

dene mögliche Ereignisse, die durch die Koordinaten x und y des Auftreffpunktes unterschieden werden. Eine schärfere Fassung des Wahrscheinlichkeitsbegriffes ist möglich, wenn es für den Ausgang eines Experiments n gleichmögliche einander ausschließende Fälle gibt, und wenn davon n_A Fälle gleichbedeutend mit dem Eintreffen des Ereignisses A sind; dann definiert man $p(A) = n_A/n$ als die Wahrscheinlichkeit des Ereignisses A. Dem unmöglichen Ereignis kommt damit die Wahrscheinlichkeit 0, dem sicheren die Wahrscheinlichkeit 1 zu. Man kann auch sagen, daß die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen des Ereignisses A gegeben ist durch den Quotienten aus der Anzahl n_A der für A günstigen Fälle und der Anzahl n aller möglichen Fälle. Diese Definition ist der Ausgangspunkt der *klassischen W.* Eine wesentliche Einschränkung ist durch die Bedingung gegeben, daß es sich um *gleichmögliche* Fälle handeln muß, daß z. B. ein Würfel echt oder ideal sein muß. Aus $p(A) = n_A/n$ ergeben sich sofort zwei *Verknüpfungsregeln* für die Wahrscheinlichkeit: Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen irgendeines von mehreren Ereignissen, die einander ausschließen, ist gleich der *Summe der Wahrscheinlichkeiten* dieser Ereignisse, $p(A_1$ oder $A_2) = p(A_1) + p(A_2)$. Die Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Auftreten mehrerer Ereignisse ist bei statistischer Unabhängigkeit beider gleich dem *Produkt der Wahrscheinlichkeiten* dieser Ereignisse, $p(A_1$ und $A_2) = p(A_1) \cdot p(A_2)$.

Die Bedingung, daß es sich um n gleichmögliche Fälle handeln muß, versuchte man gegen 1900 dadurch zu erfüllen, daß man als Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen des Ereignisses A den Grenzwert $p(A) = \lim_{n\to\infty} n_A/n$ der *relativen Häufigkeit* $h(A) = n_A/n$ des Auftretens von A bezeichnete. Die Existenz dieses Grenzwertes ist sehr problematisch. Abgesehen von dieser mathematischen Schwierigkeit ist philosophisch einzuwenden, daß der seinem Wesen nach objektive Wahrscheinlichkeitsbegriff der subjektiven Versuchsfolge, die überdies nicht ausführbar ist, untergeordnet wird. Der auf diese Definition durch v. Mises gegründete Aufbau der W. hat sich nicht durchgesetzt.

Die Gesamtheit der Größen $p(A)$ bezeichnet man als die *Verteilung des Wahrscheinlichkeitsfeldes*; im folgenden soll sie stets so vorgegeben sein, daß $p(A) \geqq 0$ ist, daß $p(E) = 1$ für das sichere Ereignis E und für paarweise fremde Ereignisse $p(\sum_{i=1}^{\infty} A_i) = \sum_{i=1}^{\infty} p(A_1)$ gilt. Offensichtlich kann $p(A)$ *diskret* oder *kontinuierlich* sein, je nach der Natur der in Frage kommenden Ereignisse. Die beim Würfeln betrachteten Wahrscheinlichkeiten sind immer diskret, die Wahrscheinlichkeit dagegen dafür, daß sich ein quantenmechanisches Teilchen in einem bestimmten Volumen V aufhält, ist durch $\int_V \psi^* \psi \, dV$ gegeben, d. h. durch eine kontinuierliche Größe.

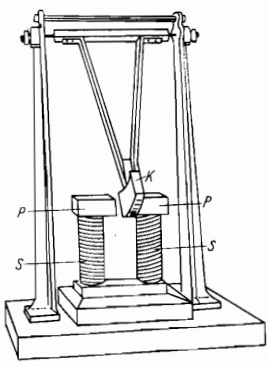
Zufällige Größen sind Variable, deren Wert durch Zufallsgesetzmäßigkeiten bestimmt wird. Ist von einer zufälligen Größe bekannt, welche möglichen Werte sie annehmen kann und mit welcher Wahrscheinlichkeit diese auftreten, dann sagt man, daß für diese zufällige Größe ein *Verteilungsgesetz* vorgegeben ist. Eine *stetige Zufallsgröße* kann beliebige Werte in einem Intervall (a, b) annehmen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein bestimmter Wert innerhalb des Intervalls angenommen wird, ist offenbar Null, da es unendlich viele mögliche Werte gibt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die zufällige Größe A einen Wert innerhalb eines kleinen Teilstücks $x_1 \leqq A \leqq x_2$ annimmt, hängt von einer *Wahrscheinlichkeitsdichte* genannten Funktion $\varphi(x)$ ab und wird durch $p(x_1 \leqq A \leqq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} \varphi(x)\, dx$ erklärt. Man definiert durch $p(A \leqq x_0) = \int_{0}^{x_0} \varphi(x)\, dx$ die Verteilungsfunktion für die zufällige Größe; sie gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß die Zufallsgröße A einen Wert innerhalb des Intervalls (a, b) annimmt, der kleiner als x_0 ist. Für eine stetige zufällige Größe t mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $\varphi(t)$ ist der *Mittelwert* durch $\bar{t} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \cdot t \, dt$ definiert. Kann t nur die diskreten Werte $t_1, \ldots, t_n$ mit den Wahrscheinlichkeiten $p_1, \ldots, p_n$ annehmen, dann ist $\bar{t} = \sum_{i=1}^{n} t_i p_i$. Die *Streuung* einer zufälligen Größe ist schließlich definiert durch $\overline{(t - \bar{t})^2}$.

Wahrscheinlichkeitsstrom, → Stromdichte 4).

Wahrscheinlichkeitsverteilung, → Wahrscheinlichkeitsrechnung, → Binominalverteilung, → Fehlerrechnung, → Galtonsches Brett.

wahrscheinlichste Reichweite, → ionisierende Strahlung 2.4).

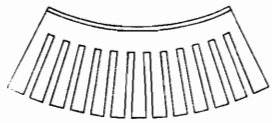
Waltenhofensches Pendel, eine experimentelle Anordnung, die in anschaulicher Weise die Wirkung von Wirbelströmen zeigt. Abb. 1 zeigt das



1 Waltenhofensches Pendel. *K* Kupferplatte, *P* Magnetpole, *S* Spulen

Prinzip des Waltenhofenschen P.s. Zwischen den Polen eines Elektromagneten kann eine dicke Kupferplatte ungehindert hin- und herschwingen, solange der Magnet nicht erregt ist. Schickt man einen Strom durch den Elektromagneten, so werden die Schwingungen der Kupferplatte stark gedämpft; das Pendel kommt fast augenblicklich zur Ruhe. Die Ursache für dieses Verhalten besteht darin, daß die in der bewegten Kupferplatte induzierten Wirbelströme nach dem Lenzschen Gesetz so gerichtet sind, daß die Bewegung im Magnetfeld gehemmt wird.

Schlitzt man den Pendelkörper (Abb. 2), so treten wesentlich geringere Wirbelströme auf, die nur zu einer geringen Dämpfung der Pendelschwingungen führen.

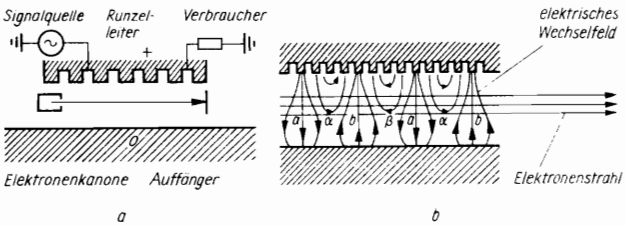


2 Geschlitzter Pendelkörper

Wälzkolbenpumpe, svw. Rootspumpe.

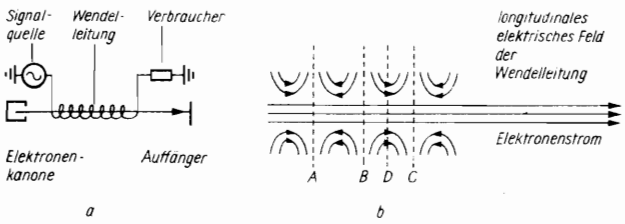
Wandelstern, → Planet.

Wanderfeldmagnetron, Verstärkerröhre aus der Gruppe der Lauffeldröhren. Ihre Verzögerungsleitung hat eine kammartige Struktur (Runzelleiter). Auf die vom Strahlerzeugungssystem (Elektronenkanone) ausgehende Elektronenströmung wirken gekreuzte elektrostatische und magnetostatische Felder. Falls sich die elektrische und magnetische Kraft kompensieren, bewegt sich der Elektronenstrahl geradlinig, d. h. parallel zu den Elektroden. Es muß also gelten $eE = evB$, wobei E die elektrische Feldstärke, B die magnetische Induktion und v die Strahlgeschwindigkeit bedeuten. Der Runzelleiter ist so dimensioniert, daß er die Phasengeschwindigkeit der auf ihm laufenden elektromagnetischen Welle auf den Wert der Strahlgeschwindigkeit $v_0 = E/B$ verzögert. Die Abb.



Wanderfeldmagnetron: *a* Schema, *b* Wirkungsweise

stellt eine Momentaufnahme der längs des W.s herrschenden Verhältnisse dar. An den Stellen *a* addiert sich das Wechselfeld zum statischen Feld, und gemäß der Beziehung $v = E/B$ ist die Elektronengeschwindigkeit v größer als v_0. An den Stellen *b* ist die Elektronengeschwindigkeit v kleiner als v_0. Daher ergeben sich an den Stellen α Verdichtungen des Elektronenstrahls und an den Stellen β entsprechend Verdünnungen, was mit einer Dichtemodulation, d. h. Paketierung des Elektronenstrahls gleichbedeutend ist. Auf die Elektronenpakete, die sich an den Stellen α befinden, wirkt ein elektrisches Feld in Flugrichtung. Da dieses klein ist gegen das



Wanderfeldröhre: *a* Schema, *b* Wirkungsweise

elektrostatische Feld, werden die Elektronen in Richtung auf die positive Elektrode des Runzelleiters abgelenkt. Dabei bleibt ihre kinetische Energie erhalten, sie verlieren aber auf Grund der Annäherung an die positive Elektrode potentielle Energie. Wegen des Energiesatzes muß die verlorene Energie an das Wechselfeld abgegeben worden sein, d. h., dieses wurde verstärkt. Im Gegensatz zur Wanderfeldröhre wird also die zur Verstärkung benötigte Energie nicht aus der Differenz der Geschwindigkeiten des Elektronenstrahls und der elektromagnetischen Welle gewonnen, sondern aus der statischen Potentialdifferenz der Elektroden. Da die Elektroden auf ihrem Wege längs der Verzögerungsleitung fast ihre gesamte potentielle Energie an die Welle abgeben können, wird ein im Vergleich zur Wanderfeldröhre wesentlich höherer Wirkungsgrad von mehr als 50% erzielt. Daher eignet sich das W. vor allem als Leistungsverstärker.

Wanderfeldröhre, *Travelling-wave-Röhre*, eine Lauffeldröhre, bei der ein durch ein Magnetfeld fokussierter Elektronenstrahl durch eine als zylindrische Wendel ausgebildete Verzögerungsleitung läuft. In der Verzögerungsleitung läuft eine elektromagnetische Welle mit einer Geschwindigkeit, die der des Elektronenstrahls v_0 nahekommt. Durch die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem elektrischen Feld der Verzögerungsleitung ergibt sich eine Paketierung der Elektronen. Wird die Strahlgeschwindigkeit etwas größer gewählt als die Fortschreitungsgeschwindigkeit der Welle auf der Wendelleitung, so laufen die Elektronenpakete gegen ein bremsendes elektrisches Feld an und geben damit Energie an die Welle ab, d. h., es tritt eine Verstärkung ein.

Zur Erklärung der Wirkungsweise des Elektronenmechanismus sind die Elektronenströmung im elektrischen Feld entlang der der Wendelleitung geführten Welle sowie der Verlauf der longitudinalen elektrischen Feldstärke in der Wendelachse angegeben. Die Abbildung stellt eine Momentaufnahme der auf der Wendelleitung herrschenden Verhältnisse dar. Aus dem Feldlinienverlauf ist zu erkennen, daß die in Richtung zum Auffänger fliegenden Elektronen je nach der an dem betreffenden Ort herrschenden Phasenlage des HF-Feldes beschleunigt oder verzögert werden. Während die im Bereich AB befindlichen Elektronen beschleunigt werden, erfahren die Elektronen im Bereich BC eine Verzögerung. In der Nähe von B kommt es also zur Bildung von Elektronenpaketen, deren mittlere Geschwindigkeit größer ist als die Phasengeschwindigkeit der Welle und die somit gegen das im Punkt D wirksame Bremsfeld anlaufen. Der damit verbundene Verlust an kinetischer Energie, die an das HF-Feld abgegeben wird, hat eine Verstärkung zur Folge. Die W.n, die einen Wirkungsgrad von 12 bis 20% erreichen, werden hauptsächlich in Richtfunkanlagen verwendet.

Wanderlänge, svw. Migrationslänge.

Wanderwellen, → Überspannung.

Wanderwellenbeschleuniger, ein → Teilchenbeschleuniger.

Wandler, svw. Meßwandler.

Wandpotential, → Plasmapotential.

Wandreibung, eine auf die dünne → Grenzschicht in Wandnähe konzentrierte Kraftwirkung, die entgegen der Strömungsrichtung wirkt. Infolge der Zähigkeit des Strömungsmediums und der großen Geschwindigkeitsgradienten treten in der Grenzschicht nach dem → Newtonschen Schubspannungsansatz erhebliche Schubspannungen auf. Diese verursachen einen Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand). Unmittelbar an der Wand haften die Flüssigkeitsteilchen (→ Haftbedingung).

Die W. kann mit Hilfe der Grenzschichttheorie berechnet werden, → Plattenströmung. An gekrümmten Wänden muß dabei die Grenzschichtdicke klein sein gegenüber dem Krümmungsradius. Bei stärkerer Wandkrümmung sind die Zentrifugalkräfte zu berücksichtigen, die Einfluß auf den Umschlag nehmen. An konvexen Wänden stabilisieren sie die laminare Grenzschicht, an konkaven Wänden wirken sie destabilisierend.

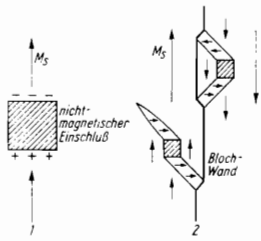
Wandrekombination, → Rekombination 1).

Wandschicht, svw. Grenzschicht.

Wandtemperatur, Temperatur der Oberfläche umströmter Körper mit und ohne Wärmeübergang von der Strömung an den Körper oder vom Körper an die Strömung. Ist die W. T_w größer als die Temperatur T_∞ des Strömungsmediums außerhalb der Grenzschicht, so wird die Strömung aufgeheizt und der Körper gekühlt. Bei $T_w < T_\infty$ findet eine Aufheizung des Körpers statt. Maßgebend für den Wärmeübergang ist eine dimensionslose örtliche Wärmeübergangszahl, die Nusseltzahl $Nu = \alpha \cdot l/\nu$; dabei bedeuten α die Wärmeübergangszahl, l die charakteristische Länge des Körpers und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums.

Wenn der Körper vollkommen wärmeisoliert ist, nimmt seine Oberfläche die in der Temperaturgrenzschicht in Wandnähe vorliegende Temperatur an. Diese wird als → Eigentemperatur bezeichnet und erreicht in Überschallströmungen hohe Werte.

Wandverschiebung, elementarer Magnetisierungsprozeß, der die Magnetisierungskurve bei weichmagnetischen Werkstoffen weitgehend bestimmt. Die meist als starr angenommenen Bloch-Wände werden zunächst reversibel und mit zunehmender Feldstärke irreversibel (Sprung) so bewegt, daß die energetisch günstig orientierten Weißschen Bezirke auf Kosten der übrigen wachsen. Für die den W.en entgegenwirkenden Kräfte, von denen die Kenngrößen Anfangspermeabilität und Koerzitivfeldstärke entscheidend abhängen, gibt es verschiedene Theorien: 1) Bei der *Spannungstheorie* werden als wichtigstes Hindernis für die W. innere Spannungen σ_i angesehen. Mit der Magnetostriktion λ_S und der Sättigungsmagnetisierung M_S ergibt sich die Koerzitivfeldstärke $H_c = p\lambda_S\sigma_i/M_S$, wobei der Faktor p von dem Verhältnis der Wanddicke zur Wellenlänge der inneren Spannungen abhängt. Bei magnetischen Werkstoffen mit hoher Magnetostriktion, z B. Nickel, hat sich die Spannungstheorie bewährt. 2) Die *Fremdkörpertheorie* nach Kersten geht von der Verringerung des Wandvolumens durch nichtmagnetische Einschlüsse aus, wobei die Bloch-Wand an den Fremdkörpern haftet (Abb. 1). Erst bei der kritischen Feldstärke werden diese Hindernisse überwunden. Eine Abschätzung der Koerzitivfeldstärke ergibt $H_c = 2{,}5\, K p V^{2/3}/M_S$. Dabei bedeuten K die Kristallenergie, M_S die Sättigungsmagnetisierung und V den Volumenanteil der Einschlüsse. Der Faktor p ist abhängig vom Verhältnis der Wanddicke δ zum Durchmesser der Fremdkörper d. Wegen des Streufeldeinflusses gilt die Theorie im wesentlichen für $d \lesssim \delta$ mit $p \sim d/\delta$. 3) Die *Streufeldtheorie*



1 Freie magnetische Pole an den Oberflächen nichtmagnetischer Einschlüsse und *2* die Verringerung der Streufeldenergie durch sekundäre Wandstrukturen „Zipfelmützen"

von Néel berücksichtigt die hemmende Wirkung der an Gitterstörungen auftretenden freien Magnetpole bzw. Streufelder auf die W. Zur Verminderung der magnetostatischen Energie an größeren Einschlüssen $d \gg \delta$ bilden sich zipfelmützenförmige Wandstrukturen, die die W. beeinflussen (Abb. 2). Der Streufeldeffekt wirkt am stärksten auf die Koerzitivfeldstärke, wenn die Abmessungen der Fremdkörper im Bereich der Bloch-Wanddicke liegen: $d \approx \delta$.

Neben den genannten Behinderungen der W. können weiterhin räumlich begrenzte oder periodische Störungen durch Versetzungen, Korngrenzen, Diffusionsanisotropien und Nachwirkungseffekte auftreten.

Lit. Kneller: Ferromagnetismus (Berlin 1962).

Wankelmotor, → Verbrennungsmotor.

Wannier-Funktionen, die durch unitäre Transformation aus den Bloch-Funktionen eines Bandes ableitbaren Funktionen

$$a_\nu(\vec{r} - \vec{R}) = G^{-1/2} \sum_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\vec{R}}\, \psi_{\vec{k}\nu}(\vec{r}).$$

Dabei ist G die Anzahl der Elementarzellen, $\vec{R}$ der Gittertranslationsvektor, ν der Bandindex, $\vec{k}$ der reduzierte Ausbreitungsvektor, ψ die Bloch-Funktion und $\vec{r}$ der Ortsvektor des Elektrons. Die W.-F.en zu verschiedenen $\vec{R}$ und ν bilden wie die Bloch-Funktionen ein vollständiges Orthogonalsystem. Im Gegensatz zu den Bloch-Funktionen sind die W.-F. um den Punkt $\vec{R}$ zentriert. Sie ähneln darin den atomaren Eigenfunktionen.

Kann man die Bloch-Funktionen näherungsweise als Bloch-Summe schreiben, so sind die W.-F. mit den atomaren Eigenfunktionen identisch.

Wannier-Mott-Exziton, → Exziton.

Wärme, eine Energieform, nach der heutigen Erkenntnis die Energie der ungeordneten Bewegung (→ Brownsche Bewegung) der kleinsten Teilchen (Atome und Moleküle) der Körper. Erfolgt die Bewegung der Teilchen jedoch geordnet, z. B. in einem Teilchenstrahl, so setzt sich die Gesamtenergie zusammen aus der Wärmeenergie und der mechanischen Energie der Bewegung im Strahl. Einen Körper erwärmen heißt, die Energie der ungeordneten Bewegung seiner Moleküle zu steigern. Man bezeichnet die

auf diesen Vorstellungen beruhende Theorie, die sich auf die Forschungen von Robert Mayer, Joule, Boltzmann, Clausius, Helmholtz stützt, als → kinetische Theorie. Einheiten der W. sind → Joule, → Kalorie, → Wattsekunde und → Newtonmeter. Robert Mayer zeigte erstmals, daß die W. eine Energieform und anderen Energien äquivalent ist (→ Wärmeäquivalent).

Thermodynamisch genauer bezeichnet man die nicht mit makroskopischen Bewegungen verbundene Energie eines Körpers als → innere Energie. W. bezeichnet dann genauer nicht eine Energieform, sondern eine Form der Änderung der inneren Energie. Nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik gilt $dU = \delta W + \delta A$, d.h., die innere Energie U kann geändert werden durch Zuführung der W. δW einerseits und durch Verrichtung der Arbeit δA am System andererseits. Nur wenn $\delta A = 0$, stimmen W. und Änderung der inneren Energie überein. Dies trifft zu bei festen äußeren → Parametern. Die bei einem Prozeß insgesamt zu- oder abgeführte W. hängt von dem speziellen Verlauf der Zustandsänderung ab, z. B. davon, ob das Volumen oder der Druck konstant gehalten werden. Die Wärmezufuhr führt bei einer kritischen Temperatur zum Übergang in einen anderen → Aggregatzustand. Zur Umwandlung von einem energieärmeren in einen energiereicheren Aggregatzustand wird die → Umwandlungswärme verbraucht, ohne daß während dieses Vorgangs die Temperatur ansteigt. Bringt man Körper verschiedenen Wärmezustandes in Berührung, so erfolgt → Wärmeübertragung.

Den Energietransport a) durch Berühren des Körpers mit einem zweiten von anderer Temperatur, → Wärmeleitung, b) durch Umwandlung der inneren Energie in elektromagnetische Wellen, die abgestrahlt werden, → Wärmestrahlung, c) durch Wegführen von Teilen des Körpers (samt ihrer inneren Energie) und ihren Ersatz durch Stoffe mit anderem Energieinhalt (Wärmekonvektion, → Konvektion 1) faßt man unter dem Begriff → Wärmeübergang zusammen.

Die Summe der bei chemischen Reaktionen oder Zustandsänderungen entwickelten oder verbrauchten W. wird als → Reaktionswärme bezeichnet. Bei langsamen chemischen Reaktionen wird die freiwerdende W. als *Bildungswärme*, bei rasch verlaufenden Reaktionen als *Verbrennungswärme* oder *Explosionswärme* bezeichnet.

Als *reduzierte W.* oder *Wärmegewicht* bezeichnet man den Quotienten aus W. und absoluter Temperatur W/T. Die reduzierte W. tritt z. B. beim Carnotschen Prozeß auf und steht in enger Beziehung zur → Entropie.

Lit. Becker: Theorie der W. (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1966); Berties: Übungsbeispiele aus der Wärmelehre (Leipzig 1964); Faltin: Technische Wärmelehre (4. Aufl. Berlin 1964); Haberland: Wärmemechanik und Mechanik der Gase und Dämpfe (7. Aufl. Leipzig 1952); Puschmann u. Draht: Die Grundzüge der technischen Wärmelehre (17. Aufl. Leipzig 1964).

Wärmeäquivalent, *kalorisches Arbeitsäquivalent, kalorisches Energieäquivalent, Energieäquivalent der Wärme,* Umrechnungsfaktor der in Kalorien gemessenen Wärme in andere Energiemaßeinheiten der Mechanik oder Elektrizität.

Das *mechanische W.* wurde 1842 von Robert Mayer aus der Differenz der spezifischen Wärmekapazitäten der Gase bei konstantem Druck und konstantem Volumen bestimmt. Es gilt: 1 kcal = 426,79 mkp und 1 cal = 4,1868 Nm. Das *elektrische W.* ist die der Arbeitsmenge von 1 Joule entsprechende Wärme, die erscheint, wenn der Strom keine mechanische oder chemische Arbeit leistet und die von der Stromquelle abgegebene Energie im Leitungsdraht (Widerstand) in Wärme verwandelt werden kann (Joulesche Wärme). Es gilt: 1 Joule = 0,239 cal bzw. 1 cal = 4,1868 Joule bzw. 1 kWh = 860 kcal. In letzter Zeit wird für die Wärme das Joule und nicht mehr die Kalorie als Energiemaß benutzt.

Wärmeausdehnung, *Dilatation, thermische Dehnung,* Änderung des Volumens oder der Länge von Materialien durch Erwärmung. Der relative kubische thermische *Ausdehnungskoeffizient,* $\gamma = (1/V) \cdot (\partial V/\partial T)$, genügt zur Beschreibung der W. von Gasen und Flüssigkeiten. Im allgemeinen ist dieser Koeffizient positiv (außer bei Wasser zwischen 0 und 4 °C). Bei Kristallen hängt die W. meist von der Richtung infolge der Gitterstruktur ab. Die W. ist eine Folge der Wärmebewegung oder thermischen Anregung von Teilchen oder Quasiteilchen und deren Wechselwirkung. Bei Gasen unter konstantem Druck wird die W. durch die erhöhte mittlere kinetische Energie der Moleküle, die eine Druckerhöhung auf die Gefäßwände zur Folge hat und damit zur W. führt, verursacht. In Festkörpern beruht die W. auf der Anharmonizität der Gitterschwingungen. Bei Phasenumwandlungen zeigt die W. Anomalien, z. B. ändert sich bei Phasenumwandlungen 1. Art das Volumen sprunghaft.

Die *Dilatometrie* befaßt sich mit der experimentellen Bestimmung der W. Die Längendilatation wird dabei meist mit optischen Methoden, bei genauen Messungen mittels Interferenzmethoden oder Lichtablenkung durch einen drehbaren Spiegel bestimmt. Darüber hinaus sind auch elektrische Methoden im Gebrauch, bei denen die W. über die Kapazitätsänderung als Folge der Abstandsänderung zwischen zwei Kondensatorplatten gemessen wird.

Wärmeaustausch, ungenaue Bezeichnung für → Wärmeübertragung.

Wärmebehandlung, die Behandlung metallischer Werkstoffe, um bestimmte Eigenschaften zu erreichen. Dabei wird der Werkstoff Änderungen der Temperatur und des Temperaturablaufs unterworfen. Eine Wärmeformgebung oder mit Erwärmung verbundene Verfahren des Oberflächenschutzes fallen nicht unter den Begriff der W.

Jede W. beginnt mit einer Wärmezufuhr auf die Temperatur des beabsichtigten Verfahrens und endet mit einem Wärmeentzug. Die Auswahl des Verfahrens richtet sich nach den geforderten Eigenschaften des Werkstückes (→ Glühbehandlung, → Härten).

Wärmebewegung, Brownsche Bewegung, → Schwankungserscheinungen, → thermische Bewegung.

Wärmediffusion, das Wandern von Teilchen in festen Körpern bei Temperaturunterschieden, die bei inhomogenen Beanspruchungen ent-

stehen, bei denen unterschiedliche Teile des Körpers unter unterschiedlichem Druck stehen. Die W. stellt somit einen Prozeß elastischer Nachwirkungserscheinungen in festen Körpern dar.

Wärmedurchgang, Wärmeübertragung durch ein System von ebenen Begrenzungsflächen hindurch, zwischen denen sich verschiedene Medien befinden. Dabei treten an den Begrenzungsflächen Wärmeübergang und in den Medien Wärmeleitung auf. Da der Wärmestrom Φ in beiden Fällen näherungsweise der entsprechenden Temperaturdifferenz und der Begrenzungsfläche A proportional ist, kann der gesamte W. durch $\Phi = kA(T_2 - T_1)$ beschrieben werden. Dabei sind $T_2 - T_1$ die Temperaturdifferenz zwischen den beiden äußersten Medien und k die Wärmedurchgangszahl, die angibt, welche Wärme innerhalb einer Sekunde bei einem Temperaturgefälle von 1 °C durch die Einheitsfläche geht. Sie läßt sich aus den Wärmeübergangszahlen α und den Wärmeleitfähigkeiten λ berechnen; z. B. beim W. durch ein Medium mit λ, α_1 und der Länge l in ein Medium mit α_2 zu $1/k = 1/\alpha_1 + l/\lambda + 1/\alpha_2$. Die Größe $1/kA$ bezeichnet man als *Wärmedurchgangswiderstand.*

Wärmeeindringzahl, b, die Zahl, der die aus der Grenzfläche eines Stoffes in einen kühleren Raum austretende Wärmemenge proportional ist: $b = \sqrt{\lambda c \varrho}$, wobei λ die Wärmeleitfähigkeit, c die spezifische Wärmekapazität und ϱ die Dichte sind. Die W. ist zugleich ein Maß für die Wärmespeicherfähigkeit des Stoffes.

Wärmeenergie, → Energie, → Wärme.

Wärmeexplosion, *Verpuffung,* exotherme chemische Umsetzung von Explosivstoffen, die infolge der rapiden Temperatursteigerung zu einer plötzlich auftretenden Drucksteigerung führt. Wird ein explosives Gemisch im offenen Raum auf den Flammpunkt erhitzt, so kommt es zur Verbrennung. Läuft der gleiche Vorgang dagegen im geschlossenen Raum ab, so führt das zur W. Wird das Reaktionsgemisch nicht im ganzen, sondern nur an einer bestimmten Stelle auf die Entflammungstemperatur gebracht, so pflanzt sich die W. durch den Gasraum mit einer Geschwindigkeit von 1 bis 5 m/s fort.

Von Semenow wurde 1928 eine Explosionsbedingung für W. formuliert. Ist p_{krit} der kritische → Explosionsdruck, oberhalb dessen bei konstanter Temperatur Explosion erfolgt, so ergibt $\log(p_{krit}/T_0)$ gegen $1/T_0$ aufgetragen eine Gerade. Dabei ist T_0 die konstante Temperatur der Gefäßwand. Ein Beispiel für einen Vorgang, der im geschlossenen Raum zur W. führt, ist die Reaktion $2\,NO + CS_2 \rightarrow CO_2 + S_2 + N_2$. Solche Vorgänge, die reine W. auslösen, sind jedoch relativ selten. Die meisten Explosionsvorgänge haben ihre Ursache in → Kettenreaktionen, die bei hohen Temperaturen oft noch eine Kettenverzweigung erleiden, wodurch die Reaktionsgeschwindigkeit außerordentlich rasch anwächst und schließlich zur → Detonation führt. Für die W. fester Explosivstoffe wird oft der Ausdruck *Deflagration* gebraucht.

Wärmeflußmesser, svw. Wärmestrommesser.

Wärmefunktion, Gibbssche W., → Enthalpie.

Wärmegewicht, svw. reduzierte → Wärme.

Wärmekapazität, C, die Wärme, die zur Erwärmung eines Körpers um 1 K notwendig ist. Ihre Maßeinheit ist J/K (früher cal/grd). Die W. kann durch die Gleichung

$$C = \delta W/\mathrm{d}T \qquad (1)$$

definiert werden. Dabei ist W die Wärme und T die absolute Temperatur. Die W. hängt mit der → spezifischen Wärmekapazität c je Masse m in der Form $C = mc$ zusammen. Zur Messung der W. dienen die Methoden der → Kalorimetrie.

Die W. hängt von der Art der Prozeßführung ab, da δW kein Differential einer Zustandsgröße ist. Es wird daher insbesondere zwischen der *W. bei konstantem Volumen* C_V und der *W. bei konstantem Druck* C_p unterschieden. Wird z. B. ein Gas bei konstantem Druck erwärmt, so dehnt es sich dabei aus, und es muß neben der Erwärmung (Erhöhung der inneren Energie des Gases) zusätzlich Arbeit gegen den äußeren Druck, z. B. gegen die äußere Atmosphäre, und gegen die zwischenmolekularen Kräfte geleistet werden. Diese beiden Anteile treten nicht auf, wenn bei konstantem Volumen erwärmt wird, so daß also $C_p > C_V$ ist.

Aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik

$$\delta W = \mathrm{d}U + p\mathrm{d}V \qquad (2)$$

folgt unmittelbar

$$C_V = (\partial U/\partial T)_V = (\delta W/\mathrm{d}T)_V, \qquad (3)$$

wenn man U als Funktion von T und V wählt. Allgemein gilt bei dieser Variablenwahl $\mathrm{d}U = (\partial U/\partial T)_V\,\mathrm{d}T + (\partial U/\partial V)_T\,\mathrm{d}V$, womit aus (2) $C_p = (\delta W/\mathrm{d}T)_p = (\partial U/\partial T)_V + [(\partial U/\partial V)_T + p] \times (\partial V/\partial T)_p$ oder zusammen mit (3)

$$C_p - C_V = [(\partial U/\partial V)_T + p]\,(\partial V/\partial T)_p \qquad (4)$$

folgt.

Der zweite Anteil $p(\partial V/\partial T)_p$ auf der rechten Seite stammt von der Arbeit gegen den äußeren Druck p, der erste Anteil von der Arbeit gegen die zwischenmolekularen Kräfte, die sich in der Volumenabhängigkeit der inneren Energie äußern. Bei stabilen thermodynamischen Systemen ist stets $C_p > C_V > 0$ erfüllt. Zwischen der Enthalpie H und C_p gilt der einfache Zusammenhang $C_p = (\partial H/\partial T)_p$. Für ein ideales Gas ist die innere Energie vom Volumen unabhängig. Aus (4) erhält man daher bei Verwendung der Clapeyronschen Zustandsgleichung $C_p - C_V = nR$, wobei R die molare Gaskonstante und n die Anzahl der Mole ist. Allgemein läßt sich $C_p - C_V = 9\alpha^2 KVT$ durch den linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α, den Kompressionsmodul K, das Volumen V und die absolute Temperatur T ausdrücken. Bei Festkörpern und Flüssigkeiten ist die Wärmeausdehnung meist sehr klein, so daß sich C_p und C_V kaum unterscheiden. Gemessen wird die W. C_p bei konstantem Druck. Die W. ist im allgemeinen ebenso wie die innere Energie U eine Funktion der Temperatur und des Volumens (oder des Druckes). Die Temperaturabhängigkeit der inneren Energie wird von den Freiheitsgraden des Körpers bestimmt, die thermisch angeregt werden können, z. B. die Freiheitsgrade der Translation von Atomen bzw. Molekülen in Gasen, der Rotationen und bei höheren Temperaturen gegebenenfalls auch der Schwingungen von Molekülen, der Gitterschwingungen von Kristallen, der Bewegung der Leitungselektro-

nen in Metallen, der Spinwellen in Ferromagnetika, der Phononen und Rotonen in flüssigem Helium. Besonderheiten der W. treten z. B. bei Phasenübergängen ferroelektrischer oder ferromagnetischer Festkörper oder am λ-Punkt des flüssigen Heliums (→ Supraflüssigkeit) auf.

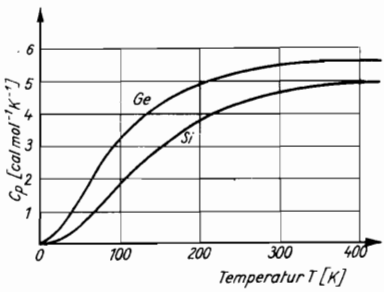
Klassische Theorie der W. Nach dem Gleichverteilungssatz der klassischen Statistik trägt jeder Freiheitsgrad zur inneren Energie U eine kinetische Energie $kT/2$ bei. Hierbei ist k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur. Hat ein Molekül f Freiheitsgrade, so hat ein System aus N Molekülen die innere Energie $U = fNkT/2$. Die W. bei konstantem Volumen V wird demnach $C_V = fN \cdot k/2$. Ein ideales einatomiges Gas hat nur die 3 Freiheitsgrade der Translation, d. h. $f = 3$ und $C_V = 3Nk/2$. Das gibt eine Molwärme $C_{\text{mol}} = 12{,}5$ J/mol K. Bei zweiatomigen Molekülen kommen zwei Freiheitsgrade der Rotation um zwei Achsen senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Atome hinzu. Es sind also insgesamt 5 Freiheitsgrade vorhanden, d. h. $C_V = (5/2)\,Nk$. Bei drei- und mehratomigen Molekülen, deren Atome nicht auf einer Geraden liegen, sind drei Rotationsfreiheitsgrade vorhanden, und damit ist $C_V = (6/2)\,Nk = 3Nk$. Bei genügend hohen Temperaturen und geringen Dichten stimmen diese Werte gut mit dem Experiment überein. In dichten Gasen, Flüssigkeiten oder Festkörpern tritt außer der kinetischen Energie die potentielle Energie der gegenseitigen Wechselwirkung der atomaren Bausteine auf. Eine einfache Theorie existiert nur für kristalline Festkörper bei Temperaturen, die nicht zu nahe am Schmelzpunkt liegen. Die Gitterbausteine führen dann in guter Näherung rein harmonische Schwingungen um ihre durch die Gitterpunkte des Idealgitters markierten Ruhelagen aus. Die mittlere potentielle Energie stimmt dann mit der mittleren kinetischen Energie überein, so daß sich für die W. der Wert $C_V = (6/2)\,Nk$ ergibt, das entspricht einer Molwärme von $C_{\text{mol}} = 25$ J/Grammatom K = 6 cal/Grammatom · K (*Dulong-Petitsche Regel*). Bei tiefen Temperaturen werden Quanteneffekte wichtig, und es treten wesentliche Abweichungen von den durch die klassische Theorie vorhergesagten W.en auf.

Quantentheorie der W. Zur exakten Berechnung der inneren Energie und der daraus abgeleiteten W. müßte die Gesamtheit der stationären Energieniveaus E_n des Systems bekannt sein. Aus der Zustandssumme $Z = \sum_n \exp(-E_n/kT)$ ergeben sich dann alle thermodynamischen Größen; k ist die Boltzmannsche Konstante. Soweit das System als ideales Gas aus voneinander unabhängigen Teilchen angenähert werden kann, ist das Problem relativ einfach: a) Die quantenmechanische Behandlung der Translationsbewegung liefert für ununterscheidbare Gasteilchen die Phänomene der → Gasentartung, die allerdings für die W. von Gasen ohne praktische Bedeutung sind, da die Gase bereits bei wesentlich höheren Temperaturen kondensieren. b) Die Behandlung der inneren Anregungen der Moleküle erfordert, die Zustandssumme für ein Einzelmolekül auszuweiten. Das liefert keine prinzipiellen Schwierigkeiten, insbesondere kann die Zustandssumme der Rotationsanregungen berechnet werden, wobei das Einfrieren dieser inneren Molekülfreiheitsgrade bei tiefen Temperaturen quantitativ erfaßt wird.

Die Berechnung der inneren Energie kondensierter Substanzen bei hinreichend tiefen Temperaturen beruht auf dem Konzept der Quasiteilchen oder Elementaranregungen, durch die sowohl beim Festkörper (Phononen und Spinwellen, s. o.) als auch beim flüssigen Helium als der einzigen existierenden Quantenflüssigkeit die unteren Anregungszustände beschrieben werden können.

Ist $D(E)$ die Zustandsdichte der Quasiteilchen, d. h. $D(E)\,\mathrm{d}E$ die Zahl der dicht liegenden Quasiteilchenzustände im Energieintervall $\mathrm{d}E$, so ist die innere Energie $U = \int E\,D(E)\,\bar{n}(E)\,\mathrm{d}E$, wobei $\bar{n}(E)$ je nach dem Charakter der Elementaranregungen die mittlere Besetzungszahl für ein ideales Bose- oder Fermi-Gas ist. Da die Quasiteilchen im allgemeinen eine komplizierte Dispersionsrelation $E(p)$ haben, ist die Berechnung der Zustandsdichte $D(E)$ kein einfaches Problem.

In allen Fällen liefert die Quantentheorie der W. im Einklang mit dem 3. Hauptsatz der Thermodynamik $C \to 0$ bei $T \to 0$ und erklärt die Abweichungen von der → Dulong-Petitschen Regel bei tiefen Temperaturen.



1 Molwärme von Germanium und Silizium

Den wichtigsten Beitrag zur W. der Festkörper liefern die Gitterschwingungen (Abb. 1). Für hohe Temperaturen ($T > 300$ K) gilt die durch die klassische Theorie erklärte Dulong-Petitsche Regel. Für tiefere Temperaturen nimmt die W. ab und nähert sich wie T^3 dem absoluten Nullpunkt. In der Theorie der harmonischen → Gitterschwingungen wird die thermische Bewegung des Gitters auf die Normalschwingungen zurückgeführt, deren mittlere Energie ε die eines linearen Oszillators s ist:

$$\varepsilon(\omega_s, T) = \hbar\omega_s(1/2 + \langle n_s\rangle). \qquad (5)$$

Hierbei bedeutet $\langle n_s\rangle = [\exp(\hbar\omega_s/kT) - 1]^{-1}$ gemäß der → Bose-Einstein-Statistik die mittlere Besetzungszahl eines Oszillators. Wird in der Kontinuumsvorstellung die Anzahl der möglichen Zustände im Frequenzintervall $\omega \cdots \omega + \mathrm{d}\omega$ mit $g(\omega)\,\mathrm{d}\omega$ bezeichnet, so daß die Gesamtzahl der Schwingungen $\int_0^\infty g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = 3Nr$ ist (r bedeutet die Anzahl der Atome in einer Elementarzelle des Gitters), dann erhält

man die Energie der Gitterschwingungen des Kristalls zu

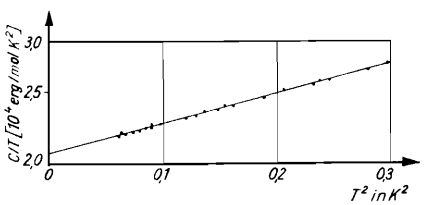
$$U_p(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\omega, T)\, g(\omega)\, \mathrm{d}\omega. \qquad (6)$$

Aus (6) ergibt sich die W. infolge der Gitterschwingungen:

$$C_V = k \int_0^\infty \frac{e^{\hbar\omega/kT}}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)^2} \left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)^2 g(\omega)\, \mathrm{d}\omega. \qquad (7)$$

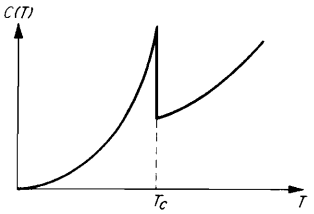
Die Berechnung dieses Integrals setzt die Kenntnis der Verteilungsfunktion der Gitterschwingungen $g(\omega)$ voraus; diese wird entweder experimentell z. B. mittels Streuung von thermischen Neutronen bestimmt oder durch verschiedene Modelle angenähert, z. B. in der → Einsteinschen Theorie der spezifischen Wärmekapazität der Festkörper, der → Debyeschen Theorie der spezifischen Wärmekapazität der Festkörper oder in Theorien, die diese Modelle modifizieren.

In Metallen und Halbleitern tragen die Leitungselektronen besonders bei tiefen Temperaturen in beträchtlichem Maße zur W. bei. Im System entarteter Elektronen, deren Zustandsbesetzung durch die Fermi-Dirac-Verteilung $f(\varepsilon) = [e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1)]^{-1}$ charakterisiert wird, stimmt für $kT \ll \varepsilon_F$ das chemische Potential μ etwa mit der Fermi-Energie ε_F überein, und nur ein kleiner zu kT proportionaler Bruchteil der Elektronen hat eine mittlere Anregungsenergie der Größenordnung kT. Daher ist die mittlere Energie des Elektronensystems von der Form $U_e(T) = U_e(0) + \alpha N T^2$, die W. also proportional zu T. Für freie Elektronen liefert die genauere Auswertung $C_e \approx N \frac{\pi^2}{2} \frac{k^2}{\varepsilon_F} T$, wobei N die Gesamtzahl der Elektronen ist. Unter Vernachlässigung der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, d. h. bei tiefen Temperaturen, kann die W. von Metallen als Summe der Beiträge der Elektronen und des Gitters angegeben werden: $C = C_e + C_p = \gamma T + AT^3$. Hierbei sind γ und A Materialkonstanten, die praktischerweise aus der T^2-Abhängigkeit von C/T bestimmt werden (Abb. 2).



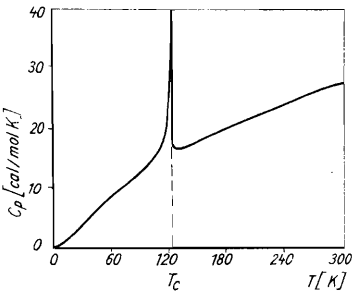
2 C/T in Abhängigkeit von T^2 für Kalium. $\gamma = 2{,}08$, $A = 2{,}57$

In Substanzen mit Phasenübergängen treten in der Nähe der Temperatur des Phasenübergangs charakteristische Vergrößerungen oder Unstetigkeiten der W. auf. Bei Phasenübergängen zweiter Ordnung wächst die W. am Phasenübergang von der symmetrischen Phase zur unsymmetrischen sprunghaft an. Auch die Phasenübergänge erster Ordnung zeigen eine λ-ähnliche Temperaturabhängigkeit der W. Einen scharfen Phasenübergang zweiter Ordnung weisen die Supraleiter beim Übergang von der normalen zur supraleitenden Phase bei $T_c \approx 0$ bis 20 K auf (Abb. 3). Ferroelektrische

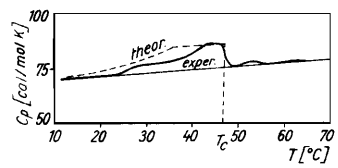


3 Wärmekapazität eines Supraleiters als Funktion der Temperatur

Kristalle können sowohl beim Übergang vom para- zum ferroelektrischen Zustand Phasenänderungen erster und zweiter Ordnung erleiden (Abb. 4, Abb. 5). Für das Ising-Modell des

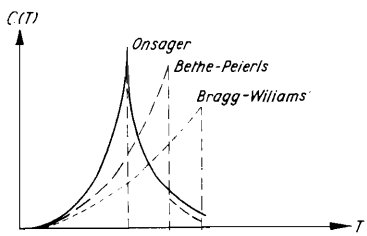


4 Wärmekapazität von KH_2PO_4 (Phasenübergang 1. Ordnung)



5 Wärme von Triglyzinsulfat (Phasenübergang 2. Ordnung)

zweidimensionalen Gitters zur Beschreibung der Eigenschaften ferromagnetischer Kristalle gelang es Onsager, die Temperaturabhängigkeit der W. zu berechnen: $C(T) \sim \ln |T - T_c|$ in der Nähe des Curie-Punktes T_c (Abb. 6); im dreidimensionalen Gitter tritt eine ähnliche Abhängigkeit auf.



6 Berechnungen der Wärmekapazität des Ising-Modells für Ferromagnetika

Wärmekonvektion, → Konvektion.

Wärmekraftmaschinen, Kraftmaschinen, die die in verschiedenartigster Form vorliegende Wär-

meenergie zur Elektroenergieerzeugung oder zum Antrieb von Arbeitsmaschinen, z. B. Pumpen und Verdichter, nutzen. Physikalisches Grundprinzip der W. ist die Ausnutzung des Strebens nach Temperatur- und Druckausgleich mit der Umgebung bzw. mit einem vorgegebenen Energieniveau von hocherhitzten und verdichteten Arbeitsmedien, z. B. Wasserdampf, Luft. Die typischen Vertreter der W. sind → Dampfmaschine, → Heißluftmaschine, → Turbine, → Heizungskraftmaschinen, → Verbrennungskraftmaschinen.

warme Laboratorien, → heiße Zelle.

Wärmelehre, ältere Bezeichnung für → Thermodynamik.

Wärmeleitfähigkeit, *spezifisches Wärmeleitvermögen, Wärmeleitzahl,* eine Materialeigenschaft, die das Vermögen des Wärmetransportes charakterisiert. Die W. λ wird durch das Grundgesetz der Wärmeleitung

$$j_Q = -\lambda \operatorname{grad} T, \qquad (1)$$

der Beziehung zwischen dem Vektor der als Wärmestrom je Flächeneinheit definierten Dichte des Wärmestromes j_Q und dem Gradienten der im allgemeinen ortsabhängigen Temperatur $T(\vec{r})$, definiert. In anisotropen Kristallen ist die W. ein Tensor zweiten Grades. Das negative Vorzeichen in (1) gibt an, daß die Wärme in Richtung fallender Temperatur transportiert wird.

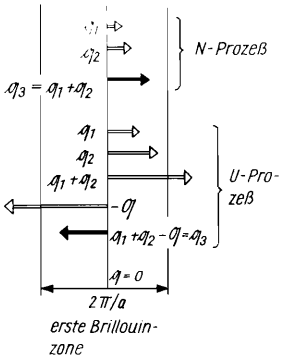
Experimentell läßt sich die W. als Maß für die Wärme bestimmen, die je Sekunde durch eine Platte mit der Fläche von 1 cm^2 und der Dicke von 1 cm fließt, wenn zwischen den beiden Seiten der Platte ein Temperaturunterschied von 1 K besteht. Die W. wird in cal/cm · s · K oder in W/m · K gemessen.

Im allgemeinen nimmt die W. in der Reihenfolge fest, flüssig, gasförmig ab. Feste Stoffe leiten im kristallinen Zustand die Wärme besser als im amorphen. In anisotropen Kristallen hängt die Wärmeleitung von der Richtung zu den Kristallachsen ab. Die W. in Festkörpern wird durch verschiedene Wechselwirkungsmechanismen der Elektronen und Phononen hervorgerufen; dabei muß man die Wärmeleitung in Metallen, Isolatoren und Halbleitern getrennt untersuchen.

1) *W. in Isolatoren.* Die Wärmeleitung in Dielektrika, die keine freien Ladungsträger haben, erfolgt infolge der kollektiven Anregungen des Kristallgitters, der → Phononen. In harmonischer Näherung sind die Normalschwingungen des Gitters voneinander unabhängig; sie können keine Energie miteinander austauschen. Eine mechanische Störung breitet sich ohne Dissipation mit Schallgeschwindigkeit aus. Die *Anharmonizität* des Gitters (höhere als quadratische Glieder in den Atomauslenkungen im Gitterpotential) führen zu einer Koppelung der Gitterschwingungen, einer Phonon-Phonon-Wechselwirkung, die sich in *Normalprozesse (N-Prozesse)*, bei denen der Gesamtquasiimpuls der Phononen erhalten bleibt, und *Umklappprozesse (U-Prozesse)*, die mit einer Änderung des Gesamtquasiimpulses verbunden sind, aufspalten läßt (Abb. 1). Außer diesem Streuprozeß von Phononen an Phononen können die Phononen an Kristallgrenzen und Gitterfehlstellen, z. B. an Punkt- und Linienfehlstellen oder Versetzungen, gestreut werden. Alle diese Prozesse tragen zur endlichen Lebensdauer τ der Phononen bei, die mit der mittleren freien Weglänge l und Gruppengeschwindigkeit der Phononen v mittels $\tau = lv^{-1}$ zusammenhängt. Wendet man auf das Phononengas die Begriffe der kinetischen Gastheorie an, so erhält man für die Wärmeleitfähigkeit λ infolge der Gitterschwingungen

$$\lambda = cvl/3, \qquad (2)$$

wobei c die spezifische Wärmekapazität der Gitterschwingungen je Volumeneinheit bedeutet.



1 N- und U-Prozesse im eindimensionalen reziproken Gitter schematisch dargestellt: Phononen mit Quasiimpulsen $\hbar\vec{q}_1$ und $\hbar\vec{q}_2$ stoßen zusammen und erzeugen Phononen mit $\hbar\vec{q}_3$. a Gitterkonstante, Q Vektor des reziproken Gitters der Länge $2\pi/a$, $\hbar = h/2\pi$ Plancksche Konstante

Eine ähnliche Beziehung ergibt sich bei der genaueren, jedoch immer noch stark vereinfachten Behandlung des Gitters (Callaway) eines isotropen Kristalls ohne Dispersion (von der Wellenlänge unabhängige Schallgeschwindigkeit):

$$\lambda = \frac{1}{2\pi^2 v} \int_0^{k_B\theta/\hbar} \tau_c(\omega)\, C_V(\omega)\, \omega^2\, d\omega. \qquad (3)$$

Hierbei bedeutet

$$C_V(\omega) = k_B \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)^2 \frac{1}{\sinh^2\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right)}$$

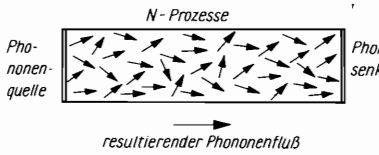
die Wärmekapazität des einen Oszillators der Frequenz ω, k_B die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur, θ die Debye-Temperatur, $\hbar = h/2\pi$ die Plancksche Konstante und $\tau_c(\omega)$ die Gesamtrelaxationszeit aller möglichen Streuprozesse der Phononen:

$$\tau_c^{-1}(\omega) = \sum_i \tau_i^{-1}(\omega). \qquad (4)$$

Jede dieser Relaxationszeiten τ_i wird in den Näherungen für die Gitterwärmeleitfähigkeit als die Zeit definiert, in deren Verlauf die Abweichung irgendeiner Phononenbesetzungszahl $n_j(\vec{q})$ von ihrem thermischen Mittelwert um das e-fache verringert wird unter der Voraussetzung, daß nur ein Streuprozeß wirkte. In (4) wird angenommen, daß τ_i vom Wellenzahlvektor $\vec{q}$ und der Nummer des Phononenzweiges j nur über die Frequenz $\omega_j(\vec{q})$ abhängt; außerdem wird in (3) von der Polarisation der Schwingungen abgesehen.

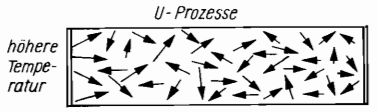
Die den Quasiimpuls erhaltenden N-Prozesse können nur dann zum Wärmeleitungswiderstand beitragen, wenn die Relaxationszeit der U-Prozesse frequenzabhängig ist, d. h., wenn durch die U-Prozesse eine „Anhäufung" von

Energie in bestimmten Bereichen des Phononenspektrums auftritt, die von den N-Prozessen wieder ausgeglichen wird. Die N-Prozesse führen eine Nichtgleichgewichtsverteilung $n(\vec{v}_p)$ der Phononen mit der Relaxationszeit τ_N in eine Gleichverteilung $n_0(\vec{v}_p)$ mit einer mittleren Geschwindigkeit $\vec{v}_p$ des strömenden Phononengases über (Abb. 2), während die U-Prozesse



2 Der Wärmewiderstand ist bei N-Prozessen ($\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3$) null (nach Kittel)

eine Gleichverteilung $n_0(0)$ mit der Relaxationszeit τ_U anstreben, bei der $\vec{v}_p$ verschwindet (Abb. 3): $n_0(\vec{v}_p) = [e^{(\hbar\omega - \vec{v}_p\hbar\vec{q})/k_BT} - 1]^{-1}$.

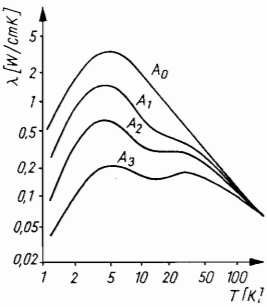


3 Bei U-Prozessen ändert sich bei jedem Stoß der Phononen der Phononenimpuls stark $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 + \vec{Q}$, $\vec{Q} \neq 0$ (nach Kittel). Der anfängliche Phononenfluß (links) nimmt bei Ausbreitung nach rechts stark ab; der Energietransport tritt bei Temperaturgradienten auf

Bei tiefen Temperaturen $T < \theta$ sind überwiegend nur die Gitterschwingungen mit kleinen Energiewerten, also akustische Phononen mit kleinen Wellenzahlen angeregt. U-Prozesse treten seltener auf, und nur dann, wenn zumindest einer der $\vec{q}$-Vektoren der wechselwirkenden Phononen in der Nähe des Randes der Brillouin-Zonen liegt; es kommt zum „Ausfrieren" der U-Prozesse. Die mittlere freie Weglänge für diese Prozesse, die zu einer Dissipation der Phononenenergie führen, nimmt mit abnehmender Temperatur exponentiell zu. Für die Phononenrelaxationsrate gilt somit bei tiefen Temperaturen $\tau_U^{-1} \sim \omega^2 T^3 e^{-\theta/bT}$, $1 < b \leqq 2$. N-Prozesse bedingen eine Relaxationsrate $\tau_N^{-1} \sim \omega^2 T^3$ (ohne Ausfrierungsfaktor $e^{-\theta/T}$). Bei hohen Temperaturen wächst die Relaxationsrate zunächst wie $\tau^{-1} \sim T$ und wird dann konstant, wenn die mittlere freie Weglänge der Phononen eine untere Grenze (experimentell etwa die 10fache Gitterkonstante am Schmelzpunkt) erreicht hat.

Gitterfehlstellen, an denen Phononen gestreut werden, sind durch Abweichungen der Massen oder/und der Kraftkonstanten in einem begrenzten Kristallgebiet oder durch Dehnungsfelder größeren Ausmaßes charakterisiert. Die Streuung von Phononen an einer „punkt"förmigen Gitterfehlstelle (z. B. Ersatz eines Atoms des Gitters durch ein isovalentes Atom anderer Masse oder Änderung der Bindungskräfte um ein Atom) kann für tiefe Temperaturen (langwellige Phononen) analog zur Rayleigh-Streuung durch eine Relaxationsrate $\tau_p^{-1} \sim \omega^4$ charakterisiert werden. Für linienhafte Fehlstellen erhält man in gleichem Näherungsgrade $\tau_L^{-1} \sim \omega^3$. Eine Versetzung hat ein weitreichendes Dehnungsfeld; die kontinuumstheoretische Behandlung liefert eine Relaxationsrate für die Phononenstreuung an Versetzungen in einem isotropen elastischen Kristall von $\tau_v^{-1} \sim \omega$, wenn der Temperaturgradient senkrecht zur Versetzungslinie liegt (für den parallelen Fall ist $\tau_v^{-1} = 0$). Für sehr tiefe Temperaturen ($T \lessapprox \theta/20$) wird die mittlere freie Weglänge der Phononen vergleichbar mit den makroskopischen Kristalldimensionen (L) und damit temperatur- und frequenzunabhängig, wodurch die Relaxationsrate $\tau_K^{-1} = v/L$ wird. Bei den angegebenen Phononenstreuprozessen an Stellen mit verletzter Translationsinvarianz des Gitters wird der Quasiimpuls wie bei den U-Prozessen nicht erhalten. Setzt man die für tiefe Temperaturen (langwellige Phononen mit konstanter Gruppengeschwindigkeit) gültigen Relaxationsraten in (3) ein, so geht die ω-Abhängigkeit von $\tau^{-1} \sim \omega^n$ in die W. durch die Temperaturabhängigkeit $\lambda \sim T^{3-n}$ ein, wenn die obere Integrationsgrenze in (3) durch unendlich ersetzt wird. Somit ergeben sich folgende Temperaturabhängigkeiten der W. für tiefe Temperaturen (Abb. 4 und 5):

U-Prozesse	$\lambda \sim T^{-2} e^{\theta/bT}$, $1 \lessapprox b \quad 2$
Punktdefekte	$\lambda \sim T^{-1}$
Liniendefekte	$\lambda \sim T^0$
Versetzungen	$\lambda \sim T^2$
Kristallgrenzen	$\lambda \sim T^3$
(Leitungselektronen	$\lambda \sim T^m \quad 1 \leqq m \leqq 2$)



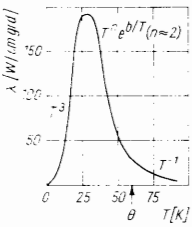
5 Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur für Kaliumbromid mit Lithiumdotierungen (experimentell). A_0 undotiert, A_1 0,022 mol-%, A_2 0,037 mol-%, A_3 0,13 mol %

Hierbei wurden die N-Prozesse vernachlässigt und die Leitungselektronenbeiträge zum Vergleich angefügt.

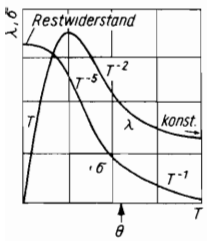
Einige Wärmeleitzahlen

Substanz	λ [W/cm K]	T [K]
^{7}LiF	170	11
Al_2O_3 (synth.)	200	303
NaCl	0,04	200
KCl	5	8
Gläser	$10^{-3} \cdots 10^{-4}$	2···200
Cu	50	150

2) *W. in Metallen.* In reinen Metallen überwiegt der Anteil der W., der von den Ladungsträgern herrührt, denjenigen infolge der Gitterschwingungen. Davon abweichendes Verhalten zeigen nur einige Halbmetalle, Legierungen und Metalle mit vielen Gitterfehlstellen. Durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung wird der Wärmeleitungswiderstand einerseits der Gitterschwingungen und andererseits der Elektronen

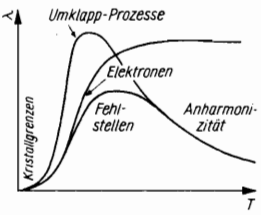


4 Wärmeleitfähigkeit von Al_2O_3 (nach Berman)



8 Relativer Verlauf der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit λ und der elektrischen Leitfähigkeit σ in Metallen

erhöht. Außer an Phononen werden die Elektronen auch an statischen Gitterfehlern, z. B. Versetzungen, Leerstellen, Fremdatome, Stapelfehler, gestreut, deren Anteil nach tiefen Temperaturen hin zunimmt (Abb. 6). Falls die



6 Verschiedene Mechanismen, die Wärmeleitfähigkeit in Metallen begrenzen (nach Makinson)

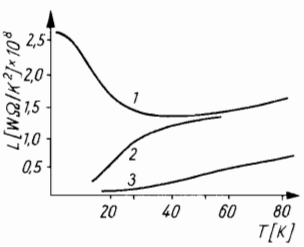
Streuung der Elektronen an den Phononen mit der Stoßzeit τ_p und an den Gitterfehlstellen mit der mittleren Stoßzeit τ_g unabhängig voneinander erfolgt, was bei geringer Konzentration an Fehlstellen in Metallen gewährleistet ist, können die entsprechenden Stoßraten τ_p^{-1} und τ_g^{-1} und somit die Beiträge zur W. in Analogie zur Behandlung der elektrischen spezifischen Widerstände (→ Matthiessensche Regel) addiert werden.

$$\lambda_{el}^{-1} = \lambda_p^{-1} + \lambda_g^{-1}. \qquad (5)$$

Der Anteil der elektronischen W. λ_g infolge der Gitterstörungen läßt sich durch das → Wiedemann-Franzsche Gesetz mit dem Anteil des spezifischen elektrischen Restwiderstands $\varrho_g = \sigma_g^{-1}$ (σ_g elektrische Leitfähigkeit), der von den gleichen Streuprozessen herrührt, in Verbindung bringen:

$$\lambda_g/\sigma_g = L_0 T. \qquad (6)$$

Hierbei bedeutet $L_0 \approx \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k_B}{e}\right)^2 =$ $2{,}45 \cdot 10^{-8}$ [$W\Omega/K^2$] die *Lorenz-Zahl*. Das Resultat (6) hängt weder von der Elektronenkonzentration und -masse noch von den Relaxationszeiten ab, solange λ_g und σ_g von den gleichen Stoßprozessen bestimmt werden. Die experimentell bestimmte Lorenz-Zahl L_0 fällt nach tiefen Temperaturen hin leicht ab und kann aber dann wieder ansteigen (Abb. 7) und



7 Lorenz-Zahl von Kupfer als Funktion der Temperatur. 1 experimentelle Werte, 2 extrapoliert auf ideale Reinheit, 3 Theorie (Bloch)

Werte erreichen, die von der Blochschen Theorie abweichen und auf Elektronen-Phononen-Umklappprozesse zurückgeführt werden können.

Experimentell bestimmte Lorenz-Zahlen für einige Metalle bei 0 °C in 10^8 $W\Omega/K^2$

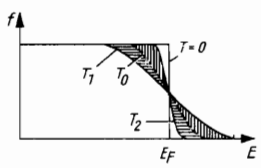
Cu	2,23	Sn	2,52
Ag	2,31	Pb	2,47
Pt	2,51	Mo	2,61
Au	2,35	W	3,04

Für den Anteil der elektronischen W. infolge der Elektron-Phonon-Streuung λ_p erhält man für Temperaturen $T \ll \theta$:

$$\lambda_p(T) = A n_a^{-2/3} \lambda_p(\infty)(\theta/T)^2. \qquad (7)$$

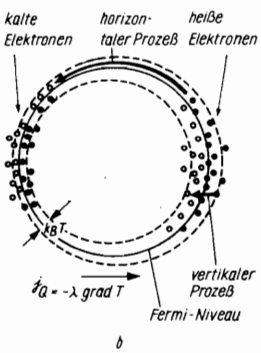
Hierbei ist n_a die Anzahl der Leitungselektronen je Atom und A ein Zahlenfaktor ≈ 60 bis 100. $\lambda_g(\infty)$ folgt dem Wiedemann-Franzschen Gesetz (6). Für tiefe Temperaturen gilt daher nach (5) $\lambda_{el}^{-1} = \alpha T^2 + \beta T^{-1}$, wobei α und β temperaturunabhängig sind. Für sehr tiefe Temperaturen ($T \to 0$) verschwindet die Streuung von Elektronen an Phononen, und bei nicht zu hohem Reinheitsgrad des Metalls verhält sich die W. infolge der Elektronen gemäß (6) wie $\lambda_{el} \sim T$ (Abb. 8). Bei hohen Temperaturen ($T > \theta$) sind vor allem kurzwellige und somit energiereiche Phononen angeregt, an denen die Elektronen durch große Winkel nahezu elastisch gestreut werden und somit zu horizontalen Prozessen (Abb. 9b) führen, für die das Wiedemann-Franzsche Gesetz gültig ist. Da für $T > \theta$ die Proportionalität $\sigma \sim T^{-1}$ gilt, muß $\lambda_{el} =$ konstant werden.

Die Abweichung der W. bei Temperaturen $T < \theta$ vom Wiedemann-Franzschen Gesetz wird von elastischen oder unelastischen Stößen zwischen Elektronen und Phononen durch kleine Winkel verursacht, die zwar zur thermischen, aber wenig zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen. Diese Prozesse werden als *vertikale Prozesse* bezeichnet. Zur Messung der W. in Metallen erzeugt man eine Elektronenverteilung, durch die ein Wärmetransport ohne Transport von elektrischer Ladung bewirkt wird. Der Temperaturgradient bedingt das Auftreten von heißen und kalten Elektronen, deren Temperatur durch die Fermi-Verteilung in der k_BT-Umgebung der Fermi-Fläche bestimmt wird (Abb. 9a und 9b).



▒ fehlende Elektronen
▥ überschüssige Elektronen gegenüber Verteilung bei T_0

a



b

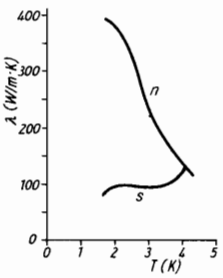
9a Fermi-Verteilung der Elektronen. $T_2 < T_0 < T_1$. **9b** Fermi-Verteilung der Elektronen im Metall. ● bzw. ○ geben die überschüssigen bzw. fehlenden Elektronen gegenüber dem thermischen Gleichgewicht an

3) *W. in Legierungen.* Hier sind die Beiträge der Elektronen und Phononen zur W. von gleicher Größenordnung. Der Gitterbeitrag zur W.

kann Information über die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, die oberhalb 30 bis 50 K bemerkbar ist, liefern. Die Trennung von Elektronen- und Phononenbeiträgen ist häufig sehr schwierig, da in Legierungen die Matthiessensche Regel nur annähernd gilt, denn bei Zulegieren eines Metalls zu einem anderen wird nicht nur die Gitterperiodizität herabgesetzt, der Restwiderstand erheblich vergrößert, der bis zu mittleren Temperaturen konstant bleiben kann, sondern auch die Zahl der freien Ladungsträger und damit die Ausdehnung der Fermi-Fläche (somit die Wahrscheinlichkeit der Horizontalprozesse) werden geändert.

4) *W. in Halbleitern.* In den meisten Halbleitern wird die W. vom Phononensystem bestimmt; der Anteil der Elektronen wächst mit der Anzahl der freien Ladungsträger. In Störstellenhalbleitern können bei hinreichend großen Störstellenkonzentrationen die effektiven Bohrschen Radien der Ladungsträger in den Defekten so groß werden, daß sich Störstellenbänder ausbilden, die ihrerseits zur W. beitragen. Bei nichtentarteten Halbleitern, in denen die Zustandsdichte der Ladungsträger durch die Boltzmann-Verteilung beschrieben werden kann (bei niedriger Temperatur), erhält man einen elektronischen Anteil zur W. von $\lambda_{el} = L\sigma_g T$ mit der Lorenz-Zahl $L = 2(k_B/e)^2$, während für entartete Halbleiter (Fermi-Verteilung, häufig höhere Temperatur) die Lorenz-Zahl – wie bei den Metallen – $L = (\pi^2/3)(k_B/e)^2$ beträgt.

Im Zwischengebiet weicht die elektronische W. vom Wiedemann-Franzschen Gesetz ab.



10 Wärmeleitfähigkeit λ von Quecksilber im supraleitenden (*s*) und normalleitenden (*n*) Zustand

5) Die *W. im supraleitenden Zustand* (Abb. 10) unterscheidet sich von der im normalleitenden Zustand, da die in der Nähe der Fermi-Grenze liegenden und zu Cooper-Paaren verbundenen Leitfähigkeitselektronen nicht mehr am Wärmetransport teilnehmen, da sie sich in einem Zustand tiefster Energie befinden, dem die Entropie Null zuzuordnen ist (→ Thermodynamik 6). Deshalb ist die W. im supraleitenden Zustand im allgemeinen geringer als die W. im normalleitenden Zustand. Der oft sehr beträchtliche Unterschied kann z. B. im *supraleitenden Wärmeschalter* ausgenutzt werden, der in Anlagen zur Erzeugung tiefster Temperaturen mit Hilfe der adiabatischen Entmagnetisierung eingesetzt wird, wenn diese im zyklischen Betrieb arbeiten.

Wärmeleitung, Form der Wärmeübertragung infolge Energietransportes oder -austausches durch ungeordnete Molekülbewegungen in ruhenden oder unbewegt gedachten Medien. Bei bewegten Medien tritt neben der W. die Wärmekonvektion auf. Durch die W. entsteht ein Wärmestrom Φ, d. i. die Wärmemenge dW, die je Zeiteinheit dt durch eine Fläche A transportiert wird. Ist der Wärmestrom an verschiedenen Stellen der Fläche verschieden groß, dann muß man die W. durch die Wärmestromdichte j_Q charakterisieren, d. i. der Wärmestrom $d\Phi$ durch ein Flächenelement $d\vec{A}$. Der Gesamtwärmestrom berechnet sich in diesem Falle durch Integration über die Fläche: $\Phi = \int d\vec{A} \cdot j_Q$. Wenn der Wärmestrom eine beliebige Richtung hat, charakterisiert man ihn durch einen Vektor j_Q, der die Richtung des Wärmestromes anzeigt. Die Wärmestromdichte ist nach dem *Fourierschen Gesetz* dem Temperaturgradienten proportional: $j_Q = -\lambda \operatorname{grad} T$. Das Vorzeichen ist negativ, weil die Molekülbewegung in Richtung abnehmender Temperatur vonstatten geht. Der Proportionalitätsfaktor λ ist die → Wärmeleitfähigkeit.

Im *stationären Falle*, d. h. bei konstantem Wärmestrom, läßt sich das differentielle Fouriersche Gesetz zu der Form $\Phi = \lambda A \delta T/d$ integrieren. Dabei ist δT die Temperaturdifferenz zwischen zwei Flächen A im Abstand d voneinander. Wegen der Analogie zur elektrischen Leitung wird diese Beziehung auch *thermisches Ohmsches Gesetz* genannt. Dabei ist $R_W = d/A\lambda$ der *Wärmeleitwiderstand* (*Wärmewiderstand*) für die hier speziell betrachtete Anordnung.

Im *nichtstationären Falle* läßt sich die Energiebilanz mit dem Fourierschen Gesetz auf die Form der *inhomogenen Wärmeleitungsgleichung* $\partial T/\partial t = a\Delta T + v/\varrho c$ bringen. Dabei sind $a = \lambda/\varrho c$ die Temperaturleitfähigkeit, ϱ die Massendichte, c die spezifische Wärmekapazität und v die Wärmeleistungsdichte, eine charakteristische Größe für die Wärmeerzeugung, d. h. die von den möglicherweise im Volumenbereich, in dem die W. untersucht wird, verteilten Wärmequellen in der Zeiteinheit abgegebene Wärme $dW(\vec{r}, t)/dt = v(\vec{r}, t)$. Δ ist der Laplace-Operator. Die Wärmeleitungsgleichung ist eine partielle Differentialgleichung für das Temperaturfeld $T(x, y, z; t)$. Sie läßt sich in günstigen Fällen durch Fourier-Reihen lösen. Ein interessanter Spezialfall ist die Gleichung der → Wärmewelle. Praktisch tritt W. immer dort auf, wo Temperaturunterschiede existieren, und zwar so lange, bis der Temperaturunterschied ausgeglichen wird. Man unterscheidet gute und schlechte *Wärmeleiter*, z. B. sind alle Metalle gute Wärmeleiter, schlechte sind z. B. Luft und Wolle. In Flüssigkeiten und Gasen existiert neben der reinen W. noch die Wärmekonvektion.

Bei der *W. in Gasen* können die makroskopischen Erscheinungen der W. aus der Statistik der Molekülbewegungen relativ einfach begründet werden. Die W. in Gasen spielt deshalb in der Statistik eine große Rolle, weil sich die statischen Gesetzmäßigkeiten bei Gasen besser erfassen lassen als in Flüssigkeiten. Infolge der größeren Abstände der Gasteilchen ist ihre Wechselwirkung untereinander kleiner als in Flüssigkeiten, so daß sie in manchen Fällen sogar vernachlässigt werden kann. Dann kann das Modell des idealen Gases angewendet werden, und die kinetische Gastheorie kann die Wärmeleitfähigkeit λ des idealen Gases in Abhängigkeit von den Moleküleigenschaften angeben:

$\lambda = \varrho v l c/3$. Dabei ist v die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle und l die mittlere freie Weglänge. Im Rahmen der kinetischen Gastheorie werden Verbesserungen der Formel für reale Gase untersucht.

Lit. Erdmann: W. in Kristallen, theoretische Grundlagen und fortgeschrittene experimentelle Methoden (Berlin, Heidelberg, New York 1969).

Wärmeleitungsgleichung, die Differentialgleichung $\frac{\partial u}{\partial t} = b^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$ der Wärmeleitung in einem homogenen Medium. Dabei ist $u(x, y, z, t)$ die am Ort (x, y, z) herrschende *Temperatur*, und die Temperaturleitfähigkeit $a = b^2 = \lambda/c\varrho$ ergibt sich aus dem *Wärmeleitvermögen* λ der *spezifischen Wärme* c des Stoffes und seiner *Dichte* ϱ. Diese Gleichung spielt, mit anderer Bedeutung der in ihr auftretenden Größen, eine ausschlaggebende Rolle in allen Diffusionsprozessen (→ Diffusion).

Die Lösung dieser Gleichung wird noch wesentlich durch die Anfangsbedingung, die Anfangsverteilung der Temperatur zum Zeitpunkt $t = 0$,

$u|_{t=0} = f(x, y, z)$

und die Randbedingung an der das Medium begrenzenden Fläche bestimmt. Als Randbedingung kann entweder angenommen werden, daß die Temperatur am Rand des Mediums einen bestimmten, u. U. örtlich und zeitlich veränderlichen Wert annimmt, oder daß Wärme ausgestrahlt wird. In diesem Fall gilt näherungsweise das *Newtonsche Gesetz* (*Newtonsches Abkühlungsgesetz*), nach dem der *Wärmestrom* durch die das Medium begrenzende Fläche S proportional der Temperaturdifferenz zwischen Medium und der Umgebung ist: $\frac{\partial u}{\partial n} + h(u - u_0) = 0$ auf S, dabei bedeuten h die *Wärmeübergangszahl*, und $\partial u/\partial n$ ist die Ableitung der Temperatur in Normalenrichtung. Für den Fall eines unbegrenzten Mediums, in dem nur die Anfangsbedingung $u|_{t=0} = f(x, y, z)$ erfüllt werden muß, ist die Lösung der W. gegeben durch:

$$u(x, y, z, t) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta, \zeta) \cdot \frac{1}{(2b\sqrt{\pi t})^3} \times$$

$$\exp\left\{ - \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2}{4b^2 t} \right\} \mathrm{d}\xi\, \mathrm{d}\eta\, \mathrm{d}\zeta .$$

Für den Fall eines begrenzten Mediums, in dem eine entsprechende Randbedingung zu erfüllen ist, kann keine allgemeine Lösung angegeben werden. Lösungen lassen sich dann nur in Spezialfällen finden. Beispielsweise ist die Lösung der eindimensionalen W. $\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ für den Fall eines einseitig begrenzten Stabes mit dem Endpunkt bei $x = 0$ und der Randbedingung $\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{x=0} = h u|_{x=0}$ gegeben durch

$$u(x, t) = \frac{1}{2b\sqrt{\pi t}} \int_0^\infty \left[f(\xi) \exp\left\{ - \frac{(x - \xi)^2}{4b^2 t} \right\} + \right.$$

$$\left. + \Phi(\xi) \exp\left\{ - \frac{(x + \xi)^2}{4b^2 t} \right\} \right] \mathrm{d}\xi \text{ mit}$$

$$\Phi(\xi) = f(\xi) - 2h\, \mathrm{e}^{-h\xi} \int_0^\xi \mathrm{e}^{h\xi'} f(\xi')\, \mathrm{d}\xi' .$$

Im allgemeinen Fall kann die Lösung der W. mit beliebigen Anfangs- und Randbedingungen stets in der Form $u(x, y, z, t) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta, \zeta) \times G(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t)\, \mathrm{d}\xi\, \mathrm{d}\eta\, \mathrm{d}\zeta$ dargestellt werden. Die Funktion G wird als *Greensche Funktion* der W. unter den entsprechenden Randbedingungen bezeichnet. Ihre explizite Angabe gelingt nur in wenigen Fällen.

Lit. A. Sommerfeld: Partielle Differentialgleichungen der Physik (Leipzig 1958); W. I. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik, Tl II (dtsch Berlin 1971).

Wärmeleitungsvakuummeter, → Vakuummeter.

Wärmeleitwiderstand, → Wärmeleitung.

Wärmeleitzahl, → Wärmeleitfähigkeit.

Wärmemitführung, → Konvektion 1).

Wärmeohm, Maßeinheit des Wärmeleitwiderstandes im thermischen Ohmschen Gesetz der → Wärmeleitung von der Größe 1 Wärmeohm = 1 h · K/kcal. Ein Stoff hat also einen Wärmeleitwiderstand von 1 Wärmeohm, wenn zwischen zwei Grenzflächen ein Temperaturunterschied von 1 K herrscht und ein Wärmestrom von 1 kcal/h fließt.

Wärmepumpe, eine maschinelle Einrichtung, die unter Arbeitsaufwendung einem Wärmespeicher niedriger Temperatur T_0 Wärmeenergie entzieht und sie einem Wärmespeicher höherer Temperatur T_1 zuführt. Die W. dient dem Ziel, den Wärmespeicher auf T aufzuheizen. Der Wirkungsgrad einer reversibel arbeitenden W. ist maximal und wird durch $\eta' = T/(T - T_0) > 1$ gegeben; das ist der Wirkungsgrad des als W. betriebenen, also linksläufigen, → Carnotschen Kreisprozesses.

Hauptbestandteile der W. sind Verdichter, Verdampfer, Kondensator und Drosselventil. Der Verdichter saugt das Arbeitsmittel, ein Kältemittel, aus dem Verdampfer an und verdichtet es auf höheren Druck. Die zur Verdampfung erforderliche Wärme wird bei der Temperatur T_0 der Umgebung entzogen. Im Kondensator wird die gesamte Wärme bei der Temperatur T an einen Wärmeverbraucher abgegeben. Das kondensierte Arbeitsmittel strömt anschließend durch das Drosselventil, entspannt sich auf den Verdampferdruck und beginnt den Kreisprozeß von neuem. Thermodynamisch ist die W. eine → Kältemaschine mit dem Unterschied, daß bei der W. die Wärme mit höherer Temperatur, also im Kondensator, nutzbar gemacht wird und die erzeugte Kälte unausgenutzt bleibt.

Die zur Heizung verwendbare Wärme setzt sich aus der von T_0 auf T gehobenen Wärme und dem Wärmeäquivalent der dazu verbrauchten Arbeit zusammen, wobei die nutzbare Wärme $T/(T - T_0)$-mal größer ist als das Wärmeäquivalent der Arbeit.

Als Wärmequellen verwendet man Flußwasser, Grundwasser, Seen, Erdreich und Luft. Die Betriebskosten der W. sind abhängig vom Strompreis und den Kosten der Wärmequelle. Die W. wird vorwiegend in kohlearmen, wasserkraftreichen Ländern wie Schweiz und Norwegen eingesetzt. Industriell wendet man die W. in chemischen Betrieben bei Verdampferanlagen an.

Wärmequellendichte, v_W, Wärmemenge dW, die in einer Volumeneinheit dV je Zeiteinheit dt durch Umwandlung anderer Energiearten erzeugt wird: $v_W = dW/(dV\,dt)$. Falls die Wärmemenge nicht erzeugt, sondern vernichtet wird, erhält die W. ein negatives Vorzeichen. Die W. kann in kcal/m³s gemessen werden.

Wärmespannung, eine Art Eigenspannung in Körpern mit ungleichmäßiger Temperaturverteilung, die z. B. durch rasche Abkühlung oder thermische Behandlung der Metalle entsteht und die technische Zerreißfestigkeit beeinflußt.

Wärmestrahlung, jede elektromagnetische Strahlung, deren Emission auf der thermischen Anregung der Strahlungsquelle beruht. Strahlungsvorgänge, bei denen die übertragene Energie nur aus der Wärmeenergie des Strahlers stammt und nur in solche des Empfängers umgewandelt wird, heißen *thermaktin.* Die nur auf thermaktinen Vorgängen beruhende W. heißt *Temperaturstrahlung.* Ein idealer Temperaturstrahler ist der → schwarze Körper. Ein nicht thermaktiner Vorgang ist z. B. die → Lumineszenz.

Die W. von Festkörpern kommt dadurch zustande, daß Elektronen thermisch in angeregte Zustände gehoben werden und dann unter Emission eines Photons in energetisch tiefere Zustände übergehen oder daß angeregte Phononen unter Emission von Photonen annihilieren.

Da das Absorptionsvermögen $A(\lambda)$ realer Festkörper im Gegensatz zum schwarzen Körper ($A_s(\lambda) \equiv 1$) eine komplizierte Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge λ aufweist (→ Absorptionsspektrum von Festkörpern), weicht auch ihr Emissionsvermögen $E(\lambda)$ charakteristisch von dem Emissionsvermögen $E_s(\lambda)$ eines schwarzen Körpers ab, das durch die Plancksche Strahlungsformel gegeben ist. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz emittiert ein Körper um so stärker, je stärker er bei der gleichen Wellenlänge absorbiert, und es gilt $E(\lambda) = A(\lambda) \cdot E_s(\lambda)$. Da stets $A(\lambda) < 1$, ist das Emissionsvermögen realer Festkörper immer kleiner als das eines schwarzen Körpers. Bei Metallen nimmt das Absorptionsvermögen bei langen Wellen ($\lambda \gtrsim 10\,\mu$m) proportional $1/\sqrt{\lambda}$ ab (Drude-Absorption, ↳ Metalloptik), daher ist auch ihr Emissionsvermögen für W. dort relativ klein, während es im Sichtbaren dem eines schwarzen Körpers nahekommt. Daher sind glühende Metalle als Strahlungsquellen im fernen Infrarot nicht besonders geeignet. Im Gegensatz zu Metallen zeigen Ionenkristalle neben einer starken Grundgitterabsorption im sichtbaren bzw. ultravioletten Spektralbereich auch eine starke Absorption im fernen Infrarot durch optische Gitterschwingungen (→ Phonon). Entsprechende Materialien mit hohem Schmelzpunkt, insbesondere Metalloxide, sind daher günstige Strahlungsquellen im fernen Infrarot. Der *Nernst-Stab* besteht z. B. hauptsächlich aus ZrO_2. Wegen der hohen Grundgitterabsorption und der zu längeren Wellenlängen folgenden Absorptionslücke zeigt das Absorptionsvermögen $E(\lambda)$ von Ionenkristallen oft ein zusätzliches Maximum bei kleinen Wellenlängen (Abb.). So glüht z. B. ZnS, dessen Absorptionskante bei 800 °C im blaugrünen Spektralbereich liegt, bei dieser Temperatur blau. → Strahlungsempfänger.

Wärmestrom, Φ, die je Zeiteinheit dt bewegte Wärmemenge dW bei der Wärmeübertragung: $\Phi = dW/dt$. Im stationären Falle vereinfacht sich die Formel zu $\Phi = W/t$. Der W. kann in W oder kcal/s gemessen werden. Zur Messung des W.s dient der → Wärmestrommesser.

Wärmestromdichte, *Heizflächenbelastung,* j_Q, die je Zeiteinheit dt durch eine Fläche A bewegte Wärmemenge dW: $|j_Q| = dW/(A\,dt)$. Im stationären Falle gilt $|j_Q| = W/At$. Falls die W. ortsabhängig ist, ergibt sich für $|j_Q| = dW/(dA\,dt)$, und der Zusammenhang zum Wärmestrom lautet $\Phi = \int d\vec{A} j_Q$. Die W. kann in W/m² oder kcal/(m²s) gemessen werden.

Für Berechnungen an Dampfkesseln wird die Bezeichnung „*Heizflächenbelastung*" vorgezogen. Diese ist dort ein im Dampfkessel auftretender Berechnungskennwert, der aussagt, wieviel Wärmeenergie je m² Heizfläche übertragen wird. Die Heizflächenbelastung bezieht sich auf einzelne Anlagenteile, z. B. Verdampfer und Überhitzer, und wird vom Brennstoff, der Feuerungsart und dem verwendeten Werkstoff beeinflußt.

Wärmestrommesser, *Wärmeflußmesser,* ein Gerät zur Messung eines homogenen Wärmestromes Φ durch eine Fläche. Der W. besteht aus einer Platte der Fläche A, der Dicke d und der Wärmeleitfähigkeit λ, die auf die betreffende Fläche aufgelegt wird. Mit einem Thermoelement wird die Temperaturdifferenz ΔT zwischen den Plattenseiten gemessen. Nach dem Gesetz für die stationäre Wärmeleitung errechnet man den Wärmestrom zu $\Phi = \lambda A \Delta T/d$.

Wärmesummen, *Gesetz der konstanten W.,* → Heßsches Gesetz.

Wärmetauscher, svw. Wärmeübertrager.

Wärmetheorie, *kinetische W.,* → kinetische Theorie, Abschn. Geschichtliches.

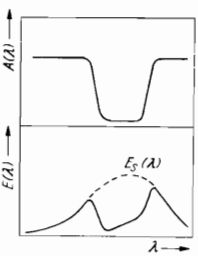
Wärmetod des Weltalls, → Hauptsätze der Thermodynamik.

Wärmetönung, ältere Bezeichnung der → Reaktionswärme, → Q-Wert.

Wärmetransformator, Kombination von → Wärmepumpe und → Wärmekraftmaschine. Der W. kann Wärmeenergie zwischen Wärmespeichern verschiedener Temperatur „fast reversibel" transportieren (→ Carnotscher Kreisprozeß).

Wärmetransport, svw. Wärmeübertragung.

Wärmeübergang, Spezialfall der Wärmeübertragung zwischen zwei Medien verschiedener Temperatur durch die Begrenzungsfläche hindurch. Dabei treten Erscheinungen der Wärmeleitung, -konvektion und -strahlung gemeinsam auf. Der W. läßt sich durch das Newtonsche Abkühlungsgesetz beschreiben, das besagt, daß der Wärmestrom Φ zwischen den beiden Medien verschiedener Temperaturen T_1 und T_2 der Begrenzungsfläche F und der Temperaturdifferenz proportional ist: $\Phi = \alpha F(T_2 - T_1)$. Dabei ist α die *Wärmeübergangszahl* (*Wärmeübertragungszahl*), die von den beteiligten Stoffen und den sonstigen Versuchsbedingungen, nicht aber von der Temperaturdifferenz abhängt und z. B. bei Eisen/Luft ≈ 6 W/m² beträgt. Praktische Bedeutung hat der W. vor allem bei Abkühlungsvorgängen und bei Wärmeschutz.



Wärmestrahlung. Schematische Darstellung des Absorptions- und Emissionsvermögens eines Ionenkristalls

Wärmeübertrager, *Wärmetauscher*, Apparat zur Übertragung der Wärmeenergie von einem wärmeren zu einem kälteren Medium. Man unterscheidet W. mit kontinuierlichem und mit periodischem Wärmefluß.

Der W. mit kontinuierlichem Wärmefluß (*Rekuperator*) hat zwischen den beiden Medien eine Trennwand, z. B. Rohrwand, durch die die Wärmeübertragung erfolgt. Die beiden Medien können im Gleich-, Gegen- oder Kreuzstrom zueinander geführt werden. Der W. mit periodischem Wärmefluß (*Regenerator*) hat eine Speichermasse, z. B. Schamottesteine, die zunächst durch das heiße Medium aufgeheizt wird. Nachfolgend strömt das kalte Medium durch den Speicherraum und nimmt die Speicherwärme auf. Dieser Vorgang erfolgt im steten Wechsel.

Wärmeübertragung, *Wärmetransport*, oft ungenau auch als *Wärmeaustausch* bezeichnet, alle Erscheinungen, bei denen Wärme von einem Medium mit höherer Temperatur zu einem Medium mit niedrigerer Temperatur oder innerhalb eines Mediums von einer Stelle höherer zu einer Stelle niedrigerer Temperatur überführt wird. Wenn beide Medien bzw. beide Stellen die gleiche Temperatur erreicht haben, endet der Vorgang (*Wärmegleichgewicht*). Bei der W. sind — meist gleichzeitig — folgende drei Formen beteiligt: 1) → Wärmeleitung, 2) Wärmekonvektion (Wärmemitführung, → Konvektion 1) und 3) → Wärmestrahlung. Zwischen Wärmeleitung und Wärmekonvektion ist die Trennung schwierig, weil beide auf der gleichen Erscheinung — Bewegung der Teilchen — beruhen, wobei die Unterscheidung in mikroskopische (bei der Wärmeleitung) und makroskopische Bewegung (bei Wärmekonvektion) in gewissen Grenzfällen reine Definitionssache ist. Die Wärmestrahlung kann als einzige der drei Erscheinungen auch im Vakuum vor sich gehen.

Die theoretische Behandlung der W. beruht auf der Rückführung der Probleme auf folgende Spezialfälle, und zwar 1) auf die *stationäre* und 2) auf die *nichtstationäre Wärmeleitung* (→ Wärmeleitung), 3) auf den → Wärmeübergang, 4) auf den → Wärmedurchgang und 5) auf die Wärmestrahlung. Da es sich bei 5) um einen Spezialfall der elektromagnetischen Strahlung handelt, gelten dafür die allgemeinen Strahlungsgesetze.

Praktisch wichtig ist die W. bei allen Erscheinungen, wo Wärme erzeugt wird, d. h. beim Heizen und Erwärmen, bei Transport von Wärme in Wärmeübertragungsmitteln, bei Wärmeschutz bzw. -dämmung sowie bei Abkühlungsvorgängen.

Wärmeübertragungsmittel sind körnige (z. B. Stahlkugeln, Metallkörper), flüssige (z. B. Wasser, Öl) oder gasförmige (z. B. Wasserdampf) Produkte, die zur Wärmeübertragung in Prozessen verwendet werden, wenn weder direkte Beheizung noch indirekte Beheizung durch Wärmeaustauscher möglich sind.

Lit. Gröber, Erk, Grigul: W. (3. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955).

Wärmeübertragungszahl, → Wärmeübergang.

Wärmeverbrauch, das für Wärmekraftmaschinen als spezifischer Wärmebedarf bezeichnete Verhältnis von aufgewendeter Wärmeenergie zu gewonnener Elektroenergie, angegeben in kcal/kWh. Beispielsweise beträgt der spezifische Wärmebedarf für ein modernes Dampfkraftwerk 2200 bis 2100 kcal/kWh.

Wärmewelle, *Temperaturwelle*, Ausbreitungsform periodischer Temperaturschwankungen. Eine Formel für den ebenen Fall in Abhängigkeit von der Koordinate x und der Zeit t erhält man aus der Wärmeleitungsgleichung bei Schwankungen mit der Kreisfrequenz ω: $T(x, t) = T_0 \exp(-x\sqrt{\omega/2a}) \cos(\omega t - x\sqrt{\omega/2a})$. Dabei ist x die beim Fortschreiten ins Medium hineinwachsende Koordinate, bei $x = 0$ liegt die Grenzfläche. Die Wellen sind räumlich gedämpft, und ihre Abklinglänge $\sqrt{2a/\omega}$ ist um so kleiner, je kleiner die Temperaturleitfähigkeit a und je größer ihre Kreisfrequenz ω ist. W. treten z. B. tages- und jahreszeitlich auf der Erdoberfläche auf.

Wärmewiderstand, *thermischer Widerstand*, 1) svw. Wärmeleitwiderstand (→ Wärmeleitung); 2) der reziproke Wert der Wärmedurchgangszahl $1/k$.

Warmfront, → Front.

Warren-Averbach-Methode, → Verbreiterung von Interferenzlinien.

Washout, → radioaktiver Niederschlag.

Wasser-Cluster-Ion, *hydriertes Proton*, ein positives → Ion aus einer Klasse von Ionen der Form $H^+ \cdot (H_2O)_n$ mit $n = 1, 2, 3, \ldots$ Es wurde um 1965 in der → Ionosphäre der Erde entdeckt, wo es im Bereich unterhalb 85 km Höhe (D-Region) den größten Prozentsatz der vorhandenen Ionen bildet. Die vorgeschlagene Bezeichnung *Hydronium* für das W. hat sich bisher nicht allgemein durchgesetzt.

Wasserdampfstrahlsauger, eine zweistufige Vakuumpumpe. Die Wasserstrahlvorstufe ermöglicht das Arbeiten ohne weitere Vorvakuumpumpen. Mit Hilfe eines auf Überdruck befindlichen Treibdampfstromes kann ein angeschlossener Rezipient in der Dampfstrahlstufe auf einen Enddruck von etwa 2 Torr evakuiert werden. Der Treibdampf, dessen Überdruck zwischen 0,2 und 0,5 at liegen soll, kann einer normalen Dampfleitung entnommen werden. Für kurzzeitigen Betrieb genügt der Dampf aus einer einfachen Kochflasche. W. eignen sich besonders für Arbeiten in Laboratorien, z. B. zum Auspumpen von Laboratoriums-Destillationsapparaten, also immer dann, wenn der mit einer einfachen Wasserstrahlpumpe erreichbare Druck nicht ausreicht, jedoch der Einsatz rotierender Pumpen zu aufwendig ist.

Wasserfallelektrizität, *Balloelektrizität*, die Entstehung von freien Ladungen beim Aufprall von Wasser auf Hindernisse und beim Fallen von Wassertropfen durch Luft oder ein anderes Gas (→ Lenard-Effekt). Bei Substanzen mit hohem Assoziationsvermögen und großer Dielektrizitätskonstante bildet sich stets an der freien Flüssigkeitsoberfläche eine elektrische Doppelschicht aus. Werden nun Oberflächenstücke mit einem Durchmesser der Größenordnung 10^{-6} cm wie oben angeführt herausgerissen, so lädt sich das Wasser (oder die andere Flüssigkeit) positiv und das Gas mit den feinsten Flüssigkeitspartikelchen negativ auf. Der Effekt hat nichts mit der Reibungselektrizität zu tun. Die W. kann bei der Erklärung der Gewitter eine Rolle spie-

len. Wahrscheinlich treten auch an festen Teilchen derartige Doppelschichten auf, die bei entsprechender Trennung der Ladungen zu hohen Spannungen führen können (Staubexplosionen infolge Funkenüberschlags).

Wasserhose, → Trombe.

Wasserkanal, eine Einrichtung zur Erzeugung eines Wasserstromes mit zeitlich und räumlich möglichst konstanter Geschwindigkeitsverteilung für hydrodynamische Meßzwecke. Vorwiegend wird ein geschlossener Kreislauf verwendet, in dem das Wasser durch eine Pumpe umgewälzt wird. Der W. besitzt große Ähnlichkeit mit dem Windkanal und wird häufig zur Untersuchung der Kavitation eingesetzt.

Wassersäule, WS, nur zulässig in Verbindung mit den Längeneinheiten Millimeter (Millimeter Wassersäule, mmWS) oder Meter (Meter Wassersäule, mWS), wobei letztere nach Möglichkeit vermieden werden sollte. Die Bezeichnung W. ist Bestandteil einer Druckeinheit, die heute nur noch selten für Gas- und Winddruckangaben gebraucht wird.

Wasserschall, der im Gegensatz zu Luftschall und Körperschall sich im Wasser ausbreitende Schall.

Die Schallgeschwindigkeit in Wasser nimmt mit der Temperatur, dem Druck und dem Salzgehalt zu. Sie beträgt etwa 1400 m/s. Da die Absorption der Schallenergie in Wasser wesentlich kleiner als in Luft ist, ergeben sich bedeutend größere Reichweiten der Unterwasserschallsignale. Deshalb ist selbst bei höheren Ultraschallfrequenzen die Verwendung des Schalls zur → Echolotung in Wasser möglich. Der hohe Schallwellenwiderstand des Wassers erfordert jedoch besondere Unterwasserschallsender zur Umsetzung der mechanischen Schwingungsenergie des Wandlers in intensive Unterwasserschallsignale.

Wasserschlag, das sich als harter, metallischer Schlag auswirkende Zusammenstürzen eines dampfgefüllten Hohlraumes in einer Rohrleitung. Der Hohlraum trennt die Flüssigkeitssäule und entsteht infolge einer vorübergehenden Druckverminderung. Bei erneutem Druckanstieg stürzt der Hohlraum dann plötzlich zusammen. Beim schnellen Absperren einer Rohrleitung bewegt sich das Wasser hinter dem Schieber zunächst unter Hohlraumbildung weiter, wird dann aber durch den Atmosphärendruck zurückgedrückt und erreicht bei Reibungsfreiheit seine Ausgangsgeschwindigkeit c. Beim Verschwinden des Hohlraumes beträgt die entstehende Druckerhöhung unter der Voraussetzung starrer Rohrwände $\Delta p = \varrho \cdot a \cdot c/2$; dabei ist $a = \sqrt{K/\varrho}$ die Schallgeschwindigkeit, mit der sich Druckänderungen fortpflanzen, K ist der Volumenelastizitätsmodul, ϱ ist die Dichte der Flüssigkeit.

Wird durch schnelles Drosseln die Durchflußgeschwindigkeit um Δc verringert, so tritt in langen Rohrleitungen oder bei einer Schließzeit des Schiebers, die kleiner ist als die Reflexionszeit der Druckwelle, eine Druckerhöhung $\Delta p = \varrho \cdot a \cdot \Delta c$ auf. Bei Berücksichtigung des Elastizitätsmoduls E der Rohrwand breiten sich die Druckwellen mit der Geschwindigkeit $a' = \sqrt{\dfrac{1}{\varrho\left(\dfrac{1}{K} + \dfrac{d}{E \cdot \delta}\right)}}$ aus; d ist der Durchmesser und δ die Wandstärke des Rohres.

Die durch instationäre Bewegung in Druckrohrleitungen möglichen Drucksteigerungen sind so groß, daß sie bei der Konstruktion unbedingt berücksichtigt werden müssen.

Wasserschwall, → Schwall und Sunk.

Wassersprung, → Schießen und Strömen.

Wasserstand, der senkrechte Abstand der Wasseroberfläche in Gewässern von einer festen Nullmarke. Liegt die Wasseroberfläche oberhalb der Nullmarke, so wird der W. positiv gerechnet; liegt sie unterhalb, so ist der W. negativ. Zur Wasserstandsmessung dienen Pegel. Der W. ändert sich örtlich und zeitlich, wobei sowohl kurzzeitige als auch langfristige Wasserstandsschwankungen auftreten.

Wasserstoff, H [von Hydrogenium], leichtestes chemisches Element mit der Kernladungszahl 1 und den Massezahlen der Isotope 1 (→ Protium, 99,984%), 2 (→ Deuterium, 0,016%), 3 (→ Tritium, $< 10^{-10}$%). Die prozentualen Angaben beziehen sich auf die Zusammensetzung des natürlich vorkommenden W.s. Physikalische Daten: Atommasse (bezogen auf ^{12}C) 1,00797 ± 0,00001 (Schwankung auf Grund der natürlichen Änderung in der Isotopenzusammensetzung), Wertigkeit 1, Dichte $0{,}089870 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ bei 0 °C und 760 Torr, Dichte des flüssigen W.s 0,07 g/cm³ bei −252,8 °C, Schmelzpunkt −259,4 °C, Siedepunkt −252,8 °C, kritische Temperatur −239,9 °C, kritischer Druck 12,8 atm, kritische Dichte 0,031 g/cm³, Normalpotential 0,00 V bei 25 °C (für $H_2 \rightleftarrows \frac{1}{2} H_2^+ + e$). Der Atomkern des Wasserstoffatoms besteht aus einem Proton, die Atomhülle aus einem Elektron. Die möglichen Zustände des Elektrons bei seiner Bewegung unter dem Einfluß der Wechselwirkung mit dem Proton und äußeren Feldern beschreibt die Quantentheorie (→ Einelektronenproblem). Das Bohr-Sommerfeldsche Atommodell (→ Atommodell) gibt unter Verwendung klassischer Vorstellungen und zusätzlicher Quantenbedingungen ein anschauliches Bild von der Struktur des W.s.

Man unterscheidet zwei Arten von Wasserstoffmolekülen, den *Parawasserstoff* mit antiparallelen Kernspins und den *Orthowasserstoff* mit parallelen Kernspins.

wasserstoffähnliches Ion, Ion, dessen Elektronenhülle nur ein Elektron enthält (→ Einelektronenproblem).

Wasserstoffbindung, svw. Wasserstoffbrückenbindung.

Wasserstoffbrückenbindung, *Wasserstoffbindung*, *Wasserstoffbrücke*, *H-Brücke*, die Wechselwirkung zwischen einer Gruppe X−H (*Protonendonator*) und einer Gruppe Y (*Protonenakzeptor*): X−H···Y. Die W. beruht auf der Wirkung → zwischenmolekularer Kräfte. Sie wird vor allem bei Verbindungen beobachtet, die OH-, NH- oder andere Gruppen enthalten, in denen ein Wasserstoffatom mit besonders elektronegativen und kleinen Atomen verbunden ist. Die Wechselwirkungsenergie einer W. kann bis zu 10 kcal/mol betragen und liegt damit beträchtlich über den für die sonstigen zwischenmolekularen

Wechselwirkungen gefundenen Werten. Treten W.en zwischen verschiedenen Gruppen innerhalb eines Moleküls auf, so spricht man von *intramolekularen W.en.* Das Zustandekommen einer W. X–H···Y läßt sich auf den stark polaren Charakter der X–H-Gruppe zurückführen, die, mit dem positiven Ende am H-Atom, elektronegative Atome Y, z. B. Sauerstoff, Stickstoff, zu sich heranzieht. Die relativ zu den Dipol-Dipol-Wechselwirkungen sehr viel stärkere Wechselwirkung der W. hängt damit zusammen, daß wegen des kleinen H-Atoms eine besonders gute Annäherung der Dipole möglich ist.

Wasserstoffion, ein → Ion des Wasserstoffs. 1) Das *negative W.* H^- entsteht durch Anlagerung eines Elektrons an ein neutrales Wasserstoffatom. Die Elektronenaffinität des Wasserstoffatoms beruht darauf, daß noch ein weiteres Elektron in den tiefsten Quantenzustand eingebaut werden kann, was z. B. beim Heliumatom nicht möglich ist. Die Ionisationsenergie des H^--Atoms beträgt 0,75 eV. Das H^--Atom entsteht durch → Umladung beim Durchgang positiver W.en durch eine Metallfolie, z. B. Nickel: $H^+ + Ni \rightarrow H^- + Ni^{2+}$.

2) Das *positive W.* H^+ ist das → Proton.

Wasserstoff-Konvektionszone, → Sonne.

Wasserstofflampe, → Gasentladungslichtquelle.

Wasserstoffmaser, → Atomuhr.

Wasserstoffmolekül, das einfachste und kleinste aller neutralen Moleküle. Es ist quantenmechanisch relativ einfach zu berechnen und verkörpert den Prototyp der kovalenten Bindung (→ chemische Bindung, → Valenzstruktur-Methode).

Wasserstoffmolekülion, einfach positiv geladenes Ion H_2^+ des Wasserstoffmoleküls. Es besteht aus zwei Protonen und einem Elektron und läßt sich als Zweizentrenproblem quantenmechanisch exakt berechnen.

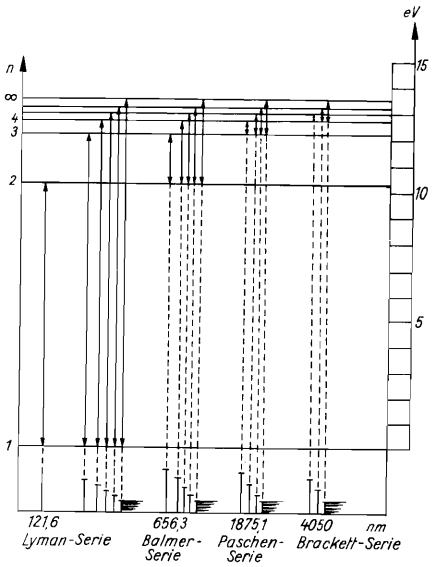
Wasserstoffradius, *Bohrscher W.,* → Atommodell, → universelle Naturkonstanten.

Wasserstoff-Skala, ursprüngliche Bezeichnung der thermodynamischen → Temperaturskala.

Wasserstoffspektrum, das Spektrum des Wasserstoffgases. Es wird durch eine in feuchtem Wasserstoffgas ablaufende Glimmentladung oder mittels Hochfrequenzanregung erzeugt. In Entladungsrohren mit Elektroden wird durch lange, enge Kapillaren die Rekombination der Wasserstoffatome zu Molekülen an den Elektroden verhindert (R. W. Wood) und so das Linienspektrum angeregt, das von den freien Wasserstoffatomen herrührt. Andernfalls entsteht das Wasserstoffmolekülspektrum (Viellinienspektrum).

Man unterscheidet verschiedene Arten von Wasserstoffspektren: 1) Das Linienspektrum, das eine einfache Gesetzmäßigkeit der Linienwellenzahlen zeigt. Zur Berechnung der Wellenlängen der Einzellinien hat J. J. Balmer eine Formel für die reziproken Wellenlängen experimentell gefunden: $\lambda^{-1} = R_H(1/n^2 - 1/m^2)$ (*Balmer-Formel*). Hierbei bedeuten λ^{-1} die Wellenzahl der einzelnen Spektrallinien in cm^{-1}, R_H die Rydbergsche Konstante für Wasserstoff mit dem Wert $1{,}096\,777\,59 \cdot 10^5\ cm^{-1}$, n und m alle ganzen positiven Zahlen. Die Zahl m muß stets größer sein als die eine Serie charakterisierende Zahl n. Mit größer werdendem m häufen sich die Spektrallinien und laufen für $m \rightarrow \infty$ der Seriengrenze $\lambda^{-1} = R_H/n^2$ zu. $R_H/n^2 = -E_n/(h \cdot c)$ sind die spektroskopischen → Terme, deren Differenzen die Wellenzahlen der Spektrallinien ergeben, E_n die nach der Quantentheorie möglichen diskreten Energiezustände des Wasserstoffatoms, h das Plancksche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit.

Setzt man in der Balmer-Formel für n und m bestimmte Zahlenwerte ein, so erhält man folgende Serien des W.s (Abb. 1): Für $n = 1$,



1 Termschema des Wasserstoffatoms

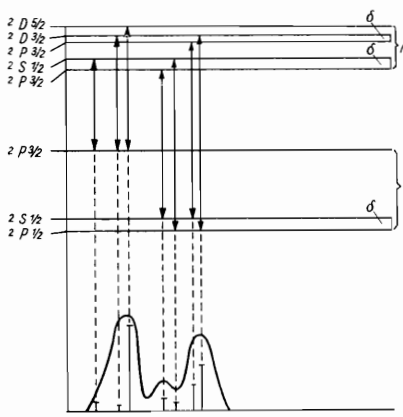
$m = 2, 3, \ldots$ ergeben sich die Wellenzahlen der Linien der *Lyman-Serie* (Ly_α, Ly_β usw.), die vollständig im vakuumultravioletten Gebiet liegt. Sie besteht aus den Strahlungskombinationen der angeregten Wasserstoffzustände mit dem Grundzustand. Deshalb erscheint diese Serie in Wasserstoffatomgas schon bei niedriger Temperatur in Absorption. Strahlt man die Linien dieser Serie in Wasserstoffatomgas ein, so werden die gleichen Frequenzen in Fluoreszenz allseitig emittiert (*Resonanzfluoreszenz*). Das niedrigste Glied der Lyman-Serie ($n = 1$, $m = 2$) liegt bei der Wellenlänge 121,6 nm und stellt die eigentliche Resonanzlinie des Wasserstoffatoms dar. Nach der Anregung durch Elektronenstoß haben die Atome eine mittlere Anregungsdauer von etwa 10^{-8} s, bevor sie spontan unter Lichtemission in den Grundzustand zurückfallen. Für die Anregungen der Ly_α-Linie müssen die Elektronen eine Mindestenergie von 10,2 eV haben. Die Seriengrenze der Lyman-Serie hat die Wellenzahl $\lambda_g^{-1} = R_H$, die Wellenlänge beträgt 91,2 nm. An die Seriengrenze schließt sich nach kurzen Wellen ein Gebiet mit kontinuierlich verteilten Emissions- bzw. Absorptionsfrequenzen, das *Grenzkontinuum*, an. Seine Intensität nimmt mit wachsendem Abstand von der Seriengrenze monoton ab.

Für $n = 2$, $m = 3, 4, \ldots$ erhält man aus der Balmer-Formel die Wellenzahlen der *Balmer-Serie.* Ihr erstes Glied ($n = 2$, $m = 3$) gibt die

rote Wasserstofflinie H_α mit $\lambda = 656{,}3$ nm. Die weiteren Linien dieser Serie liegen im Grünblau, Blau, Violett, Ultraviolett, die Seriengrenze bei $\lambda_g^{-1} = R_H/2^2$, ihre Wellenlänge beträgt 364 nm. Die nächstfolgende Wasserstoffserie mit $m = 3$, $n = 4, 5, \ldots$ ist die *Paschen-Serie* (zuweilen auch *Ritz-Paschen-Serie* genannt). Sie verläuft fast völlig im Infrarot: Ihre erste Linie liegt bei 1875,1 nm, die Seriengrenze bei $\lambda_g^{-1} = R_H/3^2 = 12186\ \mathrm{cm}^{-1}$, $\lambda = 823$ nm. Weiter im infraroten Bereich liegen noch folgende Serien: die *Brackett-Serie* mit $m = 4$, $n = 5, 6, \ldots$ (erste Linie bei 4,05 μm); die *Pfund-Serie* mit $m = 5$, $n = 6, 7, \ldots$ (erste Linie bei 7,4 μm) und eine Serie mit $m = 6$, $n = 7, 8, \ldots$ (erste Linie bei 11,7 μm). Bisher wurden unter möglichst ungestörten Bedingungen der Atome im Laboratorium (Hochfrequenzanregung) sowie in Sternatmosphären Zustände des Wasserstoffatoms bis $n = 40$ beobachtet.

2) Kontinuierliche Spektren, die sich an den Seriengrenzen anschließen und vom positiven Wasserstoffion und von dem abgetrennten Elektron herrühren. 3) Ein Viellinienspektrum im Sichtbaren und Ultravioletten, das von den Molekülen H_2 und H_2^+-Ionen herrührt. 4) Kontinuierliche Spektren im Ultravioletten, die vom H_2-Molekül stammen. 5) Ein intensives Kontinuum im Infraroten, Sichtbaren und nahen Ultraviolett, dessen Erzeuger das negative Wasserstoffion H^- ist.

Feinstruktur der Wasserstofflinien. Mit hochauflösenden Spektralapparaten beobachtet man, daß die Linien des Wasserstoffatoms eine → Feinstruktur haben. Das Wasserstoffatom hat infolge des Elektronenspins $s = 1/2$ seines Elektrons ein *Dublettspektrum*, die entsprechende Feinaufspaltung der Terme ist im Energieschema für die rote Wasserstofflinie H_α dargestellt (Abb. 2). Danach besteht H_α aus 7 Kom-



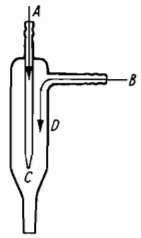
2 Feinstruktur der Wasserstofflinie H_α bei 656,3 nm. δ Lamb-Verschiebung

ponenten; experimentell wurden jedoch nur 3 Komponenten einwandfrei getrennt. Die Theorie der Feinstruktur beim Wasserstoffatom wurde nach der alten Quantentheorie relativistisch von Sommerfeld, später unter Einbeziehung des Elektronenspins nach der Diracschen Theorie des Elektrons behandelt. Letztere führte zu der Formel für die Wasserstoffterme $T_{n,j} = RZ^2/n^2 + R\alpha^2(Z^4/n^4) \cdot [n/(j + 1/2) - 3/4]$. Hierbei ist $j = l \pm 1/2$, $l = 0, 1, 2, \ldots$ die Quantenzahl für den Bahndrehimpuls des Elektrons, $\alpha = 1/137$ die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, Z die Kernladungszahl, n die Hauptquantenzahl, j die oft als innere Quantenzahl bezeichnete Quantenzahl für den Betrag des aus Bahndrehimpuls und Spin zusammengesetzten Gesamtdrehimpulses des Elektrons.

Optische Beobachtungen mit erhöhter Genauigkeit führten schon 1939 zu der Vermutung (Houston, Pasternack), daß im Niveau $n = 2$ zwischen den Feinstrukturtermen $^2S_{1/2}$ und $^2P_{1/2}$, die die gleiche Energie haben sollten, eine Termdifferenz von 0,03 cm^{-1} vorhanden sei. Ende der 40er Jahre wurde diese Termdifferenz von Lamb und Retherford mittels hochfrequenzspektroskopischer Methoden mit großer Genauigkeit gemessen. Die Versuchsanordnung bestand in einem Wasserstoffatomstrahl, von dem ein kleiner Teil der Atome durch Elektronenbeschuß in den Zustand $n = 2$ angeregt wurde. Die Atome im Zustand $^2S_{1/2}$ sind metastabil, weil sie nach der Auswahlregel $\Delta L = \pm 1$ nicht mit dem Grundzustand kombinieren dürfen. Sie haben daher im angeregten Zustand eine Lebensdauer von etwa 10^{-3} s, in der sie noch als angeregte Atome eine Metallfläche erreichen, aus der sie auf Grund ihrer Anregungsenergie Elektronen herausschlagen. Ein Wechselfeld der Frequenz, die gleich der Frequenzdifferenz der beiden Zustände $S_{1/2}$ und $P_{1/2}$ ist, überführt Atome aus dem metastabilen in den instabilen Zustand $^2P_{1/2}$, so daß bei dieser Frequenz der Elektronenstrom am Auffänger abfällt. Die Versuche ergaben für die Termdifferenz einen Termabstand von 1056,2 MHz, in Wellenzahlen $\Delta\lambda^{-1} = 0{,}0352\ \mathrm{cm}^{-1}$, um die $^2S_{1/2}$ höher liegt als $^2P_{1/2}$ (*Lamb-Verschiebung*). Theoretisch wurde die Lamb-Verschiebung von Bethe u. a. aus der Quantenelektrodynamik auf einen Einfluß des Strahlungsfeldes auf die Energieniveaus der Atomhülle zurückgeführt. Sie existiert auch bei höheren Wasserstoffzuständen und ist ungefähr proportional zu n^{-3}.

Hyperfeinstruktur des Grundzustandes. Der Kern des Wasserstoffatoms, das Proton, hat einen Kernspin $I = 1/2$ und ein magnetisches Moment $\mu_p = +2{,}79$ Kernmagnetonen (Hyperfeinstruktur von Atomlinien). Zwischen dem Elektron und dem Kern besteht eine magnetische Wechselwirkung. Das Proton und das Elektron können mit ihren Spins entweder parallel (Gesamtdrehimpulsquantenzahl für Kern und Elektron $F = 1$) oder antiparallel ($F = 0$) stehen. Die beiden Zustände unterscheiden sich energetisch um den Betrag der Hyperfeinaufspaltung des Wasserstoffgrundzustandes. Die Frequenzdifferenz beträgt $\Delta\nu = 1420{,}4058 \pm 0{,}00006$ MHz. Diese Aufspaltung ist nur verträglich mit der Annahme eines magnetischen Moments des Elektrons von $1{,}001146 \pm 0{,}000012$ Bohrschen Magnetonen (*anomales magnetisches Moment des Elektrons*). Auch diese Abweichung vom Wert 1 Bohrsches Magneton, den das magnetische Moment des Elektrons nach der Diracschen Theorie haben sollte, ist aus der Quantenelektrodynamik hergeleitet worden.

Zwischen den Hyperfeinniveaus des Wasserstoffgrundzustandes gibt es strahlende Übergänge durch magnetische Dipolstrahlung. Die

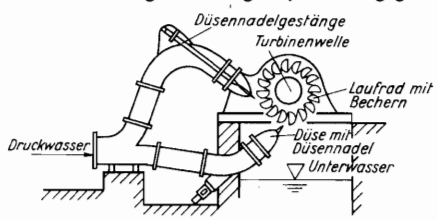


Wasserstrahlpumpe

dabei emittierte Wellenlänge ist die in Wasserstoff enthaltenden Gebieten des Kosmos emittierte Strahlung der Wellenlänge 21,1049 cm.

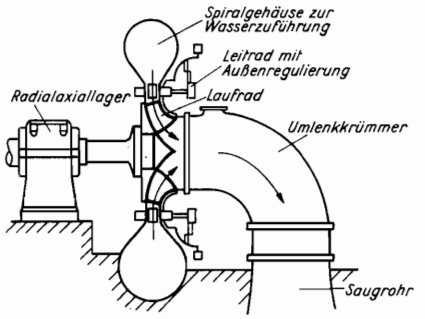
Wasserstrahlpumpe, Vakuumpumpe für geringes Vakuum. Ihr Arbeitsprinzip wurde von Bunsen angegeben. Ein Wasserstrahl entströmt mit großer Geschwindigkeit einer sich verjüngenden Düse. Die innerhalb des Mantels eingeschlossenen Luftmoleküle werden von dem Wasserstrahl mitgerissen und auf diese Weise in die atmosphärische Außenumgebung gedrückt. Für die aus dem Mantel abgeführte Luft strömt Ersatz aus dem zu evakuierenden Gefäß durch den Stutzen *A* nach. Der erreichbare Enddruck hängt von der Form der Düse *C* und dem Dampfdruck des Wassers ab, der bei Leitungswasser von 15 °C etwa 15 Torr beträgt. W.n sind die einfachsten und billigsten Vakuumpumpen, sie werden aus Glas, Metall oder Kunststoff hergestellt. Besonders geeignet sind sie für Arbeiten in Laboratorien, bei denen nur ein geringes Vakuum benötigt wird. Für Arbeiten mit aggressiven Substanzen werden W.n aus Kunststoff verwendet.

Wasserturbine, eine Kraftmaschine, in der die mechanische Energie des durch Rohrleitungen oder offene Gerinne zugeleiteten Wassers auf ein rotierendes Laufrad übertragen wird. Für die Wasserkraftnutzung ist nur die potentielle Energie des Wassers von praktischer Bedeutung; die kinetische Energie, gekennzeichnet durch die Fließgeschwindigkeit, ist demgegenüber vernachlässigbar klein. Die Leistung ist eine Funktion aus Wasserstrom und Fallhöhe.



1 Peltonturbine

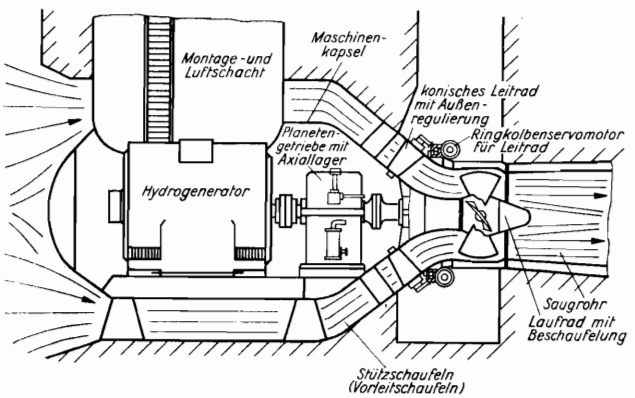
W.n können eingeteilt werden in Gleich- und Überdruckturbinen. 1) Bei *Gleichdruckturbinen* erfolgt die Umsetzung der potentiellen Energie bereits vor dem Laufrad. Der Hauptvertreter dieser Art ist die *Peltonturbine* (Abb. 1), die mit Fallhöhen von 100 bis etwa 2000 m arbeitet. Das zuströmende Wasser tritt durch eine oder mehrere Düsen mit großer Geschwindigkeit aus und trifft als freier Strahl tangential auf ein Rad, das am Umfang becherförmige Schaufeln mit einer Schneide in der Mitte trägt (Peltonrad). Hierdurch wird der Wasserstrahl in zwei Halbstrahlen zerteilt, die die Schaufelmulden durchfließen und ihre Energie an das Laufrad abgeben. Nach dem Austritt aus den Schaufeln fällt das Wasser frei in den Untergraben. 2) Bei *Überdruckturbinen* geht im Gegensatz zu den Gleichdruckturbinen die Umsetzung der potentiellen Energie im Laufrad vor sich. a) Die *Francisturbine* (Abb. 2) eignet sich für Fallhöhen



2 Francisturbine (Spiralturbine)

bis etwa 450 m, wobei sie bis 15 m als Schachtturbine und darüber als Spiralturbine ausgeführt wird. Bei der Schachtturbine strömt das Wasser zunächst in einen Betonschacht, bei der Spiralturbine in ein Spiralgehäuse. Im Inneren des Schachtes oder des Spiralgehäuses befindet sich das Leitrad, ausgeführt als Kranz mit schräggestellten drehbaren Schaufeln. Das Leitrad gibt dem Wasser eine bestimmte Richtung zum Laufrad (Drall) und wandelt potentielle in kinetische Energie um. Das Laufrad befindet sich innerhalb des Leitrades und hat räumlich gekrümmte Schaufeln. Infolge dieser Krümmung wird das radial eintretende Wasser stetig bis zum axialen Austritt umgelenkt und versetzt das Laufrad in Umdrehungen. Hinter dem Laufradaustritt gelangt das Wasser über einen Umlenkkrümmer in ein konisch erweitertes Saugrohr, in dem die kinetische in potentielle Energie umgewandelt wird.

b) Die *Kaplanturbine* wird vorzugsweise für Wasserkraftanlagen mit Fallhöhen bis zu 80 m und mit größeren Schwankungen in der Wassermenge eingesetzt. Sie kann als Schachtturbine (Schacht meist spiralförmig ausgebildet) oder als Spiralturbine gebaut sein. Das Wasser wird dem Laufrad über ein Leitrad radial zugeführt. Nach dem Leitrad durchströmt es einen schaufellosen Ringraum, in dem es in axiale Richtung umgelenkt und dem Laufrad, das verstellbare Schaufeln trägt, zugeführt wird. Nach dem Austritt wird die noch vorhandene kinetische Energie zur Verbesserung des Wirkungsgrades in potentielle Energie rückgewandelt. Neuerdings werden Kaplanturbinen als Rohrturbinen ausgeführt (Abb. 3).



3 Kaplanturbine

Lit. Albring u. Lindner: Wasserkraftmaschinen, Lehrbriefe für das Fernstudium, 2. Ausgabe (Berlin 1966); Quantz u. Meerwarth: Wasserkraftmaschi-

nen (11. Aufl. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1963); Thiel: Wasserkraftanlagen, Wasserkraftmaschinen, Lehrwerk für das Ingenieur-Fernstudium, Tl 1 und 2 (Karl-Marx-Stadt 1967); Witte: Handb. der Energiewirtschaft, Bd 2 (Berlin 1960).

Wasserwaage, alte Bezeichnung für → Richtwaage.

Wasserwellen, → Oberflächenwellen.

Wasserwert, die gesamte → Wärmekapazität einer Apparatur bei kalorimetrischen Messungen, die im allgemeinen aus einem Gefäß, Thermometer u. a. besteht. Der W. W eines Kalorimeters ist durch die Summe der W.e derjenigen Kalorimeterteile, deren Temperatur sich während der Messung ändert, gegeben: $W = \Sigma\, mc$. Dabei bedeuten m die Massen und c die spezifischen Wärmekapazitäten der Einzelteile.

Watsonsche Regel, Regel für das Verhältnis der Verdampfungswärmen H_V einer Flüssigkeit bei zwei verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2: $(\Delta H_V)_1/(\Delta H_V)_2 = [(1 - T_{r1})/(1 - T_{r2})]^{0,38}$. Hierbei sind T_{r1} und T_{r2} die den Temperaturen T_1 und T_2 entsprechenden reduzierten Temperaturen T/T_{krit}.

Watt, W, SI-Einheit der Leistung. Vorsätze erlaubt. 1) Das Watt ist die Leistung eines gleichmäßig ablaufenden Vorgangs, bei dem in der Zeit 1 s die Arbeit 1 J verrichtet wird. 2) Das Watt ist die elektrische Leistung eines Stromes der Stärke 1 A in einem Leiter, an dessen Enden die Spannung 1 V herrscht. Zur Angabe von elektrischen Scheinleistungen ist der Name Voltampere (V · A), von elektrischen Blindleistungen der Name Var (var) zulässig. 3) Das Watt ist der Strahlungsfluß der spektralen Dichte 1 W/m² · sr auf einer Fläche von 1 m² in den Raumwinkel 1 sr. 1 W = 1 J/s = A · V = 1 m² · kg · s⁻³.

Wattmeter, svw. elektrischer Leistungsmesser.

Wattsekunde, W · s, Ws, SI-Einheit für Arbeit und Energie. Eigenname ist Joule (J). Vorsätze erlaubt. 1 W · s = 1 J = 1 N · m = 1 m² · kg · s⁻².

Wattstunde, W · h, Wh, inkohärente Einheit der Arbeit. Vorsätze erlaubt. 1 W · h = 3,6 · 10³ J.

Wb, → Weber.

Wb/A, → Henry.

Wbm, Wb · m, → Webermeter.

We, → Weberzahl.

Weber, Wb, **1)** SI-Einheit des magnetischen Flusses. Vorsätze erlaubt. Das Weber ist der magnetische Fluß, der in einer ihn umschlingenden Windung die elektrische Spannung 1 V induziert, wenn er während der Zeit 1 s gleichmäßig auf Null abnimmt. 1 Wb = 1 V · s = 1 N · m/A = 1 m² · kg · s⁻² · A⁻¹.

2) SI-Einheit der magnetischen Polstärke nach Coulomb. Das Weber ist die Coulombsche magnetische Polstärke eines Pols, auf den in einem magnetischen Feld der Feldstärke 1 A/m die Kraft 1 N ausgeübt wird.

Weber/Ampere, svw. Henry.

Weber-Fechnersches-Gesetz, → Lautstärke.

Webermeter, Wb · m, Wbm, SI-Einheit des magnetischen Momentes nach Coulomb. Vorsätze erlaubt. Das Webermeter ist das Coulombsche magnetische Moment von zwei entgegengesetzt gleichen magnetischen Polen der Polstärke 1 Wb im Abstand 1 m. 1 Wb · m = 1 m³ · kg · s⁻² · A⁻¹.

Weberzahl, We, eine → Kennzahl, das Verhältnis von Trägheitskraft zu Oberflächenspannungskraft in Strömungen: $We = \varrho \cdot c^2 \cdot l/C$; dabei bedeuten ϱ die Dichte, C die Kapillarkonstante des Strömungsmediums, c die Geschwindigkeit, l die charakteristische Länge. Die W. ist von Bedeutung für die Blasenbildung und den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen (→ Geschwindigkeitsziffer).

Wechselgröße, svw. Wechselstromgröße.

Wechselrichter, ein elektrisches Gerät (→ Stromrichter) zum direkten Umformen von Gleichstrom in ein- oder mehrphasigen Wechselstrom. Man verwendet dazu steuerbare → elektrische Ventile, die in der Schaltung so kombiniert und wechselweise auf- und zugesteuert werden, daß dem Wechselstromverbraucher Ströme geliefert werden, deren Polarität periodisch umgeschaltet wird. Ist der Verbraucher ein Wechselstromnetz, in das von einer Gleichstromenergiequelle eingespeist werden soll, so muß durch eine geeignete stetige Umsteuerung der elektrischen Ventile der zeitliche Verlauf des wechselgerichteten Stromes der Sinusform angenähert werden. Die Steuerung selbst muß von dem Wechselstromnetz her synchronisiert werden, um Übereinstimmung der Phasenlagen zu erzielen. Für diesen starkstromtechnischen Anwendungsfall werden ausschließlich mit Quecksilberdampf gefüllte Gasentladungsventile (→ elektrisches Ventil) verwendet.

In der Schwachstromtechnik benützt man W. insbesondere, um aus Gleichstromquellen geringer Spannung, z. B. aus elektrochemischen Elementen, Einphasenwechselspannungen zu erzeugen, die mitunter bis zu einigen 1000 V betragen können. Als steuerbare elektrische Ventile verwendet man dafür vorzugsweise Transistoren in Sperrschwingerschaltung, die eine rechteckförmige Wechselspannung liefert; diese wird anschließend mit einem Transformator auf die gewünschte Ausgangsspannung hochtransformiert.

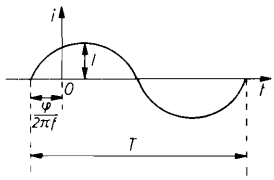
Wechselsatz, → Atomspektren.

Wechselstrom, ein elektrischer → Strom, dessen Stärke und Richtung sich im Gegensatz zum → Gleichstrom periodisch mit der Zeit ändern. Das arithmetische Mittel der Augenblickswerte eines W.s ist Null. Als Periode eines W.s wird der Zeitabschnitt T bezeichnet, nach dessen Ablauf sich der gleiche Vorgang wiederholt. Die Periodenzahl je Sekunde ist die Frequenz $f = \frac{1}{T}$, ihre Einheit ist das Hertz (Hz).

Periodische Vorgänge beliebiger Kurvenform lassen sich in eine Reihe periodischer Schwingungen zerlegen (Fourier-Analyse). Es wird deshalb unterschieden zwischen einwelligen Sinusströmen und mehrwelligen Strömen, d. h. Strömen, die sich aus einer Reihe von Sinusströmen zusammensetzen lassen. Als *Grundwelle* wird diejenige Sinuswelle bezeichnet, deren Periodendauer mit derjenigen des gegebenen periodischen Vorgangs übereinstimmt. *Oberwellen* oder *Oberschwingungen* sind Sinuswellen mit kleinerer Periodendauer, d. h. mit höheren Frequenzen.

Ein reiner sinusförmiger W. läßt sich durch die Gleichung $i = \hat{I} \sin(\omega t + \varphi)$ darstellen. Dabei ist i der Augenblickswert des Wechsel-

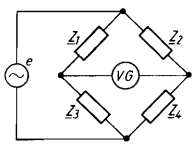
stroms, $\check{I}$ der Scheitelwert oder die Amplitude, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz, t die Zeit und φ der Phasen(verschiebungs)winkel. Für eine einzige Wechselstromgröße kann $\varphi = 0$ gesetzt werden, da die Zeitzählung beliebig gewählt werden kann. Bei Vorhandensein mehrerer Wechselstromgrößen müssen die Phasenverhältnisse beachtet werden, und φ ist unentbehrlich zur Festlegung der gegenseitigen Phasenbeziehungen.



Zeitlicher Verlauf eines Wechselstromes

Der Effektivwert, das ist der quadratische Mittelwert eines W.s, ergibt sich zu $I_{\text{eff}} = \check{I}/\sqrt{2}$. Er ist dadurch gekennzeichnet, daß er in der Zeiteinheit in einem Widerstand R die gleiche Wärmemenge erzeugt wie ein Gleichstrom der Größe $I_0 = I_{\text{eff}}$. Der Augenblickswert eines mehrwelligen Stromes ist $i = \check{I}_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + \check{I}_2 \sin(2\omega t + \varphi_2) + \check{I}_3 \sin(3\omega t + \varphi_3) + \cdots$ und der zugehörige Effektivwert

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\check{I}_1^2 + \check{I}_2^2 + \check{I}_3^2 + \cdots}{2}}.$$

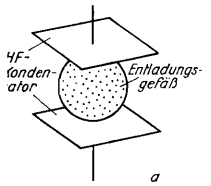


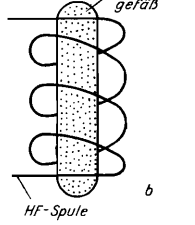
Allgemeine Wechselstrombrücke. $\underline{Z}_1$ bis $\underline{Z}_4$ komplexe Wechselstromwiderstände, *VG* Vibrationsgalvanometer, *e* Wechselspannungsquelle

Die üblichen technischen Wechselstromfrequenzen liegen zwischen 40 und 60 Hz (in Europa 50 Hz, in den USA 60 Hz). Für die Wahl dieser Frequenz war maßgebend, daß bei Glühlampen kein Flimmern bemerkbar sein darf ($f > 30$ Hz). Für reine Kraftanlagen, z. B. für den Betrieb elektrischer Bahnen, wird oft W. mit Frequenzen von 15, $16^2/_3$ und 25 Hz verwendet.

Wechselstrombogen, mit Wechselspannung betriebene Bogenentladung.

Wechselstrombrücke, Meßbrückenschaltung zum Bestimmen von Wechselstromwiderständen (Abb.). W.n enthalten mindestens einen Zweig mit komplexen Widerständen, wobei die Art der Vergleichsimpedanz dem Meßzweck entspricht. Für die W. in allgemeiner Form gilt als Abgleichbedingung $\underline{Z}_1/\underline{Z}_2 = \underline{Z}_3/\underline{Z}_4$ und hiernach $\underline{Z}_1\underline{Z}_4 = \underline{Z}_2\underline{Z}_3$ und $\varphi_1 + \varphi_4 = \varphi_2 + \varphi_3$ mit den Impedanzen $\underline{Z}_1$ bis $\underline{Z}_4$ und den Phasenwinkeln φ_1 bis φ_4. Bei den W.n ist besonders auf Maßnahmen gegen störende Induktivitäten und Kapazitäten zu achten. Zu den W.n gehört auch die → Schering-Brücke.





Plasmaerzeugung in Hochfrequenzentladungen: *a* kapazitiv, *b* induktiv

Wechselstromentladung, elektrische Gasentladung, die mit Wechselspannung gespeist wird. Da Katode und Anode ständig im Rhythmus der Wechselspannung ihre Rollen vertauschen, verläuft der Mechanismus der Gasentladung hierbei wesentlich anders als bei Gleichstromentladungen. Die bei Gleichstromentladungen so bedeutungsvollen katodennahen Entladungsteile büßen ihre Vorzugsstellung ein. Außerdem sind Geometrie und Material der Elektroden bei W.en nur von geringem Einfluß. *Hochfrequenzentladungen* (Abb.) kann die Spannung nicht nur über gewöhnliche Elektroden, sondern auch elektrodenlos zugeführt werden. Die Ionisation des Gases erfolgt dann durch induktive oder kapazitive Ströme von außen her.

Wechselstromgröße, *Wechselgröße*, in der Elektrotechnik im weiteren Sinne zeitlich veränderliche Größe (Strom, Spannung, Feld), deren Mittelwert Null ist; im engeren Sinne eine zeitlich periodisch verlaufende Größe, deren Mittelwert über eine volle Periode Null ist. Bestimmungsgrößen der W. sind Augenblickswert, Scheitelwert, Effektivwert, Frequenz u. a. Die positiven und negativen Größtwerte (Scheitelwerte, Maximalwerte) der Wechselgröße sind gleich groß. Der Effektivwert ist der quadratische Mittelwert einer W., z. B. der Effektivwert der elektrischen Stromstärke $I_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{i^2}} = \sqrt{\frac{1}{T}\int i^2\,\mathrm{d}t} = \check{I} \cdot \sqrt{\overline{\sin^2 \omega t}} = \check{I}/\sqrt{2}$. Dabei sind i der Augenblickswert der Stromstärke und T die Periodendauer. Der Scheitelfaktor gibt das Verhältnis des Scheitelwerts einer W. zum Effektivwert an, der Formfaktor wird als Verhältnis des Effektivwerts zum arithmetischen Mittelwert einer Halbwelle zur Beurteilung der Kurvenform der W. herangezogen. Am häufigsten werden in der Elektrotechnik zeitlich sinusförmige Größen angewendet. Weichen W.n vom zeitlich sinusförmigen Verlauf ab, so spaltet man oft durch eine Fourier-Zerlegung die Grundwelle ab und zieht zur näherungsweisen Berechnung das Betriebsverhalten elektrischer Stromkreise oder elektrischer Geräte heran. Für eine sinusförmige W. $a = \check{a}\cos(\omega t + \varphi_a)$ wird der Effektivwert $A = \check{a}/\sqrt{2}$. Dabei bedeuten a den Augenblickswert oder Momentanwert, $\check{a}$ den Maximalwert (Amplitude); $\omega = 2\pi \cdot f$, wobei f die Frequenz ist; φ_a ist der Phasenwinkel. $\sqrt{2}$ ist der Scheitelfaktor. Für eine Rechteckkurve wird der Scheitelfaktor 1 und für eine Dreieckkurve $\sqrt{3}$, seine Größe ist für die Beurteilung der Beanspruchung der Isolation wichtig. In der Wechselstromtechnik werden meist nur die für die Leistungs- und Energieumsetzung wichtigen Effektivwerte der Ströme und Spannungen genannt. Sie werden von den wichtigsten Meßgeräten (Weicheisenmeßwerk, Hitzdrahtmeßwerk u. a.) direkt angezeigt.

Häufig wird in der Wechselstromtechnik mit komplexen Größen gerechnet. Für den komplexen Augenblickswert $\underline{a}$ gilt $\underline{a} = \check{a}[\cos(\omega t + \varphi_a) + \mathrm{j}\sin(\omega t + \varphi_a)] = \check{a}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi_a} \cdot \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$. Im Gegensatz zur Schreibweise der Mathematik ist, um Verwechslungen mit der Stromstärke i zu vermeiden, $\mathrm{j} = \sqrt{-1}$ eingesetzt worden. Den Augenblickswert erhält man durch $a = \mathrm{Re}\{\underline{a}\}$. Die Darstellung erfolgt in der komplexen Ebene (→ Zeigerdiagramm), wobei entweder der ruhende Amplitudenzeiger $\underline{\check{A}} = \check{a}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi_a}$ oder häufiger der ruhende Effektivwertzeiger $\underline{A} = \frac{\check{a}}{\sqrt{2}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\varphi_a}$ aufgezeichnet wird. Die Zeigerlänge (Betrag) gibt die Amplitude bzw. den Effektivwert an. Unter der Voraussetzung gleicher Frequenz ist die Phasenverschiebung zwischen Spannung $\underline{U}$ und Stromstärke $\underline{I}$ bei einem Zweipol (z. B. einem Verbraucher) zeitlich konstant und beträgt φ. Als *komplexer Widerstand* (*Wechselstromwiderstand, Impedanz*, wenig zutreffend

auch *Scheinwiderstand* genannt) wird $\underline{Z} = R + jX = \underline{U}/\underline{I}$ eingeführt, mit dem *Wirkwiderstand R* als Realteil, der, solange der Skineffekt keine Rolle spielt, gleich dem *Gleichstromwiderstand* ist, d. h. dem ohmschen Widerstand bei Gleichstrom, und dem *Blindwiderstand X* (*Reaktanz*) als Imaginärteil, → Wechselstromwiderstände. Der reziproke Wert des Wechselstromwiderstandes heißt *Scheinleitwert*, der des Wirkwiderstands *Leitwert* und der der Reaktanz *Blindleitwert*.

Die → *Wechselstromleistung* wird im Wechselstromkreis erzeugt und verbraucht.

Wechselstromkompensator, → Kompensator.

Wechselstromleistung, die elektrische Leistung eines Wechselstromes. Die *Momentanleistung* $p(t)$ ergibt sich aus dem Produkt $u \cdot i$ der Momentanwerte von Strom und Spannung. Mit $u = \check{U} \sin(\omega t + \varphi)$ und $i = \check{I} \sin \omega t$ folgt $p(t) = \check{U}\check{I} \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi)$. Dabei sind $\check{U}$ bzw. $\check{I}$ die Amplituden von Spannung und Strom, $\omega = 2\pi \cdot f$ ist die Kreisfrequenz des Wechselstroms, φ gibt die Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom an.

Die *Wirkleistung* P_W ergibt sich durch Mittelung der Momentanleistung $p(t)$ über eine Periode T: $P_W = (1/T) \int_0^T p(t)\,dt = (1/2)\,\check{U}\check{I} \cos\varphi$.

Führt man die Effektivwerte $U_{eff} = \check{U}/\sqrt{2}$ und $I_{eff} = \check{I}/\sqrt{2}$ für Spannung und Strom ein, so ergibt sich $P_W = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot \cos\varphi$. Man bezeichnet dabei $\cos\varphi$ als → Leistungsfaktor. Die Wirkleistung P_W ist maximal, wenn $\varphi = 0$ ist, wenn also Spannung und Strom in Phase sind. P_W wird Null für $\varphi = \pm\pi/2$, d. h. für reine induktive oder kapazitive Belastung des Wechselstromkreises.

Als *Blindleistung* P_B bezeichnet man die Größe $P_B = U_{eff} \cdot I_{eff} \sin\varphi$.

Unter *Scheinleistung* P_S versteht man den Ausdruck $P_S = U_{eff} \cdot I_{eff} = \sqrt{P_W^2 + P_B^2}$.

Der mathematische Zusammenhang zwischen Scheinleistung, Wirkleistung und Blindleistung wird einprägsam durch das Leistungsdreieck verdeutlicht (Abb.). Die entsprechenden Zerlegungen von Stromstärke und Spannung in der komplexen Ebene definieren *Wirkstrom* und *Blindstrom* bzw. *Wirkspannung* und *Blindspannung*.

In der Wechselstromtechnik werden außer der Einheit Watt (W), die hier insbesondere die Einheit der Wirkleistung darstellt, die Einheiten Voltampere (VA) für Scheinleistungen und Var (var), früher auch häufig Blindwatt (bW) genannt, für die Angabe von Blindleistungen verwendet.

Soweit W.en nicht absichtlich hervorgerufen werden, werden sie auch oft *Wechselstromverluste* oder *Wechselstromverlustleistungen* genannt.

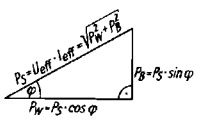
Wechselstrommaschine, → elektrische Maschine.

Wechselstromrechnung, → komplexe Wechselstromrechnung, → Wechselstromgröße.

Wechselstromverluste, 1) → Wechselstromleistung.

2) *W. in Supraleitern* treten beim Belasten von Supraleitern mit Wechselstrom oder bei Anwesenheit von Supraleitern in magnetischen Wechselfeldern auf und können durch einen Ersatzwiderstand beschrieben werden. *Supraleiter 1. Art* haben unterhalb einer Frequenz ν des Wechselfeldes bzw. Wechselstroms, die mit der Energielücke 2Δ durch die Beziehung $h\nu = 2\Delta$ verknüpft ist, sehr geringe W., da die Energie der Strahlungsquanten dort nicht zum Aufbrechen der Cooper-Paare genügt. Die unterhalb dieser Frequenz vorhandenen sehr geringen W. sind im wesentlichen durch Oberflächeninhomogenitäten bedingt und können durch sorgfältige Vorbehandlung der Oberfläche praktisch zum Verschwinden gebracht werden (→ Oberflächenimpedanz). *Supraleiter 2. Art* haben wesentlich größere W. als Supraleiter 1. Art, wenn das Wechselfeld die untere kritische Feldstärke H_{c1} überschreitet. Es setzt dann Flußfließen ein, wobei sich die W. durch die Wirbelstromdämpfung im normalleitenden Kern der sich bewegenden Flußschläuche ergeben.

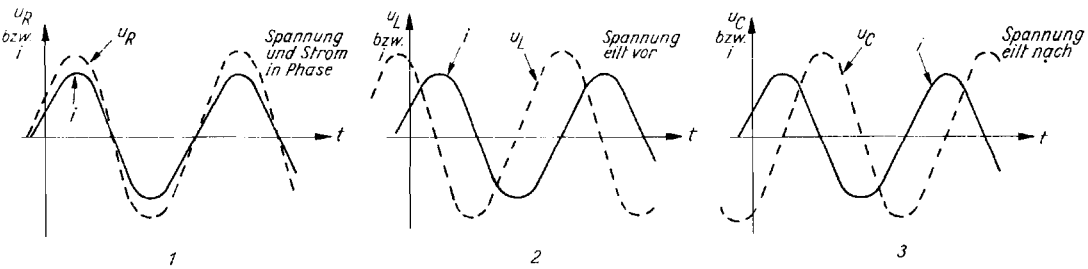
Nichtideale Supraleiter 2. Art weisen noch höhere W. auf, die mit der Hysterese der Magnetisierungskurve verknüpft sind. Sie sind der von der Magnetisierungskurve umschlossenen Fläche und der Frequenz des Wechselfeldes bzw. Wechselstroms proportional. Da die von der Magnetisierungskurve umschlossene Fläche wiederum den geometrischen Abmessungen des nichtidealen Supraleiters 2. Art proportional ist, kann man durch feine Unterteilung auch bei nichtidealen Supraleitern 2. Art zu tragbaren W.n kommen.



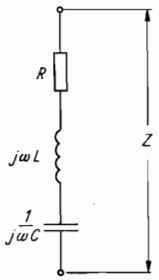
Wechselstromleistung. Leistungsdreieck

Wechselstromwiderstände, die in einem Wechselstromkreis auftretenden Wirkwiderstände, induktiven Widerstände von Spulen und kapazitiven Widerstände von Kondensatoren.

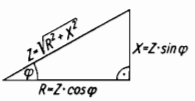
1) *Wirkwiderstand.* Fließt durch den Wirkwiderstand R ein Wechselstrom $i = \check{I} \cos\omega t$, so liegt an ihm die Spannung $u_R = Ri = R\check{I}\cos\omega t$



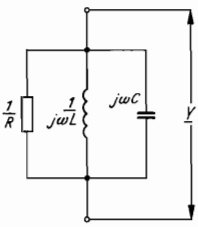
Wechselstromwiderstände. *1* Verlauf von Spannung und Strom am Wirkwiderstand R. *2* Verlauf von Spannung und Strom am induktiven Widerstand ωL. *3* Verlauf von Spannung und Strom am kapazitiven Widerstand $\frac{1}{\omega C}$



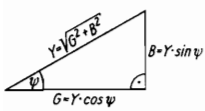
4 Reihenschaltung eines Wirkwiderstandes, einer Spule und eines Kondensators



5 Widerstandsdreieck



6 Parallelschaltung eines Wirkwiderstandes, einer Spule und eines Kondensators



7 Leitwertdreieck

$\equiv \check{U}_R \cos \omega t$. $\check{I}$ und $\check{U}_R$ sind die Amplituden (Maximalwerte, Spitzenwerte) von Strom bzw. Spannung, ω ist die Kreisfrequenz des Wechselstroms. Beim Wirkwiderstand sind also Strom und Spannung in Phase (Abb. 1), und es gilt für die Amplituden $\check{U}_R = R \cdot \check{I}$.

2) *Induktiver Blindwiderstand.* Schaltet man eine Spule der Induktivität L in den Kreis, so liegt an ihr die Spannung $u_L = L \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = -\omega L \check{I} \cdot \sin \omega t = \omega L \check{I} \cos(\omega t + \pi/2) \equiv \check{U}_L \cos(\omega t + \pi/2)$. Die Spannung eilt daher dem Strom um $\pi/2$ oder 90° voraus (Abb. 2), und für die Amplituden gilt $\check{U}_L = \omega L \check{I}$. Eine Induktivität L im Wechselstromkreis besitzt infolgedessen einen Wechselstromwiderstand $X_L = \omega L$, den man als induktiven Blindwiderstand oder Induktanz bezeichnet.

3) *Kapazitiver Blindwiderstand* oder *Kapazitanz.* An einem Kondensator C, durch den ein Strom $i = \check{I} \cos \omega t$ fließt, liegt die Spannung $u_c = \frac{1}{C} \int i \, \mathrm{d}t = \frac{1}{\omega C} \check{I} \sin \omega t = \frac{1}{\omega C} \check{I} \cos(\omega t - \pi/2) \equiv \check{U}_c \cos(\omega t - \pi/2)$. Die Spannung eilt dem Strom um $\pi/2$ oder 90° nach (Abb. 3). Für die Amplituden gilt $\check{U}_c = \frac{1}{\omega C} \check{I}$. Ein Kondensator stellt daher einen Wechselstromwiderstand $X_C = \frac{1}{\omega C}$ dar, den man als kapazitiven Blindwiderstand bezeichnet.

Leitwerte sind die reziproken Werte der Widerstände. Man unterscheidet zwischen *Wirkleitwert* $G = 1/R$, *induktivem Blindleitwert* $B_L = \frac{1}{\omega L}$ und *kapazitivem Blindleitwert* $B_C = \omega C$.

Reihenschaltung von W.n. Der Gesamtwiderstand einer Reihen- oder Parallelschaltung von W.n sowie die Phasenbeziehungen zwischen Strom und Spannung werden zweckmäßigerweise mit Hilfe der → komplexen Wechselstromrechnung ermittelt. Bei der Reihenschaltung von W.n ergibt sich der komplexe Gesamtwiderstand als Summe der komplexen Teilwiderstände.

Schaltet man einen Wirkwiderstand R, eine Spule der Induktivität L und einen Kondensator der Kapazität C in Reihe (Abb. 4), so findet man für den *komplexen Gesamtwiderstand* $\underline{Z} = R + \mathrm{j}\omega L + \frac{1}{\mathrm{j}\omega C} \equiv R + \mathrm{j}X \equiv Z e^{\mathrm{j}\varphi}$, wobei $\mathrm{j} = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit darstellt. Sein Absolutwert Z wird *Scheinwiderstand* oder *Impedanz* genannt: $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{R^2 + X^2}$. $R = Z \cos \varphi$ heißt *Wirkwiderstand* oder *Resistanz* und $X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = Z \sin \varphi$ *Blindwiderstand* oder *Reaktanz.*

Für den Phasenwinkel φ, der die Phasenverschiebung zwischen Spannung und Strom angibt, erhält man $\varphi = \arctan \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} = \arctan X/R$. Ist $\varphi > 0$, so eilt die Spannung dem Strom voraus, bei $\varphi < 0$ ist es umgekehrt.

Zur Veranschaulichung des zusammengesetzten Wechselstromwiderstands dient das *Widerstandsdreieck* (Abb. 5), an dem der Zusammenhang der einzelnen Größen klar wird. Trägt man die komplexen Widerstände als Zeiger in der komplexen Gaußschen Zahlenebene auf, so erhält man das Zeigerdiagramm der Widerstände (→ komplexe Wechselstromrechnung).

Parallelschaltung von W.n. Bei Parallelschaltung von W.n ergibt sich der komplexe Gesamtleitwert, also der reziproke komplexe Gesamtwiderstand, aus der Summe der komplexen Leitwerte der Teilwiderstände.

Eine Parallelschaltung von R, L, C (Abb. 6) hat den komplexen *Gesamtleitwert* $\underline{Y} = \frac{1}{R} + \mathrm{j}\omega C + \frac{1}{\mathrm{j}\omega L} = G + \mathrm{j}B = Y e^{\mathrm{j}\psi}$. Der Absolutwert Y wird als *Scheinleitwert* oder *Admittanz* bezeichnet: $Y = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2} = \sqrt{G^2 + B^2}$. Dabei heißt $G = \frac{1}{R} = Y \cos \psi$ *Wirkleitwert* oder *Konduktanz* und $B = \omega C - \frac{1}{\omega L} = Y \sin \psi$ *Blindleitwert* oder *Suszeptanz.*

Für den Phasenwinkel ψ, der die Phasenverschiebung von Strom und Spannung angibt, findet man $\psi = \arctan \frac{\omega C - \frac{1}{\omega L}}{\frac{1}{R}} = \arctan \frac{B}{G}$.

Ist $\psi > 0$, so eilt der Strom der Spannung voraus, bei $\psi < 0$ eilt die Spannung dem Strom voraus. Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Größen wird durch das *Leitwertdreieck* verdeutlicht (Abb. 7).

Umrechnung von komplexem Widerstand und komplexem Leitwert. Soll ein komplexer Widerstand $\underline{Z} = R + \mathrm{j}X$ in einen komplexen Leitwert $\underline{Y} = G + \mathrm{j}B$ umgerechnet werden oder umgekehrt, so kann dies nach folgenden Beziehungen erfolgen:

komplexer Widerstand $\xleftarrow{\underline{Z} = \underline{Y}^{-1}}$ komplexer Leitwert

$\underline{Z} = R + \mathrm{j}X = Z e^{\mathrm{j}\varphi}$	$\underline{Y} = G - \mathrm{j}B = Y e^{\mathrm{j}\psi}$
$R = \frac{G}{G^2 + B^2}$	$G = \frac{R}{R^2 + X^2}$
$X = -\frac{B}{G^2 + B^2}$	$B = -\frac{X}{R^2 + X^2}$
$Z = \frac{1}{\sqrt{G^2 + B^2}}$	$Y = \frac{1}{\sqrt{R^2 + X^2}}$
$\varphi = -\psi$	$\psi = -\varphi$

Lit. Meinke u. Gundlach: Taschenb. der Hochfrequenztechnik (3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Taschenb. Elektrotechnik, Bd 1, Grundlagen (Berlin 1963).

Wechselwelle, → seismische Welle.

Wechselwirkung, die gleichzeitige gegenseitige Einwirkung zweier physikalischer Systeme aufeinander, die in der Newtonschen Mechanik durch das Axiom „actio = reactio" ausgedrückt wird. Die W. läßt die Bewegung eines mit dem System B in Zusammenhang stehenden Systems A nicht nur als Folge der einseitigen Einwirkung

von B auf A, sondern auch umgekehrt der Einwirkung von A auf B erscheinen und die Bewegung beider Systeme nur im Zusammenhang erklären. So ist z. B. die Bewegung der Planeten nicht nur abhängig von der Anziehungskraft der Sonne (und der anderen Planeten), sondern sie beeinflußt auch deren Bewegung (→ Kepler-Bewegung, → Himmelsmechanik).

In der nichtrelativistischen Physik kann die W. zweier Systeme durch die Kräfte, die sie aufeinander ausüben, charakterisiert werden. Diese werden entweder, wie z. B. in der Newtonschen Mechanik, als Fernkräfte aufgefaßt, da die W. augenblicklich, d. h. mit unendlicher Geschwindigkeit, übertragen wird, oder aber, z. B. in der Hydromechanik, als Nahkräfte verstanden, die die W. zwischen entfernten Objekten als Folge einer Kette von Kraftwirkungen unmittelbar benachbarter Objekte, d. h. mit endlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit, übertragen, und man spricht demgemäß von einer *Fern-* bzw. *Nahwirkungstheorie*. In der relativistischen Physik erweist sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der W. als endlich, d. h., auch im Fall sich diskret im Raume bewegender Punktteilchen erfolgt die W. nicht augenblicklich, so daß man zur Einführung physikalisch realer Felder gezwungen ist, die sich ohne stofflichen Träger, d. h. im Vakuum, fortpflanzen können. Jede Feldtheorie, z. B. die Elektrodynamik, ist daher eine Nahwirkungstheorie.

Eine W. wird als *lokale W.* oder *Punktwechselwirkung* bezeichnet, wenn sie in jedem Raum-Zeit-Punkt $x = (\vec{r}, t)$ unabhängig von allen anderen Punkten $x' = (\vec{r}', t')$ eingeführt werden kann, andernfalls heißt sie *nichtlokale W.*

Die lokale W. verschiedener Felder oder auch eines Feldes mit sich selbst (*Selbstwechselwirkung*) wird durch eine in jedem Raum-Zeit-Punkt definierte *Wechselwirkungsdichte*, d. i. die Hamilton- bzw. Lagrange-Dichte $\mathscr{H}_W(x)$ bzw. $\mathscr{L}_W(x)$ der W., beschrieben (→ Feldtheorie), in die die Produkte der Felder und/oder deren Ableitungen am Punkt x und ferner eine (oder mehrere) für die Stärke der W. charakteristische Konstanten, die *Kopplungs-* oder *Wechselwirkungskonstanten*, eingehen. Sind die Kopplungskonstanten für alle an der speziellen W. beteiligten Systeme gleich, spricht man von *universeller W.* Die *Wechselwirkungsenergie* des gesamten Systems ergibt sich bei lokaler W. als das zeitabhängige Integral $H_W(t) = \int \mathscr{H}_W(x)\,d\tau$ über den ganzen dreidimensionalen Raum bzw. das von den wechselwirkenden Systemen eingenommene Volumen. Die Beschreibung nichtlokaler W.en erfordert eine zusätzliche Kenntnis über die Art der Nichtlokalität, etwa in Form einer Einflußfunktion $K(x_1, x_2, x_3, \ldots)$, die angibt, in welcher Weise die Felder $\Phi_2(x_2)$, $\Phi_3(x_3)$ usw. an den Punkten $x_2, x_3, \ldots$ auf das Feld $\Phi_1(x_1)$ am Punkt x_1 einwirken, d. h., $H_W(x_1) = \int K(x_1, x_2, x_3, \ldots)\,\mathscr{H}_W(x_2, x_3, \ldots)\,dx_2\,dx_3 \ldots$ (→ nichtlineare Feldtheorie).

Die Wechselwirkungsdichte relativistischer Theorien müssen bei Lorentz-Transformationen kovariant sein (→ Lorentz-Kovarianz). Im allgemeinen sind die Wechselwirkungsdichten jedoch auch noch zusätzlich invariant gegenüber bestimmten Symmetrietransformationen (→ Symmetrie); die Invarianten dieser Transformationen entsprechen den bei der Bewegung der Systeme zeitlich konstanten Größen. Die W.en und ihre Symmetrieeigenschaften sind daher eigentlich die fundamentalen Objekte der physikalischen Untersuchung.

Heute kennt man im wesentlichen vier verschiedene elementare W.en: 1) die Gravitationswechselwirkung (→ Gravitation), die zwischen allen Systemen wirkt, die die Eigenschaft Energie (bzw. Masse, → Trägheit der Energie) haben, 2) die → elektromagnetische Wechselwirkung, der alle elektrisch geladenen Teilchen und das Photon unterliegen, 3) die → starke Wechselwirkung, der alle Hadronen, d. s. Baryonen und Mesonen, unterliegen, und 4) die → schwache Wechselwirkung, die zwischen allen Teilchen mit Ausnahme des Photons wirkt. Die Eigenschaften dieser W.en sind der untenstehenden Tab. zu entnehmen.

Dabei ist die Größenordnung der auf das Proton bezogenen Kopplungskonstanten bzw. der Wirkungsquerschnitte als Maß für die Stärke eingetragen, ferner Reichweite und Universalität der W. Die Dauer der W. bezieht sich auf die Stoßdauer zweier sich mit (nahezu) Lichtgeschwindigkeit bewegender Teilchen. Als Erhaltungsgrößen sind die Quantenzahlen elektrische Ladung Q, baryonische Ladung A, leptonische Ladung L, Isospin I und dessen dritte Komponente I_3, Hyperladung Y und die volle SU(3)-Symmetrie aufgeführt; charakteristisch ist, daß mit der Stärke auch die Zahl der erhaltenen Größen wächst. Die äußerst verschiedene Stärke der vier elementaren W.en ist wesentliche Voraussetzung für die Möglichkeit, sie (in erster Näherung) unabhängig voneinander zu untersuchen, obwohl viele Teilchen gleichzeitig mehreren W.en unterliegen. Wegen der außerordentlich schwachen Kopplungskonstanten wird die Gravitation in der Elementarteilchenphysik völlig außer acht gelassen; die Bedeutung der Gravitation bezieht sich daher auf makroskopische bzw. astronomische Systeme, wo insbesondere die ebenfalls unendlich reichweitige elektromagnetische W. infolge der nahezu vollständigen Neutralität dieser Systeme in hinreichend großen Entfernungen ausgeschaltet ist. Das Fehlen der Universalität im Fall der star-

Eigenschaften der Wechselwirkungen

Typ	Kopplungskonstante	Reichweite in cm	Universalität	Dauer in s	Wirkungsquerschnitt in barn	Erhaltungsgrößen Q	A	L	Y	I_3	I	SU(3)
Gravitation	10^{-39}	∞	ja	·	·	+	+	+	−	−	−	−
schwache W.	10^{-14}	?	ja	10^{-10}	10^{-44}	+	+	+	−	−	−	−
elektromagnetische W.	10^{-3}	∞	ja	10^{-21}	10^{-33}	+	+	+	+	+	−	−
mittelstarke W.	1	10^{-13}	nein	10^{-23}	10^{-25}	+	+	+	+	+	+	−
starke W.	15	10^{-13}	nein	10^{-23}	10^{-25}	+	+	+	+	+	+	+

ken W. deutet darauf hin, daß sich in diesem Bereich zwei W.en mit nahezu gleicher Kopplungskonstante überlagern. Ob diese Interpretation korrekt ist, ist bisher noch ungeklärt.

In der Physik der Elementarteilchen können die W.en nicht durch klassische Felder beschrieben werden, vielmehr sind diese zu quantisieren, d. h. durch den Teilchenaspekt zu ergänzen. So entspricht nicht nur jedem „Teilchen" ein Feld (→ Feldtheorie), sondern auch jedem, eine W. übertragenden Feld entspricht ein zugehöriges „Quant", so z. B. der elektromagnetischen W. das Photon und dementsprechend der starken W. die Mesonen; das als Quant der schwachen W. hypothetisch angenommene intermediäre Boson konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Dabei stellte sich heraus, daß die Quanten ganzzahligen Spin und die eigentlichen elementaren Teilchen, abgesehen von den Resonanzen (oder gebundenen Zuständen), stets halbzahligen Spin haben. Die W. der Teilchen kann dann auch als Austausch realer oder virtueller Quanten verstanden werden (→ Austauschwechselwirkung), der insbesondere die strenge Erhaltung bestimmter Quantenzahlen verständlich werden läßt (→ Superauswahlregel).

Eine allgemeine Theorie der elementaren W.en, die zugleich eine Theorie der Elementarteilchen wäre, gibt es heute noch nicht. Die Quantenfeldtheorie liefert nach Anwendung eines besonderen Verfahrens (→ Renormierung) eine äußerst präzise Theorie der elektromagnetischen W. (→ Quantenelektrodynamik), sie ist in gewissen Grenzen auch im Fall der nichtrenormierbaren schwachen W. anwendbar; im Fall der starken W. wurden gute Erfolge im Rahmen der allgemeinen analytischen S-Matrix-Theorie, speziell der Dispersionsrelationen, erzielt. Vornehmlich die Symmetrieeigenschaften der W. werden in der Stromalgebra ausgenutzt, die auf der W. zwischen den verschiedenen Strom- und Ladungsdichten (→ Ladung) beruht; sie spielt vor allem in der schwachen W. eine Rolle, deren Wechselwirkungsdichte als Strom × Strom-Wechselwirkung

$$\mathscr{H}_{\mathrm{W}} = \sum_{\mu=0}^{3} \frac{G}{\sqrt{2}} (\mathscr{J}_\mu \mathscr{J}_\mu^{+} + \mathscr{J}_\mu^{+} \mathscr{J}_\mu) \text{ mit } \mathscr{J}_\mu = j_\mu + J_\mu$$

schreiben läßt, wobei j_μ bzw. J_μ der leptonische bzw. hadronische Viererstrom ist.

Während die extrem kurzreichweitige starke und schwache W. nur in der hochenergetischen Elementarteilchenphysik (→ Hochenergiephysik) eine wesentliche Rolle spielt, ist die elektromagnetische W. wegen ihrer großen Reichweite auch und vor allem von großer Bedeutung für die Atom-, Molekül- und Festkörperphysik. In diesem Bereich der (nichtrelativistischen) Vielteilchenphysik treten vor allem Kollektiveffekte auf, die sich durch eine W. zwischen den Quasiteilchen beschreiben lassen.

Wechselwirkungsbild, *Tomonaga-Bild, Wechselwirkungsdarstellung, Tomonaga-Darstellung,* spezielle Darstellung der Zeitabhängigkeit in der Quantentheorie wechselwirkender Systeme, wobei die Zeitabhängigkeit der Wellenfunktion allein durch den Hamilton-Operator der Wechselwirkung und die Zeitabhängigkeit der Operatoren durch den Hamilton-Operator des wechselwirkungsfreien Systems gegeben ist. Das W. stellt also eine Vermischung des Schrödinger- und des Heisenberg-Bildes (→ Quantenmechanik) dar. Sei $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$ der Hamilton-Operator des wechselwirkenden Systems, $\hat{H}_0$ der des freien Systems und $\hat{H}_1$ beschreibe die Wechselwirkung, dann gilt für den Zustandsvektor ψ im Schrödinger-Bild die Schrödinger-Gleichung $+\mathrm{i}\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\hat{H}_0 + \hat{H}_1)\psi$. Mit dem Ansatz $\psi(t) = \hat{U}_0(t)\psi'(t)$, wobei $\hat{U}_0(t) = \exp\{-(\mathrm{i}/\hbar)\hat{H}_0 t\}$ ist, ergibt sich für $\psi'(t)$ die Gleichung $\mathrm{i}\hbar \frac{\partial \psi'}{\partial t} = \hat{H}_1'(t)\psi'(t)$ mit $\hat{H}_1' = \hat{U}_0^{-1}(t)\hat{H}_1\hat{U}_0(t)$, und die Operatoren $\hat{A}'(t) = \hat{U}_0^{-}(t)\hat{A}\hat{U}_0(t)$ genügen der Heisenbergschen Bewegungsgleichung $\mathrm{d}\hat{A}'/\mathrm{d}t = (\mathrm{i}/\hbar)[\hat{H}_0, \hat{A}'] + \partial\hat{A}'/\partial t$, wobei wegen der speziellen Form von $\hat{U}_0(t)$ die Gleichheit $\hat{H}_0' = \hat{H}_0$ gilt.

Das von Tomonaga und Schwinger entwickelte W. wird vor allem in der Quantenfeldtheorie angewandt, da es für den Fall, daß $\hat{H}_1$ nur eine kleine Störung des Systems bewirkt, eine vorteilhafte Ausführung der (zeitabhängigen) Störungstheorie ermöglicht. Es besteht allerdings die begründete Vermutung, daß die Operatoren des W.es im Hilbert-Raum $\mathfrak{H}$ des wechselwirkungsfreien Systems gar nicht existieren (→ axiomatische Quantentheorie), wie im W. vorausgesetzt wird. Trotzdem führte seine Verwendung in der Quantenelektrodynamik nach Ausführung einer zwar eindeutigen, jedoch von mathematischen Gesichtspunkten aus unbefriedigenden Renormierung zu überraschend guten Erfolgen.

Wechselwirkungsdarstellung, svw. Wechselwirkungsbild.

Wechselwirkungsdichte, → Wechselwirkung.

Wechselwirkungsenergie, → Wechselwirkung.

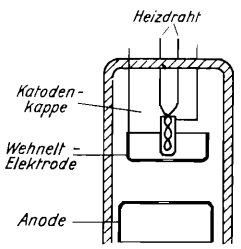
Wechselwirkungskonstanten, → Wechselwirkung.

Weglänge, 1) → optische Weglänge.

2) *freie W.,* → kinetische Theorie.

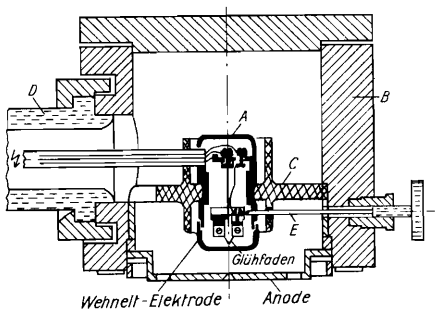
Wehnelt-Katode, Katode zur Erzeugung hoher Emissionsströme. W.-K.n sind Glühkatoden aus direkt oder indirekt geheizten Metallblechen, meist Nickel oder Platin, die mit einer Paste aus Bariumoxid unter Beigabe anderer Erdalkalioxide belegt sind. Nach vorangegangener „Formierung" liefert diese Oxidkatode bei relativ niedrigen Temperaturen (schwache Rotglut) eine erhebliche Elektronenemission.

Wehnelt-Zylinder, eine zylindrische Elektrode, die der Fokussierung eines aus einer Glühkatode austretenden Elektronenstromes dient. Der Zylinder umgibt die Katode und hat ihr gegenüber eine negative Vorspannung. Wird der W.-Z. in eine Lochblende umgeformt (Abb. 1), so wird die



1 Elektronenkanone eines Katodenstrahloszillographen mit indirekt geheizter Oxidkatode

Elektronenstrahlintensität durch Variation der negativen Vorspannung an dieser zwischen Katode und Anode angeordneten Lochblende gesteuert, wobei deren Potentialvorhang unter gleichzeitiger Beeinflussung der Elektronenraumladung vor der Katode einen mehr oder weniger großen Emissionsbereich der Katode für das Strahlenbündel irisblendenartig freigibt. Wird die Wehnelt-Spannung an einem zwischen Hochspannungsquelle und Katode liegenden Widerstand abgegriffen, so ist der Strahlstrom automatisch stabilisiert. Wehnelt-Elektrode und Anode stellen im elektronenoptischen Sinn eine Immersionslinse dar, bei Wehnelt-Spannungen kurz vor der Sperrspannung wird das Elektronenstrahlbündel bereits in der Nähe des Glühfadens innerhalb des W.-Z.s in einem Brennfleck konzentriert. Durch spezielle Form der Wehnelt-Elektrode und Wahl der Spannungen kann man Elektrodenstrahlen für die verschiedenartigsten Verwendungszwecke erzeugen (Abb. 2) (→ Katodenstrahlröhre).



2 Ausführung einer Elektronenkanone für Hochspannungen bis 50 kV mit Haarnadelkatode (nach Boersch). *A* Katodensystem mit Wehnelt-Elektrode, *B* Gehäuse aus Aluminium, *C* Hochspannungsisolator aus Porzellan, *D* Hochspannungsdurchführung, *E* Quarzstab zum Justieren der Haarnadelkatode

Weicheiseninstrument, svw. Dreheiseninstrument.

weiches System, → nichtlineare Schwingungen.

Weichmachung, in der Plastchemie Vorgang, bei dem durch Zugabe niedermolekularer Substanzen zum hochpolymeren Produkt die molekulare Beweglichkeit von Makromolekülteilen vergrößert wird. Diese Beweglichkeitserhöhung kann durch eine Verkleinerung der Potentialschwellen, die den möglichen Platzwechseln im Polymeren entgegenstehen, interpretiert werden. Der Weichmachereinfluß ist einer Temperaturerhöhung analog, so daß sich die charakteristischen Dispersionsgebiete der mechanischen Verluste zu höheren Frequenzen verschieben. Die verminderte Härte bzw. Sprödigkeit ist meist mit einem Verlust an Festigkeit verbunden. Diese äußere W. hat den Nachteil, daß die niedermolekularen Zusätze ausdiffundieren können und das Material nach und nach wieder versprödet.

Eine als innere W. praktizierte Plastmodifizierung erfolgt über die polymere Kette selbst, wenn diese durch größere Seitenketten oder Seitengruppen nur noch einen lockeren sterischen Aufbau des polymeren Festkörpers zuläßt. Die Festigkeit nimmt dabei im allgemeinen nicht ab. Zu dieser Modifizierung werden die Verfahren der Ko- und Pfropfpolymerisation häufig eingesetzt.

Lit. Thinius: Chemie, Physik u. Technologie der Weichmacher (2. Aufl. Leipzig 1963).

Weigert-Effekt, 1) die Erzeugung von Anisotropien in Gelen durch linear polarisiertes Licht; 2) die durch die Interferenz des einfallenden Strahls mit dem an der Grenze Gelatine/Platte reflektierten Strahl verursachten Schwankungen der Schwärzung einer photographischen Emulsion in Richtung des einfallenden Lichtes.

Weingarten-Versetzung, → Somigliana-Versetzung.

Weinholdsches Gefäß, svw. Dewar-Gefäß.

Weißenberg-Aufnahme, → Bewegt-Film-Methoden.

Weißenberg-Effekt, auf das Wirken von Normalspannungen – Zugspannungen – zurückzuführender Effekt, der sich bei viskoelastischen Flüssigkeiten zeigt. Wird eine solche Flüssigkeit in ein Gefäß gebracht, in dem sich ein rotierender Stab befindet, kann ein Aufsteigen der Flüssigkeit längs des Stabes beobachtet werden. Bei der Verformung der Flüssigkeit treten außer den Schubspannungskomponenten noch Zugspannungsanteile längs der kreisförmigen Stromlinien auf, die auf die elastische Phase in dieser Flüssigkeit zurückzuführen sind. Die durch die Zugspannungen ausgelösten Kräfte schnüren die Flüssigkeit ab und drücken sie gegen die Zentrifugalkräfte nach innen und entgegen der Schwerkraft nach oben. Dieser Effekt wurde von Weißenberg vorausgesagt. Flüssigkeiten, die einen derartigen Effekt zeigen, werden auch Weißenbergsche Flüssigkeiten genannt, → Polymere. Der W.-E. läßt sich auch bei einer Stokesschen Flüssigkeit mit tensorieller Nichtlinearität, die durch einen Koeffizienten der Querviskosität charakterisiert wird, theoretisch nachweisen.

Weißer Zwerg, ein Stern mit äußerst kleinem Durchmesser, aber hoher effektiver Temperatur. Die Masse liegt in der Größenordnung der Sonnenmasse, der Radius aber in der Größenordnung der Planetenradien. Die mittlere Dichte mit etwa 10^5 g/cm^3 ist außerordentlich hoch. In einem Weißen Z. gehorcht der größte Teil der freien Elektronen nicht mehr der Zustandsgleichung des idealen Gases, sondern der der entarteten Materie. Nur in einer außerordentlich dünnen Atmosphäre herrschen die normalen Gasgesetze. Der Zustand eines Weißen Z.es wird im allgemeinen als Endzustand der Entwicklung eines normalen Sterns angesehen.

weißes Rauschen, 1) → Rauschen, 2) *weißes Spektrum,* → spektrale Amplitudenverteilung.

Weiß höherer Ordnung, → Interferenzfarben.

Weißkopf-Einheit, Einheit zur Angabe der Übergangswahrscheinlichkeit W je Zeiteinheit bzw. der Breite $\Gamma = \hbar W$ bei Gammaübergängen angeregter Atomkerne. W hängt außer von der Struktur der an den Übergängen beteiligten Niveaus sehr stark von der Energie E und der Multipolordnung L der Gammastrahlung und der Ordnungszahl Z des Kernes ab. Der Einfluß der Kernstruktur auf W kommt dann am besten zum Ausdruck, wenn die Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit W von E, L

und Z eliminiert wird. Nach Weißkopf wird dazu W auf die Übergangswahrscheinlichkeit W_W eines Protons bezogen, das sich in einem zentralsymmetrischen rechteckigen Potentialtopf bewegt und dabei Gammastrahlung der entsprechenden Energie und Multipolordnung aussendet. W_W ist durch

$$W_W(EL) = 4{,}4\,\frac{L+1}{L}\left(\frac{1}{(2L+1)!!}\right)^2 \times$$
$$\times \left[\frac{3}{3+L}\right]^2 \left[\frac{E}{197}\right]^{2L+1} R^{2L} \cdot 10^{21}\,s^{-1}$$

für elektrische und

$$W_W(ML) = \frac{0{,}43}{R^2}\,W_W(EL)$$

für magnetische Multipolstrahlung der Ordnung 2^L gegeben und wird als W.-E. bezeichnet. Hierbei wird E in MeV angegeben, und R ist der Radius des Potentialtopfes in fm (dieser ist gleich dem angenommenen Kernradius). Hierbei ist allerdings zu beachten, daß die nach dem Einteilchenmodell berechneten γ-2^2-Übergangswahrscheinlichkeiten im Vergleich zu den experimentellen Werten für viele mittlere und schwere Kerne zu klein sind (→ Quadrupolstrahlung).

Weißsche Bezirke, *Elementarbezirke,* von P. Weiß 1907 hypothetisch vorausgesagte Volumenbereiche in ferro- und ferrimagnetischen Kristallen, in denen die atomaren magnetischen Momente infolge der → Austauschwechselwirkung ausgerichtet sind. Deshalb haben diese Bezirke ein magnetisches Gesamtmoment entsprechend der → spontanen Magnetisierung. Durch die Unterteilung eines Kristalls in W. B. erfolgt eine Verringerung der magnetostatischen Energie, und es kommt zur Ausbildung einer → Bezirksstruktur. Die Grenze zwischen zwei W.n B.n wird von einer → Bloch-Wand oder → Néel-Wand gebildet. Die W.n B. können experimentell mit der Methode der → Bitter-Streifen nachgewiesen werden.

Weißsche Indizes, → Indizes.

Weißsches inneres Feld, → Weißsche Theorie des Ferromagnetismus.

Weißsche Theorie des Ferromagnetismus, Vorstellung zur Erklärung der Existenz der spontanen Magnetisierung in Ferromagnetika unterhalb der Curie-Temperatur T_C und des Überganges zur magnetischen Sättigung beim Anlegen eines relativ kleinen äußeren Magnetfeldes.

Die W. T. d. F. beruht auf zwei Annahmen, die experimentell bestätigt sind, deren theoretische Klärung mit Hilfe der Quantenmechanik jedoch noch nicht völlig abgeschlossen ist.

1) Unterhalb T_C besteht der Ferromagnet aus kleinen spontan magnetisierten Bereichen, den *Weißschen Bezirken,* deren Magnetisierung verschieden orientiert ist. Der Übergang zur Sättigung kann deshalb bereits durch ein relativ kleines äußeres Magnetfeld erreicht werden, das lediglich diese Bezirke ausrichtet. 2) Die einzelnen Bereiche sind infolge eines sehr starken *Molekularfeldes,* des *Weißschen inneren Feldes,* spontan magnetisiert, d. h., innerhalb eines Bezirkes sind die magnetischen Momente der Atome ausgerichtet. Das Molekularfeld ist ein phänomenologisch eingeführtes Magnetfeld, das quantenmechanisch durch die Austauschwechselwirkung erklärt wird. Für Eisen liegt es in der Größenordnung von 10^7 A/cm.

weißverhüllt, → Farbenlehre.

Weitsichtigkeit, → Akkommodation.

Weitwinkelokular, → Okular.

Welle, eine sich räumlich ausbreitende Erregung, bei der Energie transportiert wird. W.n können als Ausbreitung einmaliger oder sich unter Umständen periodisch wiederholender Störungen der Teilchen eines bestimmten Mediums oder der Feldgrößen physikalischer Felder innerhalb eines Mediums oder des Vakuums verstanden werden; ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit ist stets endlich (→ Feldtheorie). Bei einmaligen derartigen Vorgängen spricht man von *Schock-* oder *Stoßwellen*; sie treten z. B. bei Explosionen oder Funkenentladungen auf. Ist die Erregung streng periodisch, spricht man von W.n schlechthin. Die Ausbreitung der W.n in einem Medium als Träger erfolgt durch Anregung der Nachbarteilchen schwingender Teilchen zu ebensolchen lokalen Schwingungen. Erfolgen diese Schwingungen in Ausbreitungsrichtung der W., ergeben sich im Medium periodisch fortschreitende Verdichtungen und Verdünnungen, und man spricht von *Longitudinal-* oder *Längswellen*; erfolgen die Schwingungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, spricht man von *Transversal-* oder *Querwellen.* Verhältnismäßig einfach erfolgt die Wellenausbreitung in homogenen, isotropen Medien, z. B. Wasser und Luft; bei den Wasserwellen (→ Oberflächenwellen 2, → Meereswellen) handelt es sich um Transversal-, bei den Schallwellen (→ Schall) um Longitudinalwellen. Die Ausbreitung elastischer Wellen in festen Körpern kann sowohl transversal als auch longitudinal erfolgen und ist bei → seismischen Wellen wegen der Anisotropien und Inhomogenitäten der Erde äußerst kompliziert. Die Ausbreitung zeitabhängiger Erregungen physikalischer Felder ist nicht an materielle Medien gebunden, sondern auch im Vakuum möglich. Bei den → elektromagnetischen Wellen schwingen sowohl elektrische als auch magnetische Feldstärke in den Punkten des felderfüllten Raumes; sie können nur als transversale W.n auftreten, d. h., die Feldvektoren stehen stets senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung. Eine besondere Form elektromagnetischer W.n sind die Lichtwellen (→ Licht), deren Ausbreitung in der Optik untersucht wird. Sehr komplizierte Verhältnisse liegen bei der Ausbreitung elektrischer und magnetischer W.n im Plasma vor, die hier mit Schallwellen gekoppelt sein können (→ Plasmaschwingungen). Ähnlich wie beim elektromagnetischen Feld können sich Störungen des Gravitationsfeldes, d. h. der metrischen Potentiale $g_{\mu\nu}$, als → Gravitationswellen ausbreiten; ihre Existenz ist heute jedoch noch nicht eindeutig bewiesen. Elektromagnetische W.n und Gravitationswellen breiten sich mit der Lichtgeschwindigkeit c aus; die ihnen nach der Quantentheorie zuzuordnenden Teilchen haben daher die Ruhmasse Null. Umgekehrt können auch den Teilchen mit von Null verschiedener Ruhmasse, z. B. Elektronen oder Protonen, bestimmte Materiefelder und entsprechende Ma-

teriewellen zugeordnet werden (→ Wellentheorie der Materie, → Dualismus von Welle und Korpuskel).

Erfolgt die Schwingung der Teilchen oder Felder bei transversalen W.n nur in einer Richtung des Raumes, der Polarisationsrichtung, so heißt die W. linear polarisiert; eine Polarisation kann bei allen physikalischen Feldern auftreten, die nicht durch skalare Feldgrößen beschrieben werden. Bei Materiewellen ist die Polarisation durch die Richtung des Spins der zugehörigen Teilchenströme gegeben.

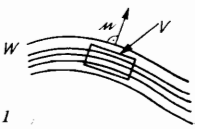
Als *Wellenfläche* oder *-front* bezeichnet man die jeweils zusammenhängenden Flächen aller derjenigen Punkte des Raumes, die sich im gleichen Schwingungszustand befinden, d. h. in (gleicher) Phase schwingen. Wenn die Wellenflächen Ebenen, konzentrische Kugeln oder Zylinder sind, spricht man von ebenen W.n (Planwellen), Kugelwellen oder Zylinderwellen (s. u.). Die Ausbreitung der W. läßt sich als Veränderung der Wellenfläche erklären, d. h. bei der ebenen W. als Verschiebung, bei der Kugel- und Zylinderwelle durch Ausweitung der Wellenfläche. Da benachbarte Wellenflächen W lokal, d. h. innerhalb hinreichend kleiner Volumina V, stets als eben angesehen werden können (Abb. 1), kann man auch eine lokale, senkrecht auf der Wellenfläche stehende Ausbreitungsrichtung einführen, die mit deren Normale, der *Wellennormale* $\vec{n}$, zusammenfällt. Der zu ein und derselben Zeit t in Ausbreitungsrichtung bestehende Abstand zweier Wellenflächen des gleichen Schwingungszustandes, d. h. gleicher Phase, wird *Wellenlänge* λ genannt. Die → Frequenz ν der W. gibt an, wieviele Wellenflächen gleicher Phase an einem raumfesten Punkt in 1 s vorbeiwandern. Die mit der Phasengeschwindigkeit identische Ausbreitungsgeschwindigkeit v der W. ist $v = \lambda \cdot \nu$. Als Kreisfrequenz bezeichnet man $\omega = 2\pi\nu$. Als *Wellenzahl* bezeichnet man den Kehrwert der Wellenlänge $(1/\lambda)$, d. i. die Anzahl ganzer W.n, die auf eine Längeneinheit kommen; sie ist der Frequenz direkt proportional: $1/\lambda = \nu/v$. Neben dieser vor allem in der Spektroskopie üblichen Definition der Wellenzahl bevorzugt man bei theoretischen Untersuchungen statt dessen $k = 2\pi/\lambda$ als Wellenzahl, so daß $k = \omega/v$ gilt. Der Vektor $\vec{k} = k\vec{n}$ ($\vec{n}$ ist der Einheitsvektor der Wellennormale bzw. Ausbreitungsrichtung) wird dann als *Wellenzahlvektor* bezeichnet; er ist streng genommen nur für ebene W.n oder nur lokal, d. h. als Funktion des Ortes, $\vec{k} = \vec{k}(\vec{r})$, definiert. Die Schwingungsdauer T einer W. ist die zum Vorbeilaufen einer ganzen Wellenlänge an einem Punkt benötigte Zeit $T = 1/\nu = 2\pi/\omega$.

Die Ausbreitung der W.n wird im allgemeinen Fall durch eine komplizierte partielle Differentialgleichung vom hyperbolischen Typ oder ein System von solchen für die entsprechende schwingungsfähige, vom Ort $\vec{r}$ und der Zeit t abhängende physikalische Größe oder deren Komponenten, die im folgenden mit $u(\vec{r}, t)$ bezeichnet werden, beschrieben. Die einfachsten Verhältnisse liegen in homogenen, isotropen Medien oder im Vakuum vor. Sind die Schwingungen von u zudem ungedämpft, dann wird die Ausbreitung dieser ungedämpften W.n durch die d'Alembertsche Wellengleichung

$$\Box u(\vec{r}, t) \equiv \Delta u(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$

beschrieben, wobei Δ der Laplace-Operator ist; die allgemeinste Lösung dieser Gleichung ist $u(\vec{r}, t) = u(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$, wobei $u(q)$ noch eine beliebige Funktion von $q = \vec{k}\vec{r} - \omega t$ ist; q ist die Phase der W. Ist die Zeitabhängigkeit in der Form $e^{\pm i\omega t}$ bzw. $\sin \omega t$ oder $\cos \omega t$ gegeben, so spricht man von *harmonischen W.n*. Eine beliebige ungedämpfte W. kann stets als geeignete Überlagerung harmonischer W.n mit im allgemeinen verschiedenen Amplituden dargestellt werden. Die Zeitabhängigkeit ungedämpfter W.n ist nicht harmonisch (→ Schwingung).

Die verschiedenen Wellentypen, die sich durch die Gestalt ihrer Wellenflächen unterscheiden, ergeben sich bei entsprechender Erregung des homogenen isotropen Mediums oder der Felder. Ebene W.n ergeben sich bei gleichartiger Erregung, d. h. mit fester Phase, in einer Ebene (oder im unendlich fernen Punkt), Zylinderwellen bei gleichartiger Erregung längs einer Geraden und Kugelwellen bei Erregung in einem (endlichen) Punkt des Raumes; sie sind jeweils Lösungen der Wellengleichung in kartesischen Koordinaten, Zylinder- oder Kugelkoordinaten. Die allgemeine fortschreitende *ebene W.* (*Planwelle*) hat die Gestalt $u(\vec{r}, t) = u(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$, wobei $\vec{k}$ der konstante, d. h. von $\vec{r}$ unabhängige Wellenzahlvektor ist. Ebene W.n sind sowohl für die praktische Anwendung als auch für theoretische Fragen von besonderer Bedeutung; die für sie anschließend einzuführenden Begriffe gelten sinngemäß auch für andere Wellentypen.

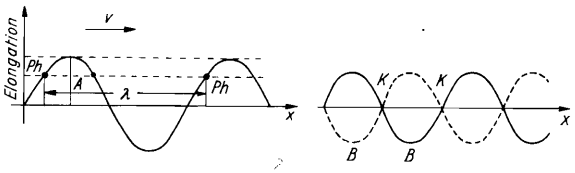


1

Da die Phase q auch in der Form $q = \vec{k}\left(\vec{r} - \frac{\omega}{k}\vec{n}t\right) = \vec{k}(\vec{r} - vt\vec{n})$ geschrieben werden kann, stimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der W. mit der Phasengeschwindigkeit v_{Ph}, d. h. der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flächen konstanter Phase überein, denn die Phasenänderung $dq = \vec{k}(d\vec{r} - v\vec{n}\,dt)$ ist für $d\vec{r}/dt = v\vec{n} = v_{Ph}$ gerade gleich Null. Eine monochromatische, d. h. eine harmonische ebene W. der Amplitude A wird beschrieben durch $u[q(\vec{r}, t)] = A\,e^{\pm i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$. Abb. 2 zeigt eine harmonische W. der Wellenlänge λ und der Amplitude A, die sich mit der Geschwindigkeit v in Richtung positiver x-Werte ausbreitet, wobei *Ph* die Punkte gleicher Phase sind. Die Stellen maximaler positiver bzw. negativer Auslenkung werden als *Wellenberg* bzw. *Wellental* bezeichnet. Eine beliebige ebene W. kann nun als Überlagerung monochromatischer W.n mit verschiedenen Amplituden und Frequenzen, aber gleicher Ausbreitungsrichtung dargestellt werden.

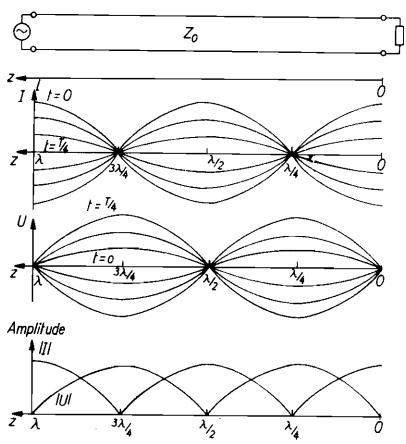
Stehende W.n sind W.n, deren Schwingungs- oder Wellenbäuche und Schwingungs- oder Wellenknoten ihre räumliche Lage beibehalten, im Gegensatz zu den fortschreitenden W.n. Sie entstehen, wenn sich zwei harmonische ebene W.n gleicher Amplitude A und Frequenz ω, aber entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung überlagern (Abb. 3). Dann bleiben die Schwingungsknoten (K) stets in Ruhe, während die Schwingungsbäuche (B) maximale Änderung erfahren; sie werden durch $u(\vec{r}, t) = A \sin \vec{k}\vec{r} \times \sin \omega t$ beschrieben.

Stehende W.n lassen sich leicht durch Reflexion einer W. an einem dichteren Medium erzeugen. In diesem Fall entsteht ein Gangunterschied von $\lambda/2$, es liegt hier also ein Knoten. Bei der Reflexion am dünneren Medium entsteht kein Gangunterschied, es ist hier also ein Schwingungsbauch am Reflexionsort vorhanden. Sind die Amplituden beider Teilwellen



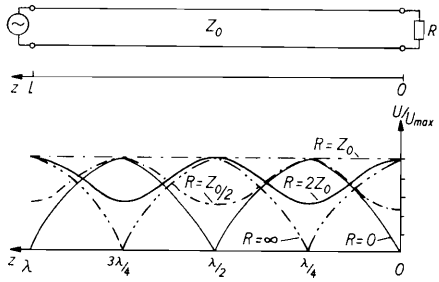
gleich groß, so ist die resultierende W. frei von fortschreitenden Anteilen. Lagert sich z. B. über eine sich in der x-Richtung ausbreitende W. $W_1 = A \cdot \cos\omega\,(t - x/c)$ eine W. W_2 gleicher Amplitude A, aber entgegengesetzten Verlaufes, $W_2 = A \cdot \cos\omega\,(t + x/c)$, so entsteht als resultierende W. $W = W_1 + W_2 = 2 \cdot A \cdot \cos(2\pi x/\lambda) \cdot \cos\omega t$. Orte mit $\cos(2\pi x/\lambda) = 0$ ergeben Knoten, Orte mit $\cos(2\pi x/\lambda) = 1$ ergeben Bäuche. Stehende W.n werden häufig zur Messung der Wellenlänge benutzt, wobei der doppelte Abstand zweier aufeinanderfolgender Knoten gemessen wird.

Stehende elektrische W.n entstehen, wenn eine Leitung am Ende nicht reflexionsfrei abgeschlossen ist und eine fortschreitende W. ganz oder teilweise reflektiert wird. Die hin- und rücklaufenden W.n überlagern sich dann zu einer stehenden W. In der Abb. 4 sind der Leitungs-



4 Verlauf des Stromes und der Spannung einer stehenden Welle auf einer kurzgeschlossenen Doppelleitung zu verschiedenen Zeitpunkten und Verteilung der gleichgerichteten Strom- und Spannungsamplituden entlang der Leitung

strom I und die Leitungsspannung U, also die Summe aus hin- und rücklaufender W., für eine am Ende kurzgeschlossene Leitung für verschiedene Zeitmomente dargestellt. Die Stellen, an denen die Spannung dauernd Null ist (Spannungsknoten), sind von den Stellen, an denen sie dauernd mit maximaler Amplitude schwingt (Spannungsbäuche), gerade um $\lambda/4$ verschoben. Ebenso bildet der Strom Knoten und Bäuche, nur sind diese um $\lambda/4$ gegenüber den entsprechenden Spannungsbäuchen bzw. -knoten verschoben. Ebenso tritt zeitlich gesehen eine Verschiebung zwischen Strom und Spannung auf. Hat der Strom zur Zeit $t = 0$ sein Maximum, so ist die Spannung überall Null, hat umgekehrt zur Zeit $t = T/4$ die Spannung ihr Maximum, so ist der Strom überall Null. T ist die Periodendauer. Analog sind die Verhältnisse bei offener Leitung; es liegen dann lediglich am Ende der Leitung ein Spannungsbauch und ein Stromknoten. Für eine mit verschiedenen Widerständen abgeschlossene Leitung ist die Spannungsverteilung in Abb. 5 angegeben. Eine reine fort-



5 Normierte Amplitudenverteilung der Spannung längs einer Leitung für verschiedene Abschlußwiderstände R

schreitende W. liegt für den Fall vor, daß der Wellenwiderstand Z_0 gleich dem Abschlußwiderstand R ist. In allen anderen Fällen treten stehende W.n auf. Wird die Leitung anstatt mit einem reellen Widerstand mit einem komplexen Widerstand abgeschlossen, so tritt außerdem noch eine Phasenverschiebung auf. Das Verhältnis $m = \dfrac{U_{\min}}{U_{\max}} = \dfrac{I_{\min}}{I_{\max}}$ wird als *Anpassungsfaktor* bezeichnet und die Größe $s = 1/m$ als *Welligkeitsfaktor* oder *Stehwellenverhältnis* (abg. SWV oder VSWR, von engl. voltage standing wave ratio). — Außer auf Leitungen können sich stehende W.n auch in Hohlleitern und im Raum ausbilden. Letztere sind besonders im Kurzwellengebiet schwer zu vermeiden und wirken sich störend auf den Empfang aus.

Die Überlagerung zweier monochromatischer W.n gleicher (oder verschiedener) Amplitude und verschiedener Phase führt zur (teilweisen) → Interferenz. Eine besondere Form der Überlagerung sind → Wellenpakete, d. s. räumlich weitgehend lokalisierte Wellenerscheinungen, die sich wegen der Dispersion, d. h. der Abhängigkeit der Wellenzahl von der Frequenz, $k = k(\omega)$, nicht mit der Phasengeschwindigkeit, sondern der Gruppengeschwindigkeit v_G ausbreiten.

Die von einem Punkt O des Raumes auslaufende oder in diesen einlaufende harmonische *Kugelwelle* (*sphärische W.*) hat die analytische Form $u(r, t) = \dfrac{a}{r} e^{\pm i(kr - \omega t)}$, wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ der Abstand von O und x, y und z die Koordinaten von $\vec{r}$ bezüglich O sind und das positive Vorzeichen im Exponenten der

auslaufenden und das negative Vorzeichen der einlaufenden Kugelwelle entspricht; ihre Amplitude $A = a/r$ nimmt mit wachsendem r umgekehrt proportional zu diesem ab, dabei vergrößert sich die Wellenfläche proportional zu r^2. Die Kugelwelle $u(r, t)$ ist winkelunabhängige Lösung der Wellengleichung in Kugelkoordinaten, d. h., sie genügt außerhalb des Zentrums $r = 0$ der homogenen Wellengleichung in der Form $\Delta u - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0$. Stehende Kugelwellen entstehen als Überlagerung ein- und auslaufender Kugelwellen gleicher Frequenz ω und Amplitude a, z. B. durch Reflexion an einer zur Quelle konzentrischen Kugel; ihre analytische Form ist durch $u(r, t) = (a/r) \sin kr \cdot \sin \omega t$ gegeben.

Analog zur Kugelwelle erfolgt die Ausbreitung der punktförmigen Erregung einer ruhigen Wasseroberfläche als *Kreiswelle*, d. h. als Schnitt einer Kugelwelle mit einer Ebene, der Wasseroberfläche.

Die von einer Geraden im Raum auslaufende oder in diese einlaufende harmonische *Zylinderwelle* hat die analytische Form $u(\varrho, t) = aH_0^{(2)}(k\varrho)\, e^{-i\omega t}$ im Falle der auslaufenden und $u(\varrho, t) = aH_0^{(1)}(k\varrho)\, e^{i\omega t}$ im Falle der einlaufenden W., wobei $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}$ der senkrechte Abstand von der als z-Achse gewählten Zylinderachse und $H_0^{(1)}$ bzw. $H_0^{(2)}$ die erste bzw. die zweite Hankelsche Funktion zum Index 0 ist. Die Ausdehnung der Wellenfläche wächst bei Zylinderwellen direkt proportional zu ϱ, ihre Energiedichte nimmt deshalb mit ϱ^{-1} ab, und die Amplitude ist daher umgekehrt proportional zu $\sqrt{\varrho}$. Stehende Zylinderwellen entstehen als Überlagerung ein- und auslaufender Zylinderwellen gleicher Frequenz ω und Amplitude a: $u(\varrho, t) = a[J_0(k\varrho) \cos \omega t + N_0(k\varrho) \sin \omega t]$, wobei J_0 bzw. N_0 die Bessel-Funktion 1. bzw. 2. Art zum Index 0 ist. Die Zylinderwellen sind Lösungen der Wellengleichung

$$\Delta u - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial}{\partial \varrho}\left(\varrho \frac{\partial u}{\partial \varrho}\right) + \frac{1}{\varrho^2}\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2}$$

in Zylinderkoordinaten (ϱ, φ, z).

Wellenausbreitung, → elektromagnetische Wellen, → Welle.

Wellenberg, → Welle.

Wellenbild, modellhaft-anschauliche, aber einseitige Beschreibung von Mikroteilchen, wie Atomen, Atomkernen und Elementarteilchen, als Materiewelle, die den Teilchencharakter der Materie vernachlässigt. Die korpuskularen Eigenschaften der Mikroteilchen müssen nachträglich durch → Quantisierung eingeführt werden (→ Wellentheorie der Materie, → Dualismus von Welle und Korpuskel, → Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip). Gegensatz: → Teilchenbild.

Wellenfeld, spezielle Lösungen der Gleichungen physikalischer Felder, die im Gegensatz zu statischen Lösungen eine wellenförmige Ausbreitung (→ Welle) beschreiben. Die Quantelung der W.er ermöglicht die Berücksichtigung auch des Teilchencharakters der Materie (→ Dualismus von Welle und Korpuskel).

Wellenfläche, → Welle, → Strahlenfläche, → Kristalloptik.

Wellenfront, → Welle.

Wellenfunktion, 1) Wellenlehre: eine von den Ortskoordinaten $\vec{r} = (x, y, z)$ und der Zeit t abhängende Funktion u, die einer Wellengleichung genügt.

2) Quantenmechanik: die den Zustand eines quantenmechanischen Systems beschreibende, der Schrödinger-Gleichung genügende Funktion $\psi(\vec{r}, t)$, die häufig auch als *Zustandsfunktion*, *Psi-Funktion*, *Schrödinger-Funktion* oder *Schrödingersche W.* bezeichnet wird. Ist ψ ein Element eines Hilbert-Raumes, d. h. $\psi \in \mathfrak{H}$, so wird ψ häufig ein *Zustandsvektor* genannt.

Allgemeiner versteht man unter W. auch die den allgemeineren Wellengleichungen (→ Spinordarstellung relativistischer Wellengleichungen) genügenden Funktionen; man spricht dann in Abhängigkeit von der speziellen Gleichung, der diese Funktionen genügen, z. B. von der Diracschen W., der Kemmerschen W. und der Weylschen W. Diese allgemeineren W.en beschreiben Teilchen mit Spin und anderen Freiheitsgraden (→ Quantenzahl) und hängen dementsprechend außer von $(\vec{r}, t)$ auch noch von solchen Quantenzahlen ab; sie können aufgefaßt werden als Funktionen im Orts- und z. B. Spinraum. Hängt die W. beispielsweise nur von den Spinvariablen ab, so bezeichnet man sie als *Spinfunktion*. Bezüglich der Vertauschung aller Koordinaten z. B. des Orts- und des Spinraums von je zwei identischen Teilchen eines Systems spricht man von der → antisymmetrischen Wellenfunktion.

Wellengleichung, total-hyperbolische Differentialgleichung

$$\Box u = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \Delta u - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0. \qquad (1)$$

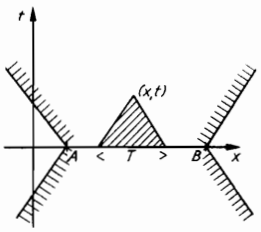
Der Operator $\Box$ ist der → d'Alembertsche Operator, Δ der Laplace-Operator. Die Gleichungen aus weiten Gebieten der Physik und Technik sind vom Typ der W. Sie beschreibt die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen, Gravitationswellen, Schallwellen usw., wobei für c die jeweilige Ausbreitungsgeschwindigkeit einzusetzen ist. Vom Standpunkt der relativistischen Quantenfeldtheorie ist sie grundlegend für alle Felder, die Teilchen ohne Ruhmasse entsprechen. Da die W. eine *lineare* Differentialgleichung ist, gilt das Superpositionsprinzip. Es besagt, daß verschiedene Wellen sich unabhängig voneinander ausbreiten und überlagern. Die Summe zweier Lösungen der W. ist ebenfalls eine Lösung. Die W. beschreibt Ausbreitungsvorgänge. Störungen, die von einem Punkt (x_0, y_0, z_0, t_0) ausgehen, breiten sich längs des zu dem Punkt gehörigen charakteristischen Kegels

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - \frac{1}{c^2}(t - t_0)^2 = 0 \qquad (2)$$

aus. Durch die Vorgabe der Anfangsdaten u und $\frac{\partial u}{\partial t}$ im ganzen Raum zur Zeit $t = t_0$, also auf der Anfangshyperfläche $t = t_0$ im durch x, y, z und t aufgespannten vierdimensionalen

Raume, ist der weitere räumliche und zeitliche Verlauf der Wellenfunktion u eindeutig bestimmt.

Die Abänderung der Anfangsdaten auf einem Ausschnitt AB der Anfangsfläche $t = t_0$ beeinflußt die Wellenfunktion nur in den Punkten, die zur Vereinigungsmenge aller vom Teilabschnitt AB ausgehenden Kegel (2) gehören. Der Funktionswert u in einem Punkt (x, y, z, t) mit $t > t_0$ hängt nur von den Anfangswerten der Wellenfunktion u auf dem Teilabschnitt T der Fläche $t = t_0$ ab, der durch den zu (x, y, z, t) gehörenden Kegel (2) auf $t = t_0$ begrenzt wird (Abb.). Diese Aussagen gelten auch für die W. (1) im allgemeinen → Riemannschen Raum: $g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu = 0$ (∇_μ ist die kovariante Ableitung. Es ist jeweils nur sinngemäß der Kegel (2)



Wellengleichung

durch den Kegel der Nullvektoren l_μ im Riemannschen Raum $g^{\mu\nu}l_\mu l_\nu = 0$ zu ersetzen.

Spezielle Lösungen von (1) sind die ebenen Wellen und die Kugelwellen. Im ersten Fall hängt die Wellenfunktion nur von einer Ortskoordinate x und der Zeit t ab. Bei diesen Einschränkungen ist die allgemeine Lösung von (1):

$$u(x, t) = u_-\left(t - \frac{x}{c}\right) + u_+\left(t + \frac{x}{c}\right). \qquad (3)$$

Man sieht, daß $u_\mp$ für alle Punkte (x, t), die der Bedingung

$$x = \text{konst.} \cdot \pm ct \qquad (4)$$

genügen, konstant bleibt. Hat das Feld zur Zeit t_0 bei x_0 einen Wert $u^0_\pm$, so hat es den gleichen Wert zur Zeit t in einem Punkt, der von x_0 um $\pm ct$ entfernt ist. Die Lösungen u_- und u_+ stellen also Wellen dar, die sich längs der x-Achse in positiver bzw. negativer Richtung mit der Geschwindigkeit c fortpflanzen.

Eine zu (3) analoge Lösung von (1) erhält man, wenn man den Laplace-Operator in (1) in Kugelkoordinaten schreibt und nur von der Radialkoordinate und der Zeit abhängige Lösungen betrachtet. Die allgemeine Kugelwelle ist dann gegeben durch:

$$u = \frac{1}{r}\left\{u_-\left(t - \frac{r}{c}\right) + u_+\left(t + \frac{r}{c}\right)\right\}. \qquad (5)$$

Hier stellt u_- eine auslaufende Kugelwelle dar, während u_+ einer konzentrisch in einem Punkt zusammenlaufenden Kugelwelle entspricht. Einlaufende Kugelwellen kommen in der Natur jedoch nicht vor. Sie werden deshalb bei der Behandlung physikalischer Probleme durch die *Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung*

$$\lim_{r\to\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{1}{c}\cdot\frac{\partial}{\partial t}(ru)\right\} = 0 \qquad (6)$$

ausgeschlossen.

Besonders wichtige Lösungen von (1) sind die mit periodisch von der Zeit abhängender Feldfunktion, insbesondere die ebenen monochromatischen Wellen:

$$u = \text{konst.} \cdot e^{i\sum_{j=1}^{3} k_j x^j - \omega t)} = \text{konst.} \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}. \qquad (7)$$

Der Vektor $\vec{k}$ (bzw. k_j) ist der Wellenzahlvektor der Welle, ω ist die Kreisfrequenz. Der Wellenzahlvektor $\vec{k}$ ist proportional dem Normalvektor $\vec{n}$ in Ausbreitungsrichtung der Welle und wegen (1) gegeben durch:

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c}\vec{n}, \text{ d. h. } \sum_{i=1}^{3} k_i^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = \vec{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0. \qquad (8)$$

Die Größen $\left(k_l, \frac{\omega}{c}\right)$ bilden damit im Falle elektromagnetischer Wellen einen Nullvektor im → Minkowski-Raum.

Jede Lösung von (1) läßt sich als eine Überlagerung von monochromatischen Wellen verschiedener Frequenz darstellen. Die Entwicklung der Lösung von (1) in ein Fourier-Integral (→ Fourier-Analyse) ergibt:

$$u = \int u(\vec{k})\, e^{i[\vec{k}\vec{r} - \omega(\vec{k})\, t]}\, d^3k + \\ + \int u(-\vec{k})\, e^{i[\vec{k}\vec{r} + \omega(\vec{k})\, t]}\, d^3k \qquad (9)$$

wobei wegen (8)

$$\omega(\vec{k}) = c|\vec{k}|$$

ist, und $u(\vec{k})$ die Amplitude der Welle mit dem Wellenzahlvektor $\vec{k}$ ist.

Wellen, deren Ausbreitungsrichtung und Amplitude sich beim Fortschreiten um eine Wellenlänge nur wenig ändern, stellt man in der Form:

$$u = a(\vec{r}, t)\, e^{i\psi(\vec{r}, t)} \qquad (10)$$

dar, wobei a die Amplitude und ψ die Phase der Welle charakterisiert. Dann kann man der Welle einen variablen Wellenzahlvektor $\vec{k}$ und eine variable Kreisfrequenz ω gemäß

$$\vec{k} = \text{grad}\,\psi \text{ und } \omega = -\partial\psi/\partial t \qquad (11)$$

zuordnen.

Aus (8) und (11) erhält man in dieser Näherung die Eikonalgleichung der Optik:

$$(\text{grad}\,\psi)^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2 = 0. \qquad (12)$$

Die Lösungen der inhomogenen Wellengleichung (1):

$$\Box u = -4\pi\varrho \qquad (1')$$

lassen sich am einfachsten mit Hilfe einer → Greenschen Funktion darstellen. Die Greensche Funktion $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ ist eine Lösung der Gleichung (1') mit der → Diracschen Deltafunktion als Quelle:

$$\Box G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')\,\delta(t - t'). \qquad (13)$$

Der $\Box$-Operator wirkt auf die ungestrichenen Variablen $\vec{r}$ und t. Mit G kann man die Lösung von (1) in der Form:

$$u = 4\pi \int G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')\,\varrho(\vec{r}', t')\, dV\, dt' \qquad (14)$$

schreiben.

Die Greensche Funktion G läßt sich in zwei Anteile G_0 und G_1 zerlegen, wobei G_0 eine Lösung der homogenen Gleichung (1) ist und G_1 der Gleichung (13) genügt.

Wenn man von der Lösung (14) verlangt, daß sie im Unendlichen verschwindet, so erhält man mehrere zugehörige Greensche Funktionen, darunter zwei unabhängige Lösungen der homogenen Gleichung Δ und Δ^1, so daß

$$G_0 = \alpha\Delta + \beta\Delta^1,$$

wobei

$$\Delta = -\frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')}}{|\vec{k}|}\sin c\,|\vec{k}|\,(t-t')\,d^3k, \tag{15}$$

$$\Delta^1 = (2\pi)^{-1}\{(\vec{r}-\vec{r}')^2 - c^2(t-t')^2\}^{-1} \tag{16}$$

sind. Für die Lösung der inhomogenen Gleichung sind besonders die retardierte und die avancierte Greensche Funktion Δ_{ret} und Δ_{av} wichtig:

$$\Delta_{\substack{ret\\av}} = \frac{1}{4\pi}\frac{\delta\left[(t-t') \mp \frac{1}{c}|\vec{r}-\vec{r}'|\right]}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \tag{17}$$

$$\varphi_{\substack{ret\\av}} = \int \frac{\varrho(\vec{r}', \tau_\mp)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\,dV \tag{18}$$

$$\tag{19}$$

$$\tag{20}$$

Die Differenz dieser beiden Lösungen der inhomogenen Gleichung ist die Lösung Δ der homogenen Gleichung. Sie ist in der Quantenfeldtheorie eine Kausalfunktion von besonderer Bedeutung.

Mit den Greenschen Funktionen (17) und (18) erhält man gemäß (14) die als retardierte bzw. avancierte Potentiale bezeichneten Lösungen der inhomogenen Gleichung (1′):

Hierbei sind τ_- bzw. τ_+ die retardierte bzw. avancierte Zeitkoordinate:

$$\tau_\mp = t \mp \frac{1}{c}|\vec{r}-\vec{r}'|. \tag{21}$$

Man sieht, daß die Lösung (19) zur Zeit t im Punkt $\vec{r}$ nur von dem Zustand der Quelle ϱ zu den $t - \tau_-$ zurückliegenden Zeitpunkten abhängt, jedoch nicht von dem Zustand der Quelle bei $\vec{r}'$ zu noch früheren Zeitpunkten, was der Gültigkeit des → Huygensschen Prinzips entspricht. Die Zeitdifferenz entspricht genau der Zeit, die eine Welle der Geschwindigkeit c braucht, um sich vom Punkt $\vec{r}'$ zum Punkt $\vec{r}$ auszubreiten.

Die Lösung (19) ist das den auslaufenden Wellen entsprechende Potential, während das Potential (20) zur Zeit t von in der Zukunft von t liegenden Zuständen der Quelle ϱ abhängt. Hier wird die Wirkung vom Punkt $\vec{r}'$ auf den Punkt $\vec{r}$ durch aus der Zukunft einlaufende Wellen ausgeübt. Die Tatsache, daß in der Natur avancierte Wirkungen nicht auftreten, hängt eng mit der Existenz einer ausgezeichneten Zeitrichtung zusammen.

Im Fall eines endlichen Mediums sind außer Anfangs- auch Randbedingungen $u(s,t) = X(s,t)$ notwendig, wenn s ein Randpunkt ist.

Eine Lösung der W. bei beliebigen Rand- und Anfangsbedingungen kann nicht allgemein angegeben werden. Einige typische Fälle werden betrachtet.

1) Die *d'Alembertsche Lösung* für den eindimensionalen, unendlich ausgedehnten Fall. Die W. lautet dann $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$. Sind $u|_{t=0} = w(x)$, $\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=0} = v(x)$ die Anfangsbedingungen, so ist die Lösung gegeben durch $u(x,t) = \Theta_1(x-at) + \Theta_2(x+at)$ mit

$$\Theta_1(x) = {}^1/_2\,w(x) - (1/2a)\int_0^x v(y)\,dy \text{ und}$$

$$\Theta_2(x) = {}^1/_2 w(x) + (1/2a)\int_0^x v(y)\,dy.$$

2) Die *d'Alembertsche Lösung* für den endlichen eindimensionalen Fall mit den Anfangsbedingungen $u|_{t=0} = w(x)$, $\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=0} = v(x)$ und den Randbedingungen $u|_{x=0} = 0$, $u|_{x=l} = 0$. Die Lösung hat dieselbe Gestalt mit den oben angegebenen Funktionen $\Theta_1(x)$ und $\Theta_2(x)$. Da die Funktion w und v jetzt jedoch nur im Intervall $(0, l)$ definiert sind, die Funktionen Θ_1 und Θ_2 aber auch für andere Werte ihrer Argumente gebraucht werden, müssen Θ_1 und Θ_2 gemäß $\Theta_1(-x) = -\Theta_2(x)$; $\Theta_2(l+x) = -\Theta_1(l-x)$ und den daraus folgenden Gleichungen

$$\Theta_1(x+2l) = \Theta_1(x),$$
$$\Theta_2(x+2l) = \Theta_2(x)$$

fortgesetzt werden. Im Fall der Randbedingungen $\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{x=0} = 0$, $\left.\frac{\partial u}{\partial x}\right|_{x=l} = 0$ muß die Fortsetzung der Funktionen Θ_1 und Θ_2 gemäß den Beziehungen

$$\Theta_1(-x) = \Theta_2(x), \quad \Theta_2(l+x) = \Theta_1(l-x)$$

erfolgen.

3) *Die Poissonsche Formel* für den Fall eines unendlich ausgedehnten dreidimensionalen Mediums mit den Anfangsbedingungen $u|_{t=0} = w(x,y,z)$ und $\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=0} = v(x,y,z)$ hat die Lösung

$$u(x,y,z,t) = \frac{t}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} v(\alpha,\beta,\gamma)\,d\Omega + \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{t}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} w(\alpha,\beta,\gamma)\,d\Omega\right]$$

mit $d\Omega = \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$

und den Koordinaten $\alpha = x + at\sin\vartheta\cos\varphi$,

$\beta = y + at\sin\vartheta\sin\varphi$,

$\gamma = z + at\cos\vartheta$ eines variablen Punktes auf der Kugelfläche um den Bereich D mit dem Mittelpunkt $M(x,y,z)$.

Für die Fälle zwei- und dreidimensionaler endlicher Medien sind nur Lösungen in besonders einfachen Fällen, z. B. für Kugel oder Quader, bekannt. Eine Verallgemeinerung der W. ist die → Telegrafengleichung.

W.en der Elementarteilchen sind die → Spinordarstellung relativistischer Wellengleichungen, die → Rarita-Schwinger-Gleichung, die → Klein-Gordon-Gleichung, die → Dirac-Gleichung und die W. des Neutrinos (→ Weyl-Gleichung).

Lit. Smirnow: Lehrgang der höheren Mathematik Tl. II (dtsch Berlin 1971);
A. Sommerfeld: Partielle Differentialgleichungen der Physik (Leipzig 1958);
Ivanenko u. Sokolow: Klassische Feldtheorie (dtsch Berlin 1953).

Wellengruppe, svw. Wellenpaket.

Wellenlänge, → Welle, → Crova-Wellenlänge.

Wellenlängennormal, → Meter.

Wellenleiter, *homogener W.*, eine Leitung aus dielektrischen Substanzen und Leitern, die in axialer Richtung einen gleichbleibenden Querschnitt besitzt und in der Lage ist, eine elektromagnetische Welle in dieser Richtung zu führen. Ein nach außen durch ein Rohr aus leitenden Wänden völlig abgegrenzter W. ohne Innenleiter wird → Hohlleiter genannt. Als Sonderfall eines Rechteckhohlleiters werden die Wellen zwischen zwei unendlichen, leitenden, parallelen Ebenen angesehen.

Atmosphärische W. oder *Ducts* entstehen, wenn in Abhängigkeit von der Höhe die relative Dielektrizitätskonstante ε_r und damit der Brechungsindex ein Maximum annimmt oder unstetig abnimmt. In einem atmosphärischen W. werden flach einfallende Strahlen geführt.

Die in W.n angeregten elektromagnetischen Wellen haben neben Komponenten der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$ und der magnetischen Feldstärke $\vec{H}$ senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (transversale Komponenten) noch Komponenten von $\vec{E}$ bzw. $\vec{H}$ in Ausbreitungsrichtung. Je nach dem Auftreten der Feldkomponenten in axialer Richtung kann man die möglichen Schwingungsformen in drei Gruppen einteilen.

1) *Leitungswellen, L-Wellen, TEM-Wellen* (Abk. von *t*ransversal-*e*lektro*m*agnetische Wellen). Bei ihnen ist die elektrische und die magnetische Feldstärke in Ausbreitungsrichtung gleich Null, d. h., es existieren nur dazu senkrechte Feldstärkekomponenten. *L*-Wellen treten nur bei gewöhnlichen Leitungen (→ Doppelleitungen) auf.

2) *E-Wellen, TM-Wellen* (Abk. von *t*ransversal-*m*agnetische Wellen). Bei ihnen ist die magnetische Feldstärke H in Ausbreitungsrichtung gleich Null, es existiert aber eine elektrische Feldstärkekomponente E in axialer Richtung, nach der sie bezeichnet sind. Die *E*-Wellen treten in Hohlleitern beliebigen Querschnitts auf.

3) *H-Wellen, TE-Wellen* (Abk. von *t*ransversal-*e*lektrische Wellen). Bei ihnen ist die elektrische Feldstärke E in axialer Richtung gleich Null, es existiert aber eine magnetische Feldstärkekomponente H in Ausbreitungsrichtung, nach der sie benannt sind. *H*-Wellen treten ebenfalls in Hohlleitern beliebigen Querschnitts auf.

Wellenmatrizen, → S-Matrix.

Wellenmechanik, → Quantenmechanik.

Wellennormale, → Welle.

Wellennormalenfläche, → Kristalloptik.

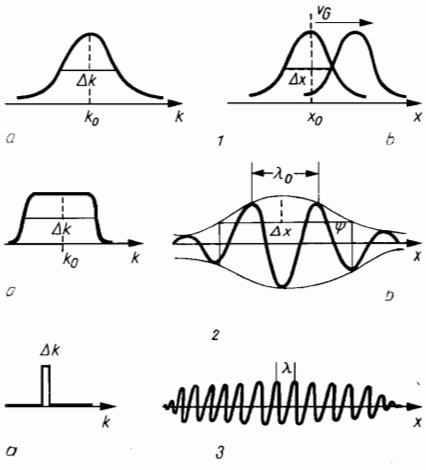
Wellenoperatoren, → S-Matrix.

Wellenpaket, *Wellengruppe*, Überlagerung harmonischer ebener Wellen mit verschiedenen Frequenzen ω und verschiedenen Amplituden derart, daß eine Wellenerregung des Mediums oder des physikalischen Feldes mit einer mittleren Kreisfrequenz ω_0 resultiert, die innerhalb eines Raumbereichs ΔR insoweit lokalisiert ist, daß außerhalb ΔR die Amplitude der Erregung nahezu verschwindet. Durch geeignete Überlagerung von Partialwellen kann jede beliebige Kontur eines W.es erzeugt werden:

$$\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{\infty} c(\vec{k})\, e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}\, d^3\vec{k},$$

wobei $\vec{k} = k(\omega)\,\vec{n}$ der Wellenzahlvektor mit der Wellenzahl $k(\omega)$, ω die Kreisfrequenz der ebenen Welle $e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$ und $c(\vec{k})$ die Amplitudenfunktion des W.es ist. Ist bei einem eindimensionalen W. $c(k)$ eine Gauß-Verteilung um die mittlere Wellenzahl k_0 und der mittleren quadratischen Abweichung Δk, d. h.,

$$c(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta k} \exp\left[-\frac{(k - k_0)^2}{2(\Delta k)^2}\right],$$ so ist die Intensität $|\psi|^2$ des W.es ebenfalls eine Gauß-Verteilung mit der mittleren quadratischen Abweichung $\Delta x = 1/\Delta k$. In Abb. 1a ist eine solche Gauß-Verteilung im Wellenzahlraum und in Abb. 1b die dazugehörige Gauß-Verteilung im Ortsraum gegeben, deren Schwerpunkt x_0 sich mit der Gruppengeschwindigkeit v_G (s. u.) verschiebt. Die Halbwertsbreite Δx gibt den Grad der Lokalisierung an, d. h., die Lokalisierung ist um so stärker, je kleiner Δx ist; wegen $\Delta x \cdot \Delta k = 1$ kann ein stark lokalisiertes W. nur unter Benutzung eines breiten Frequenzspektrums aufgebaut werden. Dementsprechend folgt aus einer „Kastenverteilung" im k-Raum mit der scharfen Halbwertsbreite $\Delta k = a =$ Breite des Kastens (Abb. 2a) ein ausgedehntes W. im Ortsraum mit der dem mittleren Impuls k_0 entsprechenden Wellenlänge λ_0 (λ_0 ist im Verhältnis zu groß gezeichnet, Abb. 2b).



Wellenpaket

Ist die Phasengeschwindigkeit v_p aller Partialwellen dieselbe, dann bewegt sich auch der Schwerpunkt des W.es mit dieser Geschwindigkeit. Im allgemeinen ist aber ω eine Funktion von k, $\omega = \omega(k)$, und der Schwerpunkt bewegt sich mit der Gruppengeschwindigkeit

$$v_G = \left.\frac{d\omega(k)}{dk}\right|_{k=k_0} \equiv \omega'(k_0) = v_p - \lambda\, dv_p/d\lambda,$$

wobei $\lambda = 2\pi/k$ die Wellenlänge der Partialwelle ist. Falls $d\omega/dk \neq v_p$ ist, spricht man von → Dispersion.

Beim praktischen Umgang mit Wellen treten ebene harmonische Wellen streng genommen nicht auf (sie müßten ja insbesondere eine unendliche Ausdehnung besitzen); statt dessen hat man in der Optik in guter Näherung W.e stufenförmiger Amplitudenfunktion $c(k)$ mit sehr schmaler Halbwertsbreite Δk (Abb. 3a), der im

Ortsraum ausgedehnte *Wellenzüge* mit nahezu konstanter Wellenlänge λ entsprechen (Abb. 3 b).

Aus der Beziehung $\Delta k \cdot \Delta x = 1$ folgt: Kommt der Erscheinung eine wohldefinierte Wellenlänge λ und daher $\Delta k = 0$ zu, dann muß notwendig $\Delta x = \infty$, d. h. die Erscheinung über den gesamten Raum verschmiert sein, und ist andererseits die Erscheinung scharf lokalisiert, d. h. $\Delta x = 0$, dann muß $\Delta k = \infty$ sein, und der Erscheinung kann keine Wellenlänge, auch nicht näherungsweise, zugeordnet werden.

Für nichtrelativistische Materiewellen ist $\omega = \hbar k^2/2m$, wobei $\hbar = h/2\pi$ (h = Plancksches Wirkungsquantum) und m die Masse eines Teilchens mit dem Impuls $p = \hbar k$ und der Energie $E = \hbar\omega$ ist. Die *Gruppengeschwindigkeit* $v_G = \mathrm{d}\omega/\mathrm{d}k = \hbar k/m = p/m$ stimmt wegen $p = mv$ mit der Teilchengeschwindigkeit v überein. Dennoch kann man ein Teilchen nicht als ein scharf lokalisiertes W. interpretieren, da wegen der Verschiedenheit von Gruppen- und Phasengeschwindigkeit die Partialwellen mit $\lambda < \lambda_0$ im Laufe der Zeit dem Zentrum des W.es davoneilen, während die mit $\lambda > \lambda_0$ immer weiter zurückbleiben, und zwar um so mehr, je kleiner bzw. größer λ ist. Das W. „zerfließt" daher mit der Zeit, und zwar um so schneller, je schärfer es zu einem Anfangszeitpunkt t_0 lokalisiert war. Ein Teilchen der Masse 1 g mit $\Delta x = 1$ cm würde in 10^{18} Jahren, ein Elektron der Masse $9 \cdot 10^{-28}$ g mit $\Delta x = 10^{-8}$ cm dagegen schon in $2 \cdot 10^{-16}$ s seine Ausdehnung verdoppeln und in 60 Tagen die Ausmaße des Sonnensystems einnehmen, d. h., Elementarteilchen wären nach dieser Vorstellung entgegen der praktischen Erfahrung äußerst instabil. Dies ist einer der Gründe für die statistische Interpretation der Quantenmechanik, wonach $|\psi|^2$ nicht direkt als Materiedichte, sondern als Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden eines Teilchens anzusehen ist.

Wellenquantisierung, → Quantisierung.

Wellenstrom, *Mischstrom*, Gleichstrom, dem ein Wechselstrom überlagert ist.

Wellental, → Welle.

Wellentheorie der Materie, Beschreibung der verschiedenen Elementarteilchen durch Felder, deren Störungen sich als Wellen ausbreiten (→ Feldtheorie). Die W. d. M. wurde von de Broglie mit der Vorstellung begründet, daß die Materie neben dem korpuskularen Charakter auch einen Wellencharakter habe (→ Dualismus von Welle und Korpuskel). Schrödinger entwickelte daraufhin die klassische nichtrelativistische W. d. M. durch Aufstellung einer Wellengleichung $\mathrm{i}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{1}{2\zeta}\Delta\psi - \eta V\psi = 0$ für die komplexe Wellenfunktion $\psi(\vec{r}, t)$ mit den Masse- und Ladungsparametern $\zeta = \frac{m}{\hbar}$ und $\eta = \frac{e}{\hbar}$; $\varrho = \psi^*\psi$ wurde dabei als Materiedichte interpretiert. Analog können relativistische Materiefelder eingeführt werden (relativistische → Wellengleichung, → Dirac-Gleichung, → Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes). Die Unteilbarkeit der Elementarteilchen erforderte jedoch die Interpretation von ϱ als Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden eines Teilchens der Masse m und Ladung e am Ort $\vec{r}$ zur Zeit t (→ statistische Interpretation). Diese Interpretation führt bereits zur Quantentheorie von Einteilchensystemen. Bei einer konsequenten Quantisierung werden die Wellenfunktionen durch Operatoren ersetzt, die die Erzeugung und Vernichtung von Teilchen beschreiben; es entsteht die vollständige Quantentheorie von Vielteilchensystemen. Dieses Quantisierungsverfahren wird oft als 2. Quantelung bezeichnet, ein irreführender Ausdruck, da es sich um die Quantisierung eines klassischen Feldes handelt, das allerdings derselben Wellengleichung genügt wie die quantenmechanische Einteilchen-Wellenfunktion, die sich vom klassischen Feld nur durch ihre Interpretation unterscheidet. Ausgehend von klassischen relativistischen Feldtheorien erhält man relativistische Quantenfeldtheorien, in denen auch die Erzeugung und Vernichtung von Elementarteilchen beschrieben wird.

Wellentypen, → Hohlleiter, → Wellenleiter.

Wellenwiderstand, 1) das ortsunabhängige Verhältnis von Spannung zu Strom in jedem Punkt einer → Doppelleitung, wenn auf dieser nur fortschreitende Wellen vorhanden sind, d. h., wenn diese reflexionsfrei abgeschlossen oder unendlich lang ist. Eine mit dem W. abgeschlossene Leitung verhält sich wie eine unendlich lange Leitung, die ankommende Welle wird vollständig verschluckt. Für eine verlustbehaftete Doppelleitung mit den Belägen R für den Widerstand, L für die Induktivität, C für die Kapazität und G für den Leitwert je Längeneinheit ergibt sich aus der Lösung der → Telegrafengleichung für die Spannung und den Strom im Punkt x der komplexe Wellenwiderstand $\underline{Z}_L = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}}$. Darin bedeutet ω die Kreisfrequenz.

Der W. ist frequenzabhängig und durch die Art der Leitung und ihren Aufbau bedingt. Im Falle einer verlustlosen Doppelleitung erhält man die bekannte frequenzunabhängige Beziehung $\underline{Z}_L = \sqrt{L/C}$.

Für das Verhältnis von Spannung zu Strom bei Vierpolketten gilt dasselbe wie bei Leitungen, die Größe wird ebenfalls W. genannt (weiteres → Kettenleiter). Eine entsprechende Bedeutung hat das Verhältnis von elektrischer Feldstärke E und magnetischer Feldstärke H einer freien, ebenen elektromagnetischen Welle. Es wird ebenfalls als W. oder korrekter *Feldwellenwiderstand* des freien Raumes bezeichnet, und es gilt $\underline{Z}_F = \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \mu_r}{\varepsilon_0\varepsilon_r - \mathrm{j}\frac{\varkappa}{\omega}}}$. Dabei ist μ_0 die absolute Permeabilität des Vakuums, μ_r ist die relative Permeabilität, ε_0 die absolute Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante und $\varkappa$ die spezifische Leitfähigkeit. Für das Vakuum erhält man $\underline{Z}_{F0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 376{,}7\ \Omega$, den Feldwellenwiderstand des leeren Raumes.

2) → Strömungswiderstand.

Wellenzahl, → Welle.

Wellenzahlvektor, $\vec{k}$, Vektor in Ausbreitungsrichtung einer ebenen monochromatischen → Welle. Er hängt mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$

der Ausbreitungsgeschwindigkeit c und dem Normalvektor $\vec{e}$ der Fläche konstanter Phase der Welle folgendermaßen zusammen:

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c}\vec{n}, \text{ d. h. } \vec{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0. \quad (1)$$

Für elektromagnetische Wellen im Vakuum bilden $\vec{k}$ und $\frac{\omega}{c}$ einen Nullvektor des Minkowski-Raumes. Bei der Betrachtung von elektromagnetischen Wellen in Medien ist es im allgemeinen notwendig, für $\vec{k}$ komplexe Werte einzuführen:

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + i\vec{k}_2. \quad (2)$$

Entsprechend dem Auftreten der magnetischen Permeabilität μ und der Dielektrizitätskonstanten ε des Mediums in der Wellengleichung gilt für das Quadrat des W.s $\vec{k}$:

$$\vec{k}^2 = \vec{k}_1^2 - \vec{k}_2^2 + 2i\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 = \varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\mu_r\frac{\omega^2}{c^2}. \quad (3)$$

Der W. wird komplex, wenn $\varepsilon\mu$ komplex ist. Die Größe $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\mu_r}$ wird in diesem Fall durch den Brechungsindex n und den Absorptionskoeffizienten $\varkappa$ des Mediums beschrieben:

$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0\mu_r} = n + i\varkappa. \quad (4)$$

Wellenzug, → Wellenpaket.

Welle-Teilchen-Dualismus, svw. Dualismus von Welle und Korpuskel.

Welle-Teilchen-Wechselwirkung, → quasilineare Theorie.

Welligkeit, periodische Schwankung einer Größe zwischen einem Minimal- und einem Maximalwert ohne Vorzeichenumkehr, zum Beispiel W. der Gleichspannung einer Gleichstrommaschine in Abhängigkeit von der Nutenzahl oder W. des Gleichstroms einer Gleichrichterschaltung.

Wellrad, → Rolle.

Wellrohr, Bauelement in Vakuumsystemen, das starre Verbindungen z. B. zum Zwecke der Aufnahme mechanischer bzw. thermischer Spannungen flexibler gestaltet. In der Praxis bewährt hat sich verstärktes Kupferwellrohr, das sich gegenüber einfachen Tombakfederkörpern beim Evakuieren nicht zusammenzieht. Auch ein Glasfaltenbalg in Hartglasausführung ist geeignet und wird in Vakuumapparaten in Glasausführung verwendet; gute Dienste in dieser Hinsicht leisten auch Schliffketten in Glasausführung.

Wellrohrmanometer, → Manometer.

Welt, → Kosmos.

Weltall, → Kosmos.

Weltalter. Die Friedmannschen Kosmen ohne kosmologische Konstante haben die Eigenschaft, zu einer bestimmten Zeit singulär zu werden, d. h., zu diesem Zeitpunkt wird die Dichte der Materie unendlich groß und der Abstand zwischen den mit der Materie bewegten Beobachtern gleich Null. Die Zeit, die seit diesem Zustand vergangen ist, wird W. genannt.

Für Friedmann-Kosmen mit den drei verschiedenen Krümmungen $\varepsilon = -1, 0, +1$ der dreidimensionalen Räume folgen die Beziehungen

$\varepsilon = +1$: $ht < 2/3$; $\varepsilon = 0$: $ht = 2/3$; $\varepsilon = -1$: $2/3 \leqq ht \leqq 1$.

Dabei ist h die Hubble-Konstante (→ Hubble-Effekt) und t das W.

Mit dem heutigen Wert der Hubble-Konstanten von der Größenordnung $10^{-18}\,s^{-1}$ ergeben sich für die verschiedenen Werte der Krümmung ε für das W. Werte von der Größenordnung 10^9 bis 10^{10} Jahre.

Die astronomischen Daten sind heute noch zu unsicher, um auf diesem Wege eine Entscheidung für oder gegen einzelne Weltmodelle treffen zu können.

Weltäther, → Äther.

Weltkoordinaten, die in der vierdimensionalen Raum-Zeit-Welt R den Weltpunkten durch ein Koordinatensystem zugeordneten Quadrupel (x^0, x^1, x^2, x^3) von Zahlen.

Liegt eine Punktmenge M von R im Bereich zweier Koordinatensysteme (x^0, x^1, x^2, x^3) und (y^0, y^1, y^2, y^3), so vermittelt M eine Zuordnung $y^i = y^i(x^0, x^1, x^2, x^3)$ zwischen den Koordinaten y^i und x^k desselben Punktes von M. Diese Zuordnung wird Koordinatentransformation genannt.

In der Raum-Zeit-Welt der speziellen Relativitätstheorie beschränkt man sich meistens auf kartesische Koordinaten, in denen das Linienelement die Form

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2$$

hat. Die zeitartige Koordinate x^0 (→ zeitartig) ist dabei die mit der Lichtgeschwindigkeit c multiplizierte universelle Zeit, und x^1, x^2, x^3 sind die Koordinaten des dreidimensionalen Ortsraumes. Es ist natürlich auch möglich, krummlinige W. zu verwenden. Die physikalischen Gesetze müssen daher so formuliert werden können, daß ihre Form nicht von der Wahl des Koordinatensystems abhängt. Das ist eine logisch notwendige Forderung, die es überhaupt erst gestattet, sinnvoll Physik zu betreiben.

In der allgemeinen Relativitätstheorie sind die physikalischen Erfahrungsräume indefinite → Riemannsche Räume, in denen wegen der Krümmung dieser Räume keine kartesischen Koordinaten gewählt werden können, wie das z. B. für eine Kugeloberfläche, die ein zweidimensionaler Riemannscher Raum ist, zutrifft. Im Unterschied zum Minkowski-Raum hat man es also im Riemannschen Raum immer mit krummlinigen Koordinaten zu tun. Die keiner Beschränkung unterliegende Wahl des Koordinatensystems ordnet jedem Weltpunkt drei beliebige räumliche Koordinaten x^1, x^2, x^3 und eine Zeitkoordinate x^0 zu. Die Zeitkoordinate wird durch eine in beliebiger Weise gehende Uhr bestimmt. Der Ausdruck $g_{ik}\,dx^i\,dx^k$ $(i, k = 1, 2, 3)$ wird daher im allgemeinen nicht mit dem durch die physikalischen Meßmethoden bestimmten Abstand zweier unendlich benachbarter Raumpunkte der Koordinaten x^i und $x^i + dx^i$ übereinstimmen. Ebensowenig wird $(dx^0)^2$ im allgemeinen die infinitesimale Zeitdifferenz zwischen in ein und demselben Raumpunkt stattfindenden Ereignissen angeben. Die wahren, d. h. physikalisch zu messenden Abstands- und Zeitintervalle hängen mit den Koordinatenintervallen folgendermaßen zusammen:

$$dl^2 = \left(g_{ik} - \frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}}\right)dx^i\,dx^k$$

$$d\tau^2 = -\frac{1}{c^2}\,g_{00}(dx^0)^2;$$

dl ist der aus der Laufzeit von Lichtsignalen bestimmte Abstand und $d\tau$ ist das Eigenzeitintervall.

Weltlinie, Beschreibung der Bewegung eines Punktes durch eine Kurve in der vierdimensionalen → Raum-Zeit-Welt. Die dreidimensionale Beschreibung der Bewegung $\vec{r} = \vec{r}(t)$, $ct = ct$ ist allgemein durch $x^\mu = x^\mu(\lambda)$ ersetzbar. Nach dem Kausalitätsprinzip kann die W. eines materiellen Teilchens nirgends raumartig sein (→ Minkowski-Raum). Schneiden sich zwei W.n, so treffen sich am Schnittpunkt die beiden repräsentierten Teilchen.

Weltmodell, → kosmologisches Modell, → Kosmos.

Weltpunkt, *Ereignis*, Punkt der → Raum-Zeit-Welt, d. h. Angabe eines Ortes im dreidimensionalen Raum und eines Zeitpunktes.

Weltradius, Radius des gekrümmten dreidimensionalen Raums. Aus dem → kosmologischen Postulat folgt für die Metrik der Welt das Robertson-Walkersche Linienelement. Die dreidimensionalen Raumschnitte dieser Weltmodelle lassen sich in einen vierdimensionalen ebenen Hilfsraum einbetten und haben darin die Gestalt einer dreidimensionalen Kugel mit dem Radius R. R wird W. genannt.

Die dreidimensionalen Räume sind also Räume konstanter Krümmung, die durch das Quadrat des Kehrwerts des W. bestimmt wird.

Ist der Einbettungsraum ein echter euklidischer Raum, dann nennt man den Kosmos sphärisch. In diesem Fall ist der W. reell und die Krümmung positiv.

Ist der Einbettungsraum ein pseudoeuklidischer Raum, dann nennt man den Kosmos hyperbolisch. In diesem Fall ist der W. imaginär und die Krümmung negativ.

Die dreidimensionalen Raumschnitte können aber auch eben sein, d. h. die Krümmung Null haben. Ihnen kann ein unendlicher W. zugeordnet werden. In zeitabhängigen kosmologischen Modellen, die dem kosmologischen Postulat genügen, ist der W. durch die Funktion $S(t)$ im → Robertson-Walkerschen Linienelement gegeben.

Weltraumsimulator, eine große Ultrahochvakuumkammer, häufig nach dem Doppelwandprinzip gebaut, für die Nachahmung der Bedingungen, wie sie im Weltraum gegeben sind. In 500 km Höhe über der Erde beträgt der Druck z. B. nur noch etwa 10^{-8} Torr, in 1 000 km Höhe etwa 10^{-11} Torr. Außerdem ändert sich die Partialdruckzusammensetzung der Atmosphäre über der Erde mit der Höhe. — Weltraumkammern dienen für vorbereitende Versuche und Kontrollen von Flugkörpern, Flugausrüstungen und Geräten, sowie für Tests in Verbindung mit thermischer Belastung, Sonnenbestrahlung, mechanischen Vibrationen und tiefen Temperaturen.

Weltzeit, → Zeitmaße.

Wendelleitung, → Verzögerungsleitung.

Wendelstein, → Kernfusion.

Wendepol, ein Hilfspol bei → elektrischen Maschinen mit Stromwender zur Verbesserung der Stromwendung. Die W.e haben in erster Linie die Aufgabe, das Luftspaltfeld im Bereich der Stromwendung zu kompensieren.

Wendeprisma, → Reflexionsprisma.

Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung, svw. WKB-Näherung.

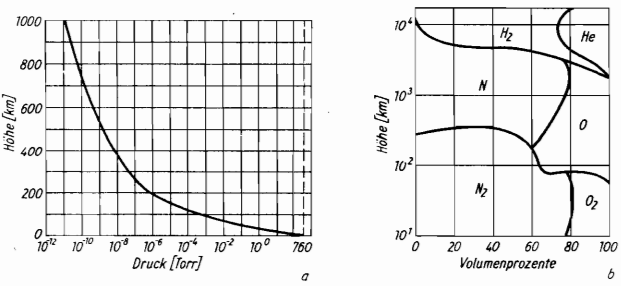
Werkstoffprüfung (Tafel 48), die Ermittlung der physikalischen, mechanischen und chemischen Zusammensetzung von Werkstoffen. Die W. dient zur Güteüberwachung, Aufklärung von Schadensfällen, Schaffung von Unterlagen für die Grundlagenforschung, für die Standardisierung und Verwendung der Werkstoffe sowie zur Entwicklung neuer Werkstoffe. Häufig teilt man die Verfahren zur Prüfung metallischer Werkstoffe in zerstörende und zerstörungsfreie Verfahren ein.

Zu den zerstörenden Prüfverfahren gehören alle Verfahren der *Festigkeitsprüfung*, die den Widerstand eines Körpers gegen die Einwirkung einer Belastung kennzeichnen, z. B. Zugversuch, Verdrehversuch und Dauerschwingversuch; *Härtemessungen*; *Gefügeuntersuchungen*; *chemische Analysen* u. a.

Zerstörungsfreie Prüfverfahren arbeiten z. B. mit *Röntgenstrahlen* (→ Grobstrukturuntersuchung, → Feinstrukturuntersuchung, → Röntgenspektralanalyse) oder mit *Gammastrahlen*. Letzteres Verfahren bezeichnet man als *Gammaspektroskopie*. Es dient zum Feststellen äußerlich nicht wahrnehmbarer Fehlstellen (Risse, Lunker, Schlackeneinschlüsse, Schweißnahtfehler u. ä.) und zur Kontrolle von Schweißnähten. An den Stellen des Werkstückes, an denen sich Hohlräume befinden, wird die Strahlung weniger geschwächt. Die verminderte Strahlungsschwächung ist an einer stärkeren Schwärzung der hier meist als Detektor verwendeten photographischen Emulsion erkennbar. Im Gegensatz zur Durchstrahlung mit Röntgenstrahlen, mit denen man Schichtdicken bei Eisen bis maximal 100 mm untersuchen kann, erlaubt die große Härte der Gammastrahlung die Durchstrahlung von Stahl bis 200 mm und von Kupferlegierungen bis 150 mm Dicke. Als radioaktive Quelle dienen Radium, Kobalt-60, Tantal-182, Iridium-192, Thulium-170 und Zäsium-137. Die technisch wirksame Strahlungskomponente der drei letztgenannten Elemente entspricht der Röntgenstrahlung der Energiebereiche 1,3; 1,2 bzw. 0,6 MeV.

Wernicke-Prisma, → Dispersionsprisma.

Wertigkeit, *maximale W.*, wird bei der heteropolaren Bindung (→ chemische Bindung) durch die Zahl der Elektronen bestimmt, die von einem Atom abgegeben oder aufgenommen wer-



Weltraumsimulator: *a* Druckverlauf in der Erdatmosphäre, *b* ungefähre Struktur der Erdatmosphäre (nach Simons)

den können, um die Elektronenstruktur des nächstgelegenen Edelgases anzunehmen.

Die W. der Elemente ist je nach der Stellung im Periodensystem verschieden. Im allgemeinen ist sie für alle Elemente einer Gruppe gleich, während sie sich von Gruppe zu Gruppe ändert.

Die Alkalimetalle haben ein Außenelektron, die Erdalkalimetalle zwei, Aluminium und seine Homologen drei Außenelektronen und können demzufolge maximal positiv ein-, zwei- oder dreiwertige Ionen bilden. Umgekehrt nehmen z. B. die Halogene durch Aufnahme eines Elektrons eine Edelgaskonfiguration an und bilden so negativ einwertige Ionen.

Die Atome können in verschiedenen Verbindungen auch mit niedrigeren Wertigkeitsstufen, als sie der maximalen W. entspricht, auftreten. In Verbindungen wird die W. eines Elementes durch eine eingeklammerte römische Zahl hinter dem Elementnamen angegeben, z. B. Blei(IV)-chlorid.

Im Sinne von maximaler W. wird auch der Begriff *Valenz* gebraucht: Eine Valenz gibt an, wieviel Einfachbindungen ein Atom des betreffenden Elementes eingehen kann.

Speziell für kovalente Bindungen wird anstelle der W. oft der Begriff *Bindigkeit* benutzt, der die Zahl derjenigen Elektronen angibt, die durch ein Atom zu den mit seinen Bindungspartnern gemeinsamen Elektronenpaaren beigesteuert werden kann.

wesentliche Singularität, → Funktionen-Theorie.

Westdrift, 1) langsame, nach Westen gerichtete Bewegung der Kontinente infolge der Gezeitenkräfte und der für die Gezeitenkräfte unelastisch wirkenden Erde, experimentell jedoch nicht nachgewiesen.

2) → Säkularvariation.

Weston-Normalelement, → Normalelement.

Wetter, Gesamtheit der atmosphärischen Zustände und Prozesse an einem Ort und zu einem Zeitpunkt. Das W. wird durch eine Anzahl verschiedenartiger *Wetterelemente* charakterisiert, z. B. Lufttemperatur, Luftdruck, Luftfeuchtigkeit, Windrichtung und -geschwindigkeit, Bewölkung und Wolkenart, Hydrometeore, Sichtweite u. a. Hauptsächlicher Sitz der Vorgänge, die das Wettergeschehen an der Erdoberfläche bestimmen, ist die Troposphäre. Dabei steht das W. an einem gegebenen Ort immer in Zusammenhang mit der *Wetterlage*, d. h. mit den atmosphärischen Zuständen und Prozessen über einem größeren Gebiet, wird aber gleichzeitig von lokalen Faktoren, insbesondere der Gestalt und den physikalischen Eigenschaften der Erdoberfläche, beeinflußt.

Den Ablauf des W.s über einen längeren, etwa mehrtägigen Zeitraum bezeichnet man als *Witterung*, die zugehörige Wetterlage als *Großwetterlage*.

Hauptsächlich infolge der großen atmosphärischen Energieumsetzungen, mit denen das Wettergeschehen verbunden ist, sind die Möglichkeiten einer gezielten *Wetterbeeinflussung* z. Z. noch gering und beschränken sich im wesentlichen auf kurzdauernde kleinräumige Prozesse. Hierzu gehören z. B. Maßnahmen zur Bekämpfung von Nachtfrösten in hochwertigen landwirtschaftlichen Kulturen durch künstliche Beregnung, Heizung, Rauchentwicklung oder mechanische Durchmischung der bodennahen Luftschichten mittels Ventilatoren oder Hubschraubern, ferner Maßnahmen zur Wolken- oder Nebelauflösung und zur Hagelabwehr durch Eingriffe in die mikrophysikalischen Prozesse bei der Wolken- und Niederschlagsbildung. → Wettervorhersage.

Wetterleuchten, entfernte Blitze, deren Blitzbahn nicht mehr zu erkennen und deren Donner nicht mehr zu hören ist.

Wetterradar, → Radar.

Wettersatellit, ein künstlicher Erdsatellit, der mit Fernsehkameras und Strahlungsempfängern für verschiedene Wellenlängenbereiche ausgerüstet ist und meteorologische Informationen aus Gebieten liefert, die bisher kaum erfaßt wurden (Weltmeere, wenig besiedelte Regionen). Die Messung im IR-Bereich dient sowohl zur Bestimmung der Temperatur der strahlenden Flächen (Erdboden, Ozean, Wolken) als auch zur Lokalisierung von Wolkensystemen auf der Tag- und Nachtseite der Erde. Messungen im sichtbaren Bereich und im UV-Bereich ermöglichen die Bestimmung der Höhe der Wolkenobergrenze, des Ozongehaltes und der Lage von Dunstschichten in der Stratosphäre. Mittels numerischer Verfahren (Inversionsmethode) erhält man aus den Strahlungsmessungen Vertikalprofile von Temperatur und Feuchte. Je nach der Bahnneigung des W.en zur Äquatorebene werden unterschiedliche Gebiete überflogen. Geostationäre W.en (→ Erdsatellit) ermöglichen die kontinuierliche Beobachtung eines großen Teils der Erdoberfläche.

Die Meßergebnisse der W.en werden entweder im W. gespeichert und von bestimmten Bodenstellen abgerufen oder auch laufend gesendet, so daß sie mit geeigneten Empfangsapparaten von beliebigen Interessenten aufgenommen und direkt verwertet werden können.

Die UdSSR startete 1966 ihren ersten W., Kosmos 122. Von den USA wurden bisher die erfolgreichen TIROS-, Nimbus-, ESSA- und ATS-Serien gestartet (erster W.-TIROS I-Start 1960). Außerdem tragen W.en zur Verbesserung der Wettervorhersage und des Unwetterwarndienstes bei (Hurrikan-Überwachung).

Wettervorhersage, Vorhersage atmosphärischer Zustände und Prozesse, die in ihrer Gesamtheit das → Wetter darstellen. Nach der Länge des Vorhersagezeitraumes unterscheidet man *kurzfristige W.n* für 1 bis 2 Tage im voraus, *Mittelfristvorhersagen* mit einem Prognosezeitraum bis etwa eine Woche und *Langfristvorhersagen* für ganze Monate oder Jahreszeiten. Obwohl erste sporadische Versuche einer W. auf Grund erfahrungsmäßig erfaßter Zusammenhänge zwischen auffallenden Wettererscheinungen bereits im Altertum unternommen wurden, begannen die Voraussetzungen für systematische, wissenschaftlich fundierte W.n erst in der zweiten Hälfte des 19. Jh.s heranzureifen. Diese bestanden einmal in der Entwicklung der → Meteorologie zu einer exakten, mathematisch-physikalischen Wissenschaft (→ physikalische Meteorologie) und zum anderen im Ausbau eines internationalen Beobachtungsnetzes, in dem gleichzeitige meteorologische Beobachtungen nach einheitlichen Methoden angestellt und auf telegrafischem Wege verbreitet wurden, da

eine W. allein aus örtlichen Wetterbeobachtungen günstigstenfalls für wenige Stunden im voraus möglich ist. Zunächst wurden W.n auf der Grundlage zahlreicher, teils empirischer, teils theoretisch begründeter Gesetzmäßigkeiten und Regeln aufgestellt, wobei anfangs die Luftdruckverteilung an der Erdoberfläche („Isobarenmeteorologie"), später die Verlagerung der Luftmassen und Fronten unter besonderer Beachtung der Höhenströmung („luftmassenmäßige Arbeitsweise") im Vordergrund standen. Seit den fünfziger Jahren vollzieht sich der Übergang zu objektiven Methoden der meteorologischen Analyse und Prognose unter breitester Anwendung der EDV („numerische Prognose").

Mathematisch gesehen stellt die W. ein Anfangs- und Randwertproblem dar, bei dem durch schrittweise numerische Auswertung eines komplizierten Differentialgleichungssystems aus dem Anfangszustand der Atmosphäre zum Zeitpunkt t_0 die Folgezustände zu den Zeiten $t_1, t_2, t_3, \ldots$ berechnet werden. In die Randbedingungen gehen dabei die Wechselwirkungsprozesse zwischen Atmosphäre und Erdoberfläche ein, die sich in der → Grundschicht der Troposphäre vollziehen, ferner die Einflüsse aus höheren Atmosphärenschichten bzw. dem interplanetaren Raum, im Falle der bisher allein praktisch realisierten Prognose für Teilgebiete der Erde auch die Zustände an den zeitlichen Begrenzungsflächen des Vorhersagegebiets, die aber ihrerseits (im allgemeinen unbekannte) Funktionen der Zeit sind. Wegen des letztgenannten Umstandes erfordert eine Verbesserung insbesondere längerfristiger W.n den Übergang zur lückenlosen Erfassung und Vorausberechnung atmosphärischer Zustände und Prozesse auf der gesamten Erde, wozu z. Z. große Anstrengungen auf internationaler Ebene unter Einsatz moderner Beobachtungsmittel, wie langlebiger driftender Ballone und Wettersatelliten, unternommen werden (Globales atmosphärisches Forschungsprogramm, → GARP; Weltwetterüberwachung, abg. WWW).

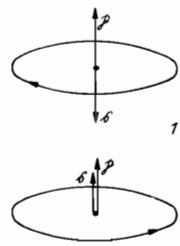
Die begrenzte Beobachtungsgenauigkeit, die beschränkte räumliche und zeitliche Dichte der Beobachtungen im Verein mit den Effekten kleinräumiger Prozesse von Zufallscharakter sowie die Kapazitätsgrenzen selbst der modernsten elektronischen Datenverarbeitungsanlagen bewirken, daß auch in Zukunft die Genauigkeit der W.n mit zunehmender Länge des Prognosezeitraums unvermeidlich abnimmt und insbesondere kleinräumige Erscheinungen, wie Böen, Schauer und Gewitter, in ihrem lokalen Auftreten nur sehr kurzfristig zuverlässig vorhergesagt werden können. Die praktischen Grenzen der Vorhersagbarkeit des Wetters im Sinne einer mechanisch-deterministischen Prognose sind noch weitgehend unbekannt und werden zwischen wenigen Tagen bis Wochen vermutet. Mit zunehmendem Vorhersagezeitraum wächst die Bedeutung statistischer Verfahren und Aussagen. Die z. Z. erst in Ansätzen entwickelten langfristigen W.n dürften auch künftig auf Wahrscheinlichkeitsaussagen über den Witterungscharakter (→ Wetter) beschränkt bleiben und werden zu ihrer Aufstellung wahrscheinlich die Berücksichtigung der langfristigen Wechselwirkung zwischen den Ozeanen und der Atmosphäre, der solar-terrestrischen Beziehungen und anderer Effekte erfordern.

Weyl-Algebra, → Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren.

Weyl-Gleichung, *Weylsche Neutrinogleichung, Wellengleichung des Neutrinos,* relativistische Wellengleichung für ein Teilchen mit dem Spin $s = 1/2$ und der Masse $m = 0$, die erstmals von H. Weyl (1929) aufgestellt wurde:

$$\sigma^\mu p_\mu \varphi(x) = \partial\varphi/\partial t - \vec{\sigma}\,\mathrm{grad}\,\varphi = 0.$$

Dabei ist $\sigma^\mu = (\sigma^0, \vec{\sigma})$ mit $\sigma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ und $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ die Paulischen Spinmatrizen, $p_\mu = (p_0, \vec{p})$ ist der Impuls-Vierervektor mit $p_0 = E/c$, und $\varphi(x)$ ist die zweikomponentige Wellenfunktion (2-Spinor) des Neutrinos. Lösungen der W.-G. in Form ebener Wellen $\varphi = e^{-i(px)}v(p)$ mit $px = p_0x^0 - \vec{p}\vec{r} = Et - \vec{p}\vec{r}$ und dem 2-Spinor $v(p)$ ergibt die W.-G. im Impulsraum $p_0v(p) = -\vec{\sigma}\vec{p}v(p)$. Die Lösungen dieser Gleichung zu positiver Energie $p_0 = +|\vec{p}|$ (wegen $(\vec{\sigma}\vec{p})^2 = \vec{p}^2$ ist $p_0^2 = \vec{p}^2$) sind die Zustände des Neutrinos; für Neutrinos ist daher $\vec{\sigma}\vec{p}/|\vec{p}| = -1$. Spin und Impuls der Neutrinos sind antiparallel, d. h., die Neutrinos haben negative Helizität (Abb. 1). Die Lösungen negativer Energie $p_0 = -|\vec{p}|$ gehören nach Dirac (→ Dirac-Gleichung) zu den Antiteilchen, diese haben daher positive Helizität $\vec{\sigma}\vec{p}/|\vec{p}| = +1$ (Abb. 2).



Weyl-Gleichung

Die W.-G. ist nicht invariant gegenüber der Paritätsoperation (P: $\vec{r} \to -\vec{r}$); da hierbei $\vec{p}$ in $-\vec{p}$, aber $\vec{\sigma}$ in $\vec{\sigma}$ übergeht, ist das Neutrino kein Eigenzustand der Parität. Die W.-G. trägt daher der Nichterhaltung der Parität bei allen Prozessen Rechnung, an denen Neutrinos (oder Antineutrinos) beteiligt sind, z. B. beim β-Zerfall. Sie ist auch nicht invariant gegenüber Teilchen-Antiteilchen-Konjugation C, da hierbei $\vec{p}$ in $\vec{p}$ und $\vec{\sigma}$ in $\vec{\sigma}$ übergeht und daher ein linkshändiges Neutrino in ein linkshändiges Antineutrino übergehen müßte: $\vec{\sigma}\vec{p}/|\vec{p}|$ in $\vec{\sigma}\vec{p}/|\vec{p}|$. Dagegen ist die W.-G. invariant gegenüber der kombinierten Parität PC; diese bleibt bei der schwachen Wechselwirkung im allgemeinen erhalten.

Die W.-G. des Neutrinos folgt aus der Dirac-Gleichung für Teilchen mit Spin $s = 1/2$ und von Null verschiedener Ruhmasse m, wenn man letztere gleich Null setzt (sie hat dann die Gestalt $\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) = 0$ und wegen des Fehlens des linearen Gliedes $m\psi(x)$ eine größere Lösungsmannigfaltigkeit) und durch die zusätzliche Forderung $\psi = -i\gamma^5\psi$ die möglichen Lösungen so einschränkt, daß sie gegenüber PC, nicht aber P allein invariant sind (→ CP-Invarianz). Definiert man speziell $\psi_n = \frac{1}{2}(1 - i\gamma^5)\psi$, so ergibt sich in der üblichen Darstellung $\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$, $\gamma^5 = i\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ für die γ-Matrizen gerade $\psi_n = \begin{pmatrix} \psi_{n'} \\ 0 \end{pmatrix}$, wobei $\psi_{n'}$ ein 2-Spinor ist, für den gerade die W.-G. gilt.

Im Gegensatz zur Weylschen oder Zweikomponenten-Theorie des Neutrinos wurde ursprünglich von E. Majorana angenommen, daß Neutrino und Antineutrino identisch seien und die Parität erhalten bleibe. Diese Majoranasche oder Vierkomponenten-Theorie des Neutrinos folgt ebenfalls aus der Dirac-Gleichung, wenn

Weylsche Neutrinogleichung

man die 4-Spinoren $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^c)$ und $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi - \psi^c)$ bildet, wobei ψ^c der zu ψ ladungskonjugierte 4-Spinor ist, und $\omega = 0$, d. h. $\psi = \psi^c$, fordert; in der Majorana-Darstellung der γ-Matrizen folgt dann $\chi^c = \chi^\dagger = \chi$, d. h., χ ist hermitesch, beschreibt daher ein neutrales Feld, und wegen $\chi^c = \chi$ sind Teilchen und Antiteilchen identisch. Diese Vier-Komponenten-Theorie steht jedoch im Widerspruch zum Experiment.

Weylsche Neutrinogleichung, svw. Weyl-Gleichung.

WEZ, → Zeitmaße.

Wh, W · h, → Wattstunde.

Wheatstone-Brücke, → Meßbrücke.

Whewellsche Streifen, → Interferenzerscheinungen 5).

Whisker, *Nadelkristall, Haarkristall* (Tafel 56), nadel- oder haarförmige Wachstumsform eines Kristalls mit besonderen physikalischen Eigenschaften. Der Durchmesser der W.s beträgt einige 10^{-4} cm und die Länge einige mm — in einigen Fällen auch bis zu 20 cm. Gegenüber gewöhnlichen Kristallen des gleichen Stoffes zeichnen sich W.s durch eine extrem hohe Elastizitätsgrenze, die der Festigkeit des Idealkristalls nahekommt, aus. Deshalb haben W.s sowohl für Untersuchungen auf dem Gebiet der Festkörperphysik als auch, wenn sie in bestimmte andere Stoffe eingebettet werden, für die Herstellung neuer, wertvoller Werkstoffe (Verbundwerkstoffe) Bedeutung erlangt. Das Wachstum von W.s kann, gegebenenfalls durch besondere Versuchsführung, bei allen Arten des Kristallwachstums erfolgen. So wachsen Natriumchloridwhiskers auf der Oberfläche von mit gesättigter Lösung getränkten Keramikscherben oder an der Außenseite eines die Lösung enthaltenden Plastbeutels. Besonders lange Natriumchloridwhiskers gewinnt man aus einer Polyvinylalkohol enthaltenden Natriumchloridlösung. Das Wachstum von W.s aus der Gasphase gelingt bei Anwesenheit von Fremdgasen. Man unterscheidet, ob das Wachstum an der Spitze oder an der Basis des W.s erfolgt. Für das Wachstum an der Spitze wird angenommen, daß die eine oder wenigen im Kristall enthaltenen Versetzungen in Richtung der Whiskerachse orientiert sind und ein Spiralwachstum an der Spitze bewirken, während die auf die Seitenflächen auftreffenden Moleküle durch Oberflächendiffusion oder in einem adhärierenden Lösungsfilm zur Spitze wandern. Wachstum an der Basis erfolgt, wenn das Kristallmaterial von der Unterlage geliefert wird, z. B. im Verlauf einer speziellen Rekristallisation, wenn dünne Schichten getempert werden oder auf Grund von Versetzungsprozessen, wenn dünne Schichten einem Druck ausgesetzt werden.

Whistler (von engl. to whistle ‚pfeifen'), niederfrequente Funkstörungen, die im Gefolge von sich längs der Kraftlinien des geomagnetischen Feldes in der Ionosphäre und Magnetosphäre ausbreitenden magnetohydrodynamischen Wellen auftreten. W. entstehen z. T. auf Grund von Gewitterentladungen in der Atmosphäre, z. T. durch Fluktuationen im ionosphärischen und magnetosphärischen Plasma. Die Frequenz der W. liegt zwischen Ionen- und Elektronenplasmafrequenz. Die W. sind senkrecht zum Magnetfeld zirkular polarisiert. Rechtszirkularpolarisierte W. werden auch *R-Wellen* oder *Elektronen-Whistler*, linkszirkularpolarisierte auch *L-Wellen* oder *Ionenzyklotron-Wellen* genannt. Die Dispersionsrelation der W. läßt sich am einfachsten aus den Gleichungen für das Zweiflüssigkeitsplasma in linearer Näherung ableiten. Da W. senkrecht zum Magnetfeld polarisiert sind, treten sie leicht in Gyroresonanz mit Elektronen und Protonen und spielen eine große Rolle bei der Prezipitation geladener Teilchen.

Whole Body Counter, → Ganzkörperzähler.

Wichte, *spezifisches Gewicht*, γ, das Gewicht G eines Stoffes je Volumeneinheit:

$$\gamma = \lim_{V \to 0} \frac{\Delta G}{\Delta V} = \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}V}.$$ → Dichte.

Wicklung, die Zusammenschaltung von Einzelleitern (*Stabwicklung*) oder → Spulen (*Spulenwicklung*) in elektrischen Maschinen oder elektrischen Geräten. Bei konzentriert angeordneten W.en sind alle Spulen auf einem gemeinsamen Kern (Pol) gewickelt. Damit liegen alle Leiter für den Hauptweg der magnetischen Feldlinien praktisch an gleicher Stelle (z. B. W.en in Schaltgeräten, konzentrische W.en bei Transformatoren). Bei verteilten W.en liegen die Leiter in Nuten am Umfang des Ständers oder Läufers elektrischer Maschinen verteilt. Die Nut einer *Einschichtwicklung* enthält nur eine Spulenseite, bei einer *Zweischichtwicklung* liegen zwei Spulenseiten übereinander. Nach der Anordnung unterscheidet man *Ständerwicklung* und *Läuferwicklung*, nach der Energieflußrichtung → *Primärwicklung* und → *Sekundärwicklung*, nach der Unterbringung *Ankerwicklung* (→ Anker), *Hauptwicklung* und *Wendepolwicklung*. Nach der Stromeinspeisung unterteilt man in *Wechselstromwicklung* und *Drehstromwicklung* oder — um die Ausführung zu charakterisieren — in *ein-* und *mehrsträngige W.en*. Bei der Drehstromwicklung (Dreiphasenwicklung, dreisträngige W.) sind am Umfang $2p$ Spulenanordnungen (p = Polpaarzahl) untergebracht, wobei jede Spulenanordnung aus drei um $120°/p$ versetzten Spulen besteht. Nach Schaltung und Zusammenschaltung mit anderen Einrichtungen werden *Kurzschlußwicklung* (*Kurzschlußläuferwicklung*, *Käfigwicklung*), *Schleifringläuferwicklung* und *Stromwenderwicklung* (*Kommutatorwicklung*) unterschieden. Bei der Stromwenderwicklung sind die Spulenenden an benachbarte Lamellen des Stromwenders angeschlossen (*Schleifenwicklung*) oder aber an Lamellen, die um den Abstand ungleichnamiger Bürsten am Umfang entfernt liegen (*Wellenwicklung*). Nach der Funktion in den Einrichtungen unterscheidet man *Hilfswicklung*, *Steuerwicklung*, *Kompensationswicklung* u. a. Werden einer W. nur ihre eigenen Verluste von außen zugeführt, so daß sie am Energieumsatz nicht beteiligt ist, spricht man von *Erregerwicklung*. Die *Dämpferwicklung* ist eine Kurzschluß- oder Käfigwicklung in den Polschuhen der Synchronmaschine. Bei Abweichungen vom asynchronen Lauf, z. B. bei Drehschwingungen durch elektrische oder mechanische Belastungsstöße, werden Spannungen in

der Dämpferwicklung erzeugt und Ströme angetrieben. Die von ihnen in Wärme umgesetzte Energie wird der Pendelenergie entzogen. Bei entsprechender Auslegung kann die Dämpferwicklung auch als *Anlaufwicklung* für den asynchronen Anlauf dienen.

Wicksches Theorem, Aussage über den Zusammenhang zwischen dem zeitgeordneten Produkt (T-Produkt) von Operatoren einer Quantenfeldtheorie mit einer Summe von Normalprodukten (N-Produkten) derselben Operatoren:

$$\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z}) = \mathrm{N}(\hat{A}\hat{B}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z}) +$$
$$+ \mathrm{N}(\overbrace{\hat{A}\hat{B}}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z}) + \cdots + \mathrm{N}(\overbrace{\hat{A}\hat{B}\cdots\hat{X}\hat{Y}}\hat{Z}) +$$
$$+ \cdots + \mathrm{N}(\hat{A}\overbrace{\hat{B}\hat{C}\cdots\hat{X}\hat{Y}}\hat{Z}) + \cdots,$$

wobei die Summe über alle möglichen, durch eine Klammer ($\overbrace{\ }$) symbolisierten *Kontraktionen* zwischen zwei, vier, sechs usw. beliebigen Operatoren des Produktes zu erstrecken ist, bis schließlich alle Operatoren (unter Umständen bis auf einen) kontrahiert sind und Kontraktionen zwischen gleichzeitigen Operatoren nicht auszuführen sind. Dabei ist

$$\mathrm{N}(\overbrace{\hat{A}\hat{B}}\hat{C}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z}) = \langle\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B})\rangle_0\,\mathrm{N}(\hat{C}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z})$$
$$\mathrm{N}(\hat{A}\overbrace{\hat{B}\hat{C}\cdots\hat{X}\hat{Y}}\hat{Z}) = \delta_p\mathrm{N}(\overbrace{\hat{B}\hat{Y}}\hat{A}\cdots\hat{X}\hat{Z}),$$

wobei $\langle\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B})\rangle_0 = \langle 0\,|\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B})|\,0\rangle$ der Vakuumerwartungswert von $\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B})$ und $\delta_p = +1$ bzw. -1 ist, wenn die Permutation P der in dem Produkt $\hat{A}\hat{B}\hat{C}\cdots\hat{X}\hat{Y}\hat{Z}$ enthaltenen Fermi-Operatoren in das Produkt $\hat{B}\hat{Y}\hat{A}\cdots\hat{X}\hat{Z}$ gerade bzw. ungerade ist, während δ_p sonst, d. h. falls nur Bose-Operatoren dabei vertauscht werden, stets gleich 1 zu setzen ist.

Die Kontraktionen $\mathrm{N}(\overbrace{\hat{A}\hat{B}}) = \langle\mathrm{T}(\hat{A}\hat{B})\rangle_0$ sind die kausalen Propagatoren (→ Ausbreitungsfunktion); im Fall der Quantenelektrodynamik sind das

$$\langle\mathrm{T}(\hat{A}_\mu(x)\,\hat{A}_\nu(x')\rangle_0 = \tfrac{1}{2}\,g_{\mu\nu}\,D_\mathrm{F}(x'-x)$$
$$\langle\mathrm{T}(\hat{\bar{\psi}}(x)\,\hat{\psi}(x')\rangle_0 = \tfrac{1}{2}\,S_\mathrm{F}(x'-x),$$

während alle übrigen Kontraktionen verschwinden.

Wideroe-Bedingung, → Fokussierung.

Widerspruchsfreiheit, → Axiomensystem.

Widerstand, im ursprünglichen Sinne eine Kraft, die der Bewegung eines physikalischen Systems entgegenwirkt, z. B. der Reibungswiderstand (→ Reibung) oder der → Strömungswiderstand. Allgemeiner definiert man aber auch den akustischen W. (→ Schallwellenwiderstand), den thermischen W. (→ Wärmewiderstand), den magnetischen W. (→ magnetischer Kreis), den dielektrischen W. (→ Verschiebungsfluß), den Lichtflußwiderstand (→ Ohmsches Gesetz 5). Insbesondere versteht man unter W. den elektrischen W., und zwar einmal als Bauelement (→ technischer elektrischer Widerstand) und andererseits als physikalische Größe.

Der *elektrische W.* (Größe), R, ist der W., den ein Leiter dem ihn durchfließenden elektrischen → Strom entgegensetzt. Bei Anlegen einer elektrischen Spannung U an die Enden eines Leiters fließt durch diesen ein Strom der Stärke I. Der Quotient aus Spannung und Stromstärke wird als der elektrische W. des Leiters definiert: $R = U/I$ (→ Ohmsches Gesetz). Mit den allgemeinen Definitionen von Strom und Spannung hat der W. eines homogenen Leiters die allgemeine Form

$$R = \frac{\int_1^2 \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s}}{\int \vec{j}\,\mathrm{d}\vec{A}} = \frac{\int_1^2 \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{s}}{\sigma\int \vec{E}\,\mathrm{d}\vec{A}}.$$

Hierbei bedeuten $\vec{E}$ elektrische Feldstärke, $\vec{j}$ elektrische Stromdichte, σ spezifische elektrische Leitfähigkeit, 1 und 2 Punkte der Zu- und Ableitung des Stromes am Leiter (Anschlüsse), $\mathrm{d}\vec{A}$ das Element der vom gesamten Strom durchflossenen Fläche A im Leiter. Die Einheit des elektrischen W.es ist das → Ohm Ω ($1\,\Omega = 1\,\mathrm{V/A}$). Die reziproke Größe des elektrischen W.es heißt der *elektrische Leitwert* $G = 1/R$, seine Einheit ist das → Siemens, S.

Der elektrische W. eines Leiters hängt vom Material und den Abmessungen des Leiters ab, ferner von der Fläche und Form der Elektroden, über die die Stromzuleitung und -ableitung erfolgt (*Ausbreitungswiderstand*). Im Spezialfall eines homogenen zylindrischen Leiters (Draht) mit einem homogenen Stromfluß in Achsenrichtung ist dessen elektrischer W. der Länge l direkt und dem Querschnitt A des Leiters umgekehrt proportional: $R = \varrho\cdot\frac{l}{A}$. Der materialabhängige Proportionalitätsfaktor ϱ heißt der *spezifische elektrische W.* des Leiters, sein Kehrwert die *spezifische elektrische Leitfähigkeit* $\sigma = 1/\varrho$. Einheit des spezifischen elektrischen W.es ist das Ohmmeter, Ωm, sein Kehrwert hat die Einheit Siemens je Meter, S/m ($1\,\mathrm{S/m} = 1/\Omega\mathrm{m}$). ϱ ist zahlenmäßig gleich dem W. eines Leiters der Länge 1 m und vom Querschnitt 1 m^2.

Da der spezifische elektrische W. bzw. die Leitfähigkeit zwei Vektorgrößen, die Stromdichte und die Feldstärke, miteinander verbindet, sind sie im allgemeinen Fall eines anisotropen Materials durch einen Tensor 2. Stufe zu beschreiben, der bei Fehlen eines äußeren Magnetfeldes stets symmetrisch ist. Das ist eine spezielle Folge der Onsagerschen Relationen und der Thermodynamik irreversibler Prozesse. Die Zahl der unabhängigen Tensorkomponenten ist durch die Zugehörigkeit zum Kristallsystem bestimmt (Tab. 1).

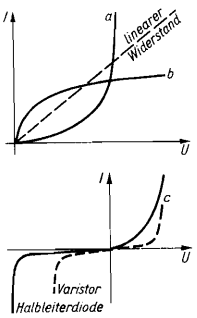
Tab. 1

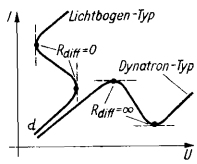
Kristallsystem	Indizes der unabhängigen Komponenten des Leitfähigkeitstensors					
triklin	11	22	33	23	31	12
monoklin	11	22	33	0	31	0
orthorhombisch	11	22	33	0	0	0
trigonal	11	11	33	0	0	0
tetragonal	11	11	33	0	0	0
hexagonal	11	11	33	0	0	0
kubisch	11	11	11	0	0	0

Bei Störung der Kristallsymmetrie durch Einwirkung von äußeren elektrischen (heiße Elektronen) oder magnetischen Feldern (→ Magnetowiderstand) bzw. mechanischen Spannungen tritt auch in kubischen Kristallen, z. B. in Germanium oder Silizium, Anisotropie auf.

Der spezische elektrische W. ist von der Temperatur und von der mechanischen Beanspruchung des Leiters abhängig, ferner von einwir-

Widerstand





I Strom-Spannungs-Kennlinien verschiedener Arten nichtlinearer Widerstände

kenden Magnetfeldern. Einzelne Leiter zeigen auch eine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke (→ Halbleiter), von der Belichtung (Photohalbleiter) u. a.

Von besonderer Bedeutung ist die Temperaturabhängigkeit des elektrischen W.es, die durch den Temperaturkoeffizienten $\alpha = \frac{1}{\varrho}\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}t}$ beschrieben wird, wobei t die Temperatur ist. Da α im allgemeinen selbst temperaturabhängig ist, gilt für den elektrischen W. bei einer Temperaturänderung $\Delta t = t - t_0$ gegenüber einer Bezugstemperatur t_0 die Formel

$$\varrho_t = \varrho_0(1 + \alpha\Delta t + \alpha_1(\Delta t)^2 + \cdots).$$

Darin sind α, α_1, ... Mittelwerte, die jeweils für ein bestimmtes Temperaturintervall gelten. Für viele Stoffe, hauptsächlich Metalle, läßt sich in einem kleinen Temperaturintervall die Näherung $\varrho_t = \varrho_0(1 + \alpha\Delta t)$ mit in diesem Bereich konstantem α benutzen. Während Metalle in der Regel ein $\alpha > 0$, etwa $(4\cdots10)\cdot10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$, aufweisen, nimmt der elektrische W. von Kohle, Elektrolyten und Halbleitern mit steigender Temperatur ab, d. h., für sie ist $\alpha < 0$. Bei einigen Metallen verschwindet der elektrische W. nahe dem absoluten Nullpunkt praktisch vollständig (→ Supraleitfähigkeit). Die Tab. 2 und 3 geben einen Überblick über ϱ bzw. σ und α wichtiger Leiter, Nichtleiter, Halbleiter und Elektrolyte.

Tab. 2.

	$\sigma_{0\,°C}$ 10^6 S/m	$\varrho_{0\,°C}$ 10^{-8} Ωm	$\alpha_{0\text{ bis }100\,°C}$ $10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$
Metalle, rein			
Aluminium	40	2,5	4,60
Blei	5,21	19,2	4,28
Eisen	11,6	8,6	6,51
Gold	48,5	2,06	4,02
Kupfer	64,5	1,55	4,33
Magnesium	23,2	4,31	4,12
Nickel	16,3	6,14	6,92
Platin	10,2	9,81	3,96
Quecksilber, flüss.	1,063	94,07	0,99
Silber	67,11	1,49	4,30
Wismut	0,909	110	4,54
Wolfram	20,4	4,89	5,10
Zink	17,7	5,65	4,17
Zinn	8,97	11,15	4,65
Legierungen			
Konstantan 55 Cu 44 Ni 1 Mn	2,04*)	49*)	+0,08*) −0,04*)
Manganin 86 Cu 12 Mn 2 Ni	2,3*)	43*)	±0,01*)
Messing	14···11*)	7···9*)	≈1,6*)
Neusilber 60 Cu 17 Ni 23 Zn	3,33*)	30*)	0,35*)
Nickelin I 54 Cu 26 Ni 10 Zn	2,3*)	43*)	0,11*)
Goldchrom 97,95 Au 2,05 Cr	3,0*)	33*)	±0,001*)

*) Werte für 20 °C.

Ein elektrischer W., an dem Spannung und Strom streng proportional zueinander sind, heißt *linearer W.* Die Mehrzahl der Leiter ist linear, sieht man vom Einfluß der Stromwärme ab. Einige Widerstände zeigen aber infolge des Leitungsmechanismus oder der besonderen Wirkung der Stromwärme diese Proportionalität nicht, es sind *nichtlineare Widerstände.*

Auskunft über die Nichtlinearität eines W.es geben die *Strom-Spannungs-Kennlinie* (Abb. 1) und der jedem Punkt der Kennlinie zugeordnete

Tab. 3

	$\sigma_{20\,°C}$ in S/m	$\varrho_{20\,°C}$ in Ωm
Bogenlampenkohle	$(2\cdots1)\cdot10^4$	$(5\cdots10)\cdot10^{-5}$
Erde	$10^{-2}\cdots10^{-4}$	$10^2\cdots10^4$
Flußwasser	$10^{-1}\cdots10^{-2}$	$10^1\cdots10^2$
Seewasser	~3,3	~0,3
Wasser, dest.	$10^{-4}\cdots10^{-5}$	$10^4\cdots10^5$
Wasser, reinst	$4\cdot10^{-6}$	$2{,}5\cdot10^5$
Luft, normal	10^{-10}	10^{10}
Transformatorenöl	$10^{-12}\cdots10^{-18}$	$10^{12}\cdots10^{18}$
Marmor	$< 10^{-8}$	$> 10^8$
Glas	$< 10^{-11}$	$> 10^{11}$
Plexiglas	$< 10^{-13}$	$> 10^{13}$
PVC	$< 10^{-13}$	$> 10^{13}$
Glimmer	$< 2\cdot10^{-15}$	$> 5\cdot10^{14}$
Schwefel	$< 10^{-15}$	$> 10^{15}$
Hartgummi	$< 10^{-16}$	$> 10^{16}$
Paraffin	$< 3{,}3\cdot10^{-17}$	$> 3\cdot10^{16}$
Quarzglas	$< 2\cdot10^{-17}$	$> 5\cdot10^{16}$
Trolitul	$< 10^{-17}$	$> 10^{17}$
Bernstein	$< 10^{-18}$	$> 10^{18}$

differentielle W. $R_{diff} = \partial U/\partial I$, für den $R_{diff} \gtrless 0$ möglich ist, wohingegen stets $R \geq 0$. Am linearen W. gilt $R = R_{diff} = \text{konst.} \geq 0$. Es lassen sich hauptsächlich vier Arten nichtlinearer Widerstände unterscheiden: a) I steigt mit U ab einem gewissen Wert stark an, in diesem Bereich ist $R_{diff} > 0$, aber sehr klein; diese Charakteristik zeigen z. B. Varistoren, Gasentladungsstrecken und Z-Dioden. b) I steigt ab einem gewissen Wert nur noch sehr wenig mit U an, d. h., es ist $R_{diff} > 0$, aber sehr groß, z. B. beim Eisenwasserstoffwiderstand. c) Die nichtlineare Kennlinie hängt außer von der Größe auch von der Polarität der angelegten Spannung ab. Eine solche unsymmetrische Kennlinie zeigen z. B. Halbleiterdioden. W.e, deren Nichtlinearität eine Folge der am W. umgesetzten Stromwärme ist, haben eine symmetrische Charakteristik, z. B. Varistoren und Eisenwasserstoffwiderstände.

Der *negative differentielle W.* bzw. die *negative differentielle Leitfähigkeit* bezeichnet den Sachverhalt, daß der Strom I nicht mehr monoton mit der Spannung U anwächst, daß also $\mathrm{d}I/\mathrm{d}U < 0$ gilt. Man unterscheidet V-förmige Charakteristiken, bei denen in einem begrenzten Spannungsbereich der Strom mit wachsender Feldstärke abfällt, und S-förmige Charakteristiken, bei denen der zunehmende Strom zu einem geringeren Spannungsabfall am Meßobjekt führt, da sich der Spannungsabfall am Außenwiderstand des Kreises, der zur Stabilisierung vorhanden ist, erhöht. Zur Aufnahme V-förmiger Charakteristiken werden kurzzeitige Impulse verwendet, da sonst die auftretenden Fluktuationen dazu führen, daß die Probe durch Ausbildung von → Domänen elektrisch inhomogen wird und daß entsprechende Schwingungen im Stromkreis auftreten. Bei der Untersuchung S-förmiger Charakteristiken ist durch entsprechende Wahl des Außenwiderstandes dafür zu sorgen, daß nicht infolge mangelnder Begrenzung des Stromes ein elektrischer Durchschlag auftritt. Die physikalischen Ursachen für den negativen differentiellen W., der bei Charakteristiken vom N-Typ vorliegt, können in einer starken Abnahme der Beweglichkeit oder der Konzentration als Funktion der Feldstärke liegen. Der erste Fall ist beim → Gunn-Effekt realisiert, wenn heiße Ladungsträger in

ein (energetisch höher gelegenes) Band mit größerer effektiver Masse in Feldrichtung gestreut werden und durch den dabei auftretenden Anteil von Ladungsträgern mit kleinerer Beweglichkeit die Leitfähigkeit stark verringert wird. – Eine entsprechende Änderung der Konzentration der Ladungsträger in Abhängigkeit von der Feldstärke wird hervorgerufen, wenn der Einfangsquerschnitt der Rekombinationszentren mit wachsender Energie ansteigt. Das ist bei Zentren mit wachsendem Ladungscharakter realisiert, die gleichartig wie die betrachteten Ladungsträger geladen sind, z. B. Kupfer oder Gold in n-Germanium. Dort kann die Umbesetzung der Niveaus zur Verringerung der Konzentration quasifreier Elektronen führen. Die Bedingungen für das Auftreten dieser Erscheinung fordern bei vorgegebener Temperatur bestimmte Konzentrationsverhältnisse dieser unterschiedlich geladenen Zentren und der kompensierenden Störstellen.

Der negative differentielle W. bei Charakteristiken vom *S*-Typ (Abb. 2) tritt auf, wenn die Aufheizung der Elektronen durch Energieaufnahme aus dem angelegten Feld bei konstant vorgegebenem Strom zur Verringerung des elektrischen Feldes am Meßobjekt führt, weil entweder die Beweglichkeit im Falle dominierender Störstellenstreuung so stark anwächst oder die Ladungsträgerkonzentration durch → Stoßionisation (bei kompensierten Halbleitern) entsprechend zunimmt.

Der bisher betrachtete elektrische W. wird als *ohmscher W.* bezeichnet; er hat rein dissipativen Charakter, d. h., die beim Stromdurchgang aufzuwendende elektrische Energie wird vollständig in Stromwärme übergeführt. Im Wechselstromkreis wird der W. als *Wirkwiderstand* bezeichnet und ist durch die Proportionalität zwischen den Momentanwerten von Spannung und Strom gekennzeichnet. Mit dem *Blindwiderstand* setzt er sich zum *Wechselstromwiderstand* zusammen. Bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs Leitungen und im freien Raum spielt der *Wellenwiderstand* eine Rolle. Ferner unterscheidet man in einem Stromkreis zwischen dem *inneren W.* der Stromquelle und dem *äußeren (Belastungs-)W.*

Bei der Zusammenschaltung von n Widerständen R_i ergibt sich der Gesamtwiderstand R bei Reihenschaltung als Summe der Teilwiderstände $R = R_1 + R_2 + \cdots + R_n = \sum_{i=1}^{n} R_i$; bei Parallelschaltung addieren sich die reziproken Teilwiderstände zum reziproken Gesamtwiderstand, d. h. die Teilleitwerte G_i zum Gesamtleitwert $G = 1/R$:

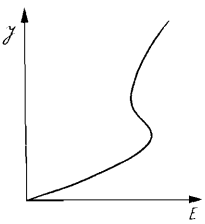
$$R = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \cdots + \frac{1}{R_n}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_i}};$$

$$G = G_1 + G_2 + \cdots + G_n = \sum_{i=1}^{n} G_i.$$

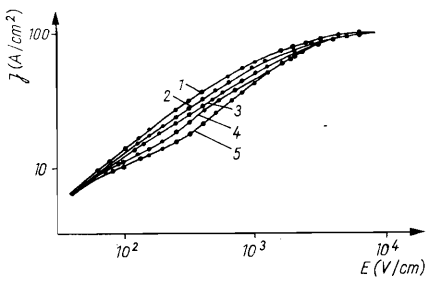
I) *Metalle.* 1) Allgemeines. Die Unabhängigkeit des elektrischen W.es vom elektrischen Feld und von der Stromdichte ist, zumindest im Gebiet der Raumtemperatur, in weiten Grenzen sehr genau experimentell bewiesen.

Der numerische Wert und der Temperaturkoeffizient des elektrischen W.es können als bestes Charakteristikum der Metalle überhaupt angesehen werden. So beträgt der elektrische W. bei Raumtemperatur für Silber, den besten metallischen Leiter, $\varrho_{Ag} = 1{,}49 \cdot 10^{-8}\,\Omega m$ gegenüber $\varrho_{Ge} = 0{,}46\,\Omega m$ für den Halbleiter Germanium und $\varrho_{Glas} > 10^{11}\,\Omega m$ für Glas. Aber auch noch für Wismut, das in mancher Beziehung am Rande der Metalle steht, liegt der Wert des elektrischen W.es mit $\varrho_{Bi} = 110 \cdot 10^{-8}\,\Omega m$ noch um Größenordnungen über demjenigen der besten elektrolytischen Leiter, nämlich geschmolzener Salze.

2) Anisotropie des elektrischen W.es. Für einkristalline Bereiche eines Metalls ist der elektrische W. im allgemeinen ein symmetrischer Tensor 2. Stufe, zu dessen vollständiger Charakterisierung die Kenntnis der Widerstandswerte in Richtung der drei Hauptachsen erforderlich ist. Dieser Fall, z. B. für Gallium zutreffend, hat nur geringe praktische Bedeutung, da er nur bei wenigen Metallmodifikationen auftritt.



2 Stromdichte J als Funktion der Feldstärke E (in willkürlichen Einheiten) für negative differentielle Leitfähigkeit bei einer Charakteristik vom *S*-Typ



3 Strom-Spannungs-Charakteristik bei 77 K für n-Silizium (mit $6{,}9 \cdot 10^{13}$ Donatoren und $0{,}95 \cdot 10^{13}$ Akzeptoren je cm^{-3}) in Abhängigkeit von der Orientierung: Kurve 1 ⟨111⟩, Kurven 2 bis 5 für einen Winkel von 45, 36, 27, 0° gegen ⟨100⟩. J elektrische Stromdichte, E elektrische Feldstärke

Für tetragonal, hexagonal und trigonal kristallisierende Metalle entartet das Widerstandsellipsoid infolge der Kristallsymmetrie zu einem Rotationsellipsoid. Das bedeutet, daß in einer Ebene senkrecht zur Hauptachse des Metallkristalls der elektrische W. richtungsunabhängig ist. Das Widerstandsellipsoid wird durch 2 Werte, parallel und senkrecht zur Hauptachse, charakterisiert. Für eine beliebige Richtung im Kristall mit dem Winkel ϑ zur Hauptachse ergibt sich $\varrho(\vartheta) = \varrho_{\parallel} \cos^2\vartheta + \varrho_{\perp} \sin^2\vartheta$. Diese Beziehung trifft z. B. für Magnesium zu, außerdem für über ein Viertel der über 100 metallischen Elementmodifikationen.

Bei kubischer Gittersymmetrie entartet das Widerstandsellipsoid zu einer Kugel, der elektrische W. kann also durch eine einzige skalare Größe charakterisiert werden. Das gilt für die Mehrzahl der metallischen Elementmodifikationen.

Für polykristalline Bereiche kubischer Metalle stimmt der elektrische W. mit demjenigen einkristalliner Bereiche bei Temperaturen um Raumtemperatur und höher praktisch überein. Merkliche Abweichungen treten bei reinem Material und tiefen Temperaturen auf, da in

diesem Falle der Widerstandsbeitrag der Korngrenzen nicht mehr vernachlässigbar ist.

Für polykristalline Proben hexagonaler, tetragonaler und trigonaler Metallmodifikationen wird der elektrische W. als skalare Größe bei vollständig unregelmäßiger Lagerung der Kristallite durch einen Mittelwert $\frac{1}{\varrho(\vartheta)} = \frac{1}{3}\left[\frac{2}{\varrho_\perp} + \frac{1}{\varrho_\parallel}\right]$ charakterisiert, der auch experimentell gefunden wird. Hinsichtlich des Temperaturbereichs gilt die gleiche Einschränkung wie bei kubischen Metallen.

3) Mikroskopische Deutung des elektrischen W.es. Beim Zusammentritt von vorher isolierten Metallatomen zum kristallinen Verband treten die bisher den einzelnen Atomen zugehörigen äußeren Elektronen in starke Wechselwirkung, ihre Energieniveaus spalten auf und bilden quasikontinuierliche Energiebänder, die durch verbotene Energiebereiche getrennt sind (→ Bändermodell, → Bandstruktur). Diejenigen Elektronen, die sich in den nur teilweise besetzten Energiebändern befinden, werden als *Leitungselektronen* bezeichnet. Sie lassen sich keinem einzelnen Atom mehr zuordnen, sondern gehören dem Kristall als Ganzem an und können sich in ihm nahezu frei bzw. quasifrei bewegen. Sie sind die Ursache für das Zustandekommen der metallischen elektrischen Leitfähigkeit. Die elektrische Stromdichte $\vec{j}$ hängt mit den Zuständen der Leitungselektronen wie folgt zusammen: $\vec{j} = \sum_k \frac{e}{V}\vec{v}_k \cdot f_k$. Dabei bedeuten e die Elementarladung, V das Kristallvolumen, $\vec{v}_k$ die Geschwindigkeit der Leitungselektronen und f_k den Besetzungsgrad der durch $\vec{k}$ gekennzeichneten Bloch-Zustände, deren Wellenfunktionen bei Vernachlässigung des periodischen Kristallpotentials in ebene Wellen $\exp(i\vec{k}\vec{r})$ übergehen. Im thermodynamischen Gleichgewicht bei Abwesenheit elektrischer Felder verschwindet $\vec{j}$ erwartungsgemäß. Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes würde im metallischen Idealkristall der elektrische Strom unbegrenzt anwachsen, da die Streuung der Elektronenwellen im streng periodischen Gitter durch Interferenz „aufgehoben" wird.

Der tatsächlich vorhandene elektrische W. ist auf die Störstreuung der Elektronenwellen an den Abweichungen vom streng periodischen Potentialverlauf zurückzuführen. Die dafür ursächlichen Gitterstörungen lassen sich folgendermaßen unterteilen: a) physikalische Kristallbaufehler, z. B. Leerstellen, Zwischengitteratome, Versetzungen, Stapelfehler; b) chemische Verunreinigungen substitutioneller und interstitieller Art; c) thermische Bewegung der Gitterbausteine; d) innere (z. B. Korngrenzen) und äußere Kristalloberflächen; e) Existenz eines Ensembles von Leitungselektronen.

Die Streuung der Elektronen an den genannten Abweichungen vom Idealgitter führt zu Impulsänderungen und im allgemeinen zu Energieverlust der Leitungselektronen. Dabei gelangen die gestreuten Elektronen im Mittel in diejenigen Zustände zurück, aus denen sie durch das elektrische Feld angehoben wurden. Bei konstantem elektrischem Feld stellt sich ein stationärer Zustand ein, der durch eine mittlere freie Weglänge λ der Elektronen in Verbindung mit ihrer Geschwindigkeit charakterisiert wird.

Für kubisch kristallisierende Metalle liefert die Rechnung mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung unter gewissen Voraussetzungen $\varrho^{-1} = \frac{1}{12\pi^3}\cdot\frac{e^2}{\hbar}\int \lambda \, \mathrm{d}S_F$. Dabei bedeutet $\mathrm{d}S_F$ einen differentiellen Teil der Fermi-Fläche. Die Berechnung des elektrischen W.es ist damit auf die Berechnung oder Abschätzung der mittleren freien Weglänge der Leitungselektronen auf der Fermi-Fläche zurückgeführt.

4) Widerstandsbeiträge verschiedener Streuprozesse. Jede der im vorigen Abschnitt genannten Ursachen für Streuprozesse ruft einen Widerstandsbeitrag hervor. Von Bedeutung ist dabei besonders der Bereich tiefer Temperaturen, $T < 30$ K, da erst hier der thermische elektrische Widerstandsbeitrag erstens seine Quantennatur offensichtlich zeigt und zweitens andere Effekte nicht mehr völlig überdeckt.

a) Streuprozesse der Ladungsträger an physikalischen Kristallbaufehlern und chemischen Verunreinigungen verursachen den → Restwiderstand.

b) Streuprozesse an den thermischen Gitterschwingungen (→ Elektron-Phonon-Streuung) rufen verschiedenen Widerstandsbeitrag hervor: Die Normal-(N-)Prozesse führen zum → Bloch-Grüneisen-Gesetz und damit zum bekannten T^5-Gesetz bei tiefen Temperaturen. Der Beitrag der Umklapp-(U-)Prozesse ist theoretisch schwierig berechenbar. Er sollte bei offenen Fermi-Flächen bis zu tiefsten Temperaturen auftreten, bei geschlossenen Fermi-Flächen dagegen unterhalb einer Temperatur $\theta_{min} = \frac{\hbar c q_{min}}{k_B}$ exponentiell abnehmen. Hierbei ist q_{min} der minimale Abstand zweier Fermi-Flächen im periodischen Zonenschema, c ist die Schallgeschwindigkeit und k_B die Boltzmannsche Konstante. Für Natrium scheint dieser Sachverhalt nachgewiesen zu sein.

Eine Rechnung über den Widerstandsbeitrag der Elektron-Phonon-Interband-Streuung liefert bei Annahme des Debye-Modells und zweier Leitungsbänder mit kugelförmigen Fermi-Flächen

$$\varrho \sim \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \cdot \int_{\theta_{min}/T}^{\theta/T} \frac{x^3\,\mathrm{d}x}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} \quad \text{mit}$$

$$\theta_{min} = \frac{\hbar c q_{min}}{k_B}.$$

Hierbei bedeutet q_{min} den minimalen Abstand der Fermi-Flächenanteile der beiden Leitungsbänder. Für hohe Temperaturen folgt ein zu T proportionaler Widerstandsbeitrag, für Temperaturen $T \gtrsim \theta_{min}$ ein zu T^3 proportionaler Term und für $T < \theta_{min}$ ein exponentiell abnehmender Widerstandsbeitrag.

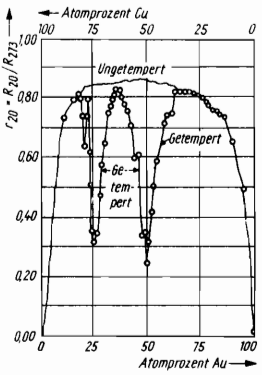
c) Die Streuung der Elektronen an der Metalloberfläche erzeugt den Widerstandsbeitrag des → Size-Effektes.

d) Die Elektron-Elektron-Streuung liefert bei N-Prozessen keinen Widerstandsbeitrag. Beim Auftreten von U-Prozessen und bei Elektron-Elektron-Interband-Streuung ist ein zu T^2 proportionaler Widerstandsbeitrag zu erwarten, da

die beteiligten Elektronen vor und nach dem Streuprozeß in der thermisch aufgelockerten Fermi-Fläche lokalisiert sein müssen. Dieses T^2-Widerstandsglied wurde bei den meisten Übergangsmetallen experimentell bei tiefsten Temperaturen bestätigt.

e) Die Überlagerung der angeführten Streuprozesse verursacht im allgemeinen zusätzliche Widerstandsbeiträge (→ Matthiessensche Regel).

II) *Metallegierungen* und *-verbindungen.* Der elektrische W. intermetallischer Verbindungen ist bisher nur ungenügend untersucht worden. Einige dieser Verbindungen ähneln im Widerstandsverhalten den Halbleitern (s. u.), andere haben einen charakteristisch metallischen elektrischen W. Dazwischen gibt es alle Abstufungen. Für eine metallische Legierung zweier lückenlos mischbarer Komponenten zeigt Abb. 4



4 Widerstandsverhältnis $r_{30K} = \frac{\varrho(273\,K)}{\varrho(20\,K)}$ des Systems Gold (Au) – Kupfer (Cu) als Funktion des Mischungsverhältnisses nach Pospisil, bei 25 und 50 Atomprozent Gold bilden sich beim Tempern intermetallische Verbindungen

den Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom Legierungsgrad. Der W. wird durch Zulegierung stets erhöht.

Bei Auftreten geordneter Atomverteilung kann sich der elektrische W. jedoch erheblich verringern. Einige Legierungen (Widerstandslegierungen), z. B. Konstantan, Manganin, Neusilber und Nickelin, mit einem hohen spezifischen elektrischen W. und einem sehr kleinen Temperaturkoeffizienten (Tab. 2) haben als → technische elektrische Widerstände große Bedeutung erlangt.

III) *Halbleiter.* Der spezifische elektrische W. der Halbleiter weist dadurch Besonderheiten auf, daß die Konzentration der quasifreien Ladungsträger in einem großen Bereich in Abhängigkeit von der Dotierung des Kristalls und der vorgegebenen Temperatur variiert und die Beiträge der einzelnen Streuprozesse zur Beweglichkeit ebenfalls durch diese Größen bestimmt werden. Bei sehr tiefen Temperaturen (flüssiges Helium) treten in Halbleitern Hopping-Prozesse(→ Hopping) und Störbandleitung auf, je nachdem, ob sich die Wellenfunktionen der Elektronen in der Umgebung der Störstellen überlappen oder nicht. Bei steigender Temperatur werden die Kristalle dann störleitend (→ Störstelle) und gehen bei hohen Temperaturen schließlich in den eigenleitenden Zustand (→ Eigenleitung) über. Die Übergänge zwischen den verschiedenen Leitungstypen hängen vom Kristallmaterial und seinen Dotierungen (Elemente, Konzentration) ab.

Für das Einsetzen des störleitenden Gebietes ist die Zunahme der Zahl freier Ladungsträger mit wachsender Temperatur infolge thermischer Ionisierung der Störstellen charakteristisch. Sie hängt von der Zustandsdichte N_c, den Dichten der Donatoren N_D und Akzeptoren N_A, den Ionisationsenergien der Donator- bzw. Akzeptorniveaus E_I und deren Entartungsgrad g_I ab. Aus dem Massenwirkungsgesetz folgt für die Zahl der quasifreien Elektronen:

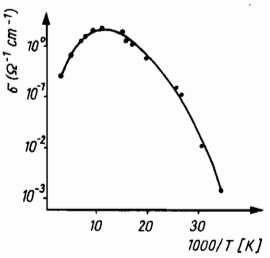
$$n(T) = -\frac{\alpha(T) + N_A}{2} + \sqrt{\left(\frac{\alpha(T) + N_A}{2}\right)^2 + \alpha(T)(N_D - N_A)}$$

bzw. eine entsprechende Relation für Defektelektronen im p-Material. Dabei bedeutet

$$\alpha(T) = N_c\, e^{-W/kT}\,[1 + \sum_\nu g_\nu\, e^{-\Delta_\nu/k_B T}],$$

wobei N_c die effektive Zustandsdichte, W die Ionisationsenergie des Donators, Δ_ν der energetische Abstand der angeregten Zustände des Donators und g_ν ihr Entartungsgrad, k_B die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur sind.

Die thermische Ionisierung der Störstellen bedingt einen Übergang von der Streuung an neutralen Störstellen zu der an ionisierten Zentren. Mit wachsender Konzentration erhöht sich auch die *Wechselwirkung* der Ladungsträger untereinander (→ Elektron-Elektron-Wechselwirkung). Dabei ist allerdings neben dem Einfluß der Temperatur auf die Zahl der Partner für Streuung am Coulomb-Potential ihre direkte Einwirkung auf die Streuwahrscheinlichkeit zu berücksichtigen. Auf Grund der unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der verschiedenen Streuprozesse dominiert bei zunehmender Temperatur meist die Streuung der Ladungsträger an Gitterschwingungen. Deshalb durchläuft die elektrische Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur im störleitenden Gebiet meist ein Maximum (Abb. 5), wenn die Störstellen



5 Leitfähigkeit σ als Funktion der reziproken Temperatur (für Silizium mit $1{,}9 \cdot 10^{15}$ Donatoren und $6{,}5 \cdot 10^{13}$ Akzeptoren je cm^3)

schon fast vollständig ionisiert sind, so daß die Ladungsträgerkonzentration praktisch konstant bleibt und die Beweglichkeit wegen des steigenden Einflusses der Streuung am Gitter abnimmt.

Beim Übergang zur Eigenleitung erfolgt wieder ein Anwachsen der elektrischen Leitfähigkeit, weil die starke Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration beiderlei Vorzeichens in diesem Bereich auch über eine mit steigender Temperatur abnehmende Beweglichkeit dominiert. Zu den schon betrachteten Streuprozessen kommt nun noch die Wechselwirkung von Ladungsträgern beiderlei Vorzeichens vor,

deren Einfluß aber wegen des betrachteten Temperaturintervalls außer bei hohen Dichten kaum eine Rolle spielt.

Außer der thermischen Erzeugung von Ladungsträgern aus Störstellen gibt es in Halbleitern noch die Möglichkeit der optischen Anregung und der elektrischen Injektion. Werden durch eines dieser Verfahren Ladungsträger erzeugt, so sind sie im allgemeinen räumlich inhomogen verteilt, so daß keine einheitliche elektrische Leitfähigkeit in der Probe mehr vorliegt.

Ist die Kante des Leitungs- bzw. Valenzbandes (→ Bändermodell) entartet, so tragen zur elektrischen Leitfähigkeit σ die Ladungsträger aus der Umgebung aller i thermisch besetzten Bandkanten bei, und es ist $\sigma = e \sum n_i \mu_i$,

wenn e die Elementarladung, n_i die Ladungsträgerdichte der i-ten Gruppe und μ_i deren Beweglichkeit bezeichnen.

IV) *Widerstandsmessung.* Man erhält den W. eines vom Meßstrom durchflossenen Metallstabs je 1 m bzw. je 1 cm, wenn man mit einem Millivoltmeter den Spannungsabfall im Stab zwischen zwei Schneiden in diesem Abstand mißt. Entsprechend läßt sich ein direkt anzeigendes Ohmmeter aus einer Schaltung gewinnen, in der der unbekannte W. im Voltmeterkreis liegt und die Anzeige des Voltmeters herabsetzt, während es beim Kurzschließen der Klemmen des W.es voll ausschlägt. Die Skale kann einen Meßbereich von Null bis $10^5\,\Omega$ oder bis $10^7\,\Omega$ haben. Nach diesem Verfahren arbeiten auch Isolationsprüfer. Auch in Meßbrücken kann das Ohmmeter verwendet werden. Mit einem Kompensator und einem festen Normalwiderstand kann der gesuchte W. auf 10^{-5} bestimmt werden, während Ohmmeter bei technischen Messungen noch eine Meßunsicherheit von rund 10% haben. Mit einem hochohmigen Voltmeter kann ein W. auch durch Spannungsteilung gemessen werden. Sehr hohe Widerstände bestimmt man mit einem Galvanometer und einem Vergleichswiderstand oder aus der Entladungszeit eines Kondensators; dabei wird das Sinken der Ladespannung mit einem elektrostatischen Voltmeter oder mit einem Röhrenvoltmeter verfolgt. Am bekanntesten ist die Widerstandsmessung mit einer Meßbrücke.

Lit. Brauer: Einführung in die Elektronentheorie der Metalle (2. Aufl., Leipzig 1971); Justi: Leitungsmechanismus und Energieumwandlung in Festkörpern (2. Aufl., Göttingen 1965); Schulze: Metallphysik (Berlin 1967).

Widerstandsanomalie, die Abweichung vom monotonen Abfall des elektrischen Widerstandes mit fallender Temperatur. Häufig tritt eine W. bei Metallen mit ferromagnetischen Verunreinigungen in Form eines Widerstandsminimums bei tiefen Temperaturen auf.

Widerstandsanpassung, → Anpassung.

Widerstandsbeiwert, → Strömungswiderstand.

Widerstandseffekt, → magnetischer Widerstandseffekt.

Widerstandserwärmung, die Umwandlung von Elektroenergie in ohmschen Widerständen in Wärmeenergie (Joulesche Wärme). Bei der *indirekten W.* dienen zur Wärmeerzeugung metallische Heizleiter, die meist in Isolierstoff eingebettet sind. Man verwendet sie in Heizgeräten, Warmwasserspeichern, Koch-, Brat- und Backgeräten, ferner in Widerstandsöfen zur Wärmebehandlung und zum Schmelzen von metallischen und nichtmetallischen Stoffen. Bei der *direkten W.* wird das zu erwärmende Material selbst vom Strom durchflossen. Die direkte W. wird zum Nieterwärmen, zum Schmelzen, zum Glühen und Entspannen von Profilmaterial u. dgl. angewendet.

Widerstandsmatrix, → Vierpol.

Widerstandsmesser, *Ohmmeter,* ein direktanzeigendes elektrisches Meßinstrument zum Messen von ohmschen Widerständen. An den Widerstand wird eine konstante Spannung U gelegt und der durchfließende Strom I gemessen. Da der Widerstand durch $R = U/I$ gegeben ist, kann die Skale in Widerstandswerten geeicht werden. Der W. enthält meist eine Trockenbatterie und für die Anzeige ein Quotientenmeßinstrument. Leitet man den Strom I durch die eine Spule dieses Instrumentes und legt die andere Spule an die Klemmen der Batterie, d. h. an die Spannung U, so wird die Anzeige von dem Quotienten aus Strom und Spannung, d. h. nur von dem Widerstand, aber nicht mehr von der Höhe der Batteriespannung bestimmt. Nach diesem Prinzip arbeitet auch das *Widerstandsthermometer.* Dabei wird ein temperaturabhängiger Widerstand verwendet und die Skale in Temperaturgraden geeicht. Weitere Methoden der Widerstandsmessung sind unter → Widerstand IV) angegeben.

Widerstandsmoment, → Biegung.

Widerstandsnormal, → technischer elektrischer Widerstand.

Widerstandsrauschen, → Rauschen II, 1.

Widerstandsspannung, svw. Spannungsabfall.

Widerstandsthermometer, → Widerstandsmesser.

Widerstandsverhältnis, in der Tieftemperaturphysik gebräuchlicher Quotient

$$r(T) = \frac{R(T)}{R(T_0)} = \frac{\varrho(T)}{\varrho(T_0)}$$

aus den elektrischen Widerstandswerten einer (Metall-) Probe bei einer tiefen Temperatur T und einer Bezugstemperatur T_0. So genau sich auch der absolute elektrische Widerstand R einer Probe ermitteln läßt, so schwierig ist es doch, den physikalisch interessierenden spezifischen elektrischen Widerstand ϱ auch nur auf 1% genau zu bestimmen. Durch die Quotientenbildung wird der Geometriefaktor eliminiert. Die Meßwerte an unterschiedlichen Proben desselben Materials lassen sich dann sehr genau vergleichen. Als Bezugstemperatur T_0 wird gewöhnlich 0 °C oder 20 °C verwendet. Da der spezifische elektrische Widerstand des Probenmaterials bei dieser Temperatur meist genau bekannt ist, kann mit obiger Beziehung aus dem W. der spezifische elektrische Widerstand bei der tiefen Temperatur T berechnet werden.

Wiebengasches Integrierverfahren, Verfahren zur Erfassung der integralen Intensität von Röntgenreflexen auf Röntgeneinkristallaufnahmen. Indem man den Film in zwei senkrecht aufeinanderstehenden Richtungen um relativ zur Größe des Reflexes kleine Werte verrückt, werden die bei aufeinanderfolgenden Belichtungen entstehenden Reflexe so überlagert, daß ein ausgedehntes Plateau konstanter Schwärzung ent-

steht, wobei diese Schwärzung der integralen Intensität entspricht. Bei Aufnahmen auf Planfilm wird der Film in seiner Ebene verrückt, bei zylindrischem Film wird der Film parallel zur Zylinderachse verschoben und um diese Achse gedreht.

Wiechert-Gutenberg-Diskontinuität, → Erde.

Wiechert-Herglotzsches Verfahren, ein Verfahren zur Ermittlung der Geschwindigkeiten v_P und v_S der → seismischen Wellen im Erdinneren auf Grund der an der Erdoberfläche beobachteten → Laufzeitkurve oder der Wellennormalen der seismischen Wellen. Das Verfahren beruht als Umkehrproblem auf einer Abelschen Integralgleichung.

Wiedemann-Franzsches Gesetz, (*Wiedemann-Franz-*) *Lorenzsches Gesetz*, besagt in der Formulierung von Wiedemann und Franz, daß das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit λ zur elektrischen Leitfähigkeit σ bei konstanter Temperatur T für Metalle nahezu konstant ist. Lorenz erweiterte das Gesetz zu $\lambda/\sigma = LT$. Die Proportionalitätskonstante L, auch *Lorentz-Zahl* genannt, ist bei reinen Metallen von der Art des Metalles und der Temperatur nahezu unabhängig und liegt bei etwa $2 \cdot 10^{-8}\ V^2/K^2$.

Bei tiefen Temperaturen wird das W.-F. G. ungültig, denn L nimmt mit sinkender Temperatur ab. Um eine Erklärung des W.-F. G.es bemüht sich die Elektronentheorie der Metalle.

wiederholbarer Schritt, → Halbkristall-Lage.

Wiederholbarkeit, → Experiment.

Wiederkehreinwand, von Zermelo 1896 vorgebrachter Einwand, der sich gegen die Boltzmannsche Herleitung des → H-Theorems aus der klassischen Mechanik richtet. Der W. geht vom *Poincaretschen Wiederkehrtheorem* aus, nach dem jedes aus endlich vielen Teilchen bestehende mechanische System nach einer endlichen Zeit, der Poincaretschen Wiederkehrzeit, seinem Ausgangszustand wieder beliebig nahe kommt, was nicht mit der Aussage des H-Theorems über ein monotones Anwachsen der Zustandsfunktion Entropie vereinbar ist. Boltzmann konnte abschätzen, daß die Poincaretsche Wiederkehrzeit für praktisch beobachtbare Systeme unvorstellbar groß ist, konnte jedoch prinzipiell den W. nicht entkräften. Dies geschah erst durch Smoluchowski und Ehrenfest, die zu einer statistischen Interpretation des H-Theorems übergingen. → Umkehreinwand.

Wiederkehrwelle, → seismische Welle, → Seismologie.

Wiener-Integral, für die Wahrscheinlichkeitsrechnung und für Probleme der Physik 1923 von *Wiener* eingeführtes Integral

$$\int F[x(\tau)]\,\mathrm{d}_W x = \lim_{n\to\infty} \frac{1}{(\pi \Delta t)^{n/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x_1 \cdots \mathrm{d}x_n \times$$

$$\times F(x_1, \ldots, x_n) \exp\left[-\frac{x_1^2}{\Delta t} - \sum_{j=1}^{n-1} \frac{(x_{j+1} - x_j)^2}{\Delta t}\right]$$

für eine große Klasse von Funktionalen $F[x(t)]$ im Raum der im Intervall $[0, t]$ stetigen Funktionen $x(\tau)$ mit $x(0) = 0$.

Hierzu wurde die Funktion $x(\tau)$ durch einen Polygonzug ersetzt: $x(0) = 0, \ldots, x(t_n) = x_n$; die Punkte t_l liegen äquidistant, $\Delta t = t/n$. Weiterhin ist $F(x_1, \ldots, x_n) = F[x_n(\tau)]$. Symbolisch schreibt man das Wiener-Integral auch oft in der Form

$$\int F[x(\tau)]\,\mathrm{d}_W x = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} F[x(t)] \times$$

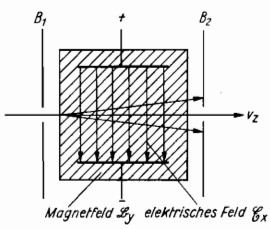
$$\times \exp\left\{-\int_0^t \left[\frac{\mathrm{d}x(\tau)}{\mathrm{d}\tau}\right]^2 \mathrm{d}\tau\right\} \prod_0^t \mathrm{d}x(t).$$

Der Normierungsfaktor N ergibt sich aus der Bedingung $\int \mathrm{d}_W x = 1$.

Wien-Robinson-Brücke, → Meßbrücke.

Wienscher Versuch, Nachweis für das tensorielle Transformationsgesetz des elektromagnetischen Feldstärketensors; hier speziell die Beobachtung einer elektrischen Feldstärke $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ bei Bewegung eines Ladungsträgers mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ durch ein Magnetfeld $\vec{B}$. Im Wienschen V. werden Kanalstrahlen durch ein Magnetfeld geschickt, so daß sich dem Atomfeld eines Wasserstoffkanalstrahlteilchens durch die Relativbewegung ein elektrisches Feld überlagert und die Aufspaltung der Spektrallinien durch den → Stark-Effekt beobachtet wird.

Wiensches Geschwindigkeitsfilter, ein *Geschwindigkeitsmonochromator* für geladene Teilchen. Es besteht aus einem homogenen Magnetfeld B_y, zu dem senkrecht ein elektrisches Feld E_x steht. Die Feldstärken werden dabei so abgestimmt, daß die auf die geladenen Teilchen ausgeübte elektrische Kraft entgegengesetzt gleich der magnetischen Kraft ist (Abb.). Die Blenden



Wiensches Geschwindigkeitsfilter (schematisch)

B_1 und B_2 in der zu beiden Feldern senkrechten ursprünglichen Strahlrichtung lassen nur die Teilchen mit der Geschwindigkeit $v = v_z = E_x/B_y$, die sich unbeeinflußt geradlinig bewegen und unabhängig von ihrer Masse hindurchtreten, während Teilchen mit anderen Geschwindigkeiten in der $\pm x$-Richtung abgelenkt werden.

Wiensches Strahlungsgesetz, → Plancksche Strahlungsformel.

Wiensches Verschiebungsgesetz, → Plancksche Strahlungsformel.

Wightman-Funktionen, → axiomatische Quantentheorie.

Wigner-Eckart-Theorem, → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Wigner-Energie, → Strahlenschäden 6).

Wigner-Funktion, eine Art Fourier-Transformierte der Dichtematrix, durch die neben den Ortskoordinaten den Teilchen formal den klassischen Impulsvariablen analoge, aber nicht mit ihnen identische Variable eingeführt werden. Die W.-F. wird gelegentlich bei praktischen Rechnungen anstelle der → Dichtematrix verwendet, sie ist besonders geeignet für den Grenzübergang zur klassischen Statistik.

Wignersche drei-jot-Symbole, *Wignersche 3j-Symbole,* → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Wigner-Seitz-Methode, → Bandstruktur.

Wigner-Seitz-Zelle, *symmetrische Zelle,* Raumteil eines Kristalls, dessen Punkte einem herausgegriffenen Punkt näher liegen als allen anderen zu ihm translationsäquivalenten Punkten. Die W.-S.-Z. ist ein Polyeder, dessen Begrenzungsflächen Ausschnitte aus den Mittelebenen sind, die senkrecht auf den Verbindungsgeraden zwischen dem herausgegriffenen Punkt und den ihm translationsäquivalenten Punkten stehen.

Wilson-Kammer, svw. Nebelkammer.

Wilsonscher Versuch, Nachweis für das tensorielle Transformationsgesetz des elektromagnetischen Feldstärketensors; hier speziell der Beobachtung einer elektrischen Feldstärke $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ bei Bewegung eines Ladungsträgers mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ durch ein Magnetfeld $\vec{B}$.

Im Wilsonschen V. wird ein Dielektrikum bei Bewegung durch ein Magnetfeld elektrisch polarisiert. Die Lorentz-Kraft (→ Relativitätselektrodynamik) wirkt auch auf die gebundenen Ladungen des Dielektrikums.

Wind, vorwiegend horizontale Bewegung der Luft relativ zur Erdoberfläche. Die in ihrer Gesamtheit den W. bildenden Luftteilchen folgen dem Luftdruckgefälle, dem Druckgradienten vom hohen zum tiefen Luftruck. Beim Strömen sind die Luftteilchen nicht nur dieser Gradientkraft unterworfen, sondern auch der Corioliskraft und der Reibungskraft. Die Corioliskraft greift senkrecht zur jeweiligen Bewegungsrichtung der Luftteilchen an und ist deren Geschwindigkeit proportional. Sie lenkt die Luftteilchen auf der Nordhalbkugel nach rechts von der Luftdruckgradientenrichtung ab. Die Reibungskraft bremst die Geschwindigkeit der Luftteilchen am stärksten in Bodennähe, wodurch die ablenkende Kraft der Erdrotation und damit auch der Ablenkungswinkel zwischen Gradient- und Windrichtung, der bei fehlender Reibung 90 Grad beträgt, verringert wird, d. h., die Luftmassen strömen mehr in Richtung des Zentrums des Tiefdruckgebietes als isobarenparallel (→ Buys-Ballotsches Gesetz). Auf dieses reibungsbedingte stärkere Einströmen der Luft in ein Tiefdruckgebiet über dem Festland ist zurückzuführen, daß sich Tiefdruckgebiete über dem Festland rascher auffüllen als über dem Meer, wo die Reibung geringer ist.

Der W. in Erdbodennähe (*Bodenwind*) hat wegen der größeren Reibung an der Erdoberfläche (in 500 bis 1000 m Höhe hört der Reibungseinfluß auf) eine geringere Stärke als der W. in größeren Höhen (*Höhenwind*). Der sich theoretisch nur aus dem Gleichgewicht von Gradient- und Corioliskraft im Falle geradliniger → Isobaren errechnende W. (Höhenwind) heißt *geostrophischer W.* Er weht parallel zu den geradlinigen Isobaren. Bei stärkerer Krümmung der Isobaren ist die Zentrifugalkraft zusätzlich zu berücksichtigen. Der sich theoretisch durch Zusammenwirken von Gradient-, Coriolis- und Zentrifugalkraft ergebende W. wird *Gradientwind* genannt. Er weht parallel zu den gekrümmten Isobaren.

Eine besondere Eigenschaft des Bodenwindes ist die mit der Turbulenz zusammenhängende *Böigkeit,* worunter man einen nach Richtung und Geschwindigkeit mehr oder weniger um einen Mittelwert schwankenden W. versteht. Der Bodenwind vollführt also im allgemeinen sowohl nach der Richtung als auch bezüglich der Geschwindigkeit dauernd Stöße, d. h., er weht nicht stetig, sondern in Pulsationen, deren Periode einige Sekunden beträgt.

Zur Kennzeichnung des W.es, der eine gerichtete Größe darstellt, ist die Angabe der Windrichtung und der Windgeschwindigkeit erforderlich. Für die Feststellung der *Windrichtung,* d. h. der Himmelsrichtung, aus welcher der W. kommt, verwendet man die Windfahne in Verbindung mit einer Windrose. Maßeinheiten für die Richtung sind die 32 Striche der Windrose oder die 36 Teile zu je 10 Grad des Vollkreises (Osten = 09, Süden = 18, Westen = 27, Norden = 36). Zur Messung der *Windgeschwindigkeit* dienen das → Anemometer, das Universal-Windmeßgerät (Böenschreiber), ein kombiniertes Gerät aus Windfahne, Schalenkreuzanemometer und Staudruckmesser mit gemeinsamer Registriertrommel, und das Hitzdrahtanemometer. Maßeinheiten für die Geschwindigkeit sind m/s oder km/h. Die Windstärke wird oft nach der Beaufort-Skala geschätzt in Stufen von 1 bis 12.

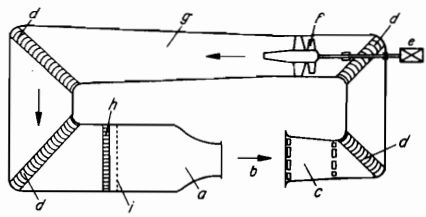
Die *Höhenwindmessung* erfolgt mit Hilfe von *Pilotballons,* d. s. mit Wasserstoffgas gefüllte Gummiballons. Aus der konstanten Steiggeschwindigkeit des Pilotballons und aus der Himmelsrichtung, die sich bei seiner Anvisierung mit einem Theodoliten ergibt, sowie aus seiner Höhe lassen sich Windrichtung und Windgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen ermitteln.

Lit. Hann u. Süring: Lehrb. der Meteorologie, 2 Bde (5. Aufl. Leipzig 1951); Heyer: Witterung und Klima (Leipzig 1963).

Windfahne, einfaches Instrument zur Messung der Strömungsrichtung. Die W. besteht aus einer dünnen starren Platte, die leicht um die an ihrer Vorderkante befindliche Achse drehbar ist und sich stabil in Strömungsrichtung einstellt. Zur genauen Gesamtdruckmessung wird sie häufig mit dem Pitotrohr kombiniert.

Windkanal, Einrichtung, die einen Luftstrom mit zeitlich und räumlich konstanter Geschwindigkeitsverteilung für aerodynamische Meßzwecke erzeugt. Bei Strömungsuntersuchungen sind die → Modellregeln zu berücksichtigen. Die Haupteinteilung der Windkanäle erfolgt nach der → Machzahl Ma in der Meßstrecke. Danach unterscheidet man:

1) *Windkanäle für niedrige Geschwindigkeiten* (Ma $\leqq$ 0,2). Bevorzugt verwendet wird die *Göttinger Bauart,* bei der ein Axialgebläse die Luft im geschlossenen Kreislauf umwälzt (Abb. 1).



1 Windkanal Göttinger Bauart. *a* Düse, *b* offene Meßstrecke, *c* Auffangtrichter, *d* Umlenkgitter, *e* Antrieb, *f* Axialgebläse, *g* Diffusor, *h* Gleichrichter, *i* Sieb

Der Druck in der Meßstrecke, die sowohl geschlossen als auch als Freistrahl ausführbar ist, wird gleich dem Atmosphärendruck gewählt. In der Meßstrecke wird durch Gleichrichter, Siebe und eine sich stark verengende Düse ein Strahl möglichst konstanter Geschwindigkeit und geringer Turbulenz erzeugt. Zur Verminderung der Antriebsleistung wird hinter der Meßstrecke im Diffusor ein möglichst großer Teil der kinetischen Energie in Druckenergie umgewandelt. Die Messungen am Modell erfolgen mittels Sechskomponentenwaage oder Strömungssonden. Kanäle *Eiffelscher Bauart* ohne Luftrückführung werden besonders dann benutzt, wenn bei den Versuchen der Luft dauernd Verunreinigungen zugeführt werden.

2) *Windkanäle für hohe Unterschallgeschwindigkeiten* (Ma $<$ 1). Sie sind ähnlich gebaut wie die für niedrige Geschwindigkeiten und haben wie diese eine geschlossene Meßstrecke, besitzen jedoch zusätzlich einen Kühler, um die durch Luftreibung im Kanal erzeugte Wärme abzuführen. Damit Reynoldszahl und Machzahl unabhängig voneinander geändert werden können, läßt sich das Druckniveau im gesamten Kanal in weiten Grenzen ändern. Es existieren sowohl Kanäle für stationären als auch für intermittierenden Betrieb.

3) *Windkanäle für transsonische Geschwindigkeiten* (Ma = 0,8 bis 1,3). Der Unterschied zu den Unterschallkanälen besteht im wesentlichen in der Gestaltung der Meßstrecke. Zum Absaugen der Wandgrenzschichten werden die Wände der Meßstrecke perforiert. Das ist nötig, um den Einfluß der Strahlbegrenzung auf die Modellumströmung klein zu halten.

4) *Windkanäle für Überschallgeschwindigkeiten* (Ma = 1,3 bis 5). Bei diesen Windkanälen (Abb. 2) wird an Stelle der einfachen konvergenten Düse eine verstellbare Laval-Düse eingesetzt. Zur besseren Energieumsetzung muß auch der Diffusor verstellbar ausgeführt werden. Überwiegend werden intermittierend arbeitende Speicherkanäle mit Druck- oder Saugbetrieb benutzt.

5) *Windkanäle für hypersonische Strömungen* (Ma $\geq$ 5). Die in die Düse eintretende Luft muß zuvor aufgeheizt werden, damit die mit der Expansion in der Düse verbundene Abkühlung nicht zur Luftkondensation führt. Die Aufheiztemperatur steigt mit zunehmender Machzahl stark an. Zum Erzielen sehr hoher Machzahlen wird deshalb als Strömungsmedium Helium verwendet, das erst bei sehr tiefen Temperaturen kondensiert.

Windschatten, → Nachlauf.

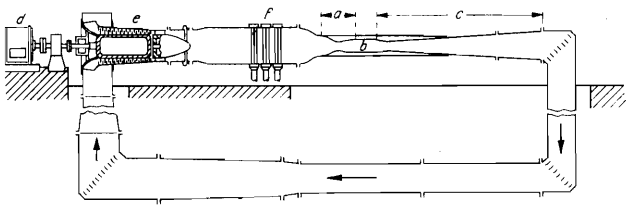
Windsee, → Meereswellen.

Windstärke, → Wind.

Windsysteme, Luftzirkulationen auf einer nahezu geschlossenen Bahn. Die Strömungsvorgänge in der Atmosphäre haben ihre Ursache in den Temperaturunterschieden, die ihrerseits Luftdruckunterschiede bedingen. Je nach der räumlichen Ausdehnung dieser Unterschiede entwickeln sich kleinräumige oder großräumige W.

1) *Kleinräumige* oder *lokale W.* Durch Temperaturunterschiede von Land und Meer bedingt ist die *Land-* und *Seewind-Zirkulation*, deren bodennahes Strömungsglied tags von der kühlen See zum warmen Küstenland, nachts vom erkalteten Land zur kaum abgekühlten See gerichtet ist. Das für Wetter und Klima im Gebirge wichtige *Berg-* und *Talwindsystem* entsteht durch Temperaturunterschiede zwischen Berghang und Tal. Es ist durch den nächtlichen Hangabwind und Talabwind sowie den tagsüber wehenden Talaufwind und Hangaufwind gekennzeichnet. *Hangwind* ist ein thermischer Aufwind bei Tage, ein Abwind bei Nacht, der sich an jedem Hang ausbildet.

2) *Großräumige W.* der Erde beschreiben die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre. In den äquatorialen Gebieten führt die starke Aufheizung der unteren Luftschichten zur Ausbildung der äquatorialen Tiefdruckrinne. Im Zusammenhang mit der in der Höhe vom Äquator abfließenden Luft bildet sich zwischen etwa 20° und 30° nördlicher und südlicher Breite, aber mit der Sonne jahreszeitlich pendelnd, ein Gürtel hohen Druckes aus, die *Roßbreiten-Hochdruckgebiete*. Von dort strömt die Luft in Bodennähe äquatorwärts der äquatorialen Tief-



2 Überschallkanal mit stationärem Betrieb. *a* Laval-Düse, *b* Meßstrecke, *c* Diffusor, *d* Antrieb, *e* Verdichter, *f* Kühler

druckrinne zu, durch die Ablenkung infolge der Corioliskraft auf der Nordhalbkugel als Nordost-Passat, auf der Südhalbkugel als Südost-Passat. Im Bereich des Äquators treffen die Passatströmungen der beiden Halbkugeln zusammen; es entsteht die innertropische Konvergenzzone, wobei vielfach eine nördliche und südliche zu unterscheiden ist. Zwischen beiden befindet sich die äquatoriale Westwindzone. Mit zunehmender geographischer Breite schließt sich an die Roßbreiten-Hochdruckgebiete die außertropische Westwindzone, die *planetarische Westwinddrift* an. Es ist die Zone wandernder Tiefdruckgebiete, die die westöstlichen Strömungen erheblich stören. In den Polargebieten führt die Ausstrahlung zur Ausbildung von Hochdruckgebieten. Die aus den Polarkalotten äquatorwärts abfließenden Kaltluftmassen werden infolge der Ablenkung durch die Corioliskraft zu polaren Oststrømungen. Die Grenze zwischen der polaren Kaltluft und der feuchtwarmen Tropikluft, die *Polarfront*, verläuft mehr oder weniger wellenförmig. An ihr erfolgen Kaltluftausbrüche bis weit in die gemäßigten Breiten.

Die großräumigen W. werden durch die Land-Meer-Verteilung stark beeinflußt, so daß sich oft noch weitere periodisch wiederkehrende Luftströmungen zwischenschalten können, z. B. der → Monsun. Man versteht darunter einen jahreszeitlichen Wechsel zwischen trockenen, ablandigen Winden und feuchten Seewinden, die einen ganzen Kontinent oder große Teile eines solchen erfassen. Seine Entstehungsursache

suchte man früher in der verschiedenen Erwärmung von Land und Meer; heute weiß man, daß diese Erklärung allein nicht ausreicht.
Lit. → Wind.

Windturbine, eine Windkraftmaschine zum Antrieb von Arbeitsmaschinen, z. B. Pumpen, Generatoren, die die in bewegter Luft enthaltene Energie ausnutzen. Sie werden auf hohen Türmen oder Masten angeordnet, um wirtschaftliche Windgeschwindigkeiten, mindestens 4 m/s, ausnutzen zu können. Sie haben entweder eine vertikale oder eine horizontale Welle, an der jeweils die einzelnen Flügel, ähnlich dem Propeller eines Flugzeuges, befestigt sind. Die Flügel können verstellbar angebracht sein. Ausführungen mit vertikaler Welle werden als *Windrad* bezeichnet.

Windung, → Raumkurve.

Windungsfläche, die Fläche einer Leiterschleife als Hilfsgröße zur Berechnung des magnetischen Flusses bzw. der induzierten Spannung; bei → Spulen auch das Produkt aus Fläche einer Leiterschleife und Windungszahl.

Windungszahl, → Spule.

Winkel, der Richtungsunterschied zweier Strahlen, die denselben Ausgangspunkt, den Scheitel, haben. *Winkelteilungen* gehen auf Kreisteilungen zurück. Die älteste Winkelteilung ist die sexagesimale Teilung, durch die der Kreis in 360° geteilt wird.

Dabei wird jeder Grad in 60′, die Minute in 60″ unterteilt. Zur Unterscheidung gegenüber den gleichnamigen Zeiteinheiten spricht man von Bogenminuten und Bogensekunden. Die Teilung des Kreises in 400^g entspricht der Zentesimalteilung des Rechten, die in Neugrad und Neusekunde fortgesetzt wird.

Im Internationalen Einheitensystem (SI) wurde der Radiant als Ergänzungseinheit erklärt und sein Betrag als Verhältnis von Radius zu Kreisbogen bei gleicher Länge definiert. Da der Radiant eine Einheit mit Eigennamen ist, dürfen von diesem im Gegensatz zu den übrigen Winkeleinheiten Vielfache und Teile mit Vorsätzen gebildet werden, wobei nur positive und negative Potenzen von 10^{3n} (n = ganze Vielfache von 1) gebildet werden sollten. Es besteht die Beziehung 1 rad = 57,296° = $63{,}662^g$.

Über *Winkeleinheiten* → Tabelle 1 (Winkel) und → nautischer Strich.

Winkelmessung. Normale für die Winkelmessung sind Teilkreise und feste Winkel zu 90°. *Teilkreise* oder *Teilscheiben* sind aus Glas oder Metall hergestellt, die Kreisteilung hat je nach Durchmesser und Verwendungszweck einen Skalenwert von 1 bis (1/12)°, mit Nonius lassen sich dann Winkel bis zu 1′ und mit optischer Ablesehilfe bis zu 1″ ablesen. Der Teilungsfehler bester Teilkreise aus Glas beträgt 0,5 bis 2″. Teilkreise können statt der Strichteilung auch Löcher oder Rasten haben oder als Zahnräder, Schneckenräder oder Spiegelpolygone ausgebildet sein.

Entsprechend den Parallelendmaßen in der Längenmessung gibt es *Winkelendmaße.* Haarwinkel gehören zu den festen Winkelmeßgeräten. Mit *Sinus-* und *Tangenslinealen* können beliebige Winkel durch zwei Längen der Seiten eines rechtwinkligen Dreiecks eingestellt werden (einstellbare Winkelmaße).

Kleine Winkel können mit der Rahmenrichtwaage bestimmt werden, bei denen der Skalenwert der Libellen 4″ bis 6,9′ betragen kann.

Optisch lassen sich Winkel mit einer geteilten Glasskale im durchfallenden Licht mit der Lupe auf ≈ 3′ ablesen. Mittels eines Spiegels kann das Bild der Skale mit einem Fernrohr beobachtet werden, dessen Fadenkreuz auf richtige Sehweite gebracht und dessen Okular so eingestellt wurde, daß Skale und Fadenkreuz keine Parallaxe zeigen.

Mit dem Theodoliten können Winkel in einer horizontalen oder in einer vertikalen Ebene sowie Teilungswinkel an großen Teilscheiben und Zahnrädern gemessen werden.

Winkel prismatischer Körper mit gut ebenen und reflektierenden Meßflächen, wie sie Winkelendmaße und Prismen haben, lassen sich mit dem Reflexionsgoniometer bestimmen. Es besteht aus Teilkreis und Autokollimationsfernrohr oder aus Kollimator und Fernrohr.

Universal-Winkelmesser dienen zum Messen und Einstellen beliebiger Winkel. Sie sind mit einem Teilkreis aus Glas oder Metall und 5′-Noniusablesung am beweglichen Schenkel versehen. Mit Lupen läßt sich eine Vergrößerung auf das 16- bis 40fache erzielen; die Meßunsicherheit beträgt ±2′.

Winkeldrehungen können auch mittels Mikroskops oder mit dem Interferometer gemessen werden.

Sehr kleine Winkeländerungen können mit einer Photozelle gemessen werden, auf die über einen Kondensor, eine Blende, eine Linse und einen Spiegel ein scharfes Bild der Blende fällt. Dreht sich der Spiegel, so wird eine größere Fläche der Zelle beleuchtet, die Änderung des Photostroms ist der Drehung des Spiegels proportional.

Winkeländerung, → Verzerrung.

Winkelbeschleunigung, → Beschleunigung.

Winkeldispersion, → Beugungsgitter, → Spektrograph.

Winkelgeschwindigkeit, → Geschwindigkeit.

Winkelhebel, → Hebel.

Winkelkorrelation, *Richtungskorrelation,* die gegenseitige Abhängigkeit der Richtungen *mehrerer* bei *einem* Prozeß entstehenden Zerfallsprodukte.

In der Kernspektroskopie versteht man unter W. die statistische Korrelation zwischen den Wahrscheinlichkeiten, mit denen zwei (oder mehr) Teilchen bzw. γ-Quanten in bestimmten Richtungen vom Kern emittiert werden. Beispielsweise können zwei Teilchen bevorzugt in die gleiche Richtung oder auch in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Bei der experimentellen Untersuchung von W.en wird mit der → Koinzidenzmethode gearbeitet. Messungen dieser Art liefern Aussagen über die Spins und Paritäten der beteiligten Kernzustände, z. B. bei der Kernreaktion $^{19}_{9}\mathrm{F(p,}\,\alpha\gamma)^{16}_{8}\mathrm{O}$ aus der α-γ-Korrelation Aussagen über Zustände der Kerne $^{19}_{9}\mathrm{F}$ und $^{16}_{8}\mathrm{O}$.

Die W. kann durch Wechselwirkungen der Kerne mit ihrer Umgebung verwischt werden. Aus Untersuchungen der W. an kristallinen Proben oder komplexen Ionen, in denen die elektrischen bzw. magnetischen Momente des Kerns mit den dort vorhandenen starken magne-

tischen oder elektrischen Feldern in Wechselwirkung treten können, sind demzufolge auch molekülphysikalische Aussagen zu gewinnen.

Winkelmaße, → Winkel.

Winkelmesser, svw. Goniometer.

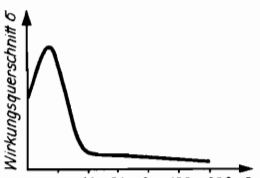
Winkelrichtgröße, svw. Richtmoment.

Winkelvariable, → mechanisches System.

Winkelvergrößerung, → Winkelverhältnis.

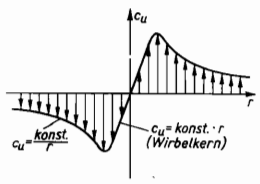
Winkelverhältnis, *Konvergenzverhältnis, Tangensverhältnis,* γ, das Verhältnis der bild- und objektseitigen Öffnungswinkel konjugierter Achsenpunkte bei der geometrisch-optischen → Abbildung. Die Bezeichnung *Winkelvergrößerung* sollte lediglich bei subjektiv benutzten optischen Instrumenten verwendet werden.

Winkelverteilung, Anzahl der Teilchen einer Kernreaktion oder der emittierten Teilchen bzw. Quanten beim radioaktiven Zerfall in Abhängigkeit vom Winkel Θ zwischen einer vorgegebenen Richtung und dem Detektor. Als vorgegebene Richtung wählt man bei Kernreaktionen die Richtung des Teilchenstrahls. Aus der W. der Produkte einer Kernreaktion kann man Aufschlüsse über den Reaktionsmechanismus erhalten. So sind z. B. starke Maxima der Zählrate bei kleinen Winkeln gegenüber der Richtung des Primärteilchens ein Hinweis auf den direkten Mechanismus der Kernreaktion (Abb.), während konstante W.en die Bildung eines Compoundkerns anzeigen.



Winkelverteilung der Protonen einer direkten (d, p)-Reaktion (schematisch)

Wirbel, ein → Strömungsfeld, in dem die Flüssigkeitsteilchen näherungsweise eine kreisende Bewegung um ein Zentrum ausführen. Dabei existieren geschlossene Linien, längs derer die Zirkulation nicht verschwindet (→ Drehung). In reibungsbehafteter Strömung besteht der *ebene Einzelwirbel* aus einem Kern, dessen Flüssigkeitsteilchen wie ein starrer Körper rotieren, und einem äußeren Teil, in dem sich die Umfangsgeschwindigkeit c_u wie beim Potentialwirbel umgekehrt proportional zum Radius r ändert. Zwischen beiden Bereichen besteht ein stetiger Übergang (Abb.). Über die Entstehung



Geschwindigkeitsverteilung im ebenen Wirbel

von Einzelwirbeln → Trennungsfläche. Der → *Potentialwirbel* ist ein W. mit verschwindendem Kern. Der im Innern eines Profiles befindliche gedachte *gebundene W.* vereinigt in sich die Wirkung der Zirkulationsverteilung über der Tiefe des Tragflügels (→ Strömungswiderstand) und ist maßgebend für dessen Auftriebserzeugung. Im Gegensatz dazu ist ein *freier W.* ein materiell existierender W., der sich kräftefrei in der Strömung bewegt. In Grenzschichten treten charakteristische W. auf, die nach ihrem Entdecker benannt sind (*Taylor-Wirbel, Görtler-Wirbel*) oder nach dem physikalischen Vorgang (*Ablösewirbel*); sie haben große Bedeutung für den → Umschlag.

In realer Strömung nimmt die Umfangsgeschwindigkeit des W.s infolge der Zähigkeit des Mediums mit der Zeit ab. Ein Maß für die Lebensdauer des W.s ist die Halbwertszeit t^*, in der c_u auf die Hälfte des Ausgangswertes abgesunken ist. Unter der Voraussetzung, daß die Stromlinien immer konzentrische Kreise bilden, was nur bei kleinen Reynoldszahlen erfüllt ist, kann die Halbwertszeit nach Oseen berechnet werden: $t^* = r^2/(4\nu \cdot \ln 2)$. Dabei bedeuten r den Radius, auf dem die maximale Umfangsgeschwindigkeit auftritt, und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Kleine W. klingen sehr schnell ab, große W. sind langlebig. Die großen W. zerfallen aber im allgemeinen schneller, als die Rechnung angibt. In ihrem Innern bilden sich kleine kurzlebige W., die den Zerfall beschleunigen (→ Turbulenz). Deren Wirkung wird aufgefaßt als scheinbare Erhöhung der Zähigkeit, auch als *Wirbelzähigkeit* bezeichnet. Das Verhältnis der Wirbelzähigkeit ν_w zur kinematischen Zähigkeit ν kann dargestellt werden als Quotient der Reynoldszahl des W.s $\mathrm{Re} = c_u \cdot r/\nu$ zu ihrem kritischen Wert Re_{kr}, der sich nach der Instabilitätstheorie (→ Umschlag) ergibt: $\nu_w/\nu = \mathrm{Re}/\mathrm{Re}_{kr}$.

Die wichtigsten Begriffe des wirbelbehafteten Strömungsfeldes sollen kurz erläutert werden.

1) *Wirbelbewegung* ist eine Strömung mit → Drehung. Zum Verständnis der Wirbelbewegung sollen zunächst im folgenden einige Größen im Feld der Drehungsvektoren (→ Strömungsfeld) erläutert werden, die analog zu den Größen im Geschwindigkeitsfeld definiert sind.

a) Die *Wirbellinie* ist eine Linie, die überall tangential zum Drehungsvektor $\vec{\omega}$ verläuft. Das Richtungsfeld der Wirbellinie ist gegeben durch $dx : dy : dz = \omega_x : \omega_y : \omega_z$; dabei sind x, y, z räumliche Koordinaten, ω_x, ω_y, ω_z Komponenten von $\vec{\omega}$.

b) Eine *Wirbelröhre* wird von der Gesamtheit der durch eine kleine geschlossene Kurve gehenden Wirbellinien gebildet. Ihren flüssigen Inhalt bezeichnet man als *Wirbelfaden.* Bei dünnen Wirbelfäden ist der Drehungsvektor über dem Querschnitt konstant und steht senkrecht auf ihm.

c) Der *Wirbelfluß* ist das Produkt aus Drehungsvektor und Querschnitt des Wirbelfadens. Die Wirbelbewegung reibungsfreier Medien wird durch die → Wirbelsätze von Thomson und Helmholtz beschrieben. Sie besagen im wesentlichen, daß ein Wirbelfaden dauernd aus den gleichen Flüssigkeitsteilchen besteht und seine Zirkulation räumlich und zeitlich konstant ist. Das von einem Wirbelfaden induzierte Geschwindigkeitsfeld ergibt sich nach dem → Biot-Savartschen Gesetz 2). Die W. bewegen sich so, wie es die übrige Strömung einschließlich der von ihnen selbst induzierten Strömung vorschreibt. Über Einzelheiten der Wirbelbewegung

→ Trennungsfläche, → Tragflügel, → Strömungswiderstand, über die Bewegung reibungsbehafteter W. → Turbulenz.

2) *Wirbelfeld* ist a) die Bezeichnung für die Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes der Drehbewegung, → Strömungsfeld.

b) Die Bezeichnung für die regelmäßige Anordnung zellularer W. Die Stromfunktion eines ruhenden homogenen Wirbelfeldes lautet

$$\psi = A \cdot \exp\left\{-4\pi^2 \nu \left(\frac{1}{\lambda_1^2} + \frac{1}{\lambda_2^2}\right) t\right\} \times$$

$$\times \sin 2\pi \left(\frac{x}{\lambda_1} - \frac{c_\infty}{\lambda_1} \cdot t\right) \sin 2\pi \frac{y}{\lambda_2} + c_\infty y;$$

dabei bedeuten A die Intensität, ν die kinematische Zähigkeit, x, y kartesische Koordinaten, λ_1, λ_2 die Wellenlänge in x- bzw. y-Richtung, c die Phasengeschwindigkeit, t die Zeit.

3) *Wirbelpaar* ist die Bezeichnung für zwei im Abstand a befindliche parallele gerade Wirbelfäden, die sich bis ins Unendliche erstrecken. Die Strömung eines Wirbelpaares ist nicht stationär, da die beiden Wirbelfäden, von denen jeder im Geschwindigkeitsfeld des anderen gelegen ist, eine Eigenbewegung besitzen. Zwei entgegengesetzt umlaufende W. gleicher Zirkulation Γ wandern z. B. senkrecht zu ihrer Verbindungslinie mit der Geschwindigkeit $\Gamma/(2\pi \cdot a \cdot b)$ fort; b ist die Länge des Wirbelfadens.

4) Der *Wirbelring* wird von einem kreisförmig geschlossenen Wirbelfaden gebildet und bewegt sich in ruhendem Medium senkrecht zu seiner Ebene fort. Die von einem Wirbelelement induzierte Fortschrittsgeschwindigkeit ist um so größer, je dünner der mit Drehung behaftete Wirbelkern ist. Wirbelringe entstehen im kritischen Reynoldszahlbereich (→ Umschlag) beim Ausströmen aus kreisrunden Düsen sowie beim stoßartigen Ausblasen. Sie können in Gasen mit Rauch, in Flüssigkeiten mit Farbe sichtbar gemacht werden.

5) Die *Wirbelschicht* ist eine von Wirbelkernen gebildete Schicht, wie sie in Trennungsflächen auftritt. Mit abnehmender Zähigkeit des Strömungsmediums wird der Kerndurchmesser der W. und folglich auch die Dicke der Wirbelschicht kleiner. Im Grenzfall verschwindender Zähigkeit geht der Wirbelkern in eine Wirbellinie und die Wirbelschicht in eine Wirbelfläche über. Im Unterschied zum Einzelwirbel bleibt die Geschwindigkeit bei Annäherung an die Wirbelfläche endlich.

Lit. → Strömungslehre.

Wirbelfaden, → Wirbel.

Wirbelfeld, → Wirbel, → Strömungsfeld, → Feld, → Induktion 2).

Wirbelfluß, → Wirbel.

Wirbellinie, → Wirbel.

Wirbelpaar, → Wirbel.

Wirbelquelle, Potentialströmung, die durch Überlagerung der ebenen → Quellen- und Senkenströmung und des ebenen → Potentialwirbels im Ursprung entsteht. Die Stromlinien sind logarithmische Spiralen, da das Verhältnis von Radialgeschwindigkeit c_r zu Umfangsgeschwindigkeit c_u im gesamten Strömungsfeld konstant ist: $c_r/c_u = Q/\Gamma = \text{konst.}$; dabei bedeutet Q die Ergiebigkeit der Quelle und Γ die Zirkulation des Potentialwirbels. Die Gleichung der Stromlinien lautet in den Polarkoordinaten r, φ: $\ln r/r_0 = \varphi \cdot c_{r0}/c_{u0} = \varphi \cdot Q/\Gamma$; wobei durch den Index 0 die zum Bezugsradius r_0 gehörenden Werte gekennzeichnet sind. Die Spiralgehäuse von Turbomaschinen werden so ausgelegt, daß die Strömung wie bei einer W. verläuft.

Die *Wirbelsenke* entsteht aus der W. durch Umkehr der Strömungsrichtung, sie wird als idealisiertes ebenes Modell zur Beschreibung der Strömungsvorgänge in Staubabscheidern (Zyklonen) verwendet.

Wirbelring, → Wirbel.

Wirbelrohr, *Ranquesches Wirbelrohr,* eine Vorrichtung zum Trennen eines Gasstromes in einen wärmeren und einen kälteren Teilstrom, im Prinzip eine Kältemaschine ohne bewegliche Teile. Durch eine Düse wird Druckluft von einigen Atmosphären Überdruck tangential in ein Rohr eingeblasen. Neben dem Düsenaustritt befindet sich im Rohr eine Blende, durch deren zentrale Bohrung die kalte Luft seitlich abfließt. In entgegengesetzter Richtung bewegt sich die aufgeheizte Luft, deren Menge über ein am Rohrende befindliches Ventil regelbar ist. Der Vorgang wird durch die Bildung eines starken Wirbels bewirkt, dessen Achse mit der Rohrachse zusammenfällt. Aus dem Druck- und Geschwindigkeitsfeld des Wirbels folgt, daß die Ruhetemperatur (→ Kesselzustand) nach außen stark zunimmt. Die inneren Teile des Wirbels leisten durch ihre Abbremsung an den äußeren Teilen Arbeit. Die Abflußtemperaturen der Luft resultieren aus der Verteilung der Ruhetemperaturen. Die dem warmen Teil der Luft zugeführte Wärme ist gleich der dem kalten Teil abgeführten Wärme. Da die Luft mit Überschallgeschwindigkeit in das Rohr einströmt, kann eine Abkühlung der Luft von Zimmertemperatur bis auf −50 °C erfolgen, dabei treten am warmen Ende Temperaturen bis 200 °C auf. Das W. hat einen schlechten Wirkungsgrad und besitzt für die Kälteerzeugung heute noch keine technische Bedeutung.

Wirbelröhre, → Wirbel.

Wirbelsätze, Gesetzmäßigkeiten der drehenden Bewegung einer homogenen reibungsfreien Flüssigkeit. Die W. gelten sowohl für inkompressible als auch für kompressible Strömungen.

Satz von Thomson (Lord Kelvin): In einer reibungsfreien homogenen Flüssigkeit bleibt die Zirkulation längs einer geschlossenen flüssigen Linie zeitlich konstant.

Sätze von Helmholtz: 1) Kein Flüssigkeitsteilchen kommt in Drehung, das nicht von Anfang an in Drehung ist. 2) Die Flüssigkeitsteilchen, die zu irgendeiner Zeit einer Wirbellinie angehören, bleiben auch bei Fortbewegung dauernd zur gleichen Wirbellinie gehörig. 3) Der Wirbelfluß, das Produkt aus Drehgeschwindigkeit und Querschnitt eines Wirbelfadens, ist längs der ganzen Länge des Fadens konstant und behält auch bei Fortbewegung des Wirbelfadens dauernd den gleichen Wert. Die Wirbelfäden müssen deshalb entweder geschlossen sein oder können nur an den Grenzen des Strömungsfeldes enden.

Die Helmholtzschen Wirbelsätze beziehen sich auf unendlich dünne Wirbelfäden. Es kann jedoch mit Hilfe des Satzes von Thomson ge-

zeigt werden, daß die Helmholtzschen Sätze auch für Wirbelröhren mit endlichem Querschnitt gelten (→ Wirbel).

Wirbelschicht, → Wirbel.

Wirbelschleppe, svw. Nachlauf.

Wirbelsenke, → Wirbelquelle.

Wirbelstraße, → Totwasser.

Wirbelstrombeiwert, → Jordansche Konstanten.

Wirbelstrombremsung, → Wirbelströme.

Wirbelströme, *Foucaultsche Ströme,* Wechselströme, die durch Induktion in einem Leiter entstehen, wenn sich dieser in einem magnetischen Wechselfeld befindet oder durch ein Magnetfeld bewegt wird. Dabei können hohe Stromwärmen auftreten. Dem elektromagnetischen Wechselfeld wird dadurch Energie entzogen; die entstehenden Energieverluste bezeichnet man als → Wirbelstromverluste. Entstehen die W. infolge Bewegung eines Leiters durch ein magnetisches Feld, so wird die Bewegung des Leiters nach dem Lenzschen Gesetz gehemmt (*Wirbelstrombremsung*). Die verlorene Bewegungsenergie des Leiters geht in Stromwärme über (→ Waltenhofensches Pendel). Bewußt ausgenutzt wird die Entstehung der W. beim Asynchronmotor mit Stromverdrängungsläufer und beim Dämpferkäfig der Synchronmaschine (zum Dämpfen mechanischer Schwingungen), als Wirbelstromdämpfung in Meßwerken sowie bei der Wirbelstrombremse zur Drehmomentenbestimmung bei Leistungen bis 5 kW. Bei den beiden letzten Anwendungsbeispielen rotiert eine gut leitende Scheibe im Magnetfeld eines Dauer- bzw. Elektromagneten. Die in der Scheibe hervorgerufenen W. bilden mit dem Magnetfeld ein Bremsmoment. Die Stromwärme von W.n wird ebenfalls häufig technisch ausgenutzt, z. B. zum Bau von Induktionsöfen.

Fließen im Leiter selbst Wechselströme, so überlagern sich die W. den Leiterströmen; es entstehen *Strom- und Feldverdrängungen*, d. h., die Ströme sind nicht mehr über den Leiterquerschnitt gleichmäßig verteilt, und es treten Änderungen der Feldverteilung auf.

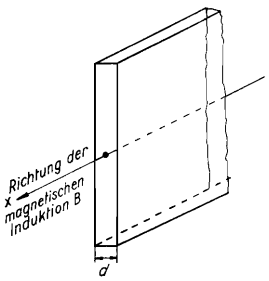
Auch durch das zeitlich veränderliche Magnetfeld, das durch den im Leiter selbst fließenden Wechselstrom entsteht, werden im Leiterinneren W. induziert. Durch Überlagerung dieser W. mit dem Leiterstrom kommt es bei höheren Frequenzen zum Auftreten des → Skineffekts oder Hauteffekts. Die Ströme fließen dann nur noch in einer dünnen Schicht unter der Leiteroberfläche. Das Leiterinnere ist stromfrei.

Es sind eine Reihe von Verfahren entwickelt worden, um die oft unerwünschten Wirbelströme zu unterdrücken. Man verwendet z. B. anstelle massiver Metallmassen in elektrischen Maschinen und Wechselstrommagneten einzelne, voneinander isolierte Bleche und baut aus ihnen die Metallkerne auf (→ Lamellieren). Dadurch werden die Strombahnen der W. räumlich stark begrenzt, und es treten geringere Wärmeverluste auf. Eine andere Möglichkeit, W. zu verringern, besteht darin, die Leitfähigkeit des Materials zu verringern. Daher benutzt man oft Eisenbleche, denen einige Prozent Silizium zur Leitfähigkeitsminderung zugesetzt wurden. In der Hochfrequenztechnik finden Spulenkerne breite Verwendung, die zur Vermeidung von W.n aus in einer Isoliermasse gebundendem Eisenpulver bestehen.

Mikrowirbelströme sind W. in Ferromagnetika, die durch lokal eng begrenzte Magnetisierungsänderungen, z. B. eine sich bewegende Bloch-Wand, induziert werden. Die zugehörige Grenzfrequenz ist unabhängig von den Probendimensionen, aber abhängig von Einzelheiten der Magnetisierungsverteilung, z. B. Dicke und Dichte der Bloch-Wände.

Lit. Küpfmüller: Einführung in die theoretische Elektrotechnik (9. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York 1968); Philippow: Grundlagen der Elektrotechnik (2. Aufl. Leipzig 1967).

Wirbelstromverluste, die durch das Fließen von → Wirbelströmen in Metallen auftretenden Stromwärmeverluste. Die Energie für diese unerwünschte Erwärmung wird aus dem Energieinhalt des magnetischen Feldes entnommen, das die Wirbelströme erzeugt. Als Beispiel seien die W. im technisch wichtigen Fall eines dünnen Eisenblechs angegeben (Abb.). Verläuft die magnetische Induktion parallel zur x-Achse, so ergibt sich für die Wirbelstromverlustleistung bei niedrigen Frequenzen: $P_w = \frac{1}{24}\sigma\omega^2 d^2 B_{max}^2 V \sim \omega^2$. Dabei sind σ die spezifische Leitfähigkeit des Materials, ω die Kreisfrequenz des Feldes, d die Dicke des Bleches, B_{max} die Amplitude der mittleren magnetischen Induktion im Blech und V sein Volumen. Bei hohen Frequenzen gilt $P_w = \frac{\sqrt{2}}{8}\sqrt{\frac{\sigma\omega^3}{\mu}}\, dB_{max}^2 V \sim \omega^{3/2}$. Hierin stellt $\mu = \mu_r\mu_0$ die magnetische Permeabilität des Materials dar, wobei μ_r die relative und μ_0 die absolute Permeabilität bezeichnen. Bei niedrigen Frequenzen nimmt also $P_w \sim \omega^2$ und bei höheren Frequenzen $\sim \omega^{3/2}$ zu.



Wirbelstromverluste in einem dünnen Eisenblech

Über Möglichkeiten zur Unterdrückung von W.n → Wirbelströme.

Lit. Simonyi: Theoretische Elektrotechnik (Berlin 1971).

Wirbelsturm, → tropischer Wirbelsturm.

Wirbelzähigkeit, → Wirbel, → Turbulenz.

Wirkleistung, → Wechselstromleistung.

Wirkleitwert, → Wechselstromwiderstände.

Wirkstrom, der Anteil $I_{eff} \cdot \cos\varphi$ einer Wechselstromstärke. $\cos\varphi$ ist der Leistungsfaktor. φ gibt die Phasenverschiebung der Spannung zur Stromstärke an. Multipliziert man den W. mit dem Effektivwert U_{eff} der Wechselspannung, so erhält man die Wirkleistung $P_W = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot \cos\varphi$ (→ Wechselstromleistung).

Wirkung, physikalische Größe der Dimension Energie · Zeit. Für konservative physikalische

Systeme kann die W. als *Wirkungsfunktion*, auch *Wirkungsintegral* oder *Hamiltonsche Prinzipalfunktion* genannt, definiert werden. Die Wirkungsfunktion ist das Integral S aller W.en längs einer möglichen oder der tatsächlichen Bahnkurve des Systems während einer bestimmten Zeitdauer: $S = \int_{t_0}^{t_1} L(q_l, \dot{q}_l, t)\,\mathrm{d}t$; dabei wird die Lagrange-Funktion $L = T - U$, die Differenz der kinetischen Energie T und der potentiellen Energie U des Systems, als Funktion der Bahnkurve, d. i. als Funktion der verallgemeinerten Koordinaten und Geschwindigkeiten, betrachtet und bei festgehaltenen Anfangs- und Endpunkten zur Zeit t_0 und t_1 zwischen diesen Zeiten integriert. Hält man nur Anfangspunkt und -zeit fest, ist S eine Funktion des Endpunktes der Bahn bzw. der Endzeit. Die W. längs der tatsächlichen Bahnkurve eines Systems ist gegenüber möglichen Vergleichsbahnen ein Extremum, im allgemeinen ein Minimum (→ Hamiltonsches Prinzip, → Maupertuissches Prinzip). Dies wird gelegentlich so interpretiert, daß die Natur alle Bewegungen mit einem Minimum an W. realisiere, womit gemeint ist, daß ein angestrebtes Ziel mit dem geringsten Aufwand an Mitteln, d. h. mit größtem Effekt bzw. auf schnellstem Wege, erreicht wird.

Als *verkürzte W.* oder *charakteristische Funktion* bezeichnet man $S_0 = 2\int_{t_0}^{t_1} T\,\mathrm{d}t$ (→ Hamiltonsche kanonische Theorie).

Die Dimension einer W. haben auch die Produkte aus zueinander kanonisch konjugierten Variablen, z. B. das Produkt $x \cdot p_x$ aus Ort x, d. h. Abstand eines Massepunktes von einem Bezugssystem, und Impuls p_x jeweils bezüglich einer vorgegebenen Richtung, hier der x-Richtung. Nach Planck treten in der Natur nicht beliebig kleine W.en auf; untere Grenze für die W. ist das Plancksche Wirkungsquantum $h = 6{,}6256 \cdot 10^{-27}$ erg · s. Demzufolge hat der Phasenraum eines (mechanischen) Systems, der von $2f$ kanonisch konjugierten Variablen aufgespannt wird (f ist die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems), eine „körnige" Struktur, d. h., er besteht aus Zellen der Größen $\Delta\Omega = h^f$, innerhalb derer zwei mechanische Zustände nicht unterschieden werden können. Dies hat grundlegende Bedeutung für die statistische Physik, ist Ausgangspunkt der Quantentheorie und kann ferner direkt zur Quantisierung mechanischer Systeme über die Quantisierung der Phasenintegrale herangezogen werden.

Streng von diesem Begriff der W. ist derjenige zu trennen, der beim Gesetz von W. und Gegenwirkung (3. → Newtonsches Axiom) im Sinne einer → Wechselwirkung aller physikalischen Erscheinungen, d. h. ihrer gegenseitigen Bedingtheit, benutzt und in der Mechanik als → Kraft eingeführt wird.

Wirkungsfunktion, → Wirkung.

Wirkungsgrad, 1) *mechanischer W.*, η, das Maß für die mechanische Güte einer energieumwandelnden Maschine. Der mechanische W. ist das Verhältnis der effektiven Leistung N_e zu der beim Betrieb verbrauchten indizierten Leistung N_i: $\eta_m = N_e/N_i$. Der mechanische W. ist stets kleiner als 1 oder 100%, da alle äußeren oder mechanischen Verluste darin enthalten sind. Er berücksichtigt die Reibungsverluste an Gleit- und Lagerstellen. Seine Größe hängt von der Bauart, der Güte der Schmierung und Güte der mechanischen Ausführung ab.

2) Thermodynamik: → Carnotscher Kreisprozeß.

Wirkungsintegral, → Wirkung.

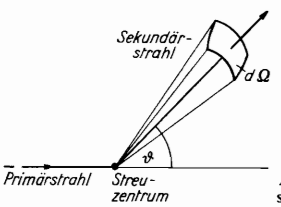
Wirkungslinie der Kraft, → Kraft.

Wirkungsprinzip, → Prinzipe der Mechanik.

Wirkungsquantum, → Plancksches Wirkungsquantum.

Wirkungsquerschnitt, der für die Wechselwirkung eines einheitlichen Teilchenstrahls, z. B. von Photonen, Elektronen, Protonen, Neutronen oder Ionen, mit einer bestimmten Sorte von Materie, z. B. den Atomen eines Kristalls, den Elektronen der Atome oder den Nukleonen des Atomkerns, charakteristische Quotient σ = Anzahl der je Zeiteinheit stattfindenden einzelnen Wechselwirkungsakte dividiert durch die Anzahl der je Zeiteinheit und je Flächeneinheit senkrecht zur Strahlrichtung einfallenden Primärteilchen. In Abhängigkeit von der Gesamtenergie E der wechselwirkenden Partner können im allgemeinen mehrere verschiedene Reaktionen (R) ablaufen, so daß man den W. gewöhnlich für jede Reaktion gesondert betrachtet und mit $\sigma_R(E)$ bezeichnet. Der W. hat die Dimension einer Fläche. Er kann anschaulich als diejenige (Kreis-)Fläche interpretiert werden, die von dem (als punktförmig gedachten) Primärteilchen getroffen werden müßte, um die entsprechende Reaktion auszulösen. Beim Stoß zweier (gleicher) Billardkugeln vom Radius r wäre z. B. der W. ein Kreis mit dem Radius $2r$. Genauer bezeichnet σ_R den *mikroskopischen W.*, d. h. den auf die Elementarakte bezogenen W. Im Gegensatz hierzu versteht man unter dem *makroskopischen W.* Σ_R den auf die Volumeneinheit bezogenen W. für eine bestimmte Reaktion R, d. h., mit der Anzahl N der je Volumeneinheit vorhandenen Atome, Moleküle oder Kerne der Materie folgt $\Sigma_R = N\sigma_R$ in cm^{-1}. Die wirksame Hindernisfläche je Flächeneinheit einer dünnen Schicht der Dicke $\mathrm{d}x$ ist $\sigma_R N\,\mathrm{d}x$; diese dimensionslose Größe ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Teilchen beim Durchgang durch die Schicht eine Reaktion R erleidet.

Handelt es sich bei der speziellen Reaktion um die Absorption der Teilchen bzw. deren Einfang oder Streuung, spricht man häufig auch von *Absorptions-* oder *Einfang-* bzw. *Streuquerschnitt*. Während der Absorptionsquerschnitt ein *totaler W.* ist, kann der Streuquerschnitt auch als *effektiver* oder *differentieller W.* $\mathrm{d}\sigma_R/\mathrm{d}\Omega$ der Streuung in das Raumwinkelelement $\mathrm{d}\Omega = \sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta\,\mathrm{d}\varphi$ definiert werden (Abb. 1). Häufig hängt der differentielle W. nur vom Winkel ϑ ab, d. h., die Streuung erfolgt rotationssymmetrisch



1 Wirkungsquerschnitt

bezüglich der Primärstrahlrichtung, man schreibt dann $\sigma_R(E, \vartheta)$. Der totale Streuquerschnitt ergibt sich daraus durch Integration über den gesamten Raumwinkel von 4π zu

$$\sigma_{R,\,tot} = \int \sigma_R(E, \vartheta)\, d\Omega .$$

Vielfach bezieht man den W. nicht nur auf eine bestimmte Reaktion, sondern auf alle bei einer bestimmten Gesamtenergie E der beiden Streupartner möglichen Reaktionen; der totale W. $\sigma_{tot}(E)$ ergibt sich dann als Summe über die einzelnen „Kanäle" R, die bei der Energie E „offen" sind (→ Streuexperiment): $\sigma_{tot}(E) = \Sigma_R \sigma_{R,\,tot}$. Analoges gilt für die differentiellen W.e $\sigma(E, \vartheta)$. Dies ist besonders in der Kern- und Elementarteilchenphysik zweckmäßig, wo zwei Stoßpartner mannigfachen Reaktionen unterliegen können. Ein stets offener Kanal ist die elastische Streuung; alle anderen Kanäle, bei denen gewöhnlich eine oder mehrere Quantenzahlen zwischen den Stoßpartnern ausgetauscht oder zusätzlich Teilchen erzeugt werden, gehören zu inelastischer Streuung. Dementsprechend unterscheidet man *elastischen* bzw. *inelastischen Streu-* oder *Wirkungsquerschnitt*; insbesondere gilt $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$.

In vielen Fällen ist es zweckmäßig, die Streuwelle nach Partialwellen mit festen Werten des Drehimpulses l zu entwickeln; der W. setzt sich dann im Fall der Rotationssymmetrie aus den partiellen W.en $\sigma_l(E)$ zusammen: $\sigma(E) = \sum_{l=0} \sigma_l(E)$ (→ quantenmechanische Streutheorie, → ebene Welle).

Die totalen W.e liegen im allgemeinen in der geometrischen Größenordnung der Streupartner, z. B. für Moleküle und Atome bei 10^{-15} cm^2, für Atomkerne und Elementarteilchen bei 10^{-23} bis 10^{-26} cm^2, oftmals aber auch wesentlich darunter (10^{-33} cm^2) oder z. B. bei Resonanzen wesentlich darüber.

Als Einheit des W.s wird das Barn (b) benutzt; 1 b = 10^{-24} cm^2.

Wirkungsvariable, → mechanisches System.

Wirkwiderstand, → Wechselstromwiderstände.

Witterung, → Wetter.

WKB-Näherung, *Wentzel-Kramers-Brillouin-Näherung, quasiklassische Näherung*, eine von Wentzel und Brillouin begründete und von Kramers verbesserte Methode zur näherungsweisen Bestimmung der Lösungen $\psi(x)$ der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung $d^2\psi/dx^2 + (2m/\hbar^2)\,[E - V(x)]\,\psi = 0$ für ein Teilchen der Masse m und der Energie E in einem Kraftfeld mit dem Potential $V(x)$. Diese Methode ist anwendbar, wenn die de-Broglie-Wellenlänge λ klein gegenüber den charakteristischen Abmessungen des Systems ist und sich ferner nur langsam ändert, d. h., wenn $|d\lambda(x)/dx| \ll 2\pi$ ist ($\hbar = h/2\pi$, h Plancksches Wirkungsquantum).

Man macht den Ansatz $\psi(x) = A(x) \times \times \exp\{i\,S(x)/\hbar\}$ mit der langsam veränderlichen Amplitude A(x) und der Phase $S(x)$. Setzt man eine Reihenentwicklung nach Potenzen von $\hbar$ an, so ergeben sich schließlich zwei linear unabhängige Lösungen

$$\psi_\pm(x) = \hbar(2m\,|E - V(x)|)^{-1/2} \times$$

$$\times \exp\left\{\pm\,(i/\hbar)\int_0^x \sqrt{2m(E - V(x'))}\;dx'\right\},$$

die man über die Stellen $E = V(x)$, wo die Methode eigentlich versagt, hinaus fortsetzen kann, solange sich nur $V(x)$ genügend langsam ändert.

Eine zur WKB-N. analoge Methode wird unter anderem in der Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasmen bei der Behandlung der Ausbreitung im inhomogenen Plasma angewendet.

Wlassow-Gleichung, 1945 von Wlassow aufgestellte Gleichung der kinetischen Theorie von Plasmen. Die W.-G. erfaßt die *kollektive Wechselwirkung* der geladenen Teilchen des Plasmas, d. h., ein Teilchen steht stets mit vielen anderen infolge der großen Reichweite der Coulombschen elektrostatischen Anziehungs- und Abstoßungskräfte gleichzeitig in Wechselwirkung. Sie lautet

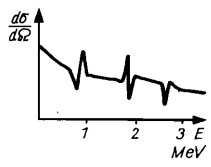
$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,m\,\frac{\partial}{\partial \vec{r}}\int \frac{e^2}{|\vec{r} - \vec{r}_1|}\times$$

$$\times\left\{\int f(t, \vec{r}_1, \vec{v}_1)\,d^3\vec{v}_1 - n_0\right\} d^3\vec{r}_1\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0.$$

Dabei ist $f(t, \vec{r}, \vec{v})$ die Verteilungsfunktion der Plasmaelektronen in Abhängigkeit von der Zeit t, dem Ort $\vec{r}$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}$, ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, m die Masse eines Elektrons, e die Elementarladung und n_0 die mittlere Elektronendichte. Die W.-G. entsteht aus der → Liouville-Gleichung, indem man dort anstelle der äußeren Kraft die Wechselwirkungskraft $e\vec{E}$ einsetzt. $\vec{E}$ ist das elektrische Feld, das die Kraftwirkung der übrigen Elektronen auf ein beliebig herausgegriffenes Elektron beschreibt und sich entsprechend der Raumladung, die bei einer Abweichung der Elektronenzahldichte von ihrem Mittelwert entsteht, aus der Poisson-Gleichung der Elektrodynamik bestimmt. Dabei wird die Teilchenzahldichte der Ionen als konstant angenommen. Die Ladungsverteilung wird selbst wieder durch die Verteilungsfunktion der Teilchen bestimmt. Die W.-G. ist die Übertragung der quantenmechanischen self-consistent-field-method (→ self-consistent-field) auf die Plasmakinetik, denn einerseits wird die Verteilungsfunktion f aus dem elektrischen Feld bestimmt und andererseits hängt dieses wiederum von f ab. Die W.-G. enthält keinen Term, der die Wechselwirkung unmittelbar benachbarter Teilchen beschreibt wie das Boltzmannsche Stoßintegral (→ Boltzmann-Gleichung). Sie ist zeitlich reversibel und liefert nicht wie die anderen kinetischen Gleichungen das H-Theorem. Mathematisch stellt die W.-G. eine Integrodifferentialgleichung dar, deren Lösungstheorie nur im Falle schwacher Abweichungen vom Gleichgewicht entwickelt ist. Diese Lösungstheorie der linearisierten W.-G., die von Landau und van Kampen begründet wurde, gestattet Aussagen über Plasmaschwingungen und kinetische Plasmainstabilitäten (→ Plasma), insbesondere über das Phänomen der Landau-Dämpfung. Um die W.-G. auch zur Beschreibung von Transportprozessen verwenden zu können, kann man sie durch Wechselwirkungsterme, z. B. das Boltzmannsche Stoßintegral oder Modellstoßterme, erweitern.

Wlassow-Plasma, svw. stößefreies Plasma.

Wobbeln, das periodische Ändern der Frequenz einer Wechselgröße durch eine Frequenz, die



2 Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung in Abhängigkeit von der Energie (schematisch)

wesentlich geringer ist (Frequenzmodulation). Das W. wird zur Darstellung von Resonanzkurven mit dem Katodenstrahloszillographen oder bei raumakustischen Untersuchungen zum Abschwächen der Auswirkung von Raumresonanzen auf das Meßergebnis angewendet. Im weiteren Sinne bezeichnet man mit W. auch das Verursachen einer periodischen Schwankung, z. B des Bildpunkts einer Fernsehbildröhre, um die Zeilenstruktur zu verwischen.

Die Einrichtung in einem elektronischen Gerät, mit der man das W. erzielt, wird *Wobbler* genannt. Dieser Begriff wird auch ausgedehnt auf einen mit einer Wobblereinrichtung versehenen Prüfgenerator zur Darstellung von Zwischenfrequenz-Bandfilterkurven.

Wöhler-Kurve, aus Versuchen gewonnener Zusammenhang zwischen Spannungsamplitude und Anzahl der ertragbaren Lastwechsel. Die W.-K. besteht bei logarithmischer Abszisse aus zwei Geradenstücken.

Wohlsche Zustandsgleichung, spezielle thermische Zustandsgleichung, die den gasförmigen und flüssigen Bereich befriedigend beschreibt. Sie lautet $p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{TV(V-b)} + \frac{c}{T^{4/3}V^3}$.

Hierbei bedeuten p den Druck, R die Gaskonstante, T die absolute Temperatur, V das Volumen, a, b und c konstante Parameter. Die W. Z. hat gegenüber vielen anderen halbempirischen Zustandsgleichungen den Vorteil, daß sie auch mittels reduzierter Größen (→ Zustandsgrößen) geschrieben werden kann.

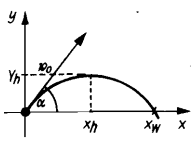
Wolframlampe, → Lichtbogen.

Wolf-Rayet-Stern, → Spektralklasse.

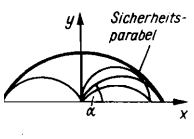
Wolfston, *Bullerton*, ein rauher, schnarrender Ton bei Streichinstrumenten, der infolge eines instabilen Verhaltens einer Saitenschwingung entsteht.

Wolken, Ansammlung frei schwebender Wassertröpfchen oder Eisteilchen in der Atmosphäre. Man unterscheidet 10 Wolkengattungen: 1) *Cirrus* (Ci) oder Federwolken, 2) *Cirrostratus* (Cs) oder Federschichtwolken, 3) *Cirrocumulus* (Cc) oder *Federhaufenwolken*, 4) *Altostratus* (As) oder *hohe Schichtwolken*, 5) *Altocumulus* (Ac) oder *hohe Haufenwolken*, 6) *Stratus* (St) oder *Schichtwolken*, 7) *Cumulus* (Cu) oder Haufenwolken, 8) *Stratocumulus* (Sc) oder Schicht-Haufenwolken, 9) *Nimbostratus* (Ns) oder *Schicht-Regen-Wolken*, 10) *Cumolonimbus* (Cb) oder *Haufen-Regen-Wolken* oder *Gewitterwolken*. Die Wolkengattungen werden in weitere Arten und Unterarten gegliedert. Die mittlere Wolkenhöhe beträgt in gemäßigten Breiten für Ci, Cs, Cc (hohe W.) 5 bis 13 km, für As, Ac (mittelhohe W.) 2 bis 7 km, für St, Sc (tiefe W.) bis 2 km ü. M.; Cu, Cb und Ns beginnen im Niveau der tiefen Wolken und können mehrere Kilometer vertikal mächtig sein. Sonderformen sind → Perlmutterwolken und → leuchtende Nachtwolken.

W. entstehen bei Abkühlung der Luft unter den Taupunkt des Wasserdampfes durch rasches Aufsteigen von Luftballen (Thermik; Cu, Cb), durch weiträumiges Aufgleiten (As, Ns, Cs) oder durch Hebung von Luftmassen an orographischen Hindernissen (Hinderniswolken), durch Wärmeabgabe infolge Ausstrahlung, turbulenter Wärmeleitung, Vermischung (St, Sc) u. a. Die Bedeckung des Himmels mit W. heißt *Bewölkung*. Die Bestimmung der Zugrichtung erfolgt mit dem Wolkenspiegel, die Höhenbestimmung mittels Pilotballonen, Wolkenscheinwerfern oder elektronischen Wolkenhöhenmessern. Über Wolkenbruch → Regen.



1



2

Wurf

Wollaston-Prisma, → Polarisationsprisma, → Reflexionsprisma.

Wood-Saxon-Potential, → Kernmodelle.

Wronskische Determinante, die aus n Funktionen $f_i(x)$, $i = 1, \ldots, n$, die $(n-1)$-mal differenzierbar sind, gebildete Determinante

$$\begin{vmatrix} f_1(x) & f_2(x) & \cdots & f_n(x) \\ f_1'(x) & f_2'(x) & \cdots & f_n'(x) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ f_1^{(n-1)}(x) & f_2^{(n-1)}(x) & \cdots & f_n^{(n-1)}(x) \end{vmatrix} = D(x).$$

Ihr Verschwinden ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die lineare Abhängigkeit der Funktionen $f_i(x)$.

Ws, W · s, → Wattsekunde.

WS, → Wassersäule.

wSZ, → Zeitmaße.

W-Teilchen, → schwache Wechselwirkung, → Elementarteilchen.

Wucht, → kinetische Energie.

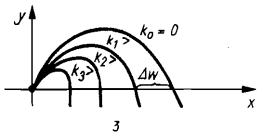
Wu-Experiment, → Parität.

Wulffscher Satz, → Kristallform 2).

Wulffsches Netz, → stereographische Projektion.

Wurf, Bewegung eines freien Massepunktes der Masse m unter dem Einfluß der Fallbeschleunigung $\vec{g}$ nach Erteilung einer von Null verschiedenen Anfangsgeschwindigkeit $\vec{v}_0$ relativ zur Erde. Die Wurfbewegung erfolgt in der von $\vec{v}_0$ und $\vec{g}$ aufgespannten Ebene. Beim schrägen W. nach oben erhält man nach Einführung eines mit der Erde fest verbundenen, als ruhend angesehenen Koordinatensystems in der *Wurfebene* (Abb. 1) bei Vernachlässigung des Luftwiderstandes die Bewegungsgleichungen $\ddot{x} = 0$, $\ddot{y} = -g$, wobei $g = |\vec{g}|$ ist. Die Lösung dieser Bewegungsgleichungen liefert die *Wurfbahn*, eine Parabel mit der Gleichung $y = (\operatorname{tg}\alpha)\,x - gx^2/2v_0^2\cos^2\alpha$ (*Wurfparabel*), wobei α der Winkel zwischen $\vec{v}_0$ und der positiven x-Achse und $v_0 = |\vec{v}_0|$ ist. Die Bewegung ist im auf- und absteigenden Ast der Bahnkurve symmetrisch; beim schrägen W. nach unten beginnt die Bewegung bereits auf dem absteigenden Ast. Die *Wurfhöhe* $y_h = v_0^2\sin^2\alpha/2g$ erreicht für den senkrechten W. nach oben ihren höchsten Wert; die *Wurfweite* in horizontaler Richtung $x_w = v_0^2(\sin 2\alpha)/g$ erreicht für $\alpha = 45°$ ihr Maximum $x_{w,\,max} = v_0^2/g$. Jede kleinere Wurfweite kann für jeweils zwei Winkel, α und $90° - \alpha$, erzielt werden; man spricht dann von *Flach-* bzw. *Steilschuß* (Abb. 2). Die *Wurfzeit* $t_w = 2v_0\sin\alpha/g$ ist beim Flachschuß geringer als beim Steilschuß. Die Enveloppe, d. i. die Einhüllende aller Wurfparabeln, ist die *Sicherheitsparabel* $y = v_0^2/2g - gx^2/2v_0$ (fette Kurve in Abb. 2). Es ist diejenige Parabel um einen vorgegebenen Abschußpunkt, deren Punkte bei vorgegebener Anfangsgeschwindigkeit v_0 des Massepunktes gerade noch erreicht werden können. Bei Berücksichtigung eines zur Geschwindigkeit $\vec{v}$ des Massepunktes proportionalen Luftwiderstandes (→ Reibung) $\vec{F}_L = -mk\vec{v}$, wobei k eine Propor-

tionalitätskonstante ist, weicht die Wurfbahn von der parabolischen Gestalt ab (Abb. 3): Der aufsteigende Ast der Bahnkurven ist länger als der absteigende, wird jedoch in der kürzeren Zeit durchlaufen. Die Verkürzung Δx_w der Wurfweite ist für kleine Werte von k durch $\Delta x_w \approx 4kv_0^2/3g \sin\alpha \sin 2\alpha$ gegeben, die Wurfzeit vermindert sich dabei um den Faktor $(1 - kv_0 \sin\alpha/3g)$.



3

Die Bestimmung der wirklichen Bahnkurve z. B. eines Geschosses ist jedoch äußerst kompliziert, wenn man alle einwirkenden Effekte, besonders die von der Erdrotation und der Luftreibung herrührenden, exakt berücksichtigen will. Geeignete Näherungslösungen mittels numerischer Verfahren liefert die äußere Ballistik.

Würfellage, → Textur.

Wurzelkriterium, → Reihe.

Wüstengesicht, → Luftspiegelung.

***W*-Wert,** mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in einem Gas durch ein geladenes Teilchen, die je nach der Gasart 20 bis 40 eV beträgt und damit wesentlich über den Ionisierungsenergien liegt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß ein Teil der Energie auf Anregungen entfällt. Die *W*-W.e hängen nur in geringem Maße von der Teilchenart ab. Die Abhängigkeit von der Energie ist für α-Teilchen in Edelgasen zu vernachlässigen; in Luft besteht bei niedrigen Energien eine geringe Abhängigkeit. Für Elektronen jedoch ist die Energieunabhängigkeit der *W*-W.e zumindest oberhalb 20 keV grundlegend für die Ionisationsdosimetrie. → Hohlraumionisation.

wZ, → Zeitmaße.

wZ*, → Zeitmaße.

WZ, → Zeitmaße.

***x*,** kartesische Koordinate, → Koordinatensystem.

***X*,** → Exposition.

X-Band, → Frequenz.

XE, → Siegbahnsche X-Einheit.

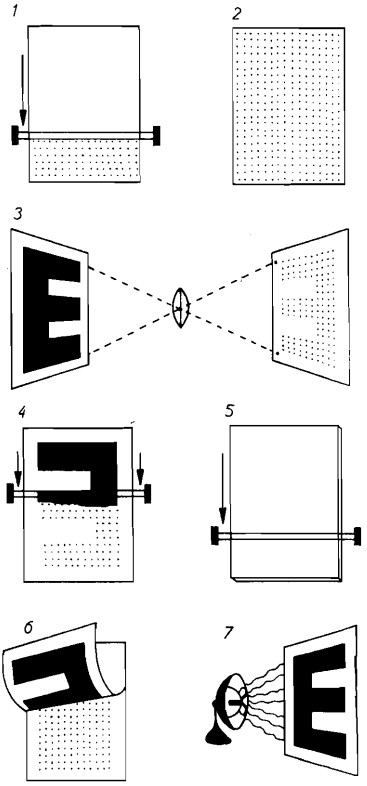
X-Einheit, → Siegbahnsche X-Einheit.

Xenonlampe, mit Xenon gefüllte Gasentladungslichtquelle. Die X. wird als Hoch- und Höchstdrucklampe wegen ihres sonnenlichtähnlichen Spektrums zur farbrichtigen Wiedergabe von Farbfilmen benutzt.

Xenonvergiftung, → Brennstoffvergiftung.

Xerogel, ein kohärentdisperses System aus zusammenhängender Festsubstanz, die Hohlräume mikroskopischer und submikroskopischer Dimensionen einschließt. Diese Hohlräume können untereinander zusammenhängen oder abgeschlossen und mit einem Gas gefüllt sein. X.e sind z. B. Bimsstein oder getrocknetes Silikagel.

Xerographie, wichtigstes der elektrostatischen Reproduktionsverfahren, das 1938 von Carlson entwickelt wurde. Lichtempfindliche Schicht bei der X. ist eine auf Metallfolie aufgetragene Halbleiterschicht, zumeist aus Selen, die über ein Gitter durch ein Hochspannungsfeld elektrostatisch positiv aufgeladen wird. Beim Belichten bricht an den belichteten Stellen das Potential zusammen, da durch die Belichtung die Leitfähigkeit des Selens erheblich erhöht und die Ladung an die metallische Grundplatte, die geerdet ist, abgegeben wird.



Schematische Darstellung des Xerographieprozesses. *1* und *2* Aufladen der Selenplatte, *3* Belichtung und Erzeugen eines Ladungsbildes, *4* Entwicklung durch Bestäuben mit dem negativ geladenen Harzpulver, *5* und *6* Übertragen des Staubbildes auf positiv geladenes Papier, *7* Fixieren des Bildes durch Einschmelzen des Staubes auf dem Fließpapier

Durch Berieseln, Bestäuben, durch Auftragen einer Suspension oder durch Bestreichen mit einem vorher aufgeladenen Toner wird das latente Bild entwickelt, je nachdem, ob der Toner negativ oder positiv aufgeladen wurde, erhält man ein Positiv oder Negativ der kopierten Vorlage. Der an den Ladungsstellen haftende Toner wird auf eine geeignete Unterlage übertragen und durch eine kurze thermische Behandlung oder durch ein Lösungsmittel darauf fixiert. Die Empfindlichkeit dieses Verfahrens erreicht bereits die mittlerer Silberhalogenid-Negativmaterialien.

Außer für Photokopien und Reprovorlagen im Kleinoffset wird die X. für Materialprüfungen mit Gammastrahlen und in der medizinischen Röntgenphotographie eingesetzt; mit der Röntgen-X. konnten dabei neuartige Effekte erzielt werden, die an Detailtreue den herkömmlichen photographischen Informationsgehalt weit übertreffen.

Xe-Vergiftung, → Brennstoffvergiftung.

Xi-Hyperonen, *Ξ-Hyperonen,* → Elementarteilchen (Tab. A und C) aus der Familie der Baryonen. Ξ^- wurde 1954 von Cowan in der kosmischen Strahlung entdeckt, Ξ^0 und die zugehörigen Antiteilchen wurden später gefunden. Da beim Zerfall der Xi-Hyperonen wegen der frei werdenden großen Energie ein ganzer Schauer von Sekundärteilchen erzeugt wird, nennt man die Xi-Hyperonen auch *Kaskadenteilchen.*

Xi-Resonanzen, → Elementarteilchen.

X-ray-flash, → Röntgenblitztechnik.

X-Strahlen, svw. Röntgenstrahlen.

Xylophon, Schlaginstrument mit mehreren, auf die Frequenzen der chromatischen Tonskala abgestimmten Holz- oder Metallstäben. Diese Stäbe werden mit einem oder mehreren Schlegeln angeschlagen; sie liegen in ihren Schwingungsknoten auf, die Enden schwingen frei.

***XY*-Schreiber,** → Meßschreiber.

y, kartesische Koordinate, → Koordinatensystem.

Y, → Hyperladung.

Yang-Mills-Feld, → Eichtransformation.

yard, Symbol yd, Grundeinheit der Länge im englischen yard-pound-System. Die Beziehung des yard zum Meter ist gesetzlich festgelegt: 1 yd = 0,9144 m. → Tabelle 2, Länge.

yd, → yard.

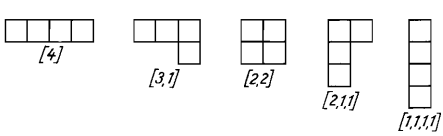
Young-Gleichung, → Benetzung.

Young-Konstante, svw. kritischer Koeffizient.

Young-Prisma, → Dispersionsprisma.

Youngscher Modul, svw. Elastizitätsmodul.

Youngsches Schema, allgemein ein Hilfsmittel zur symbolischen Wiedergabe von verschiedenen Darstellungen der Permutationsgruppe, die für die Klassifizierung der Quantenzustände bei Systemen identischer Teilchen wesentlich ist. Speziell ist das Youngsche Schema ein Hilfsmittel zur Klassifizierung von Zuständen, die aus N Nukleonen mit gleichen Quantenzahlen n, l und j bestehen. Für $N = 4$ haben die Youngschen Schemata die in der Abb. angegebene Form. Ihre Bezeichnung steht in eckigen Klammern.



Youngsche Schemata für ein 4-Nukleonen-System

Y*-Resonanzen, → Elementarteilchen.

Y-Stern-Resonanzen, → Elementarteilchen.

Yukawa-Feld, → Yukawasche Theorie des Kernfeldes.

Yukawa-Potential, Zweiteilchenpotential, das sich als abstandsabhängige stationäre, kugelsymmetrische Lösung Φ der Kemmerschen Wellengleichung $(\Box + \varkappa^2)\,\Phi = 0$ ergibt, wobei $\Box$ der d'Alembert-Operator ist; $\Phi = g^2\,e^{-\varkappa r}/r$. Das Y.-P. entspricht näherungsweise dem Potential zweier punktförmiger Nukleonen der mesonischen Ladung g (→ Yukawasche Theorie des Kernfeldes). Das Y.-P. bzw. Überlagerungen von Y.-P.en $V(r) = \int_0^\infty \frac{\mu(r')\,e^{-\varkappa(r-r')}}{r-r'}\,dr'$ mit einer ortsabhängigen Verteilungsfunktion $\mu(r)$ spielen in der Theorie der starken Wechselwirkung eine große Rolle.

Yukawa-Quant, svw. Pion.

Yukawasche Theorie des Kernfeldes, die von Yukawa 1935 erstmals durchgeführte Beschreibung der Kernkraft zwischen den Nukleonen durch ein zugehöriges Kernfeld, das *Yukawa-Feld.* Dieses genügt wie das elektromagnetische Feld und das Gravitationsfeld einer Feldgleichung, die hier die Form

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - \Delta\Phi + \varkappa^2\Phi = (\Box + \varkappa^2)\,\Phi = 0$$

hat, wobei $\Phi(\vec{r}, t)$ die vom Ort $\vec{r}$ und der Zeit t abhängende Feldgröße, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ der Laplace-Operator und $\varkappa$ eine Konstante sind. Diese Gleichung unterscheidet sich durch das Glied $\varkappa^2\Phi$ von der Wellengleichung für elektromagnetische Wellen; ihre kugelsymmetrischen stationären Lösungen (→ Yukawa-Potential) sind proportional $e^{-\varkappa r}/r$ und fallen demgemäß mit dem Abstand r vom Nukleon wesentlich stärker als das elektrostatische Potential, also stärker als $\sim 1/r$, ab. Damit wird der extrem kurzen Reichweite der Kernkräfte Rechnung getragen. Man wählt für $\varkappa^{-1}$, das die Dimension einer Länge hat, die Compton-Wellenlänge des Protons, $\varkappa^{-1} = 2 \cdot 10^{-13}$ cm. Daraus ergibt sich wegen $\varkappa = mc/\hbar$ für das Feldquant, das in Analogie zum Photon für die elektromagnetische Wechselwirkung die Kernwechselwirkung überträgt, eine Masse von etwa 200 Elektronmassen (m_e). Dieses Feldquant wurde Yukawa-Teilchen genannt und war zum Zeitpunkt der Aufstellung der Y.n T. d. K. unbekannt. Die Y. T. d. K. fand allgemeine Beachtung, als 1937 ein damals μ-Meson (→ Müon) genanntes Teilchen mit der Masse $m_\mu = 207\,m_e$ in der Höhenstrahlung gefunden wurde; es erwies sich jedoch nicht als Quant des Kernfeldes. Das vorausgesagte Teilchen fand man erst 1947 ebenfalls in der kosmischen Strahlung als π-Meson (→ Pion). Tatsächlich ist die Theorie der Kernwechselwirkung wesentlich komplizierter und die Y. T. d. K. nur ein erster Ansatz zur Theorie der starken Wechselwirkung; besonders werden von den Nukleonen — oder allgemeiner den Baryonen — noch weitere Mesonen mit anderen Quantenzahlen als Quanten ausgetauscht (→ Elementarteilchen, → Mesonentheorie der Kernkräfte).

Yukawa-Teilchen, svw. Pion.

Yukon, svw. Pion.

Y-Zirkulatoren, → nichtreziproke Bauelemente.

z, kartesische Koordinate, → Koordinatensystem.

Z, 1) → Ordnungszahl.

2) *Z,* → Wechselstromwiderstände.

3) *Z,* → Wellenwiderstand.

Z*, → Zeitmaße.

Zähigkeit, svw. Viskosität.

Zähldekade, elektronische Schaltung zur Zählung von Impulsen, die die Zahl 0 bis 9 anzeigen kann. Z.n können mit vier Flip-Flop-Schaltun-

gen und einer Diodenverschlüsselung aufgebaut werden. Schnelle Z.n erreichen mit Tunneldioden und Höchstfrequenztransistoren Zählgeschwindigkeiten bis einige 100 MHz. Für geringere Zählfrequenzen können auch spezielle Zählröhren verwendet werden (bis einige 100 kHz). Z.n sind zusammen mit Impulsformern und Torstufen Baugruppen eines elektronischen Zählgerätes. Sie finden auch Anwendung als Baugruppen in Digitalrechnern (z. B. zur Adressenzählung bei der Abarbeitung von Programmen) und elektrischen Meßgeräten, aber auch als mit Steuer- und Bedienungskomfort versehene geschlossene Geräte, die als *Universalzähler* bezeichnet werden. Die gezählten Impulse werden in diesem Fall mit Zählröhren in einem Zahlenfeld dargestellt. Solche Universalzähler können zur Präzisionsmessung von Frequenzen und Zeitabschnitten sowie zum Zählen von regelmäßig und stochastisch verteilten Vorgängen verwendet werden. Bei Anschluß eines Druckers können die Zahlenwerte auch auf einem Papierstreifen festgehalten werden.

Zahlenwert, *Maßzahl*, eine Zahl, die das Verhältnis einer physikalischen Größe zu ihrer Einheit angibt, oder die Zahl, mit der die Einheit multipliziert werden muß, damit man die Größe erhält: Größe = Zahlenwert mal Einheit. Wählt man eine n-mal so große Einheit, so verringert sich der Z. auf seinen n-ten Teil, denn das Produkt Z. mal Einheit ist konstant, d. h., der Z. ist abhängig von der benutzten Einheit. So sind 16 N = 1,632 kp.

Zahlenwertgleichungen werden in der Physik benutzt, um rein rechnerische Ergebnisse zu erhalten. Setzt man in der allgemeinen Größengleichung $v = l/t$, $l = 25$ m und $t = 3$ s, so lautet die Zahlenwertgleichung $v = 25/3$. Dabei bedeutet v die Geschwindigkeit, l die Länge und t die Zeit.

Zur Kennzeichnung von Z.en in Größengleichungen ist es üblich, das Symbol in geschweifte Klammer zu setzen, z. B. für eine Kraft von 7 N: $F = \{F\}\,[F]$, wobei die eckige Klammer für die Einheit steht; nur in einem solchen Zusammenhang hat die eckige Klammer bei der Einheitenangabe Berechtigung.

Zahlenwertgleichung, → Formel 1).

Zähler, Meßgerät zum Zählen von Meßvorgängen. 1) Z. für Flüssigkeiten und Gase arbeiten im allgemeinen nach den gleichen Prinzipien. Grundsätzlich ist zu unterscheiden zwischen Z.n für direkte Volumenmessung durch Meßkammern und Z.n für indirekte Volumenmessung mittels Meßflügeln; dazu kommen Durchflußintegratoren. Volumenzähler mit festen Kammerwänden sind *Trommelzähler*. Bei ihnen verlagert sich der Schwerpunkt während des Füllens, bis die gefüllte Kammer umkippt und dadurch die nächste Kammer freigibt (Meßbereiche 3 bis 300 *l* und 200 bis 3000 *l*). *Kolbenzähler* haben bewegliche Trennwände, bei ihnen werden Hübe gezählt (Meßbereiche 0,4 bis 4 m³ und 2 bis 100 m³). *Ringkolbenzähler* bestehen aus einem zylindrischen Gefäß mit ringförmiger Führung innerhalb des Gehäuses, dessen kreisende Bewegungen gezählt werden (Meßbereiche 10 bis 2000 *l* und 2 bis 30 m³). *Wälzkolbenzähler* oder *Ovalradzähler* bestehen aus einer Meßkammer, in der zwei ovale Zahnräder gegeneinander abrollen. Zwischen den Kammerwänden entsteht ein sichelförmiger Raum, durch den das Meßgut abfließt und dabei das Zählwerk antreibt (Meßbereiche 10 bis 100 *l* und 50 bis 500 m³). Nach dem gleichen Prinzip arbeiten *Drehkolbenzähler*, deren Räder Lemniskatenform haben (Meßbereiche 10 bis 100 m³ und 3000 bis 30000 m³). *Scheibenzähler* haben eine in der Meßkammer sich taumelnd bewegende bewegliche Trennwand, die das Zählwerk treibt. Es sind Durchflußzähler (Meßbereich 0,6 bis 3,6 m³/h). Zu den *Flüssigkeitszählern mit Meßflügeln* gehören die *Flügelradzähler* (Hauswasserzähler), bei denen die Flüssigkeit ein Flügelrad antreibt, dessen Umdrehungen gezählt werden (Meßbereiche 40 bis 2000 *l* und 1 bis 100 m³). *Woltmanzähler* sind Schraubenradzähler für Rohrdurchmesser von 40 bis 1000 mm (Meßbereiche 4 bis 40 m³ und 150 bis 1500 m³). Als Gaszähler sind *Drehkolbengaszähler* zu nennen, die nach dem Prinzip des Roots-Gebläses arbeiten (Drehzahlen 140 bis 1500 U/min). *Schraubenradgaszähler* sind für die Messung großer Mengen geeignet (Meßbereiche 10 bis 150 m³ und 4000 bis 30000 m³). *Trockene Gaszähler* oder *Membranzähler* haben einen Meßkammerabschluß aus deformierbaren, aus Bälgen bestehenden Wänden, deren Hübe gezählt werden. Größere Bedeutung haben die *nassen Gaszähler* erlangt, die ähnlich wie Trommelzähler arbeiten. Ihre Meßkammer ist durch eine Sperrflüssigkeit begrenzt (Meßbereiche 1 bis 100 *l* und 4 bis 4000 *l*). Bei den *Glockengaszählern* sind die Bälge durch starre Glocken ersetzt, die in Tauchtassen auf- und abschwingen.

Zusatzeinrichtungen an Volumenzählern sind Mengeneinstellwerke, die nach Durchfluß einer bestimmten Menge den Z. stillsetzen (z. B. bei Mineralölzählern und bei Münz-Gaszählern), sowie bei Gaszählern Mengenumwerter, die die gemessene Menge Gas vom Betriebszustand in den Normzustand des Gases oder in die im Gas enthaltene Verbrennungswärme umrechnen. Auch Schreib- und Registrierwerke können mit Z.n verbunden werden.

2) Z. für elektrische Arbeit werden in Gleichstrom- und Wechselstromzähler unterteilt. Zu den Gleichstromzählern gehören *Amperestundenzähler* mit elektrodynamischem Triebwerk. Der Rotor besteht aus zwei Spulen, die über einen Kollektor gespeist werden, und bewegt sich im Magnetfeld eines festen Spulenpaars. Das Gegendrehmoment wird von einer Wirbelstrombremse erzeugt, die sich mit dem Rotor im Feld eines kleinen Dauermagneten bewegt. Auch *Elektrolytzähler* können als Amperestundenzähler verwendet werden. Die aus einem Elektrolyten von dem Gleichstrom an der Katode ausgeschiedene Menge eines Stoffes ist dem Betrag dieser Strömung proportional. Beim Wasserstoffelektrolytzähler dient eine Phosphorsäurelösung als Elektrolyt, der übrige Raum ist mit Wasserstoffatmosphäre erfüllt. Anode und Katode haben Platinmaschengitter. Tritt ein Gleichstrom in den Elektrolyten, so scheidet sich an der Katode Wasserstoff ab, der in einem Meßgefäß aufgefangen wird und den Betrag der Meßgröße anzeigt. Beim *Wattstundenzähler* sind Strom und Spannung wirksam. Infolge des ver-

stärkten Übergangs der Wirtschaft zu Wechselstrom kommt Gleichstromzählern nur noch geringe Bedeutung zu. Unter den *Wechselstromzählern* steht der elektrodynamische Z. an erster Stelle. Wird anstelle des Dauermagneten eines Drehspulmeßgeräts eine feste Spule verwendet, die von dem gleichen Strom wie die Drehspule durchflossen wird, so wirken die an der Drehspule angreifenden Kräfte auch bei Stromumkehr stets in gleicher Richtung, da sich die magnetischen Felder beider Spulen umkehren. Ein derartiges Meßwerk mißt den Effektivwert des Stroms. *Induktionsmotorzähler* werden als Wirk- und Blindverbrauchszähler für ein- und mehrphasigen Wechselstrom ausgeführt. Der Rotor besteht meist aus einer Aluminiumscheibe, in die das Magnetsystem eingreift. Eine Wirbelstrombremse liefert das Gegendrehmoment. Der magnetische Fluß wird aus einem Dauermagneten gewonnen.

Eine wichtige Eigenschaft aller Z. ist der *Anlaufwert*, d. h., die Z. beginnen erst bei einer bestimmten Belastung zu zählen, unabhängig davon, wie groß der Fehler bei dieser Belastung sein würde. Der Anlaufwert ist der untere Grenzwert, von dem ab ein Z. benutzt werden darf.

Über mechanische Z. → Zählwerk.

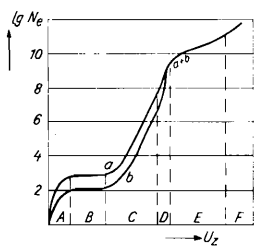
3) Z. für ionisierende Strahlung, → Zählrohr.

Zähligkeit, in der Kristallographie 1) Z. einer *Punktgruppe* oder eines *Punktsymmetrieelements*, Ordnung der Gruppe, d. h. Anzahl der Symmetrieoperationen der Gruppe (→ Symmetrie). 2) Z. einer *Kristallform*, Anzahl der Kristallflächen, die aus einer gegebenen Fläche durch Anwendung der Symmetrieoperationen der Punktgruppe hervorgehen. 3) Z. eines *Symmetrieelements* mit Translationskomponenten, die Z. des entsprechenden Punktsymmetrieelements, das man durch Weglassen der Translationskomponenten erhält. 4) Z. einer *Punktlage*, Anzahl der Punkte innerhalb einer Elementarzelle, die durch Anwendung der Raumgruppensymmetrie aus einem Punkt der Punktlage entstehen.

Zählrate, → Zählstatistik.

Zählrohr, abgekürzt *Zähler* genannt, ein gasgefüllter → Detektor für den Nachweis und die Analyse von Kernstrahlung. Ein in ein Z. einfallendes Teilchen oder Gammaquant erzeugt durch Ionisationsprozesse entweder direkt oder indirekt über Sekundärprozesse (Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paarbildung) eine von der Strahlungsart und ihrer Energie abhängige Zahl elektrischer Ladungsträger, die durch Stoßionisation in der Gasfüllung des Detektors vervielfacht werden (Gasverstärkung). Diese meßbaren Ladungsimpulse werden in Spannungsimpulse umgeformt und dann einer elektronischen Registriereinrichtung zugeführt, die aus Verstärker und Impulszähleinrichtung oder einem Impulsamplitudenanalysator besteht. Je nach Betriebsart unterscheidet man Proportional- und Auslösezählrohr.

Beim *Proportionalzählrohr* wird die Zählrohrspannung so eingeregelt, daß die Gasverstärkung im *Proportionalbereich* bleibt, d. h., die Anzahl der sekundären Elektronen ist proportional der Primärelektronenanzahl. Das Energieauflösungsvermögen beträgt einige Prozent. Die Spannungsamplituden der Ausgangssignale liegen im Millivoltbereich. Schwach ionisierende Teilchen lassen sich deshalb mit dem Proportionalzählrohr nur schwer nachweisen. Proportionalzähler sind meist als *Zylinderzähler* konstruiert. Eine zylinderförmige Katode umgibt einen dünnen, zentral angebrachten Anodendraht. Die Gasverstärkung wird bei dieser Bauform in dem kleinen Gebiet nahe des Anodendrahtes konzentriert. Dadurch werden alle im aktiven Volumen des Zylinderzählers erzeugten Elektronen gleichmäßig verstärkt. Dieses Z. eignet sich besonders zur Energiebestimmung und zur Teilchenunterscheidung. Wegen des hohen zeitlichen Auflösungsvermögens ist mit dem Proportionalzähler die Messung relativ hoher Impulsdichten möglich.



Elektronenzahl N_e in Abhängigkeit von der Zählrohrspannung U_z für verschiedene Werte *a*, *b* der Primärionisation. *A* Bereich der Ladungssammlung, *B* Ionisationskammerbereich, *C* Proportionalbereich, *D* Geigerschwelle, *E* Auslösebereich, *F* Dauerentladung

Mit dem *Auslösezählrohr*, auch *Geiger-Müller-Zählrohr* oder kurz *Geigerzähler* genannt, gelingt es dagegen, selbst Teilchen mit geringer Ionisationswahrscheinlichkeit zu registrieren. Ein einziges Primärelektron reicht aus, um eine Gasentladung „auszulösen". Durch Raumladungserscheinungen geht allerdings der lineare Zusammenhang zwischen Primärionisation und Zählrohramplitude verloren. Nach jeder Entladung ist das Auslösezählrohr für eine gewisse Zeit (*Totzeit*) unempfindlich gegenüber einfallender Strahlung. Dieses Zeitintervall wird durch die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen bestimmt. Die Totzeit beträgt einige hundert Millisekunden. Zur Verkürzung der Totzeit von Auslösezählrohren werden dem Füllgas Löschgase beigefügt, die bewirken, daß die Gasentladung selbständig unterbrochen wird (*selbstlöschendes Z.*). Das Geiger-Müller-Zählrohr wurde 1928 von H. Geiger und W. Müller entwickelt. Es besteht aus einem koaxial ausgespannten Zähldraht innerhalb eines zylindrischen Rohrs mit Gasfüllung (Helium von etwa 100 Torr). Die elektrische Feldstärke im Geiger-Müller-Zählrohr ist infolge der den Plateaubetrieb ermöglichenden hohen Betriebsspannung (etwa 1 kV) und eines sehr geringen Durchmessers des Anodendrahtes so groß, daß die von der einfallenden Strahlung erzeugten freien Elektronen durch Stoßionisation eine Elektronenlawine auslösen, die schließlich zu einer selbständigen Entladung führt. Die Ladungsmenge, die während einer durch ein auftreffendes Teilchen ausgelösten Entladung fließt, hängt beim Geiger-Müller-Zählrohr nur von der Spannung und den geometrischen Abmessungen ab, ist also im Gegensatz zum Proportionalzählrohr unabhängig von Art und Energie des auslösenden Teilchens.

Man unterscheidet beim Geiger-Müller-Zählrohr die nichtselbstlöschende und die selbstlöschende Ausführung. In den heute kaum noch verwendeten nichtselbstlöschenden Geiger-Müller-Zählrohren muß die Entladung von außen wieder gelöscht werden, z. B. durch einen großen Arbeitswiderstand von etwa $10^9\,\Omega$. Die selbstlöschenden Geiger-Müller-Zählrohre haben ein besseres zeitliches Auflösungsvermögen und gestatten damit höhere Zählgeschwindigkeiten. Die Löschung wird durch geeignete Zusammensetzung des Zählgases, z. B. Argon und Alkoholdampf als Löschzusatz, erreicht. Die Ionisierung der Alkoholdämpfe bewirkt die selbsttätige Löschung der Entladung; der Arbeitswiderstand kann klein gehalten werden, er beträgt etwa 1 MΩ (Megaohm). Bei den *Halogenzählrohren*, die keinen Proportionalbereich aufweisen und deshalb bei niedriger Betriebsspannung (etwa 300 V) arbeiten, wird zur Edelgasfüllung als Löschzusatz ein Halogen, z. B. Brom oder Chlor, verwendet. Das Ansprechvermögen des Geiger-Müller-Zählrohrs beträgt für Betastrahlung und für schwerere Teilchen nahezu 100%. Gammaquanten werden mit wesentlich geringerer Wahrscheinlichkeit gezählt, sie beläuft sich bei der Quantenstrahlung des radioaktiven Kobaltisotops ^{60}Co im allgemeinen auf weniger als 1%. Die Typen des Geiger-Müller-Zählrohrs, die auch zum Nachweis sehr energiearmer Teilchen und Quanten geeignet sind, haben ein Eintrittsfenster, das z. B. mit einer dünnen Aluminium-, Kunststoff- oder Glimmerfolie von einigen Mikrometern Stärke bedeckt ist. Diese werden wegen der äußeren Form ihrer Mantelelektrode gewöhnlich als *Glockenzählrohr*, seltener als *Endfensterzählrohr*, bezeichnet.

Die am Arbeitswiderstand entstehenden Spannungsimpulse werden in geeigneten Geräten weiterverarbeitet. So können sie z. B. nach geringer Verstärkung in einem elektronischen Zählgerät gezählt werden, oder es kann in einem Impulsdichtemesser ihre zeitliche Dichte angezeigt werden. Vielfach werden auch zwei oder mehrere Z.e in Koinzidenzschaltungen kombiniert.

Je nach der Elektrodenbauart spricht man vom *Maze-Zählrohr*, wenn sich die Anode im Innern des Rohres und die Katode außen auf der Glaswand befindet, und vom *Spitzenzähler*, wenn anstelle eines Anodendrahtes eine scharfe Spitze vorhanden ist. Da sich diese Spitze nachteilig auf die Stabilität dieses Z.s auswirkt, werden Spitzenzähler nur noch wenig verwendet.

Je nach spezieller Eignung, z. B. zum Nachweis von Neutronen, spricht man von → *Neutronenzählrohren*.

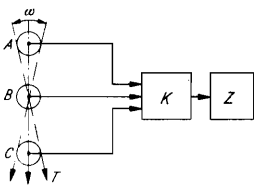
Eines besonderen Meßverfahrens bedient sich der für α- und β-Strahlung geeignete *Gasdurchflußzähler*, bei dem das Präparat wegen der geringen Reichweite der Strahlung zur Vermeidung der Absorption im Eintrittsfenster im Zählrohrinnern angeordnet wird. Der Gasdurchflußzähler arbeitet im Proportionalbereich bei ständig durchströmendem Füllgas (Methan, CO_2 und Argon) bis zu Drücken von 3,5 atm. Bei Anordnung im Magnetfeld lassen sich auch noch Betastrahlen größerer Reichweite durch entsprechende Bahnkrümmung im Zählrohrvolumen halten.

Speziell für die Messung der Aktivitäten von Flüssigkeiten oder Suspensionen wird der *Durchflußzähler* benutzt.

Lit. Weibrecht: Das Geiger-Zählrohr und andere Strahlennachweisgeräte (Leipzig 1960).

Zählrohrdiffraktometer, svw. Röntgendiffraktometer.

Zählrohrteleskop, eine Meßanordnung, bestehend aus mehreren Zählern zur Bestimmung der räumlichen Orientierung ionisierender Strahlung in einem begrenzten Winkelbereich. Die Genauigkeit der Messung ist durch den vom Z. erfaßten Raumwinkel ω gegeben. Außerhalb des durch die geometrische Anordnung gegebenen Raumwinkels ω wird keine ionisierende Strahlung registriert.



Aufbau eines Zählrohrteleskops. *A*, *B* und *C* Zählrohre, *T* Teilchenbahnen, *K* Koinzidenzschaltung, *Z* Zähleinrichtung, ω Raumwinkel

Zählstatistik, die zeitlich unregelmäßige Folge der Zählimpulse in statistisch verteilten unterschiedlichen Abständen beim Nachweis von Kernstrahlung. Die Z. tritt auf, weil die Aussendung z. B. radioaktiver Strahlung ein statistischer Prozeß ist, so daß bei konstanter Intensität der Strahlungsquelle die je Zeiteinheit gezählten Impulse, d. i. die *Zählrate m*, bei hinreichend großem m (d. h. $m > 100$) um einen Mittelwert $\bar{m}$ nach einer Gauß-Verteilung liegen. Daraus ergibt sich die Wahrscheinlichkeit $W(m)$ dafür, daß die Zählrate m gemessen wird zu $W(m) = (1/\sigma\sqrt{2\pi}) \exp\{-(m-\bar{m})/2\sigma^2\}$. Der mittlere Fehler der Einzelmessung ist $\sigma = \sqrt{\bar{m}}$. Der mittlere Fehler des Mittelwertes wird $\bar{\sigma} = \sqrt{\bar{m}/N}$ gesetzt, wobei N die Anzahl der Messungen ist. Für kleine Meßwerte m liefert die Wahrscheinlichkeitsrechnung keine Gauß-Verteilung, sondern eine Poisson-Verteilung $W(m) = \frac{(\bar{m})^m}{m!} e^{-\bar{m}}$. Man erhält mit der Poisson-Verteilung ebenfalls $\sigma = \sqrt{\bar{m}}$ und $\bar{\sigma} = \sqrt{\bar{m}/N}$. Bei beiden Verteilungen ist der relative mittlere Fehler $\frac{\bar{\sigma}}{\bar{m}} = \frac{1}{\sqrt{N\bar{m}}}$. Er beträgt 10% für die Gesamtzahl von 100 Impulsen und 1% für 10000 Impulse. Je kleiner also die Zählrate ist, desto größere Schwankungen um den Mittelwert treten auf. Da diese Erscheinung beim Zerfall radioaktiver Nuklide (geringer Aktivität) besonders auffällig ist, wird die Zählratenschwankung auch als *radioaktive Schwankung* bezeichnet. Mittels des Gaußschen Fehlerintegrals berechnet man, daß 68,3% aller Meßwerte eine Schwankung aufweisen, die $\leq \bar{m}^{1/2}$ ist.

Zählverluste, → Totzeit.

Zählwerk, Einrichtung zum Zählen von Vorgängen. Nach der Konstruktion werden verschiedene Arten von Z.en unterschieden. *Rollenzählwerke* müssen dezimal gestufte Ziffernrollen

für mehrere Dekaden haben. Dabei darf die letzte Ziffernrolle durch eine Strichskale ersetzt sein, damit eine analoge Anzeige ermöglicht wird, wie es an Feinwaagen üblich ist. Alle → Zähler müssen Z.e haben, die erst weiterschalten, wenn der einzelne Zählvorgang nahezu beendet ist, oder die ein Weiterschalten bei unvollständiger Schaltbewegung nicht zulassen. Ziffernrollen müssen sich, von vorn gesehen, von unten nach oben bewegen. Die einzelnen Ziffern erscheinen in Aussparungen oder Kulissen. Bei *Scheibenzählwerken*, wie sie bei Gas-Z.n üblich sind, müssen die Umlaufwerte der einzelnen Scheiben aufeinander folgende ganzzahlige Potenzen von 10 bilden. Jede der Skalen hat einen eigenen Zeiger, der sich im Uhrzeigersinn dreht. Bei manchen Z.en ist die Farbe der Beschriftung vorgeschrieben, z. B. für Bruchteile des Kubikmeter rot, für Kubikmeter und seine Vielfachen schwarz. *Elektromechanische Z.e* mit mehreren Dekaden werden zur Impulszählung benutzt. Die obere Grenzfrequenz der Impulszählwerke liegt je nach Bauart bei 5 bis 40 Hz. Für höhere Frequenzen werden elektronische Mittel hinzugenommen, z. B. eine bistabile Kippschaltung mit wechselseitiger ohmscher kapazitiver Rückkopplung, so daß die Schaltung zwei stabile Zustände einnehmen kann. Sie bleiben bestehen, solange kein neuer Impuls vorhanden ist; danach werden sie wechselnd ein- und ausgeschaltet. Am Ausgang erscheint deshalb nur jeder zweite Impuls. Die Anzeige kann mittels Glimmlampen oder durch ein Drehspulgerät mit Stufenskale erfolgen. Dekadische *Zählröhren* werden ebenfalls zum Zählen von Vorgängen eingesetzt. *Kaltkatodenzählröhren* enthalten je zwei Gruppen von Haupt- und Nebenkatoden, die als fünfschenklige Sterne ausgebildet und so isoliert sind, daß sie innerhalb der zylindrischen Anode untergebracht werden können. Ein vorgeschalteter Widerstand begrenzt den Anodenstrom, so daß an nur einem Schenkel eine Entladung auftreten kann. Die Ausgangselektroden führen nur dann Strom, wenn an der zugeordneten Katode eine Entladung stattfindet. Zur Steuerung dient eine mit Transistoren ausgestattete bistabile Kippstufe. Der jeweilige Zählwerksstand ist an einem Anzeigewerk abzulesen. Bei Zählgeschwindigkeiten von weit mehr als 100 Hz kann in beiden Richtungen gearbeitet werden. Infolge der Katodenspannung von nur 60 V ist eine unmittelbare Steuerung nur mit Transistoren möglich.

An Meßgeräte muß das Z. mit dem messenden Organ so gekoppelt sein, daß es sich entsprechend den Bewegungen oder Umdrehungen eines Rades, einer Walze oder anderer Einrichtungen vorwärts oder rückwärts bewegt und diese zählt. Die meisten Z.e haben eine Nullstelleneinrichtung, so daß jeder neue Zählvorgang bei Null begonnen werden kann. Unbefugtes Zurückstellen wird durch Sicherungen ausgeschlossen.

Zapfen der Netzhaut, → Auge.

Zapfenreibung, → Reibung.

Zapfensehen, → Adaptation.

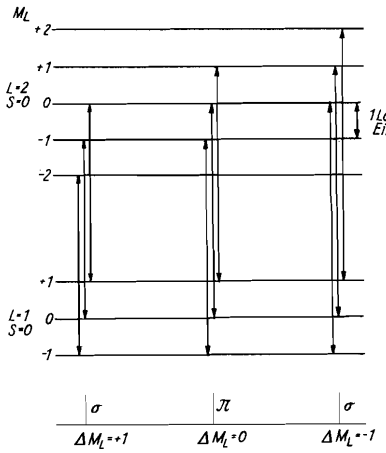
Zäsium-137-Standard, → radioaktiver Standard.

Z-Diode, → Halbleiterdiode.

Zeeman-Effekt, von dem niederländischen Physiker Lorentz 1895 auf Grund seiner Elektronentheorie vermuteter, von seinem Mitarbeiter Zeeman ein Jahr später experimentell nachgewiesener Effekt, der darin besteht, daß die Energieniveaus der Atomhülle und damit die Spektrallinien bei Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes auf ein Atom aufspalten. Beobachtet man die Emission des Lichtes in Richtung der Feldlinien des Magnetfeldes, so spricht man von einem *longitudinalen Z.-E.*, betrachtet man sie senkrecht zu den Kraftlinien, so liegt ein *transversaler Z.-E.* vor. Bei der Untersuchung der emittierten Spektrallinien kann man als Lichtquelle Flammen oder den elektrischen Lichtbogen benutzen; letzteren am besten in Form des Backschen Abreißbogens, bei dem der im starken Magnetfeld verlöschende Bogen durch eine bewegliche Bogenelektrode laufend neu gezündet wird. Die Feldstärke der Magnetfelder muß 10^5 bis 10^7 A/m betragen. Man erzeugt die Magnetfelder in großen wassergekühlten Elektromagneten mit Eisen(II)-Kobalt-Polschuhen, wobei in dem Raum, in dem die Emission des Lichtes stattfindet, das Feld homogen sein muß. Für Magnetfelder über $5 \cdot 10^6$ A/m geht man zu Impulsentladungen durch die Feldspulen (ohne Eisenkern) über. Zur Zerlegung der aufgespaltenen Spektrallinien sind große Beugungsgitter oder Interferenzspektroskope erforderlich. Den Polarisationszustand der Zeeman-Komponenten untersucht man mit den üblichen Anordnungen zur Polarisationsmessung.

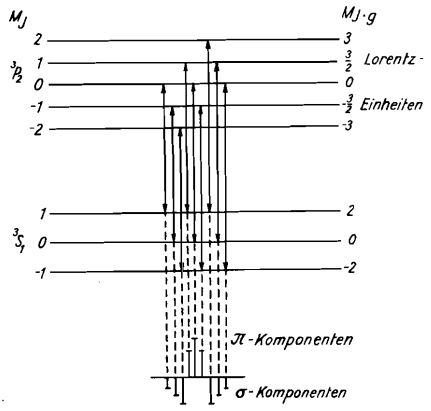
Nach der Aufspaltung der Spektrallinien unterscheidet man den normalen und den anomalen Z.-E. Beim *normalen Z.-E.* tritt bei transversaler Beobachtung ein Linientriplett auf; im longitudinalen Effekt erfolgt eine Aufspaltung in zwei Linien (Komponenten). Von den Komponenten des Tripletts liegt eine am Ort der unverschobenen Linie; die beiden anderen sind symmetrisch nach höheren und nach niedrigeren Frequenzen um einen zum Magnetfeld proportionalen Betrag verschoben. Beim longitudinalen Effekt erscheinen nur die beiden verschobenen Komponenten. Bei transversaler Beobachtung schwingt der elektrische Vektor des emittierten Lichtes in der unverschobenen Komponente parallel zu den magnetischen Feldlinien, die beiden verschobenen Komponenten schwingen senkrecht dazu. Im longitudinalen Z.-E. zeigen die beiden Linien Zirkularpolarisation — rechts und links — um die magnetischen Kraftlinien. Dieser normale Z.-E. tritt bei Singulettsystemen auf (Abb. 1), bei denen das resultierende Spinmoment Null ist ($S = 0$) und nur die magnetischen Bahnmomente der Atome mit dem äußeren Magnetfeld wechselwirken können. Ist L die Quantenzahl des gesamten Bahndrehimpulses, so gibt es $2L + 1$ Einstellmöglichkeiten des magnetischen Moments der Atome im magnetischen Feld B, die durch die Magnetquantenzahl M_L unterschieden werden. Die Energiedifferenz benachbarter Terme ist $\Delta E = \mu_B B$, d. h., die Aufspaltung ist proportional zum äußeren Feld. μ_B ist das Bohrsche Magneton. Da die Auswahlregel $\Delta M_L = 0$ oder ± 1 gilt, ergeben sich unabhängig von L und der entsprechenden Zahl der Terme nur 3 Linien (*Lorentz-Tripletts*). In Wellenzahlen $\tilde{\nu}$ umgerechnet

beträgt mit H in A/m die Aufspaltung benachbarter Triplett-Komponenten $\Delta\tilde{\nu} = (\mu_B/ch)\mu_0 H = 5{,}8675 \cdot 10^{-7} \cdot H\,\mathrm{cm}^{-1}$ (= 1 Lorentz-Einheit).



1 Normaler Zeeman-Effekt: Termschema einer Singulettlinie $^1P_1 - {}^1D_1$. L Quantenzahl des Bahndrehimpulses des Elektrons, M_L gequantelte Einstellung von L im Magnetfeld, S resultierendes Spinmoment der Elektronen, σ Polarisation senkrecht zur Feldlinienrichtung, π Polarisation parallel zur Feldlinienrichtung

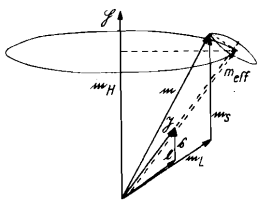
Beim *anomalen Z.-E.* erfolgt eine komplizierte Aufspaltung der Linien. Auch hier herrscht Symmetrie zwischen den nach größeren und nach kleineren Frequenzen verschobenen Komponenten; die Verschiebung ist der Feldstärke proportional. Alle beobachteten Verschiebungen sind gebrochen rationale Vielfache der Verschiebung im normalen Z.-E. (*Rungesche Regel*). Die Komponenten des anomalen Z.-E.s sind ebenfalls teils parallel, teils senkrecht zu den magnetischen Feldlinien polarisiert.



2 Anomaler Zeeman-Effekt: Termschema einer Linie $^3P_2 - {}^3S_1$. g Landé-Faktor

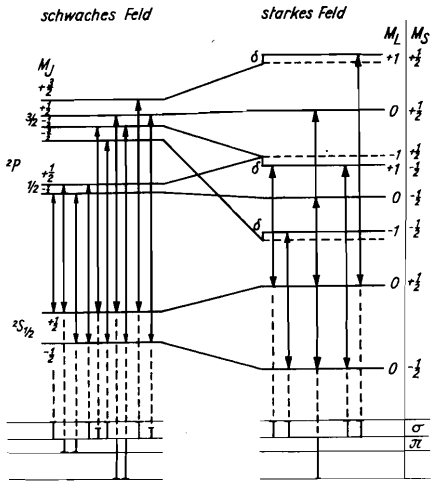
Beim anomalen Z.-E. (Abb. 2), der bei Nichtsingulettatomen auftritt, liegt eine komplizierte Aufspaltung der Terme und Linien vor, da die resultierenden magnetischen Momente der Atome und damit die Aufspaltung der Terme im Magnetfeld vom Landé-Faktor (→ Landésche Intervallregel) $g(L, S, J)$ abhängen. Auf Grund der Richtungsquantelung im äußeren Feld erfolgt auch hier eine Aufspaltung in $(2J + 1)$ Terme, charakterisiert durch die Magnetquantenzahl M_J. J ist die Quantenzahl für den gesamten, aus allen Bahn- und Spindrehimpulsen zusammengesetzten Drehimpuls. Wegen der magnetomechanischen Anomalie des Elektronenspins, die darin besteht, daß das Elektron einen mechanischen Eigendrehimpuls $\hbar/2$, aber ein magnetisches Moment von 1 Bohrschen Magneton hat, gilt für das magnetische Moment des Atoms in Feldrichtung $m_H = Mg(L, S, J)\mu_B$, so daß die Energieaufspaltung verschiedener Terme $\Delta E = \mu_B g(L, S, J) B$ von deren Quantenzahlen abhängt. Trotz gleicher Auswahlregel wie beim normalen Z.-E. ergibt sich somit ein sehr kompliziertes und komponentenreiches Aufspaltungsbild. Da der Landé-Faktor eine rationale Zahl ist, sind auch die Termaufspaltungen stets rationale Vielfache der Verschiebung im normalen Z.-E. Da die Aufspaltungen eindeutig von den Quantenzahlen L, S und J abhängen, hat der anomale Z.-E. große Bedeutung für die empirische Bestimmung der Quantenzahlen eines Atomzustandes.

Solange die Zeeman-Aufspaltungen klein gegen die Feinstrukturaufspaltungen sind, stellt das äußere Feld eine kleine Störung dar. Die inneren Kopplungen der verschiedenen Drehimpulse bleiben dann praktisch unverändert, das Atom orientiert sich als Ganzes in bezug auf das äußere Feld (Abb. 3). Die Kopplung der mit $\vec{L}$



3 Entstehung und Larmor-Präzession des effektiven magnetischen Moments

und $\vec{S}$ verbundenen magnetischen Momente $\vec{m}_L$ bzw. $\vec{m}_S$ zum magnetischen Gesamtmoment $\vec{m}$, von dem wiederum nur die durch den g-Faktor charakterisierte J-Komponente (m_{eff}) nach außen in Erscheinung tritt, ist stärker als die Kopplung der magnetischen Momente $\vec{m}_L$ und $\vec{m}_S$ mit dem äußeren Feld. Bei großen Magnetfeldstärken ($H \gtrsim 10^6\,\mathrm{Am}^{-1}$) erreichen die Aufspaltungen der Energieniveaus der Atomhülle beim Z.-E. die Größenordnung der Abstände zwischen den Komponenten eines Multipletts der Feinstruktur. Es wird dann auch bei Termen mit $S \neq 0$ ein normaler Z.-E. beobachtet (*Paschen-Back-Effekt*). Die magnetische Wechselwirkung mit dem äußeren Feld ist dann stärker als die Spin-Bahn-Wechselwirkung, wodurch die Kopplung des Gesamtbahndrehimpulses $\vec{L}$ mit dem Gesamtspindrehimpuls $\vec{S}$ zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$ zerstört wird. $\vec{L}$ und $\vec{S}$ präzessieren unabhängig voneinander um das äußere Feld. Die Wechselwirkungsenergie ΔE hängt von den Quantenzahlen M_L und M_S der Komponenten von $\vec{L}$ und $\vec{S}$ in Magnetfeldrichtung in der Form $\Delta E = \mu_B B(M_L + 2M_S)$ ab, d. h., die Termaufspaltungen sind ganzzahlige Vielfache der Aufspaltungen beim normalen Z.-E. Man beobach-



4 Verwandlung des anomalen Zeeman-Effekts in den Paschen-Back-Effekt einer $^2S - {}^2P$-Linie. M_S, M_L, M_J Quantenzahlen der Einstellung der Impulsvektoren $\vec{S}$, $\vec{L}$, $\vec{J}$ im Magnetfeld, $\delta = a \cdot \vec{m}_L \cdot \vec{m}_S$, das die magnetische Wechselwirkung zwischen Spinmoment und Bahnmoment beschreibt, a Faktor der feldfreien Feinstrukturaufspaltung

tet daher wieder ein Triplett, dessen Komponenten noch eine der feldfreien Feinstruktur entsprechende Aufspaltung zeigen (Abb. 4).

Über den Z.-E. des Kerns → Kernquadrupolresonanz.

Lit. van den Bosch: Z.-E. in Handb. der Physik Bd XXVIII (Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957).

Zeigerdiagramm, in der Elektrotechnik die Darstellung der mittels komplexer Rechnung in ruhende Zeiger übergeführten Wechselstromgrößen in der komplexen Ebene (→ komplexe Wechselstromrechnung). Wegen Abspaltung der Frequenz können nur Größen gleicher Frequenz in einem Z. vereinigt werden. Z.e veranschaulichen das Verhältnis der Größen und die Phasenverschiebungen in elektrischen Stromkreisen, Geräten und Maschinen. Durch Verändern von Belastungsgrößen, z. B. Phasenwinkel und Stromstärke, oder durch Änderung der Frequenz beschreiben die Spitzen der Zeiger eine → Ortskurve.

Zeit, Grundbegriff zur Erfassung der Bewegung der Materie. In der vorrelativistischen Physik wurde die Z. nach Newton als absolute, d. h. unabhängig von der Materie und deren Veränderungen gleichmäßig verfließende Z. angesehen, die einer eindeutigen früher-später-Relation genügt. Dieser Irrtum wurde durch Einstein stufenweise beseitigt: zunächst durch die Relativierung der Gleichzeitigkeit als Folge der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes und aller Wirkungen und die sich hieraus ergebende untrennbare Verknüpfung von Raum und Z. zur Raum-Zeit der speziellen Relativitätstheorie (1905) und anschließend durch die Verknüpfung der Geometrie der physikalischen Raum-Zeit mit der Materieverteilung und deren Bewegung in der allgemeinen Relativitätstheorie (→ Geometrodynamik).

Obwohl für raumartig getrennte Ereignisse keine eindeutige früher-später-Relation angegeben werden kann, ist dies für zeitartige getrennte Ereignisse und insbesondere die Punkte einer → Weltlinie möglich; für diese ist daher eine Zeitrichtung festgelegt.

Die Richtungseigenschaft der Z. ist physikalisch noch keineswegs völlig verstanden. Bisher erwiesen sich alle grundlegenden dynamischen Gesetze der Physik als von der Zeitrichtung unabhängig, sie sind invariant gegenüber der Zeitumkehr $t \to -t$; 1964 wurde beim Zerfall der K^0-Mesonen ein Prozeß entdeckt, der unter sehr allgemeinen Voraussetzungen auf eine Verletzung der Zeitumkehr hinweist.

Bei den aus vielen Einzelteilchen zusammengesetzten Systemen der statistischen Physik verlaufen die Prozesse irreversibel; die positive Zeitrichtung ist dann durch die Zunahme der Entropie gegeben.

Zeitmessung. Das anzuwendende Verfahren ist davon abhängig, ob es sich um die Angabe eines Zeitpunktes handelt oder um die Messung eines Zeitintervalls, also einer Zeitdauer (→ Zeitmaße).

Zeitpunkte werden durch Uhren angegeben. Im täglichen Leben wird trotz der physikalischen Definition der Sekunde der Tag zu 24 h = 1440 min = 86400 s gerechnet. Zur Angabe eines Zeitpunktes bzw. einer Uhrzeit werden die Symbole der Zeiteinheiten hochgestellt, also wie Exponenten, geschrieben, nur Fahrpläne machen eine Ausnahme.

Zeitintervalle werden im einfachsten Fall mit einer Stoppuhr gemessen. Sekundenmesser (besser Sekundenzähler) haben die Aufgabe, die Dauer von Vorgängen zu ermitteln, die durch Schaltvorgänge begrenzt sind. Sie werden mit einem Synchronmotor betrieben und haben einen Meßbereich von 200 s. Zeitzähler sind Synchronuhren, bei denen das Zifferblatt und der Zeiger durch ein Zählwerk mit digitaler Anzeige ersetzt ist. Zeitzähler dienen zur Überwachung der Laufzeit von Maschinen und Anlagen.

Mit der Beobachtung sehr kurzzeitiger Vorgänge hat die *Kurzzeitmessung* verstärkte Bedeutung erhalten. Sie wurde erst durch die Entwicklung der Hochfrequenztechnik und der Elektronik ermöglicht. Bei der Kurzzeitmessung handelt es sich um Zeitdifferenzen von 1 s bis 1 μs mit einer relativen Meßunsicherheit von $\leqq 10^{-3}$ bis 10^{-6}.

Die Daten des Meßvorgangs, dessen zeitlicher Ablauf verfolgt werden soll, müssen dem Meßgerät als elektrische Größe zugeführt werden. So kann bei einem Funkenchronographen zu Beginn und am Ende des zu messenden Zeitintervalls von dem Vorgang selbst über eine Thyratronsteuerung ein Funke ausgelöst werden, der auf einer rotierenden Trommel oder auf einem bewegten Streifen bei gleichzeitiger Aufnahme von Zeitmarken einen Punkt aufzeichnet. Der Abstand der Marken ergibt die Zeitdifferenz. 1 ms kann mit einer Unsicherheit von ±1% bestimmt werden. Analog läßt sich die Zeit – insbesondere die Ansprechzeit eines Meßgerätes – auch mittels Stromstoßgalvanometers messen. Auch statische Spannungsmesser lassen sich zur Messung kurzer Zeitintervalle heranziehen. Die weiteste Verbreitung haben digitale Verfahren gefunden. Die Impulse eines quarzgesteuerten Generators werden bei Beginn

der Messung über ein elektronisches Tor auf eine Zählkette gegeben; am Ende des Vorgangs wird das Tor wieder geschlossen. Am Anzeigegerät kann der Meßwert abgelesen werden. Die Genauigkeit dieses Verfahrens hängt wesentlich von dem Generator ab. Die letzte Dekade, auch Zeitbasis genannt, zählt 10^{-4} bis 10^{-5} s, modernste Geräte erreichen $5 \cdot 10^{-9}$ s.

Die fundamentale Zeitmessung geschieht entsprechend der Definition der Sekunde durch Vergleich mit der Frequenz des Zäsiumatoms 133 oder des Ammoniakmoleküls, → Atomuhr. Als Arbeitsetalons dienen → Quarzuhren.

Als Zeitregistriergeräte eignen sich Oszillographen verschiedener Art, wenn gleichzeitig eine bekannte Frequenz oder daraus gewonnene Zeitmarken registriert werden. Die Zeitmessung wird auf diese Weise von der Aufzeichnungsgeschwindigkeit unabhängig. Zeitschreiber registrieren nicht nur die Einschaltdauer, sondern auch die Zeitpunkte des Ein- und Ausschaltens mittels eines Zeitmarkierwerks. Sie entsprechen Linienschreibern ohne elektrisches Meßwerk.

zeitartig, Begriff aus der Relativitätstheorie. Ein Vierervektor u^μ ist z., wenn der Betrag $g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu < 0$ ist. Eine Weltlinie ist z., wenn die Tangentialvektoren z. sind. Zwei Weltpunkte liegen z. zueinander, wenn es eine stetig differenzierbare z.e Weltlinie gibt, die sie verbindet.

Beispiele für z.e Vektoren sind Vierergeschwindigkeit und Viererimpuls eines Teilchens mit Ruhmasse. In der speziellen Relativitätstheorie existiert zu jedem z.en Vektor ein → Inertialsystem, in dem die drei räumlichen Komponenten des Vektors verschwinden. Im Falle der Vierergeschwindigkeit ist dies das → Ruhsystem.

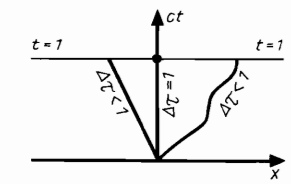
Ein z.er Vektor kann nur auf einem raumartigen Vektor senkrecht stehen.

zeitartige Vektoren, → Minkowski-Raum.

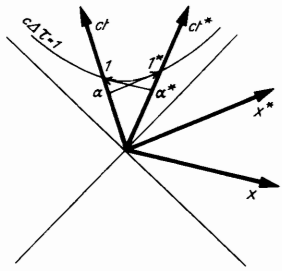
Zeitauflösung, → Auflösungsvermögen 3).

Zeitdehnung, → Stroboskop.

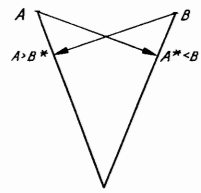
Zeitdilatation, *Einstein-Dilatation*, die Erscheinung, daß die mitbewegte Uhr eines Beobachters B^*, der sich gegen das Inertialsystem Σ bewegt, von Σ aus beurteilt langsamer geht als die Uhren, die in Σ ruhen. Die → Eigenzeit τ des bewegten Beobachters vergeht relativ zur Zeit t des Inertialsystems nach der Formel $d\tau = dt\sqrt{1 - v^2/c^2}$ (Abb. 1). Gehört der Beobachter B^* ebenfalls zu einem Inertialsystem Σ^*, dann gilt auch umgekehrt, daß der Beobachter B^* die Zeit in Σ langsamer verstreichen sieht als seine eigene. Das ist kein Widerspruch, da ein reiner Perspektiveeffekt vorliegt (Abb. 2). Physikalisch werden verschiedene Uhren miteinander verglichen. Es scheint stets die Uhr nachzugehen, die sich an den vielen, im jeweils anderen Bezugssystem synchronisierten Uhren vorbeibewegt. Die Achsen ct und ct^* sind die → Weltlinien der Beobachter B und B^* im räumlichen Ursprung von Σ bzw. Σ^*. Wegen der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit müssen die Linien $\Delta s^2 = 0$ immer winkelhalbierende sein, danach sind die Achsen x und x^* einzurichten (→ Lorentz-Gruppe, → spezielle Relativitätstheorie). Nun liegen die von B als gleichzeitig beurteilten Ereignisse auf Parallelen zur x-Achse, die von B^* als gleichzeitig beobachteten Ereignisse auf Parallelen zur x^*-Achse. Das Ereignis α^* auf der ct^*-Achse, das B zum Zeitpunkt $ct = 1$ beobachtet, hat einen ct^*-Wert kleiner 1. Ebenso hat das Ereignis α auf der Weltlinie von B, das B^* zum Zeitpunkt $ct^* = 1$ beobachtet, einen ct-Wert kleiner 1. Die Z. ist also genau analog der scheinbaren Länge gegenseitig verdrehter, gleich langer Maßstäbe (Abb. 3), die Projektionen sind von beiden Standpunkten aus kürzer als der Bezugsmaßstab. Bei der Z. ist die Projektion einer zeitartigen Strecke immer „länger" als die Strecke selbst.



1 Die Inertialzeit vergeht schneller als die Eigenzeit der bewegten Körper



2 Symmetrie der Zeitdilatation



3 Projektionen nicht paralleler Maßstäbe im euklidischen Raum

Ein Problem ergibt sich erst, wenn der Beobachter B^* wieder zum Ausgangsort im System Σ zurückkehrt (→ Zwillingsparadoxon). Die Beobachter B und B^* sind dann aber nicht mehr gleichwertig, da sich mindestens einer beschleunigt bewegen muß. Es ist nicht verwunderlich, daß zwei Beobachter, die sich nach einer gewissen Zeit wieder im Raum treffen, unterschiedliche Eigenzeiten gebraucht haben, wenn man beachtet, daß die Eigenzeit der Bogenlänge entspricht. Die Bogenlänge einer Kurve zwischen zwei Punkten hängt analog vom Verlauf der Kurve ab.

Die Z. kann experimentell überprüft werden. Qualitativ und in beeindruckender Größenordnung ermöglicht sie, daß die kurzlebigen Müonen mit ihrer Lebensdauer von nur 10^{-6} s in kosmischer Strahlung bis auf die Erdoberfläche gelangen können, obwohl sie in den oberen Schichten der Atmosphäre erzeugt werden. Die ihnen vor dem Zerfall zur Verfügung stehende Zeit läuft für den Beobachter Erde scheinbar langsamer ab als die Zeit auf der Erde, da sich die Mesonen fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen $\left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx 0{,}02\right)$. Die Z. der Mesonenlebensdauer ist im Labor an K- und π-Mesonen bestätigt worden.

Die Z. verursacht den transversalen → Doppler-Effekt. Senkrecht zur Bewegungsrichtung eines Senders ist entgegen den Folgerungen aus der Newtonschen Mechanik und entsprechend der relativistischen Z. eine Frequenzerniedrigung zu beobachten. Indirekt bewirkt die Z. auch

die → Masseveränderlichkeit (→ Trägheit der Energie).

Zeitfestigkeit, maximale Spannungsamplitude, wenn das Material nur eine endliche Zahl n von Lastwechseln aushalten soll. Die Z. hängt von n ab und geht für $n \to \infty$ in die → Dauerfestigkeit über. Den Zusammenhang zwischen der Z. und der Zahl n der Bruchlastwechsel zeigt die → Wöhler-Kurve.

zeitgeordnetes Produkt, *chronologisches Produkt, T-Produkt,* besondere Anordnung des Produktes von zeitabhängigen Operatoren, das bei der störungstheoretischen Entwicklung der S-Matrix und anderer quantenfeldtheoretischer Probleme eine Rolle spielt. Seien $\hat{A}(t_1)$, $\hat{A}(t_2)$ ... Operatoren, die von den Zeiten t_1, t_2, ... abhängen, dann ist das T-Produkt dieser Operatoren definiert durch $T(\hat{A}(t_1)\ \hat{A}(t_2)\ \ldots) = \delta_P \hat{A}(t_{P1})\ \hat{A}(t_{P2}) \ldots$, wobei $P(1, 2, \ldots) = (P1, P2, \ldots)$ diejenige Permutation der Indizes 1, 2, ... ist, die die Zeiten t_1, t_2, ... überführt in die Zeiten t_{P1}, t_{P2} mit $t_{P1} \geqq t_{P2} \geqq \ldots$, und δ_P im Falle von Bose-Operatoren gleich 1, im Falle von Fermi-Operatoren gleich $+1$ bzw. -1 ist, falls P eine gerade bzw. ungerade Permutation ist. Für zwei Bose-Operatoren ist also

$$T(\hat{A}(t_1)\ \hat{A}(t_2)) = \begin{cases} \hat{A}(t_1)\ \hat{A}(t_2) & \text{für } t_1 \geqq t_2 \\ \hat{A}(t_2)\ \hat{A}(t_1) & \text{für } t_1 \leqq t_2; \end{cases}$$

bei Fermi-Operatoren ist die letzte Anordnung mit dem Faktor (-1) zu versehen. Wird der Faktor δ_P nicht eingeführt, spricht man vom P-Produkt. Das T-Produkt kann mit Hilfe des → Wickschen Theorems in eine Summe von Normalprodukten übergeführt werden.

Zeitgleichung, → Zeitmaße.

zeitinvariante Glieder, → Übertragungsglied.

Zeitlupe, → Kinematographie.

Zeitmaße, durch periodische Vorgänge definierte Zeitabschnitte, die zur Messung von Zeitintervallen dienten (→ Zeit). Die Benennung erfolgt nach dem Vorgang oder nach Bezugsgrößen.

1) Für die *Atomzeit* dienen die Resonanzschwingungen des Zäsiumatoms 133 oder des Ammoniakmoleküls als Normal, → Atomuhr. Mit ihnen kann die Sekunde bis auf eine Unsicherheit von 10^{-10}, für die Dauer eines Tages mit einer Unsicherheit von rund 10^{-9} festgelegt werden.

2) Das → Jahr a ist die Dauer eines Umlaufs der Erde um die Sonne. Das *tropische Jahr* begrenzen die Durchgänge der Sonne durch den mittleren Frühlingspunkt (→ Präzession), in mittlerer Sonnenzeit mSZ dauert es 365 d 5 h 48 min 46 s. Als Beginn gilt in der Astronomie der Zeitpunkt, zu dem die mittlere Sonne die Rektaszension $18^h\ 40^{min} = 280^0$ hat. Das *siderische Jahr* begrenzen die Stellungen der Sonne bezogen auf denselben Fixstern; wegen der Präzession unterscheidet es sich vom tropischen und dauert in mSZ 365 d 6 h 9 min 9 s. Das *anomalische Jahr* begrenzen die Durchgänge der Erde durch ihr Perihel, in mSZ dauert es 365 d 6 h 13 min 53 s.

3) Die *Sonnenzeit* SZ hat den Tag zur Einheit, den Zeitraum zwischen zwei unteren Kulminationen der Sonne. Wegen der unterschiedlichen Geschwindigkeit der Erde auf ihrer Bahn um die Sonne ist die durch direkte Sonnenbeobachtung gemessene *wahre Sonnenzeit* wSZ nicht konstant. Man nimmt deshalb eine gleichförmig auf dem Himmelsäquator bewegte *mittlere Sonne* an und erhält als Mittelwert der Tage in wSZ die Dauer des Tags in *mittlerer Sonnenzeit* mSZ. Da dieser Tag d in 24 Stunden h zu je 60 Minuten min von je 60 Sekunden s geteilt wird, ist 1 s der 86400. Teil von 1 d in mSZ. Die Differenz Zgl = wSZ − mSZ heißt *Zeitgleichung* und ist positiv, wenn die wahre Sonne früher kulminiert als die mittlere.

Die Einheit der Sternzeit Z* ist der *Sterntag* d* zwischen zwei oberen Kulminationen des Frühlingspunkts V. Er ist um 3 min 56,56 s mSZ kürzer als der mittlere Sonnentag d und ebenso wie dieser unterteilt: 1 d* = 24 h*, 1 h* = 60 min*, 1 min* = 60 s*. Wegen der Nutationen (→ Präzession) unterscheidet man von dieser *wahren Sternzeit* wZ* die von den periodischen Schwankungen des Frühlingspunkts befreite *mittlere Sternzeit* mZ*; die Differenz beträgt maximal 0,4 s*. Berücksichtigt man noch die Präzession von 50,3″/a, so erhält man den um 0,008 s längeren *siderischen Tag*. Alle diese Z. sind reproduzierbar, die Forderung der Unveränderlichkeit ist im strengen Sinne aber nicht gewährleistet, da die Erdrotation nicht völlig gleichförmig ist. Man unterscheidet drei Arten von Veränderungen: eine ständige Verlangsamung, unregelmäßig auftretende Schwankungen und jahreszeitlich bedingte regelmäßige Schwankungen. Die ständige Verlangsamung wird hauptsächlich durch Reibungseffekte innerhalb des Meerwassers und zwischen den Meer- und den Landmassen verursacht. Die unregelmäßig auftretenden Schwankungen sind wahrscheinlich durch Massenverlagerungen im Erdinnern, die jahreszeitlichen Schwankungen durch meteorologische Vorgänge bedingt.

4) Ein völlig konstantes Zeitmaß wird auf Grund mathematischer Berechnungen definiert. In dieser *Ephemeridenzeit* werden astronomische Ereignisse vorausberechnet. Ihr beobachteter Eintritt dient zur Kontrolle der Sternzeit oder der Sonnenzeit. Grundlage der mathematisch definierten Ephemeridenzeit ist ein anderer periodischer Vorgang, der Umlauf der Erde um die Sonne. Da auch dieser Umlauf nicht absolut gleichförmig ist, wählt man zur gesetzlichen Definition einer Zeiteinheit die Dauer eines ganz bestimmten Umlaufes, und zwar die Länge, die das tropische → Jahr am 31. Dezember 1899 (= 0. Januar 1900) 12 Uhr Ephemeridenzeit hatte. Eine Sekunde ist dann der 31 556925,9747te Teil dieses tropischen Jahres. Die Reproduzierbarkeit dieses Zeitmaßes ist dadurch gewährleistet, daß die Dauer eines tropischen Jahres sehr genau gemessen werden kann und die Änderung der Länge eines Jahres mit ausreichender Sicherheit bekannt ist. Der Unterschied zwischen der Ephemeridenzeit und der Sonnenzeit beträgt gegenwärtig etwa 40 s.

5) *Zonen- und Ortszeiten.* In der bürgerlichen Zeitrechnung benutzt man die mittlere Sonnenzeit für Zeitangaben. Der Beginn der Zeitzählung nach Tagen, Stunden und Minuten ist die untere Kulmination der mittleren Sonne. Da diese von der geographischen Länge des Beobachtungsortes abhängt, haben alle Orte gleicher geographischer Länge gleiche *Ortszeiten* LT (engl.

local time). Für größere Gebiete auf der Erde legt man *Zonenzeiten* fest, z. B. die *Mitteleuropäische Zeit* MEZ und die *Weltzeit* WZ (Universal Time, UT), die jeweils auf einen einheitlichen Bezugsmeridian bezogen sind, und zwar die WZ auf 0° geographischer Länge, die MEZ auf 15° östlicher geographischer Länge. Die Differenz der MEZ gegen die WEZ ist +1 h.

6) *Zeiteinheiten*, vgl. Tabelle 1, Zeit.

Zeitmittel, → Statistik.

Zeitraffer, → Kinematographie.

Zeitumkehr, in der klassischen Physik und der nichtrelativistischen Quantenmechanik die Inversion der Zeitkoordinate $T: t \to -t$. Außer in der Thermodynamik und der statistischen Physik sind alle Naturgesetze invariant gegenüber Z., d. h., die Naturvorgänge sind in ihrem Ablauf im Prinzip umkehrbar (*T*-Invarianz). In der Quantenfeldtheorie wird die Z. durch einen antiunitären Operator $\hat{T}$ mit den folgenden Eigenschaften repräsentiert: 1) $\hat{T}$ kehrt die Zeit um, d. h., für die skalare Feldgröße $\varphi(\vec{r}, t)$ gilt $\hat{T}\varphi(\vec{r}, t)\hat{T}^{-1} = \eta\varphi(\vec{r}, -t)$, wobei η ein für verschiedene Größen unterschiedlicher Phasenfaktor mit $|\eta|^2 = 1$ ist; die hermitesch konjugierten Felder $\varphi^\dagger$ werden mit η^* transformiert:

$$\hat{T}\varphi^\dagger(\vec{r}, t)\hat{T}^{-1} = \eta^*\varphi^\dagger(\vec{r}, -t).$$

2) $\hat{T}$ kehrt das Vorzeichen der nullten Komponente, d. i. die Zeitkomponente von Vierervektoren A_μ und Tensoren $A_{\mu\nu\ldots}$, wobei $\mu, \nu \ldots = 0, 1, 2, 3$ ist, um, z. B. gilt $\hat{T}A_i(\vec{r}, t)\hat{T}^{-1} = \eta A_i(\vec{r}, -t)$, wobei $i = 1, 2, 3$ ist, $\hat{T}A_0(\vec{r}, t)\hat{T}^{-1} = -\eta A_0(\vec{r}, -t)$, und ferner transformiert $\hat{T}$ (Zweier-)Spinoren χ mit $+i\sigma_2$, wobei $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ eine der Paulischen Spinmatrizen ist: $\hat{T}\chi(\vec{r}, t)\hat{T}^{-1} = i\sigma_2\eta\chi(\vec{r}, -t)$.

3) $\hat{T}$ transformiert auch *c*-Zahlen und führt diese in ihr konjugiert Komplexes über: $\hat{T}c\hat{T}^{-1} = c^*$ (Antilinearität).

Die Invarianz der Naturgesetze gegenüber der Z. hat keine Erhaltungsgröße zur Folge wie die Paritätsoperation. Sie ist beim K_L^0-Zerfall (→ Kaon) zugleich mit der *CP*-Invarianz wegen des *CPT*-Theorems in geringem Maße verletzt und konnte bisher bei keinem weiteren Prozeß festgestellt werden; eine Begründung hierfür gelang noch nicht.

Zelle, 1) → Elementarzelle.

2) → heiße Zelle.

3) die kleinste Struktur- und Funktionseinheit, die alle Eigenschaften des Lebens aufweist. Eine Z. besteht gewöhnlich aus Zellkern und Zytoplasma und ist von einer Membran umgeben. Im Zytoplasma befinden sich verschiedene Organellen; dazu gehören die Zentrosomen, die Mitochondrien und die Vakuolen. Der flüssige Zellinhalt, das *Protoplasma*, besteht hauptsächlich aus Wasser. Er enthält aber auch Salze und einige komplizierte organische Verbindungen.

Jede Z. stellt einen Organismus im kleinen dar, dessen Subsysteme koordiniert wirken und verschiedene Lebensfunktionen erfüllen. Lebende Z.n besitzen folgende Fähigkeiten:

Sie können 1) Energie speichern und umwandeln, 2) Moleküle biologisch funktionaler Stoffe, z. B. Eiweiße, synthetisieren, 3) wachsen und sich teilen, 4) differenzieren, d. h. eine Zunahme an Organisation erfahren. 5) Die Zelle ist beweglich, 6) sie vermag sich anzupassen und sich damit die grundlegenden intrazellulären Prozesse bei Zustandsänderungen des äußeren Mediums zu sichern.

Die Z. stellt thermodynamisch ein offenes System dar. In allen Z.n ist der Hauptenergiespeicher die Adenosintriphosphorsäure (ATP). Beim Zerfall der Bindung, die die äußerste Phosphatgruppe mit dem Molekülrest vereinigt, werden etwa 12 kcal/mol frei. Dabei verwandelt sich ATP in Adenosindiphosphorsäure (ADP). Die in der Z. produzierte freie Energie dient der Eiweißsynthese und der Synthese anderer biologisch wichtiger Stoffe. Die freie Energie der Z. wird auch zur Leistung mechanischer Arbeit, z. B. bei intrazellulären Bewegungen des Protoplasmas oder bei der Muskeltätigkeit, benutzt. Die Zelle leistet beim aktiven Transport osmotische Arbeit und bei der Ladungstrennung an Membranen auch elektrische Arbeit. Trotz der prinzipiellen Gleichheit aller Z.n gibt es keine typische Z. Jede Z. unterscheidet sich von einer anderen.

Bakterienzellen haben oft eine Länge von etwa 3 μm und einen Durchmesser von 1 μm. Ihr Volumen beträgt ungefähr 2,5 μm^3.

Durch eine porige Membran ist der *Zellkern*, das Steuerzentrum der Z., vom Zytoplasma getrennt. Im Zellkern befinden sich diffus verteilt die Chromatinfäden. Aus diesen entstehen vor der Mitose (direkte Zellkernteilung) die Chromosomen; ihre Zahl und Form ist für jede Art von Organismen streng konstant; die Chromosomen enthalten die Desoxyribonukleinsäure (DNS). Neben dem Chromatin enthält der Zellkern noch den Nukleolus, einen sphärischen Körper, der reich an Ribonukleinsäure (RNS) ist. Im Nukleolus befinden sich Granulae, an denen, ähnlich wie bei den Ribosomen, die Synthese von Eiweiß und RNS erfolgt. Chromatin und Nukleolus sind in ein flüssiges Medium, den Kernsaft, eingelagert. Bakterienzellen haben keinen sichtbaren Zellkern, aber sie enthalten Kernstrukturen.

Ohne Zellkern vermag eine Zelle zwar noch einige Zeit zu existieren, aber ihre Fähigkeit zur Synthese erlischt allmählich, und die Zelle kann sich nicht mehr teilen.

Die *Transportmechanismen der Z.* haben die Aufgabe, den Abbau oder den Aufbau von Konzentrationsunterschieden zu bewirken. Die passiven Transportmechanismen, wie Diffusion und Osmose, können aus thermodynamischen Gründen nur einen Konzentrationsausgleich herbeiführen.

Für die Eiweißsynthese innerhalb einer Zelle ist die Annäherung eines Moleküls vom Radius *R* an eine spezifische Oberfläche eines anderen Moleküls notwendig. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Berührung beider Moleküle innerhalb eines Volumens $d\tau$ im Abstand *r* vom Ausgangspunkt des einen Moleküls erfolgt, beträgt $W(r)\,d\tau$, wobei $W(r) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$, und entspricht der Lösung der dreidimensionalen Diffusionsgleichung. Hierbei bedeutet *D* die Diffusionskonstante des zu transportieren-

den Moleküls und t die Zeit, die zwischen dem Start des Moleküls und der Berührung mit dem anderen Molekül verstreicht. Für eine vorgegebene Transportstrecke ist $W(r)$ sowohl für kleine t als auch für große t klein. Mit maximaler Wahrscheinlichkeit erhält man $r^2 = 6Dt$. Kürzere Zeiten könnte die Z. durch eine zweidimensionale Diffusion erreichen. Hierbei gilt $r^2 = 4Dt$. Die lamellaren Strukturen des Zytoplasmas können die dreidimensional-diffundierenden Metaboliten (Stoffwechselanteile) auffangen und entlang der Grenzflächen in Form der rascher ablaufenden zweidimensionalen Diffusion weiterleiten.

Um Konzentrationsunterschiede innerhalb der Z.n und Gewebe aufzubauen, bedarf es aktiver Transportmechanismen. Diese müssen bestimmte Substanzen, wie K^+ oder Glykose, aus dem Außenmedium gegen einen bestehenden Konzentrationsgradienten in die Zelle transportieren oder z. B. Na^+ aus der Zelle nach außen schaffen. Die Bezeichnung „aktiv" soll bedeuten, daß der Transport gegen den Konzentrationsgradienten nicht von selbst erfolgt, etwa durch unterschiedliche Ionenkonzentrationen zu beiden Seiten einer Membran, sondern unter Einschaltung von Stoffwechselenergie.

Ein einfaches Beispiel eines homozellulären aktiven Transportes liefert die Z. der roten Blutkörperchen. Zellkompartimente haben eine hohe K^+-Konzentration, aber eine niedrige Na^+-Konzentration, während im umgebenden Blutplasma gerade umgekehrte Verhältnisse vorliegen. Dabei wird K^+ aktiv in die Zelle hineingepumpt und Na^+ heraus.

Ähnliche Vorgänge beobachtet man bei dem transzellulären und intrazellulären aktiven Transport. Offenbar spielen für die aktiven Transportmechanismen die Struktur und die Eigenschaften der Zellmembranen eine wesentliche Rolle.

Meiose und Mitose sind die Teilungsmechanismen der Z. und des Zellkerns.

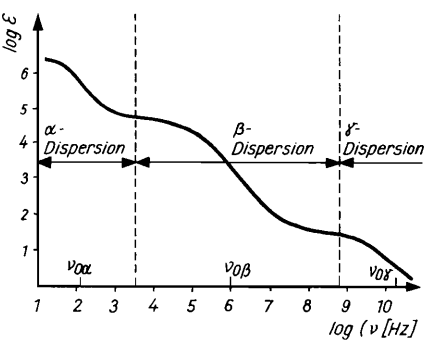
In der *Meiose* wird die Chromosomenzahl der somatischen Z.n auf die Hälfte reduziert. Die Meiose besteht im wesentlichen aus zwei Teilungsschritten, deren einzelne Phasen wie bei der Mitose bezeichnet werden. In der frühen Prophase entsteht die Spindel, und im Kern erscheinen die Chromosomen; darauf erfolgt die Konjugation der homologen Chromosomen, es vereinigen sich zwei Chromosomen jedes Paares. Anschließend erfolgt ihre Verdoppelung. In der Telophase bilden sich zwei Zellen mit paarig vereinigten Chromosomen. Danach beginnt der zweite Teilungsschritt, dessen Ergebnis reife Gameten sind, deren Chromosomenzahl um die Hälfte geringer ist als die der Ausgangszellen.

Die *Mitose* ist die typische Form der Zellkernteilung. In der Periode zwischen zwei Teilungen, in der Interphase, sind die Chromosomen diffus im Kern verteilt. Vor Beginn der Teilung verdoppeln sich die Chromosomen. Zu jedem Chromosom bildet sich eine Kopie des Ausgangschromosoms. In der Prophase der Mitose drehen sich die Chromosomen zur Helixstruktur zusammen. Gleichzeitig wandern die Zentriolen, das sind für die Bewegungsvorgänge bei der Mitose verantwortliche Zellorganellen, zu den entgegengesetzten Enden der Z. und bilden dort Pole. Während der Metaphase bewegen sich die Chromosomen zum Äquator der Z. In der Anaphase teilen sich die Schwesterchromosomen und wandern zu den entgegengesetzten Polen. Im Endstadium der Mitose, in der Telophase, bildet sich die Helixstruktur der Chromosomen zurück. Die Mitose wird durch die Bildung einer neuen interzellulären Membran abgeschlossen, und zwei neugeschaffene Z.n befinden sich im Zustand der Interphase.

Die Dauer der Mitosestadien ist für die Z.n der verschiedenen Gewebe und Organismenarten unterschiedlich. Bei einigen menschlichen Z.n dauert die Prophase 30 bis 60 Minuten, die Metaphase 2 bis 6 Minuten, die Anaphase 3 bis 15 Minuten und die Telophase 30 bis 60 Minuten. Die ganze Mitose läuft in 1 bis 2 Stunden ab.

Den Teilungsmechanismen der Z. liegen physikalisch-chemische Gesetzmäßigkeiten zugrunde, die man mit Hilfe der Quantenmechanik zu erklären sucht. Physikalisch interessant ist die Frage, welche Kräfte die Chromosomen zwingen, sich mit ihren homologen Stellen anzuziehen, welcher Art die Mechanismen der Replikation der Chromosomen und Zentriolen und ihrer Bewegung in die Tochterzellen sind. Für die Erklärung der Chromosomenbewegung werden elektrische und magnetische Kräfte diskutiert, welche die Anziehung der Chromosomen und die Abstoßung der Schwesterchromosomen verursachen sollen.

Zellimpedanz, komplexer Wechselstromwiderstand einer Zelle. Seine frequenzabhängige Darstellung in einer Gaußschen Zahlenebene liefert die Ortskurve. Ihre Form beschreibt vollständig das passive elektrische Verhalten einer Zelle oder eines Gewebes. Eine elektrische Ersatzschaltung, die zur gleichen Ortskurve führt, liefert ein Modell des passiven elektrischen Verhaltens des zu untersuchenden Systems. Stellt man die in der Z. eingehende Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der Wechselstromfrequenz graphisch dar, so erhält man für lebende Systeme drei Dispersionsgebiete, die als α-, β- und γ-Dispersionsgebiet bezeichnet werden. Das α-Dispersionsgebiet entsteht durch Strukturen zellulärer Größenordnung, das β-Dispersionsgebiet rührt von Eiweißmolekülen und ihren Aggregaten her, und das γ-Dispersionsgebiet ist für die niedermolekularen Strukturen zuständig.



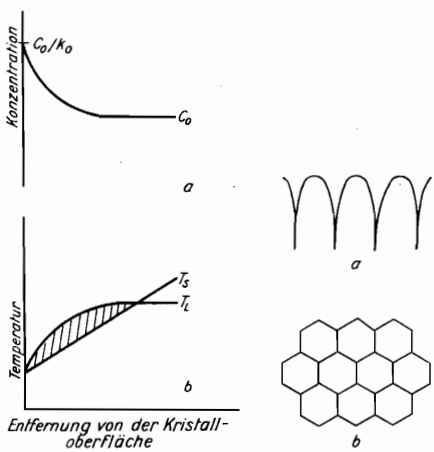
Frequenzabhängigkeit der DK von Muskelgewebe als Funktion der Meßfrequenz in einem log-log-Maßstab

In neuerer Zeit hat die Messung der Z. im Bereich des α-Dispersionsgebietes und bei extrem niedrigen Frequenzen (10^{-4} Hz) an Bedeutung für die zerstörungsfreie Strukturaufklärung biologischer Systeme gewonnen.

Zellularmethode, → Bandstruktur.

Zellularstruktur, → Zellularwachstum.

Zellularwachstum, Erscheinung beim Wachstum von Legierungen aus der Schmelze. Eine mehrkomponentige Schmelze hat im Bereich vor einer wachsenden Kristalloberfläche eine andere Zusammensetzung als in größerer Entfernung von dieser (Abb. 1a). Da im Zustandsdiagramm entlang der Löslichkeits- oder Liquiduskurve jeder Zusammensetzung der Schmelze auch eine bestimmte Liquidustemperatur entspricht, ergibt sich hieraus das in Abb. 1b gezeigte Verhalten der Liquidustemperaturen. Die Temperatur an der Phasengrenzfläche, die gleich der dort anzusetzenden Liquidustemperatur ist, ist also niedriger als die Liquidustemperatur in größerer Entfernung von ihr. Hieraus folgt die Möglichkeit, daß in einem gewissen Bereich (in Abb. 1b schraffiert) die wirkliche Temperatur der Schmelze T_S niedriger als die Liquidustemperatur ist, auch wenn sie höher als die Temperatur der Phasengrenzfläche ist. Dieser Zustand heißt *konstitutionelle Unterkühlung*. Das Ergebnis ist eine Instabilität der wachsenden Kristalloberfläche. Ein zufällig entstandener Vorsprung (Zelle) der Kristalloberfläche wächst nicht nur weiter vor, sondern bewirkt auch die Bildung von eben solchen Zellen rings um sich



1 Entstehung der konstitutionellen Unterkühlung. C_0 Konzentration, k_0 Gleichgewichtsverteilungskoeffizient, T_L Liquidustemperatur, T_S Temperatur der Schmelze. *2* Zellularstruktur (schematisch)

herum. Es bildet sich ein stationärer Zustand heraus, der sich beim weiteren Wachstum als Ganzes verschiebt. Der in der Schmelze gelöste Stoff reichert sich in den Zellwänden an (→ Seigerung). Abb. 2 zeigt schematisch die gebildete Zellularstruktur parallel zur Wachstumsrichtung (a) und senkrecht zu dieser (b). Ist der Bereich der konstitutionellen Unterkühlung größer, so wachsen die Zellen in Form von Dendriten. Außer durch die Ursache ihrer Entstehung unterscheiden sich diese Zellulardendriten von freien Dendriten dadurch, daß sie eine netzartig zusammenhängende Struktur bilden.

Das Z. kann verhindert werden durch Verminderung der Konzentration des in der Schmelze gelösten Stoffes, Verringerung der Wachstumsgeschwindigkeit oder eine Vermeidung der konstitutionellen Unterkühlung durch einen steileren Temperaturgradienten.

Zener-Diode, → Halbleiterdiode.

Zener-Effekt, die bei kleinen Sperrspannungen (< 7 V) an Halbleiterdioden vorherrschende innere Feldemission. Wenn die an der Sperrschicht anliegende Feldstärke einen kritischen Wert überschreitet, werden Elektronen aus dem Valenzband z. B. der Si-Atome infolge des quantenmechanischen Tunneleffektes in das Leitungsband gehoben, ohne ihre Energie zu ändern. Da hierbei die thermische Energie dieser Elektronen also geringer als die Ionisationsenergie ist, bezeichnet man diesen Vorgang als innere Feldemission. Es tritt eine Leitfähigkeitserhöhung und mit ihr ein Spannungsdurchbruch ein.

Zenitdistanz, der Winkelabstand eines Gestirns vom Zenit des Beobachtungsortes. Die Z. wird in Grad von 0° bis 180° gemessen. Am Horizont ist die Z. also gerade gleich 90°, im Nadir gleich 180°. Die Z. eines Gestirns ist gleich $90° - h$, wenn h seine Höhe (→ astronomisches Koordinatensystem 1) über dem Horizont ist.

Zenker-Prisma, → Dispersionsprisma.

Zenti, c, Vorsatz vor Einheiten mit selbständigem Namen $\triangleq 10^{-2}$, → Vorsätze.

Zentimeterwellen, → Frequenz.

Zentralabschattung, die Abschattung axialer Bildpunkte. Bei optischen Systemen mit Zentralblende (z. B. Spiegelobjektiv) tritt ein zentrales Beschneiden der Öffnungsblende ein, das zur Verringerung des → Öffnungsverhältnisses und damit der Bildhelligkeit führt.

Zentralatom, → Komplexverbindungen.

Zentralbewegung, Bewegung eines Massepunktes unter dem Einfluß einer → Zentralkraft. Bei Z.en ist die Beschleunigung stets auf ein raumfestes Zentrum O hin oder von diesem weg gerichtet. Z.en sind z. B. die Bewegung der Planeten um die Sonne, der Monde um den Zentralkörper und der Elektronen im Atom, wobei bei letzteren wesentliche quantenmechanische Besonderheiten hinzukommen (→ Atommodell). Spezielle Z.en sind die → Kreisbewegung und die → Kepler-Bewegungen auf elliptischen, parabolischen oder hyperbolischen Bahnen.

zentraler Stoß, → Stoß.

Zentralfeld, → Zentralkraft.

Zentralion, → Komplexverbindungen.

Zentralkraft, im weiteren Sinne eine in jedem Punkt P des Raumes nach einem festen Zentrum O hin oder von diesem weg gerichtete Kraft, wobei der Betrag der Kraft noch geschwindigkeits- und zeitabhängig sein kann. Die Z. definiert ein Kraftfeld (*Zentralkraftfeld, Zentralfeld*) $\vec{F} = F(\vec{r}, \dot{\vec{r}}, t)\,\vec{r}/r$, wobei $\vec{r} = \overrightarrow{OP}$ der vom Zentrum O nach dem Punkt P gerichtete Radiusvektor, $\dot{\vec{r}}$ die Geschwindigkeit des Massepunktes in P und t die Zeit ist; $r = |\vec{r}|$ ist der Abstand OP und $\vec{r}/r = \vec{e}_r$ der Einheitsvektor in der Richtung von $\vec{r}$. Wegen der Newtonschen Bewegungsgleichung $\vec{F} = m\vec{a}$, wo-

zentrierter Fächer

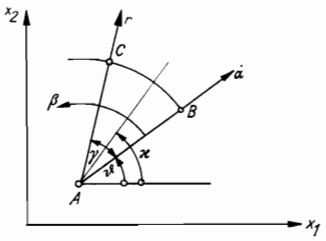
bei m die Masse und $\vec{a}$ die Beschleunigung des Massepunktes ist, hat die von einer Z. herrührende Beschleunigung stets ein festes *Beschleunigungszentrum*; die Beschleunigung hat nur eine Komponente in Richtung von $\vec{r}$: $\vec{a} = \vec{a}_r$. In Zentralkraftfeldern gilt der Drehimpulssatz: Da die zeitliche Ableitung des Drehimpulses $\vec{L}$ gleich dem Moment der Kraft $\vec{M}$ ist, also $\mathrm{d}\vec{L}/\mathrm{d}t = \vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$ gilt und da das Vektorprodukt paralleler Vektoren Null ist, verschwindet $\vec{M}: \vec{r} \times \vec{F} = Fr^{-1}(\vec{r} \times \vec{r}) = 0$. Daher ist $\vec{L} =$ konst., und die Bewegung in einem Zentralkraftfeld ist somit stets eben, sie erfolgt in der zu $\vec{L}$ senkrecht stehenden Ebene, die durch den Vektor $\vec{r}_0$ der Anfangslage und den Vektor $\vec{v}_0$ der Anfangsgeschwindigkeit aufgespannt wird. Die Bewegungsgleichungen in einem Zentralkraftfeld lauten in ebenen Polarkoordinaten (→ Kinematik) $m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = -F$; $\mathrm{d}(r^2\dot{\varphi})/dt = 0$. Aus der zweiten Gleichung ergibt sich wegen $r^2\dot{\varphi} = L/m =$ konst. der Flächensatz: Bei einer Zentralbewegung ist die Flächengeschwindigkeit $\mathrm{d}A/\mathrm{d}t = L/2m$ des Massepunktes konstant; $C = L/m$ heißt Flächenkonstante. Mit Hilfe der aus dem Flächensatz folgenden Beziehung $\mathrm{d}t = r^2\,\mathrm{d}\varphi/C$ folgt für die erste Bewegungsgleichung $(mC^2/r^2)\,[\mathrm{d}^2(1/r)/\mathrm{d}\varphi^2 + 1/r] = F$, die *Binetsche Formel*, aus der bei bekannter Bahnkurve $r = r(\varphi)$ rückwärts die Kraft F bestimmt werden kann. Auf diese Weise gelang Newton die Ableitung des Gravitationsgesetzes aus dem 1. Keplerschen Gesetz, da dieses der Kepler-Bewegung zugrunde liegt.

Ist $\dot{\varphi} = 0$, d. h. $L = 0$, erfolgt die Bewegung auf einer Geraden durch das Zentrum. Von besonderer Einfachheit ist die → Kreisbewegung, bei der $r = R$ konstant ist und daher wegen des Flächensatzes auch $\dot{\varphi} = \omega =$ konst. folgt.

Zentralkräfte im engeren Sinne sind solche, für die der Betrag allein vom Abstand r abhängt: $F = F(r)$. In diesem Fall existiert stets ein Potential, das ebenfalls nur von r abhängt und durch $U(r) = \int_0^r F(r)\,\mathrm{d}r$ gegeben ist. Zentralkraftfelder im engeren Sinne sind daher konservativ, d. h., es gilt der Energiesatz: Die Summe aus kinetischer und potentieller Energie $E = T + U$ ist konstant. Die praktisch auftretenden Zentralkräfte sind stets von diesem Typ.

Die Newtonsche Massenanziehungskraft und die Coulomb-Kraft zwischen zwei elektrisch geladenen Körpern sind spezielle Zentralkräfte, wobei insbesondere $F = \alpha/r^2$ gilt und die Konstante α von dem vorliegenden Problem abhängt. Ein anderes Beispiel einer Z. ist $F = k \cdot r$; diese Abhängigkeit der Kraft findet man bei einem isotropen räumlichen Oszillator. Im allgemeinen Fall $F = \lambda r^n$, wobei $\lambda =$ konst., kann die Bewegungsgleichung für $n = 5,\ 3,\ 1,\ 0,\ -1/3,\ -3/2,\ -5/3,\ -2,\ -7/3,\ -5/2,\ -3,\ -4,\ -5$ und -7 mit Hilfe von Kreisfunktionen oder elliptischen Funktionen integriert werden; für $n = 1,\ -2$ ergeben sich Ellipsen.

zentrierter Fächer, ein Gleitlinienfeld (→ Gleitlinien), das aus einer Schar sich schneidender gerader Gleitlinien und aus einer Schar konzentrischer Kreise besteht. Sind die Geraden z. B. die α-Gleitlinien, so folgt die mittlere Normalspannung P_{AC} längs der Linie AC aus der mittleren Normalspannung P_{AB} längs der Linie AB durch Anwendung der Henckyschen Gleichungen.



1 Zentrierter Fächer

$$P_{AC} = P_{AB} + 2k\gamma. \tag{1}$$

Bei Vertauschung der α- und β-Gleitlinien lautet die Beziehung

$$P_{AC} = P_{AB} - 2k\gamma. \tag{2}$$

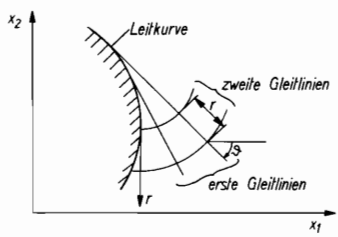
Die Anwendung der Geiringer-Gleichungen ergeben für das Geschwindigkeitsfeld die Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} v_\alpha &= -\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\vartheta} \\ v_\beta &= f(\vartheta) + g(r) \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Liegt der Fächermittelpunkt im plastischen Gebiet und hat der Geschwindigkeitsvektor in diesem den Betrag v_0 sowie den Neigungswinkel $\varkappa$ zur x_1-Achse, so folgt aus (3)

$$\left.\begin{aligned} f(\vartheta) &= v_0 \sin(\varkappa - \vartheta) \\ g(0) &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Wenn der Fächermittelpunkt außerhalb des plastischen Gebietes liegt, sind $f(\vartheta)$ und $g(r)$ keinen solchen Beschränkungen unterworfen.



2 Nicht zentrierter Fächer

Eine Sonderform ist der *nicht zentrierte Fächer*. Er besteht aus einer Schar gerader Gleitlinien, die die Leitkurve tangieren. Die Gleitlinien der anderen Schar sind die Evolventen der Leitkurve.

Zentrifugalbarriere, in der Kernphysik gebräuchlicher Ausdruck für das → Zentrifugalpotential $V_Z = \hbar^2 l(l+1)/2mr^2$, das die Annäherung von Kernteilchen mit der Bahndrehimpulsquantenzahl $l > 0$ und der Masse m an den Kern erschwert, und zwar um so mehr, je größer sein Bahndrehimpuls l ist. Deshalb dringen Teilchen mit dem Bahndrehimpuls $l = 0$ bevorzugt in den Kern ein. Die Z. behindert — ebenso wie die Coulomb-Barriere — oft das Auftreten von Kernreaktionen, die unter Erfüllung der Erhaltungssätze eigentlich möglich wären.

Zentrifugalbeschleunigung, → Zentrifugalkraft, → Relativbewegung.

Zentrifugalenergie, → Kreisbewegung.

Zentrifugalkraft, *Fliehkraft, Schwungkraft,* Trägheitskraft auf Körper in rotierenden Bezugssystemen, die stets senkrecht zur (momentanen) Drehachse nach außen gerichtet ist und für einen Massepunkt P der Masse m mit dem senkrechten Abstand ϱ von der Drehachse den Betrag $F = m\varrho\omega^2$ hat, wobei ω die Winkelgeschwindigkeit der Drehung ist (Abb. 1). Der Z. entspricht eine *Zentrifugalbeschleunigung* vom Betrage $a_z = \varrho\omega^2$ und derselben Richtung wie $\vec{F}$. Die Abhängigkeit der Zentrifugalbeschleunigung vom Ortsvektor $\vec{r}$ des Massepunktes und dem Vektor $\vec{\omega}$ der Winkelgeschwindigkeit ist $\vec{a}_z = -\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, → Relativbewegung.

Am einfachsten bestimmt sich die Z. bei der Kreisbewegung; ϱ ist hier mit dem Abstand vom Kreismittelpunkt identisch, und $\vec{F}$ ist stets senkrecht nach außen gerichtet. Bei rotierenden starren Körpern, z. B. Schwungrädern, Ankern von Motoren oder Generatoren und Läufern von Turbinen, heben sich die Wirkungen der Zentrifugalkräfte aller Massepunkte gegenseitig auf, wenn die Achse durch den Schwerpunkt geht und die Richtung einer der Hauptträgheitsachsen hat; andernfalls ergeben sich eine resultierende Z. und ein resultierendes Drehmoment, die die Achse und die Achslager bei hohen Drehzahlen so stark beanspruchen können, daß das System zerstört wird. Eine weitere Folge der Z. ist die Abplattung der Himmelskörper, sowohl der Planeten als auch der Galaxien und Nebel; auf der Erde bewirkt die Z. eine Lotabweichung aus der Richtung auf den Erdmittelpunkt hin, d. i. das Zentrum der Erdanziehung (→ Erdbeschleunigung).

Auch bei beliebigen anderen krummlinigen Bewegungen von Massepunkten spricht man von einer Z. und versteht darunter die mit m multiplizierte negative Normalbeschleunigung (→ Kinematik). Diese ist von dem jeweiligen Krümmungsmittelpunkt K der Bahn weggerichtet (Abb. 2) und hat den Betrag $F = mv^2\varrho$. Zu den bekanntesten Auswirkungen der Z. gehört, daß die Insassen eines Fahrzeuges beim Durchfahren einer Kurve, die Benutzer eines Karussells während der Umdrehung nach außen gedrückt werden. Technisch ausgenutzt wird die Z. bei Zentrifugen, Zentrifugalpumpen und Fliehkraftreglern.

Zentrifugalmoment, *Deviationsmoment,* ein Flächenmoment zweiter Ordnung, das sich auf den Schnittpunkt der beiden aufeinander senkrecht stehenden Achsen, d. h. auf einen Punkt der Fläche bezieht. Bezüglich O lautet im kartesischen Koordinatensystem das Z.:

$$I_{yz} = -\int_A y \cdot z \cdot \mathrm{d}A .$$

Zentrifugalpendel, → Pendel.

Zentrifugalpotential, das Potential $V_z = m\omega^2\varrho^2/2 = m(\vec{\omega} \times \vec{r})^2/2$ der → Zentrifugalkraft auf ein Teilchen der Masse m, der Winkelgeschwindigkeit ω, dem zur Drehachse senkrechten Abstand ϱ und dem Ortsvektor $\vec{r}$. Der Begriff Z. wird insbesondere für den Anteil $L^2/2mr^2$ gebraucht, der bei der Bewegung im Zentralfeld als Teil der Gesamtenergie auftritt, L ist der konstante Betrag des Drehimpulses. Für die ebene Bewegung im Zentralfeld gilt der Zusammenhang $L = mr^2\dot{\varphi}$ zwischen Drehimpuls und Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$. Da nicht $\omega = \dot{\varphi}$, sondern L konstant ist, erhält das Z. die angegebene Form $L^2/2mr^2$.

Zentripetalbeschleunigung, → Beschleunigung.

Zentripetalkraft, → Kreisbewegung.

zentrosymmetrisch, Bezeichnung für Figuren, Anordnungen, Symmetriegruppen mit einem Symmetriezentrum. Gegensatz: *azentrisch.*

Zeolithe, → Molekularsiebe.

Zer, *Cer,* Ce, chemisches Element der Ordnungszahl 58. Von den natürlichen Isotopen mit den Massezahlen 136, 138, 140 und 142 ist das zu 11,1 % im natürlichen Z. enthaltene ^{142}Ce ein α-Strahler mit einer Halbwertszeit von $5 \cdot 10^{15}$ Jahren. Bekannt sind 17 künstlich erzeugte Isotope mit Massezahlen zwischen 131 und 148.

Zerfallsbreite, → Zerfallsprozesse.

Zerfallselektron, ein Elektron, das aus dem Zerfall eines anderen Teilchens, etwa eines μ-Mesons, hervorgeht. Z.en bilden die Elektronenkomponente der kosmischen Strahlung.

Zerfallsenergie, die bei einer radioaktiven Kernumwandlung frei werdende Energie. Die Z. bestimmt die Energie der Strahlung. γ-Strahlung übernimmt die gesamte Z., während sie sich beim β-Zerfall auf das β-Teilchen und das Neutrino verteilt. Beim β- und α-Zerfall ist die Rückstoßenergie des Restkerns oft ein nicht zu vernachlässigender Teil der Z. Die Messung der Z. geschieht mit Hilfe der α-, β- und γ-Spektroskopie. Sie kann bis auf wenige Promille genau bestimmt werden.

Zerfallsgesetz, → Aktivität 2), → radioaktiver Zerfall.

Zerfallskonstante, → Aktivität 2).

Zerfallsprodukte, die bei einem radioaktiven Zerfall entstehenden Endkerne. Z. können entweder stabil oder selbst wieder radioaktiv sein (→ radioaktive Familien).

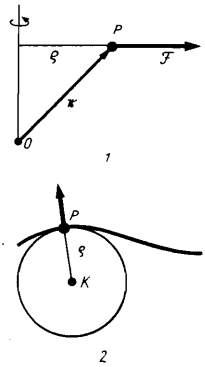
Zerfallsprozesse, neben den Streuprozessen wichtigste Reaktion der Elementarteilchen, die, obwohl die meisten Elementarteilchen instabil sind (Tab. → Elementarteilchen), Aufschluß über die Eigenschaften dieser Teilchen und ihre Wechselwirkung gibt. Die Z. können auf Grund der starken, der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung innerhalb der für diese Wechselwirkungen charakteristischen Wechselwirkungsdauer (Tab. → Wechselwirkung) stattfinden; die Zerfallszeit ist mit der mittleren Lebensdauer τ der Teilchen identisch, die mit der *Zerfalls-* oder *Halbwertsbreite* Γ über die Relation $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ zusammenhängt, wobei $\hbar = h/2\pi$ (h Planckscher Wirkungsquantum) ist. Der Zerfall eines instabilen Teilchens kann auf verschiedene Arten (über verschiedene Kanäle) erfolgen; die Verhältnisse der Wahrscheinlichkeiten für die Zerfälle über die verschiedenen Kanäle heißen *Zerfallsverhältnis.*

Zerfallsverhältnis, → Zerfallsprozesse, → Verzweigungsverhältnis.

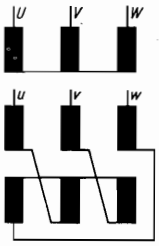
Zerfallswahrscheinlichkeit, → Zerfallsprozesse.

Zerrbilder der Sonne, → Luftspiegelung.

Zerstäubungsausbeute, Meßgröße bei der quantitativen Untersuchung von Zerstäubungsprozessen, die Anzahl der Festkörperteilchen, die je einfallendes Beschußteilchen im Mittel das Target verläßt. Im Experiment bestimmt man die Z. durch Ermittlung der innerhalb einer bestimmten Beschußdauer abgestäubten Target-



Zentrifugalkraft



Schaltbild eines Drehstromtransformators. *U*, *V* und *W* Primärseite in Sternschaltung, *u*, *v* und *w* Sekundärseite in Zickzackschaltung

teilchen häufig aus dem Gewichtsverlust der Beschußprobe oder aus der Zahl der in einem definierten Raumwinkelbereich ausgesandten Teilchen, wenn deren Winkelverteilung bekannt ist. Die Anzahl der Beschußteilchen ergibt sich unter Berücksichtigung bestimmter notwendiger Korrekturen, hervorgerufen durch Sekundärelektronen, Neutralisation und Reflexion, durch zeitliche Integration des auf die Probe fließenden Ionenstromes.

Die Z. ist abhängig von der Beschußenergie, vom Verhältnis der Masse der Targetatome und der Beschußteilchenmasse, der Ordnungszahl und der Sublimationsenergie des beschossenen Elementes sowie vom Auftreffwinkel der Beschußteilchen.

Zerstäubung von Festkörpern durch Ionenbeschuß, engl. *sputtering*, eine Methode bei der z. B. ein metallisches Target mit positiven Ionen beschossen wird, wodurch Atome vom Target abgedampft werden.

Die Z. v. F. d. I. hat im Zusammenhang mit dem Verhalten von Wasserstoff in heißen Gasströmen und Hochtemperaturplasmen, im Rahmen von Untersuchungen über Strahlenschäden an Reaktormaterialien sowie vor allem auch im Hinblick auf die Anwendung in der Beschichtungstechnik in neuerer Zeit wieder an Interesse gewonnen. Darüber hinaus erhielt auch die reine Festkörperphysik aus Zerstäubungsuntersuchungen wesentliche Anregungen. So sind z. B. die Entdeckung und das Studium fokussierender Stoßfolgen (Fokussonen) sowie von Channellingprozessen (→ Protonenstreuungsmikroskop) in bestimmten ausgezeichneten Gitterrichtungen unmittelbar mit Untersuchungen über die Wechselwirkung energiereicher Ionen mit kristallinen Festkörpern verknüpft.

Hinsichtlich der verwendeten Meßanordnungen lassen sich die experimentellen Untersuchungen zum Studium von Zerstäubungsvorgängen in zwei Gruppen einordnen: Bei Beschußenergien unterhalb einiger keV wird in der Regel mit elektrischen Niederdruckplasmen gearbeitet. Derartige Anordnungen sind insbesondere für die Anwendung der Festkörperzerstäubungen zur Herstellung dünner Schichten geeignet. Für die Untersuchung mit Beschußenergien um 10 keV und darüber arbeitet man demgegenüber im allgemeinen mit diskreten Ionenstrahlen. Eine typisch gewordene Anwendungsmöglichkeit für Beschußenergien in diesem Energiebereich stellen die Massenseparatoren dar.

Die → Zerstäubungsausbeute ist von verschiedenen Beschußparametern abhängig.

Zerstrahlung, die Vernichtung eines Teilchens und seines → Antiteilchens, wenn beide aufeinandertreffen. Bei der Z. entsteht eine elektromagnetische Strahlung, die *Vernichtungsstrahlung*. Am bekanntesten ist die Z. eines Positron-Elektron-Paares unter Aussendung zweier γ-Quanten mit einer Vernichtungsstrahlung von jeweils 511 keV. Bei der Z. eines Proton-Antiproton-Paares entstehen π- und K-Mesonen. Die Z. verläuft energetisch so, wie es von der Masse-Energie-Äquivalenzformel vorausgesagt wird. → Paarbildung.

Zerstreuungslinse, → Linse.

Zeta, → Kernfusion.

Zeta-Potential, *ζ-Potential, elektrokinetisches Potential*, die nicht sehr genau definierte Potentialdifferenz zwischen dem äußeren Rande der Helmholtzschen Doppelschicht an der Phasengrenze einer Elektrolytlösung und dem Lösungsinneren. Man nimmt an, daß die innerhalb dieses Teils der Doppelschicht befindlichen Moleküle und Ionen bei der elektrophoretischen Wanderung von Teilchen mitgenommen werden, während die außerhalb befindlichen Moleküle in Ruhe bleiben. Demnach bestimmt das Z.-P. die effektive Ladung und damit die Wanderungsgeschwindigkeit v und kann umgekehrt aus dieser ermittelt werden nach der Gleichung $v = \zeta \cdot (\varepsilon/300^2) \cdot 6\pi\eta$ cm s^{-1}. Dabei ist ε die Dielektrizitätskonstante, ζ das Z.-P. und η die Viskosität der Lösung (→ elektrokinetische Erscheinungen).

Zickzackschaltung, eine Schaltung der Sekundärwicklungen, die bei kleineren Drehstrom-Verteilertransformatoren in der Elektrizitätsversorgung zum Ausgleich unsymmetrischer Belastung häufig angewendet wird. Die zwei in Reihe geschalteten Hälften eines Stranges sind auf zwei verschiedenen Schenkeln (→ Transformator) untergebracht und besitzen entgegengesetzten Wicklungssinn. Eine einsträngige Belastung der Sekundärwicklung wird dadurch auf zwei Stränge der Primärwicklung verteilt.

Ziehspannung, die beim Draht- bzw. ebenen Ziehen auf den Endquerschnitt bezogene Ziehkraft. Da das Reduktionsverhältnis die Größe der Ziehkraft, die bei der plastischen Deformation aufgebracht werden muß, und damit der Z. beeinflußt, folgt die maximal mögliche Reduktion aus der Bedingung, daß die Z. kleiner als die Zugfestigkeit des gezogenen Stranges sein muß.

Ziehverfahren, → Kristallzüchtung.

Zielfernrohr, → Fernrohr.

Zielverfolgungsradar, → Radar.

Zielwinkelentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Zimm-Crothers-Viskosimeter, ein Gerät zur Messung der Viskosität bei äußerst kleinen Schubspannungen, z. B. in biologischen Flüssigkeiten. Es besteht aus einem Hohlzylinder, der die Probe aufnimmt, und einem darin frei ohne Lagerung rotierenden Zylinder, der mit einem magnetischen Drehfeld in Rotation versetzt wird. Die infolge der Reibung auftretende Bremswirkung auf den Zylinder wird auf elektrischem Wege gemessen.

Zimm-Diagramm, eine bei der Auswertung von Lichtstreuungsmessungen zur Bestimmung von Molekulargewicht und Teilchengröße von Polymeren und Kolloiden verwendete spezielle Form eines von Hand durchzuführenden Ausgleichsverfahrens bei der Bestimmung einer Größe (hier der Streuintensität), die von zwei Parametern (hier Streuwinkel und Konzentration) abhängt.

Zinkpunkt, → Temperaturskala.

Zintl-Phasen, eine Gruppe der → intermetallischen Verbindungen.

Ziolkowskische Gleichung, → Rakete.

Zircaloy, → Zirkonium.

Zirkonium, Zr, chemisches Element der Ordnungszahl 40. Bekannt sind sechs stabile Isotope der Massezahlen 90 bis 92 und 94 bis 96. Es exi-

stieren radioaktive Isotope mit Massezahlen zwischen 89 und 97. Z. wird zur Umhüllung von Brennelementen in Reaktoren benutzt, weil es korrosionsbeständig und mechanisch haltbar ist. Gegen flüssige Alkalimetalle ist es ebenfalls beständig. Die Zirkoniumlegierung *Zircaloy* dient als Konstruktionsmaterial für Leistungsreaktoren.

Zirkularbeschleunigung, → Beschleunigung.

Zirkularbewegung, svw. Kreisbewegung.

zirkularer Dichroismus, → Drehvermögen 1).

Zirkulargeschwindigkeit, → Geschwindigkeit.

Zirkulation, Linienintegral der Geschwindigkeit in Strömungen längs einer geschlossenen Kurve K. Die Z. Γ ist definiert zu $\Gamma = \oint_{(K)} \vec{c} \cdot d\vec{s} = \oint_{(K)} |\vec{c}| \cos\alpha \cdot ds = \oint_{(K)} (u \cdot dx + v \cdot dy + w \cdot dz)$. Dabei bedeuten $\vec{c}$ den Geschwindigkeitsvektor, $d\vec{s}$ das vektorielle Wegelement und ds seinen Betrag, dx, dy, dz seine rechtwinkligen Komponenten, α den Winkel zwischen $\vec{c}$ und $d\vec{s}$ (Abb.); u, v, w sind die Geschwindigkeitskomponenten in den Koordinatenrichtungen. Die Z. ist eine skalare Größe, deren Definition sowohl für reibungsfreie als auch reibungsbehaftete, kompressible und inkompressible Strömungen gilt. In Potentialströmungen ist die Z. nur bei Mehrdeutigkeit des Potentials, d. h. wenn innerhalb der geschlossenen Kurve K ein Wirbel liegt, von Null verschieden. Die Z. steht im Zusammenhang mit der → Drehung und ist die Voraussetzung für das Entstehen des hydrodynamischen → Auftriebes. → Kutta-Joukowsky-Gleichung.

Zirkulation in der Atmosphäre, → Windsysteme.

Zirkulator, → nichtreziproke Bauelemente.

Zirkumglobalstrahlung, → Globalstrahlung.

Zirkumpolarstrahlung, → Globalstrahlung.

Zirkumzenitalbogen, → Halo.

Zischbogen, mit sehr hohen Stromstärken brennender Kohlelichtbogen, bei dem die an den Elektroden in den Bogen turbulent einströmende Luft ein zischendes Geräusch verursacht. Da diese Schallerscheinung in reinem Stickstoff nicht auftritt, ist das Zischen wahrscheinlich auf eine unregelmäßige Oxydation des Anodenmaterials zurückzuführen.

Zitterbewegung, → Vakuumschwankung.

Zodiakallicht, eine schwache Lichterscheinung am nächtlichen Himmel längs der Ekliptik. Das Z. entsteht durch Streuung des Sonnenlichts an Staubteilchen der interplanetaren Materie und an freien Elektronen. Es geht kontinuierlich in die Leuchterscheinung der äußeren Korona über und ist in abnehmender Intensität bis 90° Sonnenabstand wahrnehmbar. Längs der gesamten Ekliptik erstreckt sich das schwächere *Zodiakalband*, das als Auswirkung der Streugesetze im Gegenpunkt der Sonne eine Verbreiterung und Aufhellung, den *Gegenschein*, zeigt.

Zoll, ″, alte Einheit der Länge, nur noch für Rohrdurchmesser und Gewinde üblich. $1'' = 25{,}4$ mm.

Zone, Gesamtheit von Kristallflächen (*tautozonale Flächen*), die sich in Kanten schneiden, die einer Achse, der *Zonenachse*, parallel liegen. In einer stereographischen Projektion liegen die Pole tautozonaler Kristallflächen auf Großkreisen. An einem Kristall treten nur solche Flächen auf, die einen *Zonenverband* bilden. Nach dem Zonenverbandsgesetz lassen sich aus vier Flächen, von denen drei nicht derselben Zone angehören, alle übrigen an dem Kristall vorkommenden Flächen ableiten. Genügen die Begrenzungsflächen eines Körpers dem Rationalitätsgesetz, so stehen sie im Zonenverband und umgekehrt. Die in eckigen Klammern angegebene Richtung einer Zonenachse $[uvw]$ wird *Zonensymbol* genannt. *Zonenbündel* bezeichnet die Gesamtheit der Zonenachsen eines Kristalls, und zwar so verschoben, daß sie durch einen gemeinsamen Trägerpunkt hindurchgehen. Ein *Zonenbüschel* bilden diejenigen Zonenachsen, die parallel zu einer Fläche verlaufen. Die *Zonenregeln* drücken die Beziehungen zwischen den Indizes einer Zonenachse und den Indizes der zu der betreffenden Zone gehörenden Flächen bzw. Netzebenenscharen aus: 1) Eine Ebene (hkl) gehört der Zone $[uvw]$ an, wenn $hu + kv + lw = 0$ gilt. 2) Die Indizes einer durch zwei Flächen $(h_1k_1l_1)$ und $(h_2k_2l_2)$ festgelegten Zonenachse ergeben sich aus

$$u : v : w = \begin{vmatrix} k_1 l_1 \\ k_2 l_2 \end{vmatrix} : \begin{vmatrix} l_1 h_1 \\ l_2 h_2 \end{vmatrix} : \begin{vmatrix} h_1 k_1 \\ h_2 k_2 \end{vmatrix}.$$

3) Sind zwei Zonenachsen durch $[u_1v_1w_1]$ und $[u_2v_2w_2]$ gegeben, so lauten die Indizes der ihnen gemeinsamen Fläche (hkl), wobei gilt:

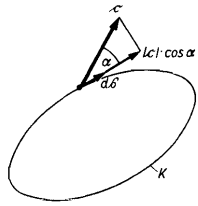
$$h : k : l = \begin{vmatrix} v_1 w_1 \\ v_2 w_2 \end{vmatrix} : \begin{vmatrix} w_1 u_1 \\ w_2 u_2 \end{vmatrix} : \begin{vmatrix} u_1 v_1 \\ u_2 v_2 \end{vmatrix}.$$

4) Gehören drei Flächen $F_i = (h_i, k_i, l_i)$ mit $i = 1, 2, 3$ derselben Zone an, so gilt:

$$\begin{vmatrix} h_1 k_1 l_1 \\ h_2 k_2 l_2 \\ h_3 k_3 l_3 \end{vmatrix} = 0.$$

5) Gehören drei Zonen $Z_i = [u_iv_iw_i]$ derselben Ebene an, so ist

$$\begin{vmatrix} u_1 v_1 w_1 \\ u_2 v_2 w_2 \\ u_3 v_3 w_3 \end{vmatrix} = 0.$$



Berechnung der Zirkulation längs einer geschlossenen Kurve K

Zonenfehler, Bezeichnung für die Größe eines bei der optischen Abbildung für eine Zone des abbildenden Systems entstehenden Abbildungsfehlers.

Zonenkristalle, Mischkristalle mit einem Konzentrationsgefälle. Sie können beim Erstarren einer Schmelze entstehen, deren Komponenten Mischkristalle bilden. Die Bildung von Z.n beruht darauf, daß sich beim Erstarren die Zusammensetzung der Schmelze und der neu entstehenden Kristalle ständig ändert und die Diffusion in den Mischkristallen meist hinter der Erstarrungsgeschwindigkeit zurückbleibt. Den Vorgang der Zonenkristallbildung bezeichnet man als Kristallseigerung (→ Seigerung).

Zonenlinse, svw. Zonenplatte.

Zonenplatte, *Zonenlinse*, eine Platte, die mit einem System von abwechselnd durchsichtigen und undurchsichtigen Ringen versehen ist und eine optische Abbildung lediglich durch Beugung erzeugt. Die Breite Δr der einzelnen Ringe folgt dem Gesetz $\Delta r = r_2 - r_1 = (\sqrt{n+1} - \sqrt{n}) \cdot \sqrt{a'\lambda}$, wobei $n = 0, 1, 2, \ldots$ und λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist. Eine solche Z. bewirkt, daß eine senkrecht auftreffende ebene Welle durch Beugung und Interferenz in

eine zu einem Punkt P konzentrische Kugelwelle übergeht, P liegt im Abstande a' von der Platte. Verwendet man statt der undurchsichtigen Zonen durchsichtige Zonen mit einem künstlichen Gangunterschied von $\lambda/2$, so steigert sich die Helligkeit des Bildes auf den doppelten Betrag. Fällt auf die Z. eine Kugelwelle, die von einem im Abstande a vor der Z. auf der Plattennormalen liegenden Punkt ausgeht, so ergeben sich eine Reihe von Intensitätsverstärkungen mit den Bildweiten a', die sich aus der Formel

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = m\left(\frac{\lambda}{r_1^2}\right)$$

mit $m = 1, 2, 3, \ldots$ ergeben.

Zonenreinigung, → Kristallzüchtung.

Zonenschema, → Bandstruktur.

Zonenschmelzverfahren, → Kristallzüchtung.

Zonenstrahl, → Optikrechnen.

Zonenzeit, → Zeitmaße.

Zr, → Zirkonium.

Z-Resonanzen, → Elementarteilchen.

zufällige Entartung, scheinbar nicht auf der Invarianz des Systems gegenüber Symmetrietransformationen beruhende Entartung der Eigenfunktionen des Hamilton-Operators. Eine solche z. E. liegt beim Wasserstoffatom vor, dessen Eigenfunktionen höher entartet sind, als auf Grund der Rotationsinvarianz des Problems zu erwarten wäre; tatsächlich liegt eine weitere mit der Dynamik zusammenhängende Symmetrie vor, so daß das Wasserstoffatom nicht nur gegenüber der Drehgruppe O(3), sondern gegenüber O(3,1) invariant ist (→ Symmetriemodelle).

zufällige Größe, → Wahrscheinlichkeitsrechnung.

zufälliges Ereignis, eine Erscheinung, die unter wesentlichen Bedingungen eintreten kann, aber nicht eintreten muß. Es ist kennzeichnend, daß die Konstanz der gegebenen Bedingungen nie zwangsläufig zum Eintreten oder Nichteintreten des Ereignisses führt, weil vernachlässigte Nebenbedingungen in ihrer Gesamtheit dieses Ereignis wesentlich bestimmen. Als zufällige E.se beschreibt man häufig Massenerscheinungen, die man unter konstanten Bedingungen beliebig wiederholen kann. In diesem Fall kann man den Grad der Zufälligkeit quantitativ durch die *Wahrscheinlichkeit* erfassen (→ Wahrscheinlichkeitsrechnung), z. B. sind die wöchentlich gezogenen Zahlen beim Zahlenlotto, das Ergebnis eines Würfelversuchs oder der Atmosphärendruck Erscheinungen, die durch *Zufallsvariable* beschrieben werden. Eine bestimmte Zahl, ein bestimmtes Würfelergebnis bzw. ein bestimmter Temperaturwert kann im konkreten Versuch beobachtet werden oder nicht. Das Eintreten eines bestimmten Werts ist ein zufälliges Ereignis. Mehrere zufälligen E.se können miteinander durch *Ereignisoperationen* verknüpft werden. Alle zufälligen E.se einer gegebenen Versuchssituation bilden eine *Ereignisalgebra* oder *Boolesche Algebra*. Jedem zufälligen E. A kann eine binäre Variable a zugeordnet werden, die den Wert L annimmt, wenn A eintritt, und die Null ist, wenn A nicht eintritt. Die Beschreibung eines Ereignisses ist eine Aussage im Sinne der Aussagenlogik, die wahr ist, wenn A beobachtet wird und im anderen Falle falsch ist.

Zugeffekt, → magnetischer Zugeffekt.

zugeordnete Kugelfunktionen, svw. zugeordnete Legendresche Polynome.

zugeordnete Legendresche Polynome, *zugeordnete Kugelfunktionen,* Polynome

$$P_n^m(x) = \frac{(1-x^2)^{m/2}}{2^n n!}\,\frac{\mathrm{d}^{n+m}}{\mathrm{d}x^{n+m}}\,(x^2-1)^n,$$

für die gilt $P_n^0 = P_n$, wenn P_n ein Legendresches Polynom ist, und $P_n^m = 0$ für $m > n$,

$$P_n^{-m} = (-1)^m\,\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\,P_n^m.$$

Die z.n L.n P. erfüllen die Differentialgleichung

$$\left\{(1-x^2)\,\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2} - 2x\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} + n(n+1) - \frac{m^2}{1-x^2}\right\} P_n^m(x) = 0.$$

Es besteht die *Orthogonalitätsrelation*

$$\int_{-1}^{+1} P_l^m(x)\,P_n^m(x)\,\mathrm{d}x = 0 \quad \text{für} \quad l \neq n$$

und die *Normierung*

$$\int_{-1}^{+1} [P_n^m(x)]^2\,\mathrm{d}x = \frac{2}{2n+1}\cdot\frac{(n+m)!}{(n-m)!}.$$

Ferner gilt die *Integraldarstellung*

$$P_n^m(x) = \frac{(n+m)!}{2\pi n!}\,J\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{m\pi}{2}}$$

mit $J = \int_{-\pi}^{+\pi} (x + \sqrt{x^2-1}\cos\varphi)^n\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}m\varphi}\,\mathrm{d}\varphi$.

Die z.n L.n P. lassen sich rekursiv mit Hilfe der Beziehung

$$(n+1-m)\,P_{n+1}^m - (2n+1)\,xP_n^m + (n+m)\,P_{n-1}^m = 0$$

berechnen.

Zugspaltung, Verformungsart zur Untersuchung der Spaltbarkeit von Mineralen und Kristallen. Im Prinzip handelt es sich dabei um die Messung der Durchbiegung eines an beiden Enden aufgelegten Balkens. Die Kristallplatte wird auf zwei Stützen aufgelegt und dann zweckmäßig mit einer stumpfen Schneide bis zum Bruch durchgebogen. Bei dieser Anordnung geht die Dicke der Platte mit der zweiten bis dritten Potenz in die Rechnung ein.

Zugspannung, Normalspannung, die von der Angriffsfläche weg zieht, sie bewirkt Dehnung des Materials und ist positiv definiert.

Zugversuch, ein Verfahren der Werkstoffprüfung zur Ermittlung der mechanischen Eigenschaften von Werkstoffen unter einachsiger statischer Zugbeanspruchung.

Die Zugproben werden in eine Zerreißmaschine eingespannt und bis zum Bruch belastet. Aus der während des Versuchs an der Maschine angezeigten Kraft F und der zugehörigen Verlängerung $\Delta L = L - L_0$ kann man die Spannung $\sigma = \frac{F}{A_0}$ in $\mathrm{kp\,mm^{-2}}$ und die Dehnung $\varepsilon = \frac{L - L_0}{L_0}$ bestimmen und daraus

das *Beanspruchungs-Dehnungs-Diagramm* (früher Spannungs-Dehnungs-Diagramm) zeichnen. Dabei bedeutet L die Länge der Probe während der Beanspruchung, L_0 die Länge der Probe vor dem Versuch und A_0 den Querschnitt der Probe. → Hookesches Gesetz, → Spannungs-Dehnungs-Beziehungen.

Zukunft, → Minkowski-Raum, → Lichtkegel.

zulässige Spannung, in der Technik zulässiger Höchstwert der Beanspruchung, der sich aus der kritischen Spannung wie Bruchspannung, Knickspannung, Fließgrenze durch Division mit dem → Sicherheitsbeiwert ergibt.

Zündbereich, → Zündgrenzen.

Zündelektrode, → Gasentladungsröhren.

Zündgeschwindigkeit, ist gleich der → Verbrennungsgeschwindigkeit eines laminar strömenden, homogenen Gemisches von Brenngas und Verbrennungsmittel (Luft, Sauerstoff). Außer vom Gaszustand hängt sie von der Gasart und vom

Gas	maximale Zündgeschwindigkeit in m/s	
	mit Luft	mit Sauerstoff
Wasserstoff	2,67	8,90
Methan	0,35	3,30
Azetylen	1,31	13,50
Kohlenmonoxid	0,33	1,10

Mischungsverhältnis mit Luft ab. Für jedes Gas tritt bei einem bestimmten Mischungsverhältnis ein Maximum der Z. auf.

Lit. Jost: Explosions- und Verbrennungsvorgänge in Gasen (Berlin 1949); D'Ans u. Lax: Taschenb. für Chemiker und Physiker (Berlin, Heidelberg, New York 1967).

Zündgrenzen, sind die Grenzen in der Zusammensetzung, innerhalb derer ein Gasgemisch gerade noch zündbar ist. Sie werden meist in Volumenprozent des brennbaren Gases angegeben. An der oberen Zündgrenze besteht

Gas	Zündgrenzen in Vol. %	
	mit Luft	mit Sauerstoff
Wasserstoff	4,1 bis 75	5,4 bis 95
Methan	5,0 bis 15	5 bis 60
Azetylen	2,3 bis 82	2,8 bis 93
Kohlenmonoxid	12,5 bis 75	15,5 bis 94

Brenngasüberschuß, an der unteren Überschuß an Luft oder einem anderen Verbrennungsmittel. Zwischen den Z. liegt der *Zündbereich*. Die Z. sind druck- und temperaturabhängig.

Lit. D'Ans u. Lax: Taschenb. für Chemiker und Physiker, Bd 1 (Berlin, Heidelberg, New York 1967).

Zündgruppen, für den Explosionsschutz getroffene Einteilung der Gase und Dämpfe nach ihrer → Zündtemperatur.

Als Beispiel sollen einige chemische Verbindungen angegeben werden:

für die Zündgruppe 1 Äthan, Ammoniak, Azeton, Kohlenmonoxid, Methan, Stadtgas, Toluol, Wasserstoff;

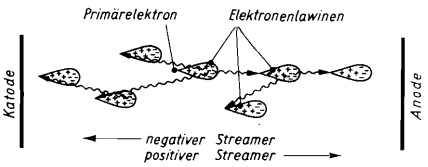
für die Zündgruppe 2 Azetylen, Äthylalkohol,

für die Zündgruppe 3 Benzine,

für die Zündgruppe 4 Äthyläther,

für die Zündgruppe 5 Kohlendisulfid.

Zündmechanismus, Ionisationsvorgänge, die eine selbständige Gasentladung einleiten. Im *Townsend-Mechanismus* bei niedrigen Drücken bilden sich echte, exponentiell anwachsende Elektronenlawinen aus, und die Entladung zündet, wenn eine in Katodennähe entstandene Elektronenlawine die Anode erreicht. Ist ihr Ionisationskoeffizient α bekannt, so können in geometrisch einfachen Entladungsstrecken die Zündspannung und der Aufbau der Entladung berechnet werden. Bei höheren Drücken steigt die Rekombination, und die Elektronenlawinen nehmen weniger stark zu. Man nennt diese Form *Streamer* (Abb.). Sie wachsen in Feldrichtung; bilden



Streamer (schematisch)

sie schließlich mehr oder minder vollkommen leitende Brücken zwischen den Entladungselektroden, so zündet nach diesem *Streamermechanismus* die Entladung.

Wird die Zündspannung unmittelbar an die Elektroden gelegt, so kann *Zündverzug* eintreten.

Zündpunkt, svw. Zündtemperatur.

Zündspannung, → Gasentladung, → Gasentladungsröhre.

Zündtemperatur, *Zündpunkt*, die niedrigste Temperatur, bei der ein Stoff ohne äußere Energiezufuhr selbständig weiterbrennt. Dann ist die Wärmeentwicklung so groß wie die Wärmeab-

Stoff	Zündtemperatur bei 10^5 N/m²	
	in Luft in °C	in Sauerstoff in °C
Wasserstoff	510	450
Methan	645	645
Azetylen	335	300

gabe an die Umgebung. Die Z. kann deshalb auch keine strenge Stoffkonstante sein. Sie hängt vielmehr entscheidend von den Versuchsbedingungen mit den dabei vorhandenen Möglichkeiten des Wärmeaustausches und dem gewählten Meßverfahren ab. Die Z. wird außerdem vom Mischungsverhältnis des Gases mit Luft oder Sauerstoff, von einem eventuellen Ballastgas und vom Druck beeinflußt.

Bei der Entzündung brennbarer Dämpfe an der Oberfläche erhitzter Flüssigkeiten spricht man nicht von der Z., sondern vom → Flammpunkt.

Lit.: → Zündgeschwindigkeit.

Zündung, 1) die Einleitung eines Verbrennungsvorganges in einem brennbaren System. Es ist zwischen Selbstentzündung und Fremdentzündung zu unterscheiden. Letztere erfolgt meist durch lokale Erhitzung des Systems. Die Z. kann auch durch Belichtung, wie im System H_2-Cl_2, durch elektrische Funken oder durch adiabatische Kompression, wie beim pneumatischen Feuerzeug, herbeigeführt werden. Im einzelnen sind die Vorgänge bei der Z. recht kompliziert. Oft treten dabei Kettenexplosionen auf.

2) *Z. einer Gasentladung*, → Gasentladung.

Zündverzug, → Zündmechanismus.

Zuordnungsdefinition, → Definition.

Zupfinstrumente, Musikinstrumente mit gespannten Saiten, die angezupft werden. Zu den Z.n gehören Harfe, Lyra, Zither, Laute, Mandoline, Gitarre und Balalaika.

Zusammendrückbarkeit, svw. Kompressibilität.

Zusatzgrößen, thermodynamische, → Exzeßgrößen.

Zustand, (augenblickliche) Bewegungsform eines physikalischen Systems. Physikalische Größen, deren Meßwerte den Z. vollständig oder teilweise bestimmen, heißen Zustandsgrößen; sie sind → Observable.

Der Zustandsbegriff wird für konkrete Systeme so präzisiert, daß mit der Vorgabe des Z.s zu einer beliebigen Zeit der weitere Zeitablauf im Rahmen der jeweiligen Theorie eindeutig bestimmt ist. So wird der Z. eines klassischen Teilchensystems durch die Orte und Impulse bzw. Geschwindigkeiten sämtlicher Teilchen charakterisiert. Dementsprechend wird der Z. in der klassischen Physik durch einen Punkt oder Vektor im Phasenraum charakterisiert. Die Beschleunigungen der einzelnen Teilchen werden durch die wirkenden Kräfte bestimmt und daher nicht in die Festlegung des Z.s einbezogen. Der Z. eines elektromagnetischen Feldes wird durch die Angabe des elektrischen und magnetischen Feldes im gesamten Raum bestimmt; wieder bestimmen dann die Maxwellschen Gleichungen als Differentialgleichungen 1. Ordnung hinsichtlich der Zeit den weiteren Zeitablauf des Feldes.

In der Quantenmechanik sind nicht alle Observablen gleichzeitig meßbar (→ Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip); ein vollständiger Satz darf daher nur kommensurable Observable enthalten, kann also insbesondere zueinander kanonisch konjugierte Variable (wie Ort und Impuls) nicht zugleich enthalten. Der *quantenmechanische Z.* (*Quantenzustand*) wird durch einen *Zustandsvektor* im *Zustandsraum*, dem Hilbert-Raum des Systems als quantenmechanischem Analogon des Phasenraums, beschrieben. Dieser Zustandsvektor kann auf verschiedene Weise dargestellt werden, am gebräuchlichsten ist die durch eine von den Orts- und Spinvariablen aller Teilchen abhängige Wellenfunktion. Ein quantenmechanisches System hat eine Reihe besonders wichtiger Zustände. Allgemein sind das die Eigenzustände bestimmter physikalischer Größen, in denen diese einen festen Wert haben, der bei jeder Messung am System mit Sicherheit beobachtet wird, im Gegensatz zu der allgemeinen Situation, in der lediglich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für die einzelnen Meßwerte existiert. Die wichtigste physikalische Größe ist die Energie, ihre quantenmechanischen Eigenzustände sind die *stationären Zustände* des Systems. Die gesamte Zeitabhängigkeit ihrer Wellenfunktion ψ (bzw. ihres Zustandsvektors) besteht in einem komplexen Phasenfaktor $\exp(iEt/\hbar)$, der ohne Einfluß auf $\psi^*\psi$ und damit auf alle das System charakterisierenden Wahrscheinlichkeitsverteilungen ist. Insbesondere hat ein Teilchen in einem stationären Z. eine zeitunabhängige Verteilung seiner Aufenthaltswahrscheinlichkeit. Da zu jedem stationären Z. ein bestimmter Energiewert gehört, wird die Bezeichnung Z. einschränkend auch im Sinne von *Energieniveau* gebraucht. Ist das Energiespektrum diskret, so sind die stationären Zustände gleichzeitig *gebundene Zustände*, denn wegen der Normierung der Wellenfunktion muß diese im Unendlichen, bei einem Teilchen etwa in großem Abstand vom Bindungsbereich, hinreichend stark verschwinden.

Der stationäre Z. mit der niedrigsten Energie heißt *Grundzustand*, die höheren Zustände heißen *angeregte Zustände*. Diese sind häufig nur bei Vernachlässigung bestimmter Wechselwirkungen bzw. der durch sie vermittelten Prozesse wirklich stationär. Beispielweise führt die Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld zum Übergang angeregter Zustände in energetisch tiefere unter gleichzeitiger Emission eines Lichtquants. Sind die Übergangswahrscheinlichkeiten für diese quantenmechanischen Übergänge hinreichend klein, so verhalten sich diese Zustände zunächst fast wie stationäre Zustände; sie werden daher als *quasistationäre Zustände* bezeichnet. In solchen Fällen, bei denen die Übergangswahrscheinlichkeit extrem klein (verglichen mit den üblichen Werten, etwa bei der Lichtemission atomarer Systeme) ist, spricht man von *metastabilen Zuständen*. Die große Lebensdauer dieser Zustände beruht meist auf Erhaltungssätzen, die Anlaß zu Auswahlregeln geben, nach denen dieser Übergang bezüglich einer bestimmten Wechselwirkung verboten, bezüglich einer anderen, schwächeren Wechselwirkung oder einer höheren Näherung der mathematischen Auswertung mit einer geringeren Übergangswahrscheinlichkeit aber zugelassen ist.

Gegenstand der statistischen Mechanik sind *Makrozustände*, die mikroskopisch nicht mehr scharf definiert sind, sondern in der Angabe einer Wahrscheinlichkeitsverteilung für diese (klassischen oder quantenmechanischen) Mikrozustände bestehen. In der klassischen Statistik handelt es sich um Phasenraumverteilungen; in der Quantenstatistik kann das System durch einen statistischen Operator oder Dichteoperator beschrieben werden. Ein makroskopisches System kann nach einer (für große Systeme sehr kleinen) Alterungszeit durch relativ wenige Parameter beschrieben werden, die zwar nicht zur mikroskopisch genauen Beschreibung des Systems ausreichen, aber dennoch sein makroskopisches Verhalten im Mittel, d. h. bis auf sehr kleine und im allgemeinen uninteressante Schwankungen, zu erfassen gestatten. Die phänomenologische Durchführung dieses Programms ist Gegenstand der Thermodynamik. Zur Festlegung des Zustands eines thermodynamischen Systems im Gleichgewicht dienen thermodynamische Parameter, wie Volumen, Druck, Temperatur, elektrische Polarisation und Magnetisierung. Diese selbst sowie Funktionen von ihnen sind → Zustandsgrößen. Ein Nichtgleichgewichtszustand kann dann mit thermodynamischen Mitteln beschrieben werden, wenn sich Untersysteme (räumliche Aufteilung oder schwach gekoppelte Teilsysteme, z. B. System der Kernspins und Restsystem) angeben lassen, von denen sich jedes für sich näherungsweise im Gleichgewicht befindet.

Zustandsänderung, häufig als *thermodynamischer*

Prozeß bezeichnet, Übergang einer Substanz von einem thermodynamischen Zustand in einen anderen. Allgemein liegt eine Z. vor, wenn ein System aus einem Zustand 1 – charakterisiert durch die thermodynamischen Parameter p_1, T_1, V_1, ... (Druck, Temperatur, Volumen, ...) – durch den Ablauf eines oder mehrerer thermodynamischer Prozesse in einen Zustand 2 – charakterisiert durch die thermodynamischen Parameter p_2, T_2, V_2, ... – übergeht. Die Z.en können nach verschiedenen Gesichtspunkten klassifiziert werden.

I) Man unterscheidet *reversible* Z.en und *irreversible* Z.en. Eine Z. ist reversibel, wenn sie umkehrbar ist, d. h., sie kann vorwärts und rückwärts durchgeführt werden, ohne Veränderungen in zusätzlichen thermodynamischen Systemen zu hinterlassen. Bei einer reversiblen Z. bleibt die Entropie des Gesamtsystems konstant. In der Natur verlaufen alle Makroprozesse (nicht aber die Mikroprozesse, z. B. Bewegung von Elektronen um den Atomkern) grundsätzlich irreversibel, z. B. der Temperaturausgleich zwischen zwei Körpern durch Wärmeleitung und die Durchmischung zweier Gase. Die reversible Z. ist deshalb eine Idealisierung, die nur genähert erreicht werden kann. Sie ist jedoch für theoretische Überlegungen von grundsätzlicher Bedeutung (→ Carnotscher Kreisprozeß). Eine reversible Z. darf nur Gleichgewichtszustände durchlaufen. Andererseits ist im Gleichgewicht keine Änderung mehr möglich. Es müssen daher immer Abweichungen vom Gleichgewicht auftreten, wenn die Z. in endlicher Zeit ablaufen soll. Ein thermodynamisches System befindet sich in guter Näherung im Gleichgewicht, wenn die Z. quasistatisch erfolgt.

II) Besonders übersichtlich ist die Einteilung nach Z.en, bei denen ein bestimmter thermodynamischer Parameter konstant bleibt.

1) Die *isotherme Z.* verläuft bei konstanter Temperatur (T = konst.). Sie läßt sich relativ leicht realisieren. Bei einer isothermen Z. in einem idealen Gas bleibt die innere Energie U konstant, und man erhält aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik bei Verwendung der Zustandsgleichung für das ideale Gas $W_{12} = A_{12} = p_1 V_1 \ln(V_2/V_1)$. Der → Carnotsche Kreisprozeß enthält z. B. zwei isotherme Z.en (→ Isotherme). Dabei bedeuten W_{12} und A_{12} die Änderung der Wärme bzw. der Arbeit bei einer Z. von 1 nach 2, p_1 und V_1 Druck und Volumen im Zustand 1 und V_2 das Volumen im Zustand 2.

2) Die *isobare Z.* verläuft bei konstantem Druck (p = konst., → Isobare).

3) Die *isochore Z.* verläuft bei konstantem Volumen (V = konst., → Isochore).

4) Die *adiabatische* Z. verläuft bei vollständiger Wärmedämmung, d. h. W = konst. (→ adiabatischer Prozeß). Geht die adiabatische Z. reversibel vor sich, so bleibt außerdem die Entropie S erhalten, d. h. S = konst., und es liegt eine *isentropische* Z. vor (→ Isentrope).

5) Die *isenthalpische* Z. verläuft bei konstanter Enthalpie H, d. h. H = konst. (→ Isenthalpe, → Joule-Thomson-Effekt).

6) Die *polytrope* Z. verläuft bei teilweisem Wärmeaustausch mit der Umgebung. Sie nimmt daher eine Mittelstellung zwischen der isothermen Z. (vollständiger Wärmeaustausch) und der adiabatischen Z. (kein Wärmeaustausch) ein (→ polytroper Prozeß).

Zustandsdiagramme, Sammelbezeichnung für alle Diagramme, die die thermodynamischen Eigenschaften ein- oder mehrkomponentiger Stoffe in ihren verschiedenen Phasen darstellen, z. B. p, V-Diagramm, p, T-Diagramm, T, s-Diagramm, Mollier-Diagramm, Siedediagramm, Schmelzdiagramm, i, S-Diagramm, i, p-Diagramm, i, T-Diagramm, i, x-Diagramm.

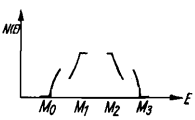
Zustandsdichte, $N(E)$, die Dichte der Zustände der Energie E eines Systems. Aus der → Bandstruktur kann man die Zustandsdichte eines Bandes berechnen:

$$N_\nu(E) = \sum_k \delta(E - E_\nu(\vec{k})) = \frac{\Omega}{4\pi^3} \int_{E_\nu(k)=E} \frac{dF}{|\nabla_k E_\nu(\vec{k})|}.$$

Die gesamte Zustandsdichte folgt aus $N(E) = \sum_\nu N_\nu(E)$. Dabei ist ν der Bandindex, $\vec{k}$ der reduzierte Ausbreitungsvektor und Ω das Kristallvolumen.

In der → Brillouin-Zone sind die Zustände eines Bandes gleichmäßig verteilt. Wesentliche Beiträge zur energetischen Z. kommen also aus solchen Bereichen der Brillouin-Zone, in denen das betreffende Band „flach" verläuft, $|\nabla_k E_\nu(\vec{k})|$ also klein ist. Ist $\nabla_k E_\nu(\vec{k}) = 0$, so liegt ein *kritischer Punkt* vor. Ist die Energie an einem kritischen Punkt nicht durch Bandentartung entartet, so kann man vier Arten von kritischen Punkten (Punkten stationärer Energie) unterscheiden, M_0, M_1, M_2 und M_3, je nachdem ob 0, 1, 2 oder 3 effektive Massen (d. h. Krümmungen der E- über $\vec{k}$-Fläche) negativ sind. M_0 ist ein Minimum, M_3 ein Maximum, und M_1 und M_2 sind Sattelpunkte. Die Z. zeigt in der Nähe jedes dieser kritischen Punkte einen charakteristischen Verlauf (Abb.). Für optische Interbandübergänge spielt die *kombinierte* oder *Interband-Zustandsdichte* eine Rolle. Sie gibt die Dichte der Zustandspaare an, deren $\vec{k}$-Vektoren übereinstimmen und deren Energiedifferenz einem vorgegebenen Wert E gleich ist:

$$N_{\nu\nu'}(E) = \sum_k \sigma(E - E_\nu(\vec{k}) - E_{\nu'}(\vec{k})).$$



Verlauf der Zustandsdichte $N(E)$ in der Nähe von kritischen Punkten M_0, M_1, M_2 und M_3

Definiert man durch $\nabla_k(E_\nu(\vec{k}) - E_{\nu'}(\vec{k})) = 0$ *kritische* Interbandpunkte, so hat die Interband-Zustandsdichte an diesen Punkten den in der Abb. gezeigten charakteristischen Verlauf.

Zustandsfunktion, → Zustandsgrößen, → Wellenfunktion.

Zustandsgleichung, Beziehung zwischen thermodynamischen Parametern. Die bekannteste Z. ist die thermische Z. Sie kann in der Form $f(T, V, p) = 0$ geschrieben werden. Dabei ist T die Temperatur, V das Volumen und p der Druck. Die kalorische Z. verknüpft die innere Energie U mit zwei unabhängigen thermodynamischen Parametern in der Form $U = U(T, V)$, $U = U(T, p)$ oder $U = U(p, V)$. Besonders übersichtlich wird im allgemeinen die thermische Z., wenn sie in reduzierten Zustandsgrößen geschrieben wird. Die thermische Z. nimmt dann die Gestalt $f(T/T_{kr}, p/p_{kr}, V/V_{kr}) = 0$ an, wobei T_{kr}, p_{kr}, V_{kr} kritische Temperatur, Druck und Volumen bedeuten. Aus dem 2. Hauptsatz der

Thermodynamik folgt eine Verknüpfung zwischen der thermischen und der kalorischen Z. in der Form

$$(\partial U/\partial V)_T = T(\partial p/\partial T)_V - p. \qquad (*)$$

Die thermischen und kalorischen Z.en der Gase werden mitunter auch als *Gasgesetze* bezeichnet.

A) Die *thermische Z.* $f(T, V, p) = 0$.

1) Das *ideale Gas* genügt der einfachsten Z., der → Clapeyronschen Z. Sie lautet $pV = nRT$, wobei n die Zahl der Mole und R die Gaskonstante bedeuten. Als Spezialfälle folgen aus dieser Z. das 1. Gay-Lussacsche Gesetz (p oder V = konst., → Gay-Lussacsche Gesetze) und das → Boyle-Mariottesche Gesetz (T = konst.).

2) Für *reale Gase* gibt es eine ganze Reihe thermischer Z.en, die sowohl theoretisch als auch empirisch und halbempirisch gewonnen wurden. Meist beschreibt eine Gleichung einen bestimmten Bereich oder bestimmte Eigenschaften besonders gut, z. B. das Verhalten bei hohen Drücken oder das Verhalten in der Nähe des Phasenumwandlungspunktes. Die gebräuchlichsten thermischen Z.en für reale Gase sind:

a) die → van-der-Waalssche Zustandsgleichung $(p + a/V^2)(V - b) = RT$. Hierbei sind a und b Konstanten.

b) die *Virialform* der thermischen Z. $pV = RT(1 + A/V + B/V^2 + C/V^3 + \cdots)$. Dabei sind A, B, C die temperaturabhängigen Virialkoeffizienten. Die Gleichung ist in Form einer Entwicklung nach $1/V$ dargestellt. Bei Kenntnis des Wechselwirkungspotentials der Gasatome können die ersten Virialkoeffizienten mit den Methoden der → Statistik systematisch berechnet werden. Neben der Entwicklung nach $1/V$ wird auch eine Entwicklung nach p verwendet. Mittels der Virialform ist eine theoretische systematische Verbesserung der Z. möglich. Eine spezielle Virialform ist die → Mayer-Bogoljubowsche Zustandsgleichung.

c) Die Berthelot-Gleichung

$$\left(p + \frac{a'}{V^2T}\right)(V - b) = RT$$

stellt eine Verbesserung der van-der-Waalsschen Z. dar; a' und b sind Konstanten.

d) Weitere thermische Z.en für reale Gase sind die → Clausiussche Zustandsgleichung, die → Beattie-Bridgman-Gleichung, die → Beckersche Zustandsgleichung, die → Dieterici-Gleichungen, die → Wohlsche Zustandsgleichung und die → Redlich-Kwongsche Zustandsgleichung.

3) Für *Flüssigkeiten* gibt es noch keine befriedigenden theoretischen Z.en. Für Abschätzungen werden die van-der-Waalssche Z. und die Virialform der Z. benutzt. Einfache Flüssigkeiten können nach der halbempirischen Eucken-schen Z. $p + A/V^3 = BT/V^3 + C/V^6$ beschrieben werden, wobei A, B, C empirische Konstanten sind.

Sind außer Druck, Temperatur und Volumen noch andere thermodynamische Parameter vorhanden, so treten weitere Z.en hinzu. Für magnetische Medien in einem Magnetfeld H muß zusätzlich die Z. $M = M(H, T)$ berücksichtigt werden (M = Magnetisierung), für elektrisch polarisierbare Medien im elektrischen Feld E entsprechend $P = P(E, T)$ (P = elektrische Polarisation).

B) *Die kalorische Z.* $U = U(T, V)$. Zunächst schreibt man das totale Differential der inneren Energie auf: $\mathrm{d}U = (\partial U/\partial T)_V\,\mathrm{d}T + (\partial U/\partial V)_T\,\mathrm{d}V$. Definitionsgemäß ist $(\partial U/\partial T)_V = C_V$ die Wärmekapazität bei einem konstantem Volumen. Gemäß Gleichung (*) erhält man für reale Gase, Flüssigkeiten und Festkörper aus der thermischen Z. der Form $p = p(T, V)$ in einfacher Weise $(\partial U/\partial V)_T$. Daher benötigt man zur Bestimmung der kalorischen Z. außer der thermischen Z. nur noch die Wärmekapazität C_V und muß dann noch integrieren. Speziell für ein ideales Gas folgt aus (*) $(\partial U/\partial V)_T = 0$, und damit wird $\mathrm{d}U = C_V\,\mathrm{d}T$ oder $U(T) = U_0 + C_V(T - T_0)$.

Für ein van-der-Waalssches Gas folgt aus der thermischen Z. und (*) $(\partial U/\partial V)_T = a/V^2$ und damit $U = U_0 + c_V(T - T_0) - a(1/V - 1/V_0)$.

C) Die *kanonische Z.* nach Planck stellt die Entropie S als Funktion des Volumens V und der inneren Energie U dar: $S = S(U, V)$.

Aus dem 1. und 2. Hauptsatz der Thermodynamik erhält man unmittelbar für das totale Differential der Entropie $\mathrm{d}S = T^{-1}(\mathrm{d}U + p\,\mathrm{d}V)$. Daraus folgt $(\partial S/\partial U)_V = 1/T$ und $(\partial S/\partial V)_U = p/T$. Bei gegebener Funktion $S(U, V)$ erhält man deshalb in einfacher Weise $p = p(U, V)$ und $T = T(U, V)$.

D) *dynamische Z.*, Gleichung über das Zeitverhalten von Zustandsgrößen, z. B. Druck und Dichte, die für sehr langsame Zustandsänderungen in die statische Z. übergeht.

E) → rheologische Zustandsgleichung, → Relaxationsströmungsgleichung.

Zustandsgrößen, 1) *Zustandsfunktionen*, thermodynamische Parameter, die von der Vorgeschichte des thermodynamischen Systems unabhängig und nur durch den Zustand im betrachteten Zeitpunkt gegeben sind. Z. sind insbesondere davon abhängig, auf welchem Wege bzw. durch welche thermodynamischen Prozesse ein bestimmter Zustand erreicht wurde. *Einfache Z.* sind z. B. Druck p, Volumen V und Temperatur T. Sie sind direkt meßbar. *Abgeleitete Z.* sind innere Energie U, Entropie S, freie Energie F, Enthalpie H u. a. Sie können aus der thermischen und kalorischen Zustandsgleichung bestimmt werden.

Die Wärme W und die Arbeit A in der Thermodynamik sind keine Z., da ihre Größen nicht nur durch den Zustand festgelegt sind, sondern auch entscheidend von dem Weg abhängen, auf dem der entsprechende Zustand erreicht wurde. Differentielle Änderungen von Z. sind durch ein totales Differential darstellbar, d. h., für eine beliebige Zustandsgröße L gilt stets $\oint \mathrm{d}L = 0$ (→ thermodynamisches Potential).

Reduzierte Z. sind dimensionslos und werden auf ihre kritischen Größen bezogen. Der reduzierte Druck p ist demnach p/p_{krit}, die reduzierte Temperatur $t = T/T_{\mathrm{krit}}$ usw. Dabei sind p_{krit} und T_{krit} Druck und Temperatur im kritischen Punkt. Thermodynamische Beziehung und Gleichungen mit reduzierten Z. sind in vielen Fällen von der Substanz unabhängig. Werden die Zustände verschiedener Substanzen

durch die gleichen reduzierten Z. festgelegt, so spricht man von *korrespondierenden Zuständen* (→ van-der-Waalssche Zustandsgleichung).

2) *Z. der Sterne*, → Stern.

Zustandsintegral, → Zustandssumme.

Zustandssumme, *Plancksche Zustandssumme*, in der Quantenstatistik die Summe $Z = \sum_n g_n \times$ $\times \exp(-E_n/kT)$, wobei E_n die Energie des n-ten Energieniveaus, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur und g_n das *statistische Gewicht* des n-ten Energiezustandes ist, das die Vielfachheit des Zustandes bei einer quantenmechanischen Entartung, d. h. die Zahl der Zustände mit der gleichen Energie E_n angibt. Die Z. läuft über alle Energiezustände des betrachteten Systems. Sie tritt zumeist als Normierungsnenner bei der Berechnung von Mittelwerten in der Gleichgewichtsstatistik auf. Da sie durch die Formel $F(T, V) = -kT \ln Z$ unmittelbar mit der thermodynamischen Zustandsfunktion freie Energie F verknüpft ist und sich aus F bzw. $\ln Z$ alle weiteren thermodynamischen Zustandsgrößen, z. B. die innere Energie $U = kT^2 \frac{\partial \ln Z}{\partial T}$ oder der Druck $p = kT \frac{\partial \ln Z}{\partial V}$ direkt berechnen lassen, ist die Z. die natürliche Ausgangsfunktion für die Berechnung thermodynamischer Eigenschaften von Systemen aus ihrem mikroskopischen Aufbau.

Für den harmonischen Oszillator mit den Energieniveaus $E_n = (n + 1/2)\,h\nu$, wobei ν die Oszillatorfrequenz und h das Plancksche Wirkungsquantum ist, läßt sich die Z. unmittelbar berechnen, da sie bis auf den konstanten Faktor $\exp(-h\nu/2)$ eine geometrische Reihe darstellt. Es ergibt sich

$$Z = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-(n+\frac{1}{2})h\nu/kT} =$$

$$= e^{-h\nu/2kT} \frac{1}{1 - e^{-h\nu/(kT)}} = (1/2) \sin h\left(\frac{h\nu}{2kT}\right).$$

Beim Grenzübergang zur klassischen Beschreibung erhält man aus der Z. das *Zustandsintegral* $Z =$

$$= \frac{1}{N!h^f} \int\int \cdots \int \exp\left(-\frac{E(q_1, p_1, \ldots, q_f, p_f)}{kT}\right) \times$$

$$\times \, dq_1 \, dp_1 \ldots dq_f \, dp_f,$$

wobei f die Zahl der Freiheitsgrade und q_l und p_l die Koordinaten im f-dimensionalen Phasenraum des betrachteten Systems sind und die Integration über alle physikalisch möglichen Orts- und Impulswerte q_l bzw. p_l läuft. Der Normierungsfaktor $1/h^f$, der sichert, daß Z dimensionslos ist, wird durch die Deutung der Quantenzustände als Phasenzellen mit dem Volumen $1/h^f$ geliefert. Der Faktor $1/N!$, wobei N die Anzahl der (gleichartigen) Teilchen des Systems ist, kommt durch die quantenmechanische Nichtunterscheidbarkeit identischer Teilchen zustande. Nur die Berücksichtigung dieses Faktors liefert die richtige Abhängigkeit der Entropie und anderer thermodynamischer Größen von der Teilchenzahl. Die obige Form des Zustandsintegrals mit Berücksichtigung des Faktors $1/N!$ wird deshalb auch als *quantenmechanisch korrigiertes Zustandsintegral* bezeichnet.

Beispielsweise erhält man für ein ideales Gas aus N Molekülen, von denen jedes drei Freiheitsgrade hat, $Z = (2\pi mkT)^{3N/2} V^N / h^{3N} N!$. Die Berechnung des Druckes nach obiger Formel liefert unmittelbar den statistischen Beweis der Zustandsgleichung des idealen Gases.

Zustandsvektor, → Wellenfunktion 2).

Zuverlässigkeit, die Eigenschaft eines Bauelements oder eines Systems, z. B. eines Gerätes, eines Übertragungskanals, einer Anlage oder auch eines Organismus, den an sie gestellten Erwartungen in einer großen Anzahl von Fällen zu genügen. Die anderen Fälle werden zur *Ausfallrate* gerechnet, z. B. das Versagen eines Transistors oder das falsche Ergebnis eines Rechenautomaten. Da die Ursachen für Ausfälle meist durch eine Analyse nicht erfaßt werden können, werden die Z. und die Ausfallrate über ihre Häufigkeiten als Wahrscheinlichkeiten angegeben und in der Praxis als Toleranzen vorgeschrieben.

Eine hohe Z. ist besonders bei der Automatisierung von ausschlaggebender Wichtigkeit, da die ohne Zwischenschaltung des Menschen arbeitenden Automaten durch Fehlleistungen den gesamten Vorteil der Automatisierung wieder zunichte machen können.

Zuverlässigkeitsfaktor, svw. R-Faktor.

Zuverlässigkeitstheorie, Theorie zur Beurteilung und Berechnung der Zuverlässigkeit von Systemen, hauptsächlich die Zuverlässigkeit eines Gesamtsystems in Abhängigkeit von derjenigen seiner Teilsysteme. Die binären Zuverlässigkeitsvariablen S für das Gesamtsystem und S_l für die Teilsysteme, können nur die Werte 0 und 1 annehmen. Die Zuverlässigkeitsstruktur des Gesamtsystems wird dann durch eine Schaltfunktion $S = f(S_1, S_2, \ldots, S_n)$ beschrieben. Im einfachsten Fall verlieren die Teilsysteme unabhängig voneinander ihre Zuverlässigkeit. Ist dann p_l die Wahrscheinlichkeit dafür, daß $S_l = 1$ und p die Wahrscheinlichkeit für $S = 1$, so existiert eine Interpolationsfunktion $p = g(p_1, p_2, \ldots, p_n)$ zur Schaltfunktion f, die auf den Eckpunkten $S_l = 0$ bzw. 1 des n-dimensionalen Kubus die gleiche Werteverteilung wie f hat und in inneren Punkten des Kubus sich als Polynom niedrigsten Grades durch Interpolation ergibt. Im allgemeinen Fall bestimmt die Belegung $(S_1, S_2, \ldots, S_n)$ den Zuverlässigkeitszustand des Gesamtsystems. Er tritt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit $p_{S_1 S_2 \ldots S_n}$ auf. Mit einer gewissen Übergangswahrscheinlichkeit $p_{S_1 S_2 \ldots S_n / S_1' S_2' \ldots S_n'}$ geht in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen der Zuverlässigkeitszustand $(S_1, S_2, \ldots, S_n)$ in $(S_1', S_2', \ldots, S_n')$ über.

Die Behandlung der Änderungen der Systemzuverlässigkeit von diesem allgemeineren Standpunkt aus wird von der Theorie der Markowschen Ketten beherrscht.

Wird mit τ der Zeitpunkt des ersten Ausfalls nach Inbetriebnahme des Systems bezeichnet, so ist die Zuverlässigkeitsfunktion $P(t) = p(\tau > t)$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der erste Ausfall später als t erfolgt. Die Ausfallsintensität $\lambda(t)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, daß bis zum Zeitpunkt t kein Ausfall er-

folgte und daß es im Intervall $[t, t + \Delta t]$ zum ersten Ausfall kommt. Es besteht die Beziehung $\lambda(t) = -P'(t)/P(t)$.

Die mittlere ausfallsfreie Zeit T_0 ist der Mittelwert der zufällig auftretenden Ausfallszeiten, hierfür erhält man $T_0 = \int_0^\infty P(t)\,dt$. Charakteristisch für die meisten Ausfallsprozesse ist folgender qualitativer Verlauf der Ausfallsintensität: Für kleine t nimmt die Ausfallsintensität $\lambda(t)$ zunächst ab, weil die Frühausfälle allmählich überwunden werden.

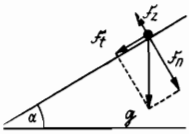
Es folgt die Periode normaler Arbeit mit $\lambda(t) \approx \lambda_0$. Die dritte Periode, die Alterungsperiode, ist durch ein Ansteigen der Ausfallsintensität gekennzeichnet.

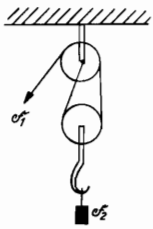
Die Zuverlässigkeitstheorie hat viele Berührungsstellen mit der Bedienungstheorie und der Empfindlichkeitstheorie.

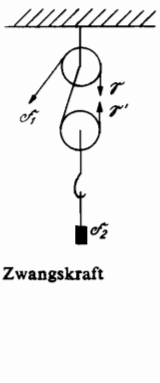
Zuwachsfaktor, → Aufbaufaktor.

Zwang, svw. Zwangskraft.

Zwangskraft, *Zwang, Reaktionskraft, Führungskraft,* die bei der Bindung eines Massepunktes an eine bestimmte Fläche oder Kurve im Raum vom Führungsmechanismus aufzubringende Kraft. Beispielsweise tritt beim Rollen einer Kugel auf einem waagerechten Tisch eine der Schwerkraft entgegengerichtete, betragsmäßig gleich große Z. auf, die jene kompensiert und die Bewegung auf die Tischebene bindet. Die Z. steht immer senkrecht auf der Fläche oder Kurve, an die die Bewegung gebunden ist; sie kann daher bei starren, unveränderlichen Bindungen keine Arbeit leisten. Auf einer schiefen Ebene oder der Fallrinne bleibt eine zur Fläche bzw. Kurve tangentiale Komponente der Kraft unkompensiert, die die Bewegungsänderung hervorruft (Abb. 1). Das Gewicht $\vec{G}$ des Massepunktes wird demzufolge zerlegt in die tangentiale Komponente $\vec{F}_t$ und die Normalkomponente $\vec{F}_n$: $\vec{G} = \vec{F}_t + \vec{F}_n$; $\vec{F}_n$ wird durch die Z. $\vec{F}_z$ kompensiert, während $\vec{F}_t = \vec{G} + \vec{F}_z$ die *bewegende Kraft* ist; $\vec{F}_n = -\vec{F}_z$ wird auch *verlorene Kraft* genannt. Die Newtonsche Bewegungsgleichung des Massepunktes der Masse m lautet daher $m\ddot{\vec{r}} = \vec{F}_t$, wobei $\vec{r}$ die zweite zeitliche Ableitung des Ortsvektors ist.







Zwangskraft

Bei einem Massepunktsystem können neben den Bindungen der einzelnen Massepunkte an Flächen oder Kurven noch zusätzliche Bindungen der Massepunkte untereinander auftreten, die zu inneren Zwangskräften führen. Beispielsweise führt Zug oder Druck auf einen starren Körper zu sich paarweise kompensierenden Spannungen innerhalb des Körpers.

Die Ermittlung innerer Zwangskräfte kann mit Hilfe des *Befreiungsprinzips von Lagrange* erfolgen, indem man jeweils eine der Bindungen aufhebt, so daß die zugehörige Z. zu einer eingeprägten Kraft wird und bei den nun erlaubten virtuellen Verrückungen ihres Angriffspunktes virtuelle Arbeit leistet. Beim Flaschenzug ist dies sehr anschaulich zu sehen (Abb. 2). Wird an irgendeiner Stelle das Seil zerschnitten (Aufheben der Bindung) und das Gleichgewicht zwischen der Kraft $\vec{F}_1$ und der Last $\vec{F}_2$ durch den Seilspannungen äquivalente Kräfte $\vec{S}$ und $\vec{S}'$ wieder hergestellt (Abb. 3), für die $\vec{S}' = -\vec{S}$ gilt, so ist das System als Ganzes wieder im Gleichgewicht. Eine virtuelle Verrückung von $\vec{F}_1$ um $\delta\vec{p}$ und $\vec{S}$ um $\delta\vec{s}$ ist nur möglich, wenn $\delta\vec{s} = \delta\vec{p}$ ist. Auf Grund des Prinzips der virtuellen Arbeit ist dann aber $(\vec{F}_1 - \vec{S})\,\delta\vec{p} = 0$ und daher $\vec{S} = \vec{F}_1$, d. h., die Seilspannung stimmt mit der am Flaschenzug angreifenden Kraft $\vec{F}_1$ überein.

Die Behandlung von Massepunktsystemen mit Hilfe des Begriffs der Z. und deren explizite Bestimmung erfolgt durch die Lagrangeschen Gleichungen 1. Art; die Tatsache, daß Zwangskräfte keine Arbeit verrichten, wird beim Prinzip der virtuellen Arbeit ausgenutzt.

zweiäugiges Sehen, → stereoskopisches Sehen.

zweidimensionale Supraleiter, → Exzitonen-Mechanismus der Supraleitfähigkeit.

Zweielektronenproblem, Berechnung der Wellenfunktionen und Energieeigenwerte für die stationären Zustände zweier Elektronen im Feld eines Atomkerns mit der Ordnungszahl (Kernladungszahl) Z. Für $Z = 2$ liefert das Z. die Theorie des Heliumatoms (→ Helium-Linienspektrum), für $Z > 2$ die der entsprechenden Ionen. Die Struktur des Termschemas wird wesentlich von der Austauschwechselwirkung bestimmt. Wegen der Antisymmetrie des räumlichen Anteils der Wellenfunktion weichen sich beide Elektronen in Triplett-Zuständen gegenseitig aus, während sie sich in Singulett-Zuständen bevorzugt benachbart aufhalten. Daher ist die stets positive Coulomb-Energie in Triplett-Zuständen kleiner als in entsprechenden Singulett-Zuständen. Diesen Effekt liefert bereits das → Hartree-Fock-Verfahren; wesentlich genauere Ergebnisse erhält man allerdings mit dem → Ritzschen Verfahren, das fast ausschließlich bei Z.en verwendet wird. Bei kleiner Ordnungszahl, z. B. bei Helium, übertrifft die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Feinstruktur stellt daher eine kleine Korrektur dar, es gilt die Russell-Saunders-Kopplung.

Zweierstoß, → Stoß.

Zweierstoßrekombination, → Rekombination 1).

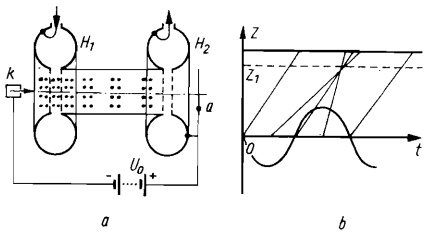
Zweifachbindung, eine → Mehrfachbindung.

Zweiflüssigkeitsmodell, → Supraflüssigkeit.

Zweiflüssigkeitsmodell der Supraleitfähigkeit, → Gorter-Casimir-Zweiflüssigkeitsmodell.

Zweikammerklystron, eine Triftröhre zur Verstärkung von Schwingungen im GHz-Bereich. Die aus der Katode k austretenden Elektronen werden durch eine Gleichspannung U_0 beschleunigt. Auf der Strecke zwischen den Gittern des toroidförmigen Hohlraumresonators H_1, dem die zu verstärkende hochfrequente Wechselspannung zugeleitet wird, sind die Elektronen einem longitudinalen Wechselfeld ausgesetzt. Da die Spannung je nach ihrem Momentanwert bremsend oder beschleunigend auf die Elektronen wirkt, wird der Elektronenstrom geschwindigkeitsmoduliert. Im Laufraum verwandelt sich der geschwindigkeitsmodulierte Elektronenstrom in einen dichtemodulierten: Schnelle Elektronen holen langsamere ein, wodurch eine periodische Schwankung der Elektronendichte zustande kommt. Die durch das Gitter des Hohlraumresonators H_2 hindurchtretenden Elektronen fachen dort durch Influenz eine Schwingung an. Die in H_1 zugeführte Wechselspannung kann somit verstärkt aus H_2 entnommen werden.

Die Umwandlung der Geschwindigkeitsmodulation in eine Dichtemodulation des Elektronenstroms wird in der Abb. b verdeutlicht. Es sind



a b

Zweikammerklystron: *a* Schema, *b* Elektronenfahrplan bei sinusförmiger Modulation der Anfangsgeschwindigkeit

die Weg-Zeit-Diagramme nacheinander startender Elektronen und der Zeitverlauf der hochfrequenten Schwingung angegeben. Man sieht, daß an der Stelle z_1 eine Paketierung der Elektronen eintritt. Eine technische Ausführung des Z.s liefert z. B. eine HF-Leistung von 1 kW bei 10 GHz. Noch größere Leistungen und höhere Verstärkungen lassen sich erzielen, indem man in den Triftraum weitere Kreise einfügt. Diese Mehrkreisklystrons dienen unter anderem als Fernsehsenderöhren im Band IV und V.

Zwei-Komponenten-Theorie des Neutrinos, → Weyl-Gleichung.

Zweikörperpotential, Potential, das zwischen zwei Körpern wirkt und die Wirkung unter Umständen vorhandener anderer Körper nicht berücksichtigt.

Zweikörperproblem, Problem der Bewegung eines Systems zweier als Massepunkte mit den Massen m_1 und m_2 idealisierter Körper oder Teilchen unter dem alleinigen Einfluß ihrer gegenseitigen Wechselwirkung. Die freie Bewegung des Schwerpunktes läßt sich von der relativen Bewegung der beiden Massepunkte separieren; legt man den Ursprung O des Bezugssystems in den Schwerpunkt (Abb. 1 u. 2) des Systems, so ergibt sich $\vec{r}_1 = -m_2\vec{r}/(m_1 + m_2)$ und $\vec{r}_2 = m_1\vec{r}/(m_1 + m_2)$ mit dem Vektor $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ der Relativbewegung beider Teilchen. Dabei reduziert sich das Z. auf die Bestimmung der Bewegung eines fiktiven Teilchens mit dem Ortsvektor $\vec{r}$ und der *reduzierten Masse* $m = m_1m_2/(m_1 + m_2)$ unter dem Einfluß der auf das Teilchen 1 wirkenden Kraft $\vec{F} = F\vec{r}/r$.

Von besonderem Interesse ist die Bewegung zweier Massepunkte unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen gravitativen Anziehung (*Z. der Himmelsmechanik*, → Kepler-Bewegung) oder der Coulombschen Anziehung bzw. Abstoßung zweier geladener Teilchen. In diesen Fällen entspricht die zeitliche Änderung des Relativvektors $\vec{r}$ einer → Zentralbewegung, für die Energie- und Drehimpulssatz gelten.

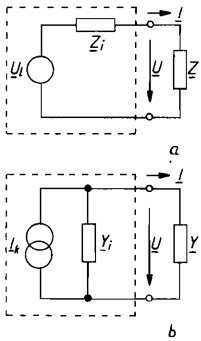
Das Z. der allgemeinen Relativitätstheorie ist nicht in geschlossener Form lösbar. In erster Näherung ergibt sich die Kepler-Bewegung der Newtonschen Mechanik, in 2. Näherung folgt eine Drehung der großen Halbachse *a* der Ellipsenbahnen der Himmelskörper (→ Perihelbewegung).

Zweikreissystem, → Reaktor 4.2).

Zweiphasengebiet, Gebiet in Zustandsdiagrammen, z. B. im → Schmelzdiagramm und → Siedediagramm, in dem zwei Phasen koexistieren.

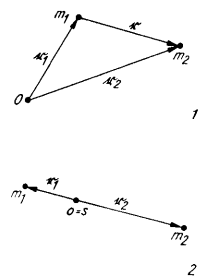
Zweipol, Bezeichnung für jedes elektrische Netzwerk mit zwei von außen zugänglichen Anschlußklemmen. Man unterscheidet aktive und passive Z.e. *Aktive Z.e* enthalten im Innern Strom- oder Spannungsquellen. *Passive Z.e* enthalten im Innern keine Energiequellen, sondern nur ohmsche Widerstände, Induktivitäten und Kapazitäten. Von einem *linearen Z.* spricht man, wenn der Z. nur Schaltelemente enthält, bei denen Proportionalität zwischen den Strömen und Spannungen herrscht.

Jeder lineare aktive Z., der eine beliebige Zahl von elektromotorischen Kräften in seinem Innern enthält, läßt sich durch eine Ersatzspannungsquelle mit dem Innenwiderstand $\underline{Z}_i$ darstellen. Diese Spannung, die auch als Urspannung bezeichnet wird, entspricht der Leerlaufausgangsspannung $\underline{U}_L$. Die Eigenschaften eines solchen aktiven Z.s lassen sich vollständig durch die Messung der Ausgangsspannung $\underline{U}_L$ bei Leerlauf und durch die Messung des Ausgangsstromes $\underline{I}_k$ bei Kurzschluß erfassen.



Ersatzschaltbilder eines aktiven Zweipols: *a* Spannungsquellenersatzschaltbild, *b* Stromquellenersatzschaltbild

Das entsprechende Ersatzschaltbild ist in der Abb. a angegeben. Daneben läßt sich jeder aktive Z. durch eine Ersatzstromquelle mit dem Urstrom $\underline{I}_k$ und durch einen parallel zu ihr liegenden inneren Leitwert $\underline{Y}_i$ darstellen (Abb. b). Im Spannungsquellenersatzschaltbild ist der Widerstand $\underline{Z}_i = \dfrac{\underline{U}_L}{\underline{I}_k}$, die am äußeren Belastungswiderstand entstehende Spannung $\underline{U} = \underline{U}_L \cdot \dfrac{\underline{Z}}{\underline{Z}_i + \underline{Z}}$ und der durch den Belastungswiderstand fließende Strom $\underline{I} = \dfrac{\underline{U}_L}{\underline{Z} + \underline{Z}_i}$. Das Stromquellenersatzschaltbild enthält einen inneren Leitwert der Größe $\underline{Y}_i = \dfrac{\underline{I}_k}{\underline{U}_L}$. Die am äußeren Belastungsleitwert $\underline{Y}$ entstehende Spannung ist $\underline{U} = \dfrac{\underline{I}_k}{\underline{Y}_i + \underline{Y}}$ und der durch den äußeren Leitwert fließende Strom $\underline{I} = \underline{I}_k \cdot \dfrac{\underline{Y}}{\underline{Y} + \underline{Y}_i}$.



Zweikörperproblem

Zweipunktfunktion, → Ausbreitungsfunktion.

Zweischalenfehler, → Abbildungsfehler.

zweiseitige Bindung, → Bindung.

Zweistandentfernungsmesser, → Entfernungsmesser.

Zweistärkenglas, → Augenoptik.

Zweistoffsystem, svw. binäres → System.

Zweistromturbine, → Strahltriebwerk.

Zweistrom-Turbinen-Luftstrahltriebwerk, → Strahltriebwerk.

zweite kosmische Geschwindigkeit, → Fall.

zweite Quantisierung, → Quantisierung.

zweiter Schall, engl. *second sound*, Bezeichnung für ungedämpfte Temperaturwellen, die mit Dichteschwingungen des *Phononengases* verbunden sind. Der z. S. kann durch Anlegen einer ihre Temperatur periodisch ändernden äußeren Wärmequelle erzeugt werden. Ein Temperaturgradient breitet sich nicht mittels eines Diffusionsprozesses — wie bei der gewöhnlichen Wärmeleitung infolge der anharmonischen Phononenprozesse — aus, sondern in Wellenform mit einer charakteristischen Geschwindigkeit. Der z. S. tritt neben dem gewöhnlichen Schall

Zwei-Triplett-Modell

im suprafluiden Helium He-II auf. Im Rahmen des Zweiflüssigkeitsmodells für Helium II, bei dem eine normale und suprafluide Komponente mit den Dichten ϱ_n und ϱ_s unterschieden wird, läßt sich der z. S. in erster Näherung durch *gegenphasige* Sinusschwingungen der Dichtekomponenten ϱ_n und ϱ_s erklären; dabei bleibt die Gesamtmassedichte $\varrho = \varrho_n + \varrho_s$ räumlich konstant, d. h., es können keine Schallwellen auftreten. Jedoch entsteht eine sinusförmige Schwingung der Entropie s je Masseeinheit, weil die suprafluide Komponente im Gegensatz zur Normalkomponente keine Entropie transportiert. Umgekehrt kann durch lokale Temperaturänderung ein Entropiegradient erzeugt und eine gegenphasige Schwingungsmode der beiden Komponenten angeregt werden. Für Temperaturen $0 \neq T < T_\lambda$ (Temperatur des λ-Punktes) gelten die gekoppelten Wellengleichungen

$$\begin{aligned} \nabla^2\varrho - \frac{1}{c_1^2}\frac{\partial^2\varrho}{\partial t^2} + \gamma_1\nabla^2 T = 0 \\ \nabla^2 T - \frac{1}{c_2^2}\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \gamma_2\frac{\partial^2\varrho}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \qquad (1)$$

mit den Geschwindigkeiten der Masseschwingungen $c_1 = 1/\sqrt{(\partial p/\partial\varrho)_T}$, des zweiten Schalls $c_2 = \sqrt{\dfrac{s^2\varrho_s}{\varrho\varrho_n(\partial s/\partial T)_\varrho}}$ und den Koeffizienten $\gamma_1 = -\left(\dfrac{\partial\varrho}{\partial T}\right)_p$ (proportional zum Wärmeausdehnungskoeffizienten),

$$\gamma_2 = \frac{\varrho_n}{s\varrho_s}\left[1 - \frac{\varrho}{s}\left(\frac{\partial s}{\partial\varrho}\right)_T\right].$$

Hierbei bedeutet p den Druck. Bei Annäherung an den absoluten Nullpunkt $T \to 0$ werden die Gleichungen (1) wegen $\gamma_1 \to 0$, $\gamma_2 \to 0$ entkoppelt, und für die Schallgeschwindigkeiten gilt $c_1 \to c_0$, $c_2 \to c_0/\sqrt{3}$, wobei $c_0 \approx 235\ \mathrm{ms}^{-1}$ die Geschwindigkeit des gewöhnlichen Schalls in Helium ist.

Zwei-Triplett-Modell, → Quarkmodell.

Zwergstern, → Hertzsprung-Russell-Diagramm.

Zwielichtsehen, → Adaptation.

Zwilling, fester Körper, der aus zwei Einkristallen (Zwillingsindividuen) derselben Kristallart in bestimmter relativer Orientierung besteht. Es gibt mindestens zwei, eine Netzebene aufspannende Gittergeraden des einen Individuums, zu denen im anderen Individuum die entsprechenden Gittergeraden parallel oder antiparallel liegen. Sind alle einander entsprechenden Gittergeraden der beiden Individuen zueinander parallel, so spricht man von einer *Parallelverwachsung*. Sind Einkristalle in drei oder mehr verschiedenen Orientierungen verwachsen, so spricht man von *Drillingen* oder *Vielligen*. *Polysynthetische Verzwillingung* liegt vor, wenn in relativ kurzen Abständen verschieden orientierte Zwillingsindividuen aufeinanderfolgen. Zur Charakterisierung einer Zwillingsbildung gibt man eine Punktsymmetrieoperation an, das *Zwillingsgesetz*, das ein Zwillingsindividuum in die Orientierung eines benachbarten Individuums überführt. Ist der Einkristall monoklin oder höher symmetrisch, so läßt sich eine bestimmte Zwillingsbildung durch verschiedene Punktsymmetrieoperationen; beschreiben man wählt Drehung um eine solche Achse oder Spiegelung an einer solchen Ebene, die einfache, ganzzahlige Indizes haben. Z.e können beim Wachstum von Kristallen (*Wachstumszwillinge*) oder in polykristallinen Materialien, besonders in Metallen, bei mechanischer Beanspruchung entstehen (*Deformationszwillinge*). Bei den Wachstumszwillingen unterscheidet man *Berührungszwillinge*, wenn sie eine Ebene gemeinsam haben, und *Durchdringungszwillinge*, wenn sie sich gegenseitig durchdringen.

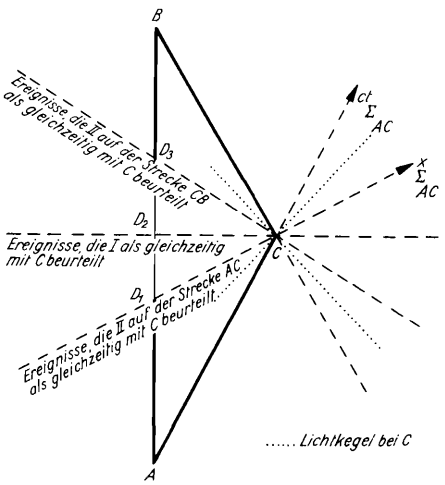
Ursachen der Bildung von Wachstumszwillingen können insbesondere sein: 1) Umwandlung einer höher symmetrischen Modifikation in eine verwandte niedriger symmetrische. Da es in bezug auf die Ausgangsmodifikation mindestens zwei symmetrieäquivalente Orientierungen der niedriger symmetrischen Modifikation gibt, entstehen Z.e, wenn die Umwandlung gleichzeitig von mehreren Keimen aus erfolgt. 2) Aufbau der Kristallstruktur aus geometrisch definierten Schichten derart, daß es partielle Deckoperationen gibt, die jeweils eine Schicht mit einer anderen Schicht oder mit sich selbst zur Deckung bringen, jedoch nicht Deckoperationen der ganzen Struktur sind. Dann können zwei Zwillingsindividuen so verwachsen sein, daß eine ihnen gemeinsame Grenzschicht sowohl dem Kristallbau des einen wie dem des anderen Individuums entspricht. Derartige Verhältnisse liegen bei *OD-Strukturen* (→ Kristall) vor.

Genügt die Geometrie der Atomanordnung den unter 2) angegebenen Bedingungen, so gibt es für jede Schicht mindestens zwei verschiedene Lagen, von denen jede zusammen mit der unmittelbar vorangegangenen Schicht einem anderen Zwillingsindividuum entspricht. Sind diese verschiedenen Lagen einander translationsäquivalent, so können sich Schichten bei mechanischer Belastung durch Scherkräfte so gegeneinander verschieben, daß aus einem Einkristall ein Z. entsteht. Dies ist z. B. die Erklärung für die Entstehung von Deformationszwillingen von Metallen mit kubisch dichter Kugelpackung (z. B. Kupfer).

Zwillingsparadoxon, *Uhrenparadoxon*, Beispiel zur Auswirkung der Zeitdilatation nach der speziellen Relativitätstheorie. Bei einem oft gemachten Fehler in der Errechnung der → Zeitdilatation liefert dieses Beispiel einen scheinbaren logischen Widerspruch in der Aussage der Zeitdilatation.

Zwei Beobachter bewegen sich von einem Weltpunkt A (Ereignis des gemeinsamen Aufbruchs) zum Weltpunkt B (Ereignis der gemeinsamen Ankunft), wie in der Abbildung skizziert ist. Beobachter I bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit von A nach B. Beobachter II nimmt einen Umweg über C. Die Bewegung von A nach C und die von C nach B erfolgt ebenfalls mit konstanter Geschwindigkeit, die in C geändert wird. Relativ zum Beobachter I ist Beobachter II ständig in Bewegung. Auf Grund der Zeitdilatation geht deshalb die Uhr von II langsamer als die von I.

Der Beobachter I ist am Treffpunkt B schneller gealtert als II, seine Uhr zeigt eine spätere Zeit an als die von II, wenn beide bei A den gleichen Stand hatten.



Beispiel zur Auswirkung der Zeitdilatation

Paradoxerweise scheint es nun möglich, genau das Gegenteil auf Grund des Standpunktes von Beobachter II festzustellen. Relativ zu II bewegt sich ja auch I ständig, seine Uhr sollte also gegenüber der Uhr von II nachgehen, was sich am Treffpunkt B zeigen müßte. Am Treffpunkt B kann die Kontrolle aber nur ein Ergebnis liefern. Auf dem Standpunkt von II läßt sich aber die Zeitdilatation nicht so ohne weiteres anwenden, denn in der Formel für die Zeitdilatation steht: $d\tau = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \cdot dt$; τ ist die Eigenzeit des bewegten Körpers; t ist die Zeit im Inertialsystem. Die Zeit des Beobachters II ist aber nicht die Zeitkoordinate eines Inertialsystems, da sich II nicht mit konstanter Geschwindigkeit von A nach B bewegt. Inertial bewegt sich II nur auf den Teilstrecken $\overline{AC}$ und $\overline{CB}$.

Die Zeitdilatation, die II auf diesen Teilstücken feststellt, betrifft nicht den ganzen Weg des Beobachters I, sondern nur einen Teil davon. Die Zeitdilatation liefert folgendes: Gemessen an der Eigenzeit gilt $\overline{AD_2} > \overline{AC}$ und $\overline{D_2B} > \overline{CB}$ (Beobachtung von I), also $\overline{AB} > \overline{AC} + \overline{CB}$. Beobachter II dagegen findet wegen der → Relativität der Gleichzeitigkeit $\overline{AC} > \overline{AD_1}$ und $\overline{CB} > \overline{D_3B}$, also $\overline{AD_1} + \overline{D_3B} < \overline{AC} + \overline{CB}$.

Das ist aber kein Widerspruch mehr zur Beobachtung von I. Der Fehler in der paradoxen Formulierung liegt also darin, daß bei der Formulierung der Beobachtung von II die Auslassung der Strecke $\overline{D_1D_3}$ nicht erwähnt bzw. nicht beachtet wird.

Die Feststellung $\overline{AB} > \overline{AC} + \overline{CB}$ ist identisch mit der Dreiecksungleichung im → Minkowski-Raum.

Das Z. ist ein speziell-relativistischer Effekt und hat mit dem Gravitationsfeld nichts zu tun. Im Gravitationsfeld gelten die geschilderten Verhältnisse nur lokal, insbesondere sind zeitartige Geodäten, die Weltlinien unbeschleunigter Beobachter, nur stückweise echte Maxima der Eigenzeit und auch nur Maxima bezüglich lokaler Änderungen des Kurvenverlaufs. Im Gravitationsfeld wird der Uhrengang durch die Einsteinsche Frequenzverschiebung wesentlich beeinflußt.

Zwischenbandmoden, → lokalisierte Gitterschwingungen.

Zwischenbandstreuung, svw. Interbandstreuung.

Zwischenbasisschaltung, eine Elektronenröhrenschaltung, deren Eingangswiderstand zwischen dem hohen Eingangswiderstand der Katodenbasisschaltung und dem niedrigen Eingangswiderstand der Gitterbasisschaltung liegt. Kennzeichnend für die Z. ist, daß weder die Katode noch das Gitter geerdet ist, sondern daß der Erdanschluß an einer Anzapfung des zwischen Gitter und Katode liegenden Schwingkreises erfolgt. Durch die Wahl des Anzapfungspunktes kann der Eingangswiderstand auf einen gewünschten Wert zwischen dem hohen Wert der Katodenbasisschaltung und dem niedrigen Wert der Gitterbasisschaltung eingestellt werden.

Zwischenbürstenverstärker, svw. Amplidyne.

Zwischenfrequenzverstärker, *ZF-Verstärker*, ein → Verstärker zur Verstärkung der bei der Überlagerung zweier beliebiger Frequenzen ω und ω_0 an einem nichtlinearen Schaltelement entstehenden Kombinationsfrequenzen $\omega \pm \omega_0$ (Zwischenfrequenzen). Z. sind meist Resonanzverstärker, mit denen neben einem hohen Verstärkungsgrad eine gute Selektion realisiert werden kann. Angewandt werden die Z. z. B. in den Überlagerungsempfängern. Die konstante Zwischenfrequenz wird bei diesen durch den Gleichlauf zwischen variabler Oszillatorfrequenz und Empfangsfrequenz erzeugt.

Zwischengitterplätze, Lücken in den Kugelpackungen der Kristalle zwischen den regulär besetzten Gitterpunkten. Die Z. sind gewöhnlich unbesetzt. Befindet sich ein Atom oder Ion auf einem Zwischengitterplatz, so bezeichnet man die Fehlstelle als *Zwischengitteratom* oder *Zwischengitterion* (→ Eigenfehlstellen). Meist gibt es verschiedene, energetisch nicht gleichwertige Möglichkeiten, Atome in einem Kristall auf Z.n einzubauen, z. B. der raumzentrierte Einbau in einem flächenzentrierten Kristall und die aufgespaltene Konfiguration (*Hantellage*, *Zwischengitterpaar*), bei der sich zwei Atome einen regulären Gitterplatz teilen.

Zwischenkern, → Compoundzustand.

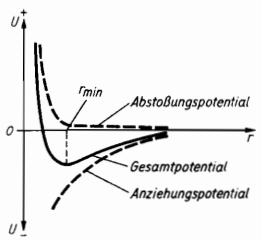
zwischenmolekulare Kräfte, *Molekularkräfte*, Anziehungs- und Abstoßungskräfte, die zwischen valenzmäßig abgesättigten Molekülen wirksam werden. Die Anziehungskräfte werden auch als *van-der-Waalssche Kräfte* bezeichnet und vor allem durch den Dipoleffekt, den Induktionseffekt und den Dispersionseffekt hervorgerufen. Sie sind die Ursache für das abweichende Verhalten realer Gase vom idealen Gaszustand.

Der *Dipol-* oder *Richteffekt* beruht auf der Wirkung von Orientierungskräften zwischen zwei permanenten Dipolen. Für zwei Dipole $\vec{\mu}_1$ und $\vec{\mu}_2$, die sich in einem Abstand r voneinander befinden, ergibt sich bei Berücksichtigung der Wärmebewegung unter der Voraussetzung $\frac{\vec{\mu}_1\vec{\mu}_2}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \ll kT$ eine mittlere Wechselwirkungsenergie $U_{\text{Dipol}} = -\frac{2}{3}\frac{\vec{\mu}_1^2\vec{\mu}_2^2}{16\pi^2\varepsilon_0^2 r^6} \cdot \frac{1}{kT}$. Wegen der auch bei dipollosen Molekülen und bei höheren

Temperaturen erheblichen Anziehungskräfte fügte Debye noch die Wechselwirkungsenergie hinzu, die durch die Anziehung zwischen einem permanenten Dipol und dem infolge der Deformierbarkeit der Ladungen in Nachbarmolekülen induzierten Momente zustande kommt (*Induktionseffekt*). Haben beide Moleküle die gleiche Polarisierbarkeit α und das gleiche Dipolmoment $\vec{\mu}$, so ergibt sich für den Mittelwert der Wechselwirkungsenergie der Ausdruck $U_{\text{Ind.}} = -\frac{2\alpha\vec{\mu}^2}{16\pi^2\varepsilon_0^2 r^6}$.

Den Hauptanteil an den z.n K.n liefert der *Dispersionseffekt*. Die von London erkannten Dispersionskräfte beruhen darauf, daß als Folge der inneren Elektronenbewegung auch in Atomen und dipollosen Molekülen fluktuierende Dipole entstehen, die die Elektronensysteme benachbarter Atome und Moleküle polarisieren und so eine Wechselwirkung hervorrufen. Für unterschiedliche, kugelsymmetrische Moleküle mit den Polarisierbarkeiten α_1 und α_2 ergibt sich für die Londonsche Wechselwirkungsenergie der Ausdruck $U_{\text{Disp.}} = -\frac{3}{2}\frac{\alpha_1\alpha_2}{16\pi^2\varepsilon_0^2 r^6}\frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2}$, wobei I die Ionisierungsenergien sind.

Mit zunehmender Annäherung der Moleküle nimmt der Anteil der infolge Durchdringung der Elektronenhüllen auftretenden Abstoßungskräfte zu. Nach quantenmechanischen Betrachtungen läßt sich das Abstoßungspotential durch eine e-Funktion darstellen. Aus der Überlagerung von Anziehungs- und Abstoßungskräften ergibt sich das Gesamtpotential $U = -a/r^m + be^{-r/c}$ (Abb.). Hierbei sind a, b und c Konstanten. m hat im Falle überwiegender Dispersionskräfte den Wert 6.



Potential der anziehenden und abstoßenden Kräfte und Gesamtpotential

Eine besondere Art zwischenmolekularer Wechselwirkung ist die → Wasserstoffbrückenbindung.

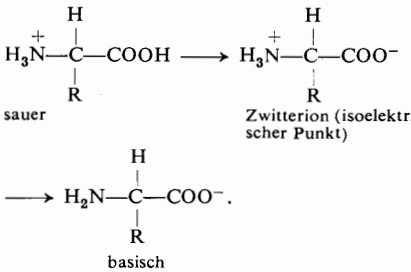
Als *Reichweite* z.r K. wird diejenige Entfernung definiert, bei der die Wechselwirkungsenergie zweier Moleküle dem Betrag der mittleren Energie der ungeordneten Wärmebewegung bei Zimmertemperatur ($\approx$ 600 cal/mol) entspricht.

Zwischentalstreuung, die Übergänge von Ladungsträgern in Kristallen zwischen Zuständen, die in der Umgebung äquivalenter Punkte in der Brillouin-Zone liegen, also zu miteinander entarteten „Tälern" (Bandextrema) gehören. Ein solcher Übergang kann wegen der Forderung nach Impulserhaltung nur bei Wechselwirkung mit einem Stoßpartner erfolgen. Da die Differenz der zu den Bandkanten gehörenden Wellenvektoren $\vec{k}$ bei Mehrtalhalbleitern groß gegenüber dem Wellenvektor des Ladungsträgers ist, erfolgt die Z. meist bei Wechselwirkung mit einem (hochenergetischen) Phonon. Sie kann aber auch durch Streuung am Potential eines entarteten Donatorzustandes erfolgen.

Zwischenzustand, 1) svw. Compoundzustand.

2) *Z. eines Supraleiters*, ein Zustand, der bei Supraleitern 1. Art dann auftritt, wenn ein äußeres Magnetfeld an einem Teil der Oberfläche des Supraleiters die kritische Feldstärke H_c überschreitet. Das äußere Magnetfeld dringt dann in den Supraleiter ein, und es bildet sich eine lamellenartige Mischung normalleitender und supraleitender Bezirke aus. Der Z. eines Supraleiters 1. Art darf nicht mit dem → gemischten Zustand eines Supraleiters 2. Art verwechselt werden. In einem engen Bereich von Werten des Ginzburg-Landau-Parameters $\varkappa$ können Zwischenzustand und gemischter Zustand gleichzeitig vorliegen, d. h., die supraleitenden Bezirke werden dann noch von Flußschläuchen durchsetzt.

Zwitterionen, Ionen, die Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens im gleichen Molekül tragen. Typische Beispiele sind die Aminosäuren der allgemeinen Formel $R-CH(NH_2)COOH$. In Abhängigkeit von der Alkalität der Lösung (→ pH-Wert) treten folgende Formen auf:



Analoge Ionenbildung tritt bei den aus Aminosäuren aufgebauten Proteinen auf.

Zwölf-jot-Symbol, 12*j-Symbol*, → Vektoraddition von Drehimpulsen.

Zyanotypie, *Blaudruck*, *Blaupause*, für Strichzeichnungen geeignetes photographisches Vervielfältigungsverfahren, dem die Reduktion von Eisen(III)-Salzen organischer Säuren zu Eisen-(II)-Salzen zugrunde liegt. Zur Bilderzeugung werden sowohl die Fe(III)- als auch die entstehenden Fe(II)-Ionen ausgenutzt, je nachdem, ob man gelbes $K_4(Fe(CN)_6)$ oder rotes Blutlaugensalz $K_3(Fe(CN)_6)$ einsetzt. In beiden Fällen entsteht ein blaues Komplexsalz, das ein Positiv- bzw. Negativ-Bild erzeugt. Schwarze Bilder werden durch Einwirkung von Tannin oder Gallussäure auf Eisen(III)-Verbindungen erhalten.

zyklisch, *periodisch*, zu einem vorgegebenen Anfangswert oder Ausgangspunkt zurückkehrend, z. B. die Bewegung eines mechanischen Systems auf einer geschlossenen Bahnkurve.

zyklische Koordinaten, → Lagrangesche Gleichungen 2), → Hamiltonsche kanonische Theorie.

zyklischer Beschleuniger, → Teilchenbeschleuniger.

zyklisches Vakuum, → Vakuumzustand.

zyklische Vektoren, → Fock-Raum.

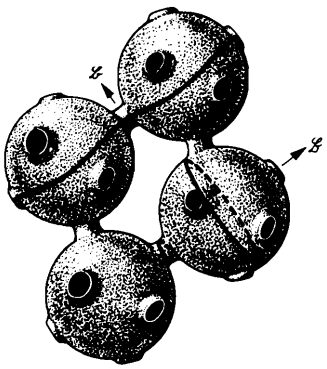
Zykloide, → Rollkurve.

Zykloidenpendel, → Pendel.

Zyklone, *Tiefdruckgebiet*, Gebiet mit gegenüber der Umgebung erniedrigtem Luftdruck und vorherrschend aufsteigender Luftbewegung, daher mit meist starker, nach den Bildübertragungen der → Wettersatelliten oft in charakteristischen Bändern angeordneter Bewölkung und verbreitetem Niederschlag, insbesondere im Bereich der → Fronten.

Zyklotron, ein → Teilchenbeschleuniger.

Zyklotronbahn, die Bahn im Wellenvektorraum, auf der sich der Wellenvektor $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\,\vec{n}^0$ eines Elektrons in einem homogenen Magnetfeld bewegt. Das Magnetfeld $\vec{B}$ übt auf ein Elektron mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ die Lorentz-Kraft $\hbar\,\mathrm{d}\vec{k}/\mathrm{d}t = e\vec{v} \times \vec{B}$ aus, die senkrecht zu $\vec{v}$ und $\vec{B}$ gerichtet ist und weder die Energie des Elektrons noch die Wellenvektorkomponente in Richtung des Magnetfeldes verändert. Hierbei ist $\hbar$ das durch 2π dividierte Plancksche Wirkungsquantum, t die Zeit und e die Elektronenladung. Die Z. ist daher eine Schnittkurve zwischen einer Fläche konstanter Energie (Isoenergiefläche) und einer Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld verläuft. Für freie Elektronen sind die Isoenergieflächen Kugeln und die Z.en Kreise. In Festkörpern haben die Isoenergieflächen, insbesondere die Fermi-Flächen von Metallen, und die zugehörigen Z.en im allgemeinen eine komplizierte Gestalt. Man unterscheidet *geschlossene Z.en* und *offene Z.en*, die im wiederholten Zonenschema nicht begrenzt sind (→ Bandstruktur). Die Abb.



Offene und geschlossene Zyklotronbahnen auf der Fermi-Fläche von Kupfer

zeigt als Beispiel zwei geschlossene Z.en und eine offene Z. auf der Fermi-Fläche von Kupfer, die bei den angegebenen Orientierungen des Magnetfeldes möglich sind. Durch Drehung der Z. um 90° und Vergrößerung um den Maßstabsfaktor $\frac{\hbar}{|e|\,B}$ erhält man die Projektion der wirklichen Elektronenbahn auf eine zum Magnetfeld senkrechte Ebene. Infolge der zusätzlichen Bewegung des Elektrons in Richtung des Magnetfeldes hat die Elektronenbahn eine schraubenartige Form.

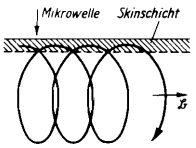
Zyklotronfrequenz, die Umlauffrequenz eines Elektrons im homogenen Magnetfeld. Die Z. ω_c eines Elektrons stimmt mit der Umlauffrequenz seines Wellenvektors auf der → Zyklotronbahn überein. Sie ist proportional zur Magnetfeldstärke B und wird gewöhnlich durch eine Zyklotronmasse m_c in der Form $\omega_c = |e|\,B/m_c$ ausgedrückt, wobei e die Elektronenladung ist.

Zyklotronmasse, → effektive Masse.

Zyklotronresonanz, *diamagnetische Resonanz*, die resonante Absorption eines elektromagnetischen Wechselfeldes durch rotierende Elektronen in einem homogenen Magnetfeld. Die experimentelle Untersuchung der Z. mit den Methoden der Mikrowellenspektroskopie liefert wichtige Aussagen über das Energiespektrum der Ladungsträger (Elektronen, Löcher) in Halbleitern und Metallen. Z. tritt ein, wenn die Feldfrequenz mit der Umlaufsfrequenz der Elektronen (→ Zyklotronfrequenz) übereinstimmt oder gegebenenfalls ein Vielfaches davon beträgt. In diesem Fall kann ein rotierendes Elektron durch das Wechselfeld stets gleichphasig beschleunigt werden und eine maximale Energie dem Feld entnehmen. Z. wird zur Beschleunigung von Elektronen im Zyklotron und zur Bestimmung von Zyklotronmassen von Festkörperelektronen ausgenutzt.

Die Ladungsträger stehen mit Kristallgitterschwingungen und Gitterstörungen in Wechselwirkung. Sie erleiden bei ihrem Bahnumlauf Stöße. Damit sich Kreisbahnen bilden können, ist es notwendig, daß die mittlere Zeit τ zwischen zwei Stößen wesentlich größer als die Umlaufzeit auf der Kreisbahn ist, daß also $\tau \gg 1/\omega_c$ gilt. Da die Relaxationszeiten τ in Kristallen schon bei der Temperatur des flüssigen Heliums kleiner als 10^{-11} s sind, so müssen die Meßfrequenzen im Mikrowellengebiet liegen. Meist arbeitet man bei Wellenlängen von 4 mm und 2 mm. Die Zyklotronresonanzspektrometer zeigen einen ähnlichen Aufbau wie die für paramagnetische Elektronenresonanzuntersuchungen verwendeten Geräte (→ paramagnetische Elektronenresonanz). Untersuchungen der Z. sind nur im Tieftemperaturgebiet ausführbar.

1) Z. in Metallen wird auch mit *Azbel-Kaner-Resonanz* bezeichnet. Dabei wird das Metall innerhalb eines Hohlraumresonators mit einer elektromagnetischen Mikrowelle im GHz-Bereich bestrahlt und die Absorption oder Reflexion der Mikrowelle bzw. die Oberflächenimpedanz der Metallprobe in Abhängigkeit von einem variablen Magnetfeld gemessen, das parallel zur Metalloberfläche gerichtet ist. Wie die Abb. zeigt, dringt die Mikrowelle nur in eine etwa 10^{-5} cm dicke Schicht (→ Skineffekt) unterhalb der Metalloberfläche ein, die bei Magnetfeldern von 100 bis 5000 G wesentlich kleiner ist als der Bahndurchmesser eines rotierenden Elektrons. Die Azbel-Kaner-Resonanz wird nur durch solche Elektronen hervorgerufen, die die Skinschicht mehrmals hintereinander durchfliegen, ohne inzwischen im Innern oder an der Oberfläche des Metalls gestreut zu werden. Deshalb ist diese Z. nur in sauberen Metalleinkristallen mit einer sehr gut polierten Oberfläche bei tiefen Temperaturen um 4 K möglich. Die Azbel-Kaner-Resonanz tritt ein, wenn die Wellenfrequenz ω ein ganzzahliges Vielfaches der Zyklotronfrequenz $\omega_c = |e|\,B/m_c$ des Elektrons ist, so daß das Elektron in der Skinschicht immer in der gleichen Richtung beschleunigt wird. Hierbei bedeuten B die Magnetfeldstärke, m_c die Zyklotronmasse und e die Ladung des



Bahn eines zyklotronresonanten Elektrons im Metall (Azbel-Kaner-Resonanz)

Elektrons. In diesem Fall dringt die Mikrowelle am schwächsten ins Metall ein und wird am stärksten reflektiert. Die Oberflächenimpedanz weist als Funktion der reziproken Magnetfeldstärke Oszillationen auf, aus deren Periode $\Delta(1/B) = |e|/m_c\omega$ die Zyklotronmasse m_c bestimmt werden kann. Haben die Leitungselektronen wie in den meisten Metallen unterschiedliche Zyklotronmassen, so können nur die am häufigsten vorkommenden, also extremalen Werte der Zyklotronmassen ermittelt werden. Die Azbel-Kaner-Resonanz ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung von Fermi-Geschwindigkeiten und Fermi-Flächen und ist in zahlreichen Metallen experimentell untersucht worden.

2) Die *dopplerverschobene Z.* ist die resonante Absorption einer elektromagnetischen Welle im homogenen Magnetfeld durch Elektronen, die sich relativ zur Wellenfront fortbewegen (→ Doppler-Effekt). Für ein Elektron mit der mittleren Geschwindigkeit $\vec{v}$ im Feld einer Welle mit dem Wellenvektor $\vec{q}$ und der Frequenz ω beträgt die effektive dopplerverschobene Wellenfrequenz $\omega_d = \omega - q/v$. Dopplerverschobene Z. tritt ein, wenn die effektive Wellenfrequenz entweder verschwindet oder ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz der Elektronen im Magnetfeld ist. Bei Erfüllung dieser Bedingung werden elektromagnetische Wellen, insbesondere → Helikonen und → Alfvén-Wellen, sowie Ultraschallwellen maximal von den Elektronen absorbiert. Aus der Magnetfeldstärke beim Einsetzen der Resonanzabsorption sind in zahlreichen Metallen gewisse geometrische Parameter der Fermi-Fläche, Zyklotronmassen und mittlere Geschwindigkeiten von Elektronen experimentell ermittelt worden.

Elementare Theorie der Z. Die Bewegungsgleichung für einen Ladungsträger mit der skalaren effektiven Masse m^* und der Ladung e im konstanten Magnetfeld B_0 und gleichzeitig im hochfrequenten elektrischen Feld $\vec{E}\,e^{i\omega t}$ lautet $m^*\left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{\tau}\vec{v}\right) = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_0)$. Dabei ist $\vec{v}$ der Vektor der Geschwindigkeit. Ist $\vec{B}_0$ parallel zur z-Achse des Koordinatensystems und $\vec{E}$ parallel zur x-Achse, so ergibt sich als Lösung für die komplexe elektrische Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{nev_x}{E_x} = \sigma_0 \frac{1 + i\omega\tau}{1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau}$$

mit $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*}$. Hierbei ist n die Konzentration der Ladungsträger in der Probe. Die Absorption der hochfrequenten Strahlung durch die Probe ist proportional zum Realteil der elektrischen Leitfähigkeit:

$$\mathrm{Re}\,\sigma = \sigma_0 \frac{1 + \omega_c^2\tau^2 + \omega^2\tau^2}{(1 + \omega_c^2\tau^2 - \omega^2\tau^2)^2 + 4\omega^2\tau^2}.$$

Diese Gleichung beschreibt den auftretenden Zyklotronresonanzeffekt.

Lit. Anselm: Einführung in die Halbleitertheorie (dtsch Berlin 1964); Brauer: Elektronentheorie der Metalle (Berlin 1972); Kittel: Einführung in die Festkörperphysik (dtsch München und Wien 1968).

Zyklotronresonanzabsorption, → Magnetoabsorption.

Zyklotronschwingungen, → Plasmaschwingungen.

Zyklotronwelle, eine elektromagnetische Welle in Gasplasmen und Metallen im Magnetfeld, deren Frequenz annähernd die → Zyklotronfrequenz ist.

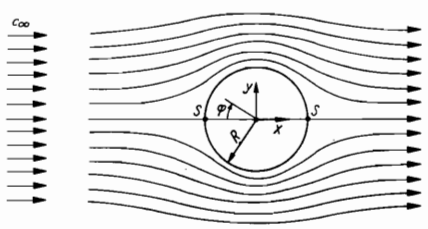
Zylinderdreilochsonde, eine → Strömungssonde.

Zylinderfunktion, *Z. erster Art,* svw. Bessel-Funktionen, *Z. zweiter Art,* svw. Neumannsche Funktionen, *Z. dritter Art,* svw. Hankelsche Funktionen.

Zylinderkoordinaten, → Koordinatensystem.

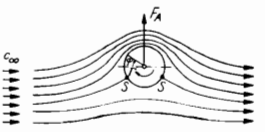
Zylinderlinse, → Linse.

Zylinderumströmung. Die ebene potentialtheoretische Translationsströmung um den querangeblasenen Kreiszylinder erhält man aus der Überlagerung einer Parallelströmung mit der Geschwindigkeit c_∞ und der ebenen, in der Zylinderachse angeordneten → Dipolströmung. Das komplexe Strömungspotential lautet $F(z) = c_\infty(z + R^2/z)$; dabei bedeutet $z = x + iy$ eine komplexe Variable und R den Zylinderradius. Potentialfunktion Φ und Stromfunktion ψ folgen daraus zu $\Phi = c_\infty \cdot x\left(1 + \frac{R^2}{x^2 + y^2}\right)$; $\psi = c_\infty y\left(1 - \frac{R^2}{x^2 + y^2}\right)$ (→ komplexe Methoden 1). Die Kreiszylinderkontur ist Bestandteil der Stromlinie $\psi = 0$. Bei $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ liegen die → Staupunkte S (Abb. 1); φ ist der in Uhrzeigerrichtung weisende Zentriwinkel. Die Geschwindigkeit c auf der Zylinderoberfläche beträgt $c = 2 \cdot c_\infty \cdot \sin\varphi$. Ihr Maximalwert $c = 2 \cdot c_\infty$ tritt bei $\varphi = \pi/2$ und $\varphi = 3\pi/2$ auf.



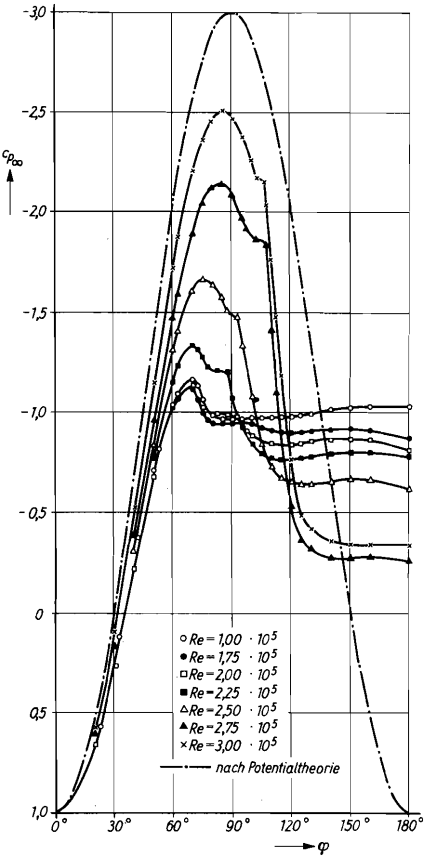
1 Translationsströmung um den Kreiszylinder

Die zirkulationsbehaftete Strömung um den Kreiszylinder ergibt sich aus der Translationsumströmung durch Überlagerung eines Potentialwirbels mit der Zirkulation Γ. Das komplexe Potential lautet $F(z) = c_\infty\left(z + \frac{R^2}{z}\right) + i\frac{\Gamma}{2\pi b} \cdot \ln z$, für die Geschwindigkeit auf der Kontur ergibt sich $c = 2 \cdot c_\infty \sin\varphi + \Gamma/(2\pi b)$; b ist die Zylinderlänge. Nach der → Kutta-Joukowsky-Gleichung erfährt der Zylinder den Auftrieb $F_A = \varrho \cdot b \cdot c_\infty \cdot \Gamma$. Mit zunehmender Zirkulation rücken die Staupunkte zusammen, bis sie für $\Gamma_{max} = 4\pi R \cdot c_\infty$ im Punkt $\varphi = 3\pi/2$ zusammenfallen (Abb. 2). Am Kreiszylinder kann die Strömung mit Zirkulation durch Drehung des Zylinders verwirklicht werden (→ Magnus-Effekt).



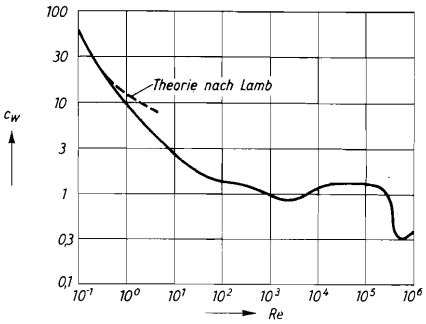
2 Kreiszylinderumströmung mit Zirkulation

In realer reibungsbehafteter Strömung stimmen Stromlinienbild und Druckverteilung $c_{p\infty}$ an der Luvseite des Zylinders gut mit den potentialtheoretisch berechneten Werten überein (Abb. 3), an der Leeseite dagegen reißt die Strömung ab.

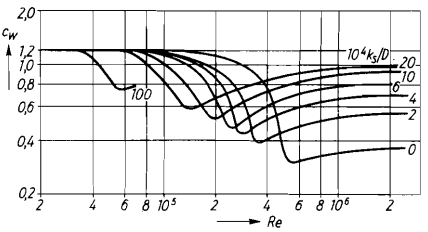


3 Druckverteilungen am Kreiszylinder. $c_{p\infty} = p_\infty - p/q_\infty$ (p_∞ Druck weit vor dem Zylinder, p Druck auf der Oberfläche des Zylinders, q_∞ Staudruck)

In dem → Totwasser herrscht ein erheblicher widerstandserzeugender Unterdruck. Der Widerstandsbeiwert $c_w = \dfrac{F_w}{\frac{\varrho}{2} c_\infty^2 \cdot D \cdot b}$ ist, wie Abb. 4 zeigt, hauptsächlich von der Reynoldszahl $\mathrm{Re} = c_\infty \cdot D/\nu$ abhängig. Es bedeuten F_w die Widerstandskraft, D den Zylinderdurchmesser und ν die kinematische Zähigkeit des Strömungsmediums. Im Gebiet schleichender Strömung $\mathrm{Re} \leqq 1$ gilt die Beziehung von Lamb: $c_w = \dfrac{8\pi}{\mathrm{Re}(2 - \ln \mathrm{Re})}$. Bis zu $\mathrm{Re} < 100$ überwiegt der Reibungswiderstand (→ Strömungswiderstand) den durch Strömungsablösung bedingten Druckwiderstand, bei höheren Reynoldszahlen bildet der Druckwiderstand den Hauptanteil des Strömungswiderstandes. Im Zylindernachlauf bildet sich im Reynoldszahlbereich $\mathrm{Re} = 60$ bis $5 \cdot 10^3$ die Karmansche Wirbelstraße (→ Totwasser) aus. Für $\mathrm{Re} > 5 \cdot 10^3$ herrscht völlig turbulente Vermischung vor. Ist die → Grenzschicht laminar abgelöst, d. h. $\mathrm{Re} < 10^5$, so spricht man vom unterkritischen Strömungszustand. Im Gebiet $\mathrm{Re} = 10^5$ bis $5 \cdot 10^5$ liegt der kritische Strömungszustand vor; hier erfolgt der Umschlag über den Mechanismus des laminaren Ablösewirbels. Da die turbulente Grenzschicht länger haftet als die laminare, wird das Totwasser kleiner, der c_w-Wert sinkt stark ab. Daran schließt sich der überkritische Bereich an, bei dem der Umschlag in anliegender Grenzschicht vor sich geht. Hoher Turbulenzgrad der Zuströmung und Oberflächenrauhigkeiten k_s fördern den Grenzschichtumschlag, der kritische Strömungszustand wird zu kleineren Reynoldszahlen verschoben (Abb. 5). Mit zunehmender → Machzahl steigt der Widerstandsbeiwert an.



4 Widerstandsbeiwert c_w glatter Kreiszylinder in ebener Strömung



5 Einfluß der Rauhigkeit auf den c_w-Wert

Bei endlichem → Seitenverhältnis des Zylinders ergeben sich wesentlich kleinere Widerstandsbeiwerte als bei unendlichem Seitenverhältnis, da das Totwasser hinter dem Zylinder „belüftet" wird und sich damit ein kleinerer Unterdruck einstellt.

Zylinderwelle, → Welle.

Zylinderwelt, → Einstein-Kosmos.

Zylinderzähler, → Zählrohr.

zylindrische Fläche, eine brechende oder reflektierende Oberfläche zylindrischer Form. Der eine Hauptschnitt ist eine Gerade, der andere Hauptschnitt ein Kreisbogen.

Z-Zentrum, → Farbzentrum.

Tabelle 1: Gesetzliche Einheiten

Größenart	Symbol	Einheit	Ableitung	Vorsätze*)	Bemerkungen**)
Aktivität	A	1/s		–	SI
		Ci	$3{,}7 \cdot 10^{10}$/s	+	ges.
Arbeit, Energie	W, A, E	J(N · m, W · s)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	+	SI
		erg	10^{-7} J	+	ges.
		eV	$1{,}602\,10 \cdot 10^{-19}$ J	+	zul. in Atom- u. Kernphysik
Beleuchtungsstärke	E	lx	$m^{-2} \cdot cd \cdot sr$	+	SI
Beschleunigung	a	m/s^2		+	SI
		gal	10^{-2} m/s^2	+	zul. in Geophysik
Bestrahlungsstärke	E	W/m^2	$kg \cdot s^{-3}$	+	SI
Dichte	ϱ, d	kg/m^3	·	+	SI
Dipolmoment, elektrisches	p	C · m	m · s · A	+	SI
Druck	p	N/m^2 (Pa)	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$	+	SI
		bar	10^5 N/m^2	+	ges.
		kp/m^2	$0{,}980\,665 \cdot 10^1$ N/m^2	–	ges.
		kp/cm^2 (at)	$0{,}980\,665 \cdot 10^5$ N/m^2	–	ges.
		m WS	$0{,}980\,665 \cdot 10^4$ N/m^2	+	ges. (vermeiden)
		mm WS	$0{,}980\,665 \cdot 10^1$ N/m^2	–	ges.
		atm	$1{,}013\,25 \cdot 10^5$ N/m^2	–	ges. (vermeiden)
		Torr	101 325/760 N/m^2 = $1{,}333\,224 \cdot 10^2$ N/m^2	+	ges.
Elektrizitätsmenge, elektrische Ladung	Q	C	s · A	+	SI
Energiedosis	D	J/kg	$m^2 \cdot s^{-2}$	+	SI
		rd	10^{-2} J/kg	+	ges.
Energiedosisleistung	$\dot{D}$	W/kg	$m^2 \cdot s^{-3}$	+	SI
		rd/s	10^{-2} W/kg	+	ges.
Energiefluenz	Ψ, F	J/m^2	$kg \cdot s^{-2}$	+	SI
Energieflußdichte, Energiefluenzleistung	$\dot{\Psi}$, I	W/m^2	$kg \cdot s^{-3}$	+	SI
Entropie	S	J/K	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$	+	SI
Entropie, spezifische	s	J/(kg · K)	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$	+	SI
Exposition	X, J	C/kg	$kg^{-1} \cdot s \cdot A$	+	SI
		R	$2{,}58 \cdot 10^{-4}$ C/kg	+	ges.
Expositionsleistung	$\dot{X}$, $\dot{J}$	A/kg	·	+	SI
		R/s	$2{,}58 \cdot 10^{-4}$ A/kg	+	ges.
Feldstärke, elektrische	E	V/m	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$	+	SI
Feldstärke, magnetische	H	A/m	·	+	SI
Fläche	A, S (für Bauwesen noch F zul.)	m^2	1 m · 1 m	+	SI
		a	10^2 m^2	–	ges.
		ha	10^4 m^2	–	ges.
		b	10^{-28} m^2	+	zul. in Atomphysik
Flächendichte der Strahlungsenergie	σ_W	J/m^2	$kg \cdot s^{-2}$	–	
		ly	$4{,}1868 \cdot 10^4$ J/m^2	–	zul. in Meteorologie
Fluß, magnetischer	Φ	Wb (V · s)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$	+	SI
Frequenz	f, ν	Hz	s^{-1}	+	SI
		1/s = U/s	Hz	+	SI
		1/min = U/min	$(1/60)$ s^{-1}	–	ges.
		1/h = U/h	$(1/3\,600)$ s^{-1}	–	ges.
Geschwindigkeit	v, u	m/s	·	+	SI
		kn	1 sm/h = 1852 m/h = 0,514444 m/s	–	zul. in Seefahrt

Tabelle 1 Gesetzliche Einheiten (Fortsetzung)

Größenart	Symbol	Einheit	Ableitung	Vorsätze*)	Bemerkungen**)
Induktion, magnetische (Flußdichte, magnetische)	B	T (Wb/m²)	$kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$	+	SI
Induktivität	L	H, (Wb/A)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$	+	SI
Kapazität, elektrische	C	F, (C/V)	$m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^4 \cdot A^2$	+	SI
Kerma	K	J/kg	$m^2 \cdot s^{-2}$	+	SI
Kermaleistung	$\dot{K}$	W/kg	$m^2 \cdot s^{-3}$	+	SI
Kraft	F	N p dyn	$m \cdot kg \cdot s^{-2}$ 0,980665 · 10^{-2} N 10^{-5} N	+ + +	SI ges. ges. (vermeiden)
Kraftmoment	M	N · m	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	+	SI
Länge	l	m sm Å XE AE pc	Grundeinheit 1852 m 10^{-10} m 10^{-13} m 1,49600 · 10^{11} m 3,08572 · 10^{16} m	+ – – – – +	SI zul. in Seefahrt zul. in Spektroskopie zul. in Spektroskopie zul. in Astronomie zul. in Astronomie
Leistung, Wirkleistung	P	W PS	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$ 735,49875 W	+ –	SI zul. für Kraft- und Arbeitsmaschinen (vermeiden)
Leitfähigkeit, elektrische	γ, σ	S/m (1/Ω · m)	$m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^3 \cdot A^2$	+	SI
Leitwert, elektrischer Leitwert, magnetischer	G Λ, G_m	S (1/Ω) H (Wb/A)	$m^{-2} \cdot kg^{-1} \cdot s^3 \cdot A^2$ $m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-2}$	+ +	SI SI
Leuchtdichte	B, L	cd/m² sb asb	· 10^4 cd/m² (1/π) cd/m² ≈ 0,318310 cd/m²	+ + –	SI ges. zul. in Lichttechnik
Lichtmenge	Q	lm · s	s · cd · sr	+	SI
Lichtstärke	I	cd	Grundeinheit	+	SI
Lichtstrom	Φ	lm	cd · sr	+	SI
Masse	m	kg g t k	Grundeinheit 10^{-3} kg 10^3 kg 2 · 10^{-4} kg	– + + –	SI ges. ges. zul. für Edelsteine, Edelmetalle und Perlen
Massestrom, Massedurchfluß	$\dot{m}$	kg/s	·	+	SI
Massestromdichte	ϱ, $\dot{w}$	kg/m² · s	·	+	SI
Moment, magnetisches (nach Coulomb)	m_C	Wb · m	$m^3 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$	+	SI
Polarisation, elektrische Polarisation, magnetische	P J	C/m² T(Wb/m²)	$m^{-2} \cdot s \cdot A$ $kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$	+ +	SI SI
Polstärke, magnetische (nach Coulomb)	p	Wb, $\left(N \Big/ \frac{A}{m}\right)$	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot A^{-1}$	+	SI

Tabelle 1 Gesetzliche Einheiten (Fortsetzung)

Größenart	Symbol	Einheit	Ableitung	Vorsätze*)	Bemerkungen**)
Schalldruck	p	N/m^2 (Pa) µbar	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$ $10^{-1}\ N/m^2$	+ −	SI ges.
Schalleistung	P	W	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$	+	SI
Schallenergie	W, E	J	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	+	SI
Schallimpedanz, spezifische, Schallwellenwiderstand	Z_s	$N \cdot s/m^3$	$m^{-2} \cdot kg \cdot s^{-1}$	+	SI
Schallschnelle	v	m/s	·	+	SI
Spannung, elektrische Spannung, magnetische Spannung, mechanische	U, u U_m σ	V A N/m^2 (Pa)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-1}$ $(A/m) \cdot m$ $m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$	+ + +	SI SI SI
Strahldichte, spektrale	L, B	$W/(m^2 \cdot sr)$	$kg \cdot s^{-3} \cdot sr^{-1}$	+	SI
Strahlstärke	I, J	W/sr	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot sr^{-1}$	+	SI
Strahlungsenergie	Q, W	J, (Ws)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	+	SI
Strahlungsfluß, Strahlungsleistung	Φ, P	W	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$	+	SI
Strahlungsflußdichte, spezifische Ausstrahlung	M, D	W/m^2	$kg \cdot s^{-3}$	+	SI
Stromstärke	I, i	A	Grundeinheit	+	SI
Teilchenfluenz	Φ	$1/m^2$	·	+	SI
Teilchenflußdichte, Fluenzleistung	$\dot{\Phi}, \varphi$	$1/(m^2 \cdot s)$	·	+	SI
Temperatur, thermodynamische Celsius-Temperatur Temperaturdifferenz	T, Θ, ϑ t, ν $\Delta T, \Delta t$ ΔT	K °C K, (grd, °C, °K) K	Grundeinheit $(t_C + 273{,}15)\ K$ · ·	+ − − +	SI ges. ges. SI
Temperaturleitfähigkeit	a	m^2/s m^2/h	$m^2 \cdot s^{-1}$ $2{,}777778 \cdot 10^{-4}\ m^2/s$	+ +	SI ges.
Verschiebung, elektrische, Verschiebungsdichte	D	C/m^2	$m^{-2} \cdot s \cdot A$	+	SI
Verschiebungsfluß, elektrischer	ψ	C	$s \cdot A$	+	SI
Viskosität, dynamische	η	$N \cdot s/m^2$ (Pa · s) P cP	$m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-1}$ $10^{-1}\ N \cdot s/m^2$ $10^{-3}\ N \cdot s/m^2$	+ + −	SI ges. (vermeiden) ges.
Viskosität, kinematische	ν	m^2/s St cSt	· $10^{-4}\ m^2/s$ $10^{-6}\ m^2/s$	+ + −	SI ges. (vermeiden) ges.
Volumen	V	m^3 l	$1\ m \cdot 1\ m \cdot 1\ m$ $10^{-3}\ m^3$	+ +	SI ges.
Volumenstrom	V	m^3/s	·	+	SI
Wärmekapazität Wärmekapazität, spezifische	C c	J/K J/(kg · K)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$ $m^2 \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$	+ +	SI SI
Wärmeleitfähigkeit	λ	W/(m · K) cal/(cm · s · K) kcal/(m · h · K)	$m \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1}$ $4{,}1868 \cdot 10^2\ W/(m \cdot K)$ $1{,}163\ W/(m \cdot K)$	+ + +	SI ges. ges.
Wärme(menge) Wärme(menge), spezifische	W, Q q	J, W · s, N · m cal J/kg cal/g	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$ 4,1868 J $m^2 \cdot s^{-2}$ $4{,}1868 \cdot 10^3\ J/kg$	+ + + +	SI ges. SI ges.

Tabelle 1
Gesetzliche Einheiten (Fortsetzung)

Größenart	Symbol	Einheit	Ableitung	Vorsätze*)	Bemerkungen**)
Wärmestrom	Φ	W	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$	+	SI
		cal/s	4,1868 W	+	ges.
		kcal/h	1,163 W	+	ges.
Wärmestromdichte	j_Q, q	W/m^2	$kg \cdot s^{-3}$	+	SI
		$cal/(cm^2 \cdot s)$	$4{,}1868 \cdot 10^4\ W/m^2$	+	ges.
		$kcal/(m^2 \cdot h)$	$1{,}163\ W/m^2$	+	ges.
Wärmeübergangs- und -durchgangskoeffizient	α	$W/(m^2 \cdot K)$	$kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1}$	+	SI
	k	$cal/(cm^2 \cdot s \cdot K)$	$4{,}1868 \cdot 10^4\ W/(m^2 \cdot K)$	+	ges.
		$kcal/(m^2 \cdot h \cdot K)$	$1{,}163\ W/(m^2 \cdot K)$	+	ges.
Widerstand, elektrischer	R	Ω, (V/A)	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-2}$	+	SI
Widerstand, spezifischer elektrischer	ϱ	$\Omega \cdot m$	$m^3 \cdot kg \cdot s^{-3} \cdot A^{-2}$	+	SI
Winkel, ebener	α, β, γ	rad	1 m/1 m	+	SI
		°	$1° = \frac{\pi}{180}$ rad	−	ges.
		′	$1' = \frac{\pi}{10800}$ rad	−	ges.
		″	$1'' = \frac{\pi}{64800}$ rad	−	ges.
		g	$1^g = \frac{\pi}{2 \cdot 10^2}$ rad	−	ges.
		c	$1^c = \frac{\pi}{2 \cdot 10^4}$ rad	−	ges.
		cc	$1^{cc} = \frac{\pi}{2 \cdot 10^6}$ rad	−	ges.
Winkel, räumlicher	Ω, ω	sr	$1\ m^2/1\ m^2$	+	SI
Winkelbeschleunigung	α, φ, ε	rad/s^2	·	+	SI
Winkelgeschwindigkeit	ω, $\dot{\varphi}$, w	rad/s	·	+	SI
Zeit (Zeitdauer)	t	s	Grundeinheit	+	SI
		min	60 s	−	ges.
		h	3600 s	−	ges.
		d	86400 s	−	ges.

*) + Vorsätze erlaubt, − Vorsätze nicht erlaubt
**) ges. = gesetzlich, zul. = zulässig

Tabelle 2: Ausländische Einheiten und ihre Umrechnung in SI-Einheiten

Größenart	Einheit	Symbol	Umrechnung
Aktivität	transmutation per second	tps	1/s; s^{-1}
Arbeit, Energie	British thermal unit	Btu	$1{,}05506 \cdot 10^3$ J
	centigrade heat unit = centigrade thermal unit	chu, CHU } ctu, CTU }	$1{,}899 \cdot 10^3$ J
	cheval-heure	chh	$26{,}478 \cdot 10^5$ J
	foot-poundal	ft · pdl	$4{,}214 \cdot 10^{-2}$ J
	foot-pound-force	ft · lbf	1,356 J
	foot-ton-force	ft · tonf	$3{,}037 \cdot 10^3$ J
	frigorie	fg	$4{,}1855 \cdot 10^3$ J
	horse-power-hour	hp · h	$2{,}684 \cdot 10^6$ J
	inch-pound-force	in · lbf	0,113 J
	yard-pound-force	yd · lbf	4,068 J
Beleuchtungsstärke	footcandle	fc	10,76 lx
Dichte	ounce per gallon (UK)	oz/gal (UK)	6,236 kg/m³
	ounce per gallon (US)	oz/gal (US)	7,49 kg/m³
	pound per cubic foot	lb/ft³	16,02 kg/m³
	pound per cubic inch	lb/in³	$27{,}68 \cdot 10^3$ kg/m³
	pound per cubic yard	lb/yd³	0,593 kg/m³
Drehzahl	turn per minute	tpm, t/min	1 U/min = $1{,}667 \cdot 10^{-2}$ Hz
	turn per second	turn/s	1 U/s = 1 Hz
Druck	barye	ba	0,1 N/m² (Pa)
	inch of water	in H_2O	249,089 N/m² (Pa)
	inch of mercury	in Hg	3386,39 N/m² (Pa)
	pièze	pz	10^3 N/m² (Pa)
	poundal per square foot	pdl/ft²	1,48816 N/m² (Pa)
	pound-force per square foot	lbf/ft²	47,88 N/m² (Pa)
	pound-force per square inch	lbf/in², psi	$6{,}8947 \cdot 10^3$ N/m² (Pa)
	pound-force per square yard	lbf/yd²	5,320 N/m² (Pa)
	ton-force per square foot	tonf/ft²	107252 N/m² (Pa)
Entropie	British thermal unit per degree Rankine	Btu/°R	1899,10 J/K
Fläche	acre	a	4046,86 m²
	circular inch	circ in	$5{,}067 \cdot 10^{-4}$ m²
	circular mil	circ mil	$5{,}067 \cdot 10^{-14}$ m²
	square foot	ft²	$929{,}029 \cdot 10^{-4}$ m²
	square inch	in²	$6{,}4516 \cdot 10^{-4}$ m²
	square yard	yd²	0,836 m²
Frequenz	cycle per minute	cpm	$1{,}667 \cdot 10^{-2}$ Hz
	cycle per second	c, cps	1 Hz
Geschwindigkeit	admiralty knot (UK)	kn (UK)	1853,181 m/h = 0,51477 m/s
	foot per second	ft/s	0,3048 m/s
	inch per second	in/s, ips	0,0254 m/s
	knot (US)	kn	1852 m/h = 0,51444 m/s
	mile per hour	mph	0,447 m/s
	yard per second	yd/s	0,9144 m/s
Kraft	poundal	pdl	0,138255 N
	pound-force	lbf	4,44822 N
	ton-force	tonf	9964,02 N
	short ton-force	sh tonf	8896 N
Länge	foot	ft	$30{,}48 \cdot 10^{-2}$ m
	furlong	fur	201,17 m
	inch	in, ″	25,4 mm = 0,0254 m
	mil	‴	25,4 µm = $25{,}4 \cdot 10^{-6}$ m
	statute mile	mi (US), mile (UK)	1609,344 m
	nautical mile (UK)	n mile (UK)	1853,181 m
	nautical mile (US)	n mile (US)	1852 m
	yard	yd	0,9144 m
Leistung	British thermal unit per hour	Btu/h	0,293 W
	British thermal unit per second	Btu/s	1055,06 W

Tabelle 2 Ausländische Einheiten und ihre Umrechnung in SI-Einheiten (Fortsetzung)

Größenart	Einheit	Symbol	Umrechnung
Leistung	cheval-vapeur	ch	735 W
	foot-poundal per second	ft · pdl/s	$4{,}214 \cdot 10^{-2}$ W
	foot-pound-force per second	ft · lbf/s	1,3558 W
	horse-power	hp	745,7 W
	inch-pound-force per second	in · lbf/s	0,112 98 W
	yard-pound-force per second	yd · lbf/s	4,067 25 W
Leuchtdichte	candela per square foot	cd/ft^2	10,76 cd/m^2
	candela per square inch	cd/in^2	1 550 cd/m^2
	foot-lambert	ft · la	3,426 cd/m^2
	lambert	la	$3{,}18 \cdot 10^3$ cd/m^2
Masse: Avoirdupois-System	dram (US)	dr (US)	$1{,}772 \cdot 10^{-3}$ kg
	cental, quintal	ctl, q	45,359 kg
	centweight, hundredweight	cwt	50,80 kg
	grain	gr	$64{,}799 \cdot 10^{-6}$ kg
	ounce	oz	$28{,}35 \cdot 10^{-3}$ kg
	pound	lb	0,453 592 43 kg
	quarter	quarter	12,701 kg
	ton, long-ton (US), gross-ton (US)	ton, ltn, gross tn	1 016,047 kg
	short ton (US)	sh tn	907,185 kg
Apothecaries-System	drachm (UK) = dram (US)	dr (UK) dr ap (US)	$3{,}888 \cdot 10^{-3}$ kg
	apothecaries' ounce	oz ap	$31{,}103 \cdot 10^{-3}$ kg
	apothecaries' pound	lb ap	$373{,}242 \cdot 10^{-3}$ kg
	apothecaries' scruple	s ap	$1{,}296 \cdot 10^{-3}$ kg
Troy-System	pennyweight	dwt	$1{,}555 \cdot 10^{-3}$ kg
	troy ounce	oz tr	$31{,}103 \cdot 10^{-3}$ kg
	troy pound	lb tr	$373{,}242 \cdot 10^{-3}$ kg
Stromdichte	ampere per square foot	amp/ft^2, A/ft^2	$0{,}108 \cdot 10$ A/m^2
	ampere per square inch	amp/in^2, A/in^2, apsi	$15{,}5 \cdot 10^2$ A/m^2
Temperatur	degree Rankine	°R	5/9 K
	degree Fahrenheit	°F	$(5/9)(t_F - 32)$ °C
Temperaturdifferenz	Fahrenheit degree = Rankine degree	degF = degR	5/9 K = 5/9 °C
Viskosität, dynamische	poundal second per square foot	$pdl \cdot s/ft^2$	1,488 16 N · s/m^2
Viskosität, kinematische	square foot per hour	ft^2/h	$0{,}258 \cdot 10^{-4}$ m^2/s
	square foot per second	ft^2/s	$9{,}29 \cdot 10^{-2}$ m^2/s
	square inch per second	in^2/s	$6{,}45 \cdot 10^{-4}$ m^2/s
	square yard per hour	yd^2/h	$0{,}232\,3 \cdot 10^{-3}$ m^2/s
	square yard per second	yd^2/s	0,836 1 m^2/s
Volumen	bushel (UK)	bushel (UK)	$36{,}37 \cdot 10^{-3}$ m^3
	bushel (US)	bu (US)	$35{,}239 \cdot 10^{-3}$ m^3
	cubic foot	ft^3	$2{,}832 \cdot 10^{-2}$ m^3
	cubic inch	in^3	$16{,}387 \cdot 10^{-6}$ m^3
	cubic yard	yd^3	0,764 6 m^3
	gallon (UK)	gal (UK)	$4{,}546 \cdot 10^{-3}$ m^3
	gallon (US)	gal (US)	$3{,}785 \cdot 10^{-3}$ m^3
	register ton	reg ton	2,831 6 m^3
für trockene Substanzen	board foot	bd ft, fbm	$2{,}360 \cdot 10^{-3}$ m^3
	cord	cd	3,625 m^3
	dry barrel	bbl	$115{,}628 \cdot 10^{-3}$ m^3
	dry pint (US)	dry pt	$0{,}551 \cdot 10^{-3}$ m^3
	dry quart	dry qt	$1{,}101 \cdot 10^{-3}$ m^3
für Flüssigkeiten	fluid drachm (UK)	fl dr (UK)	$3{,}552 \cdot 10^{-6}$ m^3
	fluid dram (US)	fl dr (US)	$3{,}697 \cdot 10^{-6}$ m^3
	fluid ounce (UK)	fl oz (UK)	$28{,}413 \cdot 10^{-6}$ m^3
	fluid ounce (US)	fl oz (US)	$29{,}574 \cdot 10^{-6}$ m^3
	fluid scruple	s, sc, fl s	$1{,}184 \cdot 10^{-6}$ m^3
	liquid pint (US)	liq pt	$0{,}473 \cdot 10^{-3}$ m^3
	liquid quart (US)	liq qt (US)	$0{,}946 \cdot 10^{-3}$ m^3
	liquid quarter (UK)	liq quarter (UK)	$289{,}5 \cdot 10^{-3}$ m^3
	liquid quarter (US)	liq quarter (US)	$281{,}9 \cdot 10^{-3}$ m^3
	petroleum barrel	·	$158{,}9 \cdot 10^{-3}$ m^3
	petroleum gallon	·	$3{,}78 \cdot 10^{-3}$ m^3
Winkel, ebener	degree	°, d	$1{,}745 \cdot 10^{-2}$ rad
	grade	g	$1{,}571 \cdot 10^{-2}$ rad
Winkel, räumlicher	square degree	sq d	$3{,}046\,2 \cdot 10^{-4}$ sr
	square grade	$(g)^2$	$2{,}467 \cdot 10^{-4}$ sr
	grade carré	gr^2	

Tabelle 3: Einheiten für Arbeit und Energie, Druck, Kraft und Leistung

Arbeit, Energie und Wärme

	J	erg	W · h	kp · m	eV	cal
Joule	1	10^{7}	$2{,}778 \cdot 10^{-4}$	0,1019716	$6{,}242 \cdot 10^{18}$	$2{,}388 \cdot 10^{-1}$
Erg	10^{-7}	1	$2{,}778 \cdot 10^{-11}$	$1{,}019716 \cdot 10^{-8}$	$6{,}242 \cdot 10^{11}$	$2{,}388 \cdot 10^{-8}$
Wattstunde	$3{,}600 \cdot 10^{3}$	$3{,}600 \cdot 10^{10}$	1	$3{,}671 \cdot 10^{2}$	$2{,}247 \cdot 10^{22}$	$8{,}598 \cdot 10^{2}$
Kilopondmeter	9,80665	$9{,}80665 \cdot 10^{7}$	$2{,}724 \cdot 10^{-3}$	1	$6{,}122 \cdot 10^{19}$	2,342
Elektronenvolt	$1{,}602 \cdot 10^{-19}$	$1{,}602 \cdot 10^{-12}$	$4{,}450 \cdot 10^{-23}$	$1{,}634 \cdot 10^{-20}$	1	$3{,}826 \cdot 10^{-20}$
Kalorie	4,1868	$4{,}1868 \cdot 10^{7}$	$1{,}163 \cdot 10^{-3}$	$4{,}269 \cdot 10^{-1}$	$6{,}614 \cdot 10^{19}$	1
British thermal unit	$1{,}055 \cdot 10^{3}$	$1{,}055 \cdot 10^{10}$	$2{,}931 \cdot 10^{-1}$	$1{,}076 \cdot 10^{2}$	$6{,}586 \cdot 10^{21}$	$2{,}520 \cdot 10^{2}$
foot-poundal	$4{,}214 \cdot 10^{-2}$	$4{,}214 \cdot 10^{5}$	$1{,}171 \cdot 10^{-5}$	$4{,}297 \cdot 10^{-3}$	$2{,}630 \cdot 10^{17}$	$1{,}007 \cdot 10^{-2}$
foot-pound-force	1,356	$1{,}355 \cdot 10^{7}$	$0{,}377 \cdot 10^{-3}$	$1{,}382 \cdot 10^{-1}$	$8{,}464 \cdot 10^{18}$	$3{,}239 \cdot 10^{-1}$
horse-power-hour	$2{,}686 \cdot 10^{6}$	$2{,}686 \cdot 10^{13}$	$7{,}460 \cdot 10^{2}$	$2{,}739 \cdot 10^{5}$	$1{,}676 \cdot 10^{25}$	$6{,}415 \cdot 10^{5}$
therm	$1{,}056 \cdot 10^{8}$	$1{,}056 \cdot 10^{15}$	$2{,}933 \cdot 10^{4}$	$1{,}077 \cdot 10^{7}$	$6{,}592 \cdot 10^{26}$	$2{,}522 \cdot 10^{7}$
thermie	$4{,}1868 \cdot 10^{6}$	$4{,}1868 \cdot 10^{13}$	$1{,}163 \cdot 10^{3}$	$4{,}269 \cdot 10^{5}$	$2{,}613 \cdot 10^{25}$	10^{6}
frigorie	$4{,}1855 \cdot 10^{3}$	$4{,}1855 \cdot 10^{10}$	1,163	$4{,}268 \cdot 10^{2}$	$2{,}613 \cdot 10^{22}$	10^{3}
foot-ton-force	$3{,}037 \cdot 10^{3}$	$3{,}037 \cdot 10^{10}$	0 844	$3{,}097 \cdot 10^{2}$	$1{,}896 \cdot 10^{22}$	$7{,}254 \cdot 10^{2}$

Druck

	Pa = N/m²	bar	kp/cm² = at	mm WS	atm	Torr
Pascal = Newton/ Quadratmeter	1	10^{-5}	$0{,}1019716 \cdot 10^{-4}$	0,1019716	$0{,}986923 \cdot 10^{-5}$	$0{,}750062 \cdot 10^{-2}$
Bar	10^{5}	1	$0{,}1019716 \cdot 10$	$0{,}1019716 \cdot 10^{5}$	0,986923	$0{,}750062 \cdot 10^{3}$
Kilopond/Quadrat-zentimeter	$9{,}80665 \cdot 10^{4}$	$9{,}80665 \cdot 10^{-1}$	1	10^{4}	0,967841	$7{,}35558 \cdot 10^{2}$
Millimeter Wassersäule	9,80665	$9{,}80665 \cdot 10^{-5}$	10^{-4}	1	$0{,}967841 \cdot 10^{-4}$	$7{,}35558 \cdot 10^{-2}$
physikalische Atmosphäre	$1{,}01325 \cdot 10^{5}$	1,01325	1,033	$1{,}033 \cdot 10^{4}$	1	$7{,}60 \cdot 10^{2}$
Torr	$1{,}333 \cdot 10^{2}$	$1{,}333 \cdot 10^{-3}$	$1{,}360 \cdot 10^{-3}$	$1{,}360 \cdot 10$	$1{,}316 \cdot 10^{-3}$	1
pound-force per square foot	$4{,}788 \cdot 10$	$4{,}788 \cdot 10^{-4}$	$4{,}883 \cdot 10^{-4}$	4,883	$4{,}725 \cdot 10^{-4}$	$3{,}591 \cdot 10^{-1}$
pound-force per square inch	$6{,}895 \cdot 10^{3}$	$6{,}895 \cdot 10^{-2}$	$7{,}031 \cdot 10^{-2}$	$7{,}031 \cdot 10^{2}$	$6{,}805 \cdot 10^{-2}$	$5{,}172 \cdot 10$
poundal per square foot	1,488	$1{,}488 \cdot 10^{-5}$	$1{,}517 \cdot 10^{-5}$	$1{,}517 \cdot 10^{-1}$	$1{,}469 \cdot 10^{-5}$	$1{,}116 \cdot 10^{-2}$
inch of water	$2{,}491 \cdot 10^{2}$	$2{,}491 \cdot 10^{-3}$	$2{,}540 \cdot 10^{-3}$	$2{,}540 \cdot 10$	$2{,}458 \cdot 10^{-3}$	1,868
inch of mercury	$3{,}386 \cdot 10^{3}$	$3{,}386 \cdot 10^{-2}$	$3{,}453 \cdot 10^{-2}$	$3{,}453 \cdot 10^{2}$	$3{,}341 \cdot 10^{-2}$	$2{,}540 \cdot 10$
ton-force per square foot	$1{,}073 \cdot 10^{5}$	1,073	1,094	$1{,}094 \cdot 10^{4}$	1,059	$8{,}048 \cdot 10^{2}$
barye	10^{-1}	10^{-6}	$0{,}1019716 \cdot 10^{-5}$	$0{,}1019716 \cdot 10^{-1}$	$0{,}986923 \cdot 10^{-6}$	$0{,}750062 \cdot 10^{-3}$
pièze	10^{3}	10^{-2}	$0{,}1019716 \cdot 10^{-1}$	$0{,}1019716 \cdot 10^{3}$	$0{,}986923 \cdot 10^{-2}$	$0{,}750062 \cdot 10$

Kraft

	N	dyn	p	lbf	pdl	tonf	sh tonf
Newton	1	10^{5}	$0{,}1019716 \cdot 10^{3}$	$2{,}248 \cdot 10^{-1}$	$0{,}7233 \cdot 10$	$1{,}0036 \cdot 10^{-4}$	$1{,}1241 \cdot 10^{-4}$
Dyn	10^{-5}	1	$0{,}1019716 \cdot 10^{-2}$	$2{,}248 \cdot 10^{-6}$	$0{,}7233 \cdot 10^{-4}$	$1{,}0036 \cdot 10^{-9}$	$1{,}1241 \cdot 10^{-9}$
Pond	$9{,}80665 \cdot 10^{-3}$	$9{,}80665 \cdot 10^{2}$	1	$2{,}2046 \cdot 10^{-3}$	$0{,}7093 \cdot 10^{-1}$	$9{,}843 \cdot 10^{-7}$	$1{,}1023 \cdot 10^{-6}$
pound-force	4,448	$4{,}448 \cdot 10^{5}$	$0{,}45359 \cdot 10^{3}$	1	$3{,}2174 \cdot 10$	$4{,}464 \cdot 10^{-4}$	$5{,}000 \cdot 10^{-4}$
poundal	$1{,}3825 \cdot 10^{-1}$	$1{,}3825 \cdot 10^{4}$	$1{,}4098 \cdot 10$	$3{,}1081 \cdot 10^{-2}$	1	$1{,}387 \cdot 10^{-5}$	$1{,}554 \cdot 10^{-5}$
ton-force	$0{,}9964 \cdot 10^{4}$	$0{,}9964 \cdot 10^{9}$	$1{,}016 \cdot 10^{6}$	$2{,}240 \cdot 10^{3}$	$7{,}206 \cdot 10^{4}$	1	1,120
short ton-force	$0{,}8896 \cdot 10^{4}$	$0{,}8896 \cdot 10^{9}$	$0{,}9072 \cdot 10^{6}$	$2{,}000 \cdot 10^{3}$	$6{,}4348 \cdot 10^{4}$	$8{,}928 \cdot 10^{-1}$	1

Leistung

	W = J/s	erg/s	kp · m/s	cal/s	kcal/h	PS
Watt	1	10^{7}	$1{,}019716 \cdot 10^{-1}$	$2{,}38846 \cdot 10^{-1}$	$8{,}5983 \cdot 10^{-1}$	$1{,}3596 \cdot 10^{-3}$
Erg/Sekunde	10^{-7}	1	$1{,}019716 \cdot 10^{-8}$	$2{,}38846 \cdot 10^{-8}$	$8{,}5983 \cdot 10^{-8}$	$1{,}3596 \cdot 10^{-10}$
Kilopondmeter/ Sekunde	9,80665	$9{,}80665 \cdot 10^{7}$	1	2,3423	8,4321	$1{,}3333 \cdot 10^{-2}$
Kalorie/Sekunde	4,1868	$4{,}1868 \cdot 10^{7}$	$4{,}2693 \cdot 10^{-1}$	1	3,600	$5{,}69247 \cdot 10^{-3}$
Kilokalorie/Stunde	1,163	$1{,}163 \cdot 10^{7}$	$1{,}1859 \cdot 10^{-1}$	$2{,}7778 \cdot 10^{-1}$	1	$1{,}5812 \cdot 10^{-3}$
Pferdestärke	$7{,}355 \cdot 10^{2}$	$7{,}355 \cdot 10^{9}$	$7{,}500 \cdot 10$	$1{,}757 \cdot 10^{2}$	$6{,}3241 \cdot 10^{2}$	1
British thermal unit per second	$1{,}055 \cdot 10^{3}$	$1{,}055 \cdot 10^{10}$	$1{,}076 \cdot 10^{2}$	$2{,}52 \cdot 10^{2}$	$9{,}071 \cdot 10^{2}$	1,4344
foot-poundal per second	$4{,}214 \cdot 10^{-2}$	$4{,}214 \cdot 10^{5}$	$4{,}297 \cdot 10^{-3}$	$1{,}007 \cdot 10^{-2}$	$3{,}623 \cdot 10^{-2}$	$5{,}7294 \cdot 10^{-5}$
foot-pound-force per second	1,356	$1{,}356 \cdot 10^{7}$	$1{,}3825 \cdot 10^{-1}$	$3{,}233 \cdot 10^{-1}$	1,166	$1{,}8436 \cdot 10^{-3}$
horse-power	$7{,}457 \cdot 10^{2}$	$7{,}457 \cdot 10^{9}$	$7{,}604 \cdot 10$	$1{,}781 \cdot 10^{2}$	$6{,}412 \cdot 10^{2}$	1,0139

Tabelle 4: Einheiten des CGS-, es- und em-Systems (→ Maßsystem) und ihre Umrechnung in SI-Einheiten

Größenart	Symbol	CGS- oder Gaußsche absolute Einheit (cgs-E)	elektrostatische Einheit (esE)	elektromagnetische Einheit (emE)	SI-Einheit	
					Symbol	Umrechnung
Länge	l	cm	cm	cm	m	$1\ m = 10^{2}\ cm$
Masse	m	g	g	g	kg	$1\ kg = 10^{3}\ g$
Zeit	t	s (sec)	s (sec)	s (sec)	s	
Kraft	F	$cm \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn)	$cm \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn)	$cm \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn)	N	$1\ N = 10^{5}$ dyn
Energie	W, E	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-2}$ (erg)	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-2}$ (erg)	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-2}$ (erg)	J	$1\ J = 10^{7}$ erg
Druck	p	$cm^{-1} \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn/cm²)	$cm^{-1} \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn/cm²)	$cm^{-1} \cdot g \cdot s^{-2}$ (dyn/cm²)	N/m² (Pa)	$1\ N/m^{2} = 10$ dyn/cm²
Leistung	P	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-3}$ (erg/s)	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-3}$ (erg/s)	$cm^{2} \cdot g \cdot s^{-3}$ (erg/s)	W	$1\ W = 10^{7}$ erg/s
Stromstärke, elektrische	I	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-2}$	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-2}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	A	$1\ A = 10^{-1}$ emE
Spannung, elektrische	U	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-2}$	V	$1\ V = 10^{8}$ emE
Widerstand, elektrischer	R	$cm^{-1} \cdot s$	$cm^{-1} \cdot s$	$cm \cdot s^{-1}$	Ω	$1\ \Omega = 10^{9}$ emE
Kapazität, elektrische	C	cm	cm	$cm^{-1} \cdot s^{2}$	F	$1\ F = 10^{-9}$ emE
Feldstärke, elektrische	E	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-2}$	V/m	$1\ V/m = 10^{6}$ emE
Elektrizitätsmenge	Q	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2}$	C	$1\ C = 10^{-1}$ emE
Verschiebung, elektrische	D	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{-3/2} \cdot g^{1/2}$	C/m^{2}	$1\ C/m^{2} = 4\pi \cdot 10^{-5}$ emE
Induktivität	L	cm	$cm^{-1} \cdot s^{2}$	cm	H	$1\ H = 10^{9}$ emE
Fluß, magnetischer	Φ	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2}$	$cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$ (Mx)	Wb	$1\ Wb = 10^{8}$ Mx
Feldstärke, magnetische	H	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-2}$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$ (Oe)	A/m	$1\ A/m = 4\pi \cdot 10^{-3}$ Oe
Induktion, magnetische	B	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$	$cm^{-3/2} \cdot g^{1/2}$	$cm^{-1/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$ (G)	T	$1\ T = 10^{4}$ G
Dielektrizitätskonstante, absolute	ε	1	1	$cm^{-2} \cdot s^{2}$	F/m	$1\ F/m = 4\pi \cdot 10^{-11}$ emE
Permeabilität, absolute	μ	1	$cm^{-2} \cdot s^{2}$	1	H/m	$1\ H/m = 10^{7}/4\pi$ esE

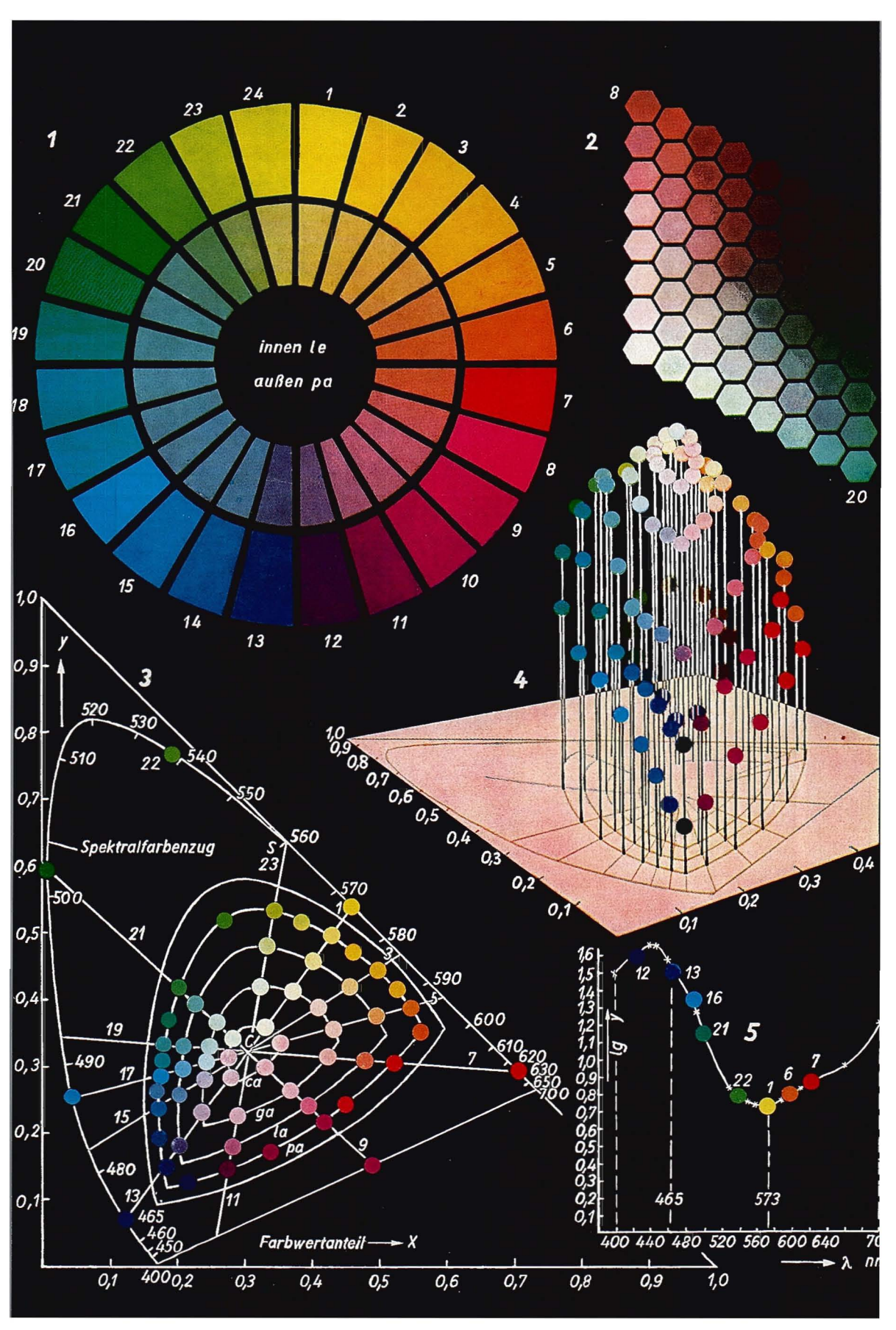
Tabelle 5: Elektrische und magnetische Größenarten und die zugehörigen SI-Einheiten

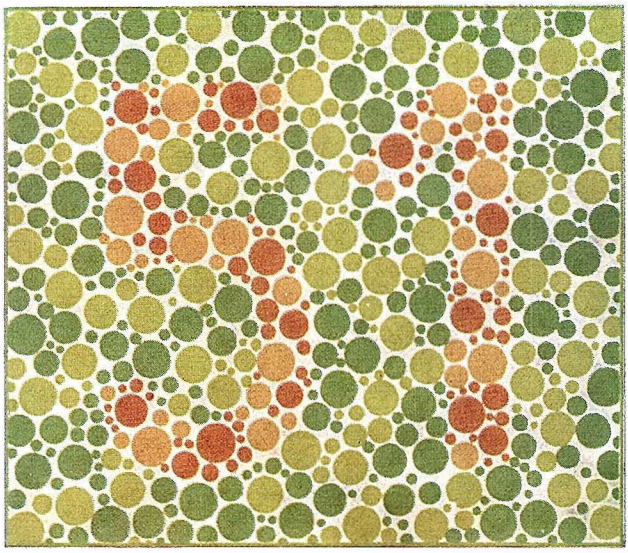
elektrisches Feld			magnetisches Feld		
Größenart	Symbol	SI-Einheit	Größenart	Symbol	SI-Einheit
Fläche des Plattenkondensators	A	m^2	Windungsfläche	A	m^2
Plattenabstand	l	m	Spulenlänge	l	m
Spannung, elektrische	U	V	Spannung, magnetische	V, U_m	A
Elektrizitätsmenge, Ladung, elektrische	Q	C	Fluß, magnetischer	Φ	Wb
Feldstärke, elektrische	E	V/m	Feldstärke, magnetische	H	A/m
Polarisation, elektrische	P	C/m^2	Polarisation, magnetische	J	T
Verschiebung, dielektrische, Verschiebungsdichte	D	C/m^2	Induktion, magnetische	B	T
Kapazität, elektrische	C	F	Induktivität	L	H
Feldkonstante, elektrische	ε_0	F/m	Feldkonstante, magnetische	μ_0	H/m
Dielektrizitätskonstante	ε	·	Permeabilität	μ	·
Suszeptibilität, elektrische	χ, χ_e	·	Suszeptibilität, magnetische	χ, χ_m	·
Polarisierbarkeit, elektrische	α	$F \cdot m^2$	Polarisierbarkeit, magnetische	β	$H \cdot m^2$
Moment, elektrisches	p_e	C · m	Moment, magnetisches (nach Coulomb)	p_m	Wb · m
Widerstand, elektrischer, Wirkwiderstand	R	Ω	Widerstand, magnetischer	R_m	$A/Wb = H^{-1}$
Leitwert, elektrischer, Wirkleitwert	G	S	Leitwert, magnetischer	Λ	H
Leitfähigkeit, elektrische	γ, σ, $\varkappa$	S/m	Leitfähigkeit, magnetische	$\varkappa_m$	H/m
Widerstand, spezifischer elektrischer	ϱ	Ω · m	Widerstand, spezifischer magnetischer	ϱ_m	S · m/s

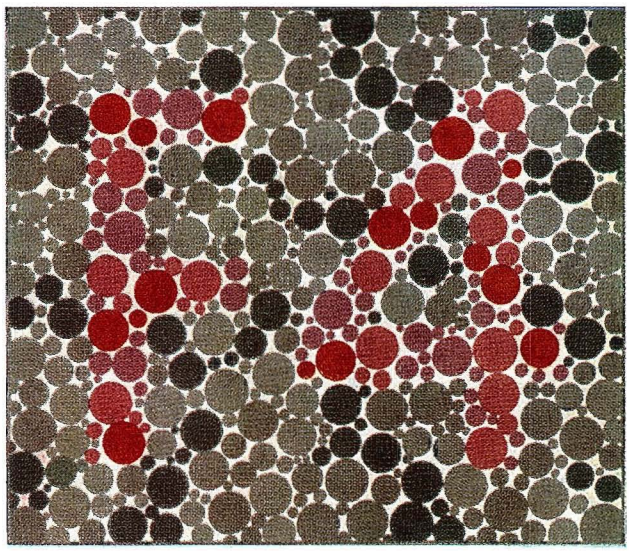
Tafelverzeichnis

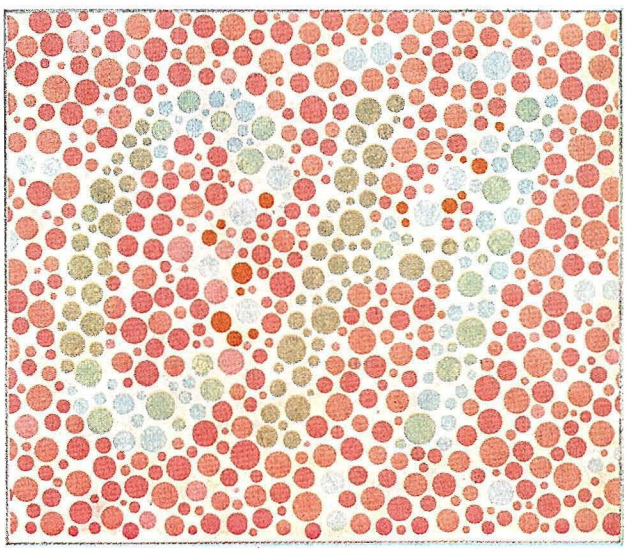
Farbe ... 1
Prüfung des Farbensinnes ... 2
Farbphotographie I ... 3
Farbphotographie II ... 4
Farbphotographie III ... 5
Optische Interferenzen I ... 6
Optische Interferenzen II ... 7
Elektronische Bauelemente I ... 8
Elektronische Bauelemente II ... 9
Strömungslehre I ... 10
Kybernetik ... 11
Periodensystem der Elemente in langperiodischer Darstellung ... 12
Schwingungen I ... 13
Schwingungen II ... 14
Wellen ... 15
Strömungen ... 16
Strömungslehre II ... 17
Strömungslehre III ... 18
Strömungslehre IV ... 19
Ultraschall ... 20
Magnetisches Feld ... 21
Elektrisches Feld ... 22
Elektrische Meßgeräte I ... 23
Elektrische Meßgeräte II ... 24
Spektralanalyse ... 25
Lichtmikroskope — Spektralphotometer ... 26
Beugung ... 27
Schwärzungsreliefverfahren und Äquidensitometrie ... 28
Holographie ... 29
Spannungsoptik ... 30
Moiréverfahren ... 31
Sonnenspektren — Atomspektren ... 32
Zyklotron und Isochronzyklotron ... 33
Synchrozyklotron ... 34
Synchrophasotron I ... 35
Synchrophasotron II ... 36
Synchrophasotron III ... 37
Beschleunigertechnik I ... 38
Beschleunigertechnik II ... 39
Impulsreaktor und Neutronenphysik ... 40
Teilchenspektrometer I ... 41
Teilchenspektrometer II ... 42
Funken- und Streamerkammern ... 43
Blasenkammern I ... 44
Blasenkammern II ... 45
Auswertung von Blasenkammeraufnahmen 46
Radioaktivität ... 47
Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Hilfe radioaktiver Isotope ... 48
Elektronenbeugung — Feldionenmikroskopie ... 49
Elektronenmikroskopie I ... 50
Elektronenmikroskopie II ... 51
Ionographie ... 52
Elektronenröhren ... 53
Elektrische Entladungen ... 54
Röntgenaufnahmen von Kristallen — Röntgeninterferenzaufnahmen von Polyäthylen 55
Kristallisation und Wachstumserscheinungen ... 56
Kristalle I ... 57
Kristalle II ... 58
Versetzungsnachweis ... 59
Magnetische Werkstoffe — Supraleitfähigkeit ... 60
Astrophysik I ... 61
Astrophysik II ... 62
Astrophysik III ... 63
Etalons des Amtes für Standardisierung, Meßwesen und Warenprüfung (früher Deutsches Amt für Meßwesen und Warenprüfung) ... 64

Farbe. 1 Farbkreis nach W. Ostwald, 24teilig, außen pa, innen le (grauverhüllt). 2 Farbtongleiches Dreieck nach Ostwald für die Farbtöne 8 und 20. 3 Farbtafel der internationalen Farbmessung. 4 Farbkörper mit Farbtafel als Grundriß. 5 Remissionskurve für Ultramarinblau, Farbe 13 na im Ostwaldschen Farbkreis


1
innen le
außen pa
2
3
y
x
Spektralfarbenzug
Farbwertanteil
4
5
lg 1/τ
λ nm



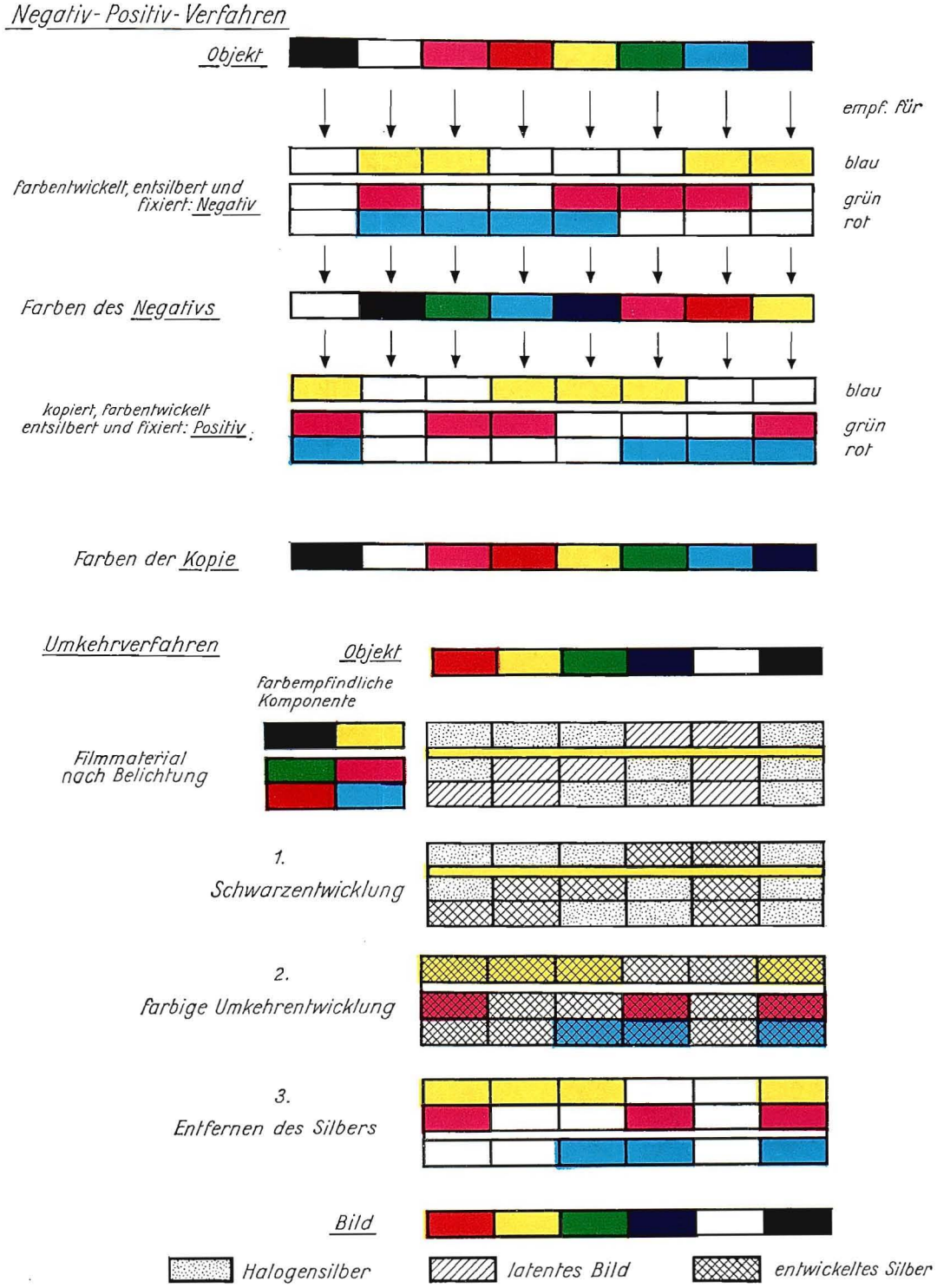




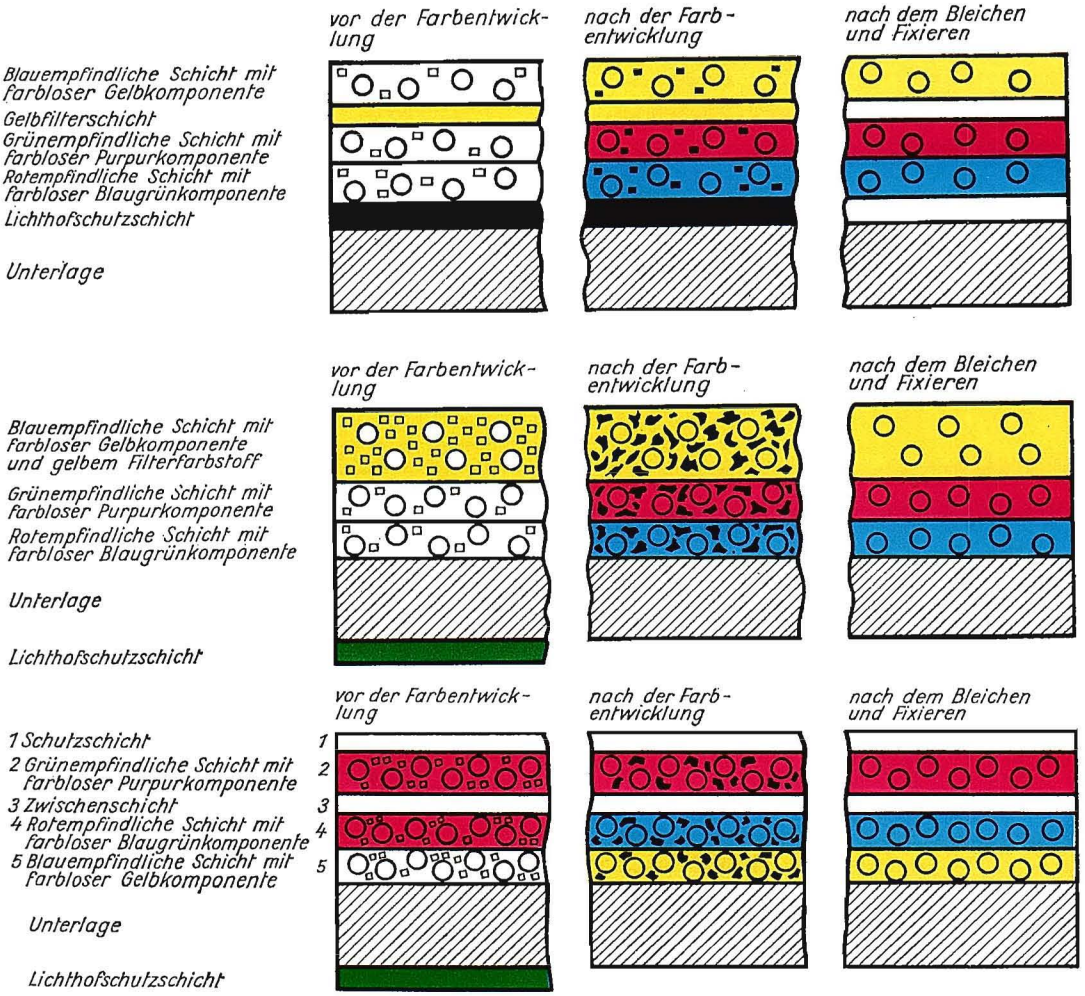
1
2
3

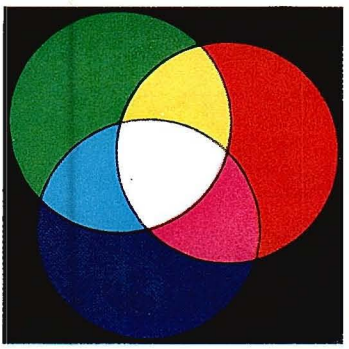
Prüfung des Farbensinnes. 1 bis 2 In den Abbildungen sind die Farben von Schrift und Grund verschieden, ihr Helligkeitswert jedoch ist gleich, so daß der Farbenuntüchtige die Schrift nicht oder nur ungenau entziffern kann (Pseudoisochromasie). 3 In der Abbildung sind Grund und Figur (CH) gleich hell; dem Farbenuntüchtigen fallen aber die bläulichen Punkte als Teil der Schrift auf, die der Farbentüchtige nicht als solche beachtet (Pseudoanisochromasie)

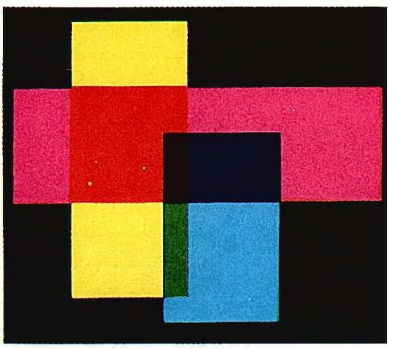
Tafel 2



Farbphotographie I. 1 Prinzip des Negativ-Positiv-Verfahrens. **2** Prinzip des Umkehrverfahrens **Tafel 3**



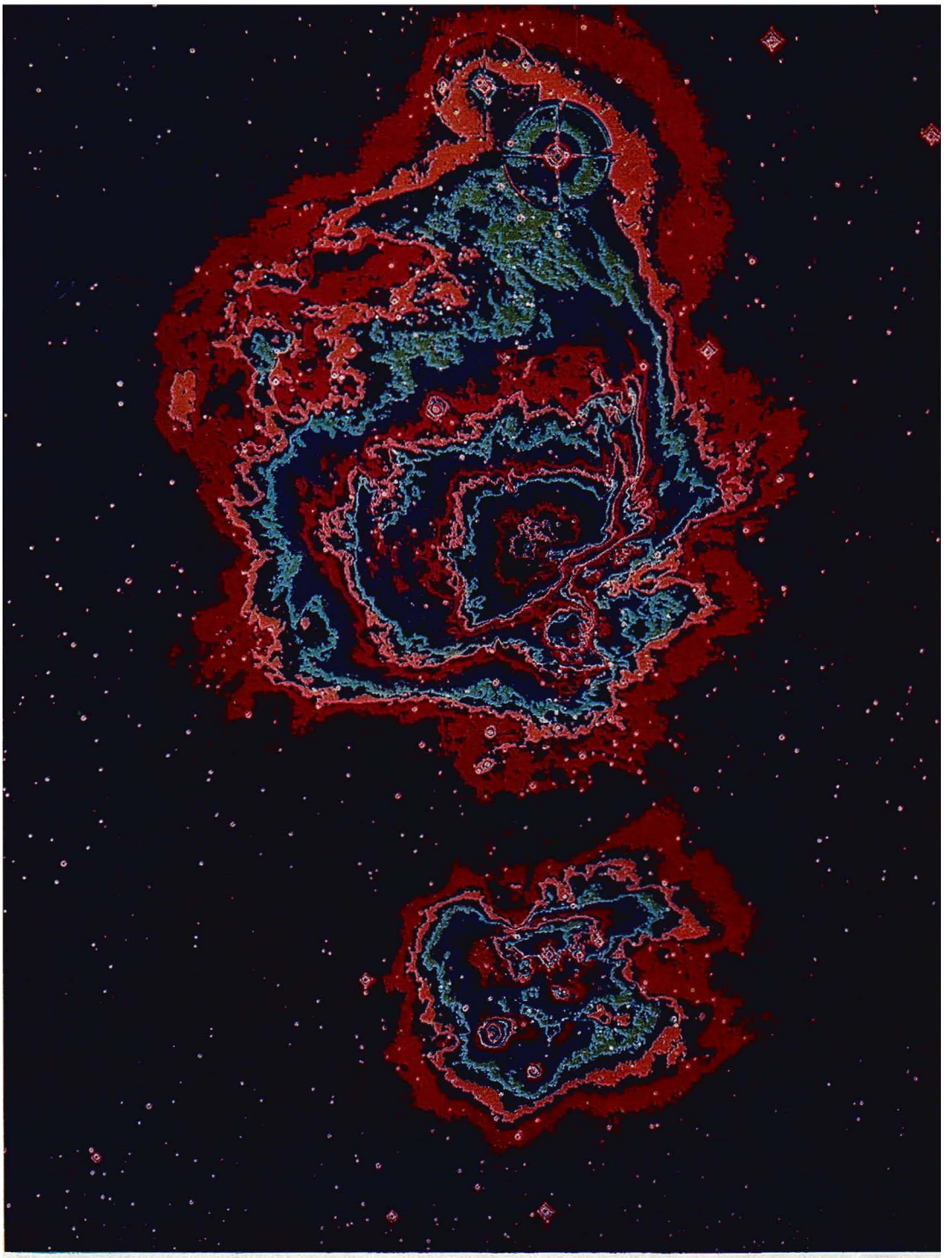




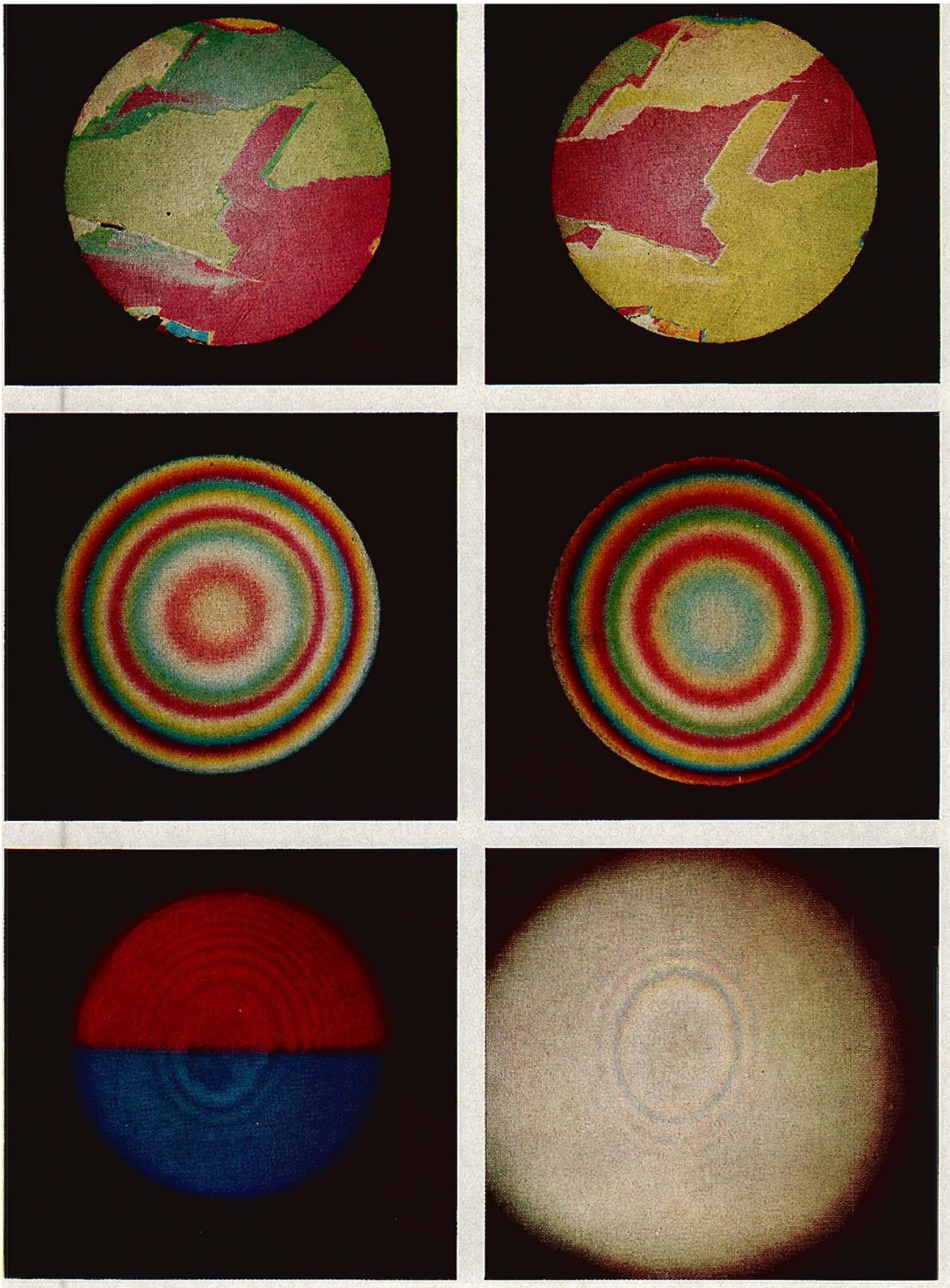


1 — 3
4 5 6

Tafel 4 **Farbphotographie II.** 1 bis 3 Beispiele für den Aufbau von Farbfilmen. 4 Additive Farbmischung. 5 Subtraktive Farbmischung. 6 Beispiel für eine Aufnahme auf Umkehrfilm

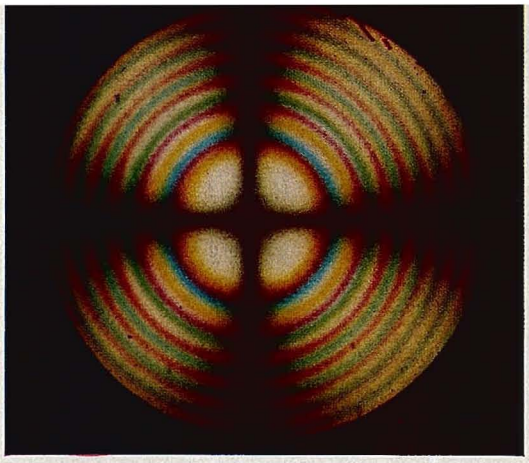


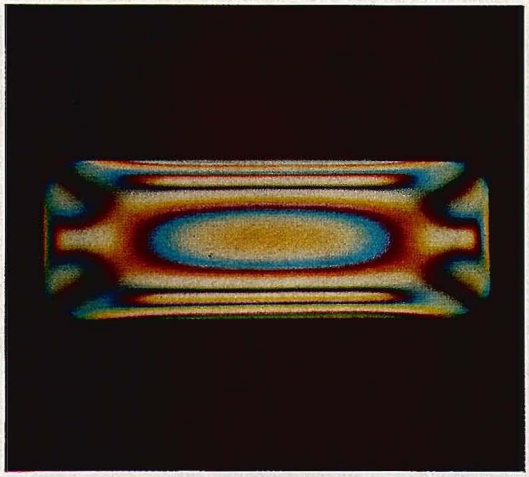
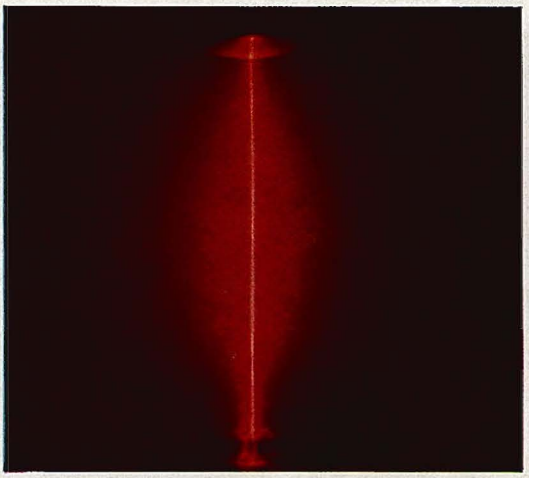
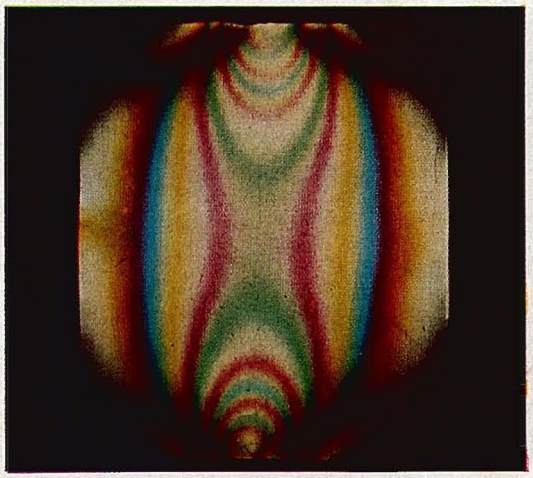
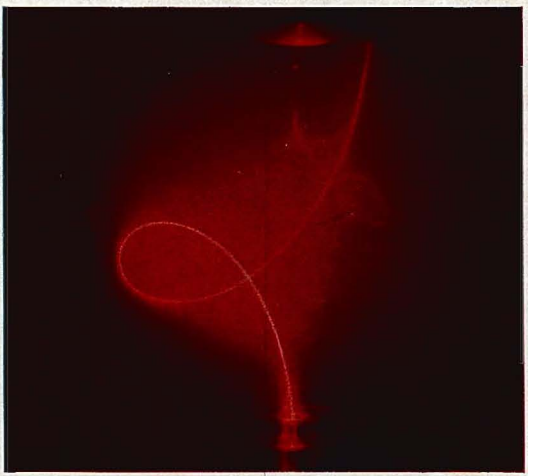
Farbphotographie III. Äquidensiten des Orionnebels, aufgenommen auf ORWOCOLOR **Tafel 5**



1 2
3 4
5 6

Tafel 6 **Optische Interferenzen I. 1 und 2** Newtonsche Ringe im weißen und im einfarbigen Licht. **3 bis 6** Interferenzen im polarisierten Licht: **3 und 4** Gips (konkav). **5 und 6** Gips (ungleich dick). Polarisatoren jeweils gekreuzt und parallel

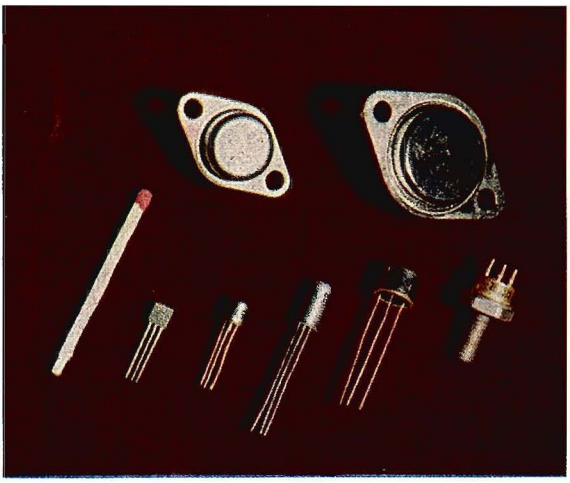


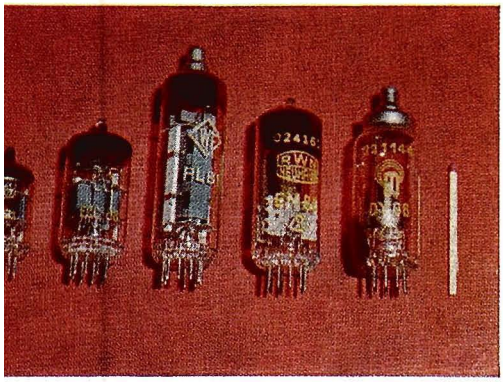





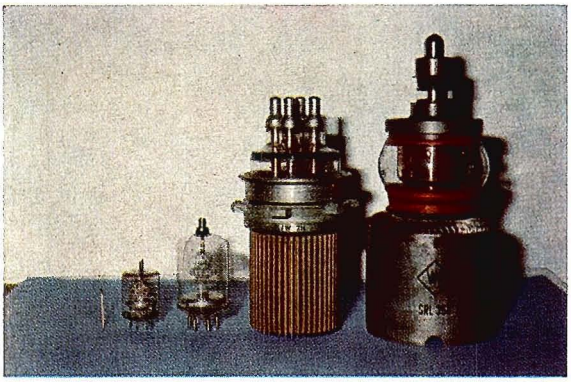
1 4
2 5
3 6

Optische Interferenzen II. Interferenzen im polarisierten Licht: **1** Senkrecht zur optischen Achse geschnittene Platte eines einachsigen Kristalls im konvergenten Licht bei gekreuzten Polarisatoren. **2 und 3** Spannungsdoppelbrechung in rasch gekühltem Glas und verspanntem Plexiglas. — **4** Helium-Neon-Gaslaser (Laboraufbau). — **5 und 6** Fadenstrahl ohne und im inhomogenen Magnetfeld

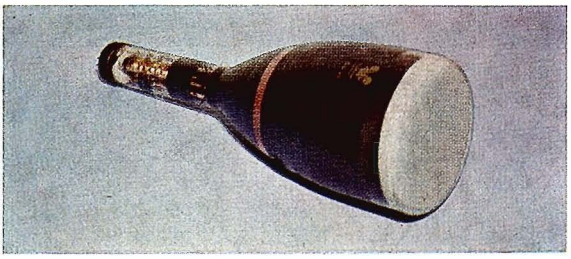


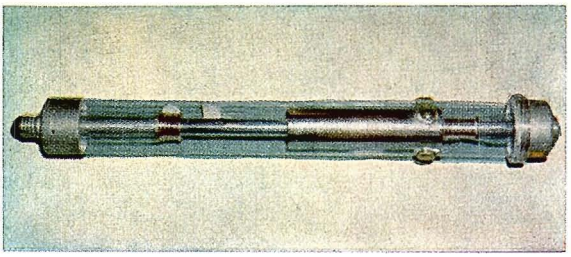








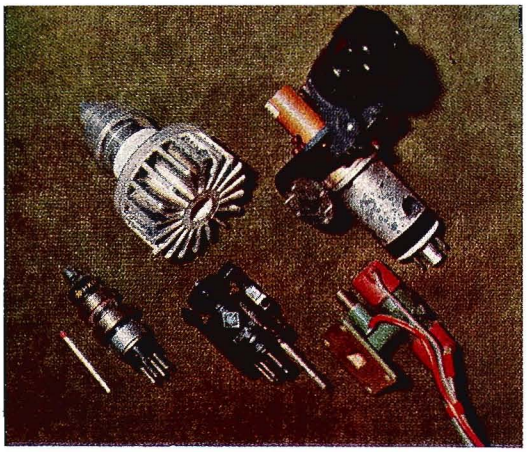




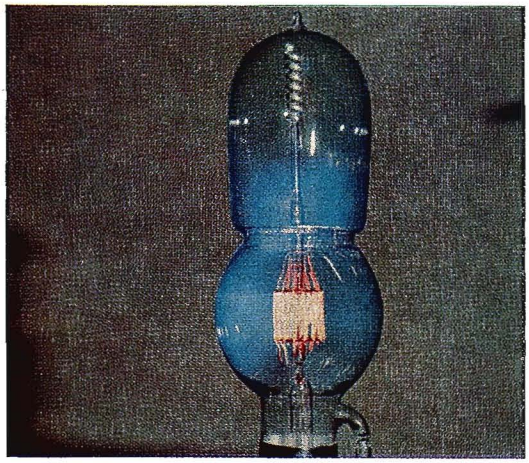
Elektronische Bauelemente I. 1 Halbleiterdioden (von links nach rechts). Obere Reihe: Gunn-Diode, Misch- und Kapazitäts-(Varaktor-)Diode für den Höchstfrequenzbereich, Leistungs-Gleichrichterdiode; untere Reihe: Tunneldiode, Photodiode, Schaltdiode, Universaldiode, Mischdiode, Z-Diode für kleine und größere Ströme. **2** Transistoren: Leistungstransistoren (oben), Transistoren für kleine Leistungen in Metall- und Plastgehäuse, UHF-Leistungstransistor. **3** Empfängerröhren: Doppeldiode, Doppeltriode, Endpentode, Abstimmanzeigeröhre, Hochspannungs-Gleichrichterröhre. **4** Senderöhren: Strahlungsgekühlte 20-W-Doppeltetrode, strahlungsgekühlte 300-W-Sendetriode, wassergekühlte 20-kW-Sendetriode für Mittel- und Kurzwellensender, luftgekühlte 10-kW-Sendetriode für Fernsehsender. **5** Ziffernanzeigeröhre. **6** Einstrahl-Oszillographenröhre. **7** Feinstruktur-Röntgenröhre

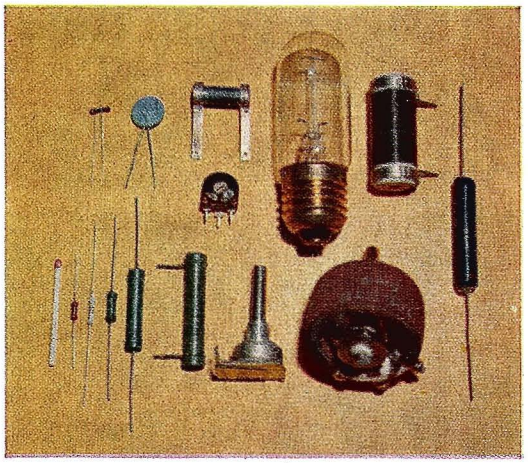
1 2
3 4
5 6
7

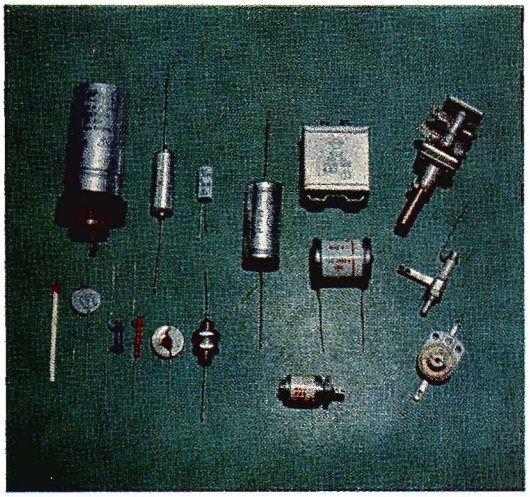
Tafel 8

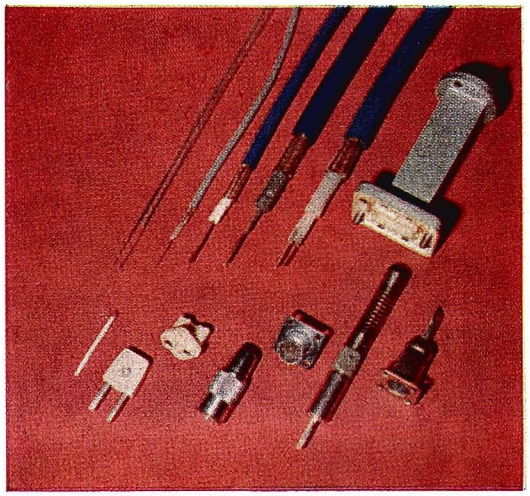








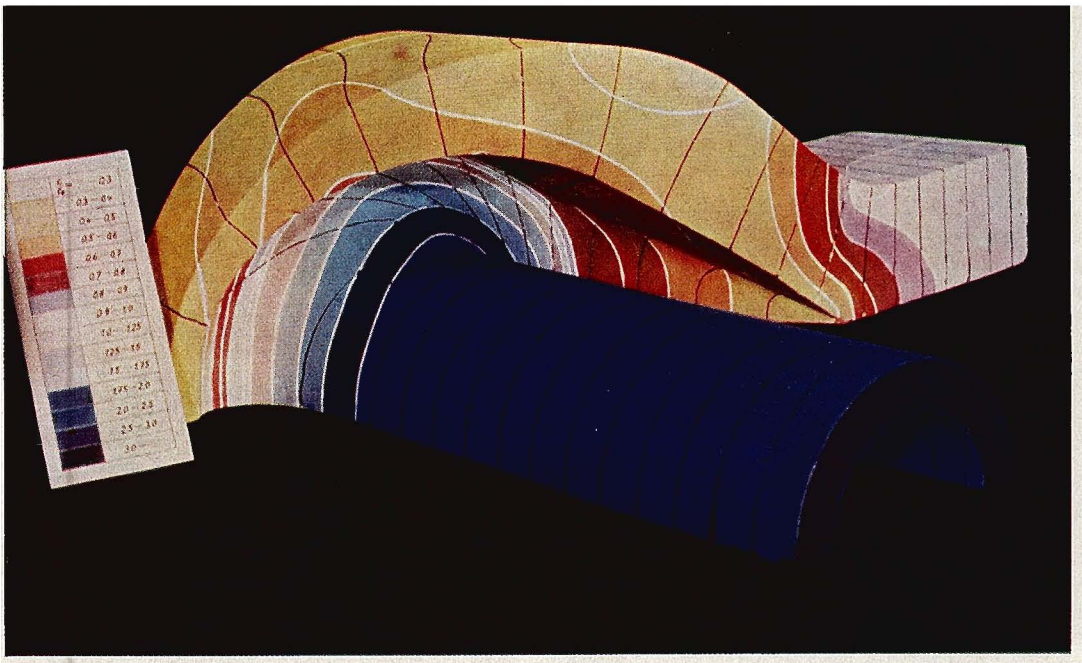


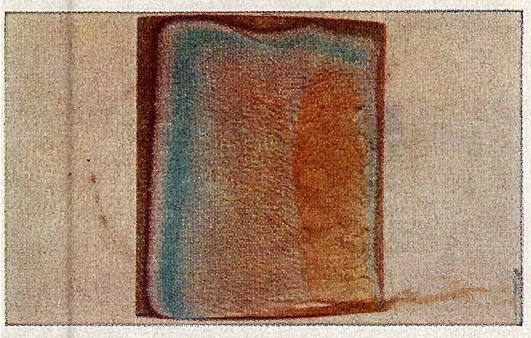


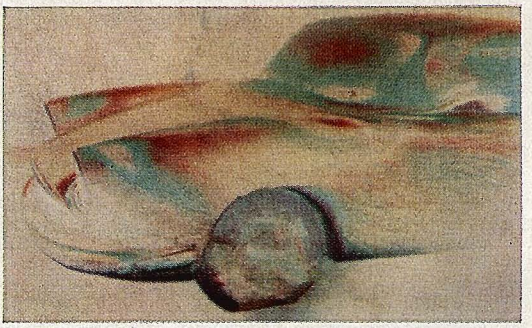
Elektronische Bauelemente II. 1 Höchstfrequenzröhren: Höchstfrequenztriode mit konzentrischen Anschlüssen in Metall-Keramik-Technik, verschiedene Reflexklystrons für Außenresonator (links unten) bzw. mit Innenresonator und koaxialem oder Hohlleiterausgang. 2 Höchstfrequenzröhren (von links nach rechts): Impulsmagnetron, Leistungs-Wanderfeldröhre (ohne Fokalisator), Rauschdiode und Empfängersperröhre für die Antennenumschaltung in Radargeräten. 3 Historische Verstärkerröhre aus dem Jahre 1913 (Lieben-Röhre). 4 Widerstände. Obere Reihe: verschiedene Heißleiter, Eisenwasserstoff-Widerstand, Drahtwiderstand; untere Reihe: verschiedene Schichtwiderstände, Schicht- und Drahtdrehwiderstand. 5 Kondensatoren. Obere Reihe: Elektrolytkondensatoren, Metall-Papier-Kondensatoren, Zweifach-Drehkondensator; untere Reihe: verschiedene keramische Kondensatoren, Kunststoffolienkondensator, Trimmer. 6 Hochfrequenzleitungen und dazugehörige Steckverbindungen, Zweidraht-(Lecher- oder Band-)Leitung, Koaxialleitungen und Hohlleitung

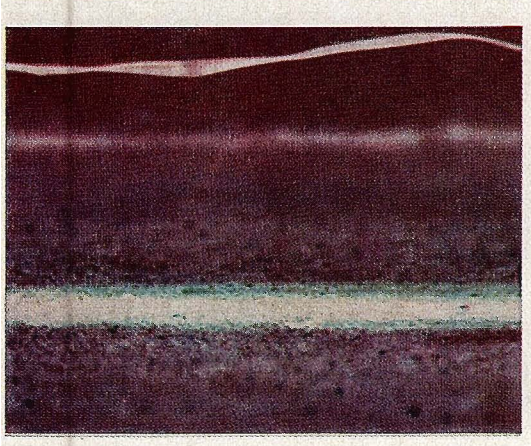
1 2
3 4
5 6

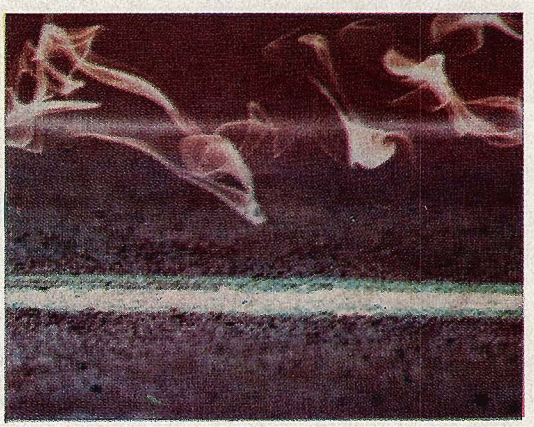
Tafel 9





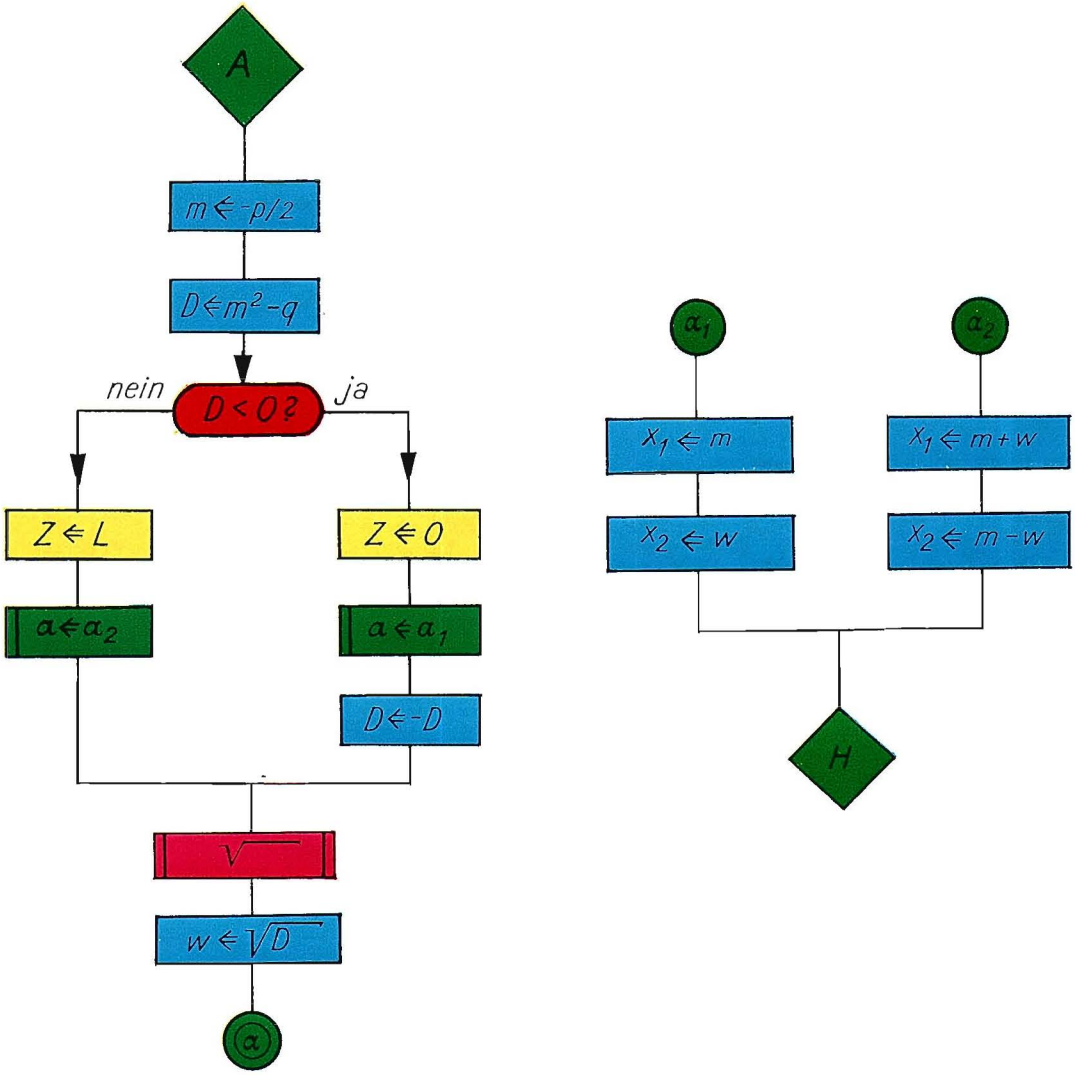






1 **2a** **2b** **3a** **3b** **Tafel 10**

Strömungslehre I. 1 Mit Hilfe der Elektroanalogie untersuchtes Halbmodell eines Gasturbineneintrittsgehäuses. Gebiete gleicher Geschwindigkeit sind auf dem Modell durch die gleiche Farbe und die Äquipotentiallinien durch dunkle Linien markiert (c_0 = Eintrittsgeschwindigkeit). **2** Bestimmung des Schubspannungsverlaufs an Strömungskörpern durch wasserlösliche Farbanstriche. In Gebieten stärkster Abtragung ist die Spannung am größten: **2a** Saugseite eines Tragflügels. Farbschichtfolge: 1. Schicht (obere) dunkelbraun, 2. Schicht rot, 3. Schicht blau, 4. Schicht (untere) gelb; **2b** Vorderansicht eines Automobilmodells. Farbschichtfolge: 1. Schicht (obere) blau, 2. Schicht grün, 3. Schicht rot, 4. Schicht schwarz, Untergrund gelb. **3** Einfluß der Rauhigkeit auf den Grenzschichtumschlag an der ebenen Platte: **3a** Streichlinien im vorderen und **3b** Streichlinien im hinteren Plattenabschnitt



arithmetische Anweisungen

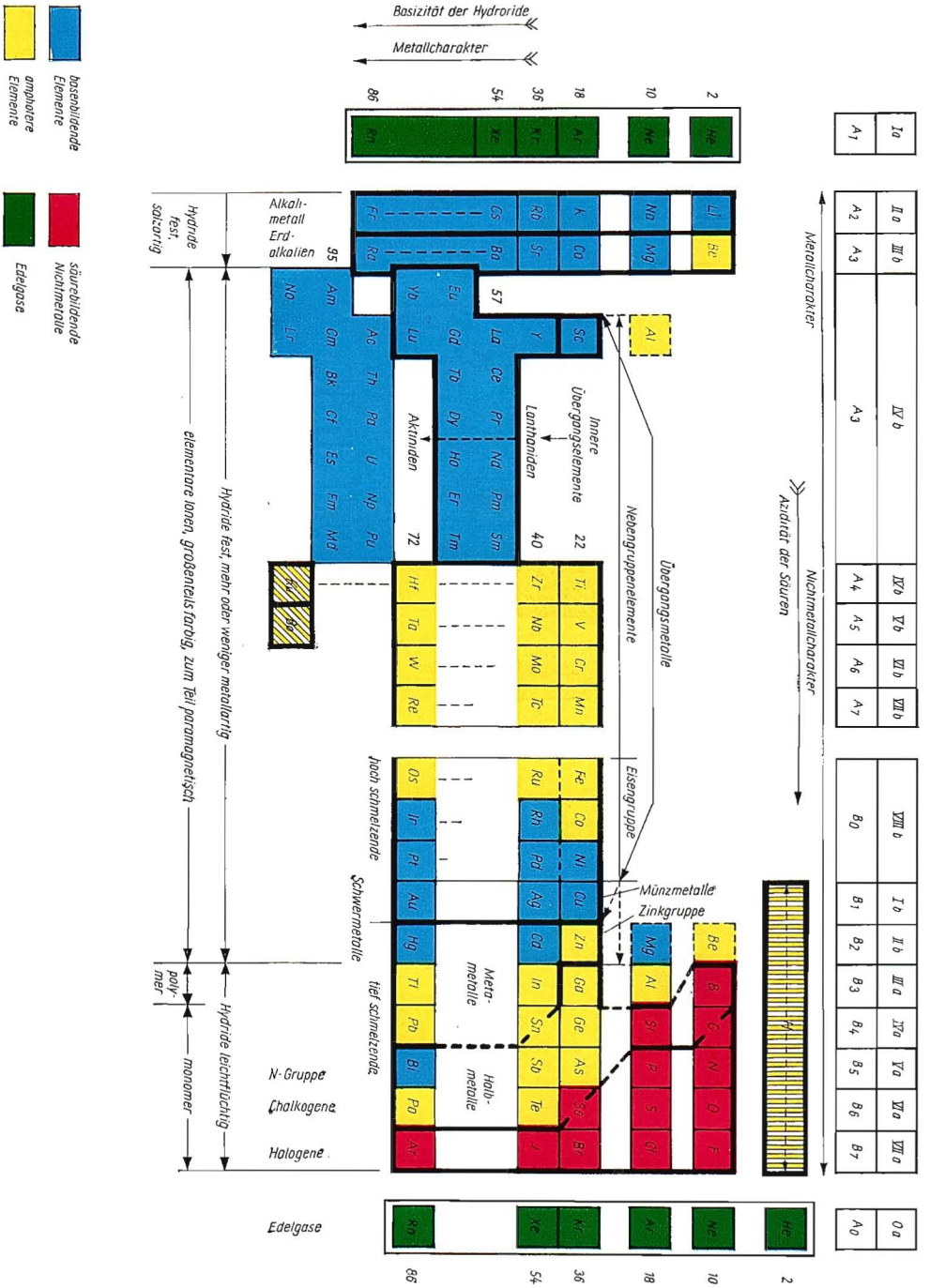
Test

Organisationsanweisungen und Konnektoren

logische (Boolesche) Anweisungen

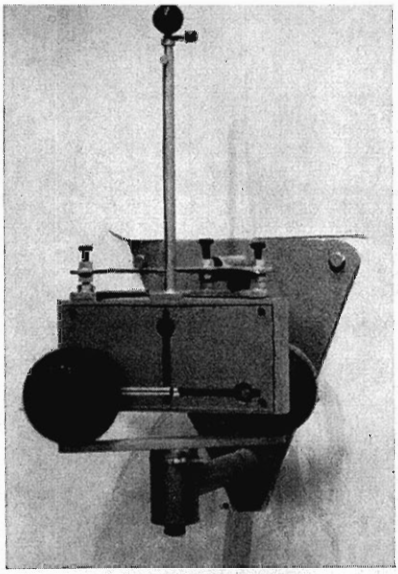
Unterprogrammaufruf

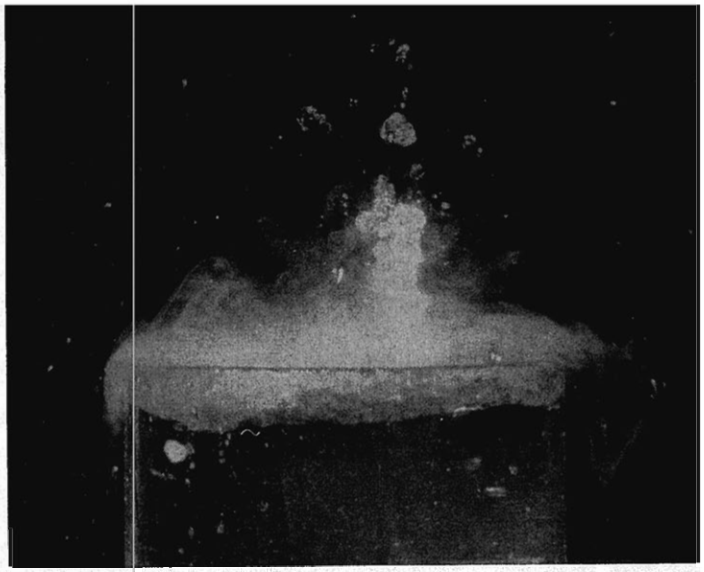
Kybernetik. Flußdiagramm zur Lösung der quadratischen Gleichung $w^2 + pw + q = 0$ nach der Formel $w_{1/2} = -p/2 \pm \sqrt{p^2/4 - q}$

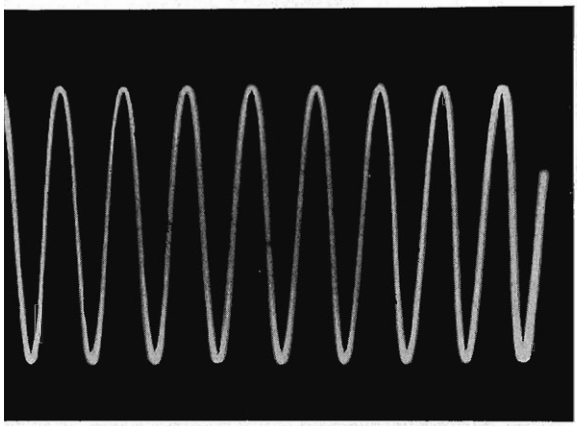


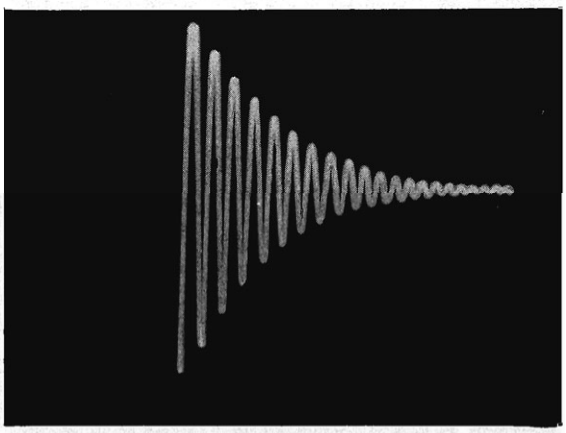
Periodensystem der Elemente in langperiodischer Darstellung nach Werner. Innerhalb der Gruppen stehen enger verwandte Elemente in ungeteilten Feldern oder sind durch gestrichelte Linien verbunden. Die variable Abgrenzung der Neben- und Übergangselemente ist angedeutet, die der Halbmetalle ist nicht eindeutig möglich. Elemente mit f^0-, f^7- und f^{14}-Konfiguration (La, Gd, Lu, Ac, Cm, Lr) stehen untereinander; Eu, Yb, Am und No sind gemäß ihrer Verwandtschaft zu den Erdalkalien diesen nahe gerückt. Wasserstoff steht entsprechend seiner Elektronegativität im Raum zwischen Cu und den Halogenen. Der saure, amphotere oder basische Charakter der Elemente ist durch Färbung gekennzeichnet

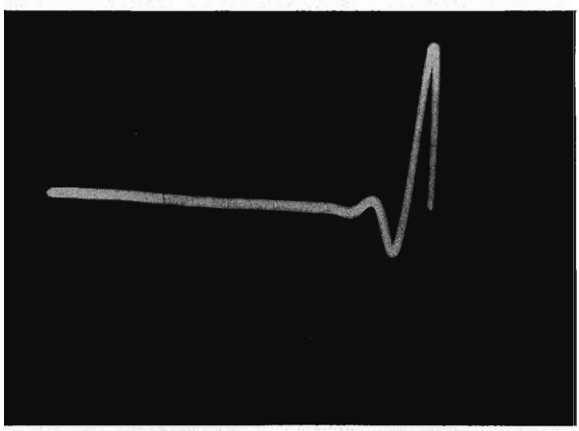
Tafel 12

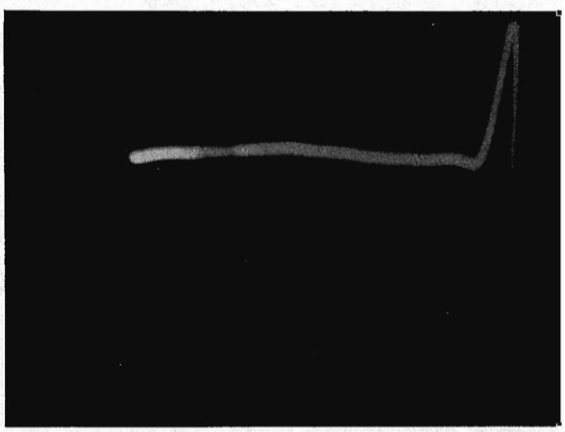


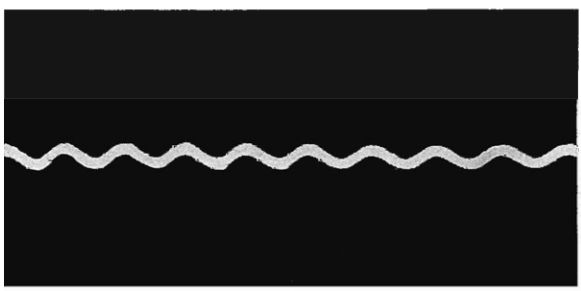








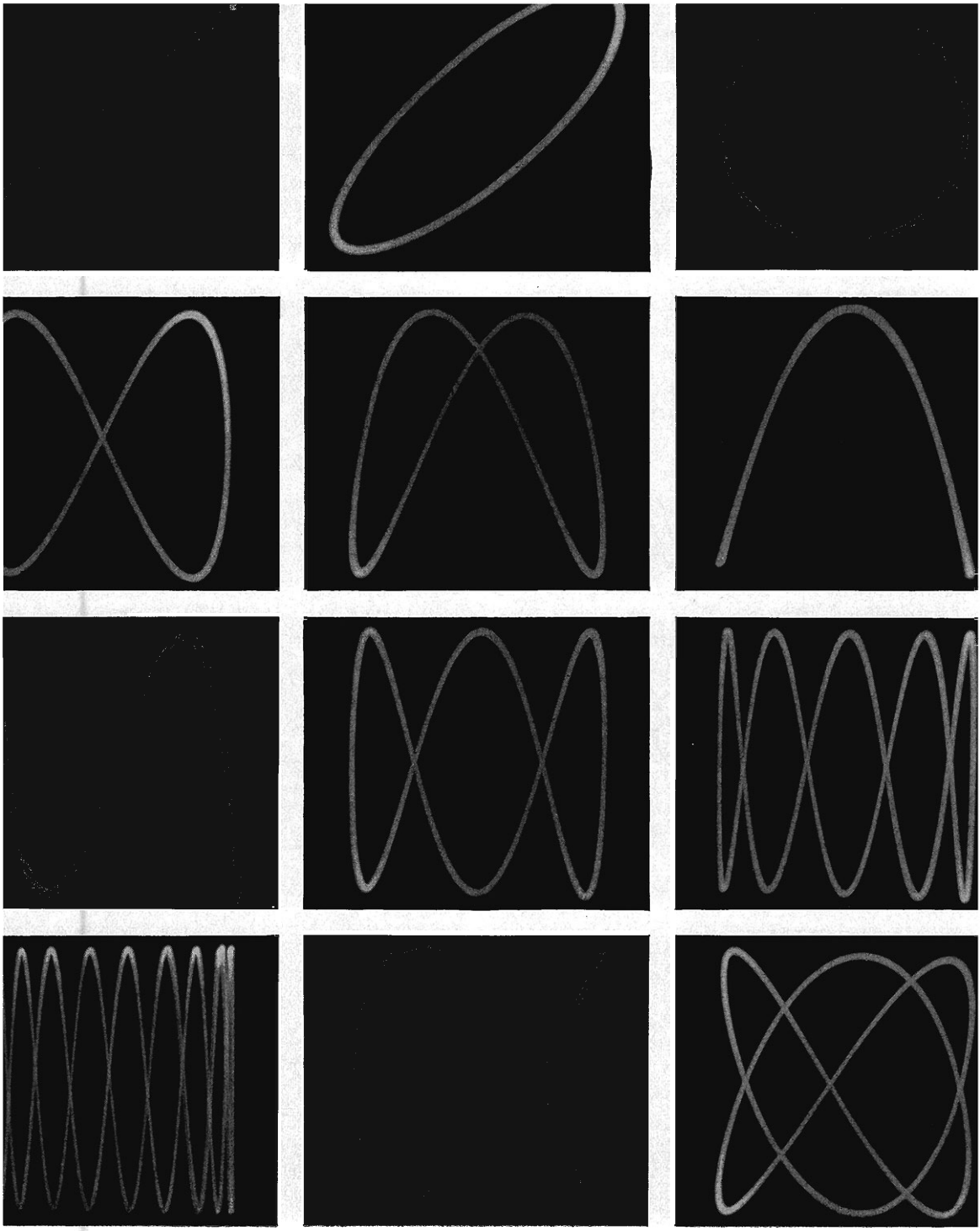




1 Drehwaage zur Bestimmung der Gravitationskonstanten. **2** Vernebelung von Kohlenstofftetrachlorid durch Ultraschall. — **Schwingungen I. 3** Ungedämpfte harmonische Schwingung. **4 bis 6** Gedämpfte harmonische Schwingung, Dämpfung zunehmend (Abbildung **6** nahezu aperiodischer Grenzfall). **7** Schwingung des Zinken einer Stimmgabel

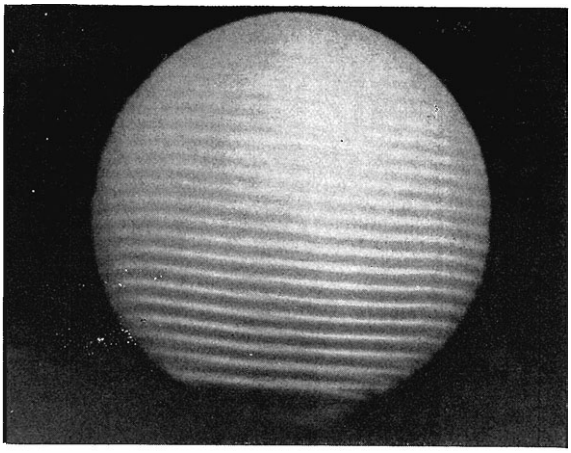
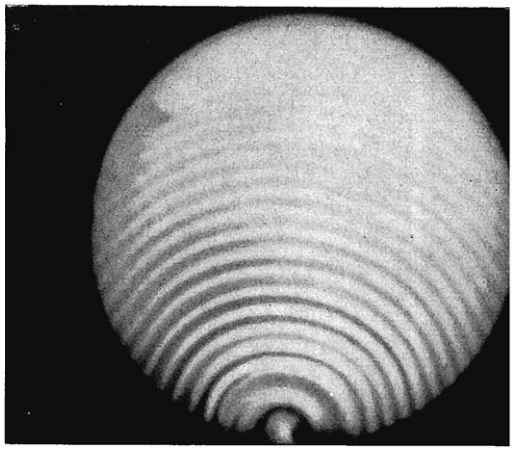
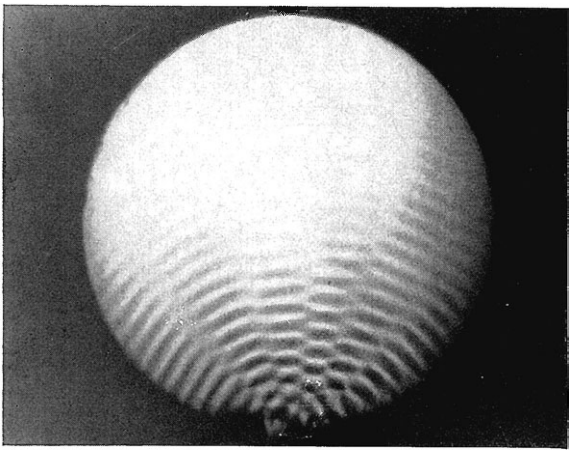
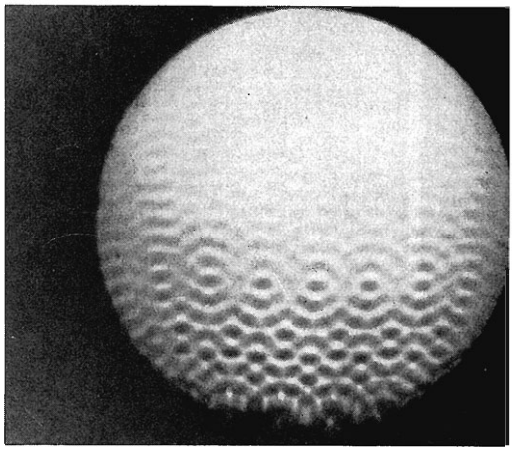
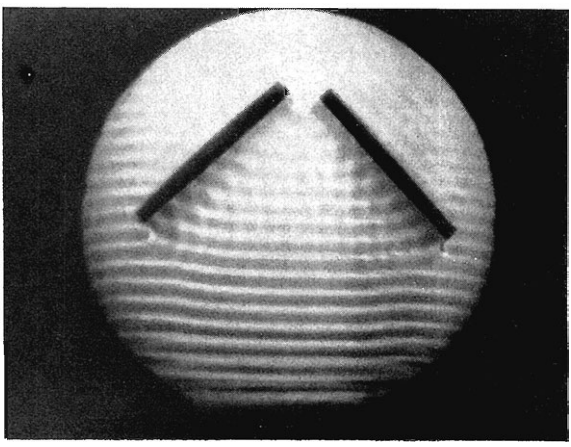
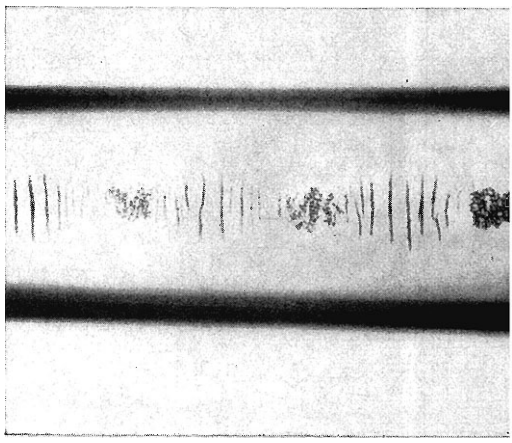
1 2
3 4
5 6
7

Tafel 13



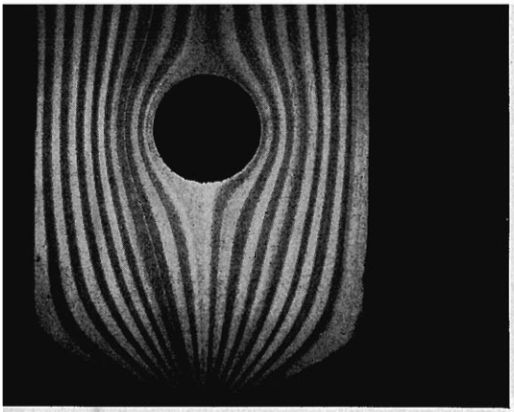
1 2 3
4 5 6
7 8 9
10 11 12

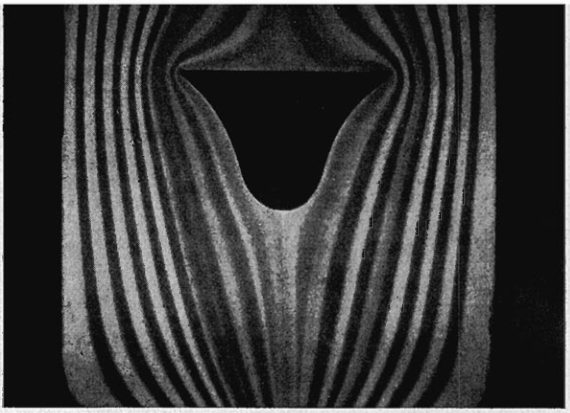
Tafel 14 **Schwingungen II.** Zusammensetzung von zwei senkrecht aufeinander stehenden linearen harmonischen Schwingungen (Lissajous-Figuren): **1 bis 3** Frequenzverhältnis (vertikal zu horizontal) 1 : 1, Phasenunterschied 0°, 45°, 90°. **4 bis 6** Frequenzverhältnis 2 : 1, Phasenunterschied 0°, 45°, 90°. **7 und 8** Frequenzverhältnis 3 : 1. **9** Frequenzverhältnis 5 : 1. **10** Frequenzverhältnis 10 : 1. **11 und 12** Frequenzverhältnis 3 : 2

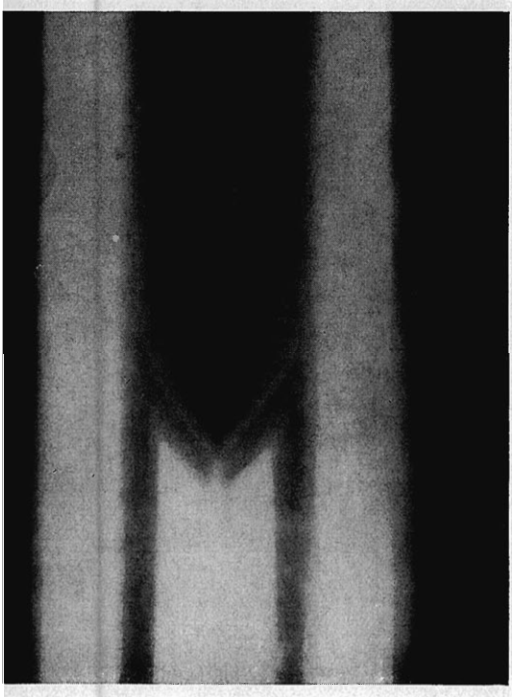







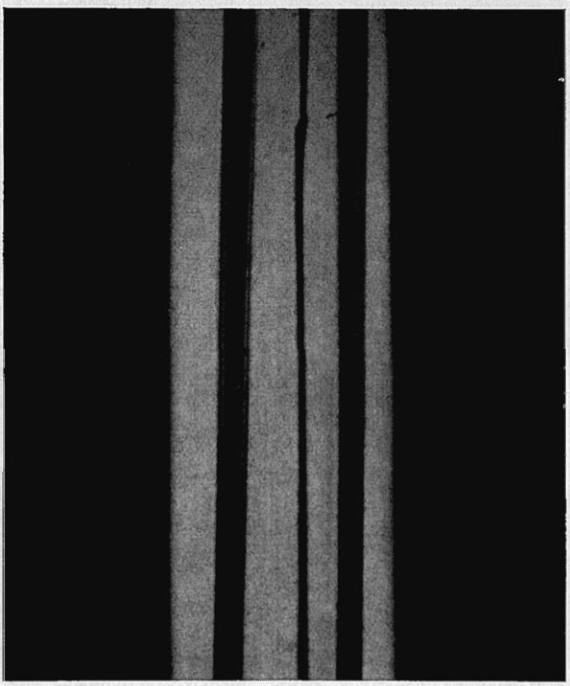
1 2
3 4
5 6

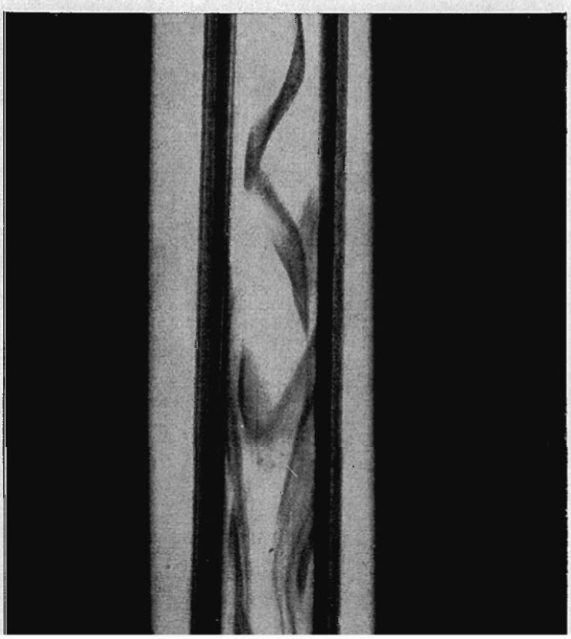
Wellen. **1 bis 5** Wasserwellen: **1** Ebene fortschreitende Welle (lineare Erregung). **2** Fortschreitende Kreiswelle (punktförmige Erregung). **3** Überlagerung (Interferenz) von zwei Kreiswellen (Interferenzhyperbeln). **4** Überlagerung von 8 Kreiswellen. **5** Überlagerung einer ebenen Welle nach Reflexion an zwei Hindernissen. **6** Schallwelle: Stehende Schallwelle in einem Rohr, sichtbar gemacht durch Korkpulver (Kundtsche Staubfiguren)







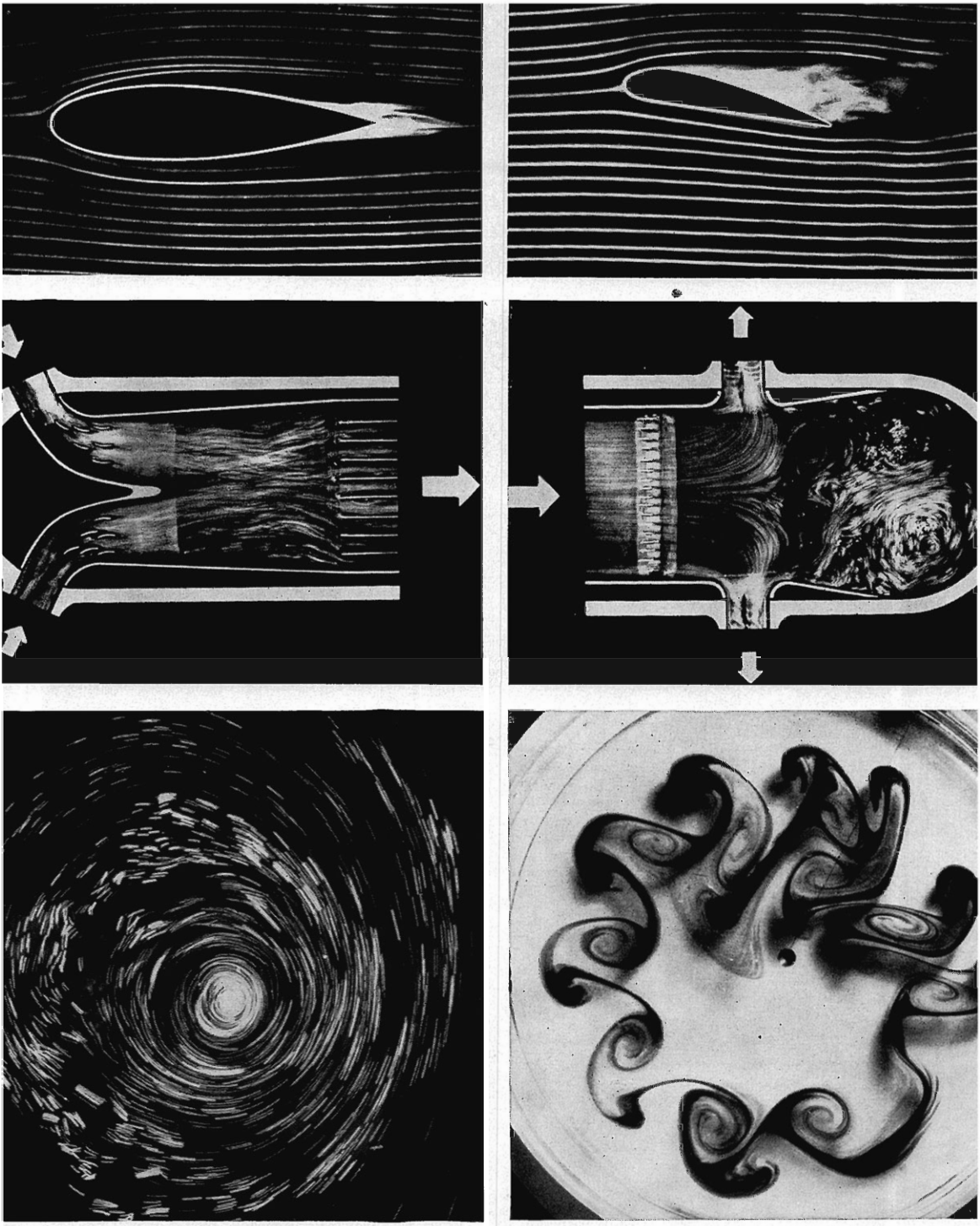




1 2
3 4
5

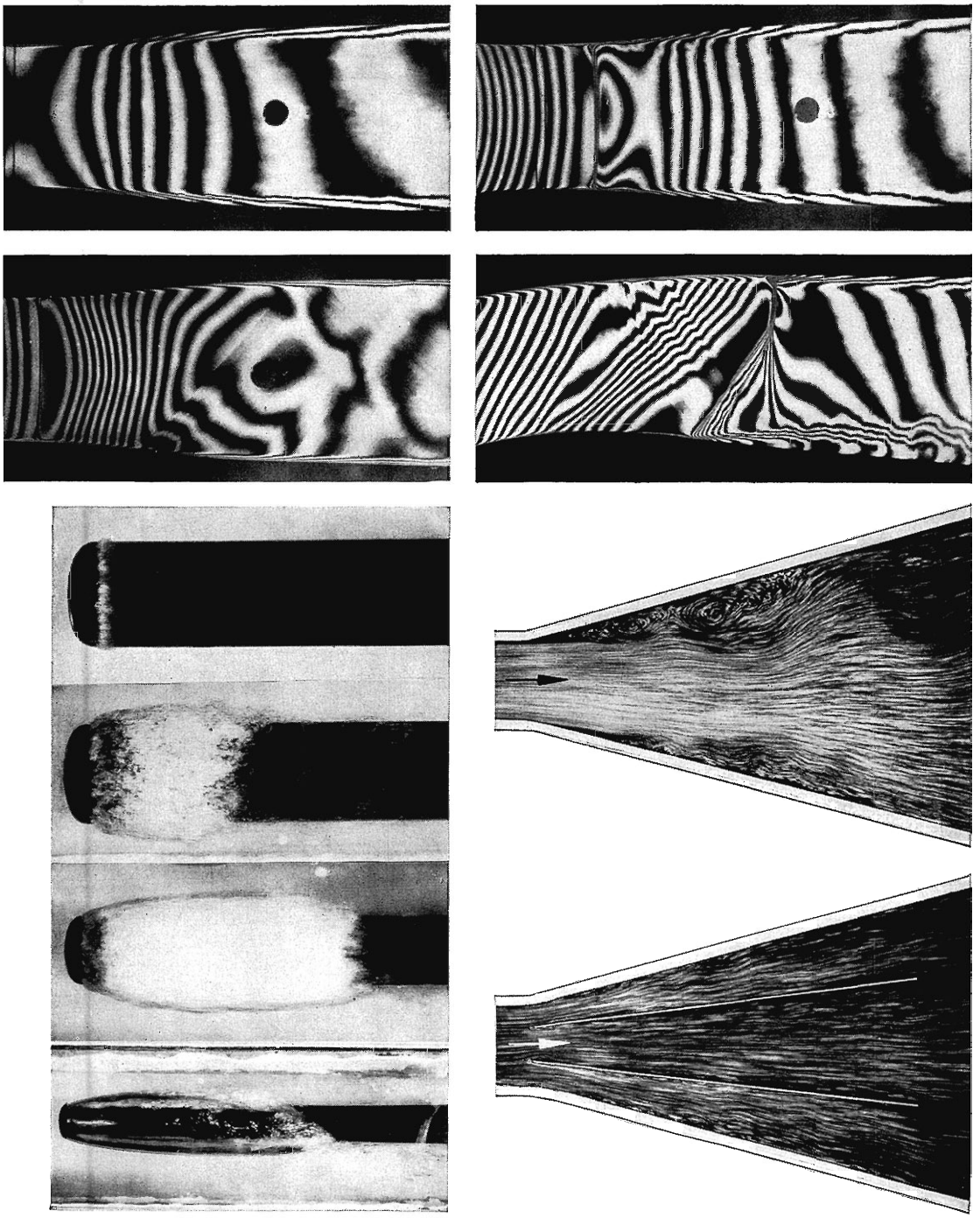
Strömungen. 1 und 2 Laminare Strömung um Hindernisse. **3** Parabolische Geschwindigkeitsverteilung in der laminaren Strömung in einem zylindrischen Rohr. **4 und 5** Laminare und turbulente Strömung in einem Rohr (sichtbar gemacht durch einen Tintenfaden)

Tafel 16



1a 1b
2a 2b
3 4

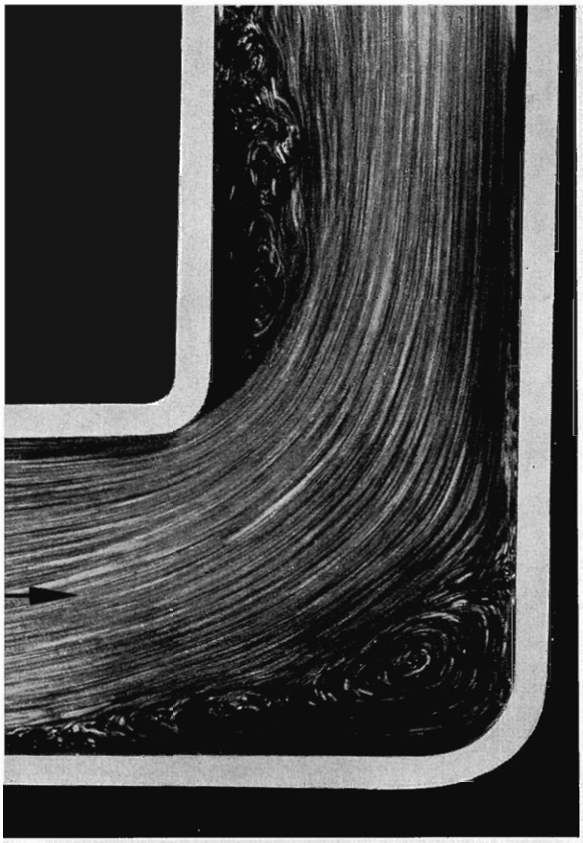
Strömungslehre II. 1 Die ebene Umströmung von Tragflügeln (im Rauchkanal sichtbar gemacht): **1a** anstellungsfreie Umströmung eines symmetrischen Tragflügels, **1b** Umströmung eines angestellten gewölbten Tragflügels. **2** Strömung durch einen Druckwasserreaktor: **2a** Eintrittsteil, **2b** Austrittsteil des Reaktors. 3 Wirbel, in dessen Außenbereich Strömungen eingelagert sind. **4** Wirbelbildung in rotierenden Flüssigkeiten

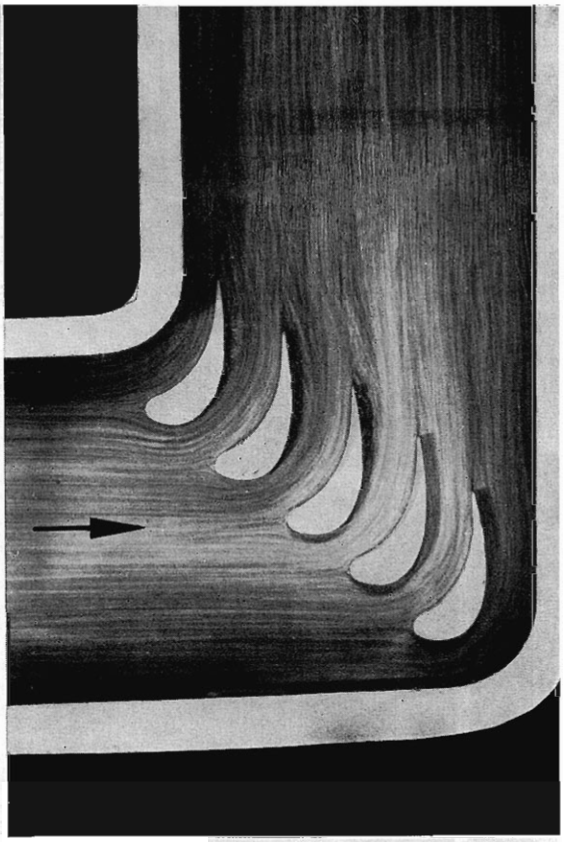


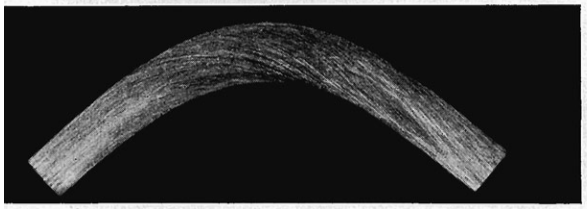
1a 1b
1c 1d
2a 3a
2b 3b
2c
2d

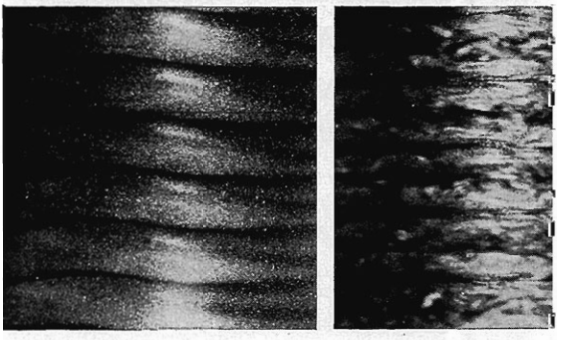
Strömungslehre III. 1 Interferometrische Aufnahmen der Strömung durch eine Lavaldüse: **1a** reine Unterschalldurchströmung; **1b** hinter dem engsten Querschnitt baut sich ein kleines Überschallfeld auf, das durch einen Verdichtungsstoß abgeschlossen wird; **1c** voll ausgebildete Überschallströmung, die Machschen Linien sind gut sichtbar; **1d** gegabelter Verdichtungsstoß in einer Lavaldüse mit gekrümmter Mittellinie. 2 Beispiele von schwacher bis zu voll ausgebildeter Kaviation an einem zylindrischen Körper mit Halbellipsoidnase: **2a** $\sigma = 0{,}93$; **2b** $\sigma = 0{,}41$; **2c** $\sigma = 0{,}31$; **2d** $\sigma = 0{,}26$. 3 Ebene Strömung durch einen Diffusor: **3a** abgerissene Strömung infolge zu großen Erweiterungswinkels; **3b** durch Verwendung eines Multidiffusors kann die Strömung wieder zum Anliegen gebracht werden

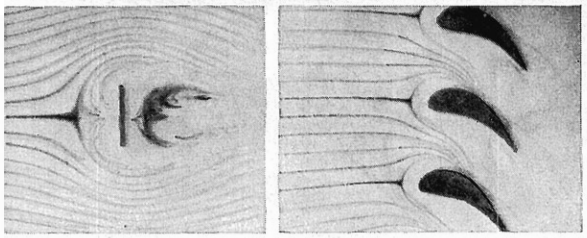
Tafel 18



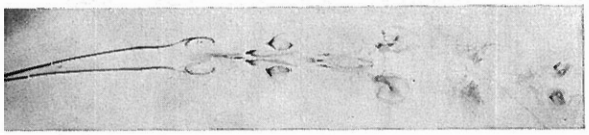


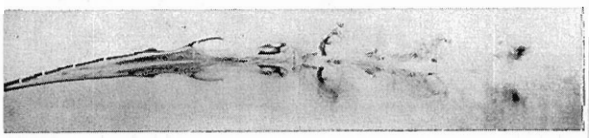








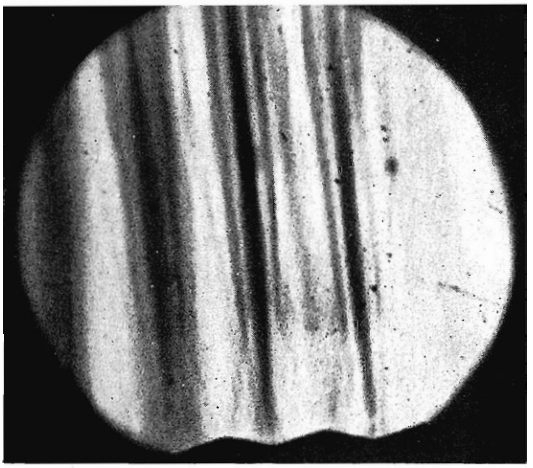


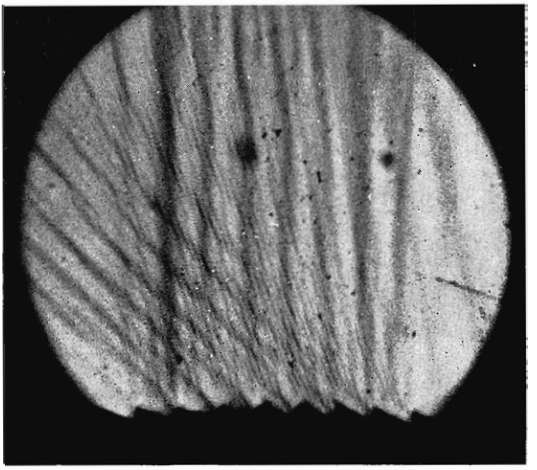


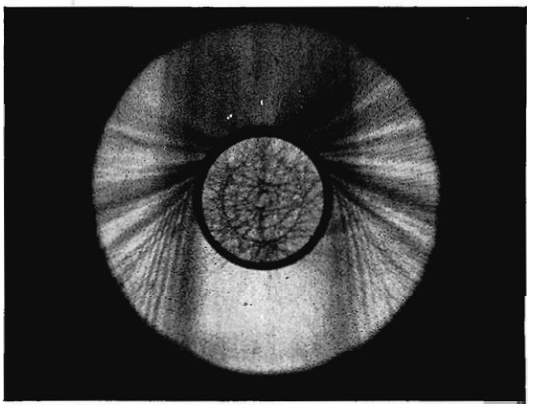
Strömungslehre IV. 1 Strömung durch einen 90°-Krümmer: **1a** Abreißen der Strömung im Krümmer, **1b** Vermeiden der Ablösung durch Einbau eines Schaufelgitters, **1c** wandnahe Strömung (Rußanstrich). **2** Wandnahe Strömung: **2a** um die quergestellte ebene Platte, **2b** um ein Schaufelgitter. **3** Über den Mechanismus des laminaren Ablösewirbels erfolgender Grenzschichtumschlag in verzögerten Grenzschichten. Die durch Farbzugabe nachgebildeten Streichlinien spiegeln sich auf der Tragflügeloberfläche, die in der Fotografie selbst nicht sichtbar ist ($Re = 8 \cdot 10^4$, Belichtungszeit 10^{-6} s). Die Aufnahmen erfolgten zu verschiedenen Zeiten. **4** Strömung zwischen konzentrischen Zylindern, von denen der innere rotiert: **4a** laminare Taylorwirbel ($Re = 260$), **4b** turbulente Taylorwirbel ($Re = 3130$)

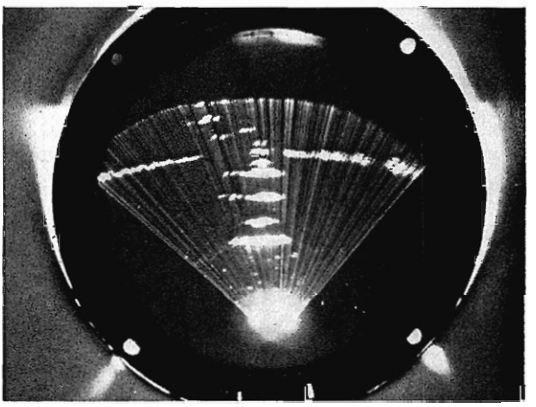
1a 1b
1c 4ab
2ab
3a
3b
3c

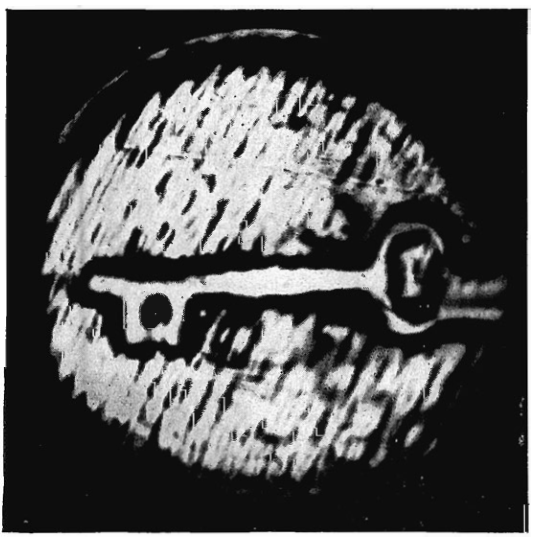
Tafel 19









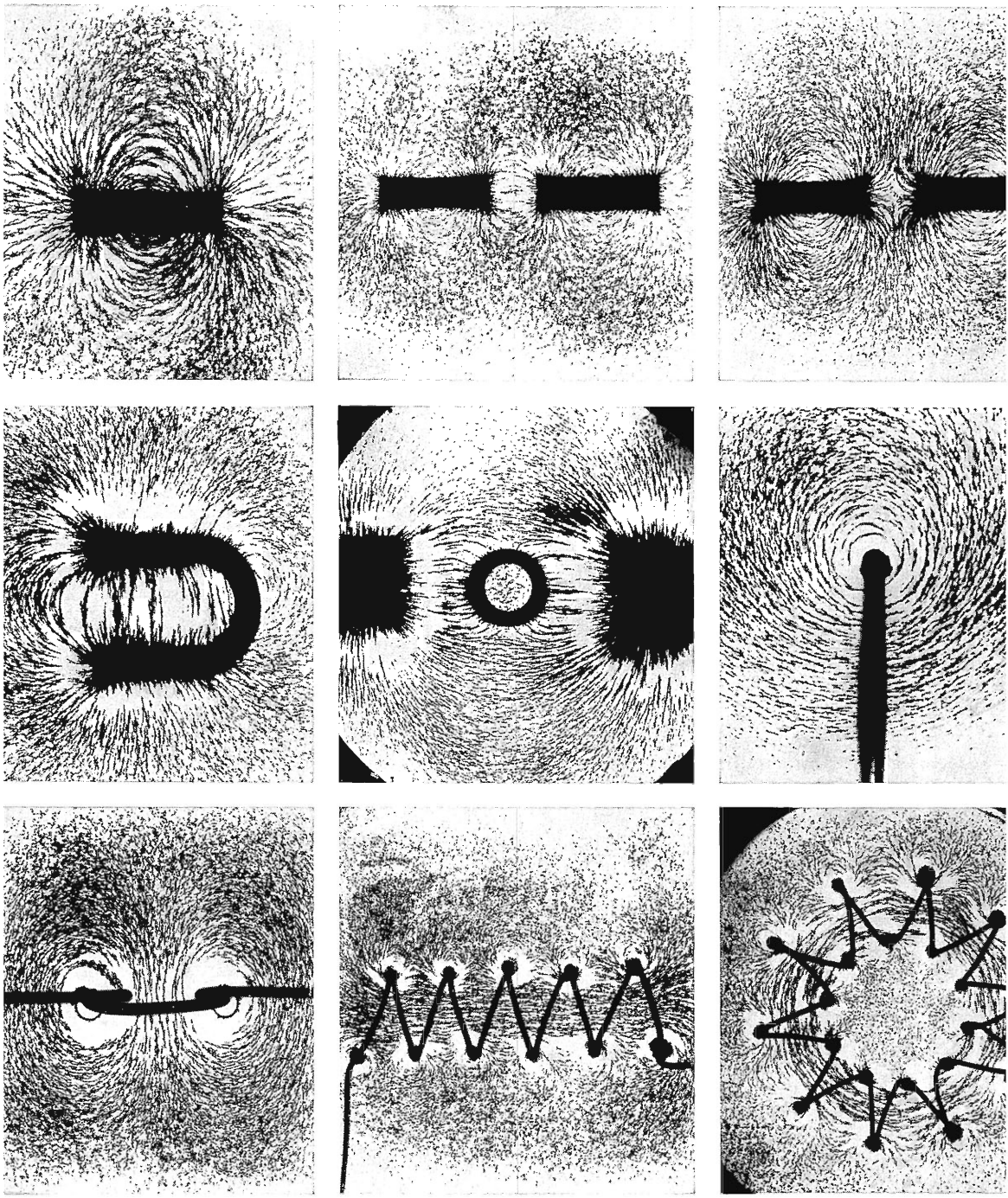




1 2
3 4
5 6

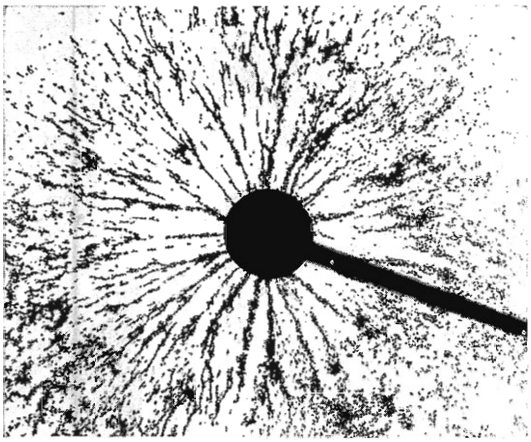
Ultraschall. 1, 2 und 3 Reflexion von parallelen Ultraschallstrahlen an verschiedenen Hindernissen und Sichtbarmachung des veränderten Wellenfeldes in einer optischen Anordnung durch den Debye-Sears-Effekt. 4 Ultraschall-Materialprüfung mit einem Schnittbildverfahren. Die im Fächer liegenden hellen Flächen zeigen Fehlstellen im geprüften Material an. 5 und 6 Aufnahmen an einem Ultraschall-Sichtgerät. In die Schallstrahlung innerhalb einer Flüssigkeit gebrachte Gegenstände (Schlüssel, Hand) erzeugen durch zusätzliche Schallabsorption über den Schallstrahlungsdruck an der Flüssigkeitsoberfläche ein Reliefbild, das durch eine optische Schlierenanordnung abgetastet wird

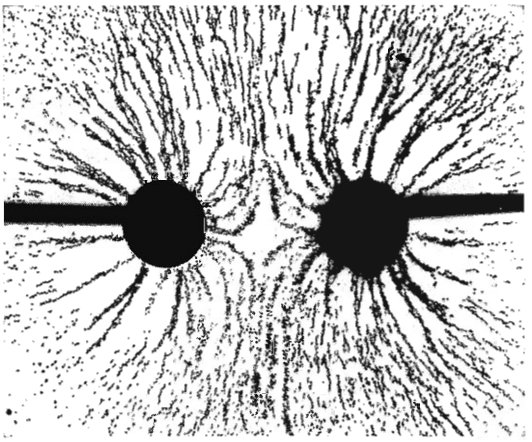
Tafel 20

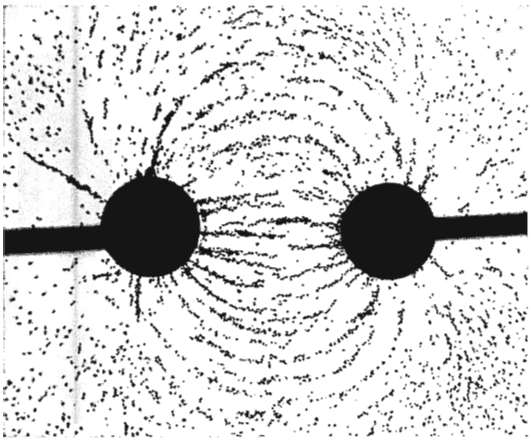


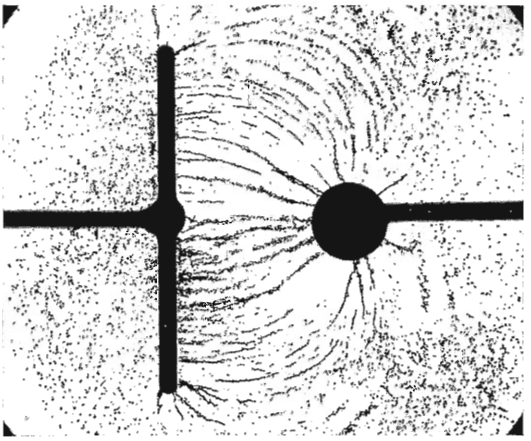
1 2 3
4 5 6
7 8 9

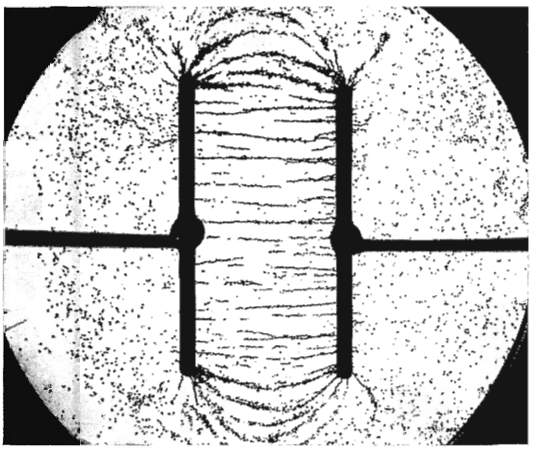
Magnetisches Feld. **1** Feld eines Stabmagneten. **2 und 3** Feld zweier Stabmagnete, deren ungleichnamige bzw. gleichnamige Pole sich gegenüberstehen. **4** Feld eines Hufeisenmagneten. **5** Abschirmende Wirkung von Eisen. **6** Feld eines stromdurchflossenen geraden Leiters, der senkrecht zur Bildebene verläuft. **7** Feld einer stromdurchflossenen Leiterschleife. **8** Feld einer Längsspule. **9** Feld einer Ringspule

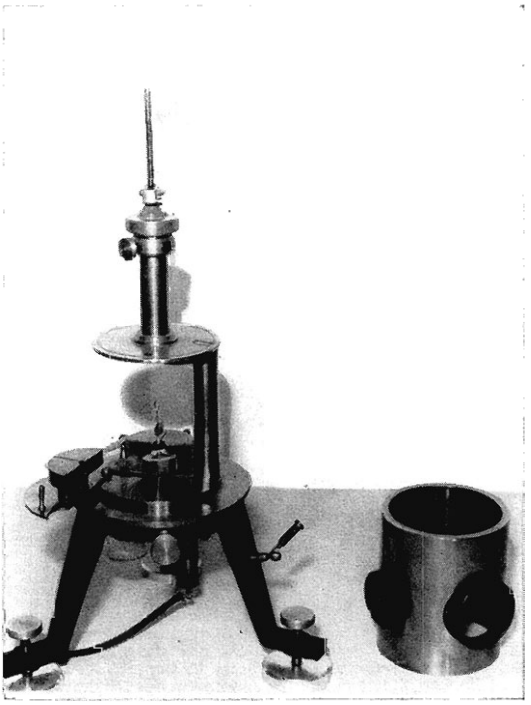






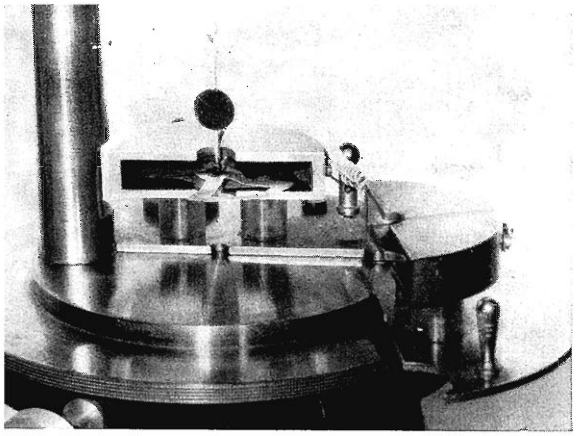


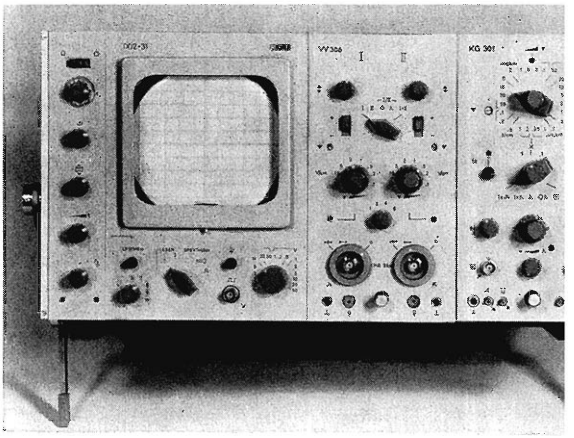


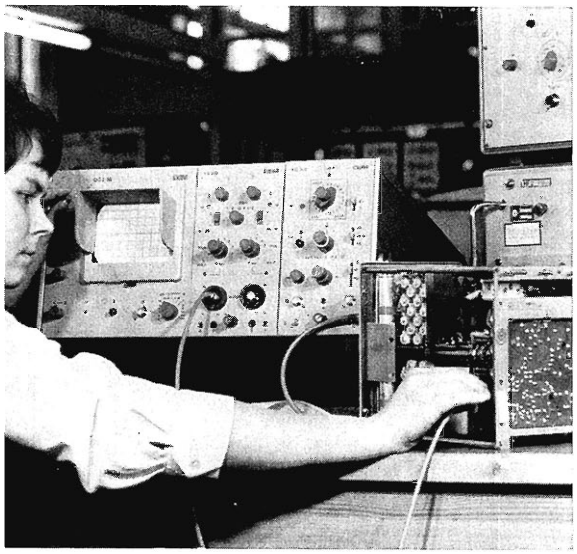


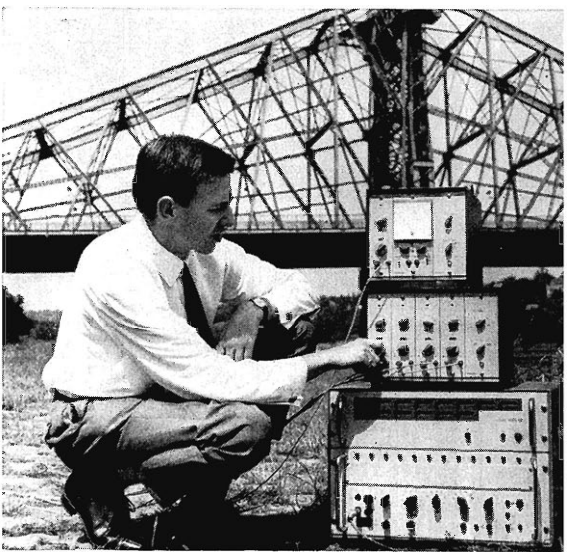
1 2 3 4 5 6 **Elektrisches Feld. 1** Feld einer Punktladung. **2 und 3** Feld zwischen zwei ungleichnamigen bzw. gleichnamigen Punktladungen. **4** Feld zwischen ungleichnamiger Punkt- und Flächenladung. **5** Feld eines Plattenkondensators. **6** Quadrantenelektrometer, Gehäuse abgenommen

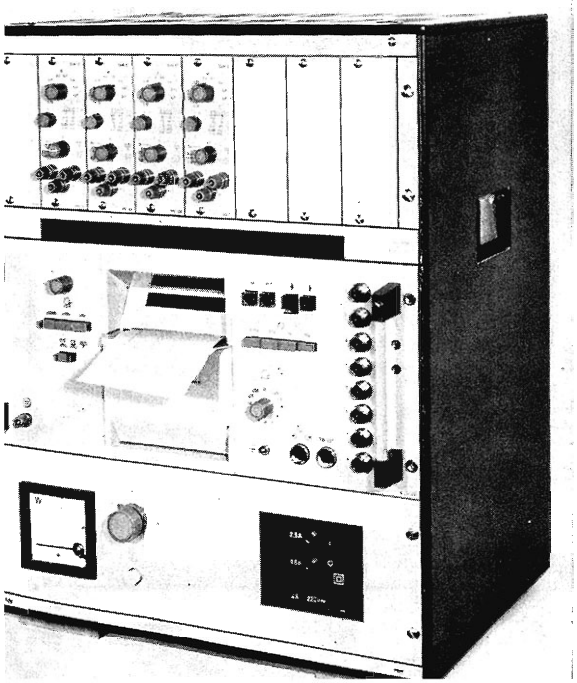
Tafel 22







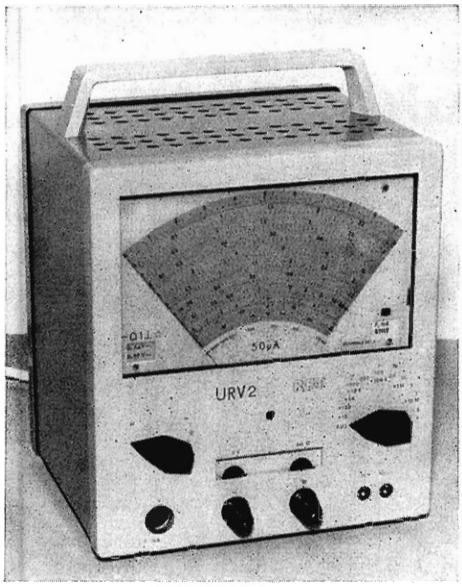


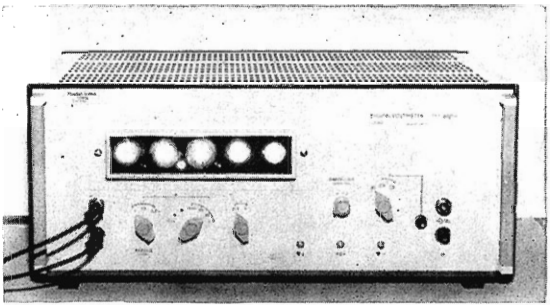


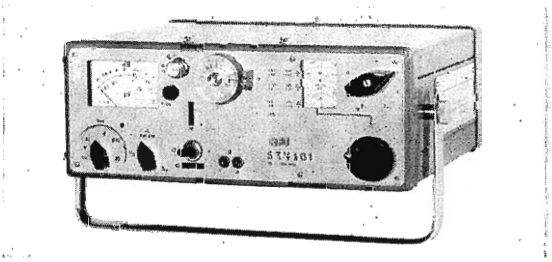
Elektrische Meßgeräte I. **1** Geöffnete Meßdose eines Quadrantenelektrometers (Detail zu Abbildung 6/ Tafel 22). **2** Prüfung einer Schaltung mit dem Universal-Oszillographen OG 2-30, einem Elektronenstrahloszillographen in moderner Einschubbauweise. Neben dem Sichtteil (links) sind die Wechseleinschübe für die vertikale und horizontale Ablenkung des Elektronenstrahls eingesetzt (Zweikanal-Breitbandverstärker und Kippgenerator). **3** Universal-Speicheroszillograph OG 2-31 in Einschubbauweise, wahlweise verwendbar als Normal- und Speicher-Oszillograph für die Darstellung einmaliger, stochastischer und periodischer elektrischer Schwingungen. **4** Schleifenoszillograph für die gleichzeitige Aufzeichnung von bis zu acht niederfrequenten Schwingungen (Acht-Kanal-Lichtschreiber 8 LS-201). Meßbereichswähler (oben), Meß- und Registrierteil mit herauslaufendem Registrierpapier (Mitte), Stromversorgungsteil (unten). **5** Moderne Schwingungsmeßgeräte im Einsatz für die Messung und Analyse mechanischer Schwingungen. Diese werden mit piezoelektrischen Meßwandlern in elektrische Signale umgeformt, mit dem vierkanaligen Integrierverstärker SM 241 (Mitte) verstärkt, von dem elektronischen Spannungsmesser SM 211 (oben) angezeigt und durch die Klassiereinrichtung KLA 2 (unten) statistisch ausgewertet

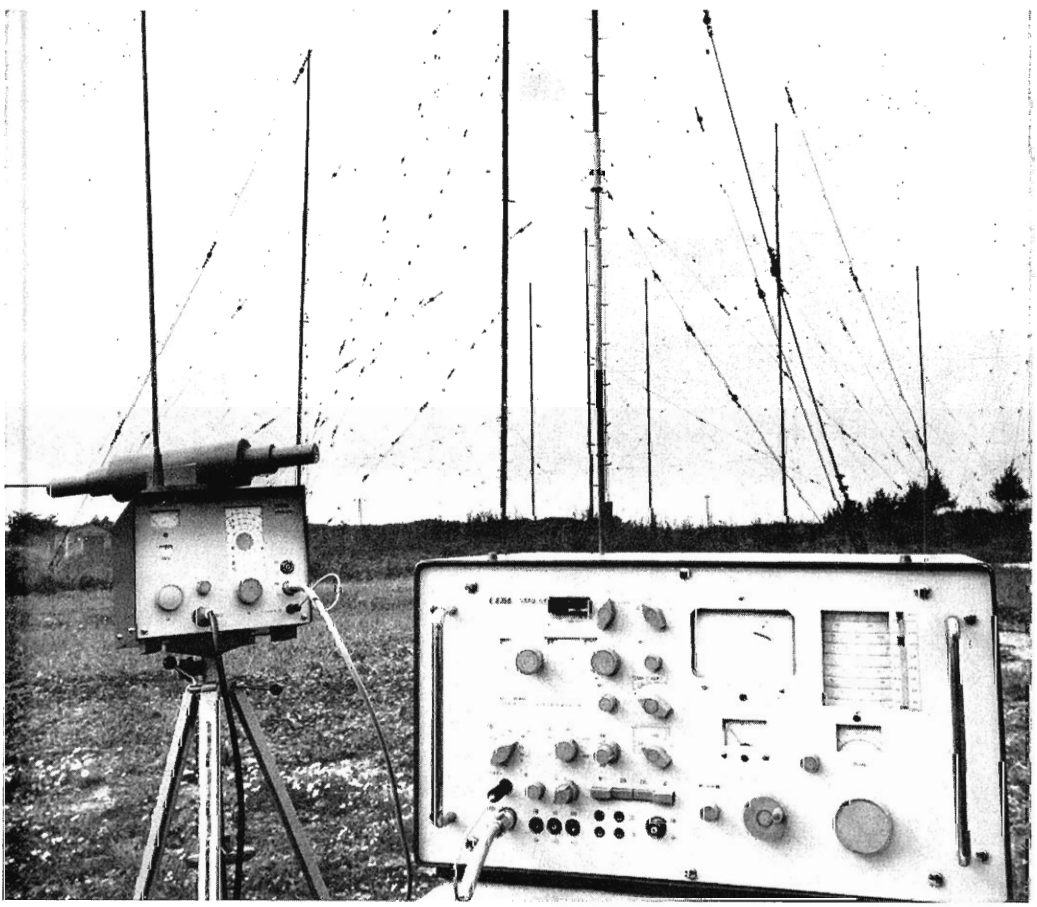
1 3
2 5
4

Tafel 23



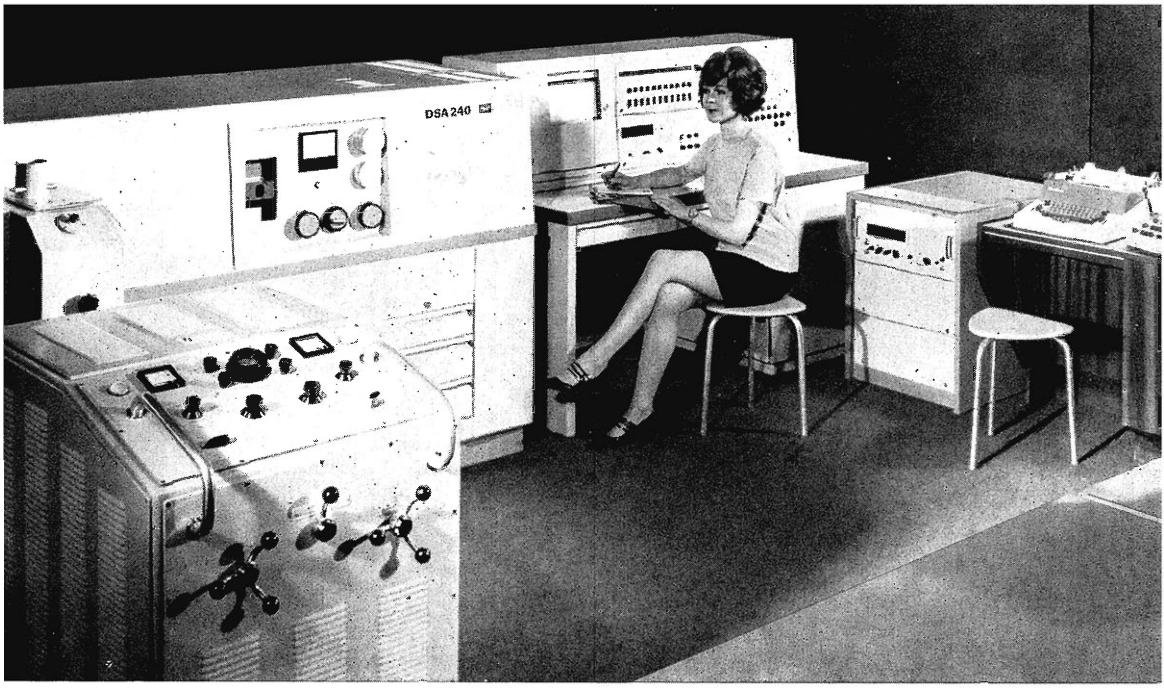


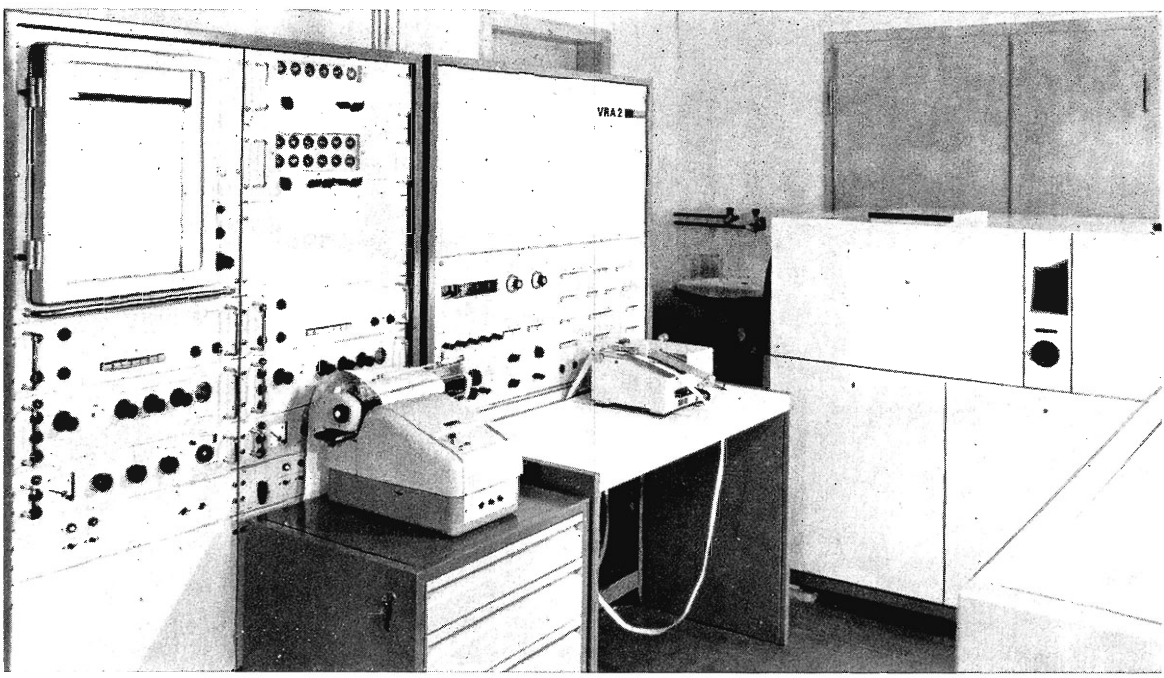


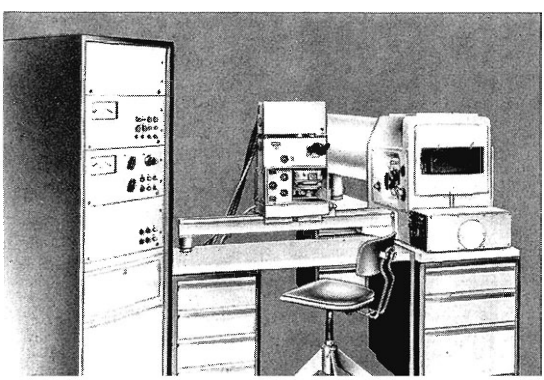


1 2 3 4 **Elektrische Meßgeräte II.** **1** Universal-Röhrenvoltmeter URV 2, ein elektronischer Vielfachspannungsmesser für Gleichspannungsmessungen sowie für Wechselspannungsmessungen im Bereich von 16 Hz bis 300 MHz. **2** Digitalvoltmeter Typ 4015a für Gleichspannungsmessungen mit vierstelliger Ziffernanzeige sowie Komma- und Vorzeichenanzeige. **3** Tragbares selektives Transistorvoltmeter STV 401 für die Messung kleiner Hochfrequenzspannungen. **4** Feldstärkemessung im Nahfeld der Antenne eines Rundfunksenders mit dem Feldstärkemeßplatz FSM 6, bestehend aus einer Meßantenne mit drehbarem Ferritstab und Einstellgerät (links) und einem hochempfindlichen selektiven Mikrovoltmeter (rechts)

Tafel 24

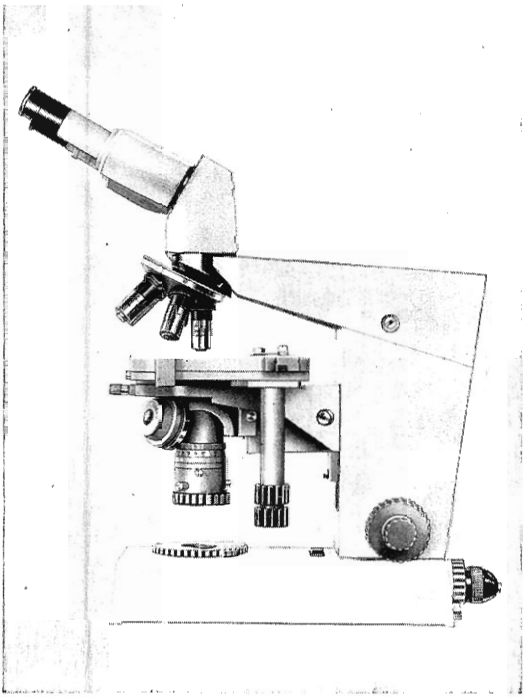


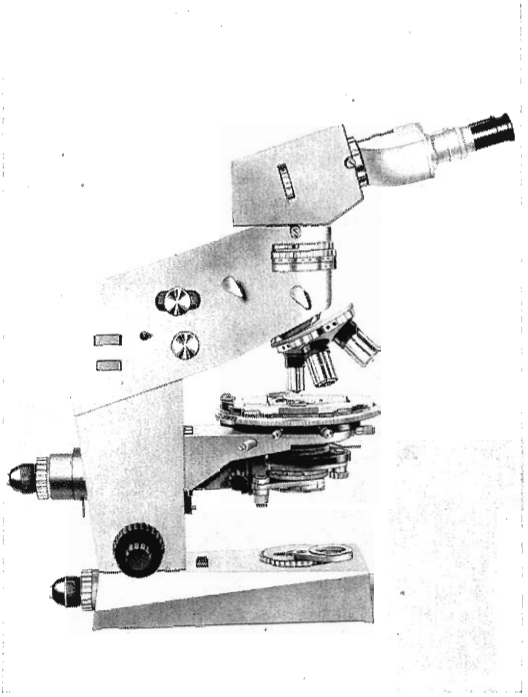


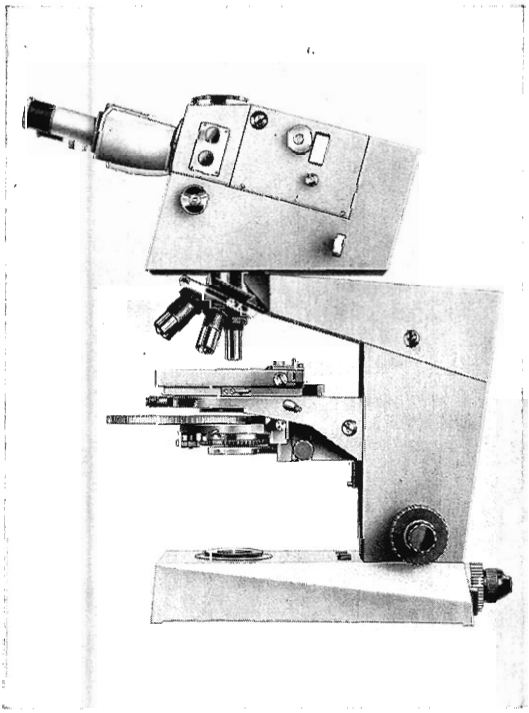


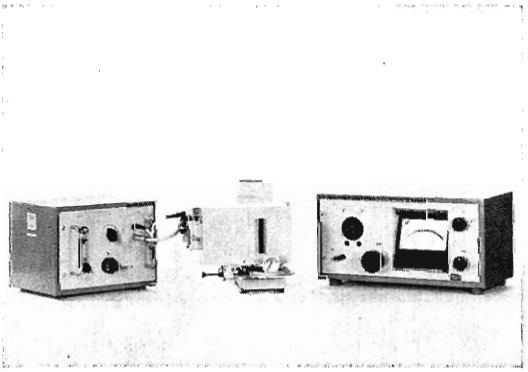
Spektralanalyse. **1** Direktanzeigender Spektralanalysator zur automatischen Emissionsspektralanalyse. **2** Vollautomatischer Röntgenfluoreszenz-Analysator für zerstörungsfreie spektrochemische Analyse aller Elemente mit Ordnungszahl $Z \geqq 11$. **3** Laser-Mikrospektral-Analysator für die Spektralanalyse mikroskopisch kleiner Probenbereiche **Tafel 25**

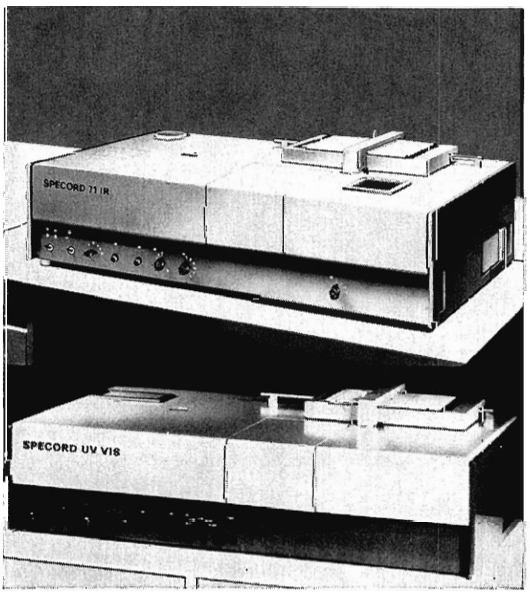
1
2
3



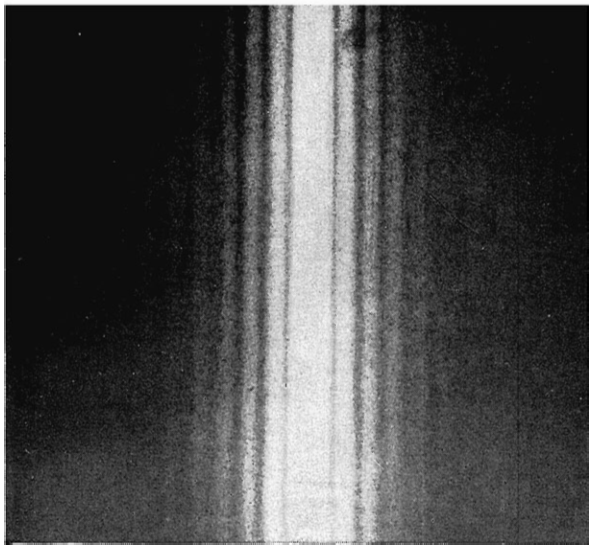


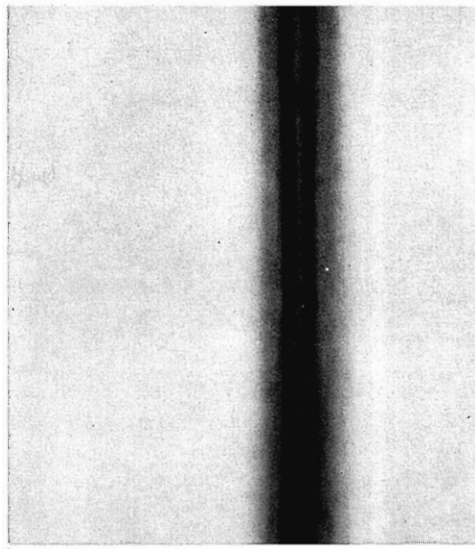


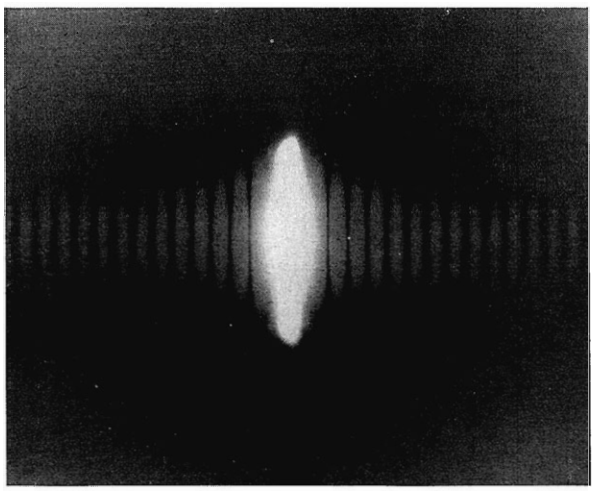


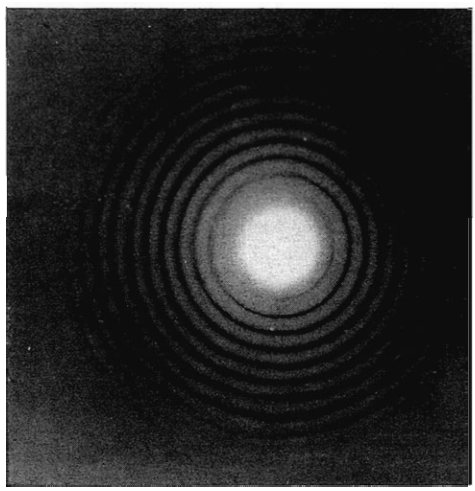


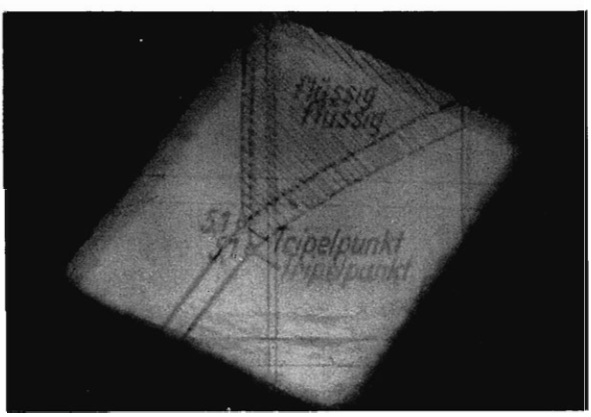
1 2 3 4 5 6 Tafel 26 **Lichtmikroskope — Spektralphotometer.** 1 Durchlichtmikroskop. 2 Polarisationsmikroskop. 3 Interferenzmikroskop. 4 Einstrahl-Spektralphotometer mit Zusatzverstärker und Glanzmeßansatz für den sichtbaren Wellenzahlbereich. 5 Vollautomatisch registrierendes Zweistrahl-Spektralphotometer für den infraroten Wellenzahlbereich. 6 Vollautomatisch registrierendes Zweistrahl-Spektralphotometer für den ultravioletten und sichtbaren Wellenzahlbereich

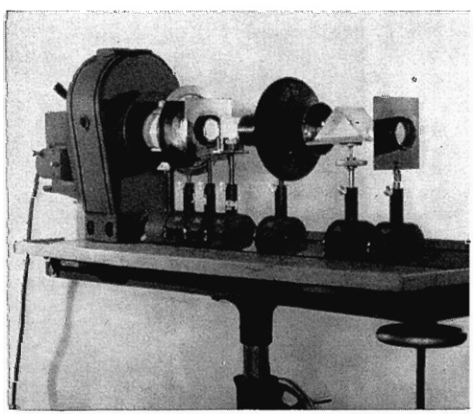






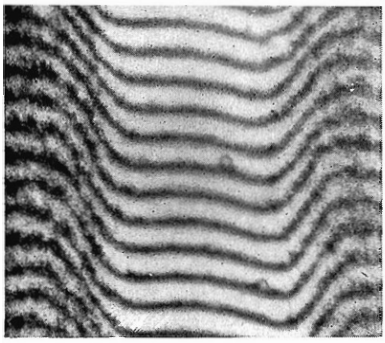


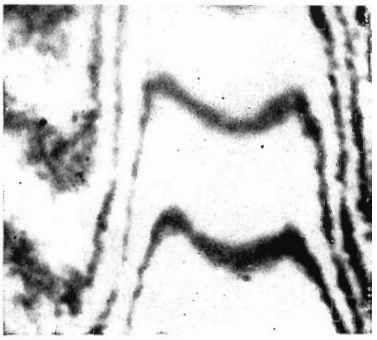


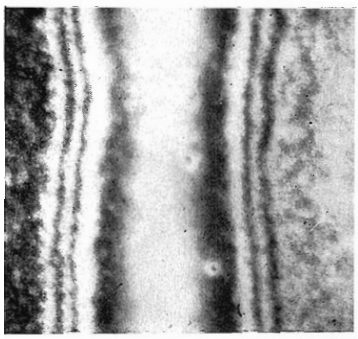


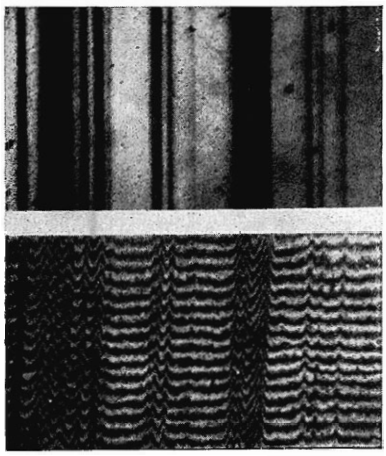
1 2
3 4
5 6

Beugung. 1 und 2 Beugungsbild eines Spaltes und eines Drahtes. **3 und 4** Beugungsbild eines Spaltes und einer Kreisblende mit Laserlicht. – **5** Doppelbrechung in einem Kalkspat. – **6** Optische Bank mit einigen typischen Aufbauten (von links nach rechts): Bogenlampe, Kondensor mit Kühlküvette, Blende, Polarisator, Präparat, Objektiv, Umkehrprisma und Analysator





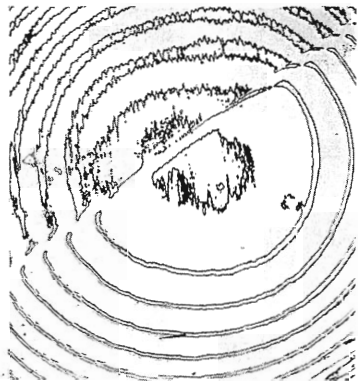


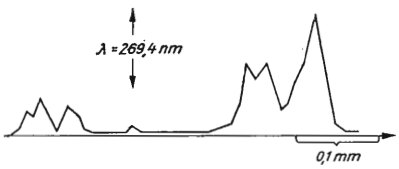




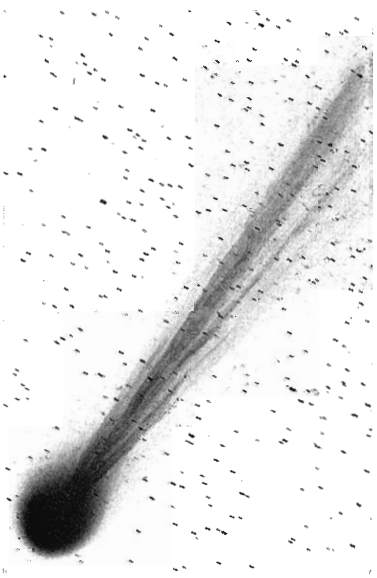


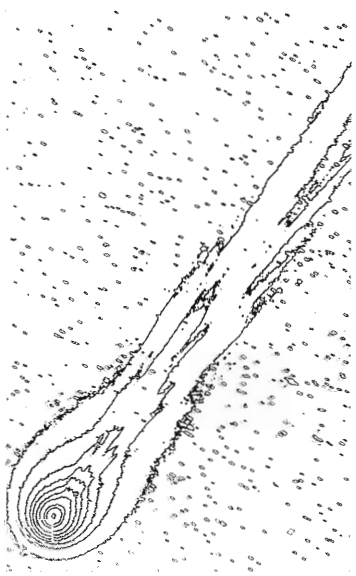






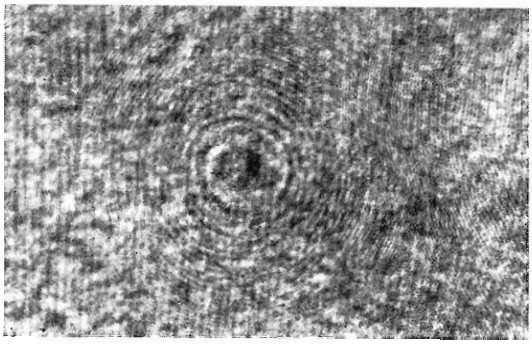
1a 1b 1c
2a 3a 3b
2b 4a 4b
2c
5a 5b

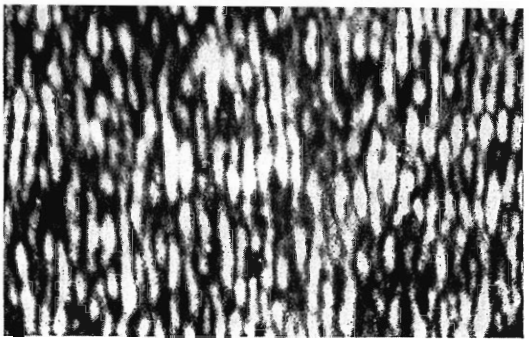


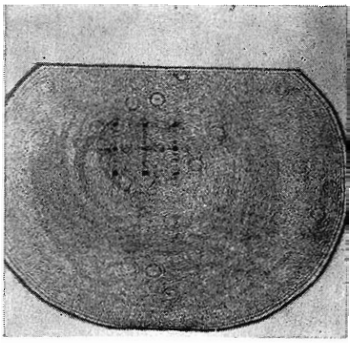


Schwärzungsreliefverfahren und Äquidensitometrie. 1a bis 1c Interferenzbilder einer Photoschicht. **2** Photometrie eines Spektrums (a), mittels Schwärzungsreliefverfahren (b) und dem Schnellphotometer (c). **3** Äquidensitenschar (b) von einem Bilddetail (a). **4a** Interferenzaufnahme der Oberfläche einer Kugel mittels Zweistrahlinterferenzen und Mehrstrahlinterferenzen, **4b** Äquidensitentransformation von **4a**. **5** Kometenaufnahme (a) und ihre Transformation in eine Äquidensitenschar (b)

Tafel 28

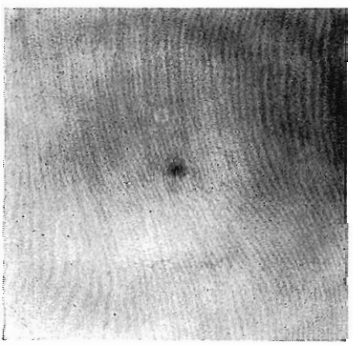


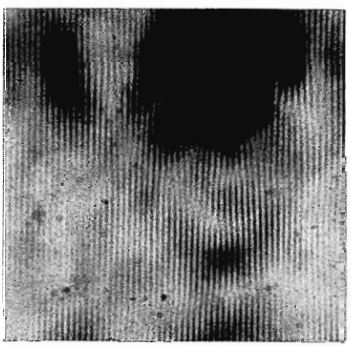


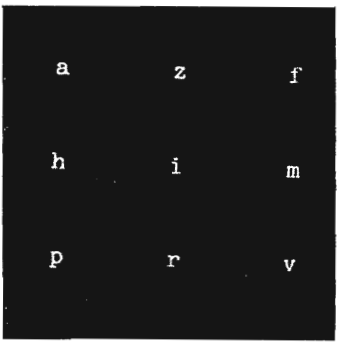


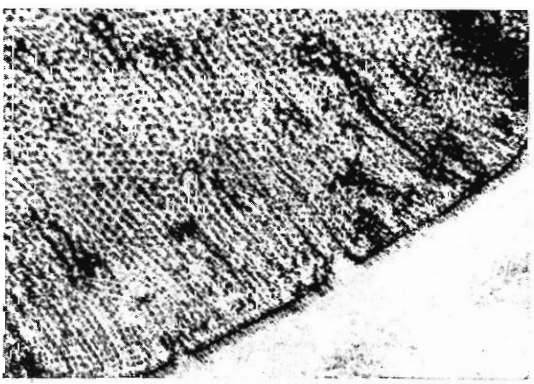


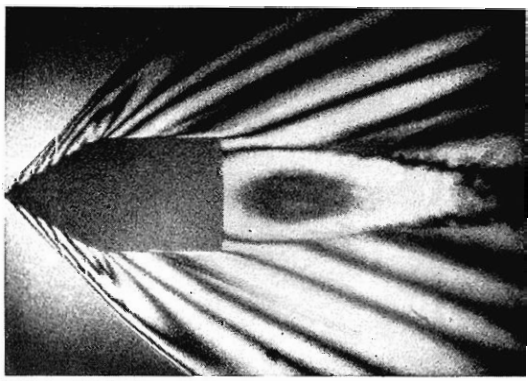


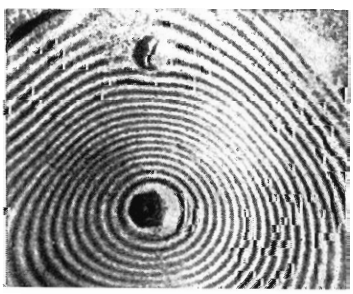






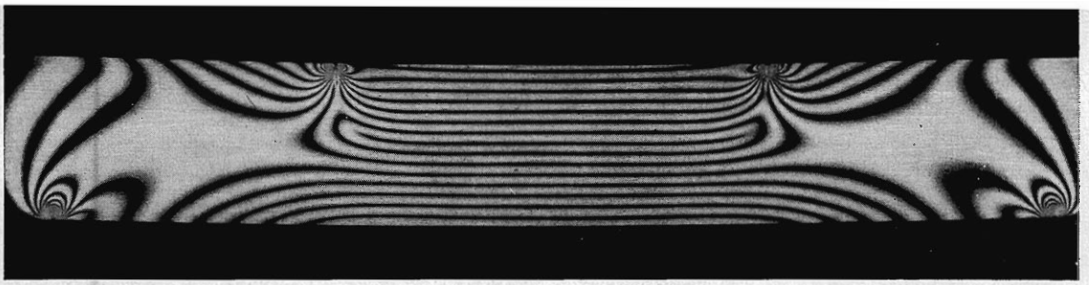


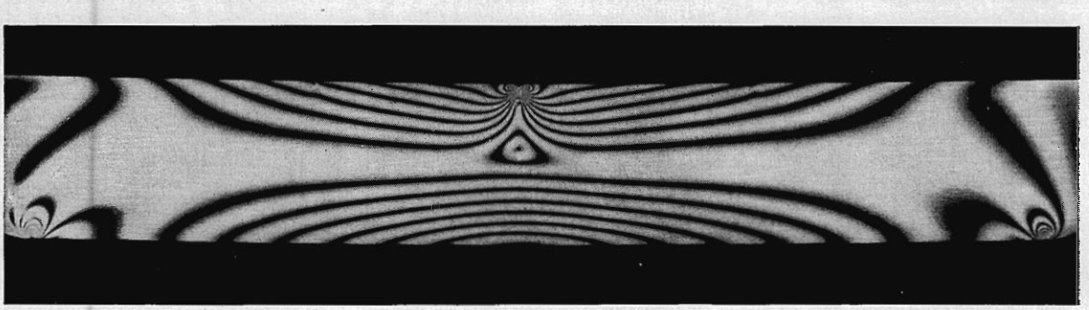




Holographie. **1** Makroskopische Ansicht eines Hologramms (die auftretenden Strukturen rühren von Beugung her und haben keine Beziehung zu der gespeicherten Information). **2** Mikrostruktur eines Hologramms (Vergrößerung etwa 250fach). Das modulierte Gitter ist der Träger der gespeicherten Information. **3a** Fresnel-Hologramm eines ebenen Objekts (Buchstabenensemble); **3b** vergrößerter Ausschnitt aus diesem Hologramm; **3c** Rekonstruktion (schwach vergrößert). **4a** Fourier-Hologramm eines ebenen Objekts (Buchstabenensemble); **4b** vergrößerter Ausschnitt aus diesem Hologramm; **4c** Rekonstruktion (schwach vergrößert). **5** Vergrößerung (etwa 120fach) eines Insektenflügels durch linsenlose Hologramm-Mikroskopie. **6a** Sichtbarmachung der Stoßwelle eines Geschosses mittels Durchlicht-Hologramm-Interferometrie; **6b** Sichtbarmachung der Verformung eines Bauteils mittels Auflicht-Hologramm-Interferometrie

1 **2**
3a **3b** **3c**
4a **4b** **4c**
5 **6a**
6b

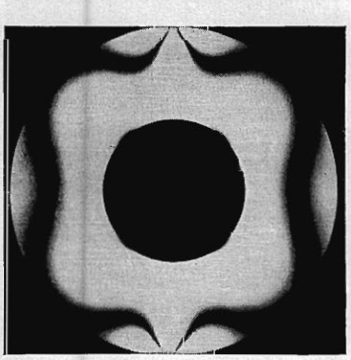


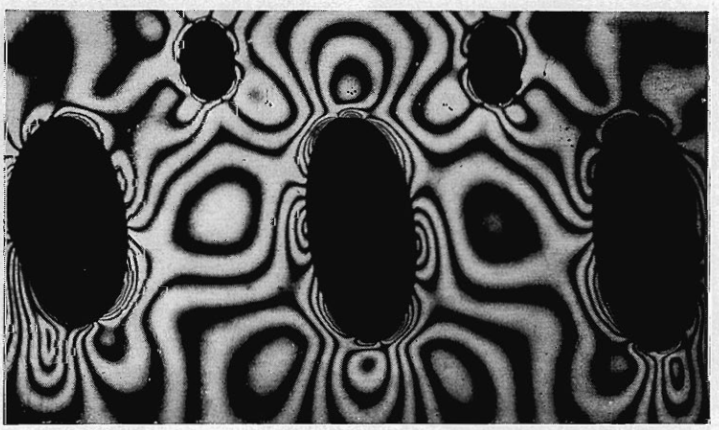


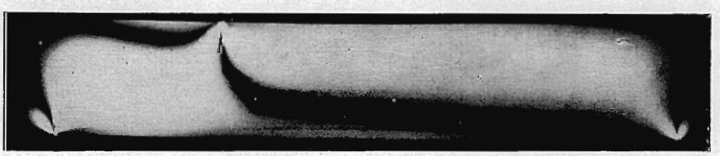






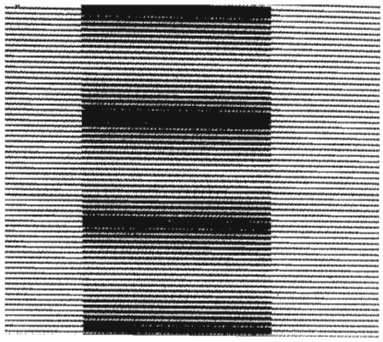


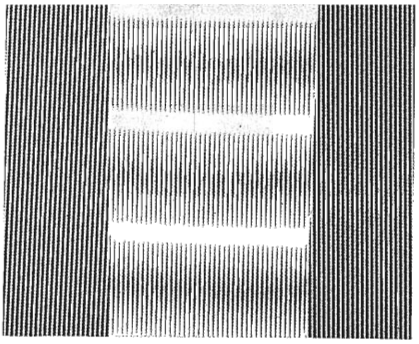


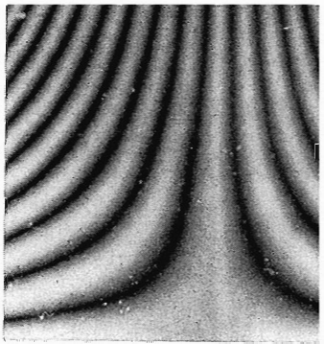


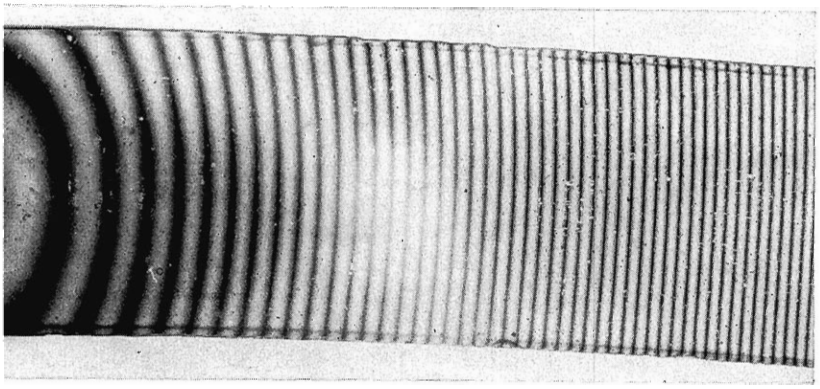
1
2
3 4 5
8 6
7

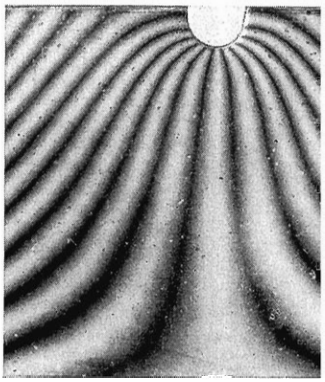
Spannungsoptik. 1 Reine Biegung im mittleren Bereich des Trägers — Isochromatenbild eines Eichversuchs. 2 Querkraftbiegung — Isochromatenbild eines Trägers auf zwei Stützen mit mittiger Einzellast. 3 Isochromatenbild eines diametral gedrückten Kreisringes. 4 Isochromatenbild eines Einzelzahnes unter Einzellast. 5 Isochromatenbild einer senkrecht belasteten Scheibe in einer V-Nut. 6 Ausschnitt aus einem Isochromatenbild der halben Abwicklung des Mantelumfangs eines belasteten Drehrohrofens. 7 10°-Isokline eines Trägers auf zwei Stützen mit außermittiger Einzellast. 8 45°-Isokline eines diametral gedrückten Kreisrings

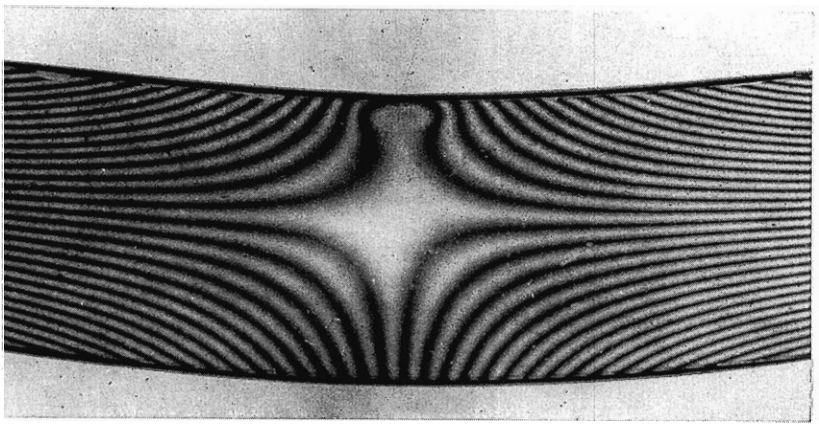


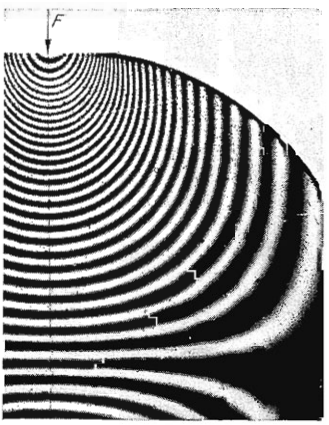


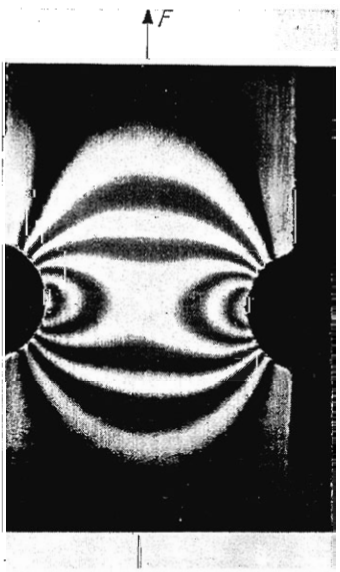






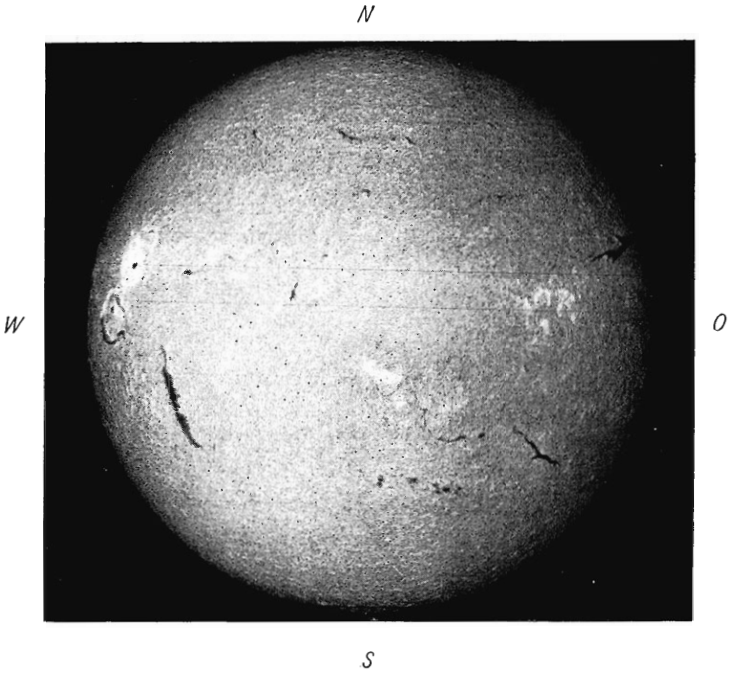


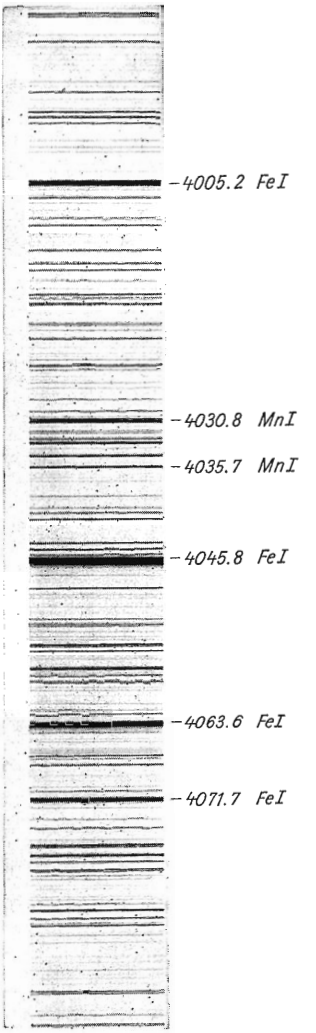


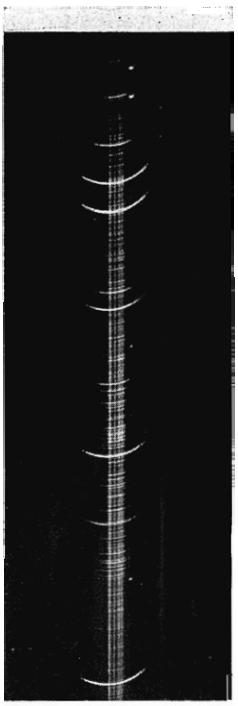


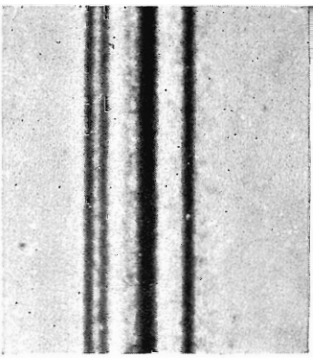
Moiréverfahren. 1 Moiréstreifen, erzeugt durch zwei Gitter mit gering verschiedenen Gitterkonstanten, zur Messung sehr kleiner Verschiebungen. 2 Moiréstreifen, erzeugt durch zwei um einen kleinen Winkel zueinander geneigter Gitter, zur Messung sehr kleiner Verdrehungen. 3 Moirémuster am Keilstab unter reiner Biegung. 4 Moirémuster am gekerbten Keilstab unter reiner Biegung. 5 Querkraftbiegung – Moirémuster am einseitig eingespannten Träger mit Einzellast am freien Ende. 6 Querkraftbiegung – Moirémuster am Träger auf zwei Stützen mit mittiger Einzellast. 7 Ausschnitt aus einem Moirémuster einer diametral gedrückten Kreisscheibe. 8 Moirémuster eines gekerbten Zugstabes, erzeugt nach dem Schatten-Moiréverfahren

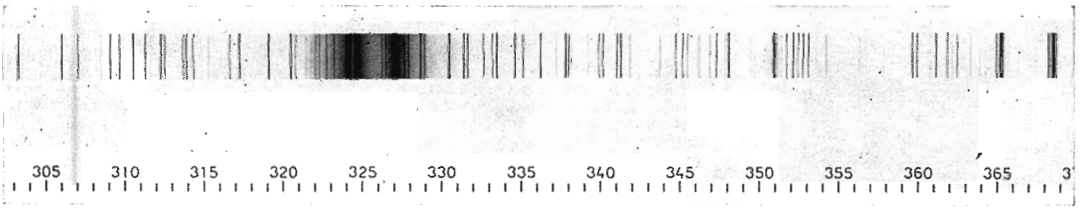
1 2 3
5 4
6 7
8







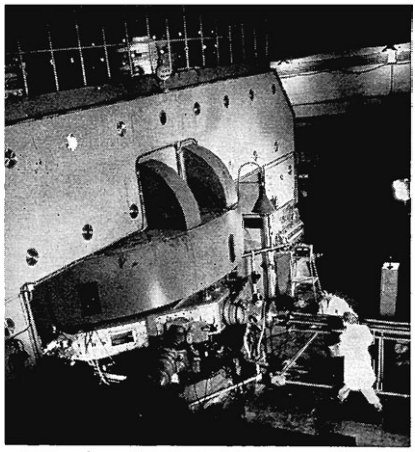


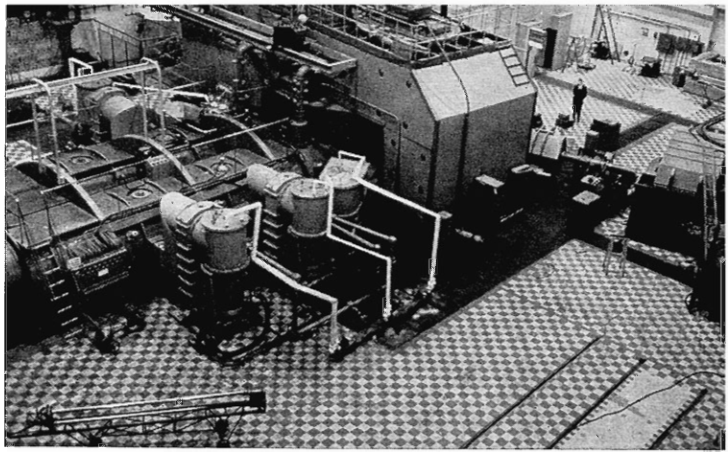


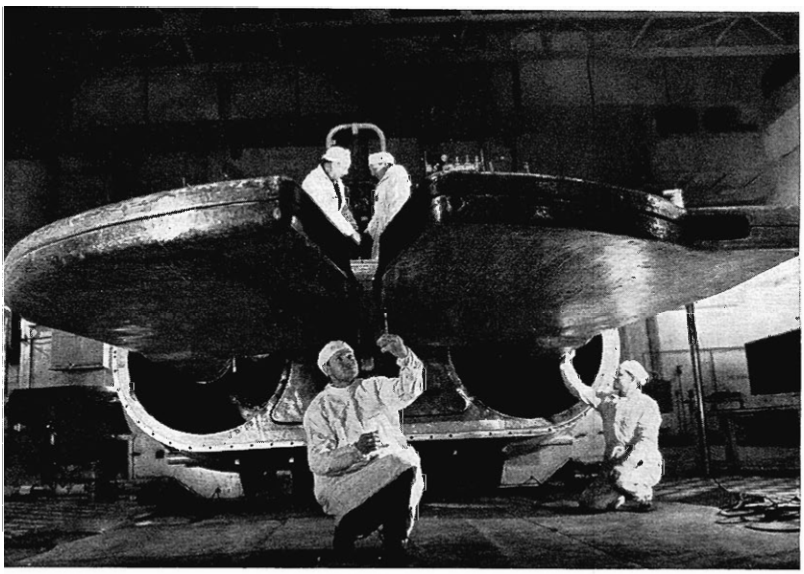
1
2
3 4
5

Sonnenspektren — Atomspektren. 1 Spektroheliogramm der Hα-Linie (6563 Å). Die hellen Flecke werden als Fackeln, die schwarzen Gebiete als Filamente und die hellen Bereiche in dem helldunklen Maschennetz als Flocculi bezeichnet. Die Filamente in Spektroheliogrammen sind gleichbedeutend mit dem Auftreten von Protuberanzen. **2** Sonnenspektrum im Gebiet von $\lambda = 4000-5000$ Å. Angeschrieben sind die Wellenlänge in Å und die Identifikation der starken Fraunhoferlinien. **3** Flashspektrum mit Bezeichnung und Identifikation der Spektrallinien (2. Spalte) und Angabe der Wellenlänge in Å (1. Spalte). Sonnenfinsternis 25. 2. 1952, Khartum (Sudan), Beobachter J. Houtgast und C. Zwaan, Universitätssternwarte Utrecht. — **4** Hyperfeinstruktur der Quecksilber-Bogenlinie λ 365,4 nm. **5** Ausschnitt aus dem Bogenspektrum des Kupfers mit den beiden Resonanzlinien in Selbstumkehr

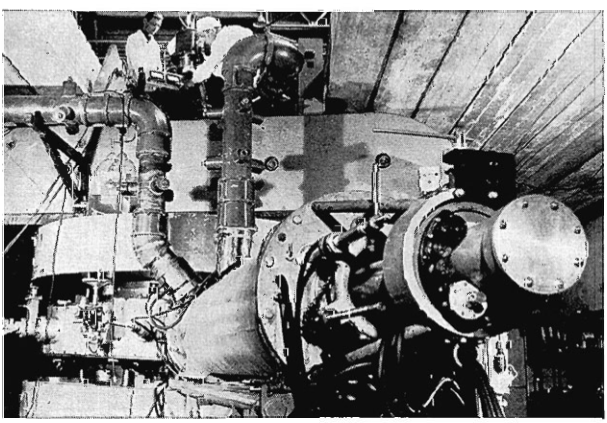
Tafel 32

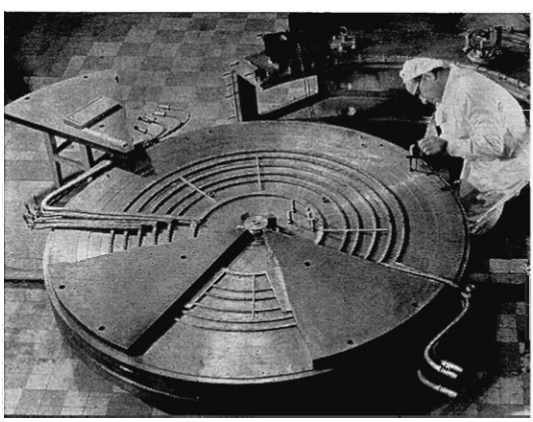






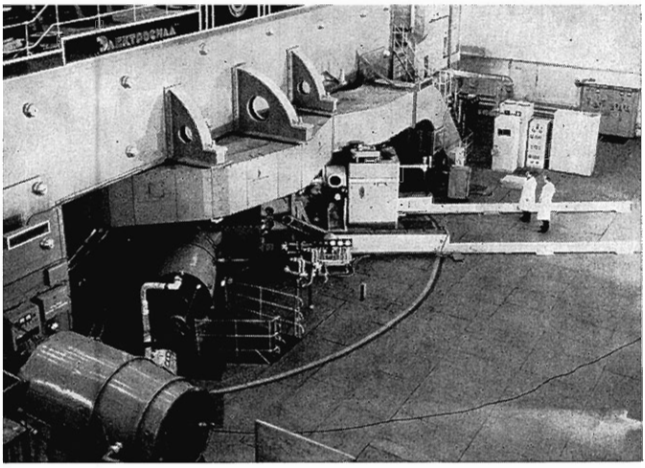


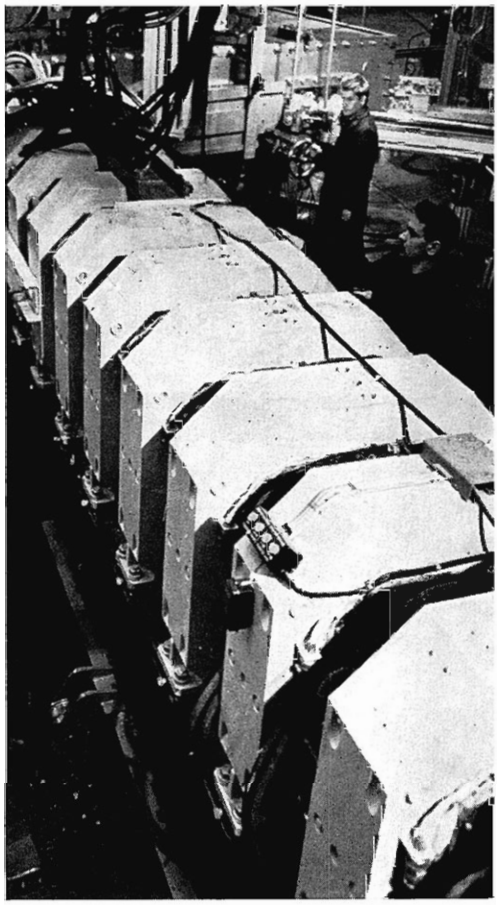


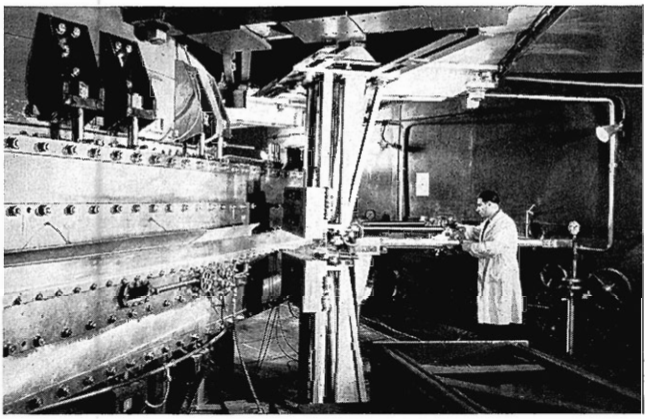


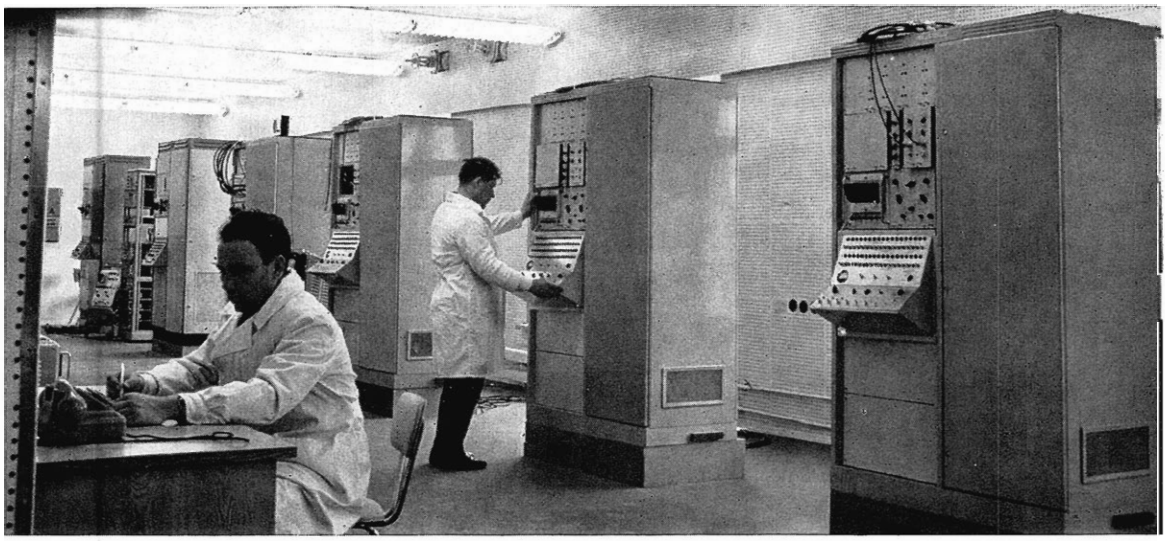
Zyklotron und Isochronzyklotron. **1** Zyklotron U-310 im VIK Dubna zur Beschleunigung schwerer Ionen. Vorderansicht mit Beschleunigungskammer, Strahlherausführung und Experimentierstand zur Synthese des Elements 104. **2** Zyklotron U-310 im VIK Dubna mit HF-Resonator (links) und Strahlverteilersystem (rechts). **3** Beschleunigungsduanten des Zyklotrons U-310. **4** Steuerpult des Zyklotrons U-310. **5** HF-Zuführung und HF-Resonator am Isochronzyklotron U-200 für schwere Ionen im VIK Dubna. **6** Polschuh des Isochronzyklotrons U-200 im VIK Dubna mit drei Shims und Teil der Beschleunigungskammer

1 2
3 4
5 6

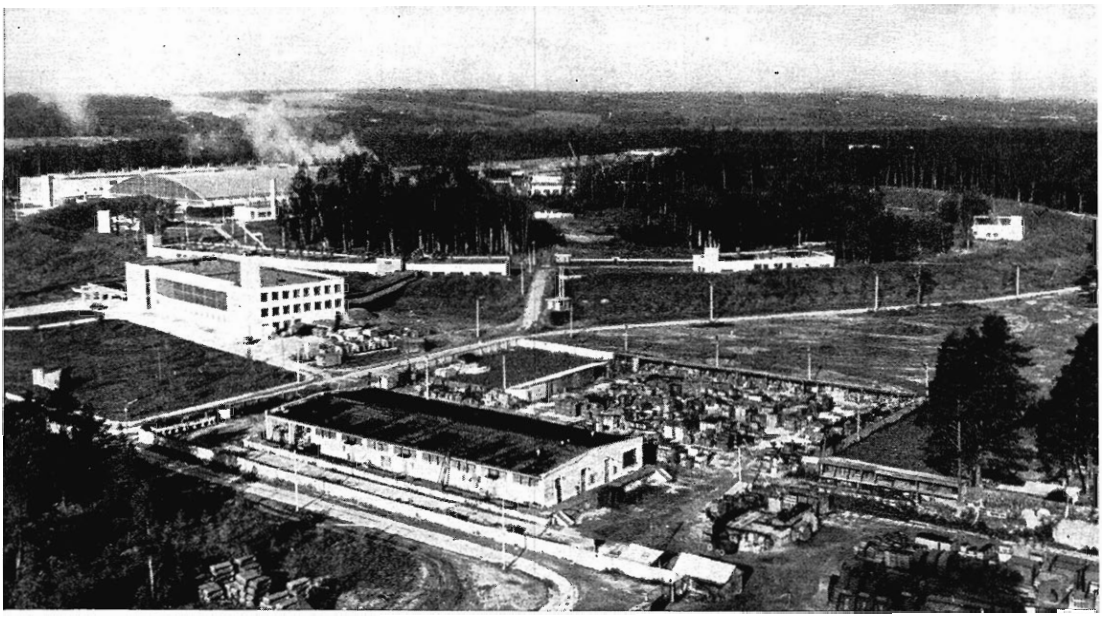


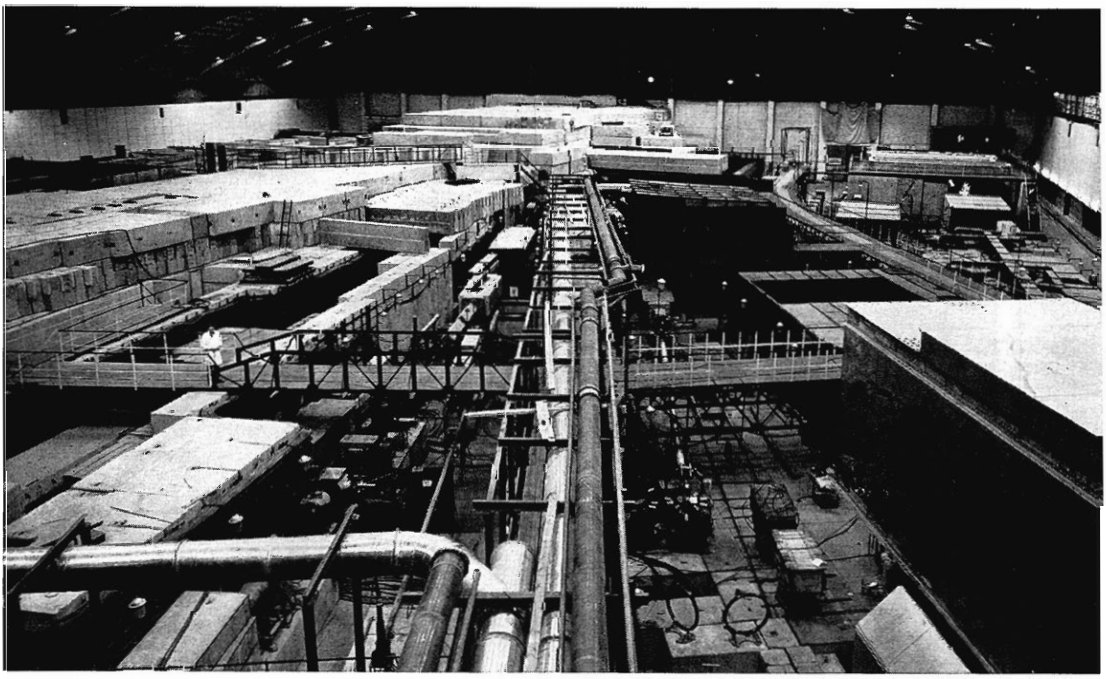


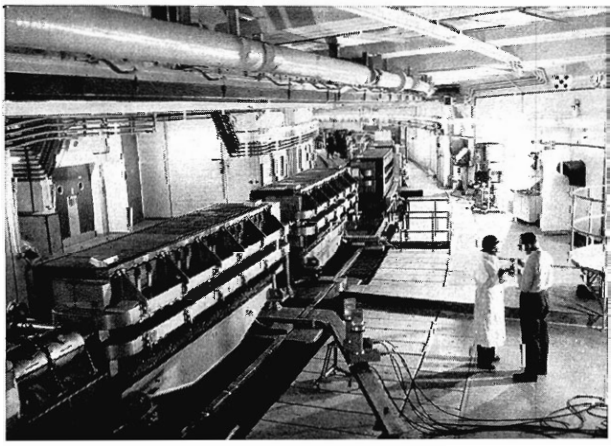




1 2 3 4 Tafel 34 **Synchrozyklotron.** **1** Synchrozyklotron im VIK Dubna zur Beschleunigung von Protonen auf 680 MeV. **2** Strahlfenster des 680-MeV-Synchrozyklotrons im VIK Dubna in der Beschleunigungskammer. **3** Pi-Mesonentrakt am 680-MeV-Synchrozyklotron im VIK Dubna, aus magnetischen Quadrupollinsen bestehend. **4** Meßzentrum am 680-MeV-Synchrozyklotron im VIK Dubna zur Speicherung und Vorverarbeitung der von den Detektoren und Spektrometern anfallenden Informationen. Im Bild 4096-kanalige Analysator-Kleinrechnereinheiten vom Typ „Tensor“

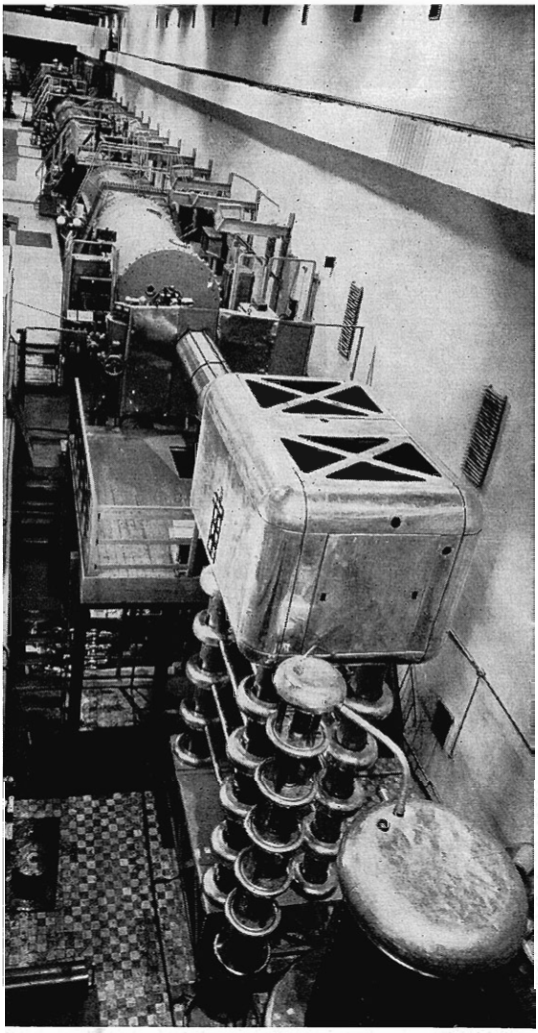






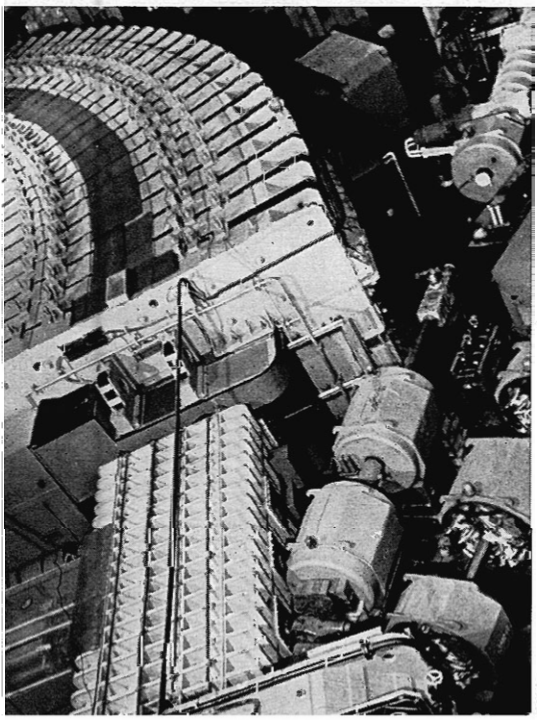
Synchrophasotron I. 1 Gesamtansicht des 76-GeV-Protonenbeschleunigers Serpuchow bei Moskau. 2 Blick in die 90160 m² große, freitragend ausgeführte Experimentierhalle des 76-GeV-Synchrophasotrons. Links im Bild der durch Betonblöcke abgeschirmte Magnetring. 3 Magneteinheiten des 28-GeV-Synchrophasotrons im CERN bei Genf

1
2
3





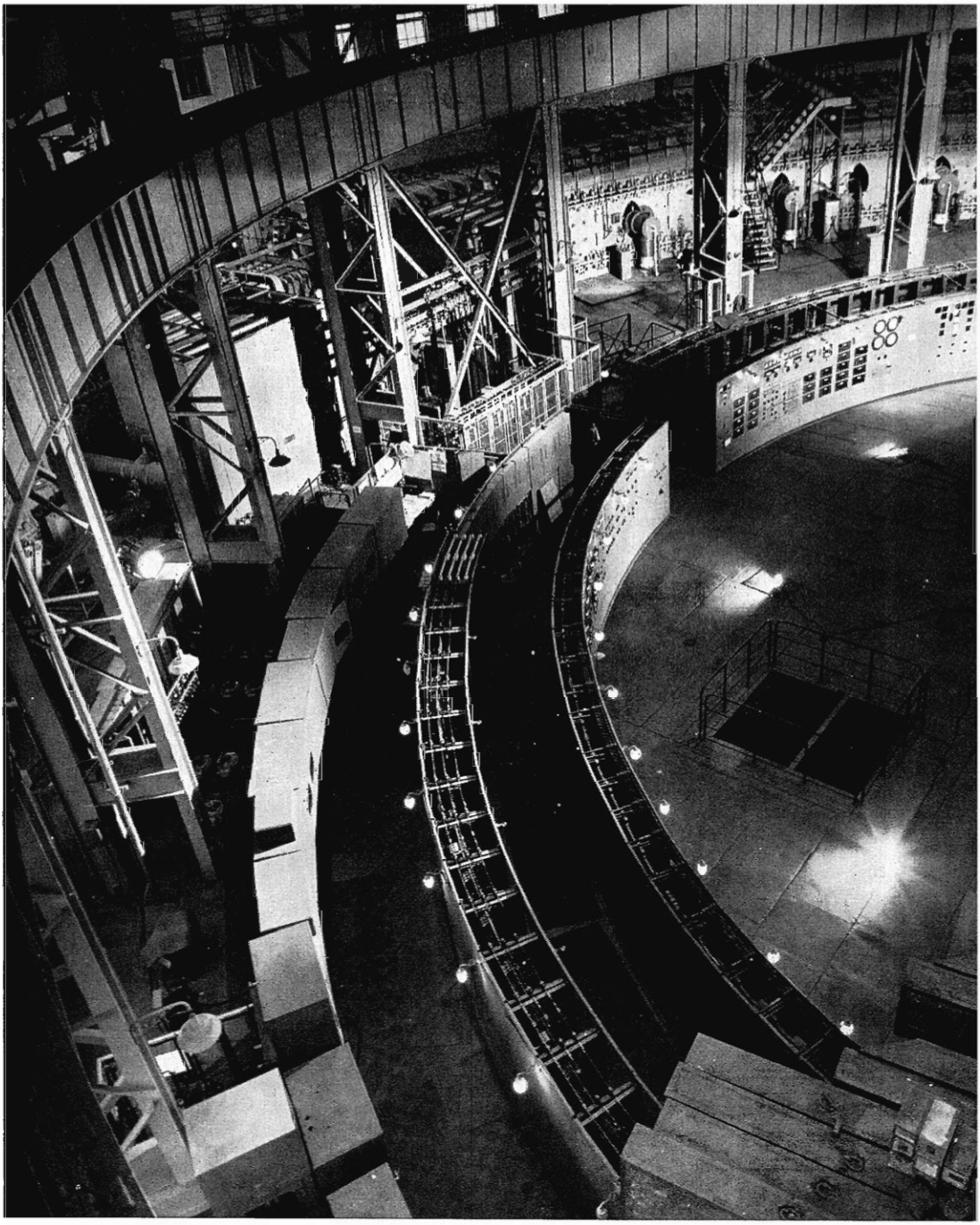


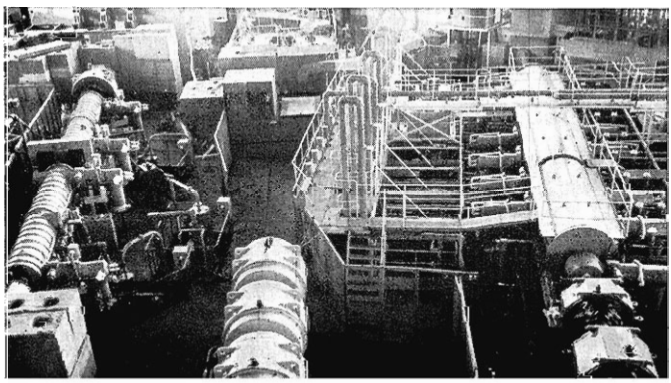


Synchrophasotron II. 1 Vorbeschleuniger am 76-GeV-Synchrophasotron bei Serpuchow, bestehend aus 760-KeV-Vorinjektor (Vordergrund) und 100-MeV-HF-Linearbeschleuniger (Hintergrund). **2** Ringmagnet, Beschleunigungsstrecke (Mitte) und Strahlherausführungen (rechts) am 10-GeV-Synchrophasotron mit schwacher Fokussierung im VIK Dubna. **3** Blick in den 20-MeV-Vorbeschleuniger am 10-GeV-Synchrophasotron im VIK Dubna. **4** Umformersaal am 10-GeV-Synchrophasotron im VIK Dubna mit 10 MW mittlerer und 140 MW Spitzenleistung während der Beschleunigungszeit

1 3
2 4

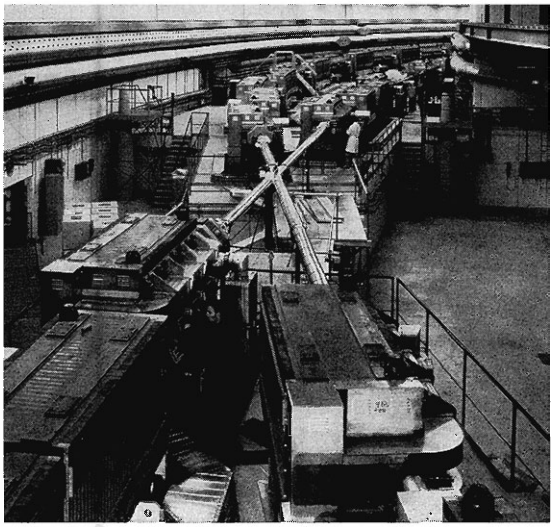
Tafel 36

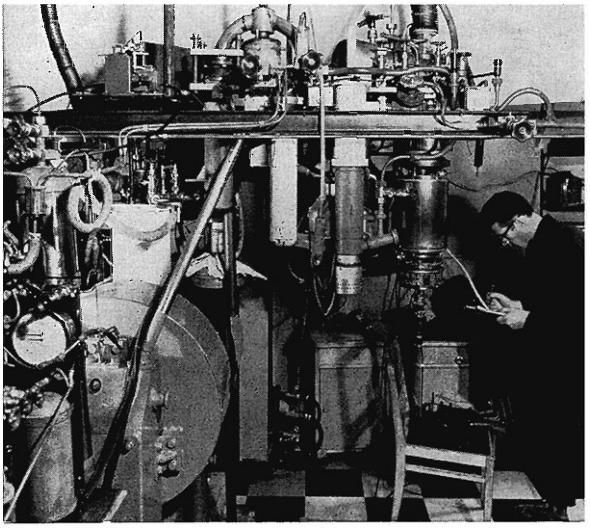


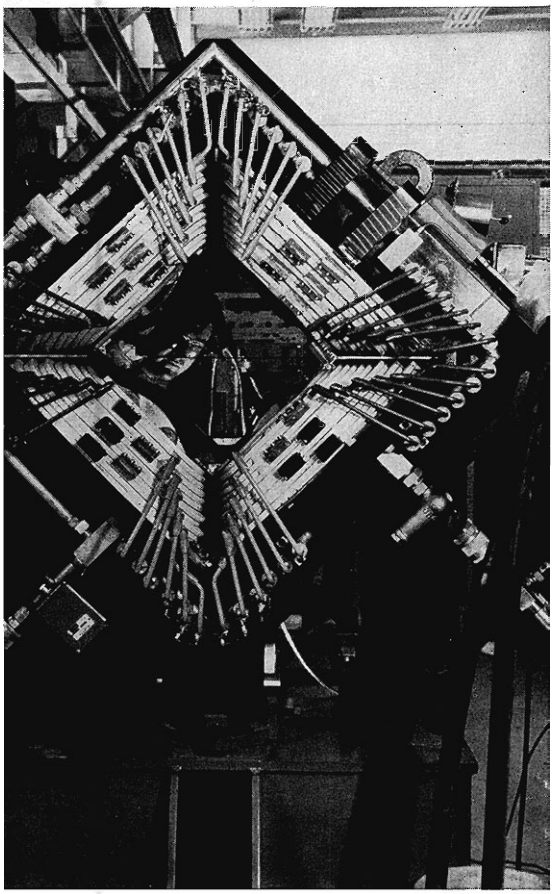


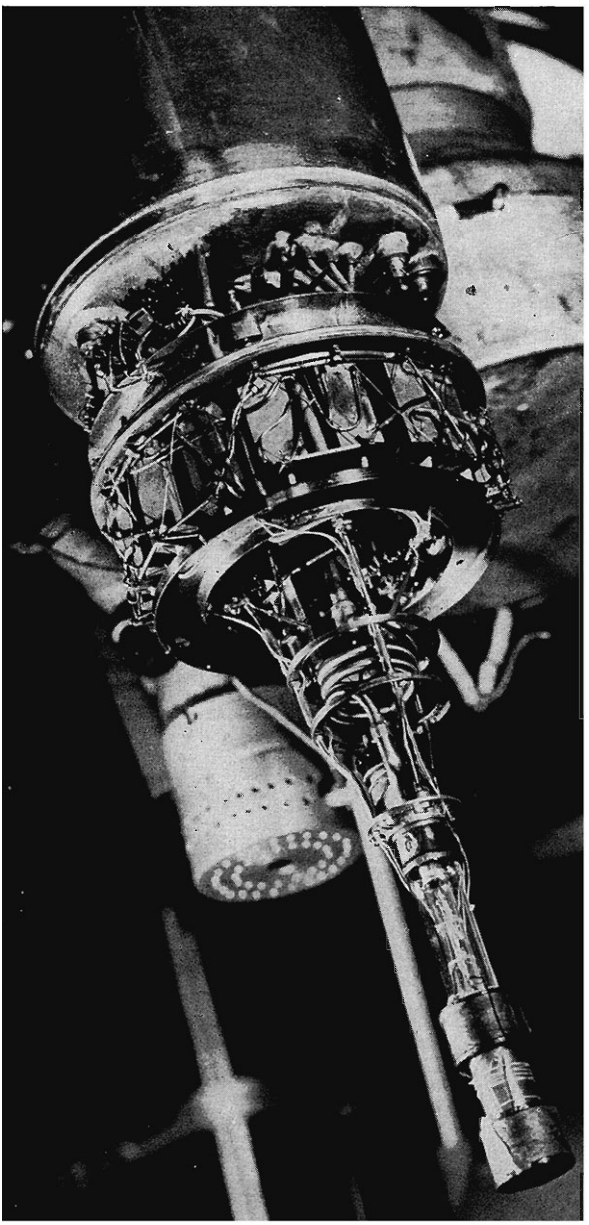
Synchrophasotron III. 1 Blick in die Beschleunigerhalle des 10-GeV Synchrophasotrons im VIK Dubna. Magnetring (außen), elektrische und elektronische Steuer-, Schalt- und Regelanlagen (innen). **2** Teilchenkanäle am 10-GeV-Synchrophasotron im VIK Dubna. 3 GeV/c-Antiprotonenkanal mit elektrostatischem Separator (links), 5 GeV/c-Antiprotonenkanal mit elektrodynamischem Separator (rechts) **1 2**

Tafel 37







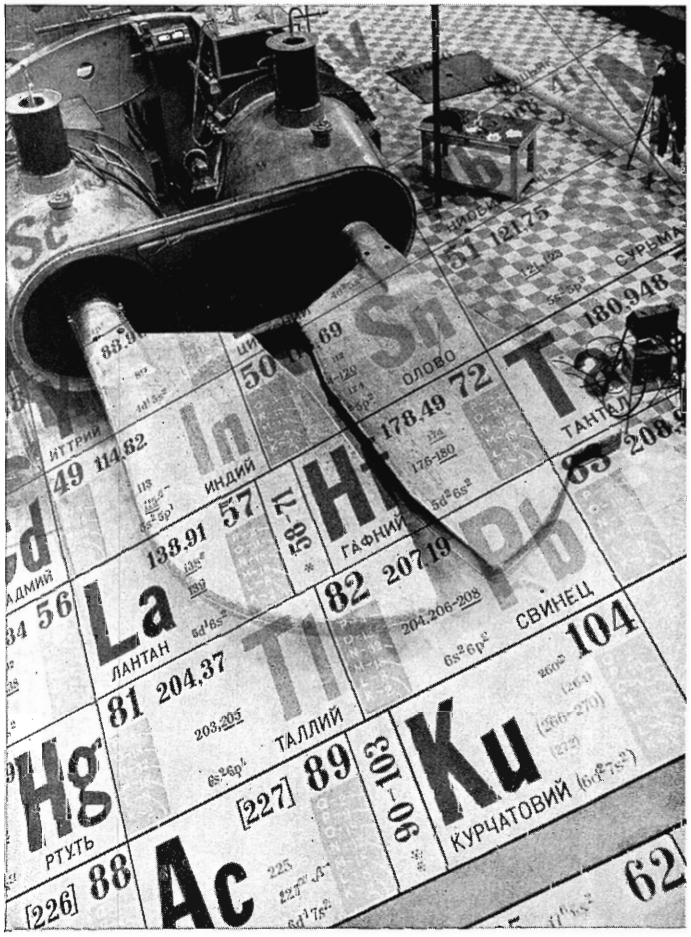


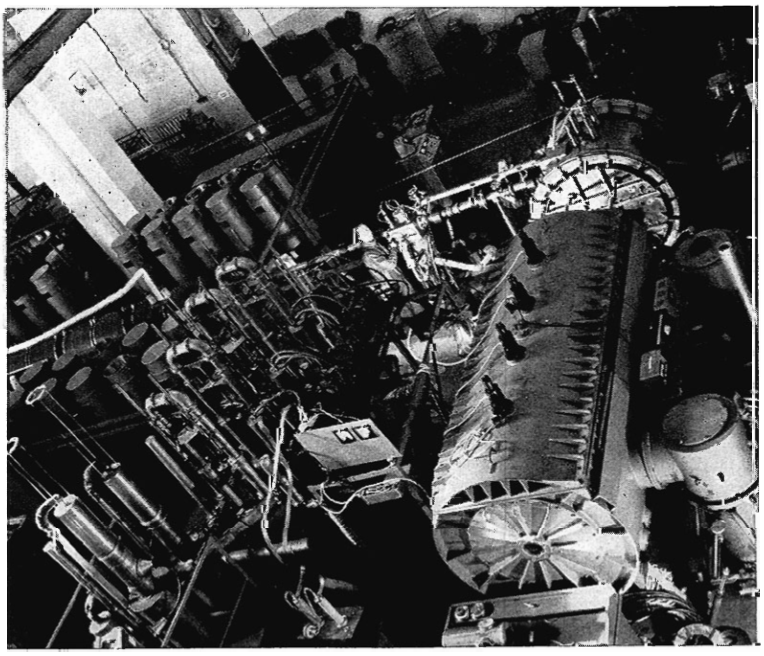
1 3
2 4

Beschleunigertechnik I. 1 Speicherring für Protonen im CERN bei Genf mit Kreuzungsstelle. **2** Magnetische Quadrupollinse mit 30 cm Apertur im CERN bei Genf. **3** Targettiefkühlanlage im VIK Dubna für 0,005 K im Dauerbetrieb nach dem ^{3}He-^{4}He-Mischverfahren arbeitend. **4** Kühlstelle aus Abbildung 3

Tafel 38

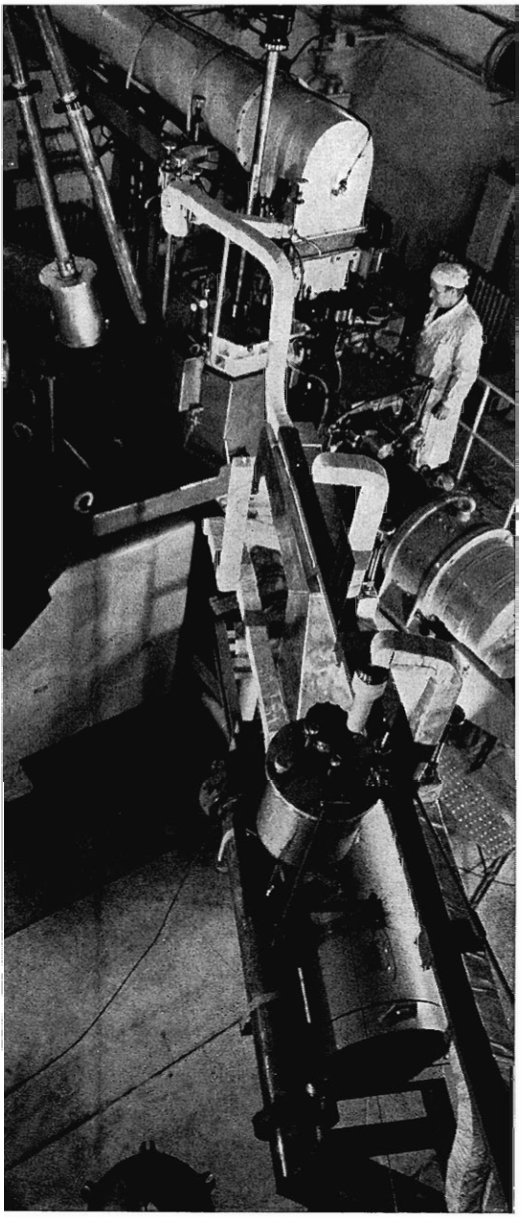


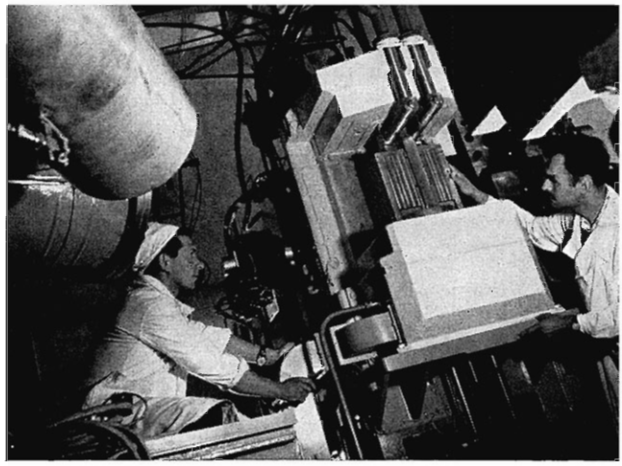


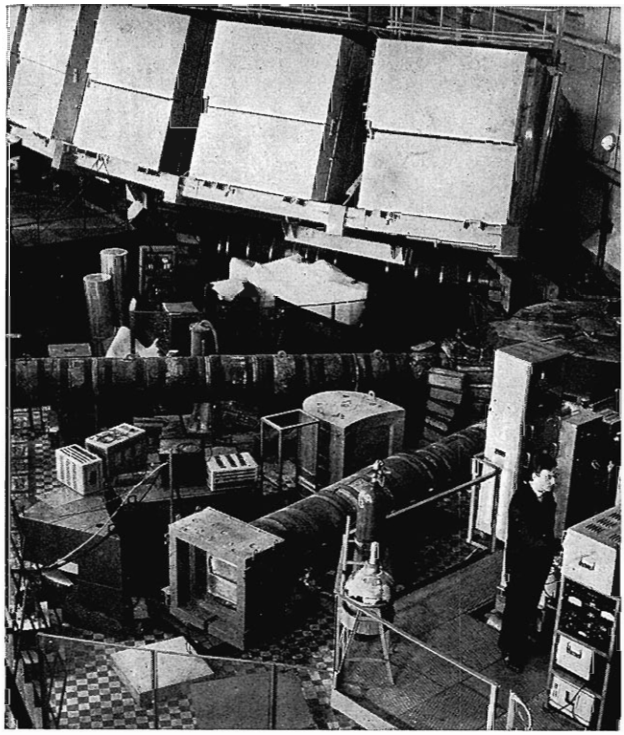


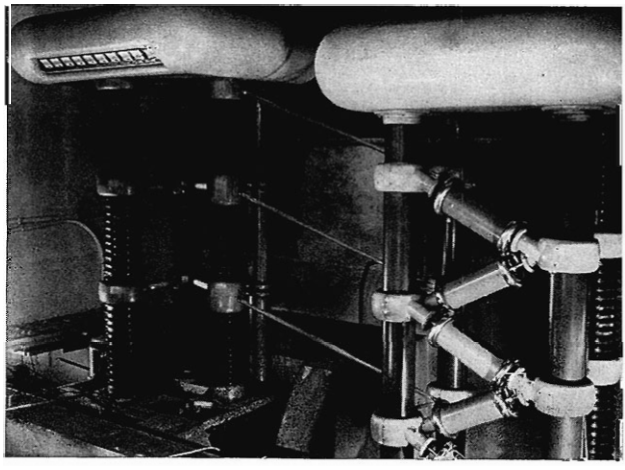
1 2
3

Beschleunigertechnik II. 1 Uran-target mit kollimierender Aluminiumhalterung zur Synthese des Elements 104 am U-310 im VIK Dubna. **2** Periodisches System der Elemente nach Mendelejew mit dem neuen Element 104 (Kurtschatowium) und Duantenpaar des Schwerionenzyklotrons U-310 im VIK Dubna. **3** Kollektive Teilchenbeschleunigung im VIK Dubna nach dem Prinzip der Beschleunigung von mit Ionen geladenen Elektronenringen arbeitend. Ringformer und Ringkompressor (oben rechts), Linearbeschleuniger für die Ringe (vorn



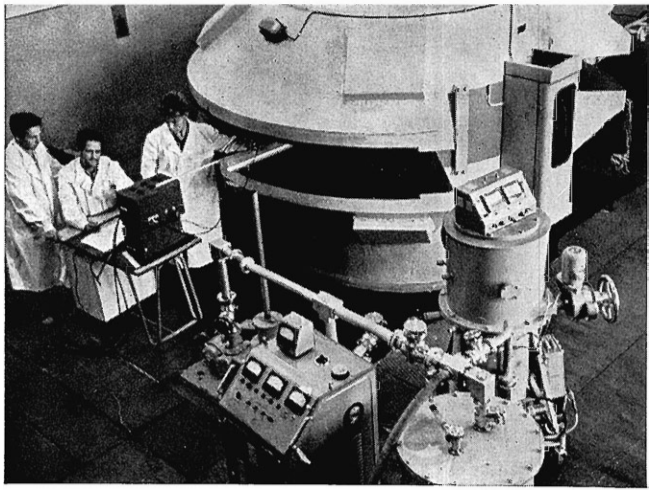


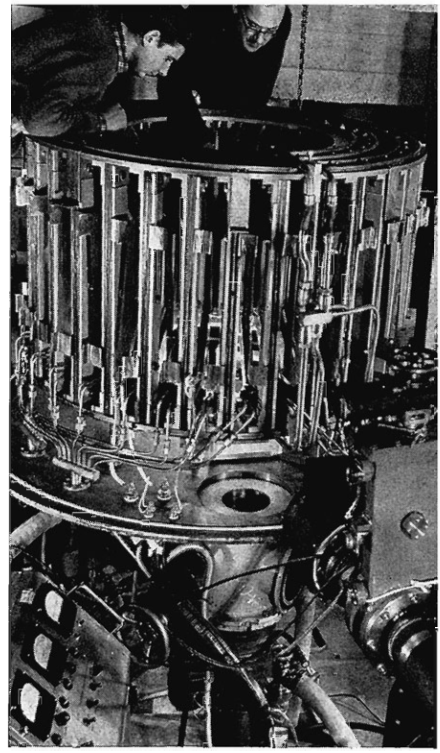


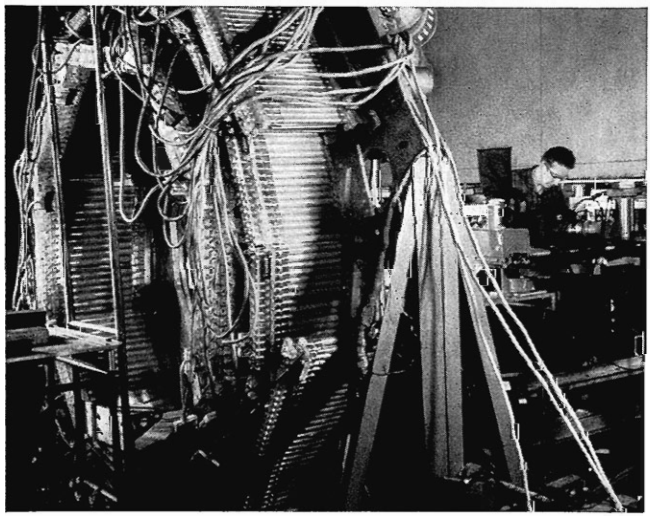


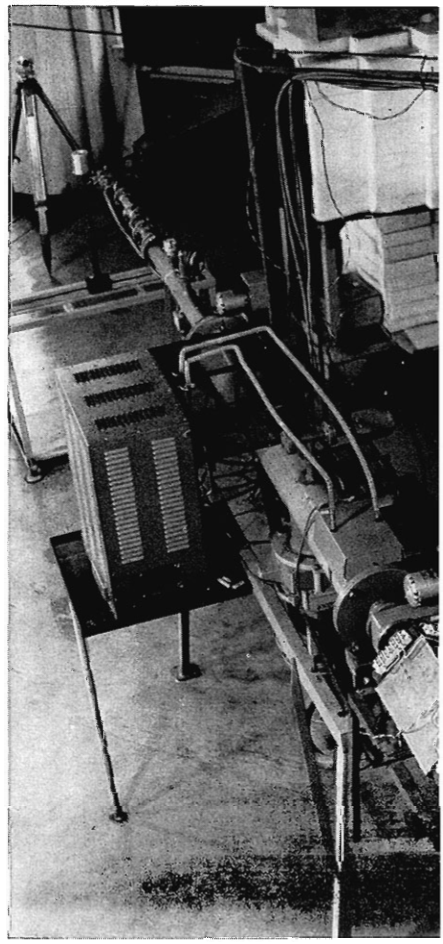
1 2 3 4 **Impulsreaktor und Neutronenphysik. 1** Impulsreaktor IBR-30 im VIK Dubna. **2** Heiße Zone des IBR-30 (Detail zu Abbildung **1**). **3** Blick in den Experimentiersaal am IBR-30 in VIK Dubna mit Neutronenstrahlunterbrecher (rechts), Neutronenflugkanäle (vorn) und Neutronendetektoren (oben). Die Neutronendetektoren gehören zu einem Flugzeit- und Winkelspektrometer für Neutronen. Jeder der Abschirmbehälter enthält 132 ^{3}He-Detektoren. **4** Neutronengenerator mit 600-KeV-Kaskadenbeschleuniger für Deuteronen an der Technischen Universität Dresden

Tafel 40







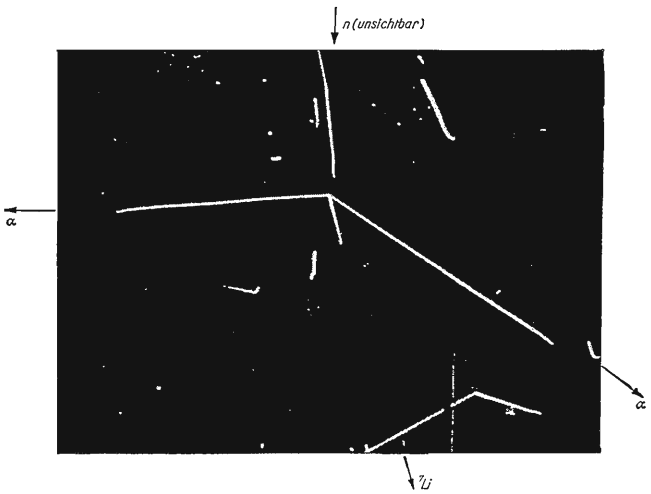


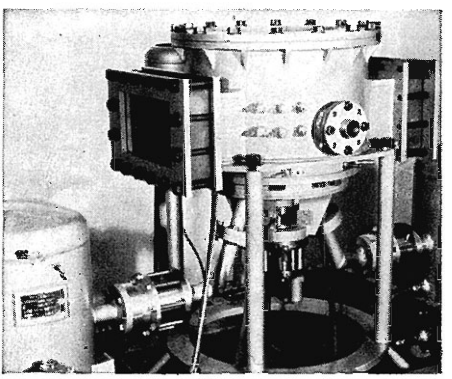


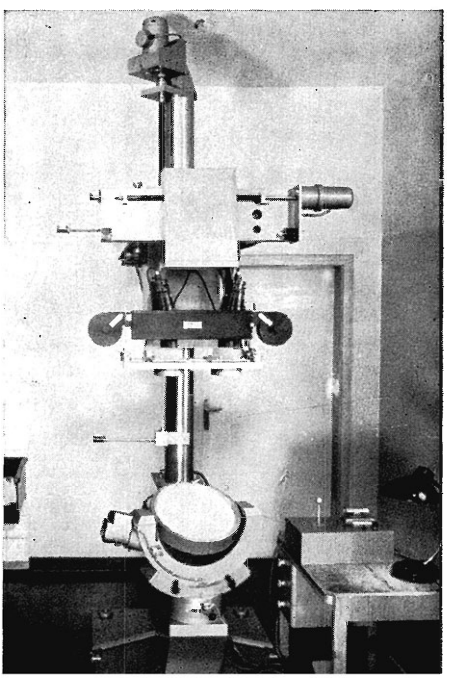
1 2
3
4 5

Teilchenspektrometer I. 1 Alphaspektrograph im VIK Dubna. **2** Betaspektrometer vom Toroidtyp (geöffnet) am U-200 im VIK Dubna. **3** Hodoskop am Synchrozyklotron im VIK Dubna, aus 1500 Geiger-Müller-Zählern bestehend. **4** Großvolumige Proportionalzählrohre zur Suche nach superschweren, spontan spaltenden Elementen im VIK Dubna. **5** Nanosekundenflugzeitspektrometer für schnelle Neutronen an der Technischen Universität Dresden

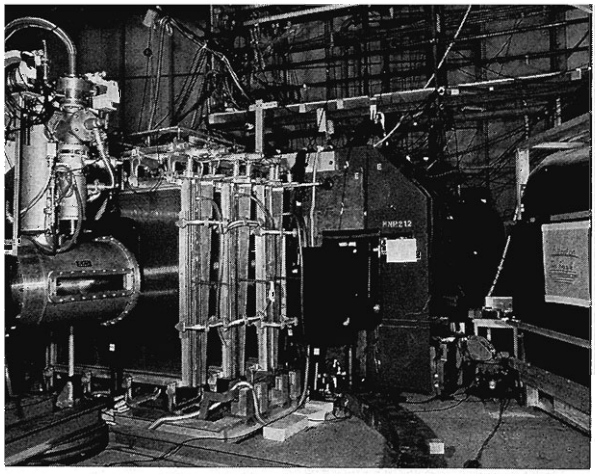


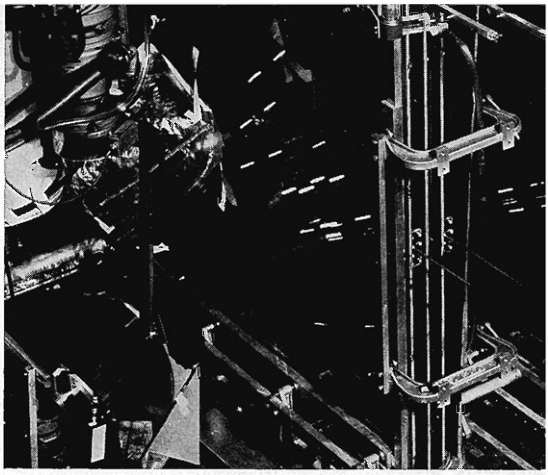


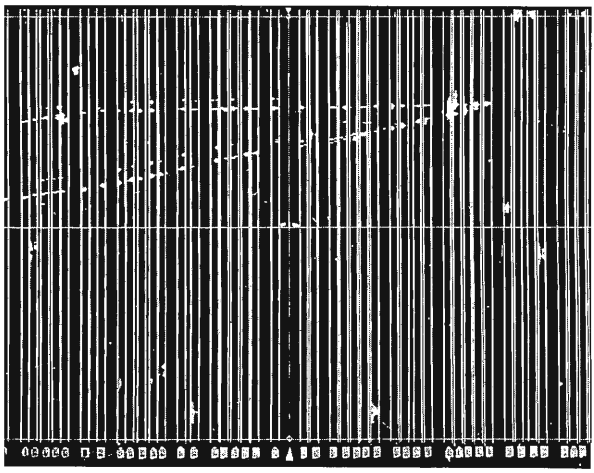


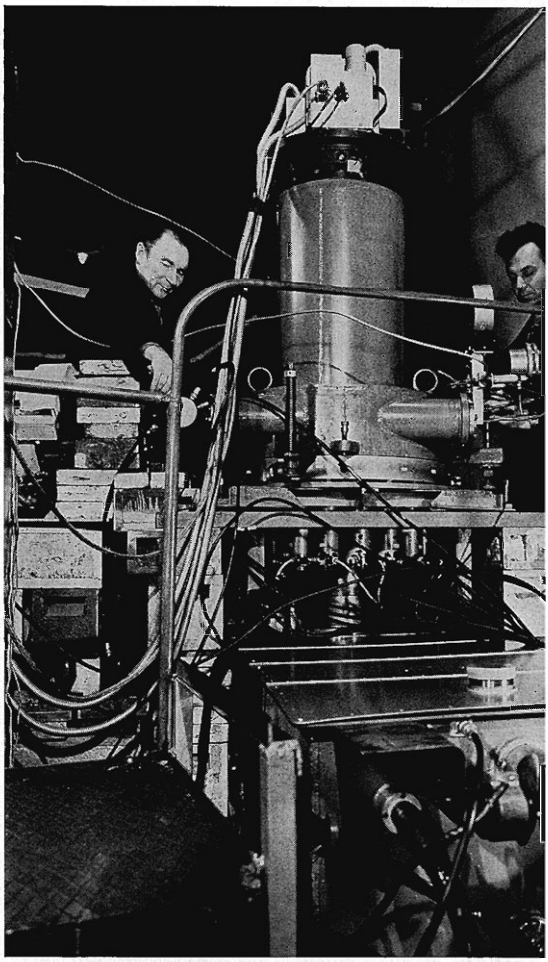


1 4 2 3 Tafel 42 **Teilchenspektrometer II. 1** Massenseparator zur Trennung kurzlebiger radioaktiver Isotope am Synchrozyklotron im VIK Dubna. **2** Diffusionsnebelkammer im Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf. **3** Auswertegerät für stereoskopische Nebelkammeraufnahmen im Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf. **4** Nebelkammeraufnahme der Reaktion $^{14}N(n, 2\alpha)\ ^{7}Li$





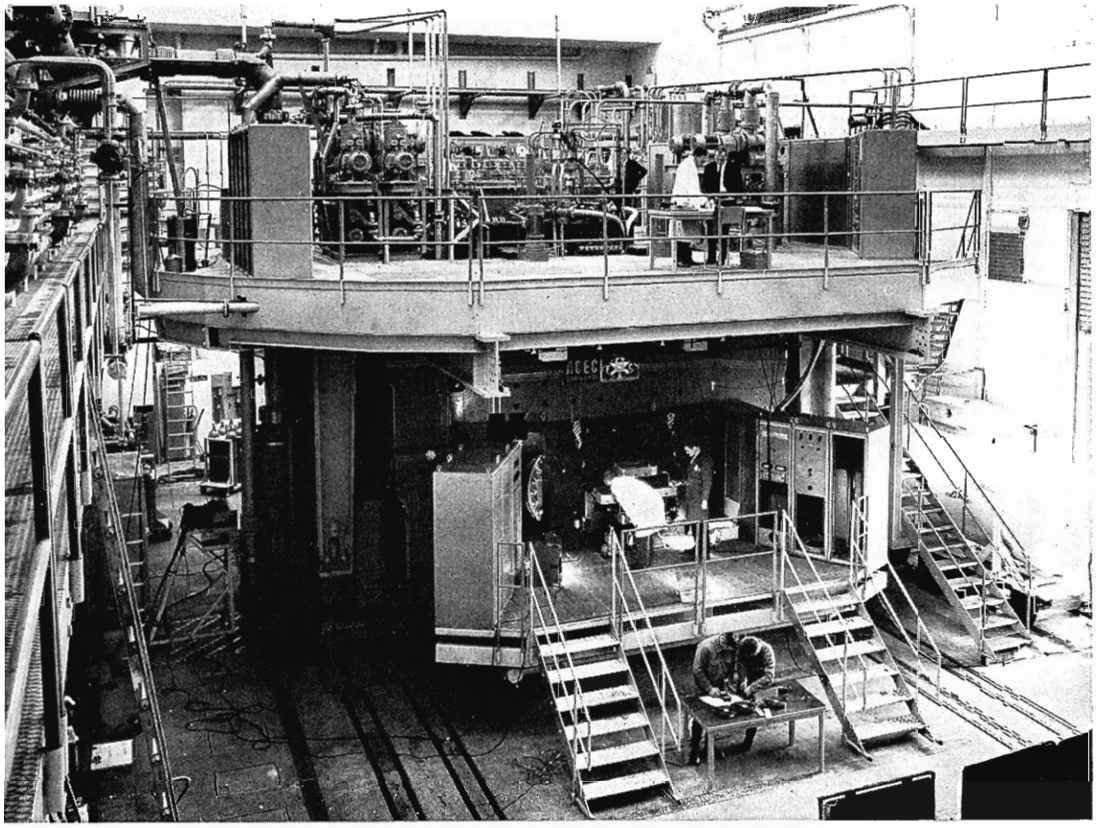


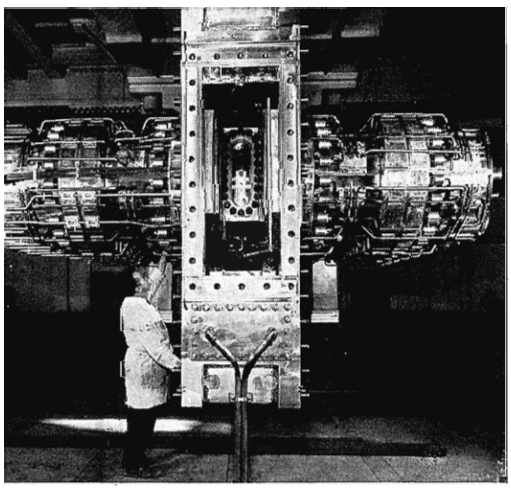


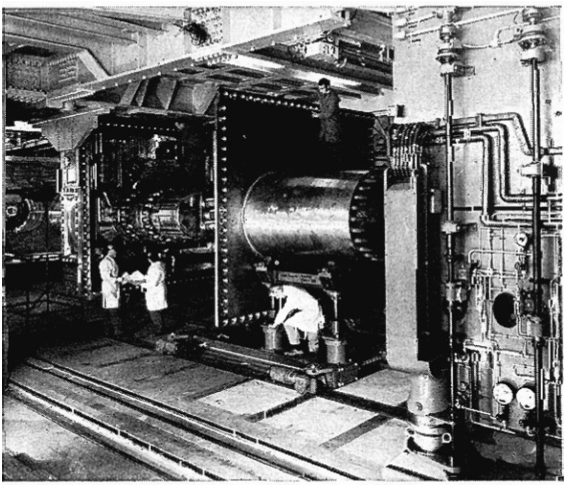


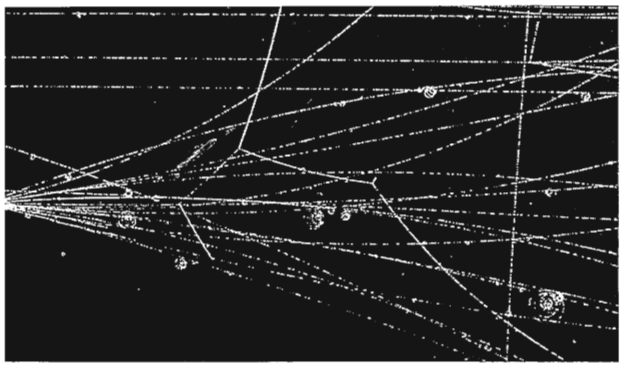
Funken- und Streamerkammern. 1 Teilchenspektrometer für ein CERN-Serpuchow-Experiment, bestehend aus Wasserstofftarget (links), Funkenkammern (Mitte), Szintillationszählern (durch schwarze Verkleidung gegen Licht abgeschirmt) und Analysiermagneten (oben). 2 Funkenkammer mit Teilchenspuren (Detail zu Abbildung 1). 3 Teilchenspuren in einem Funkenkammerspektrometer zum Nachweis von Neutrinos (Einfall von rechts) im CERN bei Genf. 4 Hochdruckstreamerkammer im VIK Dubna mit Szintillationszählersteuerung. 5 Szintillationsdetektoren um das Streamerkammervolumen angeordnet, rechts Strahleintrittsfenster (Detail zu Abbildung 4)

1 2
3
5 4





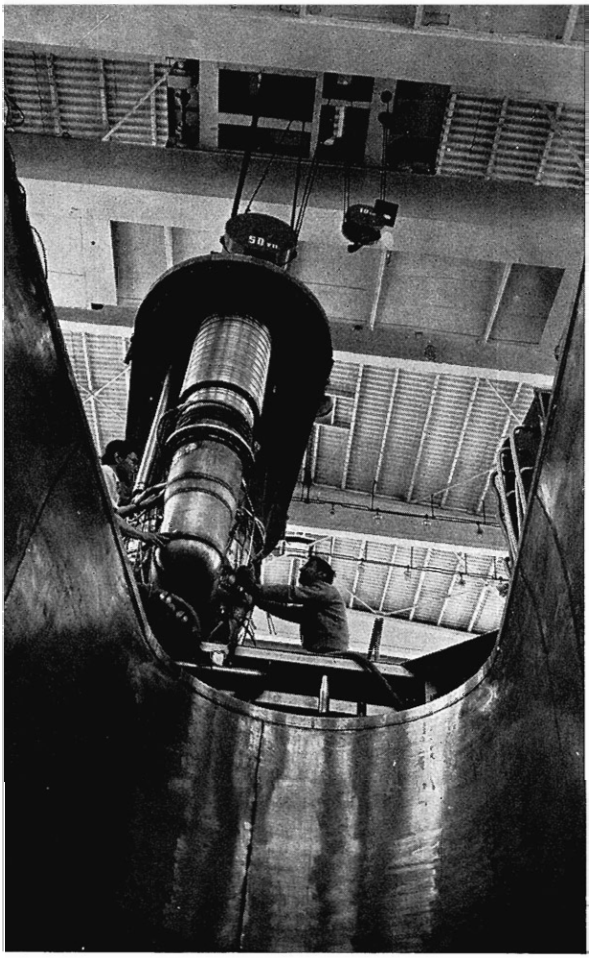




Blasenkammern I. 1 Gesamtansicht der 2-m-Wasserstoffblasenkammer im CERN bei Genf. **2** 2-m-Wasserstoffblasenkammer des CERN ohne Magnet (Detail zu Abbildung **1**). **3** Montage der 2-m-Wasserstoffblasenkammer (Detail zu Abbildung **1**). **4** 16 GeV/c π^-p Wechselwirkung mit 18 sichtbaren Spuren von Reaktionsprodukten, aufgenommen mit der 2-m-Wasserstoffblasenkammer im CERN bei Genf.

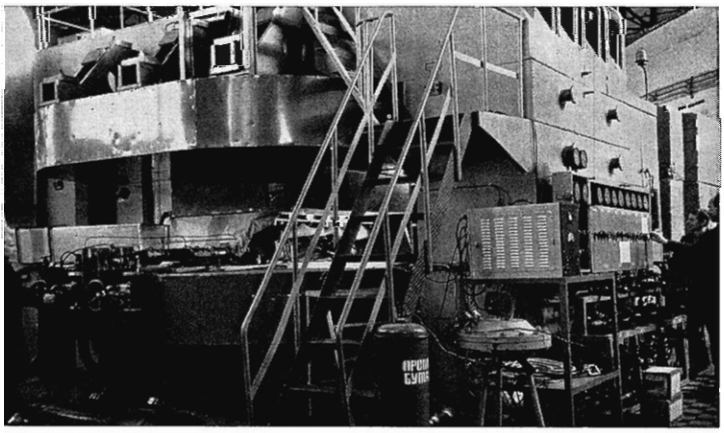
1
2 **3**
4

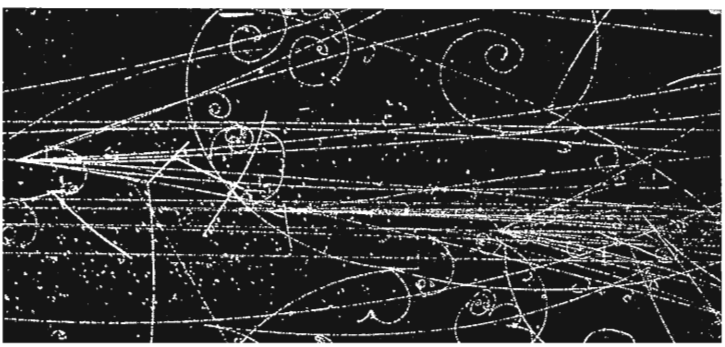
Tafel 44





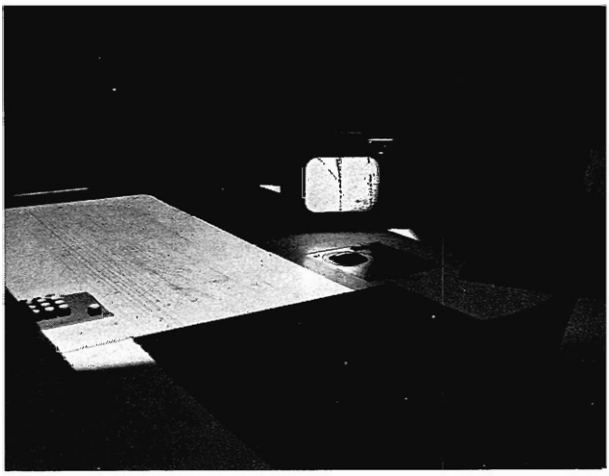
1 2
3
4

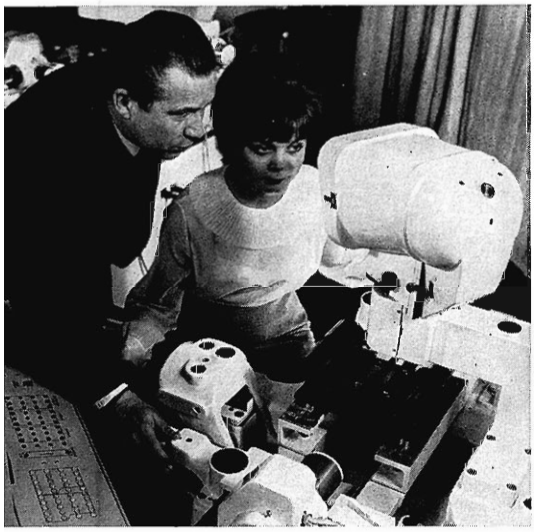


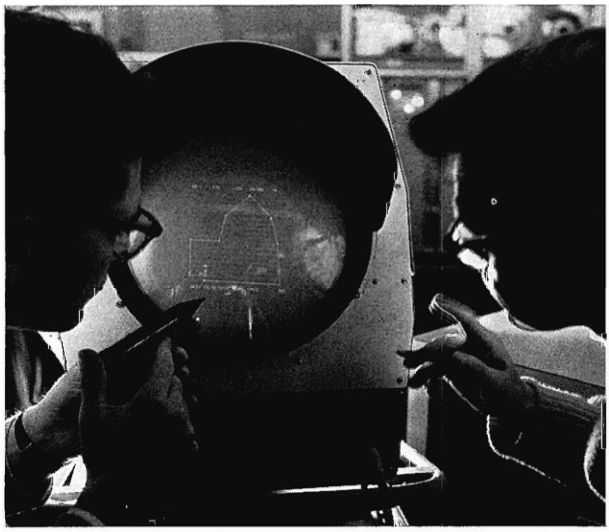


Blasenkammern II. 1 Montage einer 2-m-Wasserstoffblasenkammer im VIK Dubna. **2** Reaktionsraum (oben) der 2-m-Wasserstoffblasenkammer im VIK Dubna. **3** Gesamtansicht der 2-m-Propanblasenkammer im VIK Dubna. **4** Typische Blasenkammeraufnahme mit vielen Wechselwirkungsereignissen (VIK Dubna)

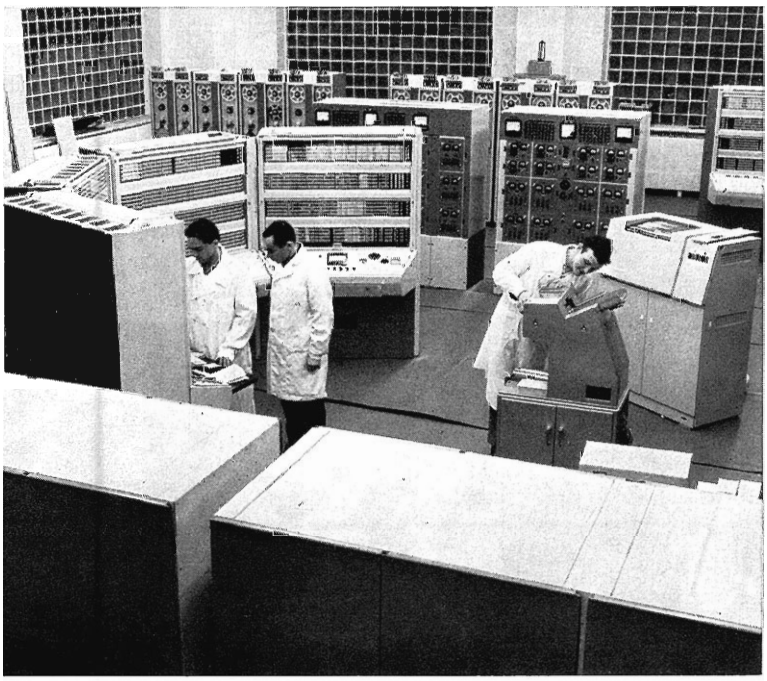




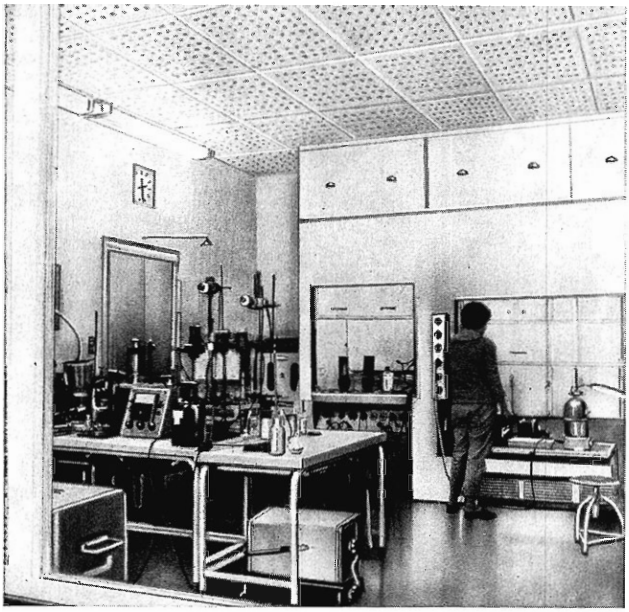


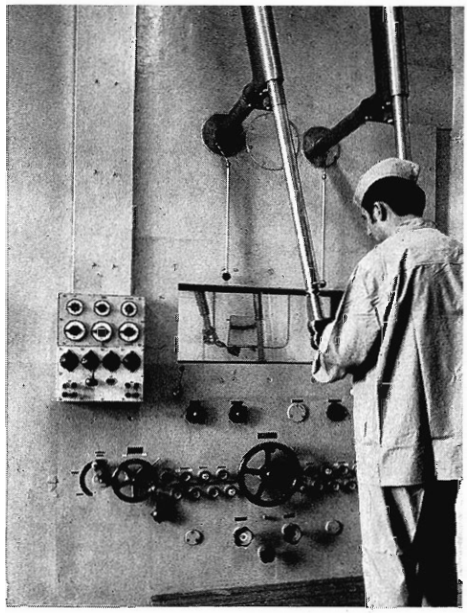


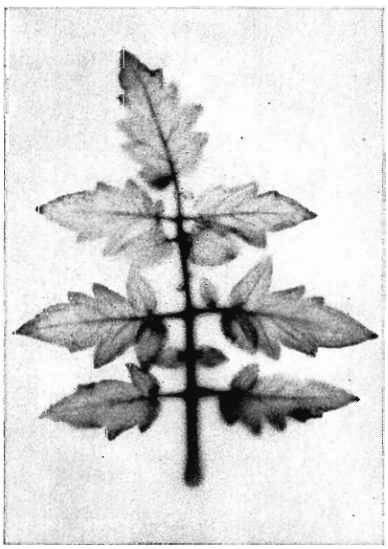
1 2
3 4
5



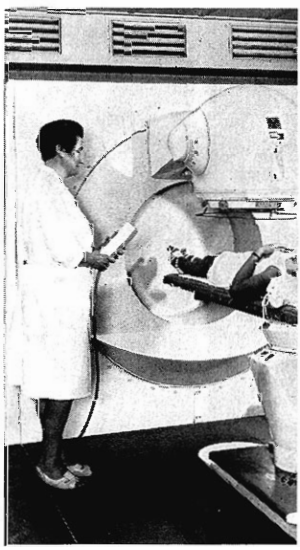
Auswertung von Blasenkammeraufnahmen. **1** Gesamtansicht eines Spirallesegerätes für Blasenkammeraufnahmen im CERN bei Genf. **2** Projektionstisch (links), Fernsehschirm zur Koordinatenkontrolle (Mitte), Datenausgabe (rechts) (Detail zu Abbildung **1**). **3** Halbautomat zur Auswertung von Blasenkammeraufnahmen im VIK Dubna. **4** Lichtstiftgerät im VIK Dubna. **5** Elektronische Rechenmaschine BESM-6 im VIK Dubna





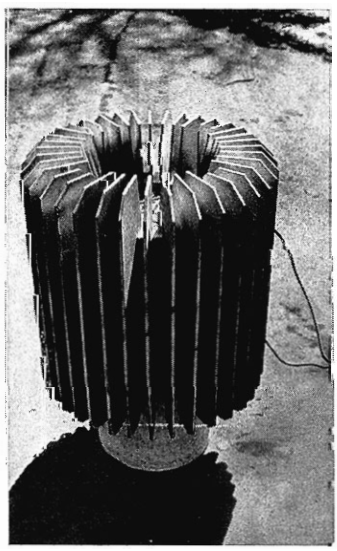




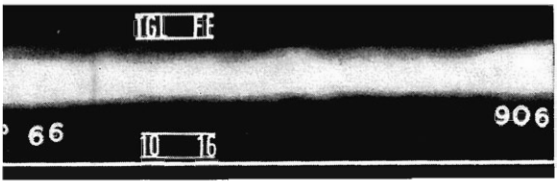


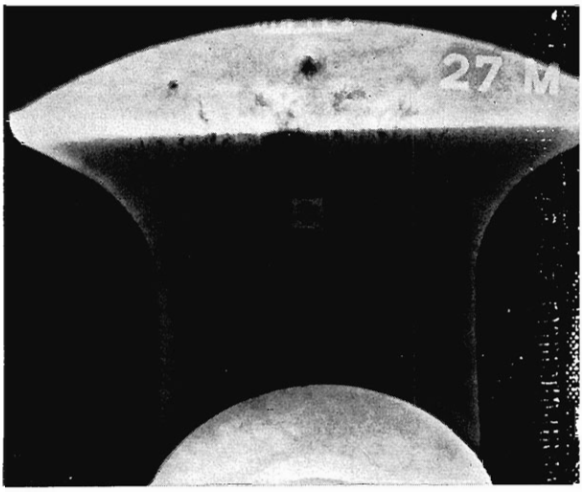
1 2
4a 4b 3
5 6

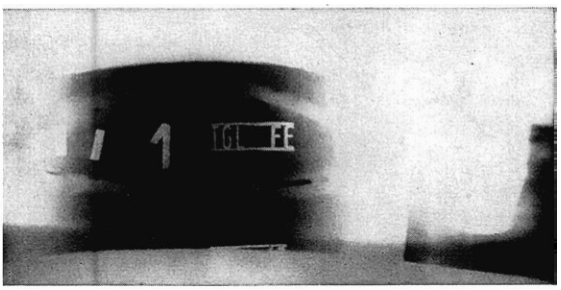


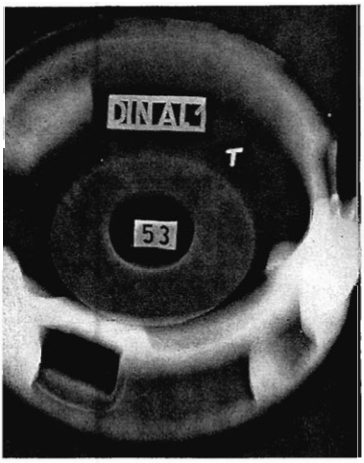


Radioaktivität. **1** Heißes Labor. Belüftung durch Öffnungen in der Decke, Entlüftung durch die Abzüge. **2** Ferngesteuerte Greifarme für Arbeiten mit radioaktiven Stoffen. **3** Gammatherapieeinrichtung zur Geschwulstbehandlung im Körperinnern. **4** Stofftransport in Pflanzen durch Phosphor-32 und durch Autoradiographie sichtbar gemacht. Phosphor-32 gelangt über die Stengel (Abbildung **4a**) zu den Blatträndern (Abbildung **4b**). **5** Untersuchung von Pflanzen, die mit Phosphor-32 markiert wurden. **6** BETA-2, eine in der UdSSR entwickelte Isotopenstromquelle, die Strahlungsenergie von Strontium in elektrischen Strom umwandelt und eine wartungsfreie Betriebsdauer von etwa 10 Jahren hat

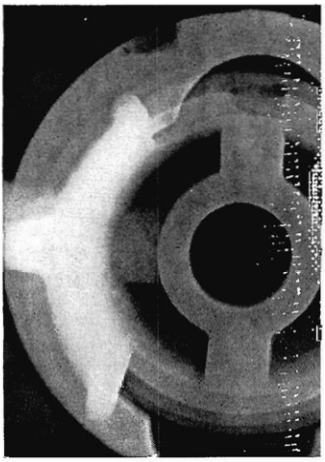


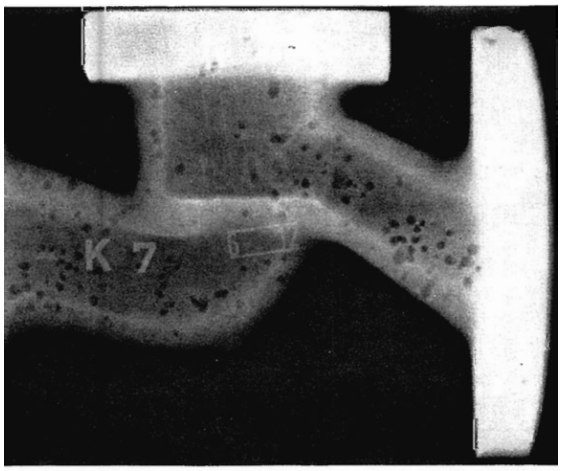


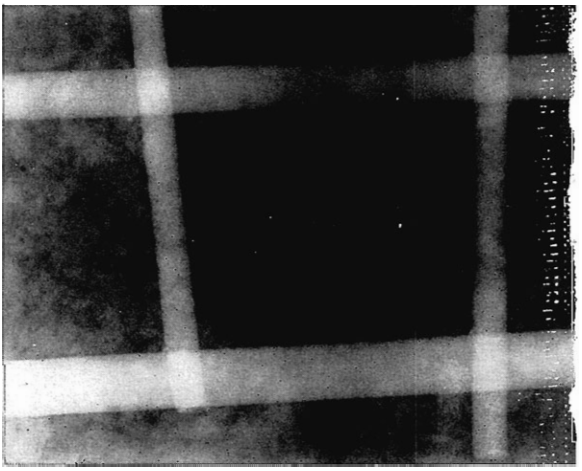








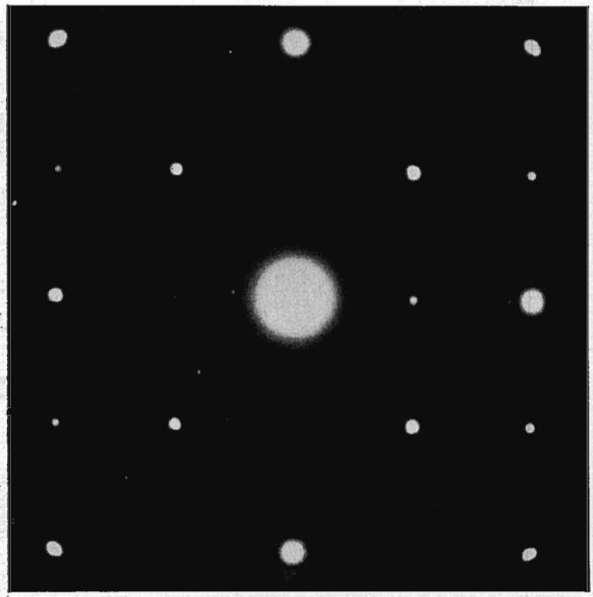


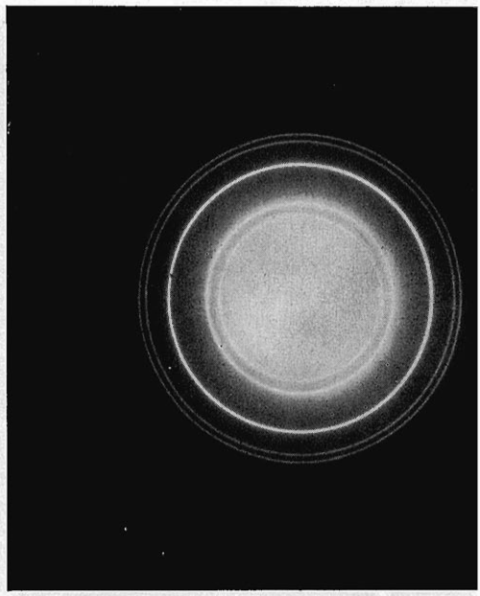


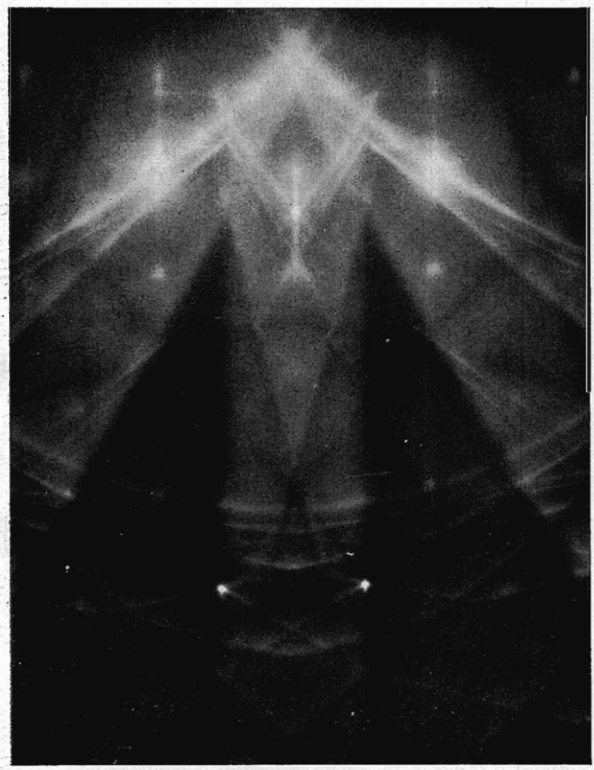
1
2 4
3 5 7
6 8

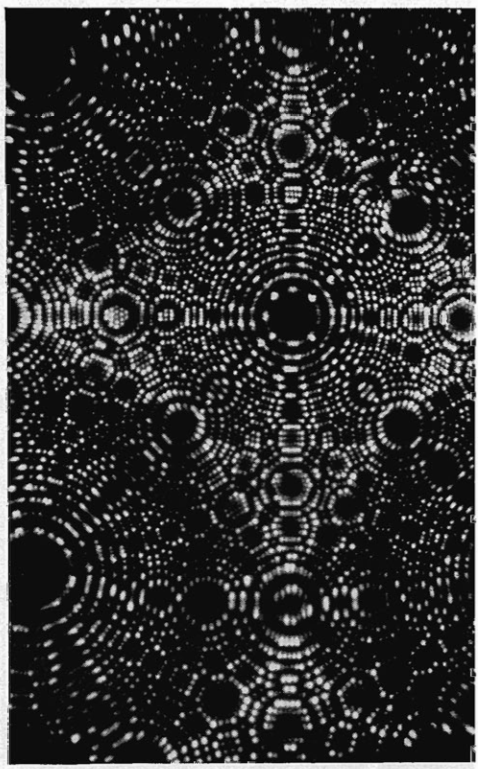
Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Hilfe radioaktiver Isotope. 1 Röntgenaufnahme einer Längsschweißnaht (Querrisse). **2** Röntgenaufnahme einer Rundschweißnaht (Ellipsenaufnahme). **3** Tm-170-Aufnahme eines Gußstückes aus Aluminium. **4** Co-60-Aufnahme eines Gußstückes aus Stahl. **5** Co-60-Aufnahme einer Armatur aus Stahlguß. **6** Ir-192-Aufnahme einer Armatur aus Stahlguß **7** Ir-192-Aufnahme eines Gußstückes aus Grauguß. **8** Co-60-Aufnahme (Bewehrung im Beton)

Tafel 48



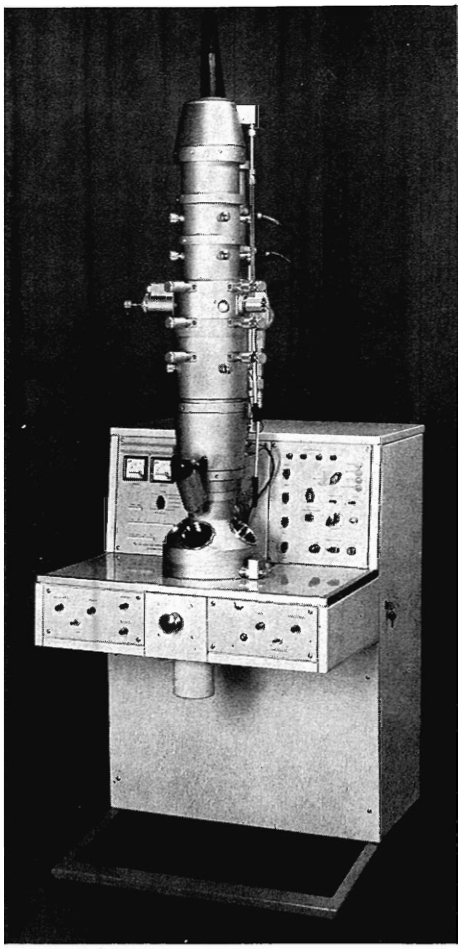


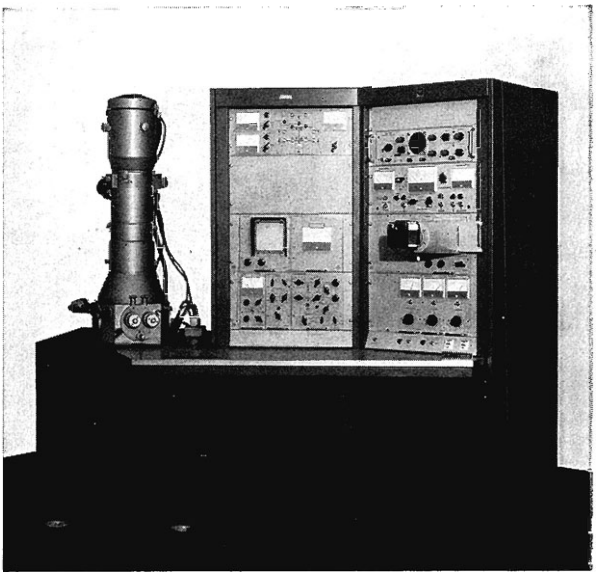


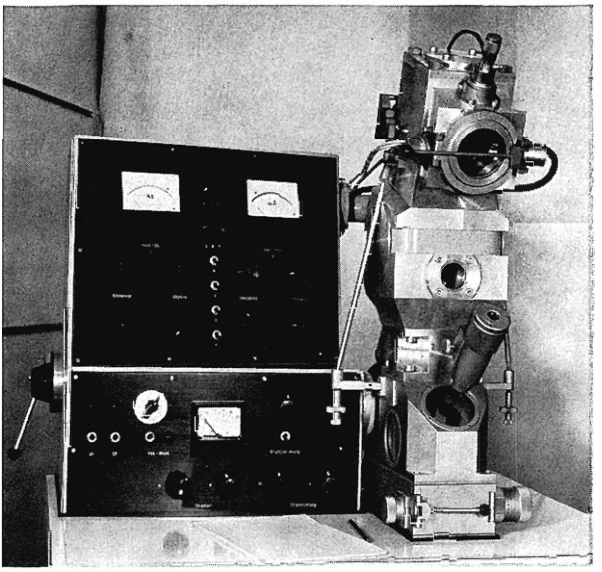


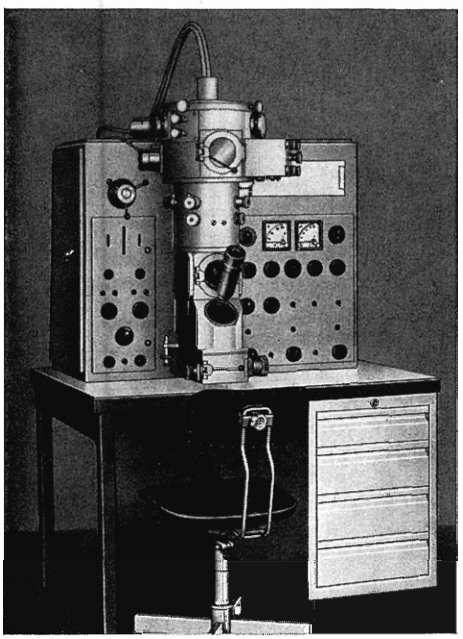
1 2
3 4

Elektronenbeugung — Feldionenmikroskopie. 1 Beugungsdiagramm eines MoO_3-Einkristalls. **2** Beugungsdiagramm einer feinkristallinen LiF-Aufdampfschicht. **3** Kikuchi-Diagramm, aufgenommen an einer (111)-Fläche eines Silber-Einkristalls (Reflexions-Elektronenbeugung). 4 Feldionenmikroskopische Aufnahme einer Iridium-Kristallspitze mit Versetzungen und Leerstellen



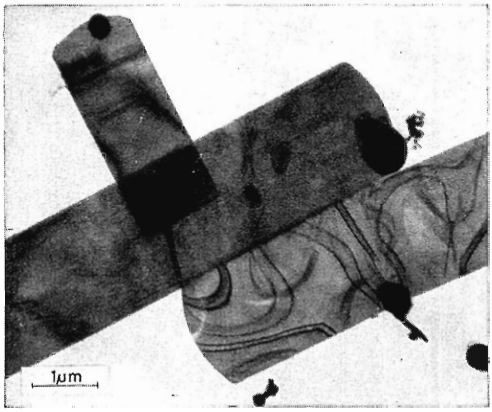


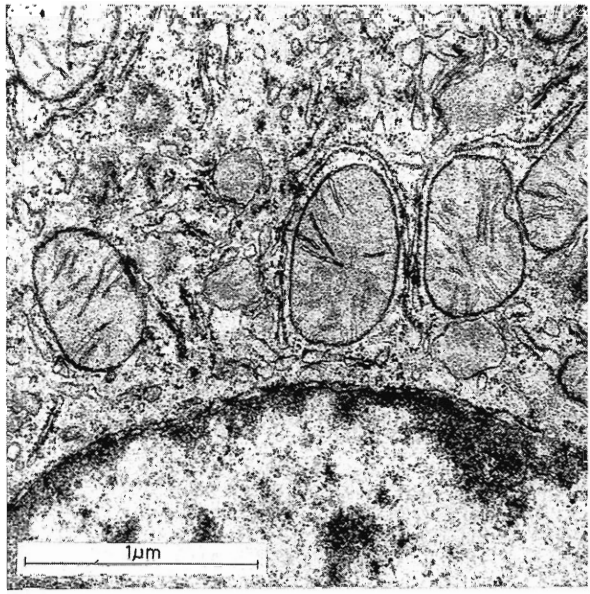


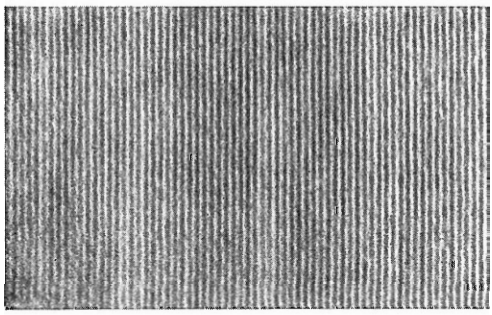


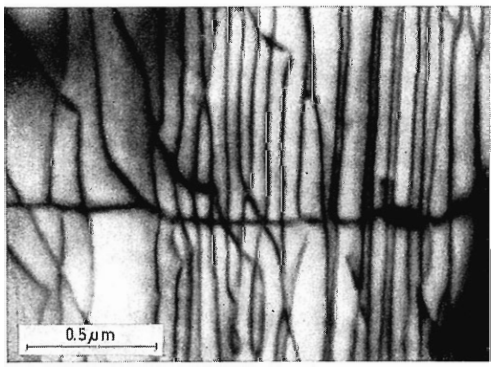
1 3
2 4

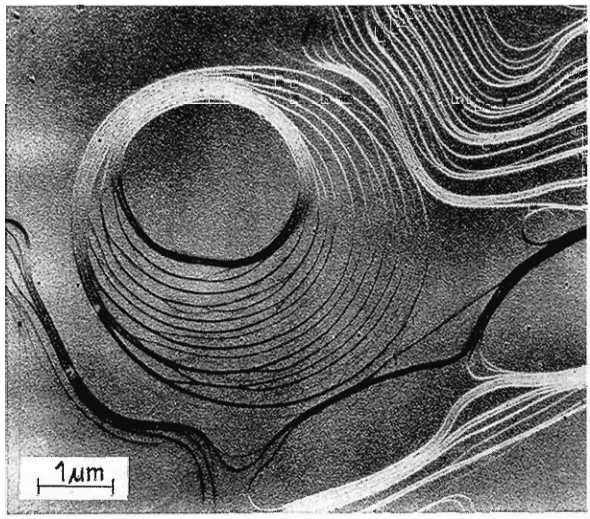
Elektronenmikroskopie I. **1** Durchstrahlungs-Elektronenmikroskop SEM 3-2. **2** Elektronenoptische Anlage EF in der Ausrüstung als Emissionsmikroskop. **3** Raster-Elektronenmikroskop „Stereoscan". **4** Elektronenspiegel-Mikroskop **Tafel 50**

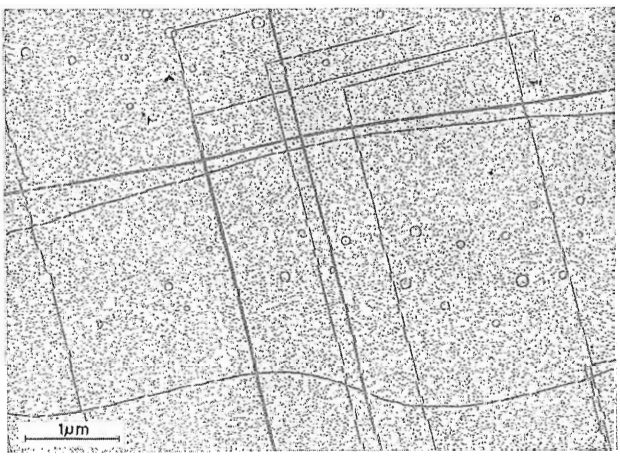








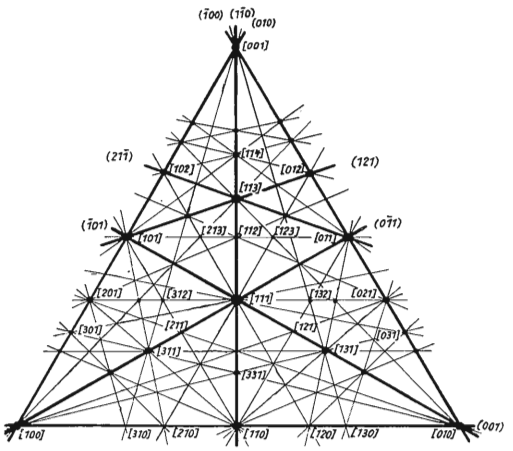


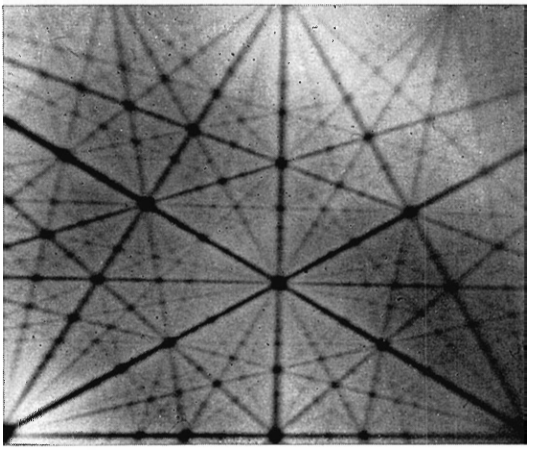


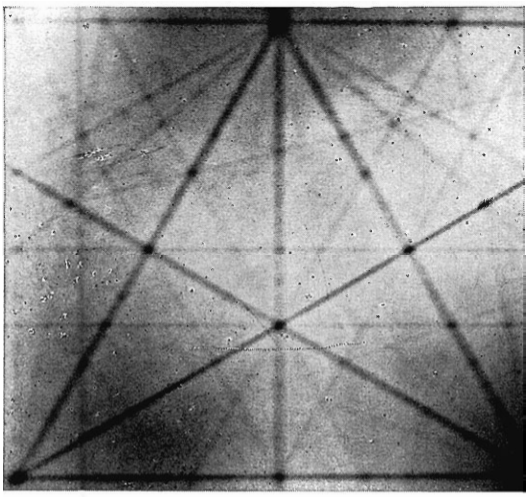
Elektronenmikroskopie II. 1 Aufrauchpräparat (MoO_3-Kriställchen). **2** Dünnschnittpräparat: Leberzelle der Maus. **3** Netzebenenabbildung eines Kupfer-Phthalocyaninkristalls. (201)-Netzebenen. Netzebenenabstand 9,8 Å. **4** Versetzungen in einer dünnen Germanium-Kristallfolie, abgebildet im Beugungskontrast. **5** Wachstumshügel auf der Oberfläche eines NaCl-Kristalls (Platin-Kohle-Abdruck). **6** Gleitlinien (Quergleitung) auf der Oberfläche eines NaCl-Kristalls (Präparationsmethode: Oberflächen-Dekoration)

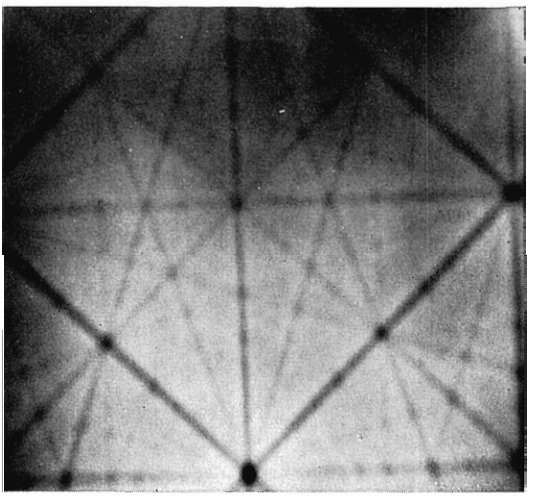
1
3 **2**
4 **5**
6

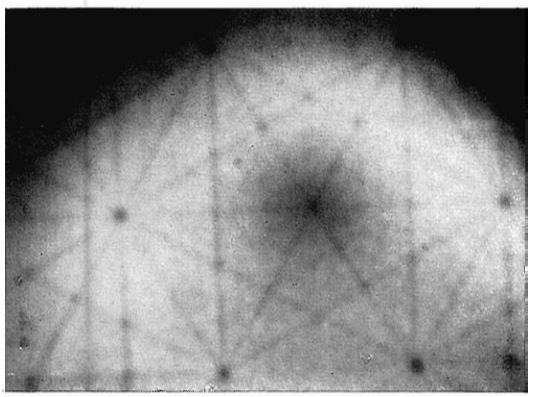
Tafel 51

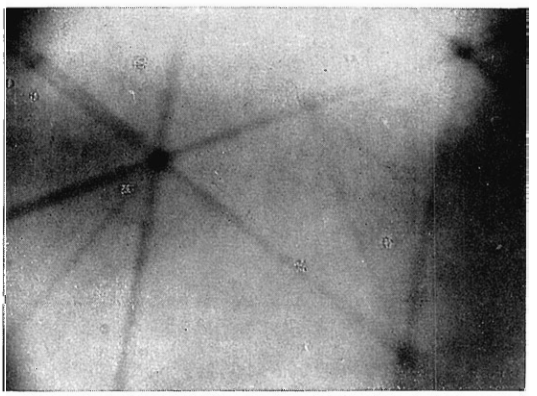




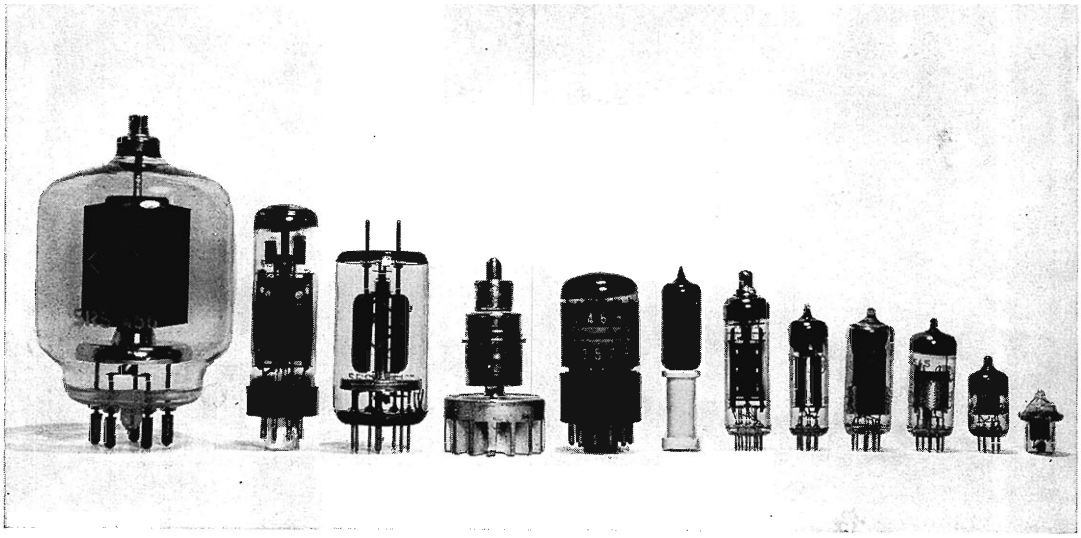


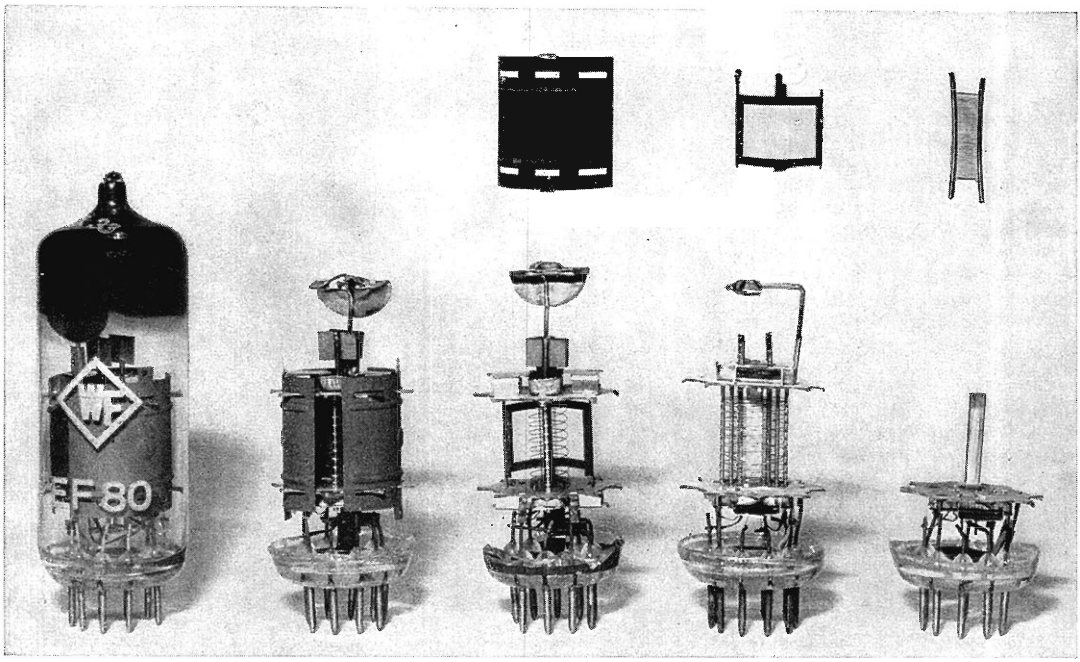




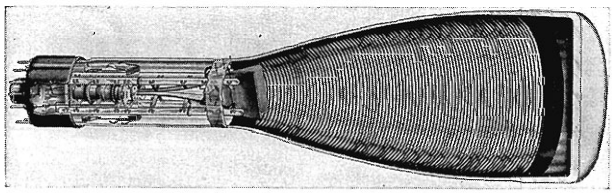


1 2 3 4 5 6 Tafel 52 **Ionographie.** **1** Berechnetes Protonogramm für ein kubisch raumzentriertes Gitter (in ⟨111⟩-Richtung orientiert). **2** Protonogramm eines kubisch raumzentrierten Kristalls, Molybdän in ⟨111⟩-Richtung orientiert. Protonenenergie 480 keV. **3** Protonogramm eines Kristalls mit Diamantstruktur, Silizium in ⟨111⟩-Richtung orientiert, Protonenenergie 550 keV. **4** Protonogramm eines kubisch flächenzentrierten Kristalls, Gold epitaktisch auf Steinsalz aufgebracht in ⟨100⟩-Richtung orientiert, Protonenenergie 1,0 MeV. **5** Protonogramm einer epitaktisch auf Glimmer aufgebrachten Goldschicht, Zwillingsbildung um die ⟨111⟩-Kristallachse, Protonenenergie 1,0 MeV. **6** Protonogramm einer epitaktisch auf Steinsalz aufgebrachten Goldschicht, Kristallitverkippung um eine ⟨110⟩-Kristallachse, Verkippungswinkel 2°, Protonenenergie 1,0 MeV



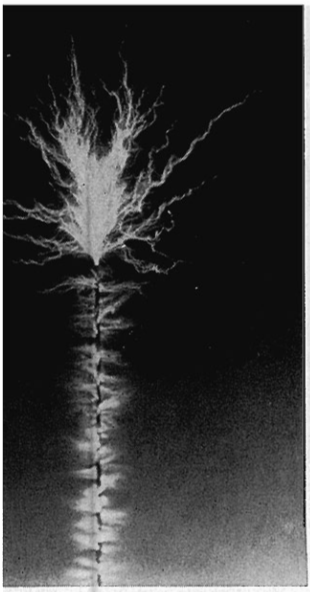


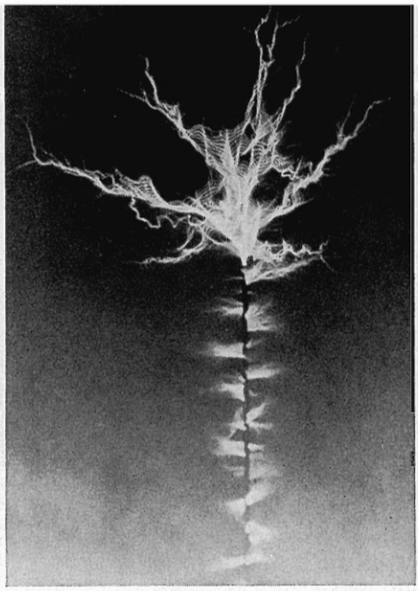


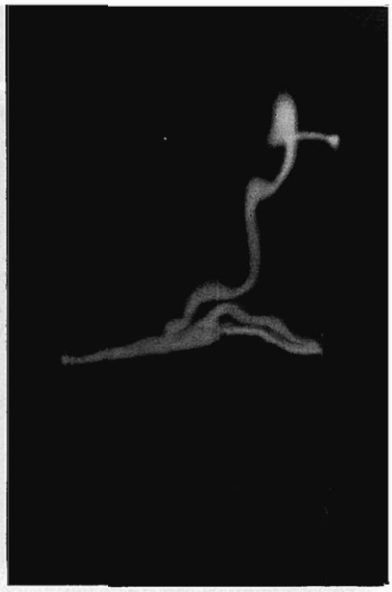


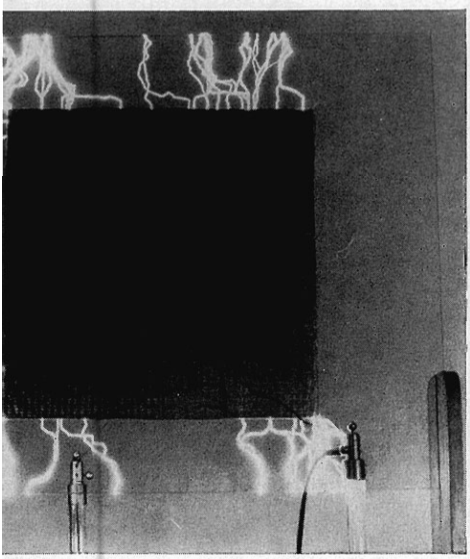
Elektronenröhren. **1** Moderne Elektronenröhren (von links nach rechts): Senderöhre (Originalhöhe 142 mm), Regeltriode, Senderöhre mit 70 W Anodenverlustleistung, Triode für Frequenzen bis 3,75 GHz, Dekadenzählröhre, Ziffernanzeigeröhre, Diode, Doppeltriode, Abstimmanzeigeröhre, Pentode, Doppeldiode, Miniaturtriode (Originalhöhe 29 mm). **2** Systemaufbau einer Pentode (von rechts nach links): Sockel mit Katode, darüber Steuergitter; Sockel mit Katode, Steuergitter, Schirmgitter, Bremsgitter, Halterung für Getter, darüber innere Abschirmung; komplettes Röhrensystem ohne Anodenbleche, darüber Anodenblech; komplettes Röhrensystem; komplettes Röhrensystem nach dem Einschmelzen in den Glaskolben und dem Evakuieren, im Glaskolben oben Getterspiegel. **3** Ansicht einer Oszillographenröhre. **4** Schnittbild einer Oszillographenröhre

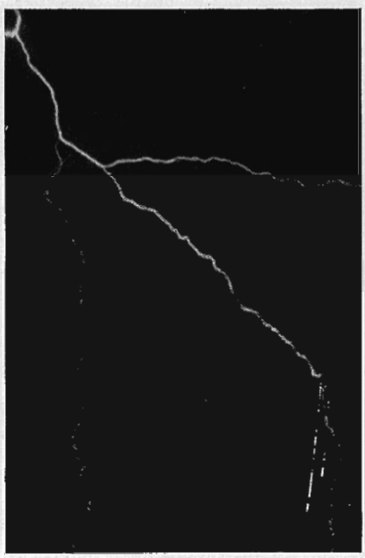
1
2
3
4





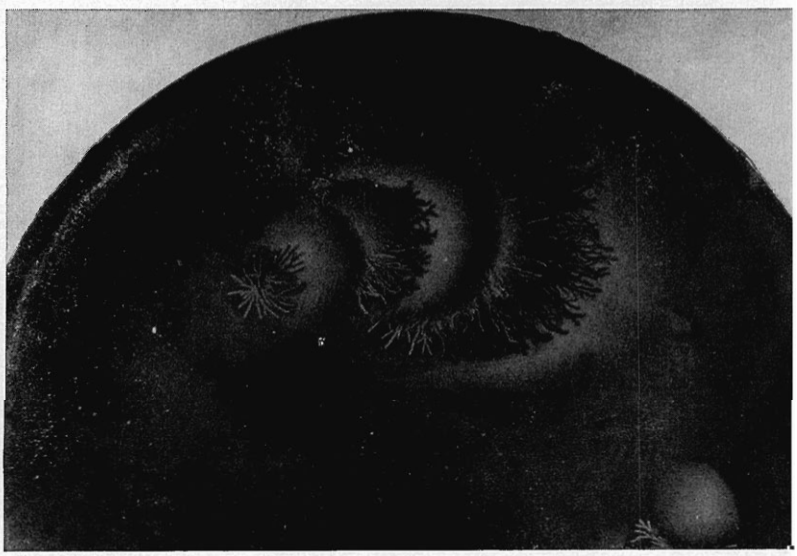




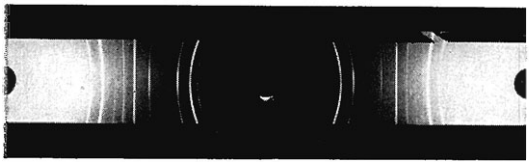


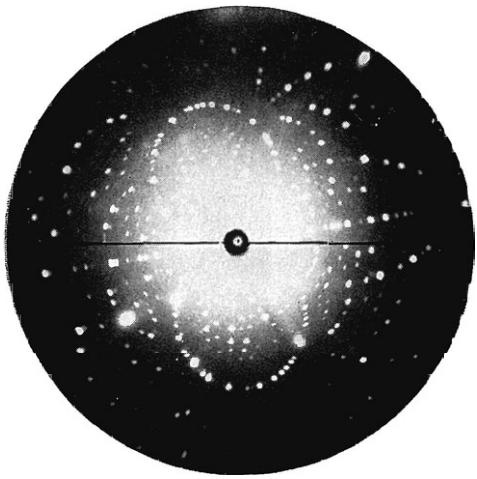


1 2 3
4 5 6
7

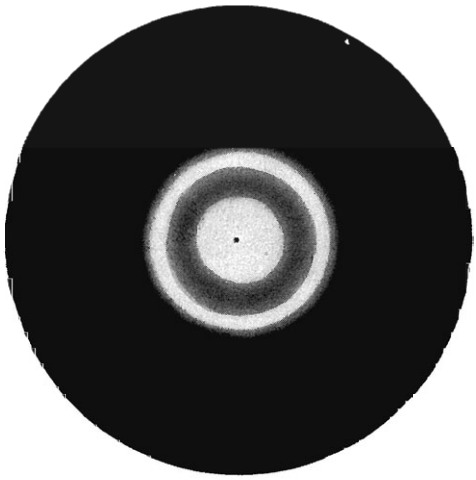


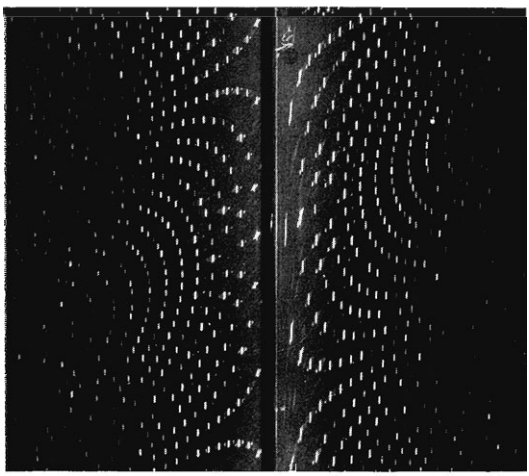
Elektrische Entladungen. 1 und 2 Hochfrequente Büschelentladung an einer Spitze (Tesla-Transformator). **3 und 4** Niederfrequente Funkenentladung an einem Hörnerblitzableiter und einem Kondensator (Franklinsche Tafel). **5** Blitz. **6** Kohle-Lichtbogen. **7** Lichtenbergsche Figuren (durch eine Spitze bewirkte Entladungsform auf einer mit Bärlappsamen bestreuten, isolierenden Platte)

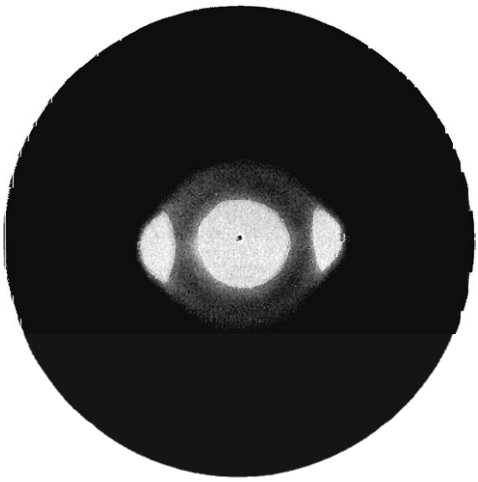






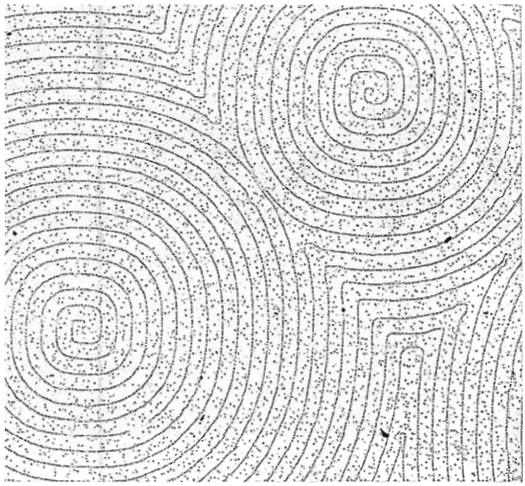


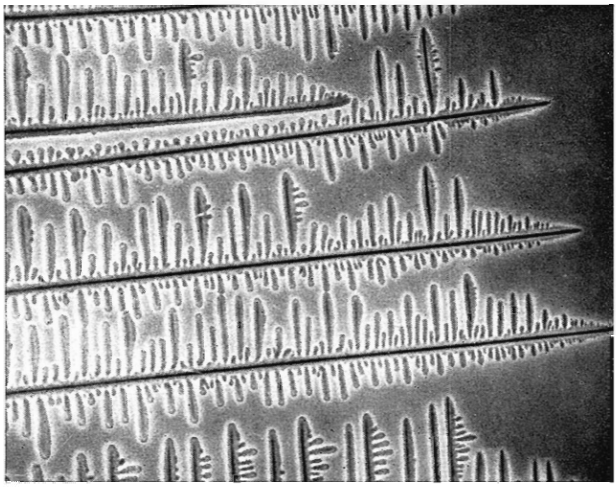


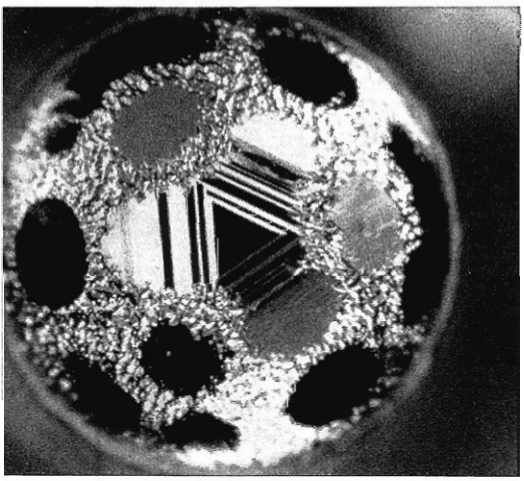


Röntgenaufnahmen von Kristallen — Röntgeninterferenzaufnahmen von Polyäthylen. 1 Debye-Scherrer-Aufnahme von polykristallinem Kupfer. 2 Laue-Durchstrahlaufnahme eines Triglyzinsulfat-Kristalls. 3 Drehkristallaufnahme eines Triglyzinsulfat-Kristalls mit Kobalt-Strahlung. Die Schichtlinien mit Interferenzen stärkerer Schwärzung stammen von der K-Strahlung, die geringerer Schwärzung von der K-Strahlung. 4 Äquiinklinations-Weißenberg-Aufnahme eines Kristalls einer Gadolinium-Komplexverbindung. Hier werden nur Interferenzen einer einzigen Schicht (vgl. Abbildung 3) abgebildet. Durch Kopplung von Kristalldrehung und Filmtranslation wird die gesamte Filmebene mit Interferenzen belegt. Dadurch kann die bei Drehkristall-Aufnahmen mögliche Überlagerung von Interferenzen vermieden werden. 5 Röntgeninterferenzaufnahme (Flachkammer) von teilkristallinem und durch Verstreckung orientiertem Polyäthylen. 6 Röntgeninterferenzaufnahme (Flachkammer) von teilkristallinem nichtorientiertem Polyäthylen

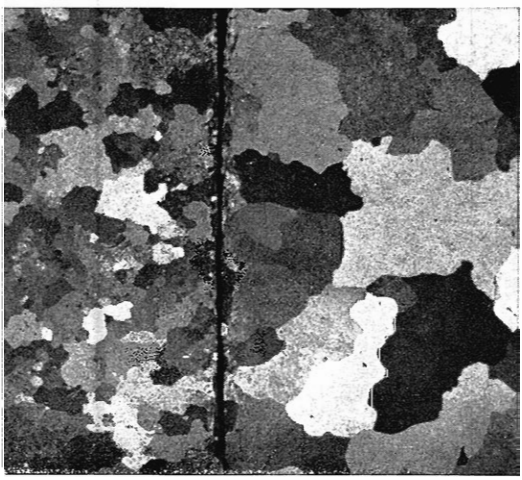
1
2 3
4 5
6

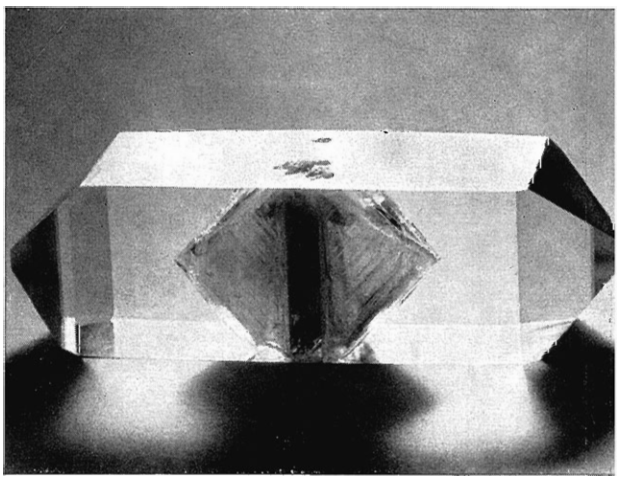












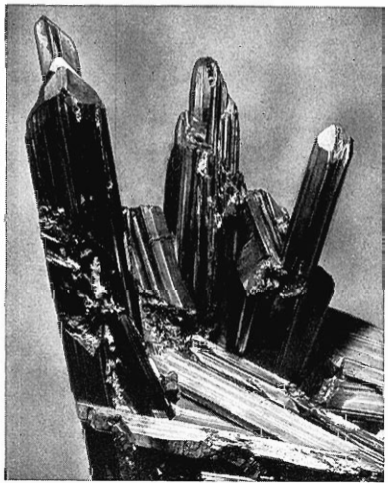
1 3
2 4
5 6

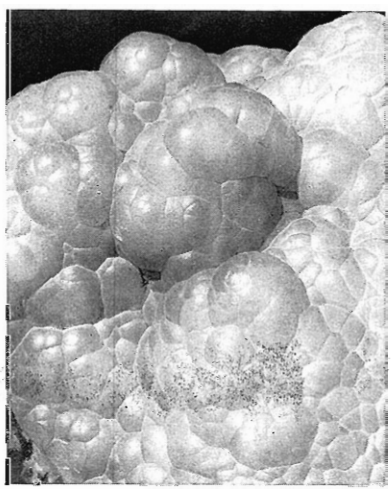
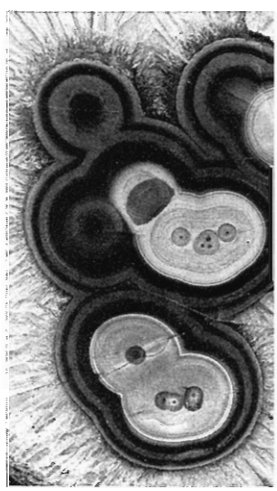
Tafel 56

Kristallisation und Wachstumserscheinungen. 1 Durch Abdampfen erhaltene Spiralstufen auf der Oberfläche eines NaCl-Kristalls, mit Hilfe der Golddekoration elektronenmikroskopisch sichtbar gemacht. Vergrößerung 20000fach. 2 Elektrolytisches Kugelwachstum von Silber. Vergrößerung 140fach. 3 In einer Kohlenstofftetrabromidschmelze gewachsene Dendriten. Vergrößerung 300fach. 4 Eisenwhisker, gewachsen durch thermische Zersetzung von Eisenbromid. Vergrößerung 10fach. 5 Rekristallisation von Zinn. Links primäre Rekristallisation, rechts Kornvergrößerung. Vergrößerung 8fach. 6 In wäßriger Lösung gezüchteter Ammoniumdihydrogenphosphat-(ADP)-Kristall. Originalgröße 20 cm



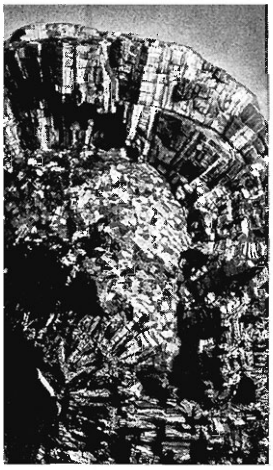
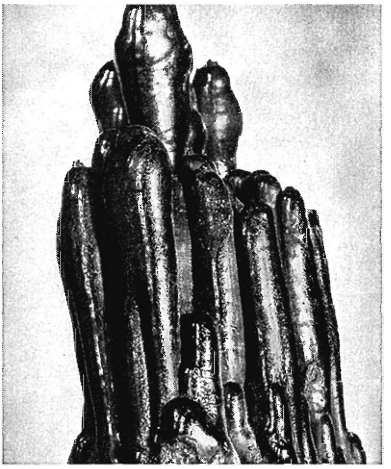
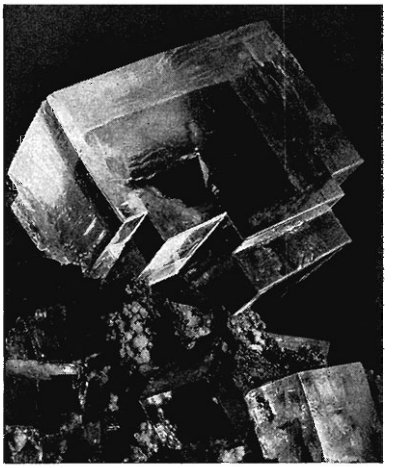


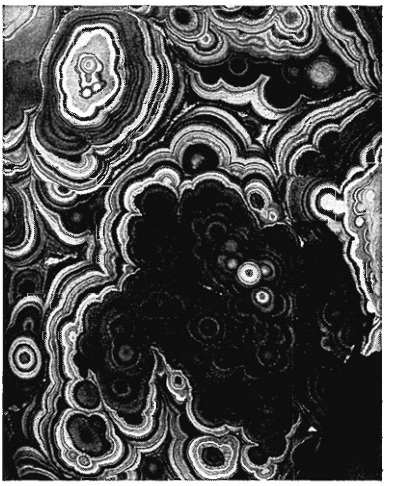


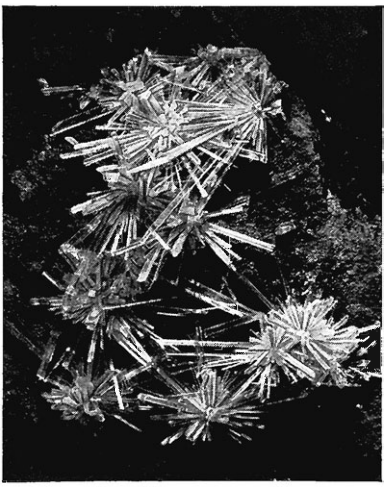
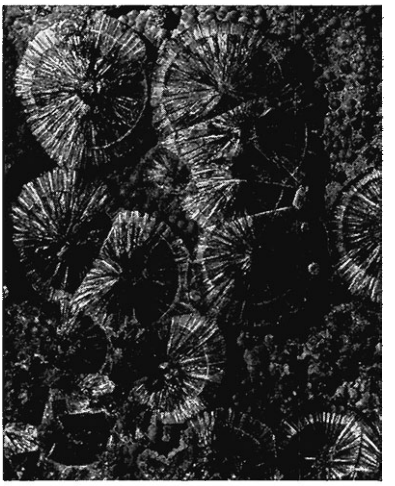




1 2 3
4 5 6
7 8 9

Kristalle I. 1 Silberfeder. 2 Schwefelkies. 3 Magnetkies. 4 Zinkblende. 5 Antimonglanz. 6 Bergkristall. 7 Rauchquarz. 8 Chalzedon. 9 Achat (angeschliffen)

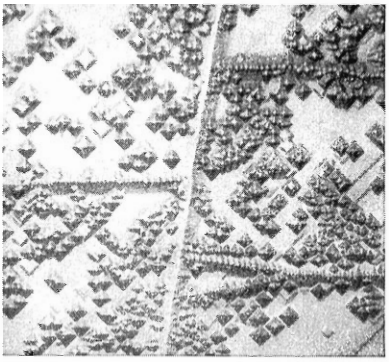




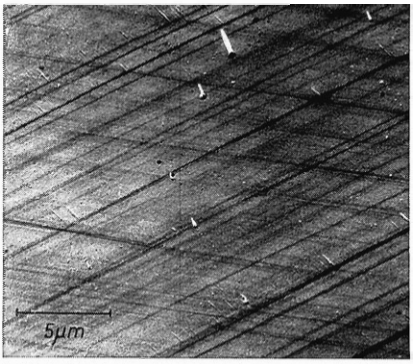



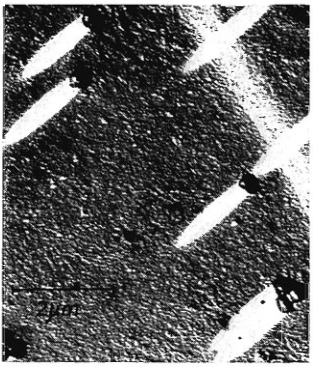



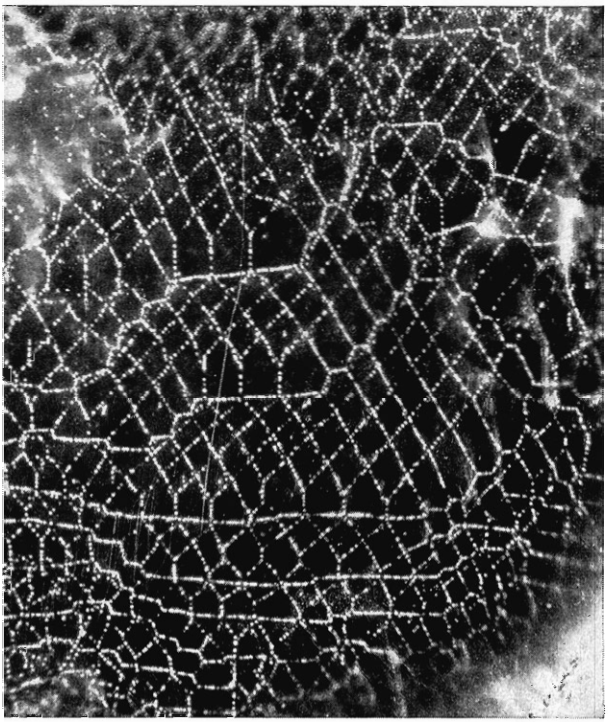
1 2 3
4 5 6
7 8 9

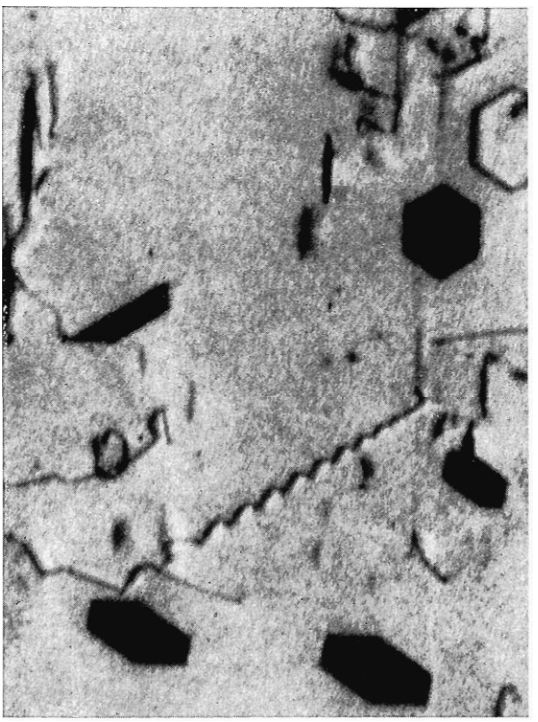
Tafel 58 **Kristalle II.** **1** Pyrolusit. **2** Brauneisenerz. **3** Steinsalz. **4** Flußspat. **5** Kalkspat. **6** Malachit (angeschliffen). **7** Schwerspat. **8** Gips. **9** Wavellit

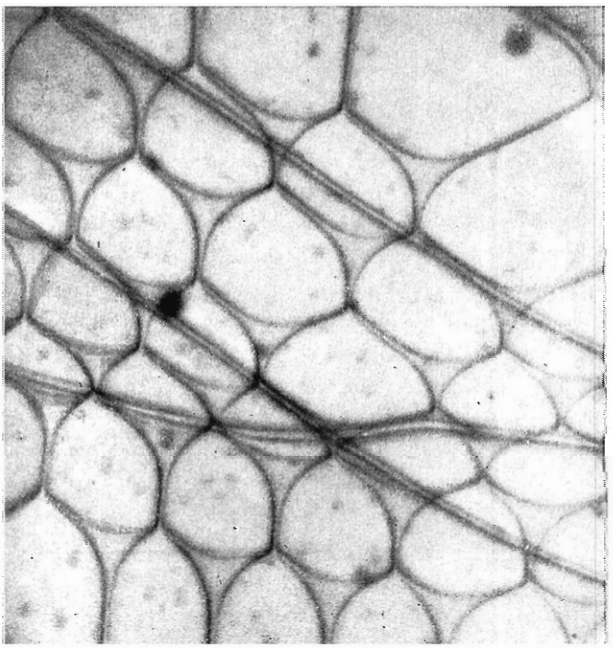






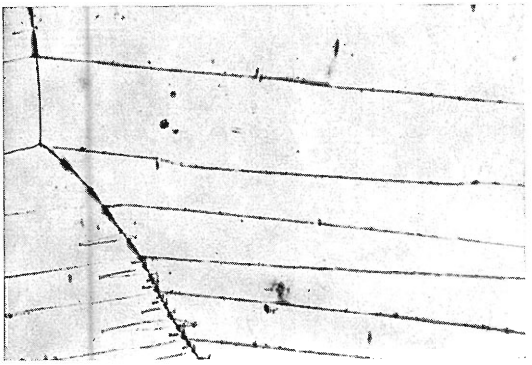


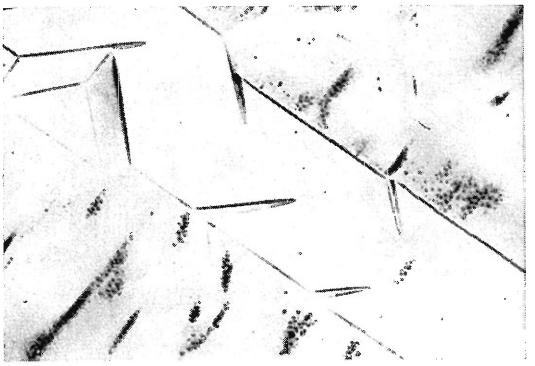


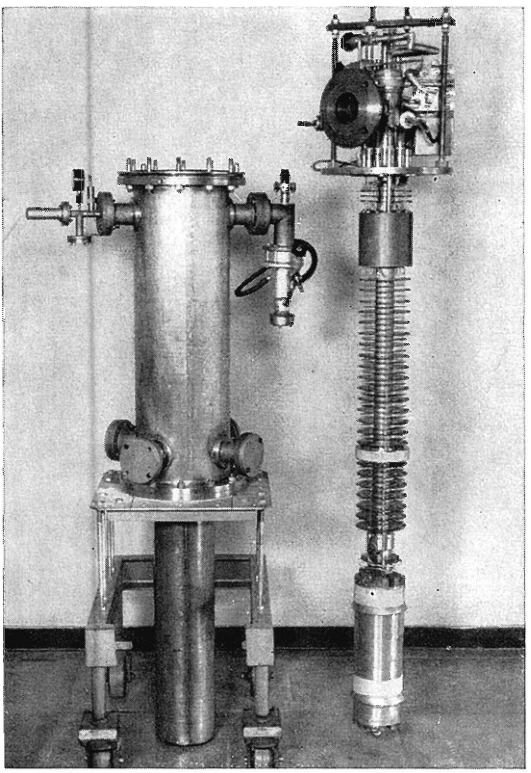


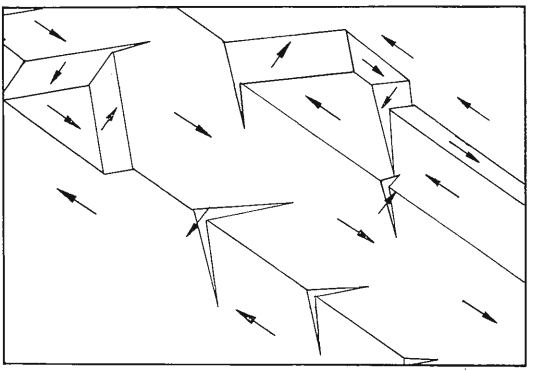
1 2a 2b
3 5
4

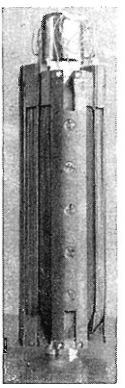
Versetzungsnachweis. 1 Durchstoßpunkte von Versetzungen durch eine (100)-Spaltfläche eines NaCl-Einkristalls. Der Kristall wurde unter Wasser gebogen und danach bei 600 °C getempert. Bei der Temperung sind Einzelversetzungen zu Polygonisationsgrenzen zusammengelaufen. Vergrößerung 510fach. **2a und 2b** Gleitspuren eines bei Raumtemperatur um 1% verformten Wolfram-Einkristalls. Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Oberflächenabdruckes. Zur Bestimmung der Stufenhöhe der Gleitbänder wurden auf die Probe Latexkügelchen mit bekanntem Durchmesser aufgebracht. Durch einen Vergleich der Schattenlänge von Latexkügelchen auf der nach Platin-Kohle-Bedampfung glatten Oberfläche und in der Nähe eines Gleitbandes kann die Stufenhöhe dieses Gleitbandes gemessen werden. **3** Versetzungsnetzwerk in einem KCl-Einkristall. Lichtmikroskopische Dunkelfeldaufnahme. Vergrößerung 600fach. **4** Versetzungsnetzwerk in einem Graphit-Einkristall. Die in zwei Teilversetzungen aufgespaltenen Versetzungen haben sich bei einem Teil der Knoten eingeschnürt, bei dem anderen Teil ist durch die Linienspannung die Weite der Aufspaltung in den Knoten noch vergrößert. Elektronenmikroskopische Aufnahme im Beugungskontrast. Vergrößerung 12500fach. **5** Einzelversetzungen, prismatische Versetzungsringe und eine Spiralversetzung in einem Silizium-Einkristall. Die Aufwindung einer Einzelversetzung zu der Spiralversetzung und die Bildung der prismatischen Versetzungsringe erfolgte durch Kletterbewegungen. Während die im Bild hell erscheinenden Versetzungsringe vollständigen Versetzungen entsprechen, stellen die dunkel erscheinenden Ringe Teilversetzungen dar, die einen Stapelfehler beranden. Der Nachweis der Versetzungsstrukturen erfolgte durch die röntgentopographische Methode nach Lang. Vergrößerung 50fach.

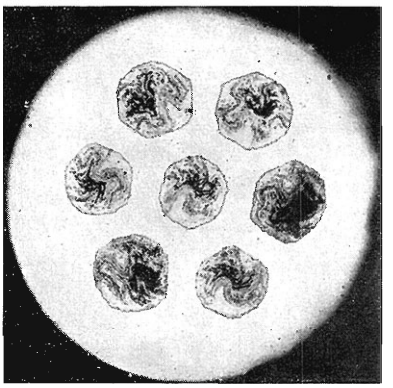


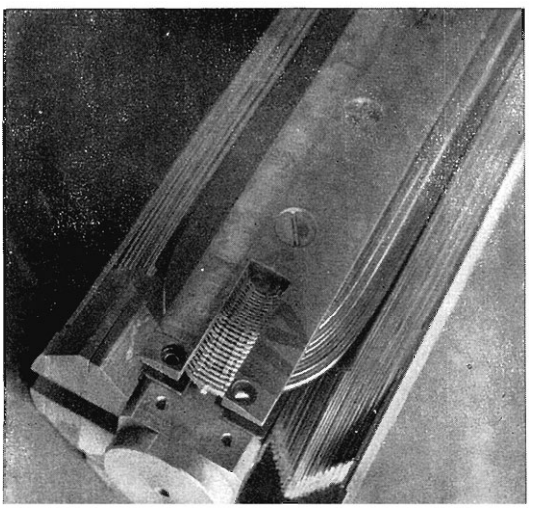






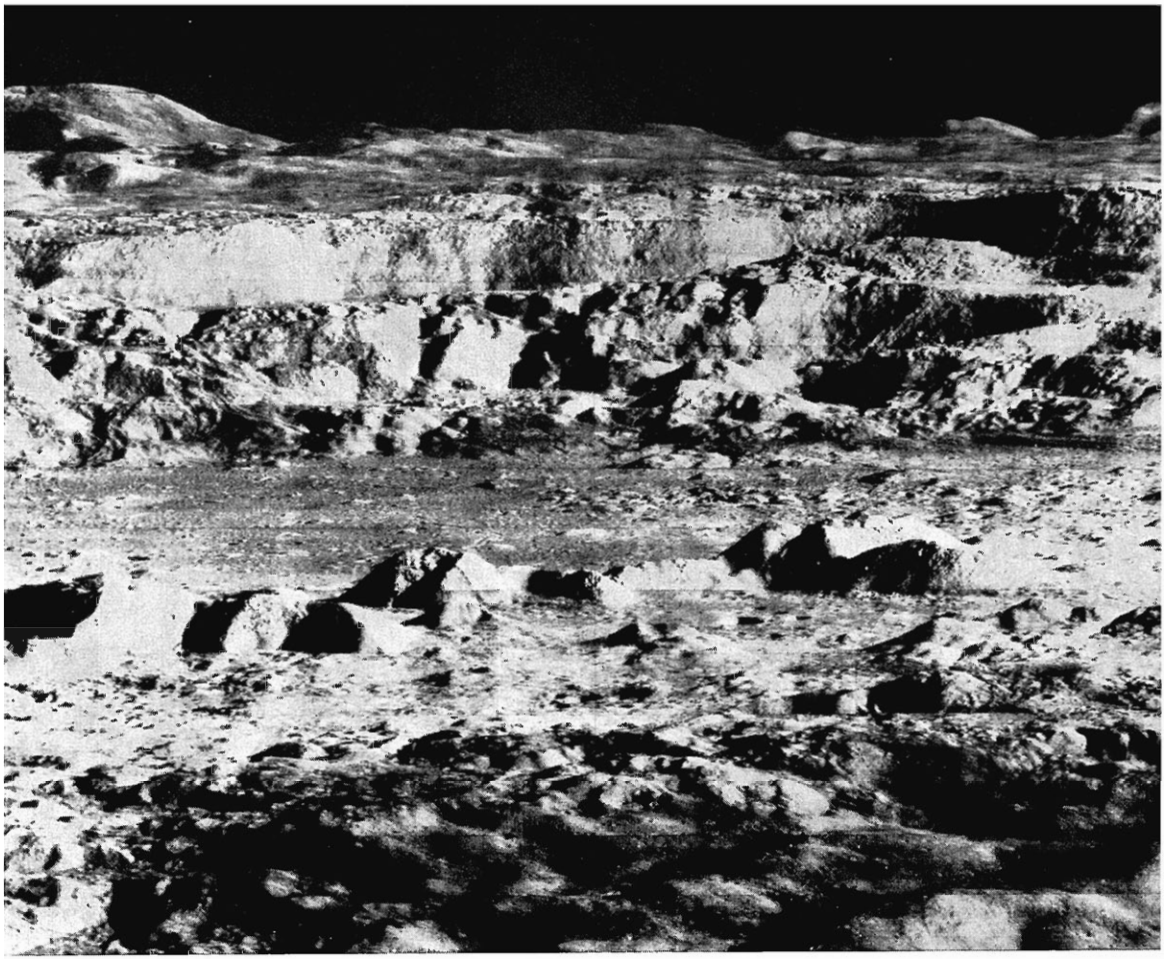


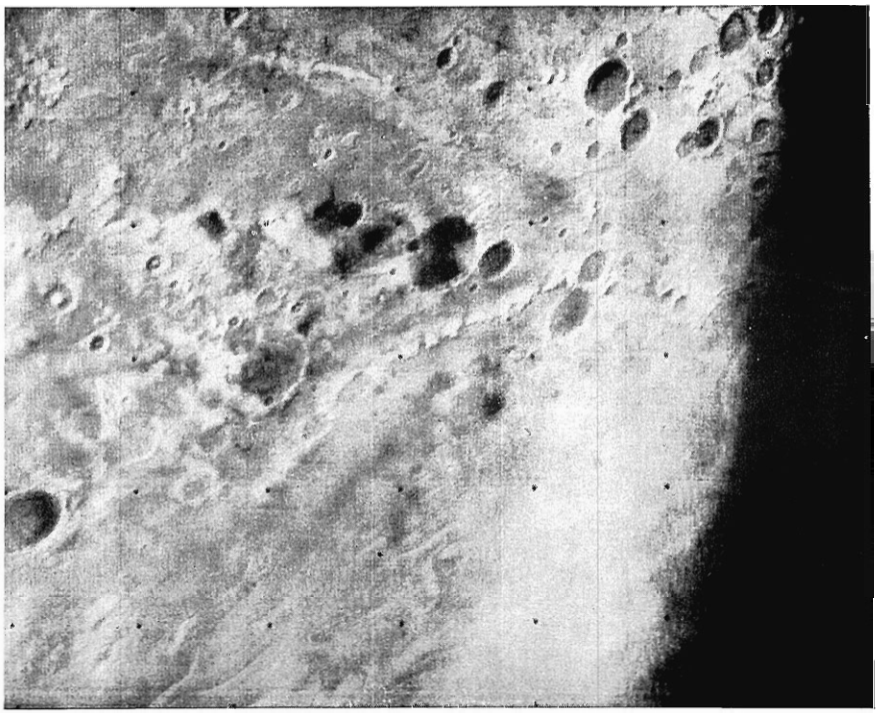




1 **2a** **2b** **3** **4** **6** **5** **Magnetische Werkstoffe — Supraleitfähigkeit. 1** 180°-Wandstruktur in Fe-3 % Si-Texturblech. Die Bereichstruktur setzt sich im wesentlichen ungestört über die Korngrenze fort. Zur Verminderung der durch den geringen Orientierungsunterschied der Körner bedingten magnetischen Streufelder bilden sich an der Korngrenze innerhalb der Bereiche lanzettförmige entgegengesetzt magnetisierte Bezirke („Spikes") aus. **2** Bereichsstruktur mit 90°- und 180°-Wänden auf der (100)-Fläche einer Fe-10 % Al-Legierung: **2a** Magnetpulveraufnahme, **2b** wahrscheinliche Magnetisierungsverteilung. **3** Supraleitender Quadrupolmagnet mit zugehörigem Kryostaten. **4** Supraleitender Quadrupolmagnet ohne Armierung, die zur Aufnahme der Kräfte erforderlich ist. **5** Teilansicht des supraleitenden Quadrupolmagneten. Eingelegte Isolierstreifen gewährleisten, daß das Kühlmittel zu den Kühlkanälen Zugang findet. **6** Verbundleiter Kupfer-Supraleiter mit 7 in die Kupfermatrix eingebetteten Supraleiterdrähten. Gesamtdurchmesser 0,5 mm.

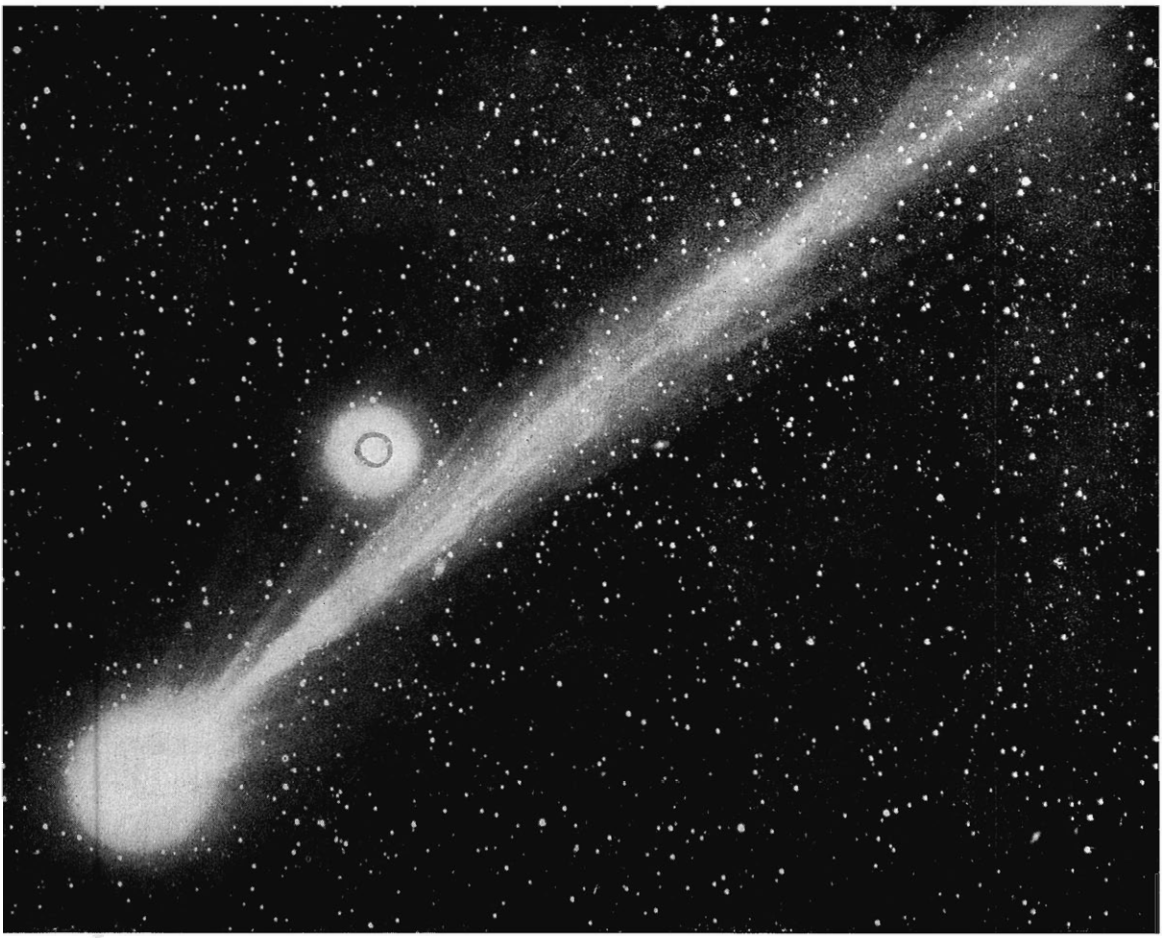
Tafel 60 Schliffbild

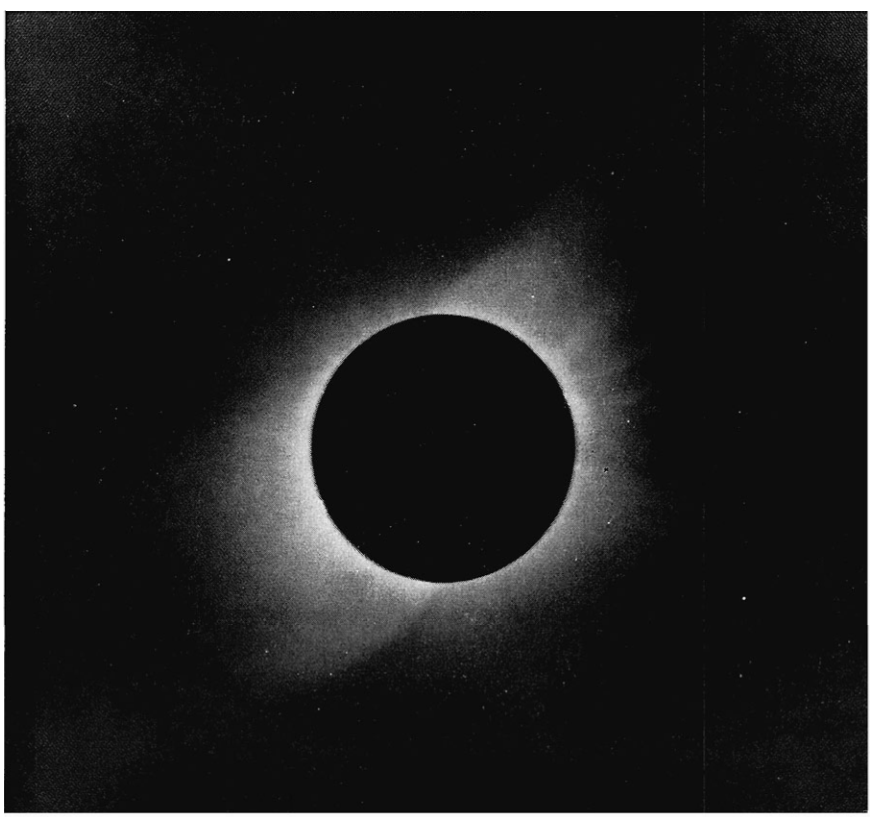




1
2

Astrophysik I. Sonnensystem: **1** Das Innere des Kraters Kopernikus. **2** Das Südpolgebiet des Planeten Mars. Die Schattengrenze zwischen beleuchtetem und unbeleuchtetem Teil der Marsoberfläche verläuft etwa senkrecht nahe dem rechten Bildrand. Es lassen sich eine Vielzahl von langgestreckten oder fleckenartigen Strukturen erkennen, die möglicherweise von gefrorenem Kohlendioxid herrühren





ıstrophysik II. Sonnensystem:
Der Komet Whipple-Fedtke
1942 g) mit deutlich ausgeprägten Schweifstrahlen. **2** Aufnahme
er inneren Sonnenkorona bei
otaler Sonnenfinsternis

'afel 62



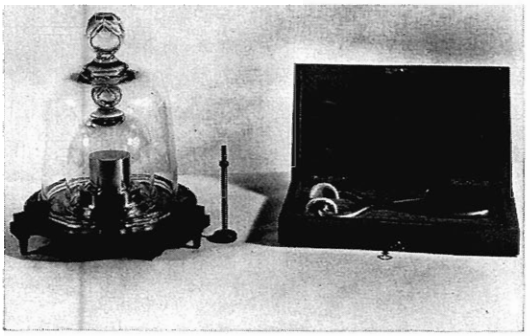


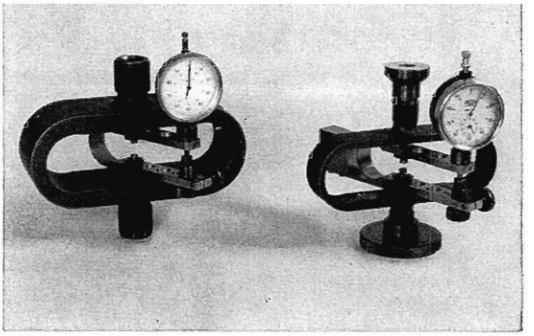


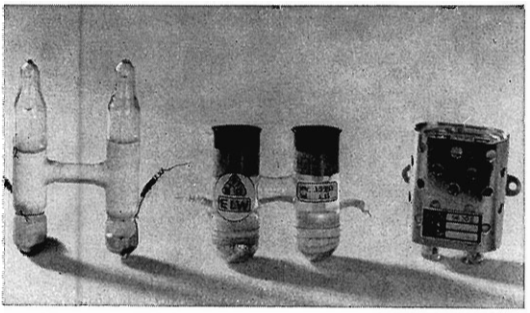
Astrophysik III. 1 Interstellare Materie: Großer Orionnebel. **2** Extragalaktisches Sternsystem: Andromedanebel (M 31). Rechts oben ist der Begleiter NGC 205 zu erkennen. **3** Kugelsternhaufen: M 13 im Sternbild Hercules

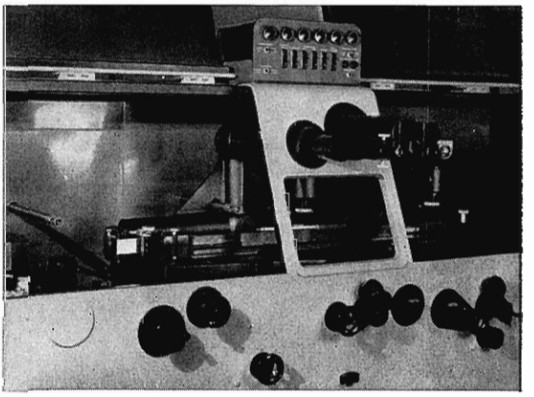
1 3
2

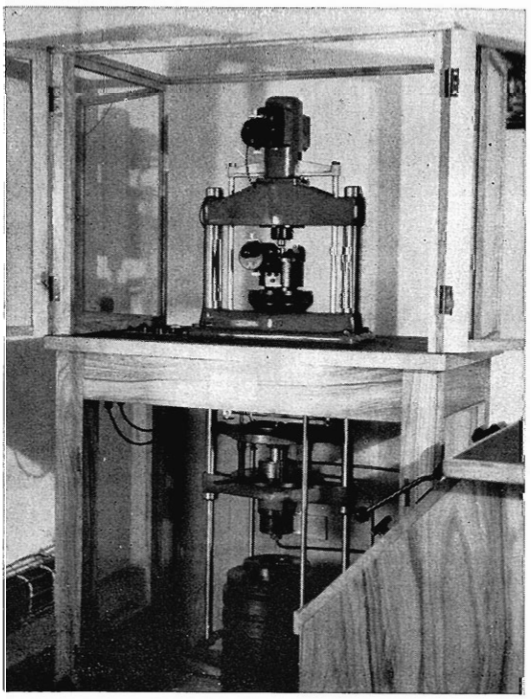
Tafel 63

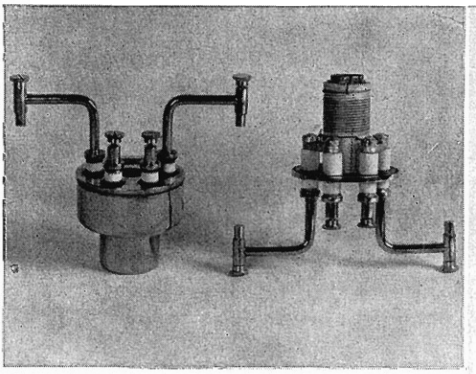
















1 2 3 4 5 6 7 8 **Etalons des Deutschen Amtes für Meßwesen und Warenprüfung.** 1 Kilogramm Prototyp Nr. 55 (verkleinert). 2 Kraftmeßbügel mit Meßuhr 10 Mp und 500 kp. 3 Normal-Weston-Elemente (verkleinert). 4 Strichmaß-Endmaß-Komparator. 5 Rockwell-Prüfgerät. 6 Gold-Chrom-Normalwiderstand. 7 Parallelplatten-Ionisationskammer (Etalon für Röntgen-Einheit). 8 Normalthermometer mit unterdrücktem Meßbereich

Tafel 64